

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

**Righe spettrali:
formazione, shift, allargamento**

Tesi di laurea

Presentata da:
Serena Giardino

Relatore:
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

Sessione I
Anno accademico 2015-2016

Indice

Introduzione	ii
1 Formazione delle righe	1
1.1 Modello atomico di Bohr	1
1.2 Teoria Perturbativa dipendente dal tempo	1
1.3 Coefficienti di Einstein	3
1.4 Regole di selezione	4
1.4.1 Transizioni di dipolo	4
1.4.2 Transizioni di quadrupolo	5
1.4.3 Transizioni di dipolo magnetico	5
1.5 Righe collisionali	6
1.6 Equazione del trasporto radiativo	6
1.6.1 Sola emissione	7
1.6.2 Solo assorbimento	7
1.6.3 Soluzione generale	7
1.7 Formazione delle righe nelle atmosfere stellari	8
1.7.1 Equazione del trasporto radiativo	8
1.7.2 Variazione della temperatura	8
2 Shift delle righe	9
2.1 Effetto Doppler semplice	9
2.2 Effetto Doppler relativistico	9
2.3 Altri tipi di redshift	10
3 Allargamento delle righe	10
3.1 Allargamento intrinseco o naturale	10
3.2 Allargamento collisionale	11
3.3 Allargamento Doppler	11
3.3.1 Allargamento con microturbolenza	11
3.4 Profilo di Voigt	12
3.5 Curva di crescita	12
4 Casi particolari astrofisici	13
4.1 AGN	13
4.1.1 Quasar	13
4.1.2 Seyfert galaxies	14
4.1.3 BL Lac	14
4.2 Riga 21 cm	14
Bibliografia	16

Introduzione

La stragrande maggioranza delle informazioni che siamo in grado di trarre dall'osservazione di un oggetto astronomico deriva dallo studio del suo spettro, ovvero da un grafico dell'intensità della radiazione elettromagnetica emessa in funzione della lunghezza d'onda (o della frequenza). L'analisi degli spettri astronomici e in particolare delle righe spettrali, siano esse in emissione o in assorbimento, ci fornisce dati cruciali, quali:

- la composizione dell'oggetto stesso, poichè ogni elemento chimico o molecola ha le proprie righe caratteristiche;
- l'abbondanza delle specie chimiche che hanno prodotto la riga, che si deduce dalla sua intensità;
- la pressione all'interno della regione nella quale la riga è stata prodotta, che causa l'allargamento della riga stessa;
- la temperatura dell'oggetto, poichè transizioni tra diversi livelli avvengono a diversi stati di eccitazione e dunque a diverse temperature, ma anche perchè una temperatura elevata influenza la larghezza della riga;
- il campo magnetico della regione, grazie allo splitting delle righe che esso provoca (effetto Zeemann);
- il moto dell'oggetto rispetto all'osservatore, grazie all'effetto Doppler e all'analisi del redshift.

Nel 1814, per la prima volta nella storia, Joseph von Fraunhofer si rese conto che la luce bianca del Sole, se fatta passare attraverso una fenditura e dispersa da un prisma, generava una serie di righe, che egli catalogò minuziosamente. Da allora, lo studio degli spettri di oggetti astrofisici ha portato a fondamentali scoperte scientifiche, tra cui la scoperta dell'espansione dell'Universo da parte di Edwin Hubble nel 1929, a cui si giunse analizzando il Doppler shift degli spettri di alcune galassie. Con la formulazione, in quegli stessi anni, della teoria quantistica, i processi fisici alla base della produzione delle righe sono stati compresi dettagliatamente. Nel primo capitolo, relativo alla formazione delle righe, saranno messi in evidenza proprio questi aspetti teorici (chiaramente senza alcuna pretesa di esaustività), in particolare relativi alla teoria perturbativa dipendente dal tempo. In seguito si parlerà dell'equazione del trasporto radiativo e della formazione delle righe nelle atmosfere stellari. Nel secondo capitolo, saranno analizzati l'effetto Doppler e le sue conseguenze, mentre nel terzo verranno descritti i processi di allargamento delle righe. Infine, nell'ultimo, saranno presentati alcuni importanti esempi astrofisici.

Capitolo 1

Formazione delle righe

1.1 Modello atomico di Bohr

Gli studi spettroscopici effettuati sugli atomi avevano mostrato che, in modo inspiegabile a livello classico, la radiazione emessa non si presentava sotto forma di un continuo, bensì a precise frequenze, caratteristiche per ogni atomo. Si scoprì che le frequenze emesse presentavano un andamento descritto dalla formula, elaborata da Rydberg e Ritz, che riassume le diverse serie di righe che raggiungono i vari livelli: $\nu_{m,n} = cR(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2})$, con $m = 1, 2, 3, \dots$, $n = m + 1, m + 2, \dots$ e R la famosa costante di Rydberg, che assume il valore determinato sperimentalmente (e in seguito confermato dalla teoria), di $R = 109677.576 \text{ cm}^{-1}$. La giustificazione teorica di questa formula venne dal fisico danese Niels Bohr, il quale, nel 1913, adottò una serie di ipotesi *ad hoc* volte a risolvere l'inconsistenza del modello atomico 'planetario' di Rutherford. Quest'ultimo, assumendo che gli elettroni descrivessero orbite circolari attorno al nucleo, non riusciva a spiegare come essi, trovandosi in moto accelerato, non emettessero radiazione e non finissero dunque con lo spiraleggiare sul nucleo, compromettendo la stabilità atomica. Bohr introdusse dunque i seguenti postulati:

- Ogni atomo ha un insieme discreto di livelli di energia stazionari, identificati da E_1, E_2, \dots e corrispondenti a orbite circolari quantizzate attorno al nucleo. Le orbite sono determinate dalla quantizzazione del modulo del momento angolare orbitale, per la quale $|\vec{l}| = nh$;
- L'emissione o l'assorbimento di energia avvengono, a precise frequenze, solo quando l'elettrone passa da un'orbita stazionaria a un'altra, emettendo o assorbendo un fotone di energia $h\nu = |E_m - E_n|$, dove h è la costante di Planck;
- Le leggi della meccanica classica sono valide per la descrizione dell'orbita stazionaria ma non per le transizioni da uno stato a un altro.

Il modello di Bohr è stato in seguito sostituito da altri modelli, che prevedono, ad esempio, gli orbitali invece delle orbite circolari e molte altre sostanziali modifiche. I suoi postulati, comunque, per quanto inseriti *ad hoc*, sono stati fondamentali per lo sviluppo della teoria atomica successiva e hanno mostrato, al tempo della loro formulazione, eccellente accordo con le osservazioni, come per la predizione molto accurata del valore della costante R .

1.2 Teoria Perturbativa dipendente dal tempo

Volendo analizzare le transizioni atomiche, dobbiamo introdurre un potenziale dipendente dal tempo (ovviamente, nella trattazione seguente, il campo elettromagnetico sarà trattato in modo classico). Questo implica delle notevoli complicazioni, in quanto pochi problemi sono risolvibili analiticamente

in modo esatto, ma, se la porzione di hamiltoniana indipendente dal tempo è grande rispetto a quella dipendente dal tempo, quest'ultima può essere considerata come una perturbazione. Supponiamo per semplicità di avere soltanto due livelli nel nostro sistema imperturbato, ψ_a e ψ_b . Essendo autostati dell'hamiltoniana imperturbata H^0 , abbiamo:

$$H^0\psi_i = E_i\psi_i, \quad \text{con } i = a, b \quad \text{e} \quad \langle \psi_a | \psi_b \rangle = \delta_{a,b}. \quad (1.1)$$

Inserendo adesso la perturbazione dipendente dal tempo, $H'(t)$, la generica funzione d'onda $\psi(t)$ può ancora essere scritta come combinazione lineare dei due autostati, con l'unica differenza che ora i coefficienti c_a e c_b sono a loro volta dipendenti dal tempo, e ciò ci dice dunque che la probabilità che una misura dell'energia produca il risultato E_a o E_b dipende a sua volta dal tempo. Ogni stato al tempo t può essere dunque scritto come:

$$\Psi(t) = c_a(t)\psi_a e^{-iE_a t/\hbar} + c_b(t)\psi_b e^{-iE_b t/\hbar} \quad (1.2)$$

Il problema consiste nel determinare $c_a(t)$ e $c_b(t)$, imponendo che $\Psi(t)$ soddisfi l'equazione di Schrödinger dipendente dal tempo:

$$H\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad \text{con} \quad H = H^0 + H'(t) \quad (1.3)$$

Dalle equazioni 1.2 e 1.3, semplificando i termini grazie alla 1.1, si ottiene:

$$c_a[H'\psi_a]e^{-iE_a t/\hbar} + c_b[H'\psi_b]e^{-iE_b t/\hbar} = i\hbar[\dot{c}_a\psi_a e^{-iE_a t/\hbar} + \dot{c}_b\psi_b e^{-iE_b t/\hbar}] \quad (1.4)$$

Per isolare \dot{c}_a , prendiamo il prodotto interno con ψ_a , sfruttando l'ortogonalità dei due autostati. Definendo poi $H'_{i,j} \equiv \langle \psi_i | H' | \psi_j \rangle$ e moltiplicando entrambi i membri per $-(i/\hbar)e^{iE_a t/\hbar}$, in modo che gli esponenziali con E_a scompaiano, si conclude che:

$$\dot{c}_a = -\frac{i}{\hbar}[c_a H'_{aa} + c_b H'_{ab} e^{-i(E_b - E_a)t/\hbar}] \quad (1.5)$$

Con lo stesso procedimento si trova:

$$\dot{c}_b = -\frac{i}{\hbar}[c_b H'_{bb} + c_a H'_{ba} e^{i(E_b - E_a)t/\hbar}] \quad (1.6)$$

Tipicamente, gli elementi di matrice diagonali (proporzionali alle probabilità di transizione) sono nulli: $H'_{aa} = H'_{bb} = 0$, e le soluzioni si semplificano:

$$\dot{c}_a = -\frac{i}{\hbar}c_b H'_{ab} e^{-i\omega_0 t} \quad \dot{c}_b = -\frac{i}{\hbar}c_a H'_{ba} e^{i\omega_0 t} \quad (1.7)$$

con la definizione di $\omega_0 \equiv \frac{E_b - E_a}{\hbar}$, in cui assumiamo $E_b > E_a$.

Perturbazioni sinusoidali Il caso da considerare per quanto riguarda l'assorbimento o emissione di radiazione elettromagnetica è quello in cui la perturbazione abbia un andamento sinusoidale dipendente dal tempo, ovvero $H'(\vec{r}, t) = V(\vec{r})\cos(\omega t)$, in modo che $H'_{ab} = V_{ab}\cos(\omega t)$, con la definizione di $V_{ab} \equiv \langle \psi_a | V | \psi_b \rangle$. Fermandoci al prim'ordine, otteniamo:

$$c_b(t) \cong -\frac{i}{\hbar}V_{ba} \int_0^t \cos(\omega t') e^{i\omega_0 t'} dt' = -\frac{iV_{ba}}{2\hbar} \int_0^t [e^{i(\omega_0 + \omega)t'} + e^{i(\omega_0 - \omega)t'}] dt' \quad (1.8)$$

Integrando, si trova:

$$c_b(t) \cong -\frac{V_{ba}}{2\hbar} \left[\frac{e^{i(\omega_0 + \omega)t} - 1}{\omega_0 + \omega} + \frac{e^{i(\omega_0 - \omega)t} - 1}{\omega_0 - \omega} \right] \quad (1.9)$$

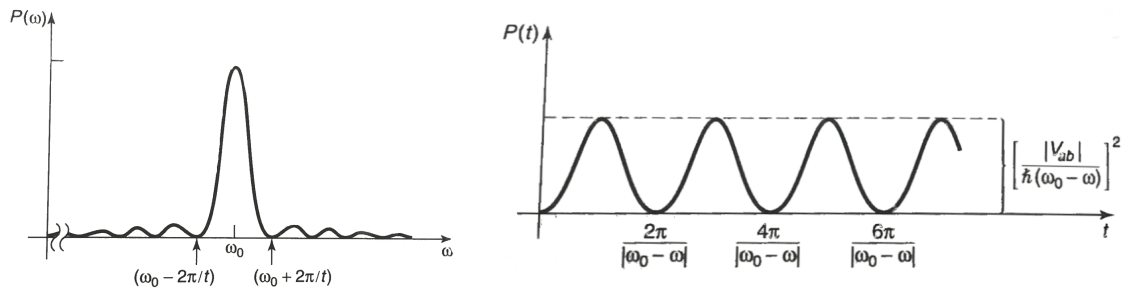


Figura 1.1: A sinistra si vede che la probabilità di transizione è fortemente piccata su ω_0 , ma le altre frequenze hanno una probabilità non nulla di provocarla. A destra, si nota come essa oscilli sinusoidalmente.

Ovviamente, nell'ambito delle perturbazioni prodotte da onde elettromagnetiche, possiamo ridurci a considerare soltanto le frequenze molto vicine alla frequenza di transizione. Sappiamo, infatti, dal principio di Heisenberg, che un'onda non potrà mai essere perfettamente monocromatica e dunque la frequenza caratteristica della transizione non sarà esattamente quella data dalle formule di Bohr. Nonostante ciò, le perturbazioni ad altre frequenze che giungono sul sistema hanno sicuramente una probabilità trascurabile di provocare una transizione (sebbene, a rigore, questa probabilità non sia del tutto nulla). L'efficacia delle diverse frequenze nel causare la transizione è rappresentata dalla **line profile function** in figura 1.1, che è fortemente piccata su ω_0 (ma non tanto quanto nel caso ideale di una delta di Dirac), e normalizzata in modo che $\int_0^\infty \Phi(\nu) d\nu = 1$. I meccanismi che influenzano la LPF saranno descritti nel capitolo 3. Consideriamo dunque $\omega_0 + \omega \gg |\omega_0 - \omega|$. Il primo termine della 1.9 scompare, e portando fuori dalla parentesi $e^{i(\omega_0 - \omega)t/2}$, si trova:

$$P_{a \rightarrow b} = |c_b(t)|^2 \cong \frac{|V_{ab}|^2}{\hbar^2} \frac{\sin^2[(\omega_0 - \omega)t/2]}{(\omega_0 - \omega)^2} \quad (1.10)$$

Il risultato fondamentale di questo calcolo è che, essendo funzione del tempo, la probabilità di transizione *oscilla* sinusoidalmente, come si vede nella figura 1.1.

1.3 Coefficienti di Einstein

Gli studi compiuti da Einstein ci permettono di comprendere la relazione che intercorre tra emissione e assorbimento a livello microscopico. Considerando il semplice caso di un atomo con due soli livelli: il primo di energia E e peso statistico g_1 e il secondo di energia $E + h\nu_0$ e peso statistico g_2 , si identificano tre processi:

- **Emissione spontanea:** Il sistema passa dal livello 2 al livello 1, emettendo un fotone, in assenza di un campo esterno di radiazione. Si definisce **Coefficiente di Einstein A_{21}** la probabilità di transizione per emissione spontanea per unità di tempo, misurata in s^{-1} .
- **Assorbimento:** In presenza di un fotone di energia $h\nu_0$, il sistema compie una transizione dal livello 1 al livello 2 assorbendo il fotone incidente. Questo ci permette di definire il **Coefficiente di Einstein B_{12}** , tale che $B_{21}\bar{J}$ sia la probabilità di transizione per assorbimento per unità di tempo e \bar{J} sia l'intensità media del campo di radiazione, integrata sulla LPF.
- **Emissione stimolata:** Il sistema compie una transizione dal livello 2 al livello 1, in seguito all'arrivo di un fotone, emettendo dunque un altro fotone, coerente con il primo. Si definisce **Coefficiente di Einstein B_{21}** , tale che $B_{21}\bar{J}$ rappresenti la probabilità di transizione per emissione stimolata per unità di tempo.

Se rappresentiamo la perturbazione sinusoidale incidente sul sistema come $\vec{E} = E_0 \cos(\omega t) \hat{i}$, allora l'hamiltoniana perturbata sarà: $H' = -qE_0 x \cos(\omega t)$, con q la carica dell'elettrone. Dunque, gli elementi di matrice precedentemente utilizzati si scrivono come: $H'_{ba} = -d_{ba} E_0 \cos(\omega t)$, con $d_{ba} \equiv q \langle \psi_b | x | \psi_a \rangle$, definito come l'elemento di matrice (non diagonale) della componente x dell'**operatore di dipolo elettrico**. Le interazioni della radiazione elettromagnetica con la materia sono dunque descritte dalla perturbazione $V_{ba} = -dE_0$. Da qui si trova, in 3D (nel caso di livelli non degeneri, denotando con n il livello inferiore e con m quello superiore per evitare confusione con A e B):

$$A_{mn} = \frac{64\pi^4 \nu_{mn}^3}{3hc^3} |d_{mn}|^2 \quad B_{nm} = \frac{32\pi^4}{3h^2c} |d_{nm}|^2 \quad B_{nm} = B_{mn} \quad (1.11)$$

Gli elementi di matrice d_{nm} sono connessi alla cosiddetta *oscillator strength* della specifica transizione, che ci dà informazioni sulla probabilità che essa avvenga.

Relazioni tra i coefficienti di Einstein All'equilibrio termodinamico, considerando solo le transizioni bound-bound, il numero di transizioni per unità di tempo per unità di volume uscenti da un livello è uguale al numero di quelle entranti. Se n_1 e n_2 sono le densità numeriche di atomi nei due livelli, possiamo scrivere:

$$n_1 B_{12} \bar{J} = n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \bar{J} \quad (1.12)$$

Tenendo conto dell'**equazione di Boltzmann**, che fornisce il rapporto tra le popolazioni dei livelli:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{E_{12}}{kT}} \quad (1.13)$$

e del fatto che $\bar{J} = B_\nu(T)$, dove $B_\nu(T)$ è la **Legge di Planck**: $B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{(h\nu)/(kT)} - 1}$, possiamo risolvere per \bar{J} e trovare le seguenti relazioni tra i coefficienti di Einstein:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{21} \quad (1.14)$$

1.4 Regole di selezione

La probabilità di transizione determina la distinzione tra le righe che vengono dette **permesse, semiproibite e proibite**. Le prime sono statisticamente favorite in quanto molto probabili, le altre sono transizioni estremamente lente, che avvengono molto raramente poichè sono statisticamente sfavorite, avendo coefficienti di Einstein inferiori a quelle permesse di diversi ordini di grandezza. Basti pensare che per la riga Lyman α , $A_{21} = 4.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, mentre per la più importante transizione proibita, quella che genera la riga 21 cm dell'idrogeno (di cui si parlerà nel capitolo 4), $A_{21} = 2.87 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$.

1.4.1 Transizioni di dipolo

Le righe permesse soddisfano le regole di selezione per le transizioni di dipolo, che sono quelle trattate finora. Le transizioni di dipolo rappresentano una descrizione al prim'ordine del problema, in cui la matrice composta dai termini d_{nm} è non solo simmetrica, ma ha anche gli elementi sulla diagonale che sono tutti nulli, poichè, a questo livello di approssimazione, non si considerano transizioni tra livelli che hanno stesso n . In particolare, l'**approssimazione di dipolo elettrico** è basata sull'assunzione che la lunghezza d'onda della radiazione sia molto maggiore della dimensione atomica e considera soltanto il prim'ordine dell'espansione $e^{i\vec{k}\vec{r}} = 1 + i\vec{k}\vec{r} + \dots$. Questo è ampiamente giustificato, poichè $\vec{k}\vec{r} \sim ka_0 \sim \frac{a_0 \Delta E}{\hbar c} \sim \frac{Z\alpha}{2} \ll 1$, con $\alpha \cong 1/137$, che è la **costante di struttura fine** o costante di accoppiamento per l'interazione elettromagnetica. Le regole di selezione rispettate dalle transizioni di dipolo sono:

- $\Delta n = \pm 1$
- $\Delta m = 0, \pm 1$ — spiegabile ricordando che il fotone è un bosone di spin 1.
- $\Delta l = \pm 1$ — ovvero la parità deve cambiare nella transizione. La transizione da $l = 0$ a $l = 0$ non è permessa perchè la parità si conserva nelle interazioni elettromagnetiche.
- $\Delta L = 0, \pm 1$ — con L momento angolare orbitale totale.
- $\Delta J = 0, \pm 1$ — con $J = L + S$ momento angolare totale. Non è permesso che J rimanga 0 nella transizione.
- $\Delta S = 0$ — con S spin totale, perchè nelle transizioni di dipolo lo spin non viene modificato.

1.4.2 Transizioni di quadrupolo

Quando il termine di dipolo è nullo, dunque quando almeno una delle precedenti regole di selezione non è rispettata, è necessario considerare il second'ordine dell'espansione, che tiene conto dei termini di quadrupolo elettrico. Le transizioni proibite sono relative alla **struttura fine dell'atomo**, per cui l'energia di un livello non è soltanto data dal numero quantico principale, ma anche dalle diverse combinazioni degli altri. Queste transizioni sono $\sim 10^6$ volte meno intense di quelle di dipolo, ma sono comunque considerevoli in astrofisica, per motivi che verranno discussi in seguito. Le regole di selezione sono:

- Δn qualsiasi
- $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$
- $\Delta l = 0, \pm 2$
- $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$
- $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ — anche qui non è permesso che J rimanga 0 nella transizione.
- $\Delta S = 0$

1.4.3 Transizioni di dipolo magnetico

Quando i termini di dipolo e di quadrupolo sono nulli, considerando il termine successivo nell'espansione si trovano le transizioni di dipolo magnetico, per le quali bisogna tenere conto della **struttura iperfine dell'atomo**. Queste sono $\sim 10^2 - 10^6$ volte meno intense di quelle di quadrupolo.

- $\Delta n = \Delta l = \Delta L = \Delta S = 0$
- $\Delta m = 0, \pm 1$
- $\Delta J = 0, \pm 1$ — con le stesse considerazioni fatte in precedenza.

Si noti che con m si intende anche m_s , che deve necessariamente variare nelle transizioni di dipolo magnetico in cui si verifica *spin flip*, come nel caso della riga 21 cm.

1.5 Righe collisionali

Non tutte le transizioni osservate in astrofisica sono di tipo radiativo. Queste dominano in contesti 'nebulari', a basse densità, in cui diventano importanti anche le transizioni proibite, ma a densità più elevate le collisioni tra le particelle non possono più essere trascurate e possono alterare le configurazioni energetiche degli atomi, permettendo l'eccitazione o la diseccitazione. Le collisioni sono in generale elastiche e sono principalmente gli elettroni che vengono presi in considerazione come *partner collisionali*. Considerando un atomo semplificato con soli due livelli, la collisione con un elettrone può eccitare un atomo in un livello superiore, da cui poi esso tornerà allo stato precedente, spesso con una transizione radiativa. Ecco perchè si parla di *righe collisionali*, anche se ovviamente le collisioni non provocano emissione di radiazione elettromagnetica. Si precisa che può anche avvenire una diseccitazione collisionale. La sezione d'urto del processo è in generale funzione dell'energia e viene definita in termini della *collisional strength* Ω_{12} nel modo seguente:

$$\sigma_{12}(E) = \left(\frac{h^2}{8\pi m_e E}\right) \left(\frac{\Omega_{12}}{g_1}\right) \quad (1.15)$$

in cui E è l'energia dell'elettrone e g_1 il peso statistico del livello più basso. La presenza di collisioni è ovviamente indicatore della presenza di un equilibrio termico locale (LTE), che rappresenta spesso un'approssimazione eccessiva per le reali condizioni negli ambienti astrofisici, ma può essere preso in considerazione per i nostri scopi. Le popolazioni dei livelli sono dunque descritte dall'equazione di Boltzmann. Per le transizioni collisionali si possono definire dei *Tassi di eccitazione/diseccitazione collisionali*, rispettivamente:

$$C_{nm} = \int_{\nu_0}^{\infty} n_c(\nu) \nu \sigma_{nm}(\nu) d\nu \quad e \quad C_{mn} = \int_0^{\infty} n_c(\nu) \nu \sigma_{mn}(\nu) d\nu \quad (1.16)$$

σ rappresenta la sezione d'urto, mentre $n_c(\nu)d\nu$ è il numero di particelle per unità di volume con velocità compresa tra ν e $\nu + d\nu$. L'**equazione dell'equilibrio statistico dettagliato**, tenendo conto delle collisioni e nel caso semplificato di due soli livelli, si può scrivere come:

$$N_2 \left(B_{21} \frac{4\pi I_\nu}{c} + A_{21} + N_p Q_{21} \right) = N_1 \left(B_{12} \frac{4\pi I_\nu}{c} + N_p Q_{12} \right). \quad (1.17)$$

In questa equazione, $U_\nu = \frac{4\pi I_\nu}{c}$ è la densità di energia del campo di radiazione, N_p la densità dei partner collisionali e N_1 e N_2 sono le popolazioni dei due livelli. Il fatto che le collisioni siano praticamente assenti in una parte considerevole del mezzo interstellare, a causa della bassissima densità, spiega perchè le righe proibite e in particolare quelle semiproibite siano di fondamentale importanza in astrofisica. In contesti *nebulari*, infatti, si ha $\frac{A_{21}}{N_e Q_{21}} \approx \frac{10^{14}}{10^4} \gg 1$; dunque ogni eventuale eccitazione collisionale è subito seguita da una diseccitazione radiativa, che riporta lo ione nello stato fondamentale. La stragrande maggioranza degli ioni si trova quindi nello stato fondamentale. Questa è una condizione opposta all'equilibrio termico, poichè se dominano le collisioni, ovvero all'equilibrio termico, A_{21} è trascurabile perchè le uniche eccitazioni o diseccitazioni sono collisionali.

1.6 Equazione del trasporto radiativo

Per una corretta analisi delle righe spettrali, è fondamentale considerare in che modo la radiazione emessa giunge all'osservatore e con quali modalità essa viene modificata nel suo percorso dalla sorgente. La descrizione fisica di questo processo è contenuta nell'equazione del trasporto radiativo, che verrà di seguito ricavata. Ogni radiazione che passa attraverso la materia può subire assorbimento, diminuendo in intensità, oppure ricevere un contributo positivo in emissione che va a sommarsi con l'intensità preesistente. Quale dei due casi si verifica dipende ovviamente dalle caratteristiche

fisiche del mezzo in cui la radiazione si propaga, quali l'opacità e la temperatura. Definiamo I_ν come l'**intensità specifica o brillanza** dall'equazione $dE = I_\nu dA dt d\Omega d\nu$. Il **Coefficiente di emissione spontanea monocromatica** j_ν è definito come l'energia emessa per unità di tempo, di angolo solido, di volume e di frequenza, in modo tale che: $dE = j_\nu dV d\Omega dt d\nu$.

Si trova che $j_\nu = \epsilon_\nu \rho / (4\pi)$, in cui ϵ_ν è l'**emissività**, ovvero l'energia emessa per unità di frequenza, di tempo e di massa e ρ è la densità di massa del materiale emittente. L'intensità che si aggiunge a quella preesistente è $dI_\nu = j_\nu ds$, in una distanza infinitesima ds .

Definiamo il **Coefficiente di assorbimento** α_ν con l'equazione $dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds$, che descrive la perdita di intensità della radiazione che percorre una distanza ds . Possiamo anche definire $\alpha_\nu = \rho \kappa_\nu$, con κ che è l'**opacità**. Se la radiazione passa attraverso un mezzo in cui intervengono emissione e assorbimento, possiamo scrivere l'equazione del trasporto radiativo nel modo seguente:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (1.18)$$

1.6.1 Sola emissione

Se $\alpha_\nu = 0$, abbiamo:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu \quad (1.19)$$

Questa equazione ha soluzione:

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) + \int_{s_0}^s j_\nu(s') ds'. \quad (1.20)$$

Dunque l'intensità finale è uguale a quella iniziale più il coefficiente di emissione integrato sulla linea di vista.

1.6.2 Solo assorbimento

Nel caso in cui $j_\nu = 0$, si ha:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu \quad (1.21)$$

la cui soluzione è:

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) + \exp\left[-\int_{s_0}^s \alpha_\nu(s') ds'\right] \quad (1.22)$$

Dunque l'intensità diminuisce con un fattore esponenziale negativo del coefficiente di assorbimento integrato sulla linea di vista. Definendo la **profondità ottica** come $d\tau_\nu = \alpha_\nu ds$ oppure come $\tau_\nu(s) = \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s') ds'$. Un mezzo si definisce *otticamente sottile* se $\tau_\nu < 1$ e *otticamente spesso* se $\tau_\nu > 1$.

1.6.3 Soluzione generale

Definendo la **Funzione sorgente** $S_\nu \equiv \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}$, possiamo riscrivere l'equazione del trasporto radiativo come:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (1.23)$$

La soluzione formale, nel caso di una funzione sorgente costante, è:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (1.24)$$

Questa equazione può essere interpretata fisicamente dicendo che, se $I_\nu > S_\nu$, allora $\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} < 0$ e l'intensità diminuisce lungo il percorso. Se invece $I_\nu < S_\nu$, allora l'intensità aumenta lungo il percorso.

1.7 Formazione delle righe nelle atmosfere stellari

Lo spettro delle stelle si avvicina a quello ideale del corpo nero a una temperatura pari a quella superficiale; tuttavia, sono presenti notevoli differenze, causate ad esempio dalla variazione del coefficiente di assorbimento con la lunghezza d'onda e dall'effetto cumulativo di molte righe di assorbimento, che variano sensibilmente da una stella all'altra, permettendo così la classificazione spettrale. Un fotone prodotto dalle reazioni termonucleari all'interno della stella impiega circa 10^6 anni per giungere in superficie, a causa delle continue interazioni (assorbimenti e riemissioni) con la materia incontrata durante il suo percorso. La causa del flusso di fotoni verso l'esterno è il gradiente della pressione di radiazione tra gli strati interni e quelli esterni; questo processo è descritto dall'equazione del trasporto radiativo per le atmosfere stellari.

1.7.1 Equazione del trasporto radiativo

Volendo applicare l'equazione 1.20 alle atmosfere stellari, dobbiamo compiere un'iniziale approssimazione, detta **plane-parallel approximation**, in cui gli strati dell'atmosfera sono considerati piatti e paralleli tra loro. Questa ipotesi è tanto più valida quanto lo spessore dell'atmosfera è piccolo rispetto al raggio della stella, cosa che si verifica certamente nel Sole, ma non, ad esempio, nelle stelle di Wolf-Rayet. Con questa approssimazione, consideriamo solo la componente della profondità ottica che è perpendicolare allo strato di atmosfera (componente z), ovvero $\tau_{\lambda,v}$ (passando dalle frequenze alle lunghezze d'onda per evitare ambiguità nella notazione). Possiamo poi scrivere $\tau_{\lambda,v}(z) = \int_z^0 \kappa_{\lambda} \rho dz'$. Per eliminare la dipendenza dalla frequenza, si può considerare la **media di Rosseland**, ovvero:

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{1}{\kappa_{\lambda}} \frac{dB_{\nu}}{dT} d\nu}{\int_0^{\infty} \frac{dB_{\nu}}{dT} d\nu} \quad (1.25)$$

$B_{\nu}(T)$ è la funzione di Planck definita in precedenza. Questa approssimazione è detta di **atmosfera grigia**. Da qui si trova:

$$\cos\theta \frac{dI}{d\tau_{\nu}} = -I + S \quad (1.26)$$

Integrando sugli angoli solidi, passando a un sistema di coordinate sferiche e compiendo alcune considerazioni che omettiamo per motivi di brevità, si trova l'**equazione del trasporto radiativo nelle stelle**, in cui P_{rad} è la pressione di radiazione e F_{rad} il flusso radiativo:

$$\frac{dP_{rad}}{dr} = -\frac{\kappa\rho}{c} F_{rad} \quad (1.27)$$

1.7.2 Variazione della temperatura

Volendo trovare come varia la temperatura con la profondità ottica, per avere importanti informazioni sulla formazione delle righe, è necessario compiere alcune ulteriori approssimazioni oltre a quelle già considerate. Assumiamo innanzitutto di essere in una condizione di LTE, in cui ogni processo di assorbimento è bilanciato da uno di emissione, ovvero non c'è variazione di energia netta dell'intensità. Nell'approssimazione di strati piani e paralleli, questo significa che il flusso radiativo ha lo stesso valore in ogni strato, inclusa la superficie. Dunque $F_{rad} = \sigma T^4$, con σ costante di Stefan-Boltzmann. Integrando si trova $P_{rad} = \frac{1}{c} F_{rad} \tau_{\nu} + C$. C è una costante di integrazione che viene determinata grazie a un'assunzione sulla distribuzione angolare dell'intensità, data dall'**approssimazione di Eddington**. Quest'ultima prevede il valore I_{out} per l'intensità nella direzione $+z$ e I_{in} nella direzione $-z$. Da qui si trova $P_{rad} = \frac{4\pi}{3c} \langle I \rangle$, dove $\langle I \rangle$ rappresenta l'intensità media. La costante di integrazione si trova con le condizioni al contorno dell'atmosfera. Ponendo, all'equilibrio termico, $S = B$ (integrate su tutti gli angoli), si trova:

$$T^4 = \frac{3}{4} T_e^4 \left(\tau_{\nu} + \frac{2}{3} \right) \quad (1.28)$$

T_e è la **temperatura effettiva**, definita come la temperatura di un corpo nero che emette la stessa quantità di radiazione della stella. Questa equazione ci fornisce un'informazione fondamentale: $T = T_e$ a $\tau_\nu = \frac{2}{3}$. Dunque la 'superficie' della stella, che per definizione ha temperatura T_e , non si trova a $\tau_\nu = 0$, ma più in profondità, in uno strato sottostante. Proprio da questo strato a $\tau_\nu = \frac{2}{3}$, in media, si originano i fotoni che vediamo come provenienti dalla superficie. Il risultato è notevole nonostante non sia esatto e sia stato trovato con una serie di approssimazioni. Questo implica che, se la temperatura dell'atmosfera diminuisce verso l'esterno, è in questi strati più freddi che avviene l'assorbimento della radiazione e la formazione delle righe.

Capitolo 2

Shift delle righe

2.1 Effetto Doppler semplice

L'effetto Doppler è il fenomeno per cui, se una sorgente e un osservatore sono in moto relativo, si verifica una variazione della frequenza (o della lunghezza d'onda) della radiazione emessa. In ambito astrofisico, la comprensione dell'effetto Doppler è chiaramente decisiva per l'analisi spettrale, e ha il suo punto nodale nella definizione di **redshift** $z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}}$. Infatti, la lunghezza d'onda della radiazione osservata non è mai quella emessa dalla sorgente, perchè in generale quest'ultima è in moto rispetto a noi. Da una parte, l'osservazione della lunghezza d'onda della transizione in laboratorio ci permette di comprendere come l'oggetto si muove rispetto a noi, e dall'altro, conoscendone il moto, si può comprendere quale specie atomica sia responsabile della riga osservata. Tecnicamente, se $z < 0$ si parla di *blueshift*; nel caso del redshift, l'oggetto si sta allontanando dall'osservatore, nel caso di blueshift si sta avvicinando. Proprio dalla misura dei redshift, Edwin Hubble comprese che l'universo era in espansione e dunque la velocità di una galassia è proporzionale alla sua distanza, secondo la legge $v = H_0 d$, con H_0 costante di Hubble.

2.2 Effetto Doppler relativistico

Se ci troviamo in condizioni relativistiche, per la dilatazione dei tempi, ogni fenomeno periodico misurato in un sistema di riferimento in moto rispetto a quello considerato avrà un periodo più lungo di un fattore γ . A questo si deve aggiungere il ritardo nella ricezione del segnale causato dalla velocità finita della luce. Se nel sistema di riferimento S la radiazione si propaga a una data velocità dal punto 1 al punto 2, nel sistema in moto S' la pulsazione della radiazione è ω' e il tempo impiegato nel percorrere la distanza da 1 a 2 è $\Delta t = \frac{2\pi\gamma}{\omega'}$, a causa della dilatazione dei tempi. Considerando un osservatore che guarda la sorgente da un angolo qualsiasi, la differenza tra i tempi di arrivo della radiazione emessa nel punto 1 e nel punto 2 sarà $\Delta t_a = \Delta t - \frac{d}{c} = \Delta t \left(1 - \frac{v}{c} \cos\theta\right)$. La pulsazione è

dunque:

$$\omega = \frac{2\pi}{\Delta t_a} = \frac{\omega'}{\gamma(1 - \frac{v}{c}\cos\theta)} \quad (2.1)$$

in cui il fattore γ è ovviamente di natura relativistica, ma $1 - \frac{v}{c}\cos\theta$ appare anche classicamente, se si considera che la radiazione viene emessa a un angolo qualsiasi rispetto all'osservatore e non necessariamente sulla linea di vista. La formula può essere riscritta come:

$$\omega = \omega'\gamma\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right). \quad (2.2)$$

Effetti di propagazione relativistici sono alla base anche del cosiddetto *beaming*, per il quale, a velocità ultra relativistiche, la radiazione di dipolo emessa da una carica accelerata viene amplificata nella direzione del moto, in un piccolo cono di apertura $1/\gamma$, in cui si verifica il cosiddetto *Doppler boosting*.

2.3 Altri tipi di redshift

Ci sono anche altri tipi di redshift oltre a quello analizzato in precedenza, definito *locale*, ovvero quello *gravitazionale* e quello *cosmologico*. Il primo si applica nell'ambito della relatività generale, per la quale si verifica dilatazione dei tempi a causa della curvatura dello spaziotempo causata da oggetti massivi; questo effetto è spesso trascurabile, ma non lo è ad esempio per quanto riguarda la materia di un disco di accrescimento attorno a un buco nero. Il secondo tipo di redshift ci permette invece, dato che l'Universo è in espansione accelerata, di inferire l'età di un oggetto dal suo redshift e di osservare fasi evolutive dell'Universo stesso ormai concluse.

Capitolo 3

Allargamento delle righe

Abbiamo già affermato che la radiazione emessa in una transizione non è mai perfettamente monocromatica, e invece di corrispondere ad una delta di Dirac, può essere rappresentata con una curva di tipo gaussiano fortemente piccata sulla lunghezza d'onda corrispondente alla differenza di energia tra i due livelli; la line profile function è stata introdotta per tenere conto di ciò. Molti diversi effetti fisici determinano la forma della riga, principalmente causandone l'allargamento, come vedremo analizzando i diversi contributi possibili.

3.1 Allargamento intrinseco o naturale

La motivazione primaria per cui una riga non può, intrinsecamente, essere infinitamente stretta è data dal principio di indeterminazione di Heisenberg, per cui $\Delta E\Delta t \geq \hbar$. Dato che i tempi di diseccitazione sono estremamente brevi almeno per le transizioni di dipolo, come sappiamo dai

coefficienti di Einstein, l'indeterminazione sull'energia sarà notevole. Il decadimento spontaneo da uno stato atomico n procede a un tasso che chiamiamo $\gamma = \sum_{n'} A_{nn'}$, dove sommiamo su tutti gli stati n' di energia inferiore. L'energia decade proporzionalmente a un fattore $e^{-\gamma t}$ e il profilo della riga è del tipo

$$\psi(\nu) = \frac{\gamma/(4\pi^2)}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/(4\pi))^2} \quad (3.1)$$

Questo è chiamato **profilo di Lorentz o naturale**. In realtà, l'espressione corretta per γ se entrambi gli stati, superiore e inferiore, risentono dell'allargamento, è data dalla somma dei gamma relativi a ogni livello.

3.2 Allargamento collisionale

Il profilo di Lorentz ha una valenza più generale oltre a descrivere l'allargamento intrinseco. In particolare, la stessa espressione descrive bene anche il contributo del cosiddetto allargamento collisionale, originato dall'alterazione della fase della radiazione emessa se l'atomo subisce collisioni con altri atomi durante l'emissione. Se ogni atomo sperimenta un numero medio N di collisioni per unità di tempo, allora il profilo è:

$$\psi(\nu) = \frac{\Gamma/(4\pi^2)}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma/(4\pi))^2} \quad (3.2)$$

dove $\Gamma = \gamma + 2N$. La somma di allargamento intrinseco e collisionale viene definito **damping profile**.

3.3 Allargamento Doppler

Un'altra fonte di allargamento è il moto termico degli atomi che emettono la radiazione: la frequenza della transizione nel sistema di riferimento dell'atomo non è quella osservata, a causa dell'effetto Doppler. Dato che ogni atomo ha il suo Doppler shift, l'effetto netto è di allargamento, ma l'intensità della riga stessa non varia. Lo spostamento del centroide ν_0 avviene solo se la sorgente nella sua interezza è in moto rispetto all'osservatore. La variazione di frequenza è connessa a v_z , la componente della velocità lungo la linea di vista, dall'equazione: $\nu - \nu_0 = \frac{\nu_0 v_z}{c}$, dove ν_0 è la frequenza nel sistema di riferimento fermo. Il numero di atomi con velocità comprese tra v_z e $v_z + dv_z$ è dato dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann e l'intensità dell'emissione è proporzionale a $\exp[-\frac{mc^2(\nu - \nu_0)^2}{2\nu_0^2 kT}] d\nu$, con m la massa atomica. Il profilo della riga è dato da

$$\psi(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{(\Delta\nu_D)^2}} \quad (3.3)$$

Qui definiamo la **Doppler width** come

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (3.4)$$

in cui notiamo la proporzionalità inversa dalla massa atomica.

3.3.1 Allargamento con microturbolenza

In aggiunta al moto termico, possono esserci moti collettivi di gruppi di atomi a velocità V_t , complessivamente chiamati con il nome di turbolenza. Se la scala su cui si verifica la turbolenza è piccola in confronto al libero cammino medio degli atomi, oppure, equivalentemente, se la dimensione degli elementi in moto è molto inferiore allo spessore della regione che forma la riga, il fenomeno viene

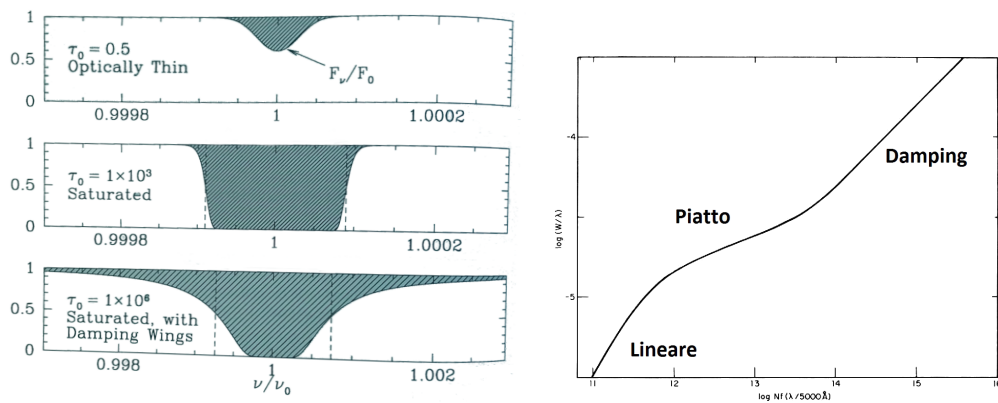


Figura 3.1: A sinistra, la variazione di una riga in funzione dell'opacità. A destra, la curve di crescita.

chiamato con il nome di **microturbolenza**. Si assume che le velocità relative alla microturbolenza abbiano la stessa distribuzione di quelle termiche, ovvero siano descritte da una gaussiana. La convoluzione di due gaussiane è ancora una gaussiana, dunque la Doppler width diventa:

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + V_t^2} \quad (3.5)$$

3.4 Profilo di Voigt

Definiamo *core* la parte centrale della riga, intorno alla λ_0 , e *ali* le parti esterne, che si connettono al continuo. L'opacità della riga è massima in λ_0 e dunque il core della riga si forma in zone più esterne dell'atmosfera rispetto al continuo, dove la temperatura è inferiore. Per quantificare la profondità della riga si può usare la **larghezza equivalente** $W = \int \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda$, dove F_c è il flusso relativo al continuo e F_λ quello della riga. La larghezza equivalente rappresenta la larghezza di un rettangolo di altezza unitaria e area pari a quella della curva. Il profilo complessivo della riga, con i contributi dell'allargamento Doppler e del damping profile, è chiamato **profilo di Voigt**. A causa della forma della gaussiana che descrive l'allargamento Doppler, quest'ultimo domina nei pressi di λ_0 e il damping profile domina nelle ali, poichè il decadimento esponenziale della gaussiana che descrive l'allargamento Doppler smorza il contributo al di fuori del core.

3.5 Curva di crescita

Nell'ambito delle atmosfere stellari, uno degli scopi principali dell'analisi degli spettri è determinare, dall'osservazione delle righe, le abbondanze degli elementi nel corpo celeste che le ha generate. In particolare, si cerca il numero N_a di atomi per unità di volume che sono responsabili dell'assorbimento della radiazione. Dal punto di vista teorico, l'uso congiunto delle equazioni di Saha e Boltzmann ci permette di trovare la percentuale di atomi ionizzati o che si trovano nei diversi stati eccitati; dal punto di vista osservativo, lo strumento che ci fornisce informazioni cruciali è la cosiddetta **curva di crescita**. La curva di crescita è un grafico, in scala logaritmica, della larghezza equivalente W in funzione di N_a .

Regime lineare Quando la riga è debole, ovvero il numero di atomi che assorbono quella determinata λ è piccolo, la curva ha un andamento lineare con N_a , come si vede in figura 3.1.

Regime piatto Quando, però, il numero di atomi aumenta, il core della riga diventa sempre più otticamente spesso, fino a raggiungere il massimo dell'assorbimento e dunque la massima profondità della riga stessa rispetto al continuo. In queste condizioni, all'aumentare di N_a , sono le ali della riga ad allargarsi e la W non viene modificata sensibilmente. Si va dunque incontro a un regime di saturazione, in cui l'andamento è quasi piatto; nello specifico $W \propto \sqrt{\ln(N_a)}$.

Regime di smorzamento Se N_a aumenta ulteriormente, si perviene al cosiddetto regime di *damping*, in cui è dominante il contributo dell'allargamento collisionale alle ali della riga. In questo regime, $W \propto \sqrt{N_a}$.

Capitolo 4

Casi particolari astrofisici

4.1 AGN

I Nuclei Galattici Attivi sono una famiglia di oggetti astrofisici con grandi luminosità prodotte in regioni compatte vicino al centro delle galassie. Si parla di galassie *attive* perchè l'enorme emissione di energia non è riconducibile a quella stellare delle galassie normali. Gli spettri presentano molte righe in emissione e un continuo non generato da processi termici, come si vede in figura 4.1. Le righe possono essere larghe, a causa delle grandi velocità del materiale che le genera, (con FWHM dell'ordine di 1000-5000 km/s) oppure strette, (FWHM dell'ordine di 500 km/s); anche le righe strette sono comunque più larghe delle righe presenti nelle galassie normali. Le righe proibite sono chiaramente sempre strette, mentre le righe permesse possono avere componenti sia larghe che strette. Le righe strette provengono da una regione a densità inferiore rispetto a quelle larghe. Un tipico continuum di AGN varia lentamente con la lunghezza d'onda nell'UV e nel visibile e presenta enormi flussi nel lontano infrarosso e nei raggi X. La radiazione più energetica è in grado di fotoionizzare tutte le nubi di gas nelle vicinanze. È poi importante sottolineare che gli spettri che vediamo degli AGN dipendono fortemente dall'angolo che la linea di vista forma con il piano in cui essi giacciono.

4.1.1 Quasar

I quasar (*quasi-stellar radio objects*) sono dei nuclei galattici attivi molto compatti, che presentavano caratteristiche inspiegabili, prima della misura del loro redshift. Verso la fine degli anni '50, infatti, si osservarono degli oggetti di tipo stellare, che apparivano piccoli, luminosissimi e con delle larghe e intense righe in emissione, che risultavano estremamente difficili da identificare e facevano parte un'emissione variabile in modo molto irregolare. Alcuni anni dopo, al Caltech, si scoprì che questi oggetti avevano un enorme redshift, che era la causa della difficile identificazione delle righe. I quasar erano gli oggetti più lontani e luminosi mai scoperti, esistenti in una fase ormai terminata della vita dell'Universo. Oggi sappiamo che i quasar sono buchi neri supermassicci, circondati da dischi (o tori, in alcune fasi) di materia che vi precipita. Da una distanza di 3 raggi di Schwarzschild in poi, quando la materia precipita a velocità relativistiche, emette circa il 15% della sua massa in energia,

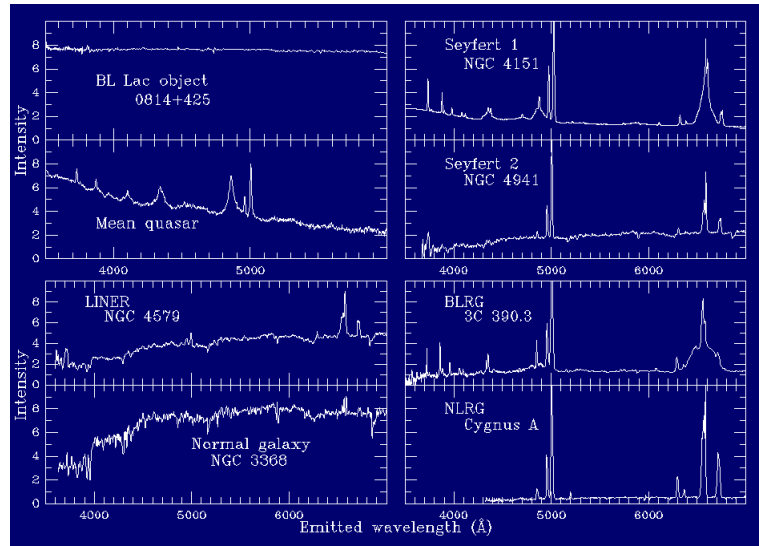


Figura 4.1: Alcuni spettri tipici dei vari AGN.

spiegando così le ampie righe in emissione e l'estrema variabilità. L'output di energia è più intenso alle corte lunghezze d'onda, poichè il materiale del disco di accrescimento si riscalda ed emette per Bremsstrahlung, con cut-off negli UV e nel soft-X.

4.1.2 Seyfert galaxies

Le galassie di Seyfert sono delle galassie a spirale che producono larghe righe in emissione, oltre a forti, variabili flussi nei raggi X e nell'UV. Le galassie Seyfert 1 mostrano anche delle righe strette, assenti nei quasar. Esse non emettono nel radio, ma alcune radio galassie mostrano uno spettro simile a quello delle Seyfert 1, e vengono chiamate **Broad Line Radio Galaxies** (BLRGs). Sono presenti anche le **Narrow Line Radio Galaxies** (NLRGs), che mostrano velocità e densità inferiori alle prime. Le galassie Seyfert 2 sono meno luminose delle Seyfert 1 e presentano soltanto righe strette.

4.1.3 BL Lac

Gli spettri degli oggetti denominati BL Lac hanno un continuo di sincrotrone nel radio e non presentano righe, ma sono molto variabili; quando il continuo diminuisce di intensità, possono essere identificate delle righe, che sono indispensabili per misurare il redshift. Sono AGN più luminosi delle galassie di Seyfert.

4.2 Riga 21 cm

La riga 21 cm dell'idrogeno è probabilmente la riga più importante in astrofisica. L'elettrone nel ground state dell'idrogeno può avere spin parallelo o antiparallelo a quello del protone. L'accoppiamento di questi due spin risulta in uno *splitting iperfine*, poichè le due configurazioni (di spin paralleli o antiparalleli) hanno energie leggermente differenti e lo stato di minima energia è ovviamente quello in cui gli spin sono antiparalleli. La transizione dalla situazione in cui gli spin sono paralleli a quella di minima energia è proibita poichè $\Delta J = 0$; in particolare si tratta di una transizione di dipolo magnetico. La frequenza della radiazione emessa è dunque molto bassa: 1420.40 MHz (nella banda radio), oppure una lunghezza d'onda di 21.11 cm . Per questa transizione, $A_{21} = 2.87 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ e

$\Delta t \simeq 10^7 yr$. Nonostante la bassissima probabilità di transizione, Hendrick C. van de Hulst predisse negli anni '40 che essa potesse essere osservata in ambiente astrofisico a causa delle elevatissime quantità di idrogeno neutro dei dischi delle galassie a spirale. Il fatto che la riga si osservi viene anche spiegato dalle considerazioni sulle transizioni collisionali espresse nel capitolo 1. Dato che il tempo della transizione è così elevato, dal principio di indeterminazione si ricava che l'allargamento naturale è trascurabile, e il profilo della riga è determinato dall'allargamento Doppler e dal moto della nube che causa l'emissione, pur rimanendo comunque estremamente stretto. La riga 21 cm ci ha fornito tutte le informazioni che possediamo riguardo alla distribuzione di gas nella nostra galassia e nelle galassie esterne, per le quali quasi tutti gli altri fenomeni di emissione sono smorzati a causa della distanza, mentre l'emissione dell'HI è dominante e può essere usata come tracciante. L'emissione, inoltre, essendo nel radio, non è oscurata dalla polvere, come avviene ad esempio nel visibile. Dall'analisi dell'HI si può dedurre la **curva di rotazione** per le galassie a spirale, e dall'incongruenza del modello teorico con quello osservato, sono state ricavate prove inconfutabili dell'esistenza della materia oscura negli aloni galattici.

Bibliografia

- [1] George B. Rybicki, Alan P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley, 2004.
- [2] Michael A. Dopita, Ralph S. Sutherland, *Astrophysics of the Diffuse Universe*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003.
- [3] David J. Griffiths, *Introduction to Quantum Mechanics*. Pearson, 2005.
- [4] David Emerson, *Interpreting Astronomical Spectra*. Wiley & Sons, 1996.
- [5] Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie, *Introduction to Modern Astrophysics*. Pearson, 2006
- [6] Jonathan Tennyson, *Astronomical Spectroscopy*. World Scientific, 2005.
- [7] Daniele Dallacasa, dispense del corso di *Processi di Radiazione e MHD*, 2015/2016.