

ALMA Mater Studiorum  
Università degli Studi di Bologna

---

---

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione di  
galassie a spirale

Elaborato Finale

Candidato:

Andrea Afruni

Relatore:

Prof. Daniele Dallacasa



---

---

Sessione II  
Anno Accademico 2013/2014

## Abstract

Lo spazio fra le stelle nelle galassie non è vuoto, ma è composto da gas rarefatto, particelle di polvere, un campo magnetico, elettroni, protoni e altri nuclei atomici relativistici; spesso questi elementi possono essere considerati come un'unica entità dinamica: il *mezzo interstellare* o più semplicemente **ISM**.

Nel primo capitolo vedremo come il mezzo si distribuisce generalmente all'interno delle galassie a spirale, in fasce di temperatura sempre minore man mano che ci si allontana dal centro (HIM, WIM, WNM, CNM). La conoscenza della distribuzione del mezzo è utile per poter comprendere maggiormente i processi di emissione e le varie zone in cui questi avvengono in una tipica galassia a spirale, che è lo scopo di questa tesi.

L'ISM infatti entra in gioco in quasi tutti i processi emissivi, in tutte le bande di emissione dello spettro elettromagnetico che andremo ad analizzare.

Il nostro modo di vedere le galassie dell'universo è molto cambiato infatti nel corso dell'ultimo secolo: l'utilizzo di nuovi telescopi ci ha permesso di andare ad osservare le galassie anche in bande dello spettro diverse da quella visibile, in modo da raccogliere informazioni impossibili da ottenere con la sola banda ottica.

Nel secondo capitolo andremo ad analizzare cinque bande di emissione (banda X, ottica, radio, gamma e infrarossa) e vedremo come appaiono tipicamente le galassie a spirale a lunghezze d'onda differenti, quali sono i processi in gioco e come il mezzo interstellare sia fondamentale in quasi ogni tipo di processo.

A temperature elevate, esso è responsabile dell'emissione X della galassia, mentre regioni più fredde, formate da idrogeno ionizzato, sono responsabili delle righe di emissione presenti nello spettro ottico. Il campo magnetico, tramite le sue interazioni con elettroni relativistici è la principale fonte dell'emissione radio nel continuo di una galassia a spirale, mentre quella in riga è dovuta a idrogeno atomico o a gas freddo.

Vedremo infine come raggi cosmici e polvere, che fanno sempre parte del mezzo interstellare, siano rispettivamente la causa principale dell'emissione gamma e infrarossa.

# Indice

<b>1</b>	<b>Le fasi dell' ISM</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Bande di emissione</b>	<b>4</b>
2.1	Banda X . . . . .	4
2.2	Ottico . . . . .	6
2.3	Radio . . . . .	8
2.3.1	Emissione nel continuo . . . . .	8
2.3.2	Riga a 21 cm . . . . .	11
2.4	Banda $\gamma$ . . . . .	13
2.5	Emissione da polvere: banda InfraRossa . . . . .	14
	<b>Bibliografia</b>	<b>16</b>

# Capitolo 1

## Le fasi dell' ISM

Nonostante l'ISM rappresenti una piccola frazione della massa di una galassia (5–10%), una delle differenze fondamentali tra galassie di diverso tipo Hubble è data proprio dalla distribuzione del loro mezzo interstellare: si ha infatti che le galassie ellittiche sono molto povere di ISM, mentre ne abbiamo una maggiore abbondanza nelle galassie a spirale, di cui ci occuperemo in questa trattazione, nelle quali il mezzo interstellare si ritrova in 4 fasi differenti.

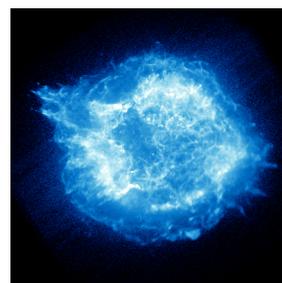
Le diverse fasi del mezzo sono il risultato dei vari processi di riscaldamento e raffreddamento a cui l'ISM è soggetto: sono la temperatura e la densità a definire lo stato del mezzo interstellare.

Andiamo ad analizzare nel dettaglio queste 4 fasi.

### Hot Ionized Medium ( $T > 10^6$ K)

Distribuita in una regione emisferica attorno al bulge, il centro della galassia, rappresenta la fase più calda dell'ISM.

Il gas caldo è prodotto in seguito ad esplosioni di supernova (l'immagine a fianco rappresenta i resti di supernova di Cassiopea A), le quali, con le onde d'urto ad esse associate, generano temperature molto elevate, superiori ai  $10^7$  K: a queste temperature il processo principale è la *bremstrahlung termica*, che come vedremo produce tipicamente radiazione X.



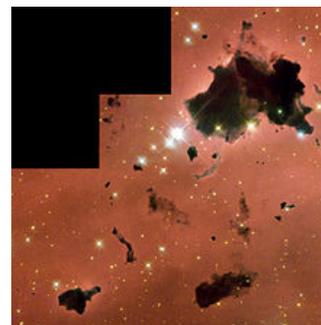
Un processo secondario è la *ricombinazione*, cioè l'emissione in riga tramite transizioni libero - legato nella banda X e transizioni legato - legato nel visibile. Nelle supernovae si ha anche emissione radio da sincrotrone da parte di elettroni accelerati.

### Warm Ionized Medium ( $T \sim 10^4 \text{ K}$ )

Questa seconda fase è costituita da gas ionizzato dalla radiazione UV emessa da stelle giovani di grande massa, molto calde (classe O o B). Si trova nei bracci delle galassie a spirale e si manifesta come **regioni HII**. Una nube di HII è una nube di idrogeno ionizzato, che ha un limite ben definito denominato *raggio di Strömgren*.

Questo limite viene dato dall'equilibrio tra i processi di fotoionizzazione e quelli di ricombinazione: le stelle molto calde infatti, emettono radiazioni in grado di ionizzare l'idrogeno neutro, che diventa così HII; dopo un istante però, gli elettroni liberi si ricombinano con gli ioni idrogeno, emettendo non un singolo fotone, ma una serie di fotoni di energia inferiore. In questo modo i fotoni perdono energia mentre si allontanano dalla superficie della stella e, superato il limite di Strömgren, non hanno più sufficiente energia per contribuire alla ionizzazione.

In questa fase del mezzo, l'emissione del continuo si ha per bremsstrahlung, mentre si hanno forti righe di emissione dell'idrogeno e dell'ossigeno principalmente nell'ottico. L'immagine rappresenta una regione HII, dove le macchie nere, dette *globuli di Bok*, denotano la presenza di zone di formazione stellare (vedi CNM), caratterizzate dall'assenza di processi di emissione nel continuo.



### Warm Neutral Medium ( $T \sim 10^3 \text{ K}$ )

In questa fase il mezzo è formato da gas neutro a bassa densità, principalmente atomico: si manifesta infatti sotto forma di **regioni HI**, idrogeno neutro, che rappresenta circa il 97% dell'idrogeno gassoso dell'ISM e viene riscaldato da radiazione UV o X, o da raggi cosmici di bassa energia.

Regioni di questo tipo si trovano lungo tutto il disco della galassia, anche se spesso se ne ha una carenza nelle regioni centrali, e sono facilmente rilevabili grazie all'assorbimento e all'emissione della riga a 21 cm, di cui si parlerà ampiamente in seguito.

### Cold Neutral Medium ( $T \sim 100 \text{ K}$ )

È la fase più fredda, si trova a un'elevata densità ed è composta da gas neutro freddo prevalentemente condensato in nubi e costituito da idrogeno atomico HI, oppure da idrogeno molecolare  $\text{H}_2$ , CO e altre molecole, che emettono generalmente in riga nella banda radio.

Si trova nelle regioni di formazione stellare, che sono presenti nei bracci assieme alle regioni HII ed è associato alla presenza di polvere, che funge da catalizzatore.

# Capitolo 2

## Bande di emissione

### 2.1 Banda X

Come abbiamo visto, una parte dello spazio interstellare è occupato da gas che si trova a temperature talmente alte ( $T > 10^5 K$ ), da rendere l'idrogeno e l'elio completamente ionizzati: questo gas è comunemente chiamato **plasma** ed emette nell'estremo ultravioletto (EUV) e nella banda a raggi X.

Il mezzo interstellare è altamente opaco ai fotoni EUV e quindi risulta molto difficile analizzare le galassie in tale banda, mentre per le energie dei fotoni X il mezzo può essere considerato otticamente sottile (profondità ottica  $\tau \ll 1$ ) e si può utilizzare lo spettro a raggi X per ricavare utili informazioni astrofisiche.

I raggi X emessi da un plasma sono prodotti principalmente da 2 processi: bremsstrahlung termica e transizioni legato - legato di ioni.

Il processo di **bremsstrahlung** o *radiazione di frenamento* è la radiazione dovuta all'accelerazione di una carica nel campo di Coulomb di un'altra carica, si ha quindi in seguito ad un'interazione tra gli elettroni liberi e gli ioni del plasma: durante queste interazioni, gli elettroni emettono radiazione, essendo stati accelerati dalle forze di Coulomb, e perdono energia. Si considera solo l'emissione da parte degli elettroni in quanto l'energia emessa, dalla *formula di Larmor*, è inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella, quindi il contributo ionico è trascurabile.

Il numero di collisioni per unità di volume fra elettroni liberi e ioni è proporzionale al quadrato della densità  $\rho$  del plasma, in quanto la densità di elettroni  $n_e$  è proporzionale a  $\rho$  e il numero di collisioni che subisce ogni elettrone è proporzionale alla densità degli ioni  $n_i$ , anch'essa proporzionale a  $\rho$ . Per questo, l'emissività di bremsstrahlung per un plasma termico è proporzionale a  $\rho^2$ .

Per un plasma ad una temperatura T l'emissività è:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \times 10^{-38} T^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} n_e n_i Z^2 g_{ff}$$

dove  $Z$  rappresenta la carica ionica,  $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg } K^{-1}$  è la costante di Boltzmann,  $h = 6.63 \times 10^{-27} \text{ erg s}$  è la costante di Plank e  $g_{ff}$ , detto *fattore di Gaunt*, è una quantità adimensionale dell'ordine dell'unità, che dipende dalle distanze tra ioni ed elettroni alle quali avvengono i processi di scattering. Questo fattore dipende molto debolmente da  $\nu$ , perciò l'espressione dell'emissività  $J_{br}$  implica che quest'ultima è grosso modo costante alle basse frequenze mentre ha un cut-off esponenziale attorno a  $\nu = kT/h$ .

In un plasma termico astrofisico però, la bremsstrahlung non è l'unico processo di emissione nei raggi X: infatti, se ad alte temperature gli atomi di piccola massa sono completamente ionizzati, i nuclei di carica maggiore sono in grado di trattenere alcuni dei loro elettroni più legati. Questi vengono eccitati a livelli di energia superiore dalle collisioni con elettroni liberi molto energetici e i successivi decadimenti radiativi di questi atomi eccitati producono emissioni di raggi X.

Perciò, lo spettro in banda X contiene generalmente varie righe di emissione, dovute alle transizioni degli elettroni degli elementi pesanti, oltre al continuo di bremsstrahlung.

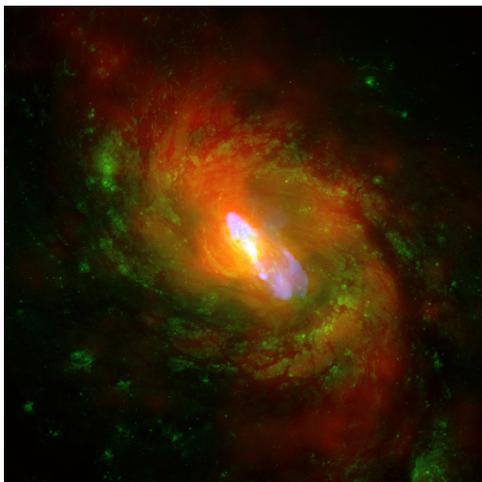


Figura 2.1: Immagine composta della galassia a spirale M77

La figura rappresenta la sovrapposizione dell'immagine X (in rosso), ottica (in verde) e radio (in blu) della galassia M77. Si può notare qui come l'emissione X sia molto più intensa nelle zone centrali della galassia, dove il mezzo raggiunge temperature elevatissime, mentre è più debole nelle zone dei bracci, dove il mezzo è più freddo e l'emissione X è dovuta principalmente a resti di supernovae e a binarie X, che sono sistemi stellari doppi che possono avere diverse configurazioni, ma sono generalmente formati da una stella di neutroni e da stelle di tipo O o B. Altri meccanismi di emissione X possono essere dovuti infine a nane bianche isolate molto calde, a stelle normali con corone a temperature elevate, o ad ammassi globulari.

## 2.2 Ottico

Anche nella banda ottica ritroviamo più processi di emissione che contribuiscono allo spettro: il continuo è infatti prodotto dalle stelle tramite la radiazione di corpo nero, con righe di assorbimento dovute alle atmosfere stellari, mentre si hanno righe in emissione formate dal gas eccitato interstellare.

### Radiazione di corpo nero

La principale fonte di radiazione di una galassia nell'ottico è dovuta alla radiazione stellare, data dalla sovrapposizione dei contributi delle stelle della galassia. Queste possono essere considerate, in prima approssimazione, dei corpi neri, per cui la radiazione che esse emettono è quella tipica di un corpo nero, denominata **Planckiana**.

Un corpo nero è un elemento ideale, all'equilibrio termico, che per definizione assorbe tutta la radiazione incidente su di esso; secondo la legge di Kirchoff, l'emissività di un corpo all'equilibrio termico è uguale alla sua assorbanza, perciò il corpo nero è l'oggetto che, ad una data temperatura, ha l'emissività più alta possibile.

La peculiarità di questa radiazione è data dal fatto di dipendere esclusivamente dalla temperatura dell'oggetto preso in esame e non dalla sua forma; si può inoltre ricavare, tramite le leggi della termodinamica, una formula detta *legge di Stefan-Boltzmann*:

$$u(T) = aT^4, \quad a = 7.56 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3}\text{K}^{-4}$$

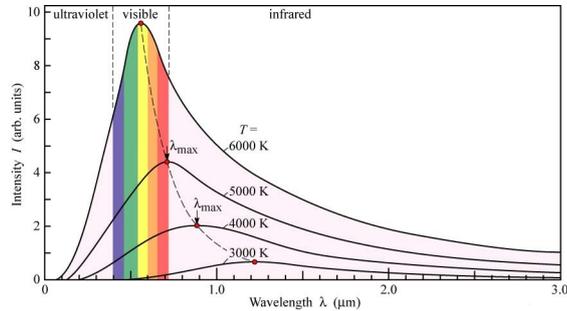
che mostra la proporzionalità della densità di energia alla quarta potenza della temperatura.

Una stella non è un corpo all'equilibrio termico, in quanto tra il nucleo, in cui si ha una  $T \sim 10^7$  K, e la fotosfera, che è lo strato più esterno ed ha una  $T \sim 6000$  K, si ha una differenza di temperatura di milioni di gradi. Se però consideriamo la stella suddivisa in strati a uguale temperatura abbiamo quello che è chiamato equilibrio termodinamico locale (LTE): ogni strato della stella assorbe la radiazione proveniente dallo strato più interno, per poi riemetterla verso quello successivo. Questo processo si ha a partire dal nucleo e vale per tutti gli strati interni otticamente spessi ( $\tau \gg 1$ ) della stella, fino ad arrivare alla fotosfera, che è lo strato equivalente ad una profondità ottica verticale  $\tau_v = 2/3$ ; la radiazione che noi osserviamo è quella prodotta dalla fotosfera, ed è equivalente ad una radiazione di corpo nero, con la differenza che oltre al continuo si osservano anche righe in assorbimento, prodotte dall'assorbimento di fotoni da parte degli elementi presenti nell'atmosfera stellare.

Lo spettro di corpo nero è espresso dalla *legge di Planck*, che rappresenta la brillantezza della radiazione contenuta all'interno di un oggetto otticamente spesso, e può essere espressa in termini della frequenza o della lunghezza d'onda:

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

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



Come si può notare dalla figura, date due curve di corpo nero, quella a temperatura maggiore giace interamente sopra quella a temperatura minore: 2 planckiane a temperature differenti non si intersecano mai, quindi una singola misura è sufficiente per determinare  $T$ .

Infine, per quanto riguarda il picco di ogni curva, esso è descritto dalla *legge del massimo di Wien*:  $\lambda_{\text{max}}T = 0.29 \text{ cm K}$ .

### Righe di emissione ottiche

Gli spettri ottici di molte galassie contengono un gran numero di righe in emissione, generalmente formate dal gas eccitato: questo di solito viene eccitato tramite radiazione ionizzante da stelle giovani e calde, ma l'eccitazione può avvenire anche tramite il passaggio di una forte onda d'urto. Noi ci concentreremo sulle regioni foto-eccitate: in queste regioni, che si trovano all'equilibrio termodinamico ad una  $T \simeq 8000 \text{ K}$ , si ha una forte presenza di atomi in alti livelli di ionizzazione.

Come già detto, le regioni di idrogeno ionizzato sono chiamate *regioni HII*; le righe emesse da queste zone sono dovute a processi di ricombinazione degli atomi di H, che ritornano al loro stato fondamentale a seguito della cattura di un elettrone da parte di un protone.

Oltre alle righe dell'idrogeno però, nello spettro di emissione delle nebulose interstellari sono presenti numerose righe proibite e semi-proibite degli ioni di elementi pesanti come N, O e S, che anzi sono quelle dominanti. La presenza di tali righe proibite, che dovrebbero essere quelle meno probabili, è giustificata per 2 motivi: innanzitutto, gli stati eccitati più popolati degli ioni nelle regioni HII sono quelli le cui energie superano di pochi elettronVolt quella dello stato fondamentale, e che quindi hanno la stessa configurazione elettronica (stessi numeri quantici  $n$  e  $l$ ) e danno perciò origine a transizioni proibite; se inoltre la densità del mezzo è sufficientemente bassa (minore di una densità critica  $\rho_{cr}$ ), allora le transizioni radiative avverranno in tempi più brevi rispetto a quelle collisionali e avremo dunque la presenza di righe nello spettro.

## 2.3 Radio

Dal punto di vista radio, in una galassia a spirale si osservano emissioni nel continuo, prevalentemente non-termica (sincrotrone), nella riga dell'HI a 21 cm, che permette di determinarne la curva di rotazione, e nelle righe di molecole come CO, CS e HCN, che si osservano nella banda millimetrica. Mentre andremo ad analizzare nel dettaglio i primi 2 processi, di queste ultime diciamo solamente che sono dovute a transizioni rotazionali, quindi a molecole che cambiano il loro momento angolare mantenendo gli stessi numeri quantici elettronici e vibrazionali.

### 2.3.1 Emissione nel continuo

L'emissione nel continuo è dovuta sia a bremsstrahlung termica che principalmente a sincrotrone, che è il processo di cui ci occuperemo in questa sezione. Questo tipo di radiazione è non-termica, che significa che lo spettro delle velocità delle particelle che la originano ha una distribuzione differente da quella Maxwelliana.

Una particella che si muove all'interno di un campo magnetico  $H$  subirà un'accelerazione dovuta alla forza di Lorentz e perciò emetterà radiazione: se la particella ha velocità non relativistiche allora si parla di *radiazione di ciclotrone* e la frequenza di emissione sarà semplicemente quella di rotazione del campo magnetico; nel caso di particelle ultra-relativistiche lo spettro di frequenze sarà invece molto più complesso e si parlerà di **radiazione di sincrotrone**.

Se consideriamo l'emissione da parte di un singolo elettrone si ha che questa è fortemente impulsiva, in quanto metà della radiazione è contenuta in un cono di ampiezza  $1/\gamma$  ( $\gamma$  fattore di Lorentz), che ha per asse la direzione istantanea della velocità, e l'osservatore riceve la radiazione solo quando tale cono punta verso di esso. La potenza irradiata si ricava dalla formula di Larmor, utilizzando la forza di Lorentz, ed è pari a:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = 2c\sigma_T\gamma^2\beta^2\frac{H^2}{8\pi}\sin^2\theta, \quad \sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Lo spettro invece è continuo, formato da un numero infinito di contributi detti armoniche superiori, e si estende fino ad una frequenza caratteristica  $\nu_s$ .

Ora consideriamo un insieme di elettroni relativistici: come già detto, essendo la radiazione non-termica, questi non avranno una distribuzione Maxwelliana, ma consideriamo una distribuzione di energia a *legge di potenza*, cioè del tipo  $N(\epsilon)d\epsilon = N_0\epsilon^{-\delta}d\epsilon$ .

Da una distribuzione di questo tipo, utilizzando l'approssimazione per la quale consideriamo tutta l'energia irradiata alla frequenza caratteristica, si ottiene un'emissività di sincrotrone:

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

dove  $\alpha$  è detto indice spettrale della radiazione.

Lo spettro è quindi una legge di potenza dove  $\alpha$  è determinato solo dalla distribuzione in energia degli elettroni.

Se la temperatura di brillanza della sorgente si avvicina a quella cinetica degli elettroni, l'assorbimento interno da parte degli elettroni relativistici non potrà più essere trascurabile: diventa cospicuo il numero di fotoni di sincrotrone che interagiscono con le particelle cariche e cedono loro la propria energia, quindi la luminosità della sorgente diminuirà in modo apprezzabile. Si ha che a basse frequenze l'espressione per la brillanza della sorgente è data da:

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

L'emissione radio di sincrotrone è un fenomeno molto diffuso nelle galassie a spirale, anche se a livelli di potenza molto più bassi che nel caso delle radio galassie ellittiche giganti o delle quasar: le particelle relativistiche, prodotte principalmente da supernovae e pulsar, interagiscono con il campo magnetico galattico, emettendo radiazione. Questa è diffusa generalmente su tutto il disco e nella maggior parte delle galassie è più intensa verso il centro. Che l'emissione che osserviamo sia prevalentemente di sincrotrone è indicato dallo spettro radio ripido e dalla presenza di polarizzazione.

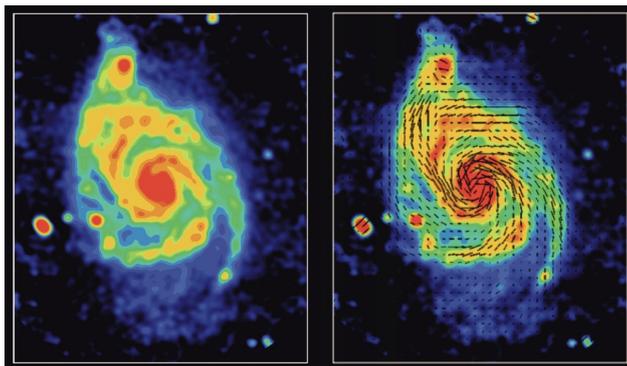


Figura 2.2: Immagine radio di M51 con struttura del campo magnetico.

Una caratteristica fondamentale della radiazione di sincrotrone è infatti quella di essere caratterizzata da una forte polarizzazione lineare. Se abbiamo una distribuzione di elettroni, la polarizzazione totale si trova integrando su tutte le particelle che contribuiscono all'intensità, e se queste sono altamente relativistiche, le componenti parallele alla proiezione del vettore campo magnetico sul piano del cielo si elidono. Il risultato è quindi la polarizzazione lineare, col vettore campo elettrico che ha una direzione perpendicolare al campo magnetico. La figura rappresenta un'immagine a 20 cm di M51, in cui si vede come la struttura del campo magnetico, ricavata da misure di polarizzazione, segue la forma a spirale della galassia.

## Misura di rotazione e dispersione

Se osserviamo la radiazione continua di una galassia nel radio si può notare come la polarizzazione sia solo debole e molto spesso mostri variazioni irregolari in regioni diverse: la ragione di questo può essere trovata in una depolarizzazione della radiazione, dovuta alla rotazione di Faraday nel suo passaggio attraverso il mezzo interstellare.

Quando radiazione piana polarizzata di lunghezza d'onda  $\lambda$  si propaga in un plasma nel quale è presente una componente  $H_{\parallel}$  di campo magnetico parallelo alla direzione di propagazione, il piano di polarizzazione ruota lentamente: questo fenomeno è chiamato **rotazione di Faraday**. L'angolo di rotazione  $\Delta\psi$  dipende dalla lunghezza d'onda, secondo la relazione:

$$\Delta\psi = R_M \times \lambda^2 ,$$

dove  $R_M = e^3/2\pi m_e^2 c^4 \times \int ds n_e H_{\parallel}$ , è detta *misura di rotazione* del percorso, ed esprime la capacità globale che ha una nube di plasma magnetizzato di ruotare il vettore di polarizzazione.

Poichè l'angolo  $\Delta\psi$  è proporzionale a  $\lambda^2$  tramite  $R_M$ , è sufficiente fare misure dell'angolo di polarizzazione a varie  $\lambda$  per determinare simultaneamente l'angolo intrinseco di polarizzazione ed  $R_M$ ; dato che però non si conosce il verso del vettore  $E$ , ma solo la direzione, vi è un'ambiguità di  $n\pi$ .

Se è nota la distanza della sorgente, la misura di rotazione  $R_M$  rappresenta una stima del prodotto  $n_e H_{\parallel}$  e da questo, se conosciamo un ulteriore parametro chiamato *misura di dispersione*  $D_M$ , facendo il rapporto tra questi due valori possiamo ricavare il valore del campo magnetico nella direzione parallela alla linea di vista. I plasmii astrofisici si comportano infatti come mezzi disperdenti, in quanto il loro indice di rifrazione dipende dalla frequenza:

$$n(\nu) = \sqrt{1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2}}$$

dove  $\nu_p = \sqrt{e^2 n_e / \pi m_e}$  rappresenta la *frequenza di plasma*, al di sotto della quale non si ha trasmissione ma riflessione delle onde elettromagnetiche. Le onde con  $\nu > \nu_p$  si propagano invece con una velocità di gruppo  $v_g = c\sqrt{1 - \nu_p^2/\nu^2}$ , anch'essa dipendente dalla frequenza. Il tempo necessario perchè un impulso a una data frequenza  $\nu$  arrivi da una sorgente ad una distanza  $D$  è quindi:

$$t(\nu) = \int_0^D \frac{dl}{v_g} \simeq \frac{D}{c} + \frac{e^2}{2\pi c m_e \nu^2} D_M$$

dove  $D_M = \int_0^D n_e dl$  rappresenta la già citata misura di dispersione, cioè la capacità che ha il plasma di disperdere la radiazione.

Osservando quindi la radiazione a frequenze differenti, sarà diverso anche il tempo di arrivo e tramite la misura di  $\Delta t = t(\nu_1) - t(\nu_2)$  si può ricavare il valore di  $D_M$ : queste misure sono possibili però solo per oggetti come le *pulsar*, i cui impulsi, di una durata che va da qualche secondo a millesimi di secondo, sono segnali ben riconoscibili ed etichettabili nel tempo, cosa che consente di misurare  $\Delta t$ .

### 2.3.2 Riga a 21 cm

La prova principale della presenza dell'idrogeno neutro nelle galassie è data dall'emissione a 1420 MHz degli atomi di idrogeno. Precisamente un atomo di idrogeno emette alla frequenza  $\nu_0 = 1420.4058 \text{ MHz}$  e quindi alla lunghezza d'onda  $\lambda_0 = 21.1 \text{ cm}$ , tramite una transizione dovuta allo splittamento iperfine dello stato fondamentale dell'atomo. Infatti, elettrone e protone sono entrambi dotati di un momento angolare intrinseco, chiamato **spin**, e possono avere differenti configurazioni, con spin paralleli o antiparalleli tra di loro: quando avviene un cambiamento in queste configurazioni si ha una transizione e quindi l'emissione in riga. Essendoci sia per l'elettrone che per il protone 2 tipi di orientazioni diverse per gli spin, esistono 4 stati stazionari, 3 degeneri nello stato superiore e uno nello stato inferiore. La differenza tra i 2 livelli di energia  $\Delta E = 5.874 \times 10^{-6} \text{ eV}$  porta appunto, utilizzando la formula  $\nu = \Delta E/h$ , alla frequenza  $\nu = 1420 \text{ MHz}$ .

Le collisioni tra gli atomi nel gas, eccitano questi ultimi nello stato superiore: le energie cinetiche degli atomi sono sufficienti in quanto, anche nelle regioni più fredde a temperature di  $\sim 100 \text{ K}$ , abbiamo che  $E_k \approx KT \approx 10^{-2} \text{ eV}$ , circa 1000 volte l'energia richiesta per l'eccitazione ( $6 \times 10^{-6} \text{ eV}$ ). Dallo stato eccitato, gli atomi si diseccitano spontaneamente, emettendo radiazione in riga: la probabilità di transizione per questo processo è data dal coefficiente di Einstein per l'emissione spontanea  $A = 2.85 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ , che rappresenta una transizione fortemente proibita, con un tempo di decadimento radiativo allo stato fondamentale di  $10^7 \text{ yr}$ .

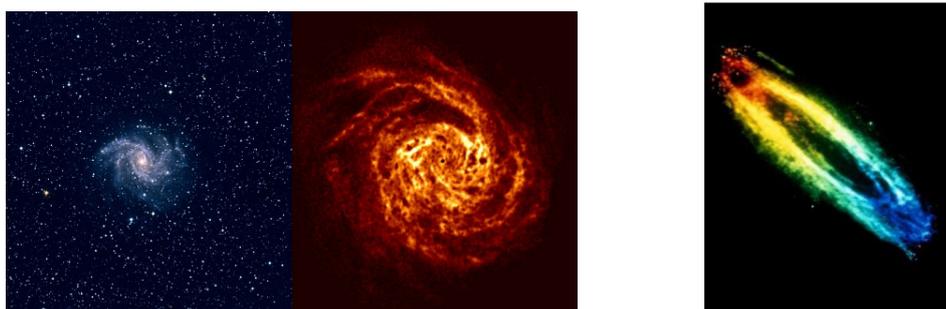


Figura 2.3: A sinistra, NGC 6946 nell'ottico e nella riga dell'HI (stessa scala). A destra, immagine nella riga a 21 cm di Andromeda: i colori rappresentano le velocità dell'HI.

Questo tempo però viene accorciato grazie alle collisioni, che portano diseccitazioni collisionali e riducono il tempo di vita nello stato eccitato a  $\sim 300 \text{ yr}$ . Essendo una transizione estremamente proibita, con un A molto basso, la riga a 21 cm è molto sottile. Uno dei motivi dell'importanza di questa riga è dato dal suo grande utilizzo per determinare la **curva di rotazione** delle galassie a spirale. Questo termine si riferisce alla funzione  $V(R)$ , che descrive la velocità di rotazione dei punti del disco, in funzione della distanza  $R$  dal centro galattico. Originariamente la maggior parte delle informazioni sulle curve di rotazione delle galassie è stata derivata dall'osservazione delle righe di ricombinazione emesse nel visibile dalle regioni HII. Ma le regioni HII, numerose nelle zone delle galassie vicine al centro, diventano abbastanza rare nelle zone periferiche, non consentendo di estendere lo studio della curva di rotazione a queste regioni. Dato che l'idrogeno neutro invece, come si può vedere dall'immagine di sinistra della figura 2.3, si estende ben al di là della distribuzione della materia luminosa, l'uso dell'emissione nella riga a 21 cm dell'HI è risultato il metodo migliore per determinare la curva di rotazione delle galassie a spirale.

Per produrre la curva di rotazione bisogna misurare la velocità radiale della galassia nei vari punti, rappresentata dai colori differenti nella seconda immagine di figura 2.3, in cui il blu rappresenta un avvicinamento e il rosso un allontanamento delle varie zone della galassia, durante la rotazione attorno l'asse.

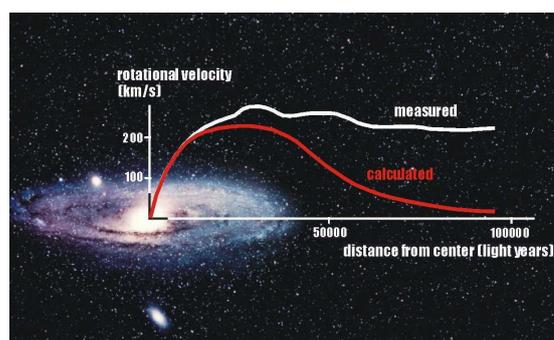
Questa misura viene fatta tramite l'utilizzo dell'effetto doppler sulla riga a 21 cm: a partire dallo spostamento doppler sulla riga, dato da  $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ , con  $\nu_0 = 1420 \text{ MHz}$ , si ricava la velocità radiale  $v_r$  tramite la seguente formula:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{v_r}{c}.$$

La figura a fianco mostra la differenza tra la curva teorica (in rosso) e quella invece osservata (in bianco). Dal punto di vista teorico possiamo infatti suddividere la curva di rotazione in tre regioni distinte: una prima parte in cui la velocità aumenta linearmente con la distanza  $R$ , una seconda in cui si ha un *plateau*, cioè la velocità raggiunge un massimo e rimane costante; infine una terza parte in cui la velocità diminuisce,  $V(R) \propto R^{-1/2}$ .

La galassia è soggetta quindi ad una rotazione differenziale, in cui la velocità angolare diminuisce dal centro verso la periferia.

Osservativamente però, si vede come non si ha la terza parte in cui la velocità decresce, ma questa rimane invece costante: questa discrepanza tra teoria ed osservazioni è stata una delle prime prove della presenza della materia oscura nell'universo.



## 2.4 Banda $\gamma$

I raggi  $\gamma$  sono originati principalmente dalle interazioni tra i raggi cosmici e il mezzo interstellare. Con il termine **raggi cosmici**, intendiamo un flusso di particelle ad altissima energia, che suddividiamo in una componente secondaria e in una primaria, a seconda che abbiano interagito o meno con l'atmosfera terrestre. La componente primaria, che è ovviamente quella di cui ci occupiamo, ha una composizione essenzialmente nucleonica ed è formata da protoni, particelle  $\alpha$  e nuclei atomici più pesanti: nel loro moto attraverso lo spazio interstellare, questi possono collidere contro altri nuclei a velocità relativistiche. In questo tipo di collisioni, fra particelle estremamente energetiche e protoni e nuclei di atomi e molecole del mezzo, vengono prodotti pioni di tutte le cariche,  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  e  $\pi^-$ ; i pioni positivi e negativi decadono in muoni positivi e negativi che, a loro volta, decadono in positroni ed elettroni con energie relativistiche; il pione neutro decade invece istantaneamente in 2 raggi  $\gamma$ .

Nelle collisioni protone-protone, la sezione d'urto per la produzione di una coppia di raggi  $\gamma$  di alta energia è all'incirca la grandezza geometrica del protone,  $\sigma_\gamma = 10^{-30} \text{ m}^2$ . Lo spettro di raggi  $\gamma$  prodotto dal decadimento del pione neutro ha la caratteristica di avere un massimo attorno ai 70 MeV.

Il decadimento del  $\pi^0$  è il principale meccanismo di emissione nella banda gamma, ma non è l'unico: al di sotto dei 50 MeV i raggi  $\gamma$  dall'ISM provengono da emissione di bremsstrahlung relativistica, prodotta da collisioni tra nuclei ed elettroni con un fattore  $\gamma$  compreso tra 1 e 200: considerando una distribuzione a legge di potenza di indice  $\delta$  per gli elettroni, si avrà un'emissività del tipo:

$$J_{br,rel} \approx \frac{\epsilon^{-\delta+1}}{1-\delta} \approx \nu^{-\delta+1} .$$

Un altro processo che contribuisce al flusso  $\gamma$  osservato è lo **scattering Compton inverso**, in cui, tramite collisioni, viene ceduta energia a fotoni poco energetici (quelli della radiazione stellare) da parte di elettroni relativistici, principalmente gli stessi responsabili dell'emissione radio. L'energia massima che può essere acquistata dai fotoni è  $\epsilon_{fin} \approx \frac{4}{3}\gamma^2\epsilon$ , dove  $\epsilon_{fin}$  rappresenta l'energia finale del fotone dopo l'urto. L'energia totale emessa durante questo processo è:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2U_{ph} ,$$

che è molto simile all'espressione dell'energia emessa per sincrotrone, a meno di  $U_{ph}$ , che rappresenta la densità di energia del campo di radiazione. I due processi sono infatti estremamente collegati, in quanto sono in gioco gli stessi elettroni relativistici, e tramite una correlazione tra la luminosità di sincrotrone e quella di compton inverso si può anche dare una stima del campo magnetico.

Altri processi di produzione di raggi  $\gamma$  sono dati dall'annichilazione di positroni ed elettroni, che porta una riga a 0.511 MeV.

## 2.5 Emissione da polvere: banda InfraRossa

La luminosità infrarossa di una galassia è principalmente dovuta ai grani di polvere presenti nelle nubi molecolari dove si ha formazione stellare. La polvere è probabilmente prodotta negli strati freddi più esterni delle giganti rosse e viene diffusa tramite i venti stellari, è composta da grani solidi di grafite o silicati, con una grandezza che può andare da  $5 \times 10^{-4}$  a  $0.5 \mu m$ , e rappresenta l'1% della massa dell'ISM. Nonostante questo piccolo contributo in massa però, essa ha un ruolo fondamentale nel nostro modo di vedere l'universo: la polvere infatti assorbe la luce ottica e ultravioletta (UV), diffonde i raggi X, mentre emette nell'infrarosso (IR). Si ha quindi un fenomeno chiamato arrossamento della luce stellare. L'emissione infrarossa rappresenta il 30% del flusso di una generica galassia, di questo, due terzi sono nel lontano infrarosso (FIR,  $\lambda \geq 50 \mu m$ ), da grani grandi e freddi ( $\geq 0.01 \mu m$ ,  $T \sim 20$  K), mentre il terzo rimanente è dovuto a grani più piccoli ( $\leq 0.005 \mu m$ ). Si hanno inoltre anche delle righe di emissione infrarosse, dovute a molecole organiche planari fatte di carbonio e ossigeno, dette PAH, che vengono scaldate dai fotoni stellari ed emettono tramite le loro vibrazioni; si osservano infine delle righe di assorbimento, dovute alle molecole Si-O e O-Si-O.

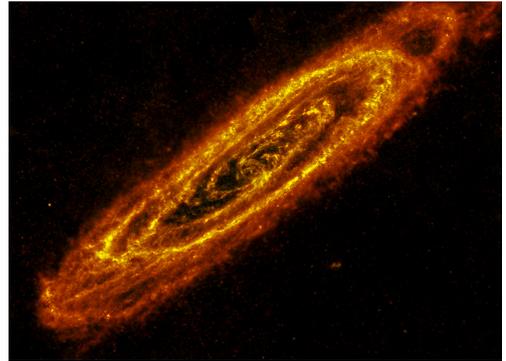
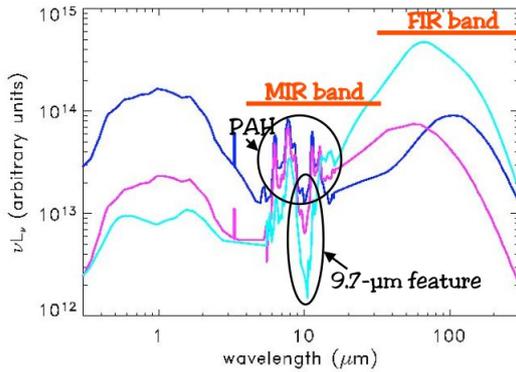


Figura 2.4: A sinistra, distribuzione spettrale dell'energia di una tipica galassia nell'IR. A destra, immagine infrarossa della galassia di Andromeda (M31).

L'assorbimento e la diffusione della luce stellare è un fenomeno chiamato **estinzione**. Si definisce l'estinzione totale ad una certa lunghezza d'onda  $\lambda$  tramite il fattore:

$$A_\lambda = 1.086\pi L \int a^2 Q_{ext}(a)n(a)da, \quad Q_{ext} = C_{ext}/\pi a^2$$

dove  $a$  rappresenta il raggio di un grano,  $n(a)da$  è il numero di grani per unità di volume lungo la linea di vista, con raggio che va da  $a$  a  $a + da$ ,  $C_{ext}$  è la sezione d'urto e infine  $L$  rappresenta la profondità della colonna di polvere che consideriamo.

Tramite il confronto tra l'emissione di stelle di identico tipo spettrale e classe di luminosità, ma con un diverso arrossamento, si può definire, determinando la loro differenza di colore, quella che è chiamata *curva di estinzione*, molto utilizzata per studiare la composizione chimica della polvere.

La radiazione assorbita dalla polvere deve essere riemessa ad altre lunghezze d'onda: per avere l'equilibrio termico infatti, un grano deve emettere la stessa potenza che ha assorbito ad una certa temperatura  $T_d$ , dipendente dalla sua grandezza e composizione. L'equazione dell'equilibrio termico ( $W_{abs} = W_{em}$ ) risulta quindi:

$$\int Q_{abs}(\lambda)u_{\lambda}d\lambda - 4\pi/c \int Q_{em}(\lambda)B_{\lambda}(T_d)d\lambda = 0$$

dalla quale si può notare che il coefficiente di efficienza di emissione  $Q_{em}$  dipende da  $\lambda$ , che significa che i grani di polvere emettono come corpi grigi, con un'emissione di corpo grigio  $B_{\lambda}(T_d)$ .

Se conosciamo la densità di flusso  $F_{\lambda}$  emessa da una nube di polvere, possiamo conoscere anche la sua massa, tramite la seguente relazione:

$$M = \frac{4a\rho F_{\lambda}d^2}{3B_{\lambda}(T_d)Q_{em}(\lambda)},$$

dove  $d$  è la distanza dalla nube e  $\rho$  la densità del materiale.

La polvere è molto importante anche per la sua influenza sulla polarizzazione della luce stellare: i grani di polvere sono infatti anisotropi e questo porta ad un assorbimento maggiore della radiazione ottica e una maggiore emissione della luce infrarossa lungo l'asse maggiore dei grani. Per questo motivo la polarizzazione della luce ottica è perpendicolare al grano, mentre nell'IR è lungo la direzione di quest'ultimo. Un'altra caratteristica fondamentale perchè si abbia polarizzazione è che i grani siano allineati: questo ci indica la presenza di materiale paramagnetico nella composizione dei grani, in particolare per quelli di grandi dimensioni.

### Correlazione IR/Radio

Per un gran numero di galassie si è osservata una correlazione molto forte tra queste due bande di luminosità, esprimibile attraverso la legge  $L_{FIR} \approx 3 \times 10^5 L_{Radio}$  e questo è uno dei motivi principali per sostenere che supernovae e pulsar siano iniettori di particelle relativistiche. Una correlazione così forte indica infatti che il fenomeno responsabile dell'emissione infrarossa e quello dell'emissione radio sono probabilmente connessi e quindi è possibile che gli elettroni siano prodotti dalle stesse stelle giovani e massicce che riscaldano le polveri: queste infatti, non solo riscaldano la polvere in cui sono ancora immerse, ma esplodendo come Supernovae producono gli elettroni relativistici che poi diffondono nello spazio interstellare, producendo radiazione di sincrotrone.

# Bibliografia

- [1] James Binney, Michael Merrifield. *Galactic Astronomy*. Princeton University Press, (1998).
- [2] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, (1994).
- [3] H. Scheffler, H. Elsässer. *Physics of the Galaxy and Interstellar Matter*. Springer-Verlag, (1987).
- [4] Hale Bradt. *Astrophysics Processes, The Physics of Astronomical Phenomena*. Cambridge University Press, (2008).
- [5] C. Fanti, R. Fanti. *Lezioni di Radioastronomia*. Dispense, (2012).
- [6] D. Dallacasa. *Processi di Radiazione e MHD*. Dispense.
- [7] C. Gruppioni. *On the Absorption and Emission Properties of Interstellar Dust Grains*. Dispense.