

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione di galassie a spirale

Tesi di laurea

Presentata da:
Alex Ciabattoni

Relatore:
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

Sessione I
Anno accademico 2019-2020

Sommario

La radiazione elettromagnetica è ciò che ci permette di conoscere e comprendere gli oggetti dell'Universo. In questo elaborato, in particolare, verranno esposti i processi principali che producono radiazione nelle galassie a spirale, descrivendone i principi fisici e sottolineandone gli aspetti astrofisici di interesse. Nel Capitolo 1 verrà fatta una breve introduzione sul concetto di galassia, in particolare sulla classificazione data da Hubble e sugli aspetti morfologici e fotometrici della classe delle Spirali. Nel Capitolo 2 verranno esposte le principali proprietà che caratterizzano il mezzo interstellare nelle Spirali, permettendo dunque di comprendere fin da subito il contesto astrofisico nel quale tali processi radiativi si realizzano. Nel Capitolo 3, infine, si analizzeranno i singoli processi che producono emissione in tutto lo spettro elettromagnetico, a partire dal Radio fino alle radiazioni più energetiche nelle bande X e Gamma.

Indice

1	Introduzione	7
1.1	La classificazione delle galassie	7
1.2	Morfologia e fotometria delle galassie a spirale	8
2	Il mezzo interstellare	9
2.1	Hot Ionized Medium (HIM)	9
2.2	Warm Ionized Medium (WIM)	10
2.3	Warm Neutral Medium (WNM)	10
2.4	Cold Neutral Medium (CNM)	11
3	Processi di emissione	13
3.1	Banda Radio	14
3.1.1	Sincrotrone	14
3.1.2	Riga a 21 cm	15
3.2	Microonde	16
3.3	Banda IR	17
3.3.1	Polvere interstellare	17
3.4	Banda Ottica	18
3.4.1	Corpo nero	18
3.5	Banda UV	19
3.6	Banda X	20
3.6.1	Bremsstrahlung termica	20
3.7	Banda Gamma	21
3.7.1	Bremsstrahlung relativistica	21
3.7.2	Inverse Compton	22
3.7.3	Raggi cosmici	22
A	SED di M81	23

Capitolo 1

Introduzione

L'osservazione multifrequenza del cielo riveste per l'astrofisica moderna un ruolo chiave per una comprensione completa dell'Universo. Studiare i segnali elettromagnetici che ci giungono dallo spazio a tutte le frequenze permette infatti di scoprire oggetti e processi fisici che precedentemente erano invisibili all'osservazione ottica, consentendoci dunque di ampliare considerevolmente la nostra capacità osservativa. Sotto questo punto di vista, l'osservazione delle galassie a spirale ne rappresenta un emblematico esempio: a causa del grande numero e della diversa natura dei processi fisici che avvengono in esse, lo studio a diverse lunghezze d'onda diventa essenziale per la loro comprensione.

1.1 La classificazione delle galassie

Le galassie sono sistemi gravitazionalmente legati di stelle, resti di stelle, gas interstellare, polvere e materia oscura e costituiscono i mattoni fondamentali dell'universo. Pur presentando ciascuna di esse peculiarità strutturali, Edwin Hubble nel 1926 ne diede una prima classificazione sulla base di considerazioni prettamente morfologiche. Egli le divise essenzialmente in due categorie:

- **Early-type:** sono le galassie *ellittiche* e le *lenticolari* (S0)
- **Late-type:** sono le galassie a *spirale* (o a disco) e a *spirale barrata*

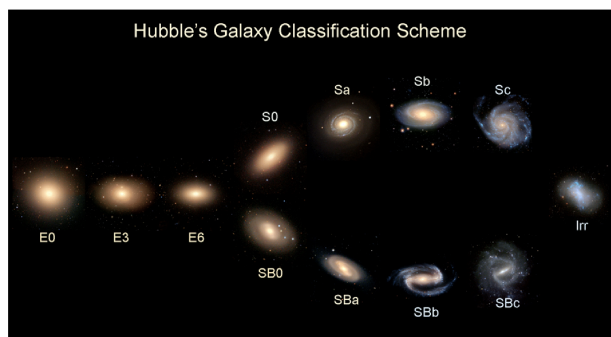


Figura 1.1: Sequenza di Hubble: a sinistra, le *early-type* (ellittiche e S0); a destra, i due rami delle *late-type* (spirali e spirali barrate); ancora più a destra la classe delle irregolari.

Il motivo di tali nomenclature origina dalla credenza, scoperta poi essere falsa, di Hubble che la sequenza da lui costruita fosse anche una sequenza evolutiva, dove le ellittiche rappresentassero la fase "giovane" di una galassia, destinata poi ad evolvere progressivamente in una spirale. Oggi, al contrario, sappiamo invece che le ellittiche sono solitamente più vecchie delle spirali; ad ogni modo, non c'è alcun collegamento evolutivo fra loro. Hubble incluse inoltre una terza classe di galassie, le *irregolari*, che comprende tutte quelle galassie che non rientrano nelle due categorie appena descritte. Come mostrato in **Figura 1.1**, procedendo da sinistra verso destra troviamo le ellittiche sempre più schiacciate, fino alla galassia S0, che rappresenta un "ibrido" fra le ellittiche e le spirali; successivamente il diagramma si divide in due rami, quello delle galassie a spirale (ramo superiore) e delle spirali barrate (ramo inferiore) e, procedendo sempre verso destra, si incontrano via via galassie con bracci maggiormente estesi e meno avvolti e con la regione centrale (bulge) più piccola, mentre la frazione di gas presente rispetto alla massa totale tende ad aumentare.

1.2 Morfologia e fotometria delle galassie a spirale

In questo elaborato si porrà l'attenzione sulle galassie a spirale, in particolare sui principali processi che ne caratterizzano l'emissione nelle varie bande dello spettro elettromagnetico; prima però ne vengono illustrate brevemente le caratteristiche morfologiche principali. La loro dimensione varia in un range che va dai pochi *kiloparsec* a qualche *decina di kiloparsec* (la nostra galassia ha un diametro di circa 32.6 kpc) e hanno una massa tipica che va da circa $10^6 M_\odot$ a $10^{11} M_\odot$. Presentano tipicamente le seguenti componenti:

- **Bulge:** di forma ellissoidale, rappresenta la regione centrale e contiene un numero elevato di stelle principalmente di Popolazione II, vecchie e povere di metalli. Può essere considerata una piccola galassia ellittica, condividendone molte caratteristiche come ad esempio la presenza di gas molto caldo e di un buco nero supermassiccio al centro, di massa circa un millesimo della massa del bulge stesso.
- **Disco:** struttura che si estende attorno al bulge e si divide in *disco spesso* e *disco sottile*; quello spesso contiene principalmente stelle molto vecchie, mentre quello sottile ospita i bracci a spirale nei quali è possibile trovare stelle giovani, polvere, idrogeno ionizzato e ammassi aperti. L'idrogeno neutro si estende invece al di fuori dei bracci. Lo spessore del disco è dell'ordine di qualche kiloparsec.
- **Alone:** sferoide che circonda il disco e che contiene stelle di Popolazione II, ammassi globulari e materia oscura.

Per quanto riguarda gli aspetti fotometrici, vale la seguente formula empirica, nota come *relazione di Tully-Fisher*:

$$L \propto v^\alpha \quad , \quad \alpha \approx 4 \quad (1.1)$$

dove L è la luminosità bolometrica della galassia e v è legata alla velocità massima di rotazione della galassia. Misurando v tramite l'idrogeno neutro (si vedrà in seguito come), è possibile dunque ricavare L che permette, misurando anche il flusso ricevuto, di conoscere la distanza della galassia.

Capitolo 2

Il mezzo interstellare

A differenza delle Ellittiche, le Spirali contengono tipicamente una grande varietà di materiale, tra cui stelle sia vecchie che giovani (formazione stellare presente), gas di varia densità e temperatura (solitamente in grande abbondanza), polveri e molecole. Gas e polvere costituiscono il **mezzo interstellare (ISM)**. Il **gas** rappresenta circa il 5-10% della massa totale della galassia, frazione che tende ad aumentare spostandoci verso destra nella sequenza di Hubble, e si estende anche ben oltre la regione visibile del disco. In regioni particolarmente fredde (presenza di molecole) tale gas collassa e forma nuove stelle, in grado poi, se sufficientemente calde, di scaldare e ionizzare il gas circostante e generare onde d'urto.

Dal punto di vista *chimico*, l'elemento più abbondante è l'**idrogeno** (circa il 90%), seguito dall'**elio** (9%) e **metalli** (1%); il gas freddo, costituito da atomi e molecole, riempie circa l'80% del mezzo interstellare, mentre ioni ed elettroni costituiscono il gas caldo. La **polvere** invece è composta principalmente da grafite, silicati e olivina e rappresenta circa l'1% della massa totale dell'ISM; le dimensioni dei grani di polvere sono dell'ordine del micrometro, assorbendo così la radiazione di lunghezza d'onda minore e provocando un effetto di "arrossamento" della radiazione. La presenza di polvere, solitamente prevalente lungo i bracci, favorisce inoltre la formazione stellare, essendo i grani infatti catalizzatori per gli atomi.

È possibile individuare quattro fasi dell'ISM, ognuna caratterizzata da valori tipici di temperatura e densità:

- *Hot Ionized Medium (HIM)*
- *Warm Ionized Medium (WIM)*
- *Warm Neutral Medium (WNM)*
- *Cold Neutral Medium (CNM)*

Vediamone ora in maggior dettaglio le principali caratteristiche, ponendo maggior risalto in quelle emissive.

2.1 Hot Ionized Medium (HIM)

Questa è la fase più calda: le temperature vanno da 10^6 K a 10^7 K, mentre le densità sono generalmente non più grandi di 10^{-2} particelle su cm^3 . Viene riscaldato principalmente da esplosioni di supernovae o da venti stellari intensi. È formato ovviamente da gas completamente ionizzato e il processo principale di raffreddamento è la **Bremsstrahlung termica**, mentre transizioni **free-bound** nei raggi X soffici e **bound-bound** nell'ottico si manifestano

a temperature più basse. Nei resti di supernovae è possibile anche avere radiazione Radio di sincrotrone dovuta a elettroni accelerati a velocità ultra-relativistiche. La velocità con cui l'HIM si raffredda tramite Bremsstrahlung dipende dalla densità del gas: nelle Ellittiche, essendo le densità molto basse, i tempi di raffreddamento superano l'età dell'universo, mentre nelle Spirali, grazie alla presenza di supernovae dovute a stelle giovani massive, si hanno onde d'urto in grado di comprimere il gas, ottenendo dunque tempi più brevi di raffreddamento. In genere nelle galassie a spirale l'HIM si trova prevalentemente nel **bulge** (ricordiamo che il bulge può essere considerato una piccola galassia ellittica, la quale è formata esclusivamente da HIM). Viene rilevato grazie all'emissione di fotoni nei raggi X soffici (1.5 KeV) per via della Bremsstrahlung.

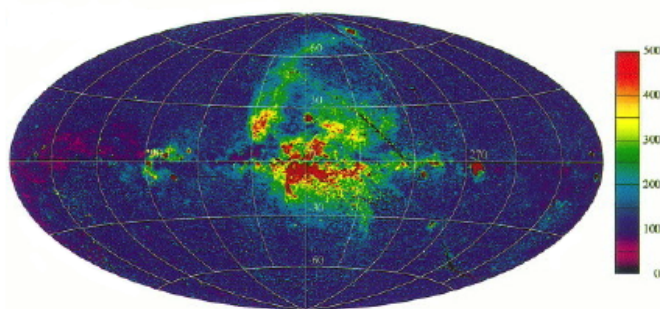


Figura 2.1: Via Lattea ripresa da ROSAT a 1.5 KeV (raggi X soffici)

2.2 Warm Ionized Medium (WIM)

Questo mezzo presenta temperature dell'ordine di 10^4 K, tipiche della ionizzazione dell'idrogeno e dell'elio, e densità maggiori di 1 particella su cm^3 . Il processo principale di raffreddamento rimane la **Bremsstrahlung termica**, ma essendo qui le densità molto più alte rispetto all'HIM, i tempi di raffreddamento sono più corti; in un secondo momento avvengono i processi di **ricombinazione**, ancora più efficienti nel raffreddare il gas. Lo si trova principalmente lungo i bracci, nelle zone di formazione stellare, in convivenza con il CNM, formando spesso regioni note come *globuli di Bok* (**Figura 2.2**), cioè nubi molecolari fredde immerse in un mezzo più caldo. Si forma infatti attorno a stelle di tipo O/B, quindi calde e massive, capaci di scaldare e ionizzare il mezzo circostante con radiazione UV, formando le cosiddette **sfere di Strömgren**. In tali regioni si ha un equilibrio fra fotoionizzazione e ricombinazione, con i fotoni che vengono continuamente assorbiti e riemessi a frequenze (e quindi energie) più basse fino a quando non sono più in grado di ionizzare il mezzo, definendo così il raggio massimo della sfera.

Il WIM è rilevabile grazie al continuo formato dalla Bremsstrahlung (Radio/IR/submm) e alle righe in emissione di H e O (ottico).

2.3 Warm Neutral Medium (WNM)

Qui le temperature vanno da 10^2 K a 10^4 K, mentre le densità sono dell'ordine di 0.1-1 particelle su cm^3 . È presente diffusamente su tutto il disco della galassia ed è formato principalmente da **idrogeno neutro HI** (vedi **Figura 2.3**). Viene rilevato attraverso l'emissione in **riga a 21 cm** dell'idrogeno, che rappresenta uno dei più importanti strumenti di rilevazione per gli astronomi principalmente per due motivi: la radiazione avviene ad una specifica

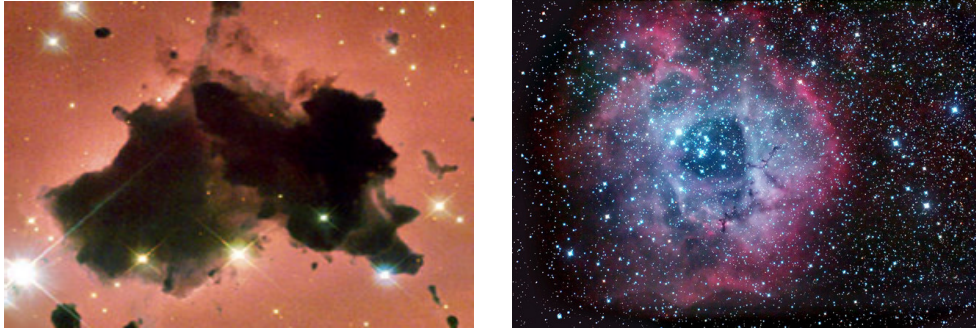


Figura 2.2: A sinistra, un globulo di Bok in IC2944; a destra, una sfera di Strömberg visibile al centro della Nebulosa Rosetta.

lunghezza d'onda, il che permette di stabilire con precisione l'eventuale spostamento Doppler e dunque il moto radiale della regione osservata (permettendo così di costruire la curva di rotazione delle Spirali, come vedremo in seguito), e la lunghezza d'onda è tale da non essere soggetta a fenomeni di assorbimento da parte della polvere. Rilevare l'idrogeno neutro può inoltre dare informazioni sulla reale estensione del mezzo interstellare della galassia ed eventualmente anche su fenomeni di interazione fra diverse galassie su larga scala. Il mezzo viene probabilmente riscaldato dalla luce stellare.

2.4 Cold Neutral Medium (CNM)

È il mezzo più freddo ed è composto principalmente da **idrogeno neutro** e **molecole**. Le regioni di HI hanno temperature intorno ai 100 K e densità di 1-10 particelle su cm^3 e vengono osservate grazie alle righe di assorbimento. Le regioni molecolari invece sono composte da idrogeno molecolare (H_2), CO e altre molecole e hanno temperature di circa 10 K, mentre le densità possono superare le 10^3 particelle su cm^3 . Si trovano soprattutto lungo i bracci insieme alle nubi di polvere, in regioni cioè di formazione stellare: la bassa temperatura infatti favorisce il collasso gravitazionale e dunque la produzione di protostelle. Il mezzo di osservazione principale sono le righe di emissione delle molecole nel mm, submm o Radio, accompagnate eventualmente dall'emissione termica della polvere nell'infrarosso.

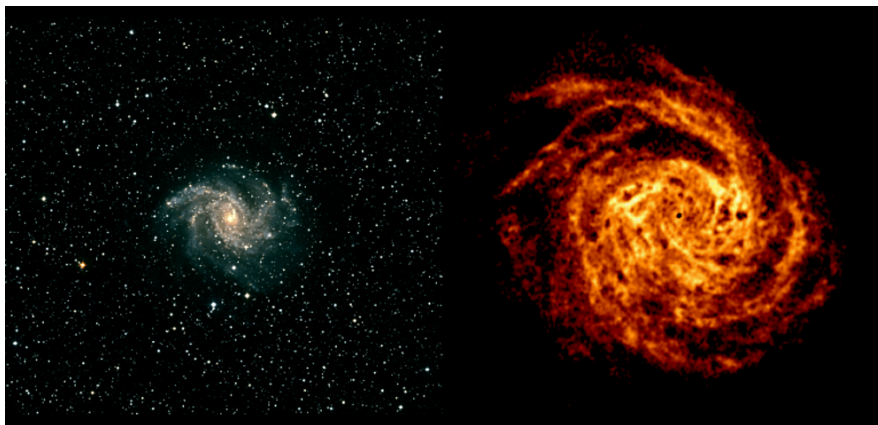


Figura 2.3: Galassia a spirale NGC 6946: a sinistra in ottico, a destra la mappatura dell'HI

Capitolo 3

Processi di emissione

Entriamo ora in dettaglio nei processi principali di emissione che avvengono nelle galassie a spirale, analizzandone gli aspetti teorici e contemporaneamente contestualizzandoli nell'ambito astrofisico di nostro interesse. Verranno prese in considerazione le varie bande dello spettro elettromagnetico, a partire dal Radio fino ad arrivare ai raggi Gamma, costruendo quella che è nota come la *Spectral Energy Distribution (SED)* della galassia a spirale. È doveroso però fare prima una importante distinzione fra due tipi di processi di emissione che si possono osservare:

- **Processi nel continuo:** i fotoni vengono emessi in un ampio range di frequenza ed energia; si dividono in:

- *Processi termici:* le velocità delle particelle che causano l'emissione seguono la distribuzione di Maxwell-Boltzmann:

$$f(v)dv \sim v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)dv \quad (3.1)$$

- *Processi non termici:* le velocità seguono una distribuzione a legge di potenza.

- **Processi in riga:** l'emissione avviene in determinate frequenze o lunghezze d'onda; lo spettro presenta non più un continuo ma righe che possono essere in assorbimento o in emissione.

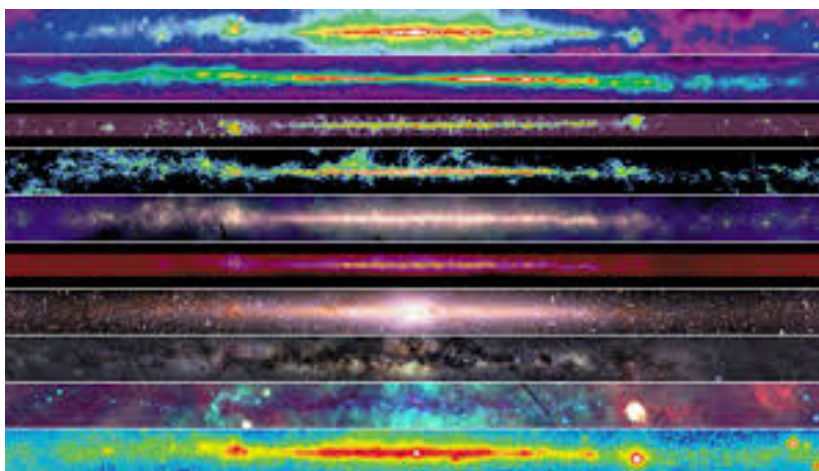


Figura 3.1: La nostra Galassia osservata a diverse lunghezze d'onda.

3.1 Banda Radio

Le due più importanti sorgenti dell'emissione Radio nelle Spirali sono gli elettroni ultra-relativistici, che producono radiazione di **sincrotrone** in presenza del campo magnetico interstellare, e l'idrogeno neutro con l'emissione della **riga a 21 cm**. C'è anche un piccolo contributo di **Bremsstrahlung** dovuto a regioni di HII (WIM), ma di tale processo parleremo più approfonditamente in seguito.

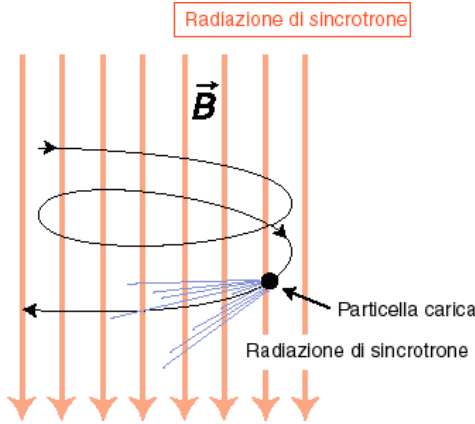
3.1.1 Syncrotrone

Quando si hanno particelle cariche accelerate da un campo magnetico, esse irradiano un certo quantitativo di energia, in accordo con la fondamentale *formula di Larmor* per la potenza emessa da cariche accelerate, che nel caso di accelerazione centripeta si scrive:

$$P \simeq \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} \right)^2 \quad (3.2)$$

Per velocità non relativistiche ($\gamma \simeq 1$) la radiazione viene chiamata di *ciclotrone*, la cui frequenza è quella di girazione:

$$\nu_L = \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{qH}{2\pi mc} \quad (3.3)$$



Per velocità relativistiche invece l'energia viene irradiata non più ad un solo valore caratteristico ma in varie armoniche della frequenza di girazione. Nel limite ultra-relativistico, cioè per $\beta = (v/c) \rightarrow 1$, le armoniche tendono ad avvicinarsi e a formare un continuo: si parla in questo caso di *radiazione di sincrotrone*. In questo regime la radiazione non è più isotropa ma, a causa dell'aberrazione relativistica, viene concentrata in un cono di semiapertura $1/\gamma$. La potenza emessa da una singola particella diventa:

$$P = \frac{2q^4}{3m^2c^3} \beta^2 \gamma^2 H^2 \sin^2(\theta) \quad (3.4)$$

Notiamo come l'energia irradiata sia inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella: gli elettroni emettono 4 milioni di volte in più dei protoni, dunque possiamo anche parlare di emissione dovuta esclusivamente agli elettroni. Il beaming relativistico fa sì che per ricevere la radiazione dobbiamo essere allineati con il cono di radiazione, la cui inclinazione dipende dall'angolo di pitch θ , ma se consideriamo una popolazione di elettroni, essi possono avere una distribuzione più o meno isotropa dell'angolo di pitch, permettendoci di rilevare facilmente la radiazione. La frequenza caratteristica ν_s dell'emissione di un singolo elettrone è legata al fattore γ e al campo magnetico H dalla seguente relazione:

$$\nu_s \simeq 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H [\mu\text{G}] \text{ GHz} \quad (3.5)$$

Se si considera ora una popolazione di elettroni relativistici con energie distribuite secondo una legge di potenza:

$$N(\epsilon) d\epsilon = N_0 \epsilon^{-\delta} d\epsilon \quad (3.6)$$

si trova che anche l'emissività della radiazione di sincrotrone segue una legge di potenza:

$$J_s(\nu) \sim N_0 H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad , \quad \alpha = \frac{\delta - 1}{2} \quad (3.7)$$

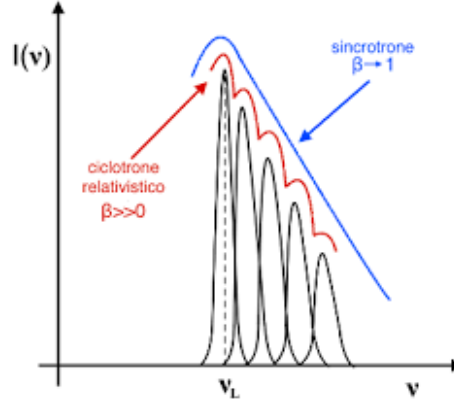


Figura 3.2: Spettro di ciclone relativistico (in rosso) e di sincrotrone (in blu)

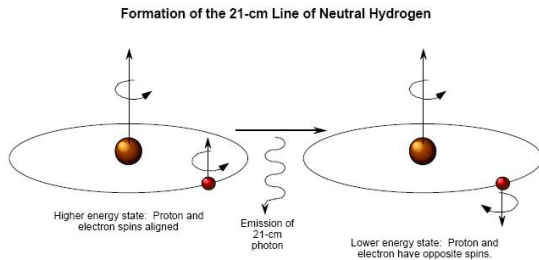
dove α è l'*indice spettrale* della radiazione. Da sottolineare che, avendo gli elettroni una distribuzione energetica a legge di potenza, la radiazione di sincrotrone è una radiazione **non termica**.

Un'altra caratteristica del sincrotrone è inoltre quella della **polarizzazione**: ciò rappresenta un importante strumento per gli astronomi per identificare la direzione del campo magnetico lungo il disco galattico, scoprendo che essa segue molto bene l'andamento dei bracci a spirale (nella magnetoidrodinamica ideale, questo comportamento è chiamato *congelamento del campo magnetico*).

3.1.2 Riga a 21 cm

Un'altra sorgente molto importante nella banda Radio è l'idrogeno neutro, presente in grande abbondanza nelle Spirali (WNM e CNM) e in grado di emettere in riga alla frequenza ν di 1420 MHz, o equivalentemente ad una lunghezza d'onda λ di 21 cm.

Questo processo di emissione nasce dalla transizione iperfine dell'atomo di idrogeno, cioè dallo splittamento energetico dello stato fondamentale dell'atomo. Gli spin del protone e dell'elettrone contenuti in un atomo di HI possono infatti combinarsi in due diversi stati energetici, corrispondenti rispettivamente ad una configurazione a spin paralleli (energia maggiore) e a spin antiparalleli (energia minore).



La differenza in energia fra i due livelli iperfini è pari a:

$$h\nu = 5.9 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad (3.8)$$

che corrisponde proprio a $\nu = 1420 \text{ MHz}$ ($\lambda = 21 \text{ cm}$). La transizione è proibita (non la osserviamo in condizioni di laboratorio) e la probabilità che avvenga per unità di tempo è data dal coefficiente di Einstein per l'emissione spontanea:

$$A = 2.9 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1} \Rightarrow t_{\text{rad}} \approx 10^7 \text{ yr} \quad (3.9)$$

Ma in un contesto astrofisico come quello del disco delle Spirali, il decadimento collisionale è favorito dall'alto numero di atomi di idrogeno, e si ha in questo caso un tempo caratteristico di $t_{\text{coll}} \approx 300 \text{ yr}$, permettendoci dunque di osservare l'emissione.

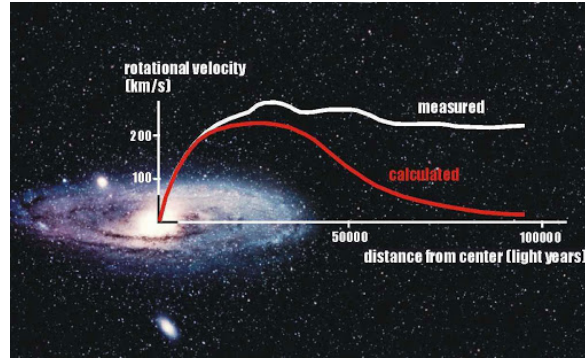


Figura 3.3: Curva di rotazione di una galassia a spirale

La riga a 21 cm rappresenta un utilissimo strumento di osservazione per gli astronomi principalmente per due motivi:

- essendo un processo di emissione in riga, e dunque ad un preciso valore di frequenza ricavabile dalla teoria, è possibile facilmente misurare eventuali *spostamenti Doppler* della riga stessa; ciò permette in particolare di costruire la **curva di rotazione** delle galassie a spirale, misurando cioè a varie distanze dal centro della galassia i moti radiali (in avvicinamento o in allontanamento) delle nubi di gas di idrogeno;
- l'emissione avviene ad una lunghezza d'onda tale che non risente dei processi di assorbimento dovuti alla polvere interstellare: questo fa sì che la galassia sia *trasparente* a tale radiazione e permette dunque una migliore osservabilità; si è scoperto inoltre che la vera estensione delle Spirali va ben oltre il disco visibile nell'ottico, grazie alla presenza di HI anche in regioni molto lontane dal bulge.

Lo studio della curva di rotazione delle galassie a spirale ha avuto una notevole importanza storica e scientifica, in quanto ha gettato le basi per l'ipotesi dell'esistenza di **materia oscura** nell'universo. Come si può vedere in **Figura 3.3**, c'è una notevole discrepanza fra la curva che ci si aspettava da calcoli puramente teorici e quella osservata per mezzo dell'idrogeno neutro, in particolare nelle regioni esterne dove il disco di stelle è già terminato. Considerando infatti solo il potenziale gravitazionale generato dalla materia "ordinaria", si credeva che nelle regioni remote l'andamento della curva di rotazione fosse simile a quello che si avrebbe nel caso di una massa puntiforme al centro, cioè una caduta kepleriana dove $v(R) \propto R^{-1/2}$. Si osserva invece che la curva prosegue pressoché piatta, spiegabile solamente se si suppone l'esistenza di una ulteriore sorgente di gravità, la materia oscura appunto, che avvolge la galassia e la cui rilevabilità è ancora oggi oggetto di numerosi studi.

Sono state supposte anche spiegazioni alternative, come ad esempio la MOND (*MOdified Newtonian Dynamics*) che prevede una modifica della dinamica newtoniana, in particolare della seconda legge $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$, ma che risente di alcune problematiche che non le permettono al momento di essere la teoria maggiormente accettata dalla comunità scientifica.

3.2 Microonde

Come già visto nel capitolo 2, le regioni fredde del disco delle galassie a spirali sono ricche di molecole. Ne sono state individuate un numero molto elevato, grazie alle emissioni in riga (sia in assorbimento che in emissione) dovute alle **transizioni rotazionali** e **vibrazionali**, osservabili tipicamente nella banda Radio, nel Microonde e nell'Infrarosso. La molecola più

abbondante è H_2 , la cui diretta rilevabilità è però limitata in tale bande di osservazione; si usa perciò la seconda molecola più abbondante, il monossido di carbonio (CO), che essendo di facile osservazione viene usato per tracciare la presenza di H_2 , con il quale ha un certo rapporto di proporzionalità. Strutture molecolari molto diffuse sono le *nubi molecolari giganti* (GMC), di densità tipica dell'ordine di $10^2 - 10^3$ molecole su cm^3 e temperatura media di 10 K; rappresentano importanti siti di formazione stellare.

3.3 Banda IR

Nella banda infrarossa (IR) l'emissione osservata è dovuta principalmente all'emissione termica della **polvere interstellare**, presente soprattutto lungo i bracci insieme alle nubi molecolari; si ha anche un contributo proveniente da stelle rosse giganti, eventi di formazione stellare, galassie interagenti e nuclei galattici attivi.

3.3.1 Polvere interstellare

La polvere è composta da grani di dimensioni che vanno dai $5 \cdot 10^{-4} \mu m$ ai $0.5 \mu m$ e ha temperature comprese fra 10 K e 100 K. Le proprietà dei grani dipendono dalla regione dove essi si trovano: nelle nubi dense, ad esempio, hanno un mantello di ghiaccio e sono generalmente più grandi di quelli diffusi nel ISM. Una caratteristica molto importante della polvere è quella di essere un forte assorbitore della radiazione ottica e UV delle stelle, provocando il cosiddetto *reddening* (arrossamento) degli spettri stellari. Questa radiazione assorbita viene poi riemessa termicamente dalla polvere stessa sotto forma di *corpo grigio* a frequenze più basse, cioè nell'IR. Con corpo grigio si intende che la polvere non può essere considerata un corpo nero ideale, in quanto non è un assorbitore perfetto e solitamente non si ha una T uniforme. L'osservazione della galassia in tale banda permette di vedere regioni che nell'ottico sono invece oscurate dalla polvere: questa è solo una delle tante dimostrazioni dell'importanza del ruolo che le osservazioni multifrequenza hanno assunto nell'astronomia dell'epoca recente.

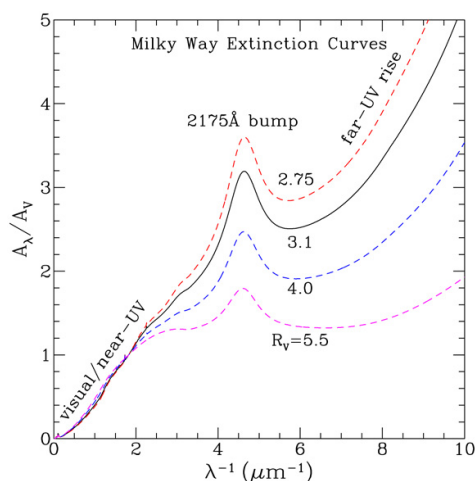


Figura 3.4: Curve di estinzione

Assorbimento e diffusione da parte della polvere della luce stellare costituiscono insieme un unico fenomeno, chiamato **estinzione**. Considerando una distribuzione di grani tale che $n(a)da$ rappresenta il numero di grani per unità di volume con raggio medio compreso fra a e $a + da$, l'estinzione ad una data lunghezza d'onda λ può essere espressa nel seguente modo:

$$A_\lambda = 1.086 \pi L \int a^2 Q_{ext}(a) n(a) da \quad (3.10)$$

dove L è la profondità della colonna di polvere osservata, mentre Q_{ext} rappresenta l'efficienza dell'estinzione ed è data dal rapporto della sezione d'urto di estinzione del grano, C_{ext} , e quella geometrica πa^2 .

Dall'analisi e dal confronto degli arrossamenti degli spettri di stelle della stessa classe spettrale si può definire la **curva di estinzione**. Come mostrato in **Figura 3.4** si può osservare una iniziale salita dovuta ai grani piccoli, successivamente un bump a 2175 Å dovuto alla presenza di grafite e poi una risalita causata dai grani grandi.

Un effetto molto importante della polvere sulla radiazione è quello della **polarizzazione**. Ciò

è dovuto ad una eventuale anisotropia dei grani di polvere, che possono assumere una forma allungata ed allinearsi lungo la direzione del campo magnetico galattico. Questo provoca un maggiore assorbimento lungo la direzione dell'asse maggiore del grano e dunque una parziale polarizzazione; tale effetto è massimo sulla luce visibile, suggerendo una dimensione del grano responsabile della polarizzazione di circa $1 \mu\text{m}$. La radiazione riemessa invece, cioè quella IR, deve necessariamente essere polarizzata lungo la direzione perpendicolare all'asse maggiore del grano, in accordo con la legge di Kirchoff che garantisce in un ambiente di equilibrio che ad un processo di assorbimento segue sempre un processo di emissione.

3.4 Banda Ottica

La radiazione nella banda Ottica è dominata dalla luce delle **stelle**. Ciò che si osserva è la combinazione di tutti gli spettri delle singole stelle: solitamente infatti non siamo in grado di risolverle separatamente. L'emissione nel continuo prodotta da una singola stella è molto simile a quella di un **corpo nero**, mentre gli elementi chimici presenti nella sua atmosfera sono responsabili di righe in assorbimento. Ulteriori contributi nell'Ottico provengono da regioni di HII, molto numerose nelle Spirali.

3.4.1 Corpo nero

Un corpo nero è un oggetto ideale che assorbe tutta la radiazione incidente senza rifletterla ed è all'equilibrio termico con la radiazione stessa. Se si immagina tale corpo come un oggetto cavo al quale facciamo un piccolo foro per misurare la radiazione interna senza però perturbarne l'equilibrio, essa sarà indipendente dalla forma della cavità e dipenderà solo dalla temperatura T e dalla frequenza ν , seguendo dunque una funzione universale $B(\nu, T)$ chiamata *funzione di Planck*:

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

dove h è la costante di Planck, c è la velocità della luce e k è la costante di Boltzmann. Analogamente, sapendo che $\lambda\nu = c$ e $d\nu = -(c/\lambda^2)d\lambda$, si può esprimere la funzione di Planck dipendente dalla lunghezza d'onda λ e da T :

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (3.12)$$

Come mostrato in **Figura 3.5**, la funzione di Planck è crescente nella temperatura, cioè:

$$\frac{\partial B(\nu, T)}{\partial T} > 0 \quad (3.13)$$

Si possono inoltre distinguere due regioni, rispettivamente a sinistra e a destra del picco (ν_{max} o λ_{max} , ma non vale la relazione $\nu_{max}\lambda_{max} = c$):

- $h\nu \ll kT \rightarrow$ *approssimazione di Rayleigh-Jeans*

$$B(\nu, T) \approx \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = 2kT \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \quad (3.14)$$

In questo regime l'andamento in frequenza è di tipo potenza.

- $h\nu \gg kT \rightarrow$ *approssimazione di Wien*

$$B(\nu, T) \approx \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (3.15)$$

Nel regime ad alte frequenze si ha una rapida decrescita esponenziale.

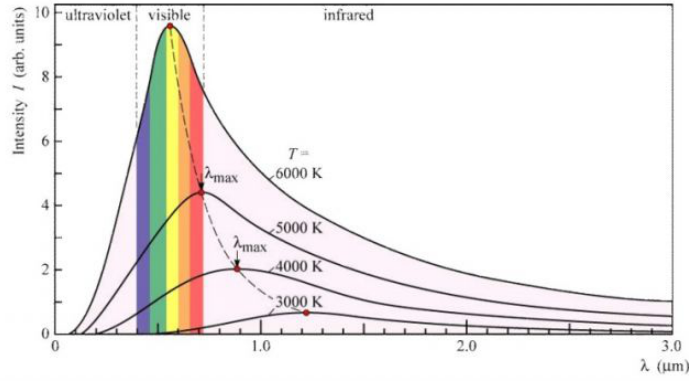


Figura 3.5: Funzioni di Planck al variare della temperatura

Se si pone uguale a zero la derivata prima di $B(\nu, T)$ in funzione della frequenza, si ottiene la *legge di spostamento di Wien*:

$$\nu_{max} = 5.88 \cdot 10^{10} T \text{ [Hz]} \quad \leftrightarrow \quad \lambda_{max} = \frac{0.29}{T} \text{ [cm]} \quad (3.16)$$

Si osserva come il picco della funzione si sposta linearmente con la temperatura.

In astrofisica, il concetto di corpo nero si realizza tanto più l'oggetto è otticamente spesso, in quanto la radiazione incidente non riesce a fuoriuscire ma rimane all'interno del corpo, raggiungendo dunque l'equilibrio termico. Le stelle, sotto questo punto di vista, rappresentano un'ottima approssimazione di corpo nero, anche se in questo caso non si ha una unica temperatura T , dato che si possono avere diversi ordini di grandezza fra la temperatura del nucleo e quella della superficie. Ma se si pensa di dividere la stella in gusci, dove si assume su ciascuno una temperatura costante, allora si parlerà di *Equilibrio Termico Locale* (LTE); ciascun guscio assorbe la radiazione da quello interno e la riemette verso quello più esterno, fino all'ultimo guscio (cioè la fotosfera) dove i fotoni emessi non vengono più riassorbiti e giungono dunque fino a noi.

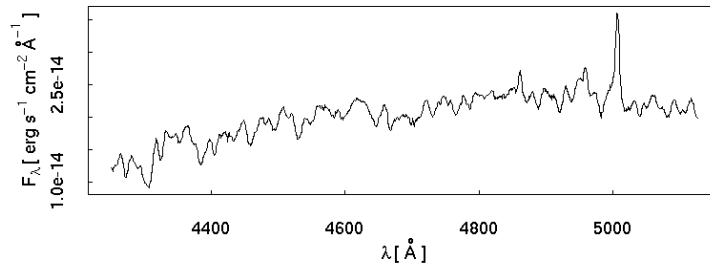


Figura 3.6: Spettro ottico delle regioni centrali della galassia a spirale M81

3.5 Banda UV

La radiazione ultravioletta (UV) è dominata dalle stelle calde e giovani, e la sua rilevazione nelle galassie a spirale è un indicatore della presenza di regioni di formazione stellare. Una

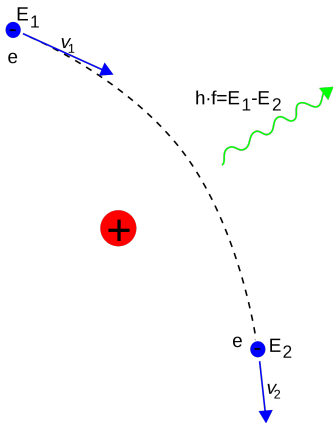
caratteristica dello spettro UV è la presenza della riga Lyman α dell'atomo di idrogeno (corrispondente alla transizione dell'elettrone dal secondo al primo livello) a circa 1.216 Å. Per galassie avente un redshift $z > 2.5$ la riga viene spostata verso la parte visibile dello spettro e ciò ha numerose applicazioni in ambito cosmologico. Questa banda però risente di una forte estinzione della polvere, rendendo più difficili le osservazioni.

3.6 Banda X

La sorgente principale dell'emissione in banda X è il gas ionizzato caldo, presente nel bulge delle Spirali sottoforma di HIM. Il processo attraverso cui tale gas emette prende il nome di **Bremsstrahlung termica**. Anche le binarie X sono fonte di emissione in questa banda, così come **transizioni bound-bound** che forniscono emissioni in riga.

3.6.1 Bremsstrahlung termica

Quando una carica viene accelerata in un campo coulombiano di un'altra carica, essa emette, sempre in accordo con la formula di Larmor, radiazione chiamata di *Bremsstrahlung*, o emissione free-free. Essendo la potenza emessa proporzionale all'inverso del quadrato della massa, gli elettroni sono i principali protagonisti della radiazione.



Consideriamo per prima cosa un elettrone di carica $-e$ e di massa m che viaggia in un campo coulombiano di uno ione di carica $+Ze$, ponendoci nel sistema di riferimento di quest'ultimo; se la velocità v dell'elettrone è sufficientemente grande (ma non relativistica) possiamo supporre che la deviazione dal suo cammino rettilineo sia trascurabile. Supponendo inoltre che il tempo di interazione sia $\Delta t = 2b/v$, con b parametro di impatto (cioè la distanza minima fra l'elettrone e lo ione), attraverso la formula di Larmor si può ricavare l'energia totale emessa dall'elettrone:

$$P = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} \Rightarrow P\Delta t = \frac{4Z^2 e^6}{3c^3 m^2} \frac{1}{b^3 v} \quad (3.17)$$

dove si osserva che tale energia diminuisce all'aumentare del parametro d'impatto (diminuisce l'interazione fra elettrone e ione) e della velocità (diminuisce il tempo di interazione). Attraverso l'analisi di Fourier dell'impulso $P(t)$ ottenuto, si può ottenere la distribuzione spettrale della radiazione emessa, cioè in funzione della frequenza. Ciò che si trova è che tale distribuzione ha un andamento piatto fino ad una certa *frequenza di cut-off* ν_{max} , proporzionale alla velocità dell'elettrone, per poi decadere esponenzialmente a zero. Definendo l'energia W in modo che $P = dW/dt$, si ottiene:

$$\frac{dW}{d\nu} = \frac{16Z^2 e^6}{3c^3 m^2} \frac{1}{b^2 v^2} \quad (3.18)$$

Se ora si considera un plasma formato da una nube di elettroni con densità numerica n_e e di ioni con densità numerica n_z , entrambi all'equilibrio termodinamico (le velocità seguono dunque la distribuzione di Maxwell-Boltzmann), si trova che l'emissività specifica di questo plasma è:

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

dove $[J_{br}(\nu, T)] = \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$ e $\bar{g}_{ff}(\nu, T)$, il fattore di Gaunt, rappresenta un fattore correttivo per la trattazione quantistica del processo ed è dell'ordine dell'unità se $h\nu \sim kT$.

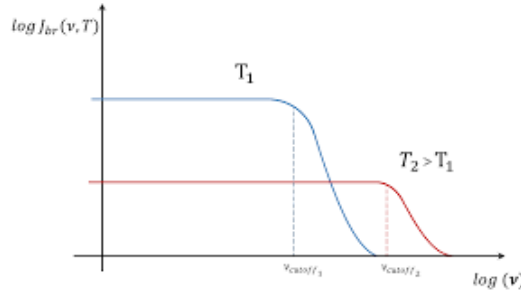


Figura 3.7: Spettri di Bremsstrahlung al variare della temperatura

Al contrario dell'emissione di sincrotrone, qui la popolazione di elettroni che emette segue una distribuzione di Maxwell-Boltzmann, perciò la radiazione è di tipo **termico**. Dalla formula (3.19) si osservano in particolare due cose:

- L'emissività specifica è inversamente proporzionale alla radice della temperatura.
- Se si considera $n_e \simeq n_z$, cosa vera in un gas di idrogeno ionizzato, l'emissività specifica è proporzionale al quadrato della densità numerica degli elettroni.

Se ora si integra la $J_{br}(\nu, T)$ su tutte le frequenze, si ottiene l'emissività totale:

$$J_{br}(T) = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e n_z Z^2 \bar{g}_B(T) \quad (3.20)$$

con $\bar{g}_B(T)$ fattore di Gaunt medio vicino all'unità e $[J_{br}(T)] = \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$. Si osserva in questo caso come l'emissività totale aumenti con la temperatura: anche se quella specifica diminuisce all'aumentare di T infatti, la ν_{cutoff} aumenta proporzionalmente alla temperatura, permettendo dunque l'emissione di fotoni più energetici.

Il *tempo di raffreddamento* per un plasma che emette per Bremsstrahlung è:

$$t_{br} = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \bar{g}_B} T^{1/2} [\text{yr}] \quad (3.21)$$

Si osserva dunque che tanto più il plasma è caldo e poco denso, tanto più il raffreddamento sarà lento.

3.7 Banda Gamma

Nella parte più energetica dello spettro elettromagnetico, il processo principale che contribuisce all'emissione è la collisione dei **raggi cosmici** con i nuclei del mezzo interstellare. Altri contributi si hanno anche dalla **Bremsstrahlung relativistica** e, molto marginalmente, dall'**Inverse Compton** con i fotoni stellari.

3.7.1 Bremsstrahlung relativistica

Nel caso in cui si abbia una popolazione di elettroni che si muovono con velocità relativistiche, l'interazione con gli ioni produce radiazione di *Bremsstrahlung relativistica*. Se si suppone che gli elettroni abbiano una distribuzione di energia a legge di potenza $n_e(E)$, allora l'emissività $J_{br,rel}(\nu)$ sarà:

$$n_e(E) \approx n_{e,0} E^{-\delta} \quad \Rightarrow \quad J_{br,rel}(\nu) \sim \frac{E^{-\delta+1}}{1-\delta} \approx \nu^{-\delta+1} \quad (3.22)$$

Notare come sia scomparsa, rispetto alla Bremsstrahlung non relativistica, la dipendenza dalla temperatura: il processo è infatti non termico.

3.7.2 Inverse Compton

L'Inverse Compton (IC) è un processo di scattering dove elettroni ultra-relativistici interagiscono con i fotoni cedendo loro energia. Ciò che determina l'energia acquisita dal fotone è l'angolo di scattering; in caso di urto frontale, l'energia finale del fotone ϵ_f è massima e vale:

$$\epsilon_f \approx 4\gamma^2\epsilon_i \quad (3.23)$$

dove ϵ_i è l'energia del fotone prima dell'interazione. Il processo IC riveste un ruolo molto importante in ambito astrofisico, permettendo infatti la produzione di fotoni molto energetici, che solitamente sono raramente rilevabili. Elettroni ultra-relativistici con $\gamma \sim 10^3$ possono trasformare fotoni ottici in fotoni γ , ma il processo principale attraverso cui questi elettroni vengono rilevati è la loro interazione con il campo magnetico galattico, cioè attraverso il sincrotrone.

3.7.3 Raggi cosmici

I raggi cosmici sono particelle ultra-relativistiche ad alta energia. Si dividono in due componenti: la *componente primaria* è formata principalmente da protoni, nuclei di elio ed elementi più pesanti, mentre la *componente secondaria* è formata da particelle che nascono dalle collisioni delle particelle della componente primaria con i nuclei dell'atmosfera terrestre ed è composta principalmente da muoni, elettroni e positroni, neutrini e fotoni.

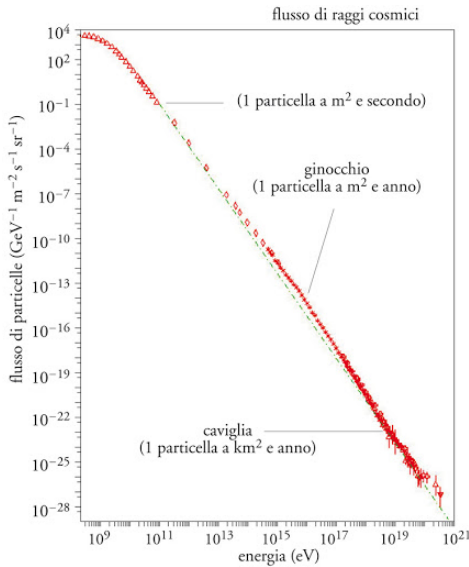


Figura 3.8: Spettro energetico dei raggi cosmici

Lo spettro energetico, mostrato in **Figura 3.8**, si estende da qualche centinaia di MeV a 10^{20} eV; ha un andamento simile ad una legge di potenza spezzata del tipo:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (3.24)$$

dove $\gamma \simeq 2.7$ fino a circa $5 \cdot 10^{15}$ eV (*ginocchio*), dove la pendenza diventa più ripida con $\gamma \simeq 3.1$, fino a circa $3 \cdot 10^{18}$ eV (*caviglia*) dove lo spettro risente di maggiori incertezze dovute al flusso limitato ad alte energie. Le diverse pendenze sono dovute a diverse origini dei raggi cosmici (dopo il ginocchio non sono più di origine galattica ma extragalattica). Ciò che si osserva da Terra sono gli sciami prodotti dalle collisioni delle componenti primarie dei raggi cosmici con i nuclei dell'atmosfera terrestre. Nell'ISM tali collisioni però non producono degli sciami, in quanto le densità sono estremamente basse se confrontate con quelle atmosferiche e dunque un eventuale prodotto della collisione rimane come componente secondaria e può giungere

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (3.25)$$

fino a noi. Tale fenomeno fisico è chiamato *spallazione*. Dalle collisioni si possono formare pioni π^+ , π^- e π^0 ; il pione neutro, in particolare, decade in due raggi gamma:

Questa emissione γ ha una distribuzione a campana centrata su energie ~ 70 MeV e fornisce anche una mappatura della distribuzione della materia nella nostra galassia, in quanto regioni con densità maggiori forniscono una probabilità maggiore di collisione dei raggi cosmici e dunque di produzione di raggi γ .

Appendice A

SED di M81

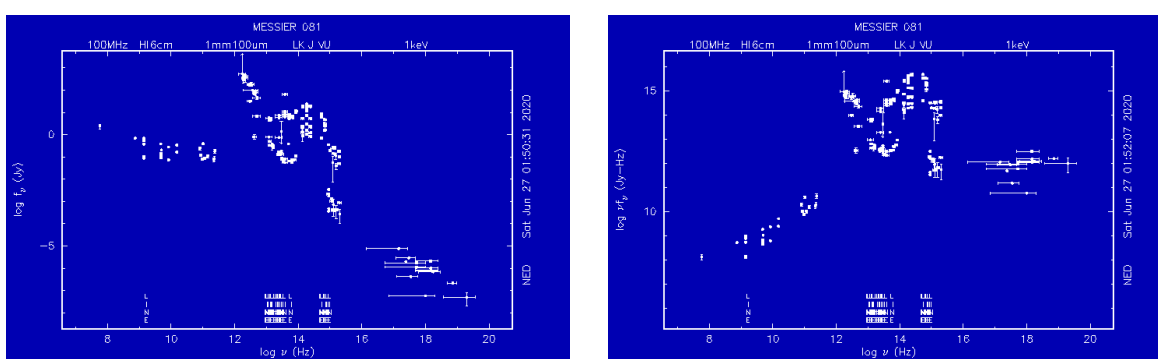


Figura A.1: SED di M81: a sinistra in termini di flusso di fotoni, a destra in termini di flusso energetico

A titolo di esempio si riporta la SED della galassia a spirale M81, situata nella costellazione boreale dell'Orsa Maggiore a circa 3.6 Mpc da noi. In particolare, in **Figura A.1** sono riportati in scala logaritmica sia l'andamento spettrale dei fotoni prodotti, sia l'andamento energetico della radiazione prodotta a varie frequenze. Un'osservazione interessante da fare è che in termini di flusso (cioè in termini del "numero di fotoni" prodotti) l'emissione nel Radio assume un ruolo importante, ma in termini energetici il suo contributo diventa poco apprezzabile, in quanto i fotoni Radio, essendo la loro energia proporzionale alla frequenza, sono quelli meno energetici. Stesso discorso per i fotoni X: il loro numero è limitato, ma l'energia trasportata è sostanziale.

Si considera ora la SED relativa al flusso dei fotoni da sinistra a destra, cioè dal Radio fino alla banda X (i fotoni γ sono fuori dallo spettro):

- nel Radio ($\sim 10^2$ - 10^3 MHz) si osserva il noto andamento a legge di potenza (che in un grafico logaritmico è un andamento lineare) dell'emissione di sincrotrone, con in aggiunta il contributo della Bremsstrahlung delle regioni HII (formazione stellare) che tende ad appiattire lo spettro;
- nell'Infrarosso, attorno ai $100 \mu m$, si osserva un'importante emissione di corpo grigio della polvere;
- nell'Ottico la risalita che si osserva è causata dall'emissione di corpo nero delle stelle;
- nella banda X, attorno a 1 KeV, la radiazione è quella di Bremsstrahlung proveniente principalmente dall'HIM del bulge.

Bibliografia

- [1] G. Bertin, *Dynamics of Galaxies*, Cambridge University Press.
- [2] H. Karttunen, P. Kröger, H. Oja, M. Poutanen, K. J. Donner, *Fundamental Astronomy*, Springer.
- [3] E. Ceccotti, *Processi di radiazione e MHD*, appunti.
- [4] L. Ciotti, *Astrofisica extragalattica*, appunti.
- [5] C. Gruppioni, *On the absorption and emission properties of interstellar dust grains*, dispense.