

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione di galassie a spirale

Tesi di laurea

Presentata da:
Lorenzo Bini

Relatore:
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

Sessione II
Anno accademico 2019-2020

Indice

1	Introduzione	1
2	Il mezzo interstellare	3
2.1	Hot Ionized Medium (HIM).....	3
2.2	Warm Ionized Medium (WIM).....	4
2.3	Warm Neutral Medium (WNM).....	5
2.4	Cold Neutral Medium (CNM).....	6
3	Processi di emissione	6
3.1	Banda Radio.....	6
3.1.1	Sincrotrone.....	7
3.1.2	Riga a <i>21 cm</i>	8
3.2	Banda IR.....	10
3.3	Banda Ottica.....	11
3.3.1	Corpo Nero.....	11
3.4	Banda X.....	12
3.4.1	Bremsstrahlung.....	12
3.5	Banda Gamma.....	14
3.5.1	Inverse Compton.....	14
3.5.2	Bremsstrahlung relativistica.....	15
3.5.3	Raggi Cosmici.....	15
	Bibliografia	17

Capitolo 1

Introduzione

Le galassie sono i mattoni fondamentali dell'Universo e si presentano come strutture cosmiche formate da **stelle**, eventualmente con pianeti associati, **gas** a temperature che possono oscillare fra le poche decine di gradi Kelvin ed i qualche milioni, ed infine **polveri**; quest'ultime insieme ai gas vanno a costituire l'**ISM**, ciò che comunemente in letteratura è noto come mezzo interstellare. Inoltre le galassie si presentano come avvolte da **aloni di materia oscura** (Dark Matter), la quale di fatto costituisce la quasi totalità della massa di una galassia pur non presentando una sezione d'urto elettromagnetica e quindi non contribuendo ai processi di emissione che analizzeremo. Proprio per quest'ultimo motivo non ne parleremo a fondo lungo la nostra trattazione.

Le galassie si dividono principalmente in due tipi derivanti dalla classificazione morfologica stilata da **Edwin Hubble**.

Tra il 1926 ed il 1936, l'astronomo statunitense introdusse una classificazione, fatta in funzione della loro morfologia, molto schematica ma con idee di base tutt'ora valide, detta **sequenza di Hubble**. Ne riportiamo di seguito un grafico per spiegare in breve l'idea:

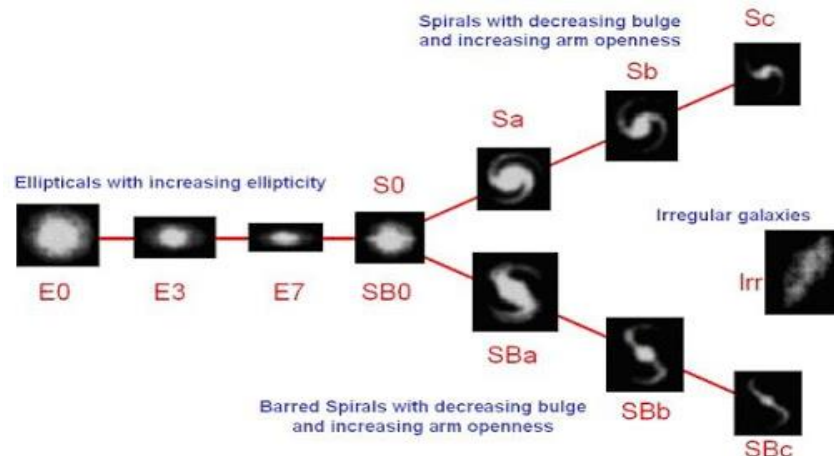


Figura 1.1: Classificazione di Hubble

Le galassie a sinistra della classificazione sono chiamate **early type** e sono le **galassie ellittiche (E0 – E7)**, la cui forma tende a schiacciarsi muovendosi da sinistra verso destra (di fatto aumenta il parametro chiamato ellitticità). Dopo di queste abbiamo le **galassie lenticolari (S0)** le quali presentano caratteristiche comuni ad entrambi, facendo così da ponte fra le ellittiche e le spirali. Quest'ultime vengono anche dette **late type** e presentano un'ulteriore distinzione in base alla forma del bulge:

- Galassie a spirale: **Sa, Sb, Sc**;

- Galassie a spirale barrata: **SBa, SBb, SBc**.

Le lettere *a, b, c* caratterizzano la compattezza dei bracci (dai meno avvolti ai più). Inoltre, come si vede dalla *figura 1.1*, sono presenti altre tipi di galassie, che normalmente vengono escluse dallo schema della sequenza, dette **galassie irregolari**. La nomenclatura *early* e *late* type deriva dall'idea, erronea, di Hubble che le galassie fossero tutte ellittiche inizialmente ed evolvessero in galassie a spirale nel tempo. Ciò è infatti in contrasto con le osservazioni poiché porterebbe le galassie late type ad essere in numero maggiore. L'idea venne di conseguenza abbandonata.

Nei capitoli successivi ci occuperemo esclusivamente delle galassie a spirale, andando ad analizzare le caratteristiche dei vari modi d'emissione. E' pertanto utile iniziare con una descrizione della loro conformazione (*figura 1.2*):

- **Bulge**: è uno sferoide in cui è presente 1/6 della massa della galassia ed è costituito da stelle molto vecchie (Popolazione II), gas estremamente caldo e povero di metalli.
- **Disco**: si sviluppa attorno al bulge e viene suddiviso in disco sottile e spesso. Il primo ospita i bracci, vale a dire stelle giovani di tipo O-B, nubi molecolari, regioni HII, polveri, ammassi aperti; mentre il secondo, quello spesso, ospita stelle più vecchie. Oltre i bracci, diffuso lungo tutto il disco troviamo il mezzo interstellare neutro. Lo spessore del disco è circa qualche *kiloparsec*, mentre il raggio è dell'ordine di decine di *kiloparsec*.
- **Alone**: è uno sferoide che avvolge interamente la galassia ed è costituito da stelle vecchie, ammassi globulari e materia oscura.

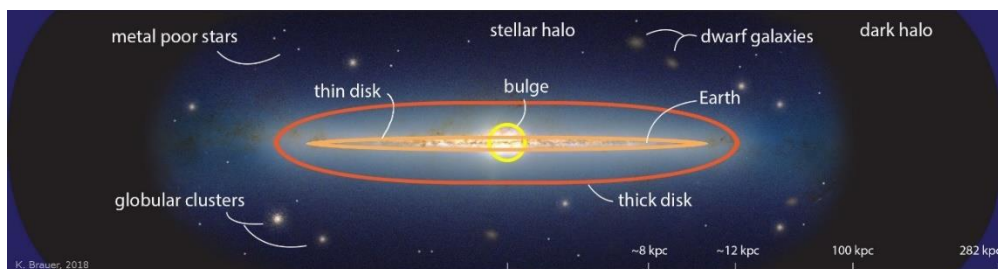


Figura 1.2: Struttura di una galassia a spirale.

Capitolo 2

Il mezzo interstellare

Un importante costituente delle galassie è il mezzo interstellare (ISM), il quale va a costituire il 5-10% della massa totale. Principalmente è formato da:

- **Gas:** sostanzialmente idrogeno ed elio, circa solo l'1% metalli pesanti. Atomi e molecole formano il gas freddo mentre quello caldo ioni ed elettroni. Quasi l'80% dello spazio interstellare è riempito da gas freddo ad alte densità.
- **Polveri:** sono essenzialmente formate da grafite, silicati, olivina, e compongono l'1% circa della massa dell'ISM. Hanno temperature comprese fra i 30K ed i 100K. Date le loro dimensioni sono ottimi assorbitori della radiazione nell'ottico e nell'UV; la quale una volta riassorbita viene riemessa nell'IR (*reddening*). Funzionando quindi come catalizzatori di atomi sono fondamentali per la formazione delle molecole, e quindi formazione stellare.

Possiamo identificare 4 fasi dell'ISM: Hot Ionized Medium (HIM), Warm Ionized Medium (WIM), Warm Neutral Medium (WNM) e Cold Neutral Medium (CNM). Andiamo ad analizzarle.

2.1 Hot Ionized Medium (HIM)

Le temperature di questo mezzo sono le più elevate di tutte essendo dell'ordine dei $10^6 - 10^7 K$, mentre la densità è inferiore a $10^{-2} \text{ particelle/cm}^3$.

Questa fase è principalmente localizzata attorno al bulge.

I tempi per il suo raffreddamento sono molto lunghi ed emette principalmente per **bremstrahlung termica** nei raggi X; successivamente abbiamo processi secondari come la **ricombinazione**, ovvero l'emissione in riga in seguito a transizioni *free-bound* nella banda X soft e *bound-bound* nell'ottico. Infine nei resti di supernovae abbiamo anche emissione nella banda radio dovuta agli elettroni ultrarelativistici, accelerati da onde d'urto, che interagiscono con il campo magnetico galattico ed emettono per **sincrotrone**. E' così che l'HIM viene scaldato da onde d'urto generate dall'esplosione delle supernovae stesse, oppure da venti stellari prodotti da stelle molto calde (classe spettrale O, B).

2.2 Warm Ionized Medium (WIM)

Le temperature in questo mezzo sono quelle tipiche della ionizzazione dell'idrogeno e dell'elio, vale a dire $10^4 K$ circa, e con densità $n > 1 \text{ particelle/cm}^3$. Esso rappresenta circa il 2 - 4% del volume totale dell'ISM. Questa fase la troviamo lungo i bracci delle galassie, nelle zone di formazione stellare, attorno a stelle di tipo O,B e quindi molto calde e massive la cui radiazione UV fotoionizza

il gas circostante. Inoltre insieme alle nubi molecolari forma i così detti **globuli di Bok**, ovvero regioni fredde immerse in questo mezzo più caldo.

Questo stadio del mezzo interstellare si verifica nelle **regioni HII** (in letteratura conosciute come **sfere di Strömgren**) ossia nubi di idrogeno ionizzato presente attorno a stelle calde e massicce (classe O,B). All'interno di questa sfera notiamo un equilibrio tra fotoionizzazione e ricombinazione, infatti è proprio la radiazione di queste stelle che ionizza l'idrogeno a cui segue la ricombinazione degli elettroni con i protoni, riemettendo così fotoni ad energie minori di quelle iniziali. Quest'ultimi vanno a ionizzare altro idrogeno innescando un ciclo per il processo: in questa maniera i fotoni perdono energia durante il percorso arrivando ad un **raggio limite**, noto come raggio della sfera, oltre il quale la radiazione non è più sufficientemente energetica da ionizzare la materia e torniamo così ad avere una prevalenza d'idrogeno neutro. E' così che, come da osservazioni, il WIM emette nel continuo attraverso **bremstrahlung**, la quale cade nella banda **radio**, ed **anche** nell'**ottico** con **righe di emissione** dovute all'idrogeno ed in minor parte all'ossigeno. Un esempio di regione HII, come da *figura 2.2*, è la *Nebulosa Rosetta*, rilevata grazie alle osservazioni in *banda radio/IR/submm*.

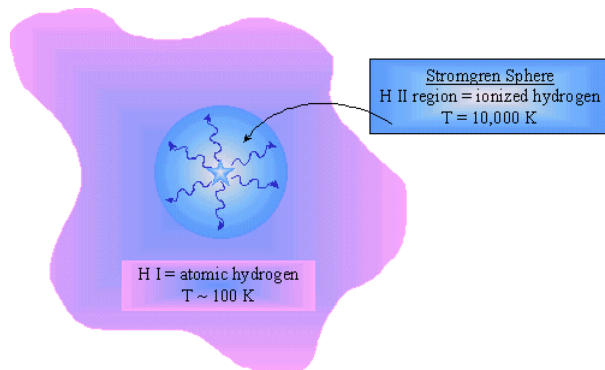


Figura 2.1: Esempio di Sfera di Strömgren.



Figura 2.2: Nebulosa Rosetta.

2.3 Warm Neutral Medium (WNM)

In questa fase dell'ISM le temperature sono dell'ordine di $10^2 - 10^4 K$, con delle densità basse, $n \approx 0.1 \text{ particelle/cm}^3$, rappresentando circa il 30-60% del volume totale del mezzo.

Questa fase è principalmente costituita da **idrogeno atomico (HI)** ed è situata in regioni di fotodissociazione presenti lungo tutto il disco galattico, con ovvie mancanze al centro a causa delle elevate temperature. L'idrogeno (HI) qui viene scaldato da radiazione UV/X diffusa e dall'interazione coi raggi cosmici di bassa energia. Viene osservato nel radio tramite la *riga a 21cm*: questa transizione è molto importante poiché consente di studiare le curve di rotazione delle galassie deducendo la distribuzione della materia lungo il disco. Oltre alle suddette motivazioni, la *riga a 21 cm* è molto utile ed utilizzata su osservazioni a grandi scale in quanto fornisce la possibilità di studiare le interazioni gravitazionali fra galassie: osserviamo la *figura 2.3*.

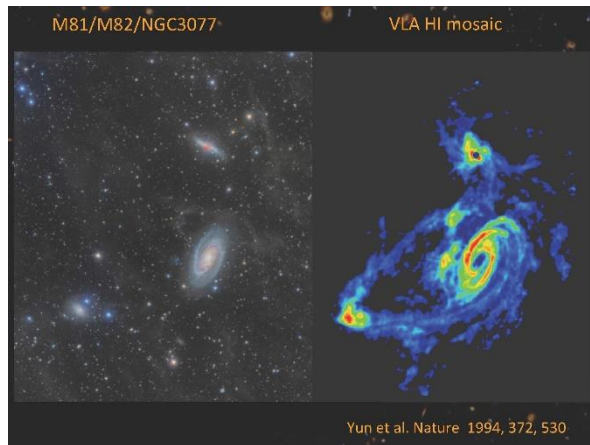


Figura 2.3: Gruppo di M81

L'immagine sulla sinistra mostra tre galassie osservate nell'ottico e ci accorgiamo di come possiamo vedere solamente la struttura delle singole senza sapere se esse interagiscano fra loro. Invece in quella a destra viene osservata la stessa zona di cielo attraverso la riga a 21cm dell'idrogeno neutro e possiamo chiaramente vedere come le galassie siano in

interazione fra loro e come queste formino dei filamenti che le collegano perdendo così una discreta quantità d'idrogeno.

2.4 Cold Neutral Medium (CNM)

Il CNM è una fase del mezzo interstellare composta principalmente da regioni d'**idrogeno neutro (HI)** e da **regioni molecolari**. Le prime hanno temperature dell'ordine dei 100K con densità inferiori alle $10 \text{ particelle/cm}^3$ e vengono osservate attraverso le righe di assorbimento.

Le seconde invece sono composte da idrogeno molecolare (H_2) seguito da CO ed altre molecole; le temperature qui sono di circa 10K con densità elevate del tipo $n > 10^3 \text{ particelle/cm}^3$. Questa fase è localizzata nelle regioni di formazione stellare, come nei bracci, e viene osservata tramite righe di emissione nel radio, mm e submm. Queste regioni costituiscono circa l'1% del volume totale dell'ISM ma contribuiscono alla massa per il 30 -60%.

Capitolo 3

Processi di emissione

In questo capitolo, per comprendere meglio una galassia a spirale e l'ISM di cui è composta, andremo ad analizzare i vari processi di emissione, sia delle stelle che del mezzo interstellare stesso, in diverse bande dello spettro elettromagnetico, dal radio fino ai raggi γ . E' fondamentale iniziare col dire che i processi possono essere suddivisi in:

- **Processi nel continuo:** i fotoni vengono emessi in un intervallo ampio di frequenze ν . Essi si dividono a loro volta in processi termici, dove le velocità delle particelle seguono la distribuzione di Maxwell-Boltzmann (**Bremsstrahlung** e **Corpo Nero**), e processi non termici, dove la legge che viene seguita è una legge di potenza (**Sincrotrone**, **Bremsstrahlung Relativistica** ed **Inverse Compton**).
- **Processi in riga:** i fotoni vengono emessi ad una frequenza caratteristica generando le meglio note *righe* in *assorbimento* o in *emissione*.

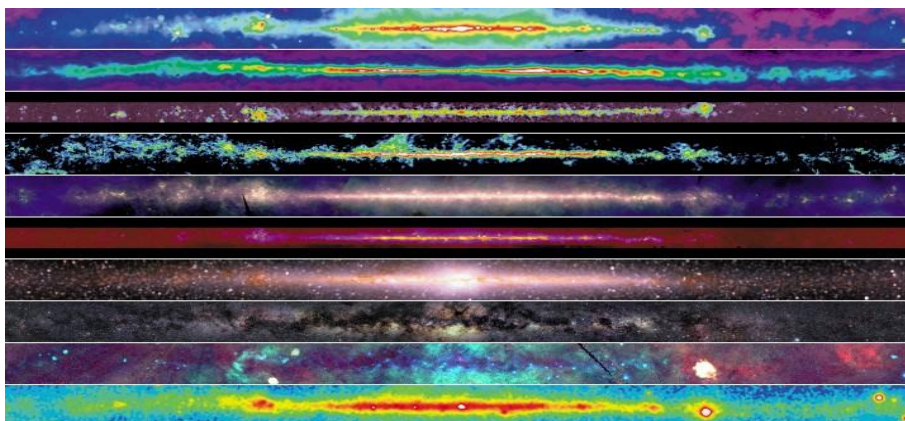


Figura 3.1: Via Lattea a diverse frequenze.

3.1 Banda radio

L'emissione in banda radio di una galassia avviene sia nel continuo, tramite **sincrotrone** ed in piccola parte **bremsstrahlung**, che in riga grazie all'**idrogeno neutro** (HI) alla frequenza di $\nu = 1420$ MHz (riga *21cm*).

Analizziamo per il momento l'emissione di sincrotrone e d'idrogeno neutro, riprendendo successivamente quella di bremsstrahlung.

3.1.1 Sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è un'emissione non termica dovuta alla presenza di **elettroni ultrarelativistici** interagenti con il **campo magnetico**. Nel caso le particelle non fossero relativistiche il meccanismo invece prende nome di **ciclotrone**. In quest'ultimo caso l'emissione avviene ad una frequenza caratteristica detta frequenza di **Larmor** o di girazione:

$$\nu_L = \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{qH}{2\pi mc} \quad (3.1)$$

La potenza quindi viene emessa in maniera isotropa e si ottiene grazie alla formula di Larmor ($P = 2q^2 a^2 / 3c^3$) dove sostituendoci l'accelerazione centripeta a cui è sottoposto l'elettrone:

$$P = \frac{2q^4}{3m^2 c^3} \beta^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (3.2)$$

Invece per quanto riguarda la radiazione di sincrotrone dobbiamo tener di conto degli effetti delle velocità ultrarelativistiche. In questo caso, da come vediamo nella *figura 3.2*, abbiamo *aberrazione relativistica* e ciò comporta una modifica dell'angolo sotto cui viene emessa la radiazione, non risultando più isotropa bensì emessa in un cono di semiampiezza $1/\gamma$. La 3.2 così diventa:

$$P = \frac{2q^4}{3m^2 c^3} \beta^2 \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (3.3)$$

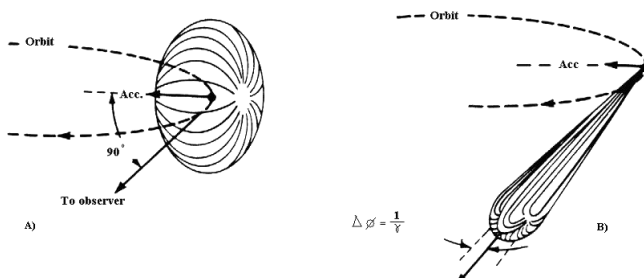


Figura 3.2: Cono di semiapertura $1/\gamma$ dovuto all'aberrazione relativistica.

Dalla formula precedente vediamo subito come i principali emettitori siano gli elettroni, i quali aventi massa 2000 volte circa minore dei protoni minimizzano il termine che compare a denominatore nella 3.3.

E' il momento dunque di fare un'importante riflessione. Siccome la radiazione viene emessa sotto un cono di semiapertura $1/\gamma$, e parliamo di velocità molto elevate, allora la radiazione generata da un singolo elettrone risulta essere molto impulsiva non venendo quindi rilevata finché il *cono* non punta lungo la direzione dell'osservatore. Quando ciò accade l'emissione non avviene ad una frequenza singola come per il ciclotrone, ma notiamo una serie infinita di armoniche le quali arrivano ad un valore caratteristico, noto come frequenza caratteristica ν_s , per il quale abbiamo un'emissione continua:

$$\nu_s \approx 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H[\mu G] \text{ GHz} \quad (3.4)$$

Se adesso al posto di un singolo elettrone consideriamo un insieme di elettroni, energeticamente distribuiti secondo una legge di potenza, trattasi di un processo non termico, allora otteniamo:

$$N(\varepsilon) = N_0 \varepsilon^{-\delta} d\varepsilon \quad (3.5)$$

E da qui possiamo calcolare l'**emissività specifica** di sincrotrone, approssimando l'energia degli elettroni come interamente irradiata alla frequenza ν_s :

$$J_s \sim N_0 H^{\frac{\delta+1}{2}} \nu^{-\frac{\delta+1}{2}} \quad \text{con} \quad \alpha = \frac{\delta-1}{2} \quad (3.6)$$

Dove α è l'*indice spettrale*, pertanto riscriviamo:

$$J_s(\nu) \sim N_0 H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (3.7)$$

E lo spettro risulta ancora una legge di potenza, dove α viene determinato in base a come sono distribuiti gli elettroni. Possiamo quindi ricavare il flusso ad una qualsiasi se frequenza se lo conosciamo ad una certa ν_0 :

$$S(\nu) = S(\nu_0) \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^\alpha \quad (3.8)$$

Nelle galassie a spirale l'emissione per sincrotrone è un fenomeno molto diffuso e lo si osserva, come già detto, nella banda radio.

3.1.2 Riga a 21 cm

Un altro tipo di emissione radio si verifica attraverso l'**idrogeno neutro** (HI) che emette in riga alla frequenza $\nu = 1420.405$ MHz, la quale corrisponde ad una lunghezza d'onda $\lambda = 21.1$ cm. Questo tipo di transizione è dovuta ad una *transizione iperfine*, splittamento, dello **stato fondamentale** dell'idrogeno neutro. L'atomo d'idrogeno neutro è formato da un protone ed un elettrone aventi momento angolare intrinseco detto **spin**; si capisce subito che possiamo così avere due configurazioni possibili: la prima avente spin paralleli, cioè stesso verso di rotazione, e la seconda invece con spin opposti. Nel primo caso l'atomo possiede un'energia leggermente superiore rispetto al secondo, ed è proprio quando abbiamo un'inversione di configurazione che si ha una transizione in riga corrispondente alla differenza ΔE di energia tra i due stati:

$$\Delta E = 5.874 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \Rightarrow \nu = \Delta E/h = 1420.405 \text{ MHz}$$

Inoltre quella che è la probabilità di transizione relativa a questo processo è data dal *coefficiente di Einstein A* per l'emissione spontanea:

$$A = 2.85 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$$

corrispondente ad una transizione fortemente proibita con tempo di decadimento radiativo pari a $t \approx 10^7$ yr, e che conseguentemente non dovremmo vedere. Tutta via è grazie alle diseccitazioni collisionali, che riducono il tempo di vita dell'atomo nello stato eccitato, che questo tempo viene ridotto a $t \approx 300$ yr.

In Astrofisica la riga a 21 cm è di notevole importanza poiché rende possibile studiare la struttura delle galassie in quanto questa radiazione è completamente trasparente alle polveri interstellari. Ed è grazie, ad esempio, a questo tipo di osservazione che abbiamo visto che le galassie non finiscono con i bracci e le loro dimensioni lineari, bensì sono avvolte in un disco di idrogeno neutro molto più grande. In *figura 3.3* mostriamo una foto di *NGC 6946* e di come essa appaia nell'ottico e nel radio (a 21 cm), con la stessa scala:

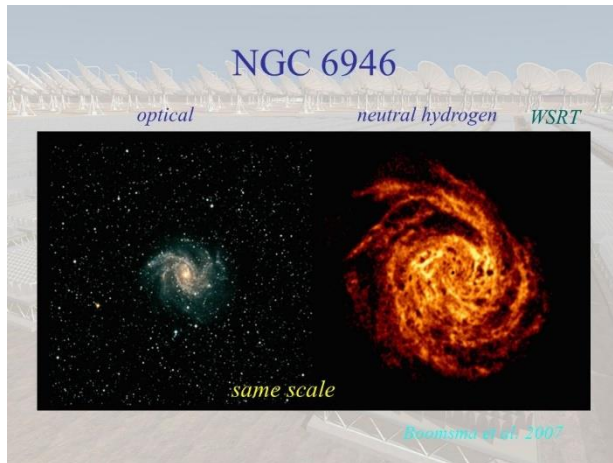


Figura 3.3: Galassia NGC 6964.

E' doveroso ora menzionare un'altra cruciale ed importante applicazione della riga a 21 cm in Astrofisica, che ha permesso di arrivare ad importanti conclusioni negli anni. Essa infatti viene anche utilizzata per studiare la **curva di rotazione** della galassia, ovvero come cambia la

velocità di rotazione degli oggetti attorno al centro galattico in funzione della distanza R . E' per questo che possiamo dividere, in maniera teorica, la curva in tre regioni diverse:

- **Regione centrale:** comprende tutto il bulge e la velocità di rotazione aumenta proporzionalmente al raggio: $v(R) \propto R$.
- **Disco sottile:** seconda regione ove ci si aspetta un plateau, vale a dire la velocità, dopo aver raggiunto il suo massimo, rimane costante indipendentemente dal raggio: $v(R) \propto \text{cost}$.
- **Regioni lontane:** è la parte finale della galassia in cui ci **dovrebbe** essere la caduta kepleriana e di conseguenza una diminuzione della velocità: $v(R) \propto R^{-1/2}$.

Tuttavia osservativamente notiamo una discrepanza fra la curva teorica ed i dati osservati, i quali non combaciano con la prima. Lo vediamo appunto nella *figura 3.4*, dove i dati osservativi descrivono un andamento più piatto anche

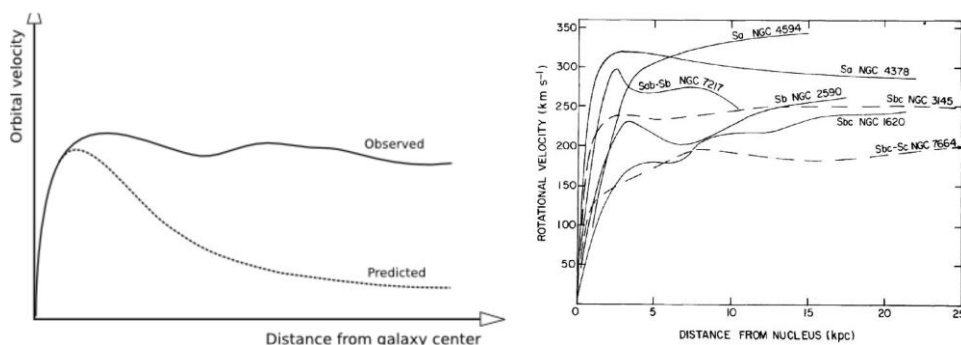


Figura 3.4: A sinistra curve di rotazione teorica ed osservata. A destra esempi di curve di alcune galassie.

nelle regioni più lontane delle galassie. Tale fenomeno si ipotizza sia dovuto alla presenza di **materia oscura**, ciò perché la distribuzione di materia per poter osservare una caduta kepleriana anche nelle zone più lontane dal centro galattico dovrebbe esser del tipo $\rho(R) \propto R^{-2}$. Tuttavia la distribuzione di materia visibile, principalmente *HI*, non è sufficiente per spiegare l'andamento costante della velocità in queste zone. Questa può essere vista come una delle prime prove dell'esistenza della materia oscura e del fatto che essa avvolge le galassie a spirale in aloni attorno alla materia visibile.

3.2 Banda IR

L'emissione in infrarosso (**IR**) di una galassia è dovuta principalmente alla polvere interstellare presente nelle nubi molecolari, attorno ai bracci, e costituente circa il 30% di tutta la luminosità di una galassia. I 2/3 di essa vengono emessi nel lontano infrarosso (**FIR**) ed il restante 1/3 nel vicino infrarosso (**NIR**). La polvere interstellare solitamente viene formata in stelle fredde ricche di carbonio o ossigeno, o nei resti di una supernova, e viene diffusa tramite getti stellari. E' principalmente composta da elementi pesanti, i quali aggregandosi formano **grani** di grandezza fra $5 \cdot 10^{-4} \mu m$ e $0.5 \mu m$ e di temperatura fra i 10K ed i 100K. I grani grandi e freddi ($T \sim 20K$) sono responsabili dell'emissione dei circa 2/3 della luminosità totale, cadente nel FIR ($\lambda \geq 50 \mu m$), mentre quelli più piccoli del restante 1/3 nel NIR ($\lambda \sim 5 \cdot 10^{-4} - 10^{-3} \mu m$).

Inoltre non vi è solamente emissione continua ma sono presenti anche righe dovute a molecole organiche planari composte da carbonio ed ossigeno dette PAH, le quali si riscaldano assorbendo fotoni UV ed emettono tramite i loro movimenti vibrazionali. L'osservazione in infrarosso permette di accedere a regioni dell'universo non visibili normalmente in banda ottica, essendo la radiazione in quest'ultima opaca alla polvere e non trasparente. La figura qui sotto



Figura 3.5: Disco galattico visto nel NIR e nel visibile

mostra il disco galattico a confronto nel vicino infrarosso e nel visibile. Possiamo notare come nel secondo caso la galassia ci appaia del tutto oscurata dalla polvere, mentre nel primo questo problema venga totalmente bypassato.

L'assorbimento e la diffusione da parte della luce stellare causano il fenomeno definito come estinzione. Chiamiamo **estinzione totale** ad una certa lunghezza λ :

$$A_\lambda = 1.086\pi L \int a^2 Q_{ext}(a)n(a)da \text{ con } Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{\pi a^2} \quad (3.9)$$

Dove:

- a raggio medio di un grano;
- $n(a)da$ numero medio di grani per unità di volume;
- C_{ext} sezione d'urto dei grani;
- L profondità della colonna di polvere osservata.

Confrontando adesso gli spettri di emissione di diverse stelle, ma della stessa classe spettrale, con diversi **arrossamenti** si può definire tramite le loro differenze di colore quella che viene chiamata **curva di estinzione**, molto utile per studiare la composizione chimica della polvere. Osservando la *figura 3.6*

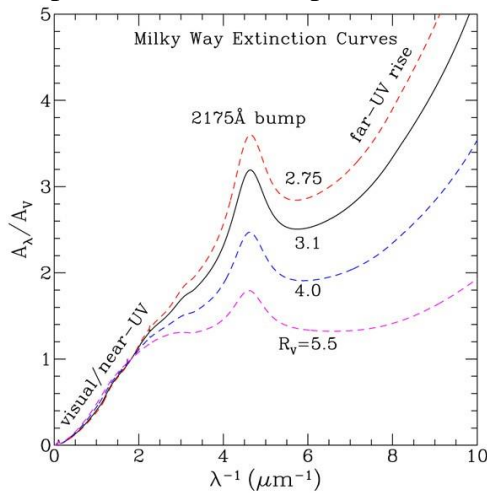


Figura 3.6: Diverse curve di estinzione.

possiamo notare un **bump** a 2175 Å causato da un assorbitore abbondante e resistente in ogni ambiente, ovvero la *grafite*.

Un'altra conseguenza importante dovuta alla presenza dei grani è la **polarizzazione** della luce. Questa comincia a crescere a partire dall'ultravioletto, raggiunge un massimo a lunghezze d'onda corrispondenti alla luce visibile, facendoci dedurre che sia così causata da grani di dimensioni di circa $1\mu\text{m}$, ed infine decresce rapidamente nel NIR. Da queste considerazioni possiamo dedurre che i grani di polvere siano anisotropi, di forma allungata e con un allineamento lungo l'asse

maggiore. Per questo motivo la polarizzazione della luce ottica è perpendicolare alla direzione al grano, mentre nell'IR è lungo la sua direzione.

3.3 Banda Ottica

L'emissione nell'ottico è dovuto essenzialmente a due processi: **radiazione di corpo nero** e **righe di ricombinazione**. La prima viene emessa dalle stelle ed è quella che genera sia il continuo sia righe di assorbimento dovute all'atmosfera stellare, le seconde invece sono causate dall'eccitazione del gas interstellare e generano le righe in emissione.

3.3.1 Corpo Nero

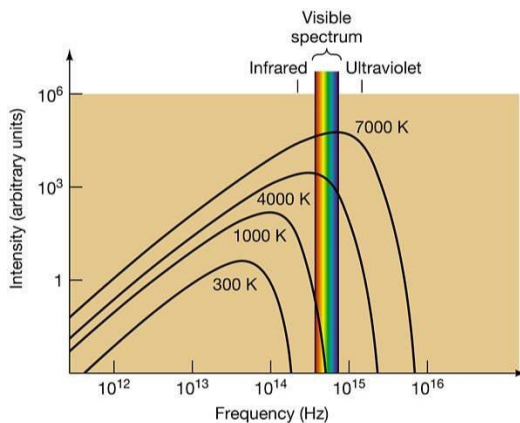
L'emissione ottica avviene principalmente per mezzo della radiazione stellare, ed è data dalla somma di tutti i singoli contributi emissivi delle stelle presenti nella galassia.

Per quanto concerne le stelle queste le possiamo trattare con ottima approssimazione come **corpi neri** la cui emissione segue la **legge di Planck**. Un corpo nero viene definito come un oggetto che assorbe tutta la radiazione incidente, ed una volta raggiunto l'equilibrio termico la riemette in **funzione soltanto** della **temperatura T** . Nel caso stellare, però, non parliamo di equilibrio termico assoluto, in quanto fra nucleo e superficie c'è una differenza sostanziale di 3-4 ordini di grandezza di temperatura, ma piuttosto parliamo di **LTE**, ovvero **equilibrio termico locale**. Quest'ultimo ci è concesso suddividendo, per approssimazione, la stella in gusci sferici di spessore arbitrario all'interno dei quali la temperatura la possiamo considerare come costante. Ogni strato quindi assorbe la radiazione da quello sottostante e la riemette in quello sovrastante; innescando un processo che avviene in tutti i gusci otticamente spessi (aventi cioè $\tau \gg 1$) fino alla fotosfera ove la profondità ottica verticale è $\tau_v = 2/3$. I fotoni da noi osservati sono proprio quelli provenienti dalla fotosfera stessa, ad una data

temperatura, e costituenti la radiazione di corpo nero considerata. La brillantezza della radiazione di corpo nero è data dalla legge di Planck e può essere espressa sia in funzione della lunghezza d'onda λ che della frequenza ν :

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda KT} - 1} \quad (3.10)$$

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/KT} - 1} \quad (3.11)$$



Come si evince dalla *figura 3.7* a lato, la quale rappresenta la funzione di Planck in funzione di λ e ν , la radiazione presenta un picco di emissione che possiamo calcolare in entrambe le funzioni:

$$\lambda_{max} = \frac{0.29}{T} [cm] \quad (3.12)$$

$$\nu_{max} = 5.88 \cdot 10^{10} \cdot T [Hz] \quad (3.13)$$

Notiamo subito, grazie alla 3.13, come il picco cresca in funzione della temperatura e come quindi a temperature più alte corrispondano frequenza di picco più alte.

Inoltre è doveroso sottolineare il fatto che le *planckiane* non si intersecano mai, il che vuol dire che basta solo una misura sul grafico per determinare la temperatura dell'oggetto voluto.

3.4 Banda X

Alcune zone dell'ISM si trovano a temperature superiori a $10^5 K$ dove idrogeno ed elio sono completamente ionizzati formando così il *plasma*. Quest'ultimo emette radiazione nell'estremo UV (EUV) e nella banda X. Tuttavia il mezzo interstellare risulta essere otticamente spesso ai raggi EUV, rendendolo quindi difficile da studiare a queste lunghezze d'onda, mentre completamente trasparente ai raggi X e quindi più conveniente e facile da osservare in questa banda.

L'emissione in X avviene tramite due processi fondamentali: la **Bremsstrahlung termica** (emissione nel continuo) e le **transizioni bound-bound** (stato *legato-legato*, emissione in riga).

3.4.1 Bremsstrahlung termica

La radiazione di Bremsstrahlung, anche detta emissione *free-free*, è dovuta all'accelerazione di una carica libera nel campo coulombiano di un'altra carica. Principalmente abbiamo elettroni che, mediante la forza di Coulomb (*figura 3.8*), interagiscono con nuclei di altri atomi (ioni per l'esattezza) decelerando e perdendo così energia tramite l'emissione di radiazione. In Astrofisica generalmente lo ione è formato da un solo protone (*HII*). La bremsstrahlung è il principale meccanismo di raffreddamento per plasmi aventi temperature dell'ordine di $T > 10^7 K$.

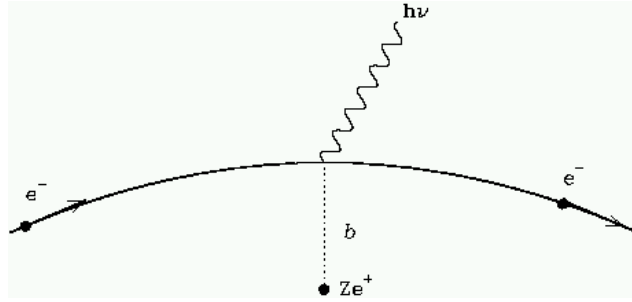


Figura 3.8: Schema radiazione di Bremsstrahlung.

Consideriamo per il momento la singola interazione fra una carica ed uno ione. Anche in questo caso la potenza irradiata dall'elettrone è data dalla *formula di Larmor*:

$$P = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} \quad \text{con accelerazione coulombiana} \quad a(t) = \frac{Ze^2}{mx(t)^2} \quad (3.14)$$

E definendo $b = x_{min}$ come **parametro d'impatto**, cioè la distanza minima fra le due particelle, notiamo che $P \propto x^{-4}$ e che è proprio il *parametro d'impatto* a corrispondere al valore della distanza per cui l'emissione è massima:

$$P = \frac{2Z^2 e^6}{3c^3 m^2 b^4} \quad (3.15)$$

La durata dell'interazione è molto breve ed assumiamo inoltre che abbia inizio a distanza $-b$ e finisca a distanza b . Possiamo così calcolare il *tempo di collisione*:

$$\Delta t = \frac{2b}{v} \quad (3.16)$$

E l'energia totale emessa:

$$P\Delta t = \frac{4Z^2 e^6}{3c^3 m^2 b^3 v} \quad (3.17)$$

Grazie alla (3.16) ed alla (3.17) vediamo come tutta la radiazione di fatto venga emessa in maniera impulsiva in un intervallo di tempo Δt . Studiando la distribuzione spettrale della radiazione in funzione della frequenza notiamo come questa presenti inizialmente un profilo piatto, seguito da un **cut-off** esponenziale alla frequenza ν_{max} portando l'emissione a zero (figura 3.9).

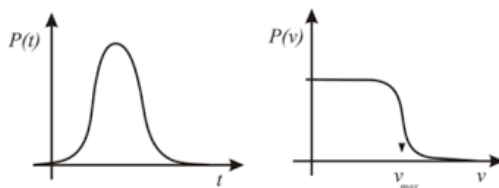


Figura 3.9: Impulso e cut-off della radiazione di Bremsstrahlung.

La *frequenza di cut-off* inoltre possiamo facilmente calcolarla come:

$$\nu_{max} \simeq \frac{1}{2\Delta t} = \frac{v}{4b} \quad (3.18)$$

A questo punto consideriamo un plasma reale, formato da una nube di elettroni aventi densità numerica n_e e di ioni di densità n_z . L'emissività specifica, cioè per unità di frequenza, è data dalla seguente formula:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_z Z^2 \bar{g}_{ff}(\nu, T) \quad (3.19)$$

Dove \bar{g}_{ff} viene chiamato fattore di Gaunt, quantità che dipende dalla distanza ione-elettrone e determinata quantisticamente. Adesso possiamo quindi riformulare la *frequenza di cut-off*:

$$\nu_{cut-off} \simeq \frac{KT}{h} \quad (3.20)$$

All'aumentare della temperatura la *frequenza di cut-off* aumenta permettendoci di avere più fotoni energetici a disposizione. L'emissività totale, invece, si presenta sotto la seguente espressione:

$$J_{br} = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e n_z Z^2 \bar{g}_B(T) \quad (3.21)$$

Infine, possiamo calcolare il *tempo di raffreddamento* di una sorgente emettente per bremsstrahlung:

$$t_{br} = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \bar{g}_B} T^{1/2} [\text{yr}] \quad (3.22)$$

Quindi se consideriamo come sorgenti le regioni HII, con densità $n_e \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ e temperatura $T \sim 10^4 \text{ K}$, il tempo di raffreddamento risulta essere di circa 1000 anni. Se invece prendiamo sorgenti con $T \sim 10^7 \text{ K}$, per le quali la bremsstrahlung sembra essere il principale meccanismo di raffreddamento, il loro tempo di *cooling* sarà nell'ordine di 10^{10} yr .

3.5 Banda Gamma

In ultima analisi consideriamo l'emissione nella banda gamma, la più energetica che esista i cui fotoni superano energie dell'ordine dei 100 KeV . Questi fotoni γ vengono originati principalmente dall'interazione fra i **raggi cosmici** ed il mezzo interstellare, per quanto riguarda energie superiori ai 100 MeV , mentre per energie inferiori per la loro origine prendiamo in considerazione processi non termici come **Bremsstrahlung relativistica** ed **Inverse Compton**.

3.5.1 Inverse Compton

Il Compton Inverso è un processo di *scattering* tramite il quale elettroni relativistici cedono energia a fotoni poco energetici, tipicamente fotoni *ottici* o della CMB (Cosmic Microwave Background). L'energia finale massima che può avere un fotone dopo essere stato scatterato è la seguente:

$$\varepsilon_{fin} \approx \frac{4}{3} \gamma^2 \varepsilon_{in} \quad (3.23)$$

In questo modo con dei fattori $\gamma \sim 10^3$ dei fotoni ottici, ad esempio, possono essere portati facilmente ad energie molto elevate corrispondenti alla banda γ .

3.5.2 Bremsstrahlung relativistica

In questo processo gli elettroni coinvolti hanno *velocità relativistiche* ($v \sim c$). In questo caso la potenza emessa non è più dipendente dalla temperatura, come nel caso non relativistico, ma solamente dalla velocità degli stessi elettroni. Quest'ultimi, trattasi di un processo non termico, avranno una distribuzione energetica a legge di potenza:

$$n_e(E) \approx n_{e,0} E^{-\delta} \quad (3.24)$$

Da cui possiamo ricavare un'espressione approssimata per l'emissività:

$$J_{br,rel}(v) \sim \frac{E^{-\delta+1}}{1-\delta} \approx v^{-\delta+1} \quad (3.25)$$

Questo processo domina nella produzione di fotoni γ con energia comprese tra 2 e 70 MeV.

3.5.3 Raggi cosmici

I raggi cosmici sono dei fasci di particelle ad alte energie, composti per lo più da *nuclei atomici e protoni* (98%) ed in piccola parte da *elettroni* (2%). Si dividono in due componenti:

- **Componente primaria:** principalmente protoni, nuclei di elio ed elementi più pesanti;
- **Componente secondaria:** particelle generate a seguito dell'interazione della componente primaria con le molecole dell'atmosfera terrestre: è composta quasi esclusivamente da muoni (μ^+ , μ^-), elettroni e positroni, neutrini e fotoni.

Il loro spettro energetico si estende da circa $1,2 \text{ MeV}$ fino ad energie dell'ordine di 10^{20} eV , ed è in maniera abbastanza precisa approssimato da una legge di potenza del tipo:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\delta} \quad (3.26)$$

Dove per energie inferiori a $5 \cdot 10^5 \text{ eV}$ γ vale ≈ 2.7 ; successivamente fino a $3 \cdot 10^{18} \text{ eV}$ la pendenza aumenta con $\gamma \approx 3.1$, ed infine per energie ancora più superiori la pendenza torna al valore iniziale, tuttavia la scarsità di dati rilevati a quelle energie non ne dà la certezza. I due punti di inversione vengono rispettivamente chiamati *ginocchio* e *caviglia*, e da come possiamo vedere grazie alle *figure 3.10* all'aumentare dell'energia dei fotoni corrisponde una diminuzione del loro flusso.

Come abbiamo già visto i raggi cosmici sono per lo più formati da componenti nucleoniche che interagendo con le molecole dell'atmosfera producono pioni π^+

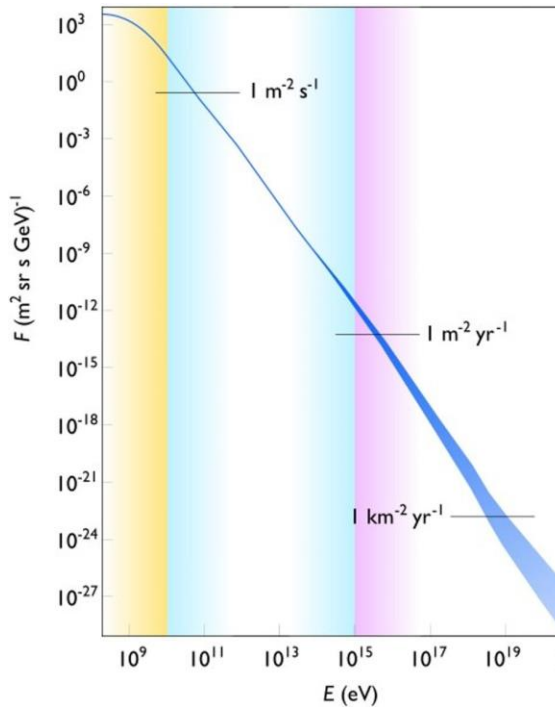


Figura 3.10 (a): γ è indice della pendenza.

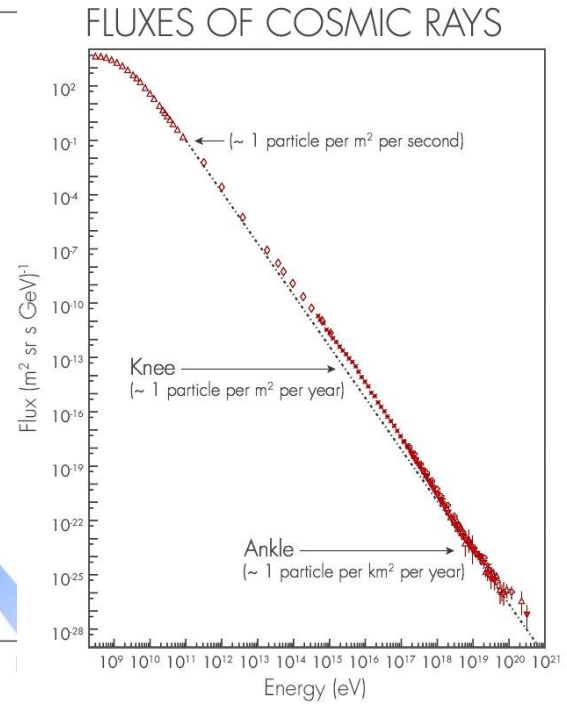


Figura 3.10 (b): Ginocchio e caviglia.

π^- e π^0 . Il pione neutro è il primo a decadere in due fotoni gamma: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Lo spettro energetico dei fotoni γ prodotti dai π^0 ha la caratteristica di avere un massimo intorno ai 70 MeV . In seguito anche i pioni carichi decadono in muoni positivi e negativi, i quali a loro volta interagendo sempre con l'atmosfera (oppure con i nuclei dell'ISM se si trovano nello mezzo interstellare) decadono in elettroni e positroni.

Bibliografia

- [1] Michael R. Blanton e John Moustakas. *Physical properties and environments of nearby galaxies*. 2009.
- [2] D. Dallacasa. *Processi di radiazione ed MHD*. Dispense.
- [3] C. Gruppioni. *On the absorption and emission properties of interstellar dust grains*. Dispense. Novembre 2013.
- [4] E. Ceccotti. *Processi di radiazione ed MHD*. Appunti. Ottobre 2017.
- [5] L. Ciotti. *Astrofisica extragalattica*. Appunti. 2019.