

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

**CARATTERISTICHE PRINCIPALI
DELL'EMISSIONE DI
GALASSIE A SPIRALE**

Tesi di Laurea in Astronomia

Presentata da:
Denise Trupia

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Appello III
Anno Accademico 2017/2018

*Alla mia famiglia, a Matteo, ai miei colleghi,
ma soprattutto a Laura,
senza la quale non avrei mai
potuto affrontare questo percorso.*

Indice

1	Mezzo interstellare	5
1.1	Hot Ionized Medium	5
1.2	Warm Ionized Medium	5
1.3	Warm Neutral Medium	5
1.4	Cold Neutral Medium	6
2	Processi di emissione	7
2.1	Emissione nel Continuo	7
2.1.1	Corpo nero	7
2.1.2	Bremsstrahlung	8
2.1.3	Sincrotrone	10
2.1.4	Inverse Compton	12
2.1.5	Polveri	13
2.1.6	Raggi Cosmici	14
2.2	Emissioni in Riga	15
2.2.1	Righe di ricombinazione	15
2.2.2	Riga dell'Idrogeno Neutro	16
2.2.3	Righe Molecolari	17

Introduzione

Con lo sviluppo di mezzi sempre migliori per osservare l'Universo, nei primi anni del 1900, si riuscirono a risolvere quelle che prima erano considerate "nebulosità" nel cielo: le **galassie**. Tra il 1926 e il 1936, Edwin Hubble ideò un sistema di classificazione per le galassie basato sulla loro morfologia: la sequenza di Hubble, mostrata in figura 1.

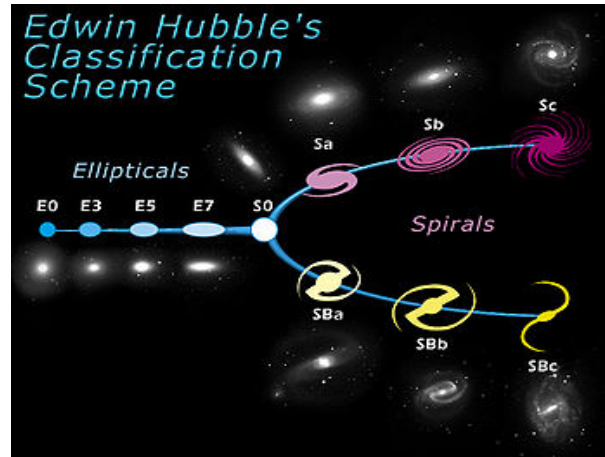


Figura 1: Sequenza di Hubble

Le galassie a sinistra sono dette di tipo "early" e sono ellittiche, procedendo verso destra si trovano galassie più schiacciate fino ad arrivare alle S0, dette lenticolari, per poi trovare una biforcazione in quelle di tipo "late", ovvero le galassie a spirale: nel ramo inferiore sono barrate, mentre nel ramo superiore non è presente alcuna barra. Non fanno parte di questa classificazione le galassie irregolari.

La nomenclatura "early" e "late" si deve alla teoria di Hubble secondo la quale le galassie nascessero ellittiche ed, evolvendosi, diventassero a spirale. Questa teoria fu ben presto abbandonata a seguito di osservazioni che mostravano una maggiore presenza di gas nelle galassie a spirale rispetto alle ellittiche. Dovrebbero, inoltre, esserci molte più galassie late rispetto alle early ma ciò è in contrasto con le osservazioni. Le galassie a spirale sono più blu rispetto alle galassie ellittiche.

Lo spazio tra le stelle è detto *mezzo interstellare* (ISM), composto da una miscela rarefatta di gas, campo magnetico, polveri, raggi cosmici, ioni, atomi, molecole. Esso è caratterizzato dalla sua densità e dalla sua temperatura ed è fondamentale nella comprensione dei processi di emissione delle galassie a spirale. Possiamo distinguere quattro fasi del mezzo interstellare: hot ionized medium (HIM), warm ionized medium (WIM), warm neutral medium (WNM), cold neutral medium (CNM).

Anche la nostra Galassia è una galassia a spirale, la figura 2 rappresenta uno schema della struttura della Via Lattea e delle galassie a spirale in generale:

- **Bulge:** uno sferoide in cui si trova 1/6 della massa della galassia, popolato da stelle vecchie e ammassi globulari. La presenza di gas e polveri è scarsa, qui è presente il HIM. Al centro del bulge, che coincide con il centro galattico, si trova un buco nero, la cui massa è circa un millesimo della massa della regione, che può o meno accrescere materia;
- **Disco:** si trova intorno al bulge. Se ne distingue una *componente sottile* e una *componente spessa*. Il disco sottile, se visto frontalmente, mostra la tipica con-

figurazione di bracci a spirale nei quali è concentrata gran parte della materia, in particolare polveri (che danno luogo all'assorbimento interstellare), elettroni relativistici, nubi molecolari fredde, regioni HII e ammassi aperti, oltre ad un gran numero di stelle giovani di classe O-B. Nel disco spesso sono presenti stelle più vecchie e idrogeno ionizzato. Vi si trovano il WIM circondato da CNM in nubi molecolari, mentre il WNM è diffuso su tutto il disco galattico;

- **Alone:** sferoide meno denso del disco, costituito da stelle di popolazione II, ammassi globulari e materia oscura.

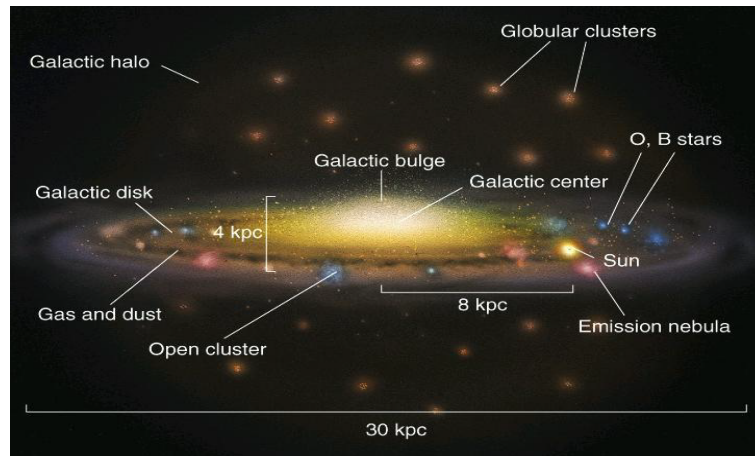


Figura 2: Componenti nella Galassia

1 Mezzo interstellare

Circa il 5-10% della massa globale di una galassia a spirale è costituita da gas la cui distribuzione è in funzione della distanza dal centro galattico e si espande anche ben oltre i confini visibili del disco.

La composizione chimica dell'ISM è data da:

- Gas: 90% di idrogeno, 9% di elio e 1% di elementi più pesanti. Atomi e molecole sono nella fase fredda (neutri) mentre ioni ed elettroni costituiscono la fase calda. La densità numerica media è $1 \text{ particella} \cdot \text{cm}^{-3}$. L'80% dell'ISM è riempito da questa fase fredda all'interno della quale ci sono nubi di gas atomico e molecolare molto dense. HI è facilmente osservabile, H_2 si osserva insieme ad altre molecole, in particolare il CO. Queste regioni ci possono apparire scure o luminose a seconda della lunghezza d'onda in cui si osservano, delle condizioni fisiche e della composizione chimica.
- Polveri: grafite, silicati, olivina. Corpi grigi che costituiscono l'1% della massa dell'ISM, hanno temperature tra 30K e 100K, dimensioni piccole e sono ottimi catalizzatori per la formazione di molecole.
- Molecole: si trovano nelle nubi molecolari giganti, emettono e assorbono nel millimetrico e submillimetrico.

1.1 Hot Ionized Medium

Nel mezzo ionizzato caldo le temperature vanno da 10^6K a 10^7K con densità che vanno da 10^{-2} a $10^{-4} \text{ particelle/cm}^3$. Il processo di emissione che caratterizza questa regione è la Bremsstrahlung che raffredda il mezzo molto lentamente e per questo costituisce una frazione importante dell'ISM, successivamente si hanno processi secondari come la ricombinazione. Il riscaldamento è dovuto alle onde d'urto originate dalle esplosioni di supernovae, nei resti delle quali vediamo emissione di sincrotrone e venti stellari.

1.2 Warm Ionized Medium

Nel mezzo ionizzato temperato la temperatura è quella di ionizzazione dell'idrogeno e dell'elio, 10^4K , con densità che vanno da $1 - 10^3 \text{ particelle/cm}^3$. Il processo radiativo principale in questa regione è la Bremsstrahlung, che forma il continuo negli spettri a cui poi si aggiungono righe di emissione dalle regioni HII. Costituisce circa il 2-4% del volume totale dell'ISM e si trova principalmente attorno a stelle calde e massive di tipo O-B, capaci di emettere radiazione UV forte. Il WIM convive con il CNM ed è rilevabile nella regione ottica per via delle righe e anche nel Radio, infrarosso e submillimetrico per via dell'emissione di Bremsstrahlung. In questo mezzo si ha equilibrio tra fotoionizzazione e ricombinazione.

1.3 Warm Neutral Medium

Nel mezzo neutro temperato le temperature vanno da 10^2K a 10^4K con densità che vanno da 0.1 a $1 \text{ particelle/cm}^3$. L'idrogeno atomico (HI), riscaldato da radiazione UV/X diffusa e da interazione con i raggi cosmici di bassa energia, è il costituente principale del WNM. Esso occupa circa il 30-60% dell'ISM ed è presente nelle regioni di

fotodissociazione, viene osservato per mezzo della riga di assorbimento della radiazione a 21cm. Il WNM viene riscaldato principalmente dalla luce stellare.

1.4 Cold Neutral Medium

Nel mezzo neutro freddo le temperature vanno da 10K a 100K con densità che vanno da 1 a $10^3 \text{particelle/cm}^3$. Principalmente è formato da idrogeno neutro e molecole, le più importanti sono H_2 e CO.

Le regioni di HI sono in equilibrio di pressione con l'ISM e viene osservato per mezzo delle righe in assorbimento. Spesso è distribuito in regioni più estese rispetto a quelle in cui si trovano le stelle.

Le regioni di idrogeno molecolare costituiscono l'1-4% del volume dell'ISM ed il 30-60% della massa totale. Il CNM si trova condensato in nubi legate dalla loro stessa gravità e il loro nucleo potrebbe trovarsi in un collasso gravitazionale.

Viene osservato per mezzo delle righe di emissione nel mm, submm e nel Radio. Principalmente si trova nelle regioni di formazione stellare quindi nei bracci a spirale e dove le interazioni condensano la materia ma è stato osservato anche in prossimità dei buchi neri.

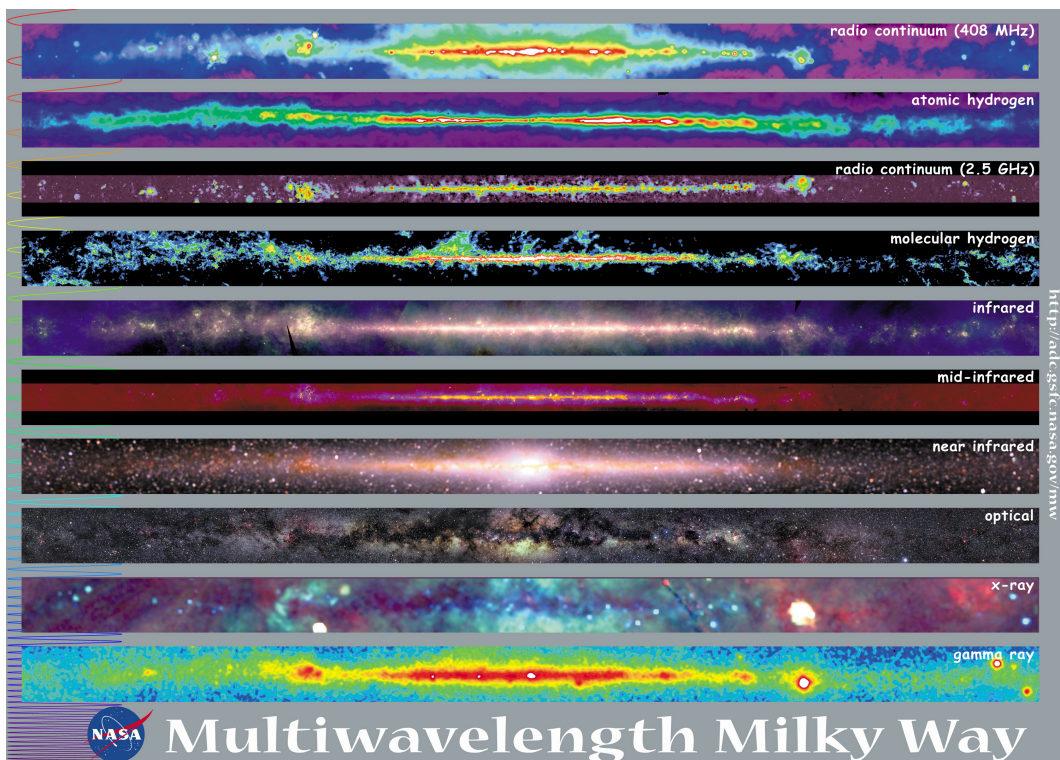


Figura 3: La Galassia osservata a diverse lunghezze d'onda

2 Processi di emissione

La figura 3 mostra, dall'alto verso il basso, l'emissione della nostra Galassia a frequenze, e quindi energie, crescenti: dal Radio ai raggi γ .

I processi di emissione sono strettamente collegati all'osservazione della radiazione dagli spettri elettromagnetici e possono essere di due tipi:

- **Processi nel continuo:** i fotoni vengono emessi in un ampio intervallo di lunghezza d'onda, frequenza ed energia. Si dividono in:
 - processi termici* la cui distribuzione di velocità delle particelle che generano il processo segue la distribuzione di Maxwell-Boltzmann e sono **Corpo Nero** e **Bremsstrahlung**;
 - processi non termici* la cui velocità delle particelle segue una legge di potenza e sono **Bremsstrahlung relativistica**, **Sincrotrone** e **Compton Inverso**.
- **Processi in riga:** lo spettro elettromagnetico non appare più come un continuo ma presenta righe di assorbimento o emissione. Si hanno transizioni discrete.

2.1 Emissione nel Continuo

Nella figura 3 si nota come i processi, sebbene siano particolarmente importanti in determinate bande, possano comunque emettere a frequenze diverse a seconda delle caratteristiche del mezzo.

2.1.1 Corpo nero

Il corpo nero è un corpo che assorbe tutta la radiazione incidente senza rifletterla ed è in equilibrio termico con la radiazione stessa, la quale, una volta assorbita, viene totalmente reirradiata. Le stelle, la polvere e la radiazione cosmica di fondo (CMB) possono essere considerate come corpi neri.

La brillantezza di corpo nero segue la legge di Planck:

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

che, in termini di lunghezza d'onda, è:

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

Dalla figura 4 si nota che le curve di corpo nero non si intersecano mai: curve di corpi più caldi si trovano sopra quelle di corpi più freddi. Questa curva ha un picco e la si può studiare sia a sinistra, nella regione di Rayleigh-Jeans, sia a destra, nella regione di Wien. Se $h\nu \ll kT$ i fotoni sono poco energetici e si ha l'approssimazione di Rayleigh-Jeans:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = 2kT \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \quad (3)$$

Mentre se $h\nu \gg kT$ i fotoni sono molto energetici e si ha l'approssimazione di Wien:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (4)$$

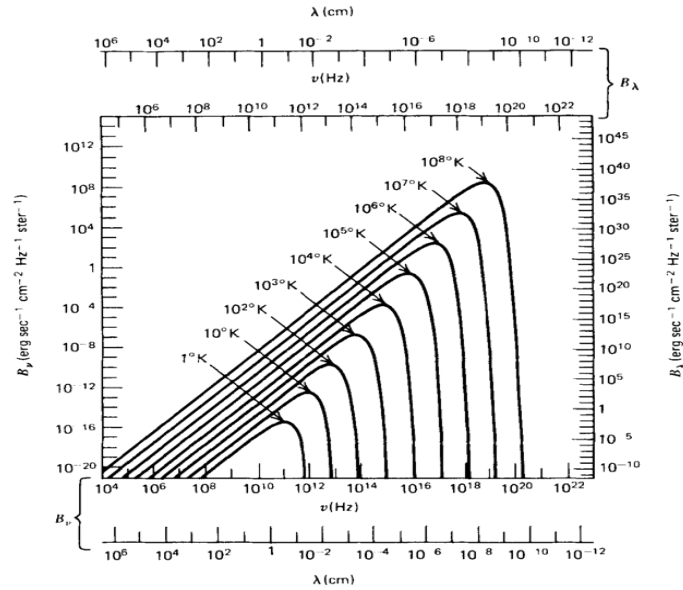


Figura 4: Grafico in scala logaritmica che rappresenta spettri di corpo nero a temperature diverse

Il massimo dell'emissione si ha per $\nu_{max} = 5.88 \cdot 10^{10} THz K^{-1}$ per le frequenze oppure $\lambda_{max} T = 0.29 cm K$ per le lunghezze d'onda. Quindi il picco della funzione di Planck si sposta linearmente con la temperatura. A temperature più alte corrispondono frequenze più alte (blu), mentre a temperature più basse corrispondono frequenze più basse (rosso). Tale spettro dà un'informazione fondamentale sull'indice di colore di un corpo nero ideale che emette una radiazione luminosa simile alla radiazione del corpo in esame.

La brillantezza di corpo nero bolometrica, cioè integrata su tutte le frequenze è:

$$B(T) = \sigma_{SB} T^4 = 1.8 \cdot 10^{-5} T^4 erg s^{-1} cm^{-2}$$

La radiazione osservata nella banda **ottica** è dovuta principalmente alla luce stellare, data dai contributi delle stelle che costituiscono la galassia, in particolare domina il contributo di stelle di tipo O-B che sono le più luminose.

2.1.2 Bremsstrahlung

La maggior parte dello spazio in una galassia a spirale è occupata da plasma, ovvero gas a temperature $> 10^5$ K nel quale idrogeno ed elio sono completamente ionizzati, pertanto sono presenti in abbondanza elettroni liberi e protoni in equilibrio termico che possono causare il processo di emissione chiamato **bremsstrahlung**.

Quando un elettrone interagisce con il campo coulombiano di un protone, esso decelera e di conseguenza emette un fotone. Poiché l'accelerazione è inversamente proporzionale alla massa, i principali emettitori sono gli elettroni.

Consideriamo inizialmente il caso di un'interazione tra un singolo elettrone a velocità non relativistica di carica $-e$ e uno ione di carica $+Ze$ in un gas monoatomico e completamente ionizzato. Più l'elettrone si muove velocemente, meno energia cinetica perde e la deviazione dal suo cammino rettilineo è trascurabile. La potenza irradiata da singolo elettrone è data dalla formula di Larmor:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3} \quad (5)$$

L'accelerazione deriva dalla legge di Coulomb per cui si ottiene:

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

Quindi il massimo dell'emissione si ha in corrispondenza della distanza minima tra le due particelle che coincide con b , il parametro di impatto, ovvero la distanza tra lo ione e la traiettoria iniziale dell'elettrone. L'interazione dura poco ed è limitata ad un tratto molto breve della traiettoria: per convenzione si suppone che venga irradiata energia in quantità apprezzabile solo finché l'elettrone si trova a distanze dal nucleo dell'ordine di b , da cui si ricava il tempo di collisione $\Delta t = \frac{2b}{v}$. Quindi l'energia totale emessa in una singola collisione è data da:

$$P \Delta t = \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2 b^3 v} \quad (7)$$

La radiazione viene emessa in un impulso di durata Δt e con un profilo leggermente asimmetrico dovuto al fatto che, dopo l'interazione, l'elettrone ha una velocità leggermente inferiore avendo perso parte della propria energia cinetica sotto forma di radiazione elettromagnetica. La radiazione emessa in funzione della frequenza è piatta fino ad una frequenza di *cut-off* $\nu_{max} \simeq \frac{v}{4b}$ e poi crolla esponenzialmente a zero (se ne ha una rappresentazione nel grafico 5).

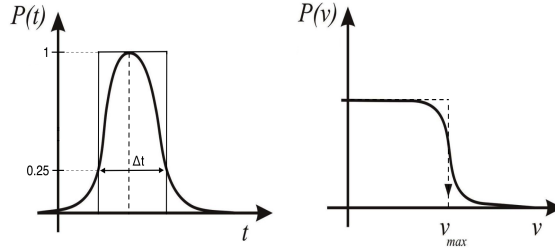


Figura 5: Spettro di emissione di Bremsstrahlung da singolo evento

L'energia irradiata per unità di frequenza da un singolo evento può essere scritta come:

$$\frac{dW}{d\nu} = \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2 b^2 v^2} \quad (8)$$

La radiazione di un singolo elettrone è polarizzata linearmente.

Bremsstrahlung termica. Nel caso di radiazione di un plasma reale formato da una nube di elettroni e ioni, ognuno con la sua densità e in equilibrio termodinamico, entra in gioco la descrizione statistica delle particelle le cui velocità seguono la distribuzione di Maxwell-Boltzmann.

L'emissività specifica, che si misura in $ergs^{-1}cm^{-3}Hz^{-1}$, è:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} n_e n_z Z^2 e^{-h\nu/kT} \bar{g}_{ff}(\nu, T) \quad (9)$$

Si può concludere che:

- considerando che in astrofisica $n_e \simeq n_z$, la densità numerica degli elettroni sarà n_e^2 ;

- l'esponenziale deriva dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann e fornisce il *cut-off* dello spettro a $\nu \simeq \frac{kT}{h}$ e quindi più è alta la temperatura, maggiore è la frequenza di cut-off;
- all'aumentare della temperatura, diminuisce l'emissività specifica.

L'emissività totale, cioè integrata su tutte le frequenze è:

$$J_{br}(T) = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e n_z Z^2 \bar{g}_b(T) [ergs^{-1} cm^{-3} Hz^{-1}] \quad (10)$$

Con l'aumentare della temperatura la frequenza di cut-off cresce e questo permette di avere fotoni più energetici a disposizione, pertanto si ha più energia emessa a temperature più alte.

Bremsstrahlung relativistica Nel caso in cui gli elettroni si muovano con velocità relativistiche, la distribuzione di energia cambia, la temperatura non è più rilevante e si deve introdurre un opportuno fattore di Gaunt. L'emissività specifica per una data velocità e frequenza è:

$$J_{br,rel}(\nu, v) = \frac{32}{3} \frac{\pi e^6}{c^3 m_e v} n_e n_z Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (11)$$

Se gli elettroni hanno una distribuzione di energia a legge di potenza del tipo:

$$n_e(E) \approx n_{e,0} E^{-\delta} \quad (12)$$

si ottiene uno spettro di emissione a legge di potenza:

$$J_{br,rel}(\nu) \frac{E^{-\delta+1}}{1-\delta} \simeq \nu^{-\delta+1} \quad (13)$$

Al centro delle galassie a spirale vi è una forte emissione in *banda X* di bremsstrahlung *termica* dovuta alle alte temperature in cui si trova il plasma. Nel piano della galassia questa emissione è generata da sorgenti di natura stellare quali remnant di supernovae (SNR), stelle di neutroni, dischi di accrescimento attorno a stelle evolute, buchi neri, nane bianche, ammassi stellari. Nell'*ottico-radio* l'emissione è causata dalle regioni HII. Nella bremsstrahlung *relativistica* l'emissione si estende fino alla *banda* γ .

2.1.3 Sincrotrone

Tutte le galassie a spirale mostrano un'emissione radio di sincrotrone dell'ordine di $10^{17} - 10^{23} WHz^{-1}$ (a 1.4 GHz). Il processo di emissione di sincrotrone necessita della presenza di elettroni ultra relativistici, i quali, nelle galassie a spirale, sono probabilmente accelerati dai processi che si attivano durante le esplosioni di Supernovae) e necessita inoltre della presenza di un campo magnetico che si trova nel disco e che viene amplificato a seguito della compressione della materia nei bracci della galassia spirale.

Una particella carica che si muove in un campo magnetico spiraleggia attorno alle linee di campo e irradia poiché la forza di Lorentz la accelera verso le linee lungo le quali si sta muovendo. Quando le velocità di queste cariche sono relativistiche, si parla di radiazione di sincrotrone e, data l'accelerazione centripeta, la formula di Larmor è

$$P = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (14)$$

L'aberrazione modifica l'angolo sotto cui viene emessa la radiazione: la particella è come se emettesse metà della sua radiazione in un cono di semi apertura $1/\gamma$ e questo effetto è noto come *beaming relativistico*. Per la formula (14) irradiano di più le particelle meno massive, quindi gli elettroni, la cui sezione d'urto è la sezione d'urto Thomson e vale:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.6524568 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^{-2} \quad (15)$$

Si ricava quindi dalla (14):

$$-\frac{dW}{dt} = 2c\sigma_T\gamma^2 \frac{H^2}{8\pi} \sin^2\theta \simeq 1.62 \cdot 10^{-15} \gamma^2 H^2 \sin^2\theta \text{ erg s}^{-1} \quad (16)$$

Si deduce che particelle molto energetiche emettono una grande quantità di radiazione e si spostano ad energie inferiori e che più il campo magnetico è elevato, più energia perdono le particelle. L'energia è irradiata in varie armoniche infinitesimamente vicine da formare un continuo. Lo spettro totale, in Figura 6, viene interpretato come la sovrapposizione di molti contributi dei vari elettroni, ognuno dei quali emette alla sua frequenza caratteristica

$$\nu_s \simeq 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H [\mu G] \text{ GHz} \quad (17)$$

Sorgenti non termiche emettono per sincrotrone seguendo una legge di potenza come in figura 6.

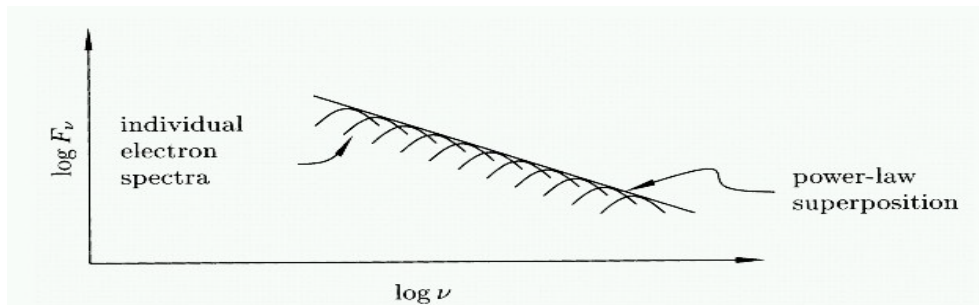


Figura 6: Spettro di emissione di sincrotrone ottenuto dalla sovrapposizione dei singoli elettroni con γ diversi

Si consideri un insieme di elettroni relativistici con distribuzione di energie:

$$N(\epsilon)d\epsilon = N_0\epsilon^{-\delta}d\epsilon \quad (18)$$

L'emissività specifica seguirà anch'essa una legge di potenza:

$$J_s \sim N_0 H^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} \quad (19)$$

Si introduce l'indice spettrale:

$$\alpha = \frac{\delta - 1}{2} \quad (20)$$

per cui l'equazione (19) diventa

$$J_s \propto N_0 H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (21)$$

Poiché $S(\nu) \propto J_s(\nu)$, allora $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, quindi, conoscendo il flusso ad una data frequenza ν_0 , si ha:

$$S(\nu) = S(\nu_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha} \quad (22)$$

Un'altra caratteristica peculiare dell'emissione di sincrotrone è la **polarizzazione**. La radiazione di una singola carica è polarizzata ellitticamente ma questa componente viene annullata dal beaming relativistico pertanto la radiazione appare polarizzata linearmente. Il grado di polarizzazione lineare è definito come

$$\Pi = \frac{\delta + 1}{\delta + 7/3} \quad (23)$$

Il massimo valore di polarizzazione teorico corrisponde al 75% ma ciò che si osserva è un grado di polarizzazione di circa il 20 %, questo fenomeno è dovuto all'effetto della rotazione di Faraday o ad un campo magnetico non omogeneo.

2.1.4 Inverse Compton

L'Inverse Compton è quel processo in cui un fotone poco energetico guadagna energia dalla collisione con un elettrone relativistico e causa lo scattering di questo fotone. Tipicamente, in astrofisica, si hanno fenomeni di scattering compton inverso tra elettroni ultra relativistici ($\gamma > 10^3$) e fotoni stellari, con conseguente emissione di *raggi γ* e tra elettroni ultra relativistici e fotoni della radiazione cosmica di fondo, con emissione nella *banda X*.

Sia S' sistema di riferimento dell'elettrone e sia S il sistema di riferimento dell'osservatore. Per l'effetto Doppler relativistico si ha:

$$\epsilon' = h\gamma(1 - \beta \cos\theta) \quad \epsilon_1 = \epsilon'_1 \gamma(1 + \beta \cos\theta') \quad (24)$$

La massima energia si ha quando $\theta = \pi$ e $\theta'_1 = 0$ e poiché vale che $\epsilon_1 = \epsilon'$ allora:

$$\epsilon' = \epsilon'_1 = \epsilon\gamma(1 + \beta), \quad \epsilon_1 = \epsilon'_1 \gamma(1 + \beta) = \epsilon\gamma^2(1 + \beta)^2, \quad \epsilon_1 \approx 4\gamma^2\epsilon \quad (25)$$

Da ciò si evince che l'Inverse Compton è un metodo molto efficiente per trasferire energia. La potenza totale emessa sarà:

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt} \right) = \frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (26)$$

Da cui $\epsilon_1 = \frac{4}{3}\gamma^2\epsilon$ che in termini di frequenza è $\nu_1 = \frac{4}{3}\gamma^2\nu$.

Gli stessi elettroni relativistici che emettono per sincrotrone in banda Radio possono fare scattering per Inverse Compton nella regione in cui i fotoni passano da Radio a X. Si ha la seguente relazione:

$$\frac{(d\epsilon/dt)_{sinc}}{(d\epsilon/dt)_{IC}} = \frac{U_H}{U_{ph}} \quad (27)$$

La sorgente dominante di fotoni poco energetici è la Radiazione Cosmica di Fondo (CMB, Cosmic Microwave Background) che pervade tutto l'universo e ha una temperatura di 2.73K .

2.1.5 Polveri

La polvere interstellare è ubiquitaria, si trova dappertutto nell'Universo e costituisce l'1% del mezzo interstellare. Nelle galassie a spirale, essa è principalmente confinata sul disco formando una banda scura come si vede in figura 3. La polvere si rivela per mezzo dell'interazione elettromagnetica, è associata a fenomeni di *formazione stellare* e la si trova sotto forma di grani la cui temperatura varia da 10K a 100K. La caratteristica principale della polvere è quella di essere un *corpo grigio*, in quanto assorbe la radiazione nell'*ultravioletto e nell'ottico* e la riemette nell'*infrarosso*. Questo fenomeno è detto *estinzione* ed è il motivo per cui l'emissione della luce stellare ci appare oscurata, come si nota in figura 3.

I grani di polvere hanno dimensioni variabili, da $5 \cdot 10^{-4} \mu m$ a $0.5 \mu m$, in particolare: i grani più grandi, che sono meno numerosi, assorbono maggiore radiazione rispetto ai grani di dimensioni più piccole, meno numerosi.

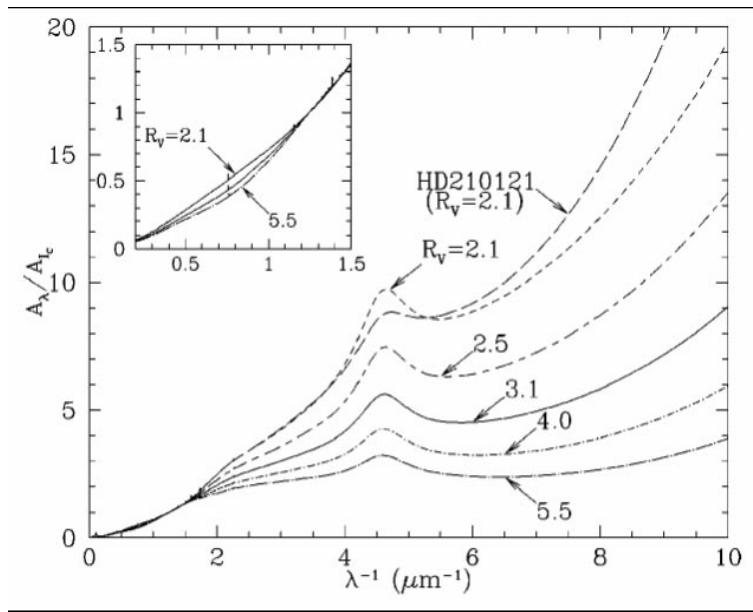


Figura 7: Curve di estinzione della polvere al variare di R_v

Le curve di estinzione del grafico 7 mostrano tutte lo stesso andamento: all'aumentare della frequenza vi è una salita dovuta ai grani piccoli, un ginocchio, un plateau e un'altra salita nell'IR dovuta ai grani grandi. Si osserva a 2175 \AA un "bump" dovuto alla presenza di grafite. L'emissione della polvere è descritta da:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{1}{e^{h\nu/kt} - 1} \right) (1 - e^{h\nu/kt}) \quad (28)$$

Analogamente alla legge di Wien, la λ per cui lo spettro ha un picco è data da $\lambda_{peak} \sim 2300T^{-1}$.

Un altro effetto importante è la **polarizzazione** presente nei grani per due motivi: non sono simmetrici ma hanno forma elongata e si orientano perché sono magnetici. Dal fenomeno della polarizzazione si possono ricavare diverse caratteristiche della polvere:

- il valore medio di λ_{max} è $\lambda_{max} \sim 0.55 \mu m$,
- tipicamente essa cresce con λ nell'UV fino ad un massimo nell'ottico e poi decresce rapidamente nel NIR;

- la legge di polarizzazione è $p(\lambda) \propto \lambda^{-1.8}$;
- il valore osservato di $p(\lambda_{max})$ è $\frac{p(\lambda_{max})}{A(\lambda_{max})} \sim 0.03mag^{-1}$ ed è più basso dei valori previsti.

La polvere si forma nelle stelle, poi viene spazzata via con un vento lento o distrutta in un'esplosione di una stella massiva, viene quindi riciclata nelle nubi di gas tra le stelle e parte di essa viene consumata quando la nuova generazione di stelle inizia a formarsi. Gli elementi si depositano sullo strato di polvere e, rotolando, formano le molecole. Osservando lo spettro di emissione della polvere se ne deduce la composizione chimica: silicati al 95%, carbonacei, carbonati tra cui i PAH, idrocarburi policiclici aromatici.

2.1.6 Raggi Cosmici

I raggi cosmici sono particelle ultra relativistiche con energie che vanno da 0.511 MeV a 10^{20} eV. I costituenti più numerosi sono i protoni, poi abbiamo nuclei, elettroni e fotoni γ . Essi seguono una legge di potenza spezzata in fig. 8 del tipo

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (29)$$

e il loro flusso è isotropo e costante nel tempo.

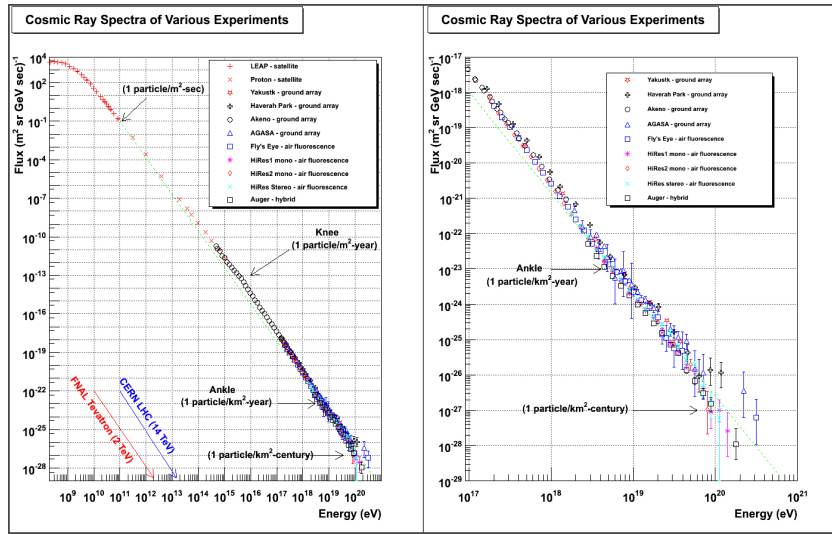


Figura 8: Spettro energetico a legge di potenza dei raggi cosmici

Lo spettro in figura 8 ha un andamento con indice spettrale $\gamma \simeq 2.7$ fino ad energie di circa $5 \cdot 10^5$ eV dove il flusso di particelle è di $1particella/m^2$ al secondo. In questo punto, noto come *ginocchio*, la pendenza diventa più ripida del tipo $\gamma \simeq 3.1$ fino alla caviglia corrispondente a $3 \cdot 10^8$ eV dove si ha un flusso di particelle di $1particella/m^2$ all'anno. Ad energie superiori sembra che la distribuzione torni ad avere un indice spettrale $\gamma \simeq 2.7$ ma la situazione è poco chiara per via del basso flusso di $1particella/km^2$ al secolo. Intorno al ginocchio ci si aspetta una transizione tra componente galattica ed extragalattica.

Si distingue tra i raggi cosmici una *componente primaria* e una *componente secondaria* formata da particelle generate dalla collisione di raggi cosmici primari con i nuclei delle molecole nell'atmosfera terrestre e che, pertanto non verrà trattata. I raggi cosmici

primari si distinguono a loro volta a seconda della loro componente: nucleonica (principalmente protoni e nuclei di elio), elettronica e fotonica.

Per le velocità relativistiche con cui attraversano il mezzo interstellare, i protoni, urtando con altri nuclei, generano i **pioni**. Il decadimento dei pioni è di fondamentale importanza sia per la produzione di elettroni poco energetici, sia per la produzione di raggi γ da parte dei π^0 :

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & \pi^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_m u \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu & \pi^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_m u \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma\end{aligned}$$

La componente elettronica è solo il 2% del totale, per elettroni poco energetici il flusso è alterato dal vento stellare. Avendo velocità ultra relativistiche, questi elettroni sono in grado di emettere nel Radio per sincrotrone o per bremsstrahlung relativistica con il mezzo interstellare in banda γ tra 2 e 70MeV. Infine la componente fotonica contribuisce all'emissione di radiazione γ che può essere prodotta per Inverse Compton con i fotoni stellari e quelli della CMB, mentre il decadimento del π^0 genera un'emissione γ con una distribuzione a campana centrata su energie di circa 70MeV, che è la metà dell'energia a riposo del π^0 .

Un altro processo causato dai raggi cosmici è la **spallazione**: a seguito di bombardamenti dei raggi cosmici sui nuclei, essi si frammentano producendo elementi più leggeri. Da questo processo si possono ricavare informazioni sull'origine dei raggi cosmici: utilizzando la sezione d'urto per la spallazione si ottiene uno spessore del materiale attraversato di $\langle X \rangle \sim 4g/cm^2$. Dalle osservazioni si suppone che circa il 60% dei raggi cosmici attraversi spessori trascurabili e non si frammenti mentre il resto viene completamente frammentato. La vita media dei raggi cosmici è pari al tempo di permanenza nella galassia dato da

$$\tau_{rc} = \frac{\langle X \rangle}{c \cdot \rho_{ISM}} \quad (30)$$

Nel disco galattico: $n_{ISM} \approx 1cm^{-3} \rightarrow \rho_{ISM} \approx 10^{-24}gcm^{-3} \rightarrow \tau_{ISM} \sim 3 \cdot 10^6 yr$
 Nell'alone galattico: $n_{ISM} \approx 0.01cm^{-3} \rightarrow \rho_{ISM} \approx 10^{-26}gcm^{-3} \rightarrow \tau_{ISM} \sim 3 \cdot 10^8 yr$.

Il tempo medio di permanenza nella Galassia è di $\tau_{RC} \sim 2 \cdot 10^7 yr$. In questo tempo i raggi cosmici percorrono una distanza di circa 1Mpc, molto maggiore delle dimensioni della Galassia: è quindi necessario un campo magnetico che le confini e si può dedurre che solo pulsar e supernovae siano in grado di generare il flusso di raggi cosmici rilevato.

2.2 Emissioni in Riga

In figura 9 si presenta uno spettro ottico di una galassia a spirale: si può notare la presenza di H e He, gli elementi più abbondanti nell'universo e righe dei metalli che sono caratteristiche della formazione stellare.

2.2.1 Righe di ricombinazione

Le regioni che si trovano attorno a stelle calde sono costituite da idrogeno ionizzato e si chiamano **regioni HII**, il volume nel quale sono contenute è detto **Sfera di Stromgren**. All'equilibrio termodinamico la temperatura di queste regioni va tra 7000K e 10000K. L'emissione in riga che si osserva da queste regioni è caratterizzata dal processo di *ricombinazione*.

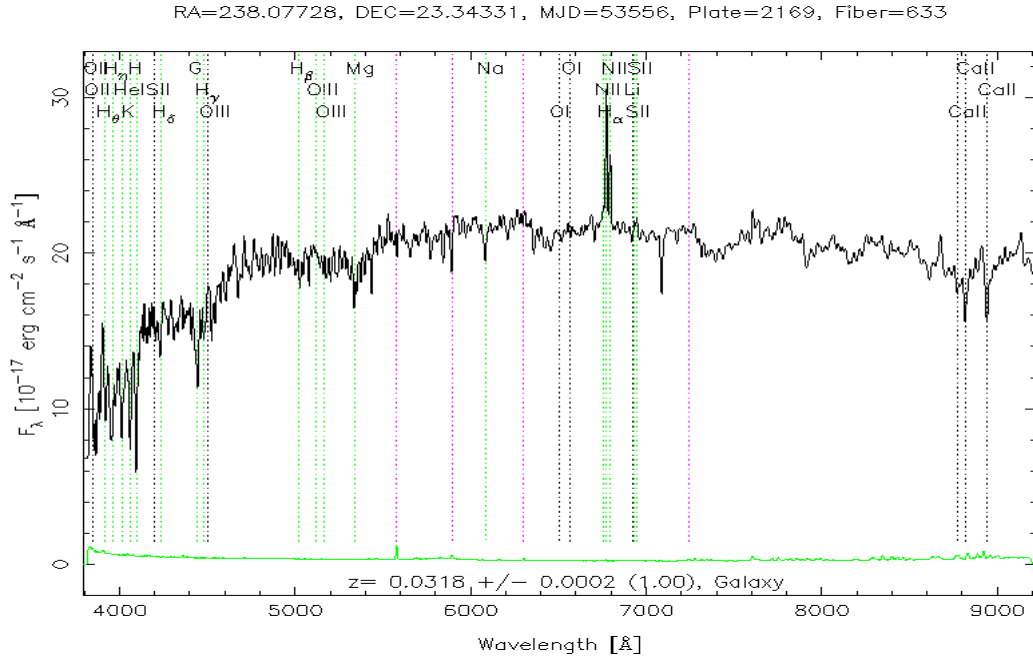


Figura 9: Spettro ottico di una galassia a spirale

Una volta che un fotone ultravioletto emesso dalle stelle O-B ha ionizzato un atomo di idrogeno liberando una coppia elettrone–protone, queste particelle rimangono confinate all’interno della Sfera di Stromgren e può succedere che l’elettrone si ricombini ad un livello energetico qualsiasi. In genere è più probabile ottenere uno stato eccitato che non lo stato fondamentale, di conseguenza, per ogni fotone ultravioletto originario che aveva prodotto la ionizzazione verranno prodotti almeno due fotoni secondari di energia inferiore: il primo prodotto dalla cattura dell’elettrone da parte del nucleo (ad una frequenza qualsiasi dato che deriva da una transizione libero–legato, e che contribuisce all’emissione continua di bremsstrahlung già trattata), il secondo dalla diseccitazione dell’elettrone appena legato (producendo una riga ad una frequenza ben definita). Quindi nel processo di ricombinazione l’energia dei fotoni ultravioletti emessi dalla stella subisce un processo di degrado e, in generale, nessuno di questi fotoni secondari è in grado di produrre ulteriore eccitazione. Alle lunghezze d’onda ottiche si osservano le righe di ricombinazione della serie di Balmer dell’idrogeno, ma anche righe proibite di [OII], [NII] e [OIII]. Altre righe di ricombinazione appartengono alla serie di Lyman che però non è osservabile da Terra a causa dell’opacità atmosferica. La ricombinazione, tuttavia, può produrre anche righe nella banda radio se l’atomo si diseccita mediante transizioni fra livelli energetici elevati e quindi aventi differenza di energia piccola.

2.2.2 Riga dell’Idrogeno Neutro

La riga a 21 cm è stata rivelata e misurata in emissione a tutte le longitudini, con emissione più intensa sul piano della Galassia.

L’idrogeno neutro (HI) è formato da un protone attorno a cui ruota un elettrone. A livello iperfine, lo stato fondamentale può avere due sottolivelli a seconda dello spin delle due particelle che può essere orario o anti-orario: quando il protone e l’elettrone hanno spin allineato, l’atomo ha un’energia leggermente superiore al caso in cui lo

spin è anti-parallelo. Il livello energetico superiore presenta degenerazione (3 possibili combinazioni) e questo statisticamente produce un rapporto tra pesi statistici $g_2/g_1 = 3 : 1$. La transizione da spin parallelo ad anti-parallelo causa l'emissione di fotoni con energia $h\nu = 5.9 \cdot 10^{-6} eV$ che corrisponde ad una frequenza di 1420MHz e quindi una lunghezza d'onda di 21cm. Il decadimento radiativo ha un coefficiente di Einstein $A_{21} = 2.9 \cdot 10^{-15} s^{-1}$, da cui si ricava che avviene mediamente ogni 10^7 anni, pertanto è considerata una riga proibita, ossia impossibile da osservare in laboratorio. Essendo però il numero di atomi di idrogeno del mezzo interstellare estremamente alto, $N_H \approx 10 cm^{-3}$, il processo è favorito dal decadimento collisionale con $Q_{21} \approx 10^{-10} cm^3 s^{-1}$ in un tempo di ~ 300 anni. Nel regime di Rayleigh-Jeans si ha che il rapporto $x = t_{coll}/t_{rad}$ è:

$$x = \frac{A_{21}}{N_p Q_{21}} \frac{kT_k}{h\nu} \approx 4 \cdot 10^{-4} T/N_H \quad (31)$$

In generale $x \ll 1$ quindi $T \leq 10^3 K$ e $N_H \approx 1 - 10 cm^{-3}$, si ha equilibrio termico locale e il rapporto di abbondanza è pari a

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_{HI}/kT} \approx 3 \quad (32)$$

che significa che 3/4 di HI è nello stato eccitato. L'emissività radiativa di questa transizione è:

$$\epsilon_{HI} = \frac{N_2}{4\pi} A_{21} h\nu_{HI} \approx 1.6 \cdot 10^{-33} N_{HI} \quad (33)$$

Gli atomi di HI si trovano principalmente nelle regioni relativamente fredde (WIM) dove gli elettroni liberi sono scarsi. Le osservazioni dell'emissione a 21cm sono di fondamentale importanza nello studio della struttura a spirale: poiché il mezzo interstellare è completamente trasparente alla radiazione a 21 cm, è possibile esaminare in questo modo la struttura della Galassia anche in regioni che sono troppo lontane per potervi effettuare degli studi ottici, o in regioni dove l'assorbimento nell'ottico è molto elevato. Da ciò si deduce che la galassia è molto più estesa rispetto alle dimensioni rilevate in ottico.

2.2.3 Righe Molecolari

A differenza degli atomi, con le molecole è possibile sondare un vasto intervallo di condizioni fisiche nel mezzo interstellare (principalmente temperatura e densità) mediante l'osservazione delle loro numerosissime transizioni fra livelli di energia rotazionale o roto-vibrazionale, sia in assorbimento che in emissione, accessibili nella **banda radio e submillimetrica**. Circa metà della massa del mezzo interstellare è sotto forma molecolare e la molecola più abbondante è H_2 . Esso si trova principalmente in nubi molecolari giganti (GMC) caratterizzate da dimensioni che possono raggiungere i 50pc, densità fino a $10^{10} molecole/cm^3$ e temperature di 10-1000K. Nonostante la sua abbondanza, alle temperature caratteristiche del mezzo interstellare, questa molecola è di difficile osservazione. Un surrogato per lo studio della distribuzione dell'idrogeno molecolare è il suo partner collisionale, il CO, che è la seconda molecola più abbondante nell'universo e ha tre righe nell'intervallo 1-3mm. Le nubi molecolari che contengono CO sono le più massive ($\sim 10^7 M_\odot$), sono concentrate nei bracci delle spirali e sono siti di formazione stellare.

Bibliografia

1. D.Dallacasa, *Processi di radiazione e MHD*, dispense
2. C.Gruppioni, *On the absorption and emission properties of interstellar dust grains*, dispense
3. J.Binney, M.Merrifield, *Galactic Astronomy*, Princeton University Press
4. C.Fanti, R.Fanti, *Una finestra sull'Universo "Invisibile"*
5. E.Ceccotti, *Processi di radiazione e MHD*, appunti