

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:
Gabriella Di Gennaro

Relatore:
Daniele Dallacasa



Sessione I
Anno Accademico 2012/2013

Indice

Introduzione	2
1 Emissione Radio	3
1.1 Radiazione di Sincrotrone	3
1.2 Idrogeno atomico neutro	6
2 Emissione UV, Ottica e IR	9
2.1 Sfera di Strömngren	9
2.2 Radiazione di corpo nero	10
2.3 Polvere	13
3 Altre bande di emissione: X e γ	15
3.1 Bremsstrahlung e binarie X	15
3.2 Raggi Cosmici	16
Bibliografia	17

Introduzione

Le galassie sono considerate i mattoni costituenti dell'Universo. Secondo la classificazione, prettamente osservativa, di Hubble si dividono in galassie irregolari, galassie ellittiche e galassie a spirale. Di quest'ultimo tipo, di cui ci occuperemo nella trattazione, si effettua un'ulteriore classificazione: quelle standard, suddivise in tre sottocategorie a seconda dell'avvolgimento dei bracci e delle dimensioni della regione centrale (Sa, Sb, Sc), quelle con i bracci scarsamente definiti, dette anche lenticolari (S0) che possono essere considerate un punto di incontro tra le galassie ellittiche e spirali, e quelle barrate, caratterizzate da una regione centrale piuttosto allungata (SBa, SBb, SBc).

Una tipica galassia a spirale presenta una struttura a forma di disco, con un rigonfiamento centrale chiamato *bulge*, il tutto circondato da un alone di forma pressochè sferica che si estende per centinaia di migliaia di anni luce, avvolgendo completamente la galassia, in cui troviamo poche stelle e perlopiù aggregate gravitazionalmente in ammassi globulari. Il disco o *thick disk* ha spessore di circa 500 *pc* ed è composto da stelle di formazione coeva con la galassia e avvolge il *thin disk* (circa 100 *pc*), in cui la formazione stellare è il risultato dell'accrescimento di gas. Se visto frontalmente, mostra la tipica configurazione di bracci a spirale, nei quali è concentrata gran parte della materia, in particolare polvere, nubi molecolari fredde, regioni HII e ammassi aperti, oltre ad un gran numero di stelle di classe OB. A differenza del disco, il bulge appare svuotato di gas, polvere e stelle blu e presenta una componente principale giallo-rossa che ne conferisce la colorazione tipica. La scarsa presenza di gas è sintomo di un non efficiente processo di formazione stellare. 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.

I processi di emissione di una galassia a spirale sono ovviamente legati alle sue componenti strutturali, stellari e interstellari. Nelle pagine seguenti verranno enunciate le caratteristiche fondamentali di queste emissioni, prestando una maggiore attenzione all'emissione radio, che verrà trattata nel capitolo 1; meno approfonditamente verranno poi trattate le emissioni nelle bande dell'ultravioletto, del visibile e dell'infrarosso, cui viene dedicato il capitolo 2; infine verranno solo accennate le emissioni dovute ai raggi X e gamma (capitolo 3).

Capitolo 1

Emissione Radio

Dal punto di vista radio, le galassie a spirale si osservano sia in emissione nel continuo, prevalentemente non-termica (di *sincrotrone*) sia nella riga a 21 cm, che permette di determinare la curva di rotazione e la massa della galassia. L'emissione continua di origine termica, dovuta a *bremstrahlung*, contribuisce per circa il 10% a 1.4 GHz e non verrà trattata.

1.1 Radiazione di Sincrotrone

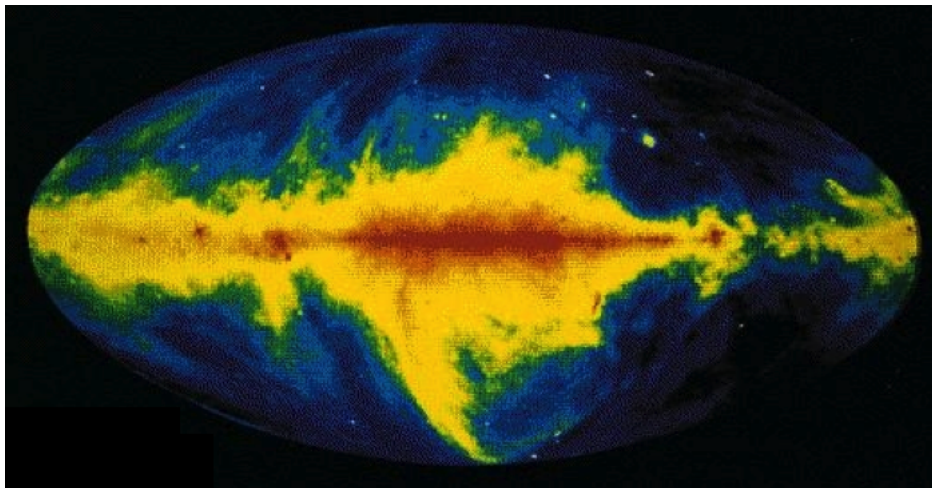


Figura 1.1: Emissione a 408 MHz che corrisponde alla radiazione di sincrotrone

L'emissione radio di sincrotrone nelle galassie a spirale è sostanzialmente un fenomeno molto diffuso con livelli di potenza dell'ordine di $10^{18} \div 10^{23} \text{ watt Hz}^{-1}$, molto più bassi che nel caso delle radiogalassie ellittiche giganti o dei quasar. Osservando

una galassia “di taglio”, come si vede dalla figura 1.1, si osserva che l’emissione radio è concentrata prevalentemente nella zona corrispondente al disco ottico, ma si nota un’emissione, anche se più debole, anche su una zona estesa fuori dal piano galattico. Osservando una galassia frontalmente, invece, si nota che i massimi di intensità dell’emissione radio sono in corrispondenza dei bracci di spirale. In realtà l’emissione radio delle galassie a spirale è diffusa su tutto il disco, e, almeno in alcune galassie, è più intensa verso il bulge. Schematicamente l’emissione non-termica si può considerare localizzata nelle stesse quattro regioni in cui viene suddivisa la galassia (braccia a spirale, disco, nucleo e alone), anche se non sembra esserci una stretta connessione fra le caratteristiche dell’emissione radio nel continuo e la morfologia ottica. Il fatto che l’emissione che osserviamo sia prevalentemente di sincrotrone è indicato dallo spettro radio ripido del tipo legge di potenza e dalla presenza di polarizzazione che, come vedremo, sono le caratteristiche principali di questo tipo di emissione.

La radiazione di sincrotrone è dovuta all’interazione di elettroni fortemente relativistici ($v \approx c$) con il campo magnetico. Se consideriamo un’unica particella di carica q e massa m che si muove in un campo magnetico \vec{H} con una certa velocità \vec{v} , vedremo che la sua velocità non subisce variazioni lungo la componente parallela mentre viene ruotata lungo la componente perpendicolare: la particella viene in questo modo accelerata e il suo moto risulta essere così elicoidale con asse parallelo alle linee di forza del campo. Essendo soggetta ad un’accelerazione centripeta ed essendo ultrarelativistica, la carica in moto irradierà una potenza dovuta alla formula di Larmor relativistica

$$\frac{dW}{dt} \approx \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \gamma^2 (H \sin \theta)^2 = 1.6 \times 10^{15} \gamma^2 (H \sin \theta)^2 \quad (1.1)$$

dove γ è il fattore di Lorentz e θ è l’angolo compreso tra velocità e campo magnetico. Questa formula giustifica il motivo per cui nell’emissione di sincrotrone vengono considerati solo gli elettroni: i protoni, infatti, avendo massa circa duemila volte maggiore, emettono circa 3×10^6 volte meno potenza degli elettroni alla stella velocità.

La radiazione emessa, nel sistema di riferimento dell’osservatore, non potrà essere considerata di dipolo come avverrebbe per una carica non ultrarelativistica, ma avremo metà della radiazione concentrata in un cono con asse coincidente con la direzione istantanea della velocità e di semiampiezza $\approx 1/\gamma$, mentre l’altra metà sarà diluita su tutto lo spazio restante. Ne segue che, poichè l’elettrone si muove lungo la sua orbita, un osservatore fisso riceve la radiazione solo quando il cono punta nella sua direzione: l’emissione di sincrotrone di *un singolo elettrone* appare dunque impulsiva.

L’emissione di sincrotrone nelle galassie a spirale, così come in tutte le regioni astrofisiche, è data dalla somma dei contributi di tutti i singoli elettroni, i quali, solitamente, hanno energie molto diverse tra loro. Il modello che generalmente viene adottato per descrivere la distribuzione di energia degli elettroni è dato da una legge di

potenza: $N(\epsilon) = N_0 \epsilon^{-\delta}$. L'emissività specifica $J_s(\nu)$ risulterà essere dipendente dalla frequenza anch'essa secondo una legge di potenza:

$$J_s(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.2)$$

con α detto indice spettrale che dipende solo dall'esponente δ della distribuzione di energia degli elettroni.

Oltre all'andamento come legge di potenza dell'emissività specifica, l'altra fondamentale caratteristica dell'emissione di sincrotrone è il fatto che mostra una forte polarizzazione lineare. Come già detto in precedenza, a causa dell'estrema direzionalità dell'emissione, un osservatore può ricevere il segnale solo se guarda lungo il piano dell'orbita e per il breve istante in cui l'elettrone si dirige verso di lui. Quindi, se guardiamo lungo il piano dell'orbita, la polarizzazione che si osserva è sempre solo lineare, anche se possiamo osservare radiazione polarizzata ellitticamente, ma di intensità inferiore, quando la linea di vista è leggermente fuori dal piano ma, ovviamente, sempre entro il cono di ampiezza $1/\gamma$. In generale la percentuale di polarizzazione intrinseca, definita come il rapporto tra l'intensità del segnale polarizzato e l'intensità del segnale totale, non sarà mai pari al 100% e potrà venire fortemente ridotta in caso di campo magnetico spazialmente non uniforme.

In molte galassie a spirale si osserva inoltre emissione proveniente da una regione piuttosto ristretta coincidente con il centro della galassia. In genere questa emissione nucleare rappresenta meno del 20% dell'emissione totale della galassia e si estende su dimensioni confrontabili con le dimensioni delle regioni centrali. Gli indici spettrali hanno una distribuzione più dispersa di quella dell'emissione del disco, anche se il valore medio è confrontabile, la cui dispersione è presumibilmente dovuta alle incertezze nella determinazione del flusso della componente centrale, che non sempre si separa bene dal disco. Un caso particolare, anche se non unico, si presenta nella galassia NGC 4594 meglio conosciuta come Galassia a Sombrero, che mostra uno spettro delle regioni centrali genuinamente invertito, sintomo di autoassorbimento di sincrotrone, e quindi di dimensioni molto piccole. Questo effetto si ha quando gli elettroni relativistici non possono essere più considerati trasparenti alla loro stessa radiazione e, poichè l'opacità del gas relativistico cresce al diminuire della frequenza, possiamo immaginare che la regione interessata sia opaca a basse frequenze e trasparente ad alte frequenze. Avremo quindi che la brillantezza di sincrotrone data dall'espressione

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi \mu_s(\nu)} \left(1 - e^{-\tau_s(\nu)}\right) \quad (1.3)$$

sarà $B_s(\nu) \propto \nu^{5/2}$ nel caso di regime otticamente spesso ($\tau \gg 1$) e $B_s(\nu) \propto \nu^{-\alpha} = \nu^{-\frac{\delta-1}{2}}$ nel caso di regime otticamente sottile ($\tau \ll 1$).

1.2 Idrogeno atomico neutro

L'idrogeno neutro atomico, HI, è il maggiore costituente osservato del mezzo interstellare e le sue proprietà fisiche sono strettamente collegate alle proprietà degli altri costituenti galattici, sia stellari che interstellari. Poiché il mezzo interstellare è abbastanza trasparente all'emissione della lunghezza d'onda radio di 21 cm, questo garantisce la possibilità di esplorare l'intera galassia, con l'eccezione di poche direzioni lungo l'equatore galattico, il che permette una sua indagine anche in regioni che sono troppo distanti per essere studiate otticamente. La sua abbondanza e distribuzione così generale in tutta la galassia fa sì che la transizione iperfine di 21 cm sia stata rilevata in emissione in ogni direzione del cielo verso il quale sono stati puntati i radiotelescopi. L'idrogeno neutro è inoltre particolarmente importante per le informazioni che ci fornisce sulla forma e sulla massa complessiva al di fuori della galassia, dove è l'unico costituente osservabile in modo diretto. Inoltre, non sono stati riscontrati variazioni nel tempo della riga di idrogeno neutro.

Il protone e l'elettrone mostrano entrambi un momento angolare intrinseco, chiamato *spin*, e un relativo momento magnetico. La linea a 21 cm dell'idrogeno neutro è il risultato della transizione iperfine dell'idrogeno nel suo stato fondamentale che coinvolge lo spin delle due particelle. Questo stato è caratterizzato infatti da due possibili orientamenti dello spin dell'elettrone e del protone, $\frac{1}{2}$ e $-\frac{1}{2}$: quando gli spin sono paralleli (segno concorde) l'energia del sistema è leggermente maggiore dell'energia si avrebbe con gli spin antiparalleli. L'energia di separazione tra i due sottolivelli iperfini, pari a circa $h\nu = 5.9 \times 10^{-6} eV$, corrisponde ad un quanto di radiazione con una frequenza di 1420.406 MHz. La probabilità che questo spin-flipping avvenga spontaneamente, ovvero la probabilità di passaggio da $F = 1$ a $F = 0$, con F momento angolare totale dato dalla somma di quello dell'elettrone e del nucleo, è dato dal coefficiente di Einstein $A_{10} = 2.85 \times 10^{-15} s^{-1}$, così un atomo HI, dopo essere stato eccitato, tipicamente aspetta 12 milioni di anni prima di decadere spontaneamente in modo radiativo mentre impiega molto meno tempo per decadere in modo collisionale (ricordiamo che in un anno abbiamo circa $\pi \times 10^7 s$). Infatti, le collisioni tra atomi determinano fortemente la popolazione relativa dei due livelli: considerando che la tipica densità dell'HI è di circa $0.4 cm^{-3}$, densità che caratterizza la maggior parte dello spazio interstellare, le collisioni provocano un riorientamento degli spin di un atomo di idrogeno circa una volta ogni trecento o quattrocento anni. In generale, le particelle con cui avvengono queste collisioni, i cosiddetti *partner collisionali*, sono altri atomi di HI. Gli effetti del campo di radiazione dell'ambiente interstellare sugli stati di spin, quindi, risultano essere meno importanti rispetto a questi scontri, tranne che in certi ambienti interstellari come sono quelli vicini alle supernovae recenti o alle regioni di intensa formazione stellare.

Quello che è rilevato quando si misura la riga a 21 cm è un profilo di linea, o uno spettro, che ci fornisce l'intensità come una funzione della frequenza. La frequenza a sua volta misura uno spostamento Doppler dalla frequenza di riposo. In pratica, questi

spostamenti di frequenza sono convertiti in velocità radiali. L'ampiezza naturale della riga di emissione di 21 cm dell'idrogeno neutro è $10^{-16} \text{ km s}^{-1}$ ed è infinitesimamente piccola rispetto a quello che può essere misurato con le tecniche radioastronomiche. L'allargamento della riga a 21 cm si verifica attraverso diversi meccanismi, come per esempio l'allargamento dovuto alle velocità termiche degli atomi del gas o i moti turbolenti, ma nessuno di questi meccanismi di allargamento è sufficiente per essere responsabile dell'allargamento caratteristico osservato dell'ordine di 100 km s^{-1} . La causa principale dell'allargamento totale proviene dalla rotazione caratteristica di ogni galassia a spirale (figura 1.2). L'intensità osservata di un profilo di riga di idrogeno

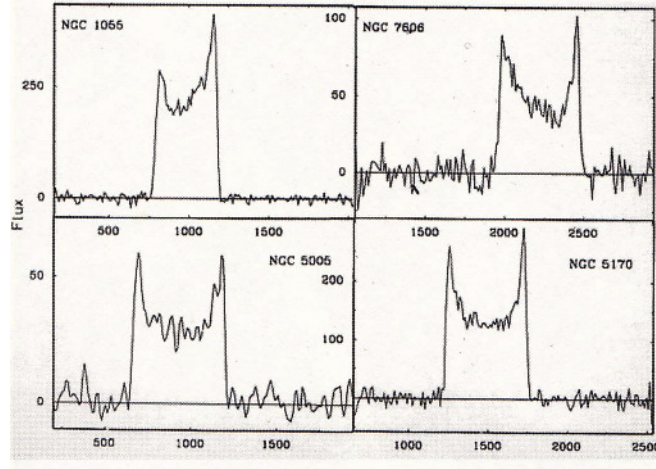


Figura 1.2: Allargamento della riga 21 cm

neutro è generalmente espressa come una temperatura di brillantezza T_{BHI} in unità di gradi Kelvin. Quest'ultima può essere ricavata sia nel caso in cui consideriamo la nube di HI otticamente sottile o otticamente spessa. Nel primo caso, in approssimazione di Rayleigh-Jeans, otteniamo

$$T_{BHI} = \epsilon_{HI} l \frac{c^2}{2k\nu_{HI}^2} \approx 2.6 \times 10^{-15} N_{HI} l \quad (1.4)$$

dove k è la costante di Boltzmann pari a $1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$, ϵ_{HI} è l'energia emessa radiativamente per diseccitazione radiativa ed è circa uguale a $1.6 \times 10^{-15} N_{HI}$, l è lo spessore della nube e N_{HI} è il numero totale di atomi di idrogeno lungo la linea di vista. Questo risultato è particolarmente importante in quanto ci permette di calcolare la densità di colonna $\mathcal{N}_{HI} = N_{HI} l$ misurando semplicemente T_{BHI} e l . Nel caso di nube otticamente spessa si ha

$$T_{BHI} = T_{ex}(1 - e^{-\tau_{HI}}) \approx T_{ex} \tau_{HI} \quad (1.5)$$

dove T_{ex} è la temperatura di eccitazione e τ_{HI} è lo spessore ottico della nube. Degna di nota è l'approssimazione di equilibrio termico locale (LTE), dove a dominare sono i processi collisionali, in cui la temperatura di eccitazione è uguale alla temperatura cinetica T_k : in questo caso l'opacità τ_{HI} è calcolabile e risulta essere pari a $2.6 \times 10^{-15} \mathcal{N}_{HI} T_k^{-1}$.

La distribuzione di HI si estende lungo tutti i bracci di spirale e il suo studio risultò essere di grande importanza negli anni '70 quando divenne chiaro che tra i costituenti del mezzo interstellare, l'idrogeno atomico è unico nella sua distribuzione a larga scala. Di grande importanza, a questo proposito, è lo studio della distribuzione dell'HI nelle zone esterne delle galassie a spirale; il disco galattico definito dall'idrogeno atomico ha infatti diametri (almeno) due volte maggiori di quello definito dagli stati di idrogeno ionizzato o molecolare, come si vede dalla figura 1.3. Questo è risultato essere molto importante per la determinazione della curva di rotazione delle galassie a spirale, ovvero l'andamento della velocità delle stelle in funzione del raggio orbitale, che si è scoperto essere non decrescente con l'aumento della distanza come ci si aspetterebbe dalle leggi di Keplero (non osserviamo una caduta Kepleriana). L'indagine sulla distribuzione dell'HI all'esterno della galassia è stato quindi di grande importanza per l'introduzione e la comprensione della natura della materia oscura, di cui non tratteremo, la cui esistenza è implicata, tra le altre cose, dal fatto che a grandi raggi la curva di rotazione è piatta, che la rende evidentemente la componente dominante della massa della galassia a queste grandi distanze. L'idrogeno neutro è quindi l'unica componente galattica ampiamente osservabile a grandi distanze, dove il moto e la distribuzione sono largamente governati dalla materia oscura.

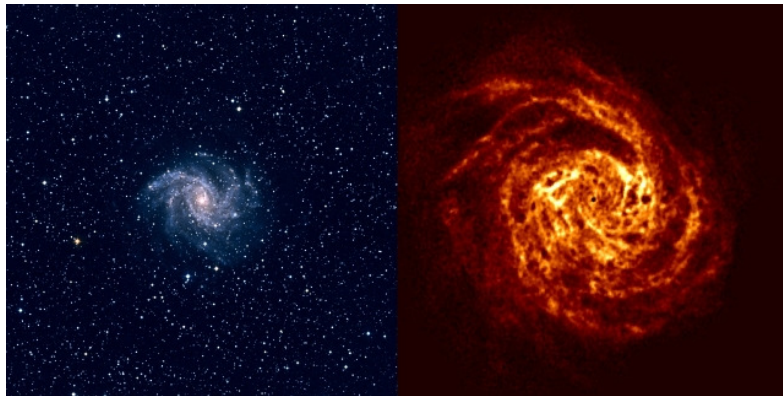


Figura 1.3: Emissione ottica (immagine a sinistra) e radio dell'HI (immagine a destra) della galassia a spirale NGC 6946

Capitolo 2

Emissione UV, Ottica e IR

2.1 Sfera di Strömgren

La radiazione UV è particolarmente importante in quanto è il tracciante delle stelle più giovani e più calde, per cui nelle galassie a spirale risulta essere la banda di emissione che mostra il rate di formazione stellare. Questo è particolarmente preponderante lungo i bracci di spirale in quanto contengono una grande quantità di mezzo interstellare che, in seguito a collasso gravitazionale, porta alla generazione di nuove stelle di classe spettrale OB. Questi tipi di stelle sono associati a nubi in emissione chiamate regioni HII in cui i fotoni ad alta energia emessi dalle stelle ionizzano il materiale circostante, composto prevalentemente da atomi di idrogeno neutro. In particolare, il rate di fotoionizzazione in funzione della distanza r , ovvero il numero di atomi che vengono scissi in un protone e in un elettrone, è dato dall'espressione:

$$P(r) = n_H \frac{1}{4\pi r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L(\nu)}{h\nu} a(\nu) d\nu \quad (2.1)$$

dove ν_0 è la frequenza minima che un fotone deve avere per fotoionizzare un atomo, ovvero tale che $h\nu > 13.6 \text{ eV}$, $\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L(\nu)}{h\nu} d\nu$ è il numero di fotoni ionizzanti n_f per unità di area, tempo e frequenza e $a(\nu)$ è definita come la cross-section della fotoionizzazione dell'idrogeno che dipende dalle dimensioni dell'atomo stesso e dalla frequenza della radiazione: il suo valore, noto dalla Meccanica Quantistica, è di circa $5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$. Poichè con il passare del tempo vengono fotoionizzati sempre più atomi di idrogeno, n_H tende a diminuire e, conseguenzialmente, $P(r)$ diminuirà anch'esso; inoltre, poichè $P(r) \propto r^{-2}$, diminuirà anche all'aumentare della distanza r .

La fotoionizzazione è seguita dalla cattura dell'elettrone da parte dello ione, formando nuovamente l'atomo neutro allo stato fondamentale con emissione a cascata di fotoni a energia minore. Questo processo prende il nome di ricombinazione, il cui rate sarà:

$$R = n_e n_p \alpha_A(T) \quad (2.2)$$

con dipendenza da temperatura, densità di protoni ed elettroni e con α_A la somma di tutti i coefficienti che misurano le possibili ricombinazioni da $n = \infty$ a $n = 1$, con n numero quantico principale. Poichè il processo di ricombinazione produce un fotone, questo, se dotato di energia sufficiente, potrà a sua volta fotoionizzare un altro atomo. Il fatto che il fotone prodotto dalla ricombinazione sia energeticamente inferiore giustifica il fatto che non si abbia fotoionizzazione in tutto il mezzo interstellare.

L'equilibrio tra processi di fotoionizzazione e ricombinazione fissa il grado di ionizzazione della regione III. In particolare, sotto le ipotesi di nube omogenea e statica composta solo da idrogeno e con una sola stella "sorgente", avremo che l'equilibrio si avrà ad una certa distanza \mathcal{R} :

$$\mathcal{R} = \left(\frac{3Q(n_H)}{4\pi n_H^2 \alpha_B} \right)^{1/3} \quad (2.3)$$

con $Q(n_H)$ numero di fotoni effettivamente ionizzanti, a cui sono stati sottratti i fotoni assorbiti per la ricombinazione e α_B il coefficiente di ricombinazione α_A cui viene sottratto il coefficiente relativo all'elettrone nell'orbitale $1s$, quello cioè con $n = 1$. \mathcal{R} è definito *raggio della sfera di Strömgren*. Si osserva che, fissate le proprietà della stella e della nube, il grado di ionizzazione dipende solo dalla distanza r del punto considerato dalla sorgente. Una stella è quindi in grado di ionizzare solo un volume limitato di gas; assumendo un'emissione isotropa, esiste pertanto un raggio limite \mathcal{R} di transizione tra la sfera di idrogeno ionizzato e la nube di idrogeno neutro, il cui ordine di grandezza risulta essere dell'ordine del libero cammino medio di un fotone UV ionizzante.

2.2 Radiazione di corpo nero

La radiazione ottica che osserviamo nelle galassie a spirale è dominata dalla luce stellare. Questa è prodotta dalla combinazione di molte stelle, le quali generalmente non sono risolte separatamente. Possiamo immaginare, comunque, che la luce osservata derivi da una distribuzione di stelle che hanno approssimativamente la stessa età, le quali si trovano prevalentemente nella regione centrale, più un contributo addizionale dovuto ad eventi più recenti di formazione stellare, che si trovano nei bracci di spirale. Le stelle giovani, di tipo OB, tendono però a dominare lo spettro ottico in quanto sono particolarmente brillanti. Colore e spettro delle stelle sono indicativi della popolazione cui appartengono, anche se c'è una specie di degenerazione che rende difficile accertare se le caratteristiche spettrali sono dovute all'età o alla composizione chimica. Secondo queste caratteristiche, le stelle si dividono in stelle di Popolazione I e stelle

di Popolazione II, la cui distinzione venne ben definita, negli anni '40, dall'astronomo tedesco Walter Baade: le prime dominano la regione dei bracci e del disco e seguono il diagramma HR, le seconde si trovano nell'alone galattico e nel nucleo e hanno un diagramma colore-magnitudine più simile agli ammassi globulari, in cui la sequenza principale appare molto debole e poco estesa al punto di sembrare quasi mancante. La descrizione dei due tipi di diagrammi non verrà trattata, ma è importante dire che le stelle di Popolazione I sono considerate stelle "giovani" di tipo spettrale OB e fortemente massive mentre quelle di Popolazione II sono stelle più "vecchie", la cui luminosità tende ad avere un picco nel rosso e non nel blu.

Le stelle possono essere ben approssimate a dei corpi neri ideali, ovvero degli oggetti che si trovano all'equilibrio termico, i quali assorbono tutta la radiazione incidente, qualunque essa sia, e la riemettono in funzione della sua sola temperatura (e quindi l'andamento della radiazione emessa è completamente indipendente dal tipo di radiazione assorbita). Nel caso delle stelle, quest'approssimazione risulta essere particolarmente efficace, nonostante non possiamo parlare di equilibrio termodinamico nel senso stretto della parola: la temperatura infatti diminuisce considerevolmente passando dalle zone centrali alla superficie: per il Sole, per esempio, si passa da temperature di circa 10^7 a temperature di circa 6000 gradi. Tuttavia, possiamo suddividere idealmente la stella in gusci di spessore arbitrario in modo tale che abbiano temperatura costante e che quindi siano nelle condizioni di equilibrio termodinamico: questa approssimazione viene definita *equilibrio termodinamico locale* (LTE). La quantità totale di energia che fuoriesce dalla superficie, la fotosfera stellare, è la stessa che viene prodotta al centro dalle reazioni termonucleari ma la distribuzione è completamente diversa e dipende dalla temperatura della fotosfera, il cui spettro risulta essere estremamente simile a quello della curva di corpo nero, che rappresenta il continuo spettrale, con uniche differenze dovute all'assorbimento da parte del gas presente nell'atmosfera stellare.

Lo spettro che osserviamo a causa della radiazione di corpo nero prende il nome di "planckiana" o "funzione di Planck":

$$B(\nu, T) = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.4)$$

con $h = 6.62 \times 10^{-27} \text{ erg s}$ è la costante di Planck, $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$ è la costante di Boltzmann e $c = 3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$ è la velocità della luce. Questa equazione può naturalmente essere scritta anche in funzione della lunghezza d'onda della radiazione, λ , tenendo conto della relazione con la frequenza $\lambda = \frac{c}{\nu}$.

Come vediamo dalla figura 2.1, ogni planckiana è individuata univocamente dalla temperatura T, in quanto le curve, una volta fissata (la temperatura), non si intersecano mai. Inoltre notiamo anche che man mano che consideriamo temperature maggiori il picco di emissione si sposterà a frequenza maggiori, secondo la legge di Wien $\nu_{max} = 5.88 \times 10^{10} T \text{ Hz K}^{-1}$.

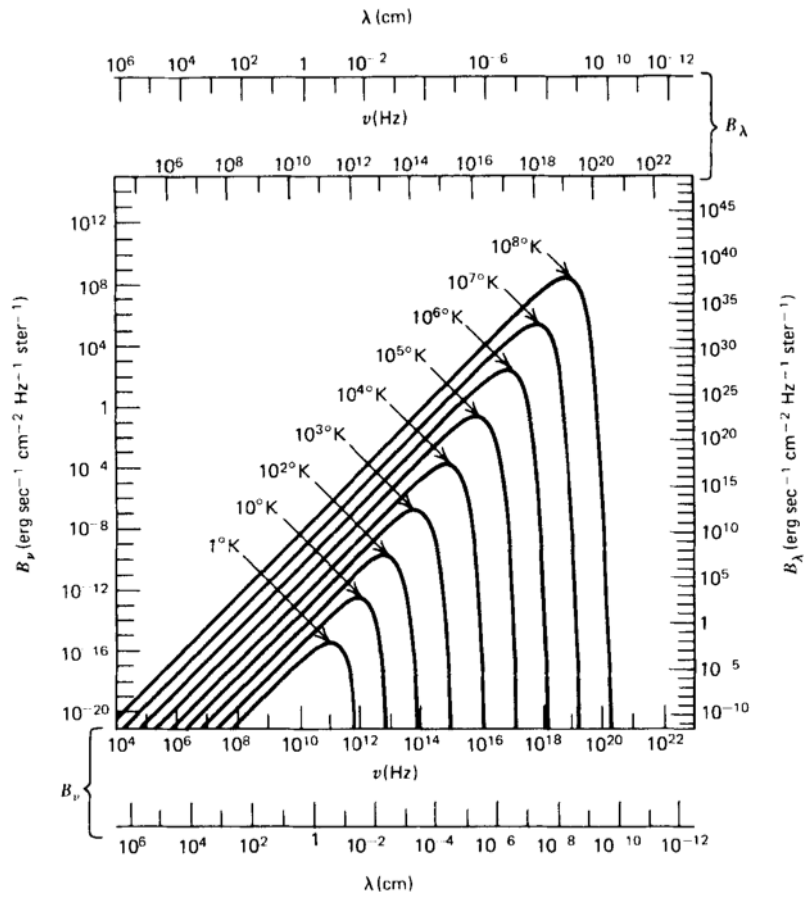


Figura 2.1: Famiglia di curve di Planck a temperature diverse; la curva (non mostrata in figura) che unisce i massimi rappresenta la legge di Wien

2.3 Polvere

Osservando un'immagine ottica face-on di una galassia a spirale, possiamo facilmente notare zone "scure" localizzate prevalentemente nei bracci; queste zone di opacità diventano ancora più evidenti se osserviamo una galassia di taglio: questa infatti mette in evidenza il quasi completo oscuramento del piano galattico. Se si osserva la stessa galassia in banda infrarossa si nota che le parti precedentemente oscurate sono adesso brillanti, come possiamo vedere nella figura 2.2.

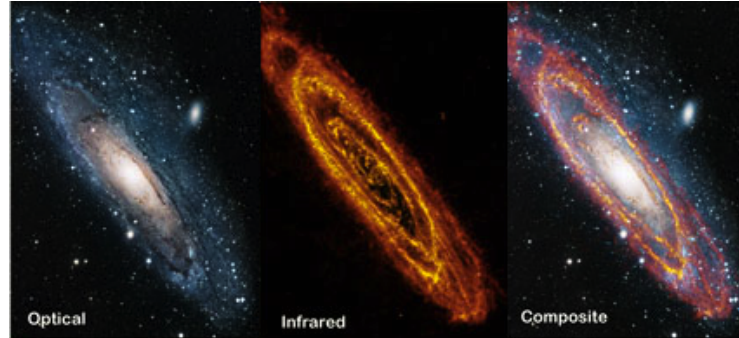


Figura 2.2: Immagine ottica (sinistra), infrarossa (centro) e composita (destra) della galassia M31, nota come Andromeda; notiamo che la polvere segue la struttura dei bracci di spirale

Questo è dovuto al fatto che nelle galassie a spirale l'1% della massa è dovuto alla polvere, un importante costituente del mezzo interstellare che domina il riscaldamento e il raffreddamento delle nubi ed è appunto fonte di opacità. Essa è composta principalmente da grani formati da silicati, materiali carbonici come diamanti, grafite, carbonio amorfo e idrocarburi policiclici aromatici (PAH), carburo di silicio (SiC) e carbonati, tutti originatesi, si ipotizza, dall'esplosione di novae e supernovae. Questi hanno dimensioni $d \approx 0.1 \mu m$, quindi impediscono il passaggio di radiazione con lunghezza d'onda pari o minore della luce blu; la forma non è sferica, il che fa sì che la polvere si comporti come un filtro polarizzatore. I singoli grani si possono aggregare tra loro, formando grani più grandi e più freddi: questi rappresentano sì la minoranza numerica (la densità dei grani è $n = a^{-3.5}$, con a raggio del grano), ma sono gli artefici dei 2/3 dell'emissione totale.

Il processo con cui la polvere oscura la luce stellare viene chiamato *estinzione* e comprende fenomeni di assorbimento e scattering: nel primo caso, l'energia del fotone assorbito è trasformata in energia interna del grano, mentre nel secondo caso il fotone viene deflesso dalla linea di vista dell'osservatore. Poiché è la radiazione a grandi lunghezze d'onda a subire assorbimento mentre quella a piccole lunghezze d'onda subisce scattering, quello che si ottiene è un arrossamento della radiazione in quanto questa, lungo la linea di vista, è stata privata della sua componente blu.

Affinchè il grano di polvere non venga sublimato dalla radiazione incidente su di esso, questo deve emettere tanta energia quanta ne ha assorbita: in questo modo, il grano ha una temperatura di equilibrio T_d , più o meno costante, dipendente dalla sua dimensione e composizione chimica. La potenza emessa dal grano può essere schematizzata come un'emissione di corpo nero (paragrafo 2.2) a temperature comprese tra 10-100 K, per cui l'emissione termica è data dalla risoluzione dell'equazione dell'equilibrio termico:

$$c(\pi a^2) \int Q_{abs}(\lambda) u_\lambda d\lambda = 4\pi(\pi a^2) \int Q_{em}(\lambda) B_\lambda(T_d) d\lambda \quad (2.5)$$

dove il membro di sinistra rappresenta l'energia assorbita dal grano e il membro di destra rappresenta quella emessa, con a raggio del grano che viene supposto sferico per semplicità, Q_{abs} e Q_{em} l'efficienza rispettivamente di assorbimento ed emissione, u_λ la densità di energia della radiazione interstellare ad una data lunghezza d'onda e $B_\lambda(T_d)$ la funzione di Planck. In realtà è più corretto considerare i grani come corpi grigi, in quanto dobbiamo tenere conto dell'opacità τ . Se consideriamo una nube ad una certa distanza d contenente N grani sferici di densità ρ , sotto l'ipotesi di regime otticamente sottile ($\tau \ll 1$), possiamo utilizzare la densità di flusso F_λ ricevuta per ottenere la massa della nube stessa:

$$M = \frac{4\rho F_\lambda d^2 a}{3B_\lambda(T_d)Q_{em}(\lambda)} \quad (2.6)$$

Quello che si nota dalle osservazioni è che tanto più la galassia è giovane, tanto maggiore è la presenza di polvere: infatti, come già detto in precedenza, la polvere raffredda le zone circostanti e giustifica il motivo per cui la maggior parte della polvere si trova sui bracci di spirale.

Straordinariamente forti risultano essere le bande in emissione a 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 e 11.3 μm (mid-IR). A queste lunghezze d'onda vengono associate le vibrazioni dei legami C-H o C-C nelle strutture planari delle PAH dovute all'assorbimento di fotoni UV o visibili che eccitano gli elettroni in stati più energetici. Proprio perchè assorbono radiazione UV e visibile, le PAH sono solitamente associate alla formazione stellare.

Capitolo 3

Altre bande di emissione: X e γ

3.1 Bremsstrahlung e binarie X

In tutte le galassie a spirale una discreta frazione dello spazio interstellare è occupato da gas con temperature talmente elevate ($T > 10^5 K$) che sia l'idrogeno che l'elio sono completamente ionizzati: parliamo, in questo caso, di plasma che emette prevalentemente in banda X (fotoni di energia compresa tra $0.1 \div 10 keV$). I responsabili di questo tipo di emissione sono la *bremstrahlung*, la cosiddetta radiazione di frenamento, in cui gli elettroni vengono deviati dall'interazione con gli ioni, emettendo un fotone, e le binarie X. Nel primo caso, il rate per unità di volume di collisioni tra elettroni liberi e ioni è proporzionale alla radice della densità del plasma ρ poichè la densità elettronica è proporzionale a ρ e il rate con il quale ogni elettrone subisce le collisioni è proporzionale alla densità ionica, che dipende a sua volta da ρ . Di conseguenza, l'emissività di bremsstrahlung è proporzionale a ρ^2 e, se consideriamo un plasma ad una certa temperatura T , possiamo scriverne qualitativamente la sua espressione:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{\frac{h\nu}{kT}} g_{ff} \quad (3.1)$$

dove Z è la carica elettronica (o ionica) e g_{ff} è il fattore di Gaunt, una quantità adimensionale dell'ordine dell'unità che dipende dal range di distanza tra elettroni e ioni necessaria per lo scattering. Poichè il fattore di Gaunt è trascurabile alle alte frequenze, avremo che l'emissività $J_{br}(\nu, T)$ è pressochè costante alle basse frequenze e presenta un cut-off esponenziale a $\nu \approx kT/h$.

Oltre all'emissione diffusa della bremsstrahlung, la maggior parte dell'emissione osservata nei raggi X è dovuta a sorgenti individuali molto intense che si trovano sia nelle vicinanze del centro galattico, in cui la distinzione tra esse diventa difficile, sia lungo i bracci di spirale. Quest'ultime, che verranno solo accennate in quanto non approfondite nel corso di studi, sono associate a sistemi binari X, mentre quelle vicino

al centro sono simili a sistemi binari meno massicci. Si osserva inoltre un'emissione X anche nel disco, ma fuori dai bracci, che sembra essere invece dovuta a binarie X più deboli. In tutti i casi si tratta di un oggetto compatto (stella di neutroni, buco nero, nana bianca) legato gravitazionalmente ad una stella massiccia di classe OB. Una parte del vento stellare viene catturato dall'oggetto compatto e, mentre ricade su di esso, produce raggi X.

3.2 Raggi Cosmici

La radiazione γ delle spirali è localizzata principalmente lungo il disco ed è dovuta per la maggior parte ai raggi cosmici, particelle e nuclei atomici accelerati ad alta ($10^{10} \div 10^{18} \text{ eV}$) ed altissima ($10^{18} \div 10^{20} \text{ eV}$) energia. I raggi cosmici primari, quelli cioè provenienti dallo spazio extraterrestre (l'altra componente, quella secondaria, è prodotta dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera terrestre), sono costituiti prevalentemente da protoni ($\sim 85\%$), nuclei di elio ($\sim 10\%$) e nuclei più pesanti ($\sim 1\%$). Solo il $\sim 2\%$ è costituito da elettroni: questi infatti interagiscono con il campo magnetico della galassia a spirale e, essendo stati accelerati fino a velocità relativistiche, perdono energia per sincrotrone, come abbiamo visto nel paragrafo 1.1.

Il meccanismo di accelerazione dei raggi comici deve tener conto di alcune considerazioni sperimentali tra cui la distribuzione di energia che segue una legge di potenza $N(E) \propto E^{-\delta}$ (con δ indice spettrale) e il valore di energia massima misurata, pari a 10^{20} eV . Il meccanismo più efficace è risultato essere quello definito da Fermi il quale suppose che l'accelerazione stocastica fosse dovuta ai ripetuti urti delle particelle che compongono i raggi cosmici con un'onda d'urto, ad esempio emessa dall'esplosione di una supernova. Se consideriamo il mezzo disomogeneo e contenente nubi magnetizzate, possiamo considerare approssimativamente ferme quelle nel mezzo imperturbato e in moto con una certa velocità $v = \frac{3}{4} v_{shock}$ quelle nel mezzo perturbato. Le particelle si troveranno ad attraversare diverse volte il fronte d'onda per un certo tempo, dopo il quale eventualmente lasceranno la zona, subendo urti con le nubi, sia ferme sia in moto. Nel primo caso, le particelle non sentiranno variazioni di energia in quanto possiamo considerare l'urto elastico dato che $M_{nube} \gg m_{part}$, mentre nel secondo caso ci sarà guadagno di energia, pari al guadagno *netto* in un ciclo. Per cui, se l è il libero cammino medio fra due urti, il guadagno di energia nell'unità di tempo sarà:

$$\frac{d\epsilon}{dt} \approx \left(\frac{3}{4} \frac{v_{shock}}{l} \right) \epsilon = \frac{\epsilon}{\tau_F} \quad (3.2)$$

con τ_F tempo caratteristico dell'accelerazione di Fermi che, in caso di supernovae nella loro fase iniziale, dove cioè $v_{shock} \approx 10^4 \text{ km s}^{-1}$ e $l \lesssim 10^{-3} \text{ pc}$, produce un τ_F dell'ordine del mese, tempo compatibile con le osservazioni.

Bibliografia

- [1] G.L. Verschuur, K.I. Kellermann, *Galactic and Extragalactic Radioastronomy*, Springer-Verlag (1988)
- [2] J. Binney, M. Merrifield, *Galactic Astronomy*, Princeton University Press (1998)
- [3] G. Rybicki, A. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons, Inc. (2004)
- [4] C. Fanti, R. Fanti, *Lezioni di Radioastronomia*, Dispense (1999-2000)
- [5] D. Dallacasa, *Processi di Radiazione e MHD*, Dispense
- [6] C. Gruppioni, *On the Absorption and Emission Properties of Interstellar Dust Grains*, Dispense