

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Titolo dell'elaborato

Righe spettrali: formazione, shift, allargamento

Candidato:
Sara Brizzi

Relatore:
Daniele Dallacasa

Sessione I
Anno Accademico 2012-2013

Indice

Introduzione	2
1 L'equazione del trasporto radiativo	3
2 Righe spettrali	5
2.1 Numeri quantici	5
2.2 Spettri atomici e molecolari, regole di selezione	6
2.3 Transizioni BF, BB, FF	7
2.4 La riga a 21cm dell'idrogeno neutro	8
2.5 Lo spettro di altri elementi	9
3 Fenomeni che modificano le righe	11
3.1 Shift	12
3.2 Allargamento Doppler	13
3.3 Allargamento Intrinseco	14
3.4 Allargamento Collisionale o di Pressione	14
3.5 Effetto Zeeman	15
Bibliografia	17

Introduzione

Le righe spettrali sono oggetto di studio della Spettroscopia, che si propone, mediante l'analisi dei grafici di flusso in funzione della lunghezza d'onda, o della frequenza, di trovare le caratteristiche fisiche degli oggetti che l'hanno generate. Tra queste in particolare la temperatura, le abbondanze chimiche, la velocità, la gravità, la distanza, il tipo spettrale. Molti corpi astronomici sono così lontani che l'analisi del loro spettro è l'unico modo per studiarli. Le stelle binarie ad esempio sono state scoperte mediante l'oscuramento periodico del loro spettro.

Le righe possono essere di assorbimento o di emissione e sono causate dalle transizioni tra i livelli energetici a seguito di assorbimento o emissione di un fotone, corrispondenti ad una variazione di energia del sistema stesso, in particolare di energia elettronica per gli atomi e di energia elettronica, rotazionale, vibrazionale nelle molecole, e quindi dipendono dall'interazione tra la materia e la radiazione.

Il primo capitolo tratta la definizione di assorbimento ed emissione nei mezzi stellari e l'equazione del trasporto radiativo che regola i processi astrofisici. Il secondo capitolo descrive la formazione delle righe, i tipi e le regole di selezione, approfondendo alcune righe più note e/o più frequenti, quali la riga 21cm dell'idrogeno, infine l'ultimo approfondisce lo spostamento, l'allargamento ed i meccanismi che modificano il profilo delle transizioni.

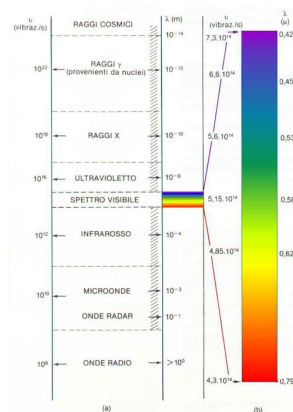


Figura 1: spettro della radiazione elettromagnetica

Capitolo 1

L'equazione del trasporto radiativo

La radiazione che si propaga in un mezzo esteso è soggetta a continui processi di assorbimento ed emissione che ne modificano intensità e distribuzione spettrale. Tali fenomeni sono regolati dall'equazione del trasporto radiativo: risolvendola è possibile mettere in relazione le proprietà osservate con le proprietà intrinseche del mezzo che emette tale radiazione.

Prima di arrivare sulla Terra o di essere captati dai nostri strumenti, i fotoni possono interagire con la materia ed essere deviati in altre direzioni e/o frequenze, assorbiti e ri-emessi o provenire da più sorgenti.

$$dE_\nu = d\nu dt d\omega dV \varepsilon_\nu = d\nu d\omega dV dt \rho j_\nu \quad (1.1)$$

In queste formule $d\omega$ rappresenta l'unità di angolo solido, dV l'unità di volume, ε_ν il coefficiente di emissione per unità di volume e j_ν il coefficiente di emissione per unità di massa. Stiamo lavorando su fasci di radiazione monocromatica ad una definita frequenza ν .

$$\frac{dE}{dt d\omega d\sigma \cos\theta} = I_\nu d\nu \quad (1.2)$$

Nella quale θ rappresenta l'angolo tra la linea di vista e la normale alla superficie, ed I_ν si definisce Intensità Specifica.

Nel passaggio attraverso un mezzo il raggio può essere attenuato dall'interazione con il materiale, quindi, lungo una certa linea di vista, i fotoni che riceviamo sono una frazione di quelli emessi.

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu ds \quad (1.3)$$

I_ν rappresenta l'intensità di radiazione ad una determinata frequenza, ds è lo spessore infinitesimo del mezzo e κ_ν è il coefficiente di assorbimento, cioè la parte di energia persa lungo la direzione del fascio.

L'equazione basilare che governa l'assorbimento e l'emissione di un corpo si ottiene considerando, ad esempio semplificativo, una distribuzione cilindrica di gas di sezione

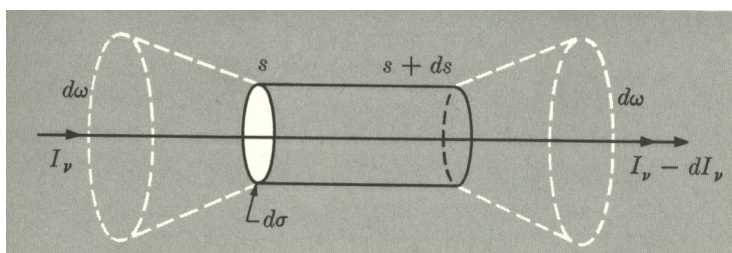


Figura 1.1: Distribuzione del gas

$d\sigma$ e lunghezza ds , contenuta in un angolo solido $d\omega$, attraversato parallelamente al suo asse da radiazione, come mostrato in Figura 1.1

Trattando il problema per unità di volume e frequenza e nel limite in cui consideriamo stratificazioni infinitesime di gas, cioè $ds \rightarrow 0$, la variazione di energia è :

$$\Delta E = \frac{[I(s + ds) - I(s)]dsd\omega dt d\sigma}{ds} \quad (1.4)$$

nata dalla composizione della radiazione emessa nella direzione s , e assorbita, in $d\omega dt d\nu$, corrispondenti alle equazioni 1.1 e 1.3.

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu \quad (1.5)$$

Volendo osservare il problema non da una qualsiasi linea di vista ma mediante lo spessore reale dz , pari a $\frac{ds}{\cos\theta}$, e tenendo conto anche dell'opacità dovuta al continuo (ε_c, κ_c) si ottiene una nuova equazione, l'equazione del trasporto radiativo in funzione della profondità ottica $\tau_\nu(z) = \int_{z_1}^{z_2} \kappa_\nu dz$:

$$\cos\theta \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu \quad (1.6)$$

Il problema fondamentale della formazione delle righe spettrali risiede nello specificare il valore di S_ν , detta Funzione Sorgente, data dal rapporto del coefficiente di emissione e di assorbimento. Ciò può essere conseguito con un'analisi dettagliata dei processi microscopici che avvengono nel mezzo. Nel caso più semplice, in condizioni di validità di equilibrio termodinamico, vale la legge di Kirchhoff $\varepsilon_\nu = \kappa_\nu B(\nu, T)$, dove $B(\nu, T)$ è la nota funzione di Planck. La funzione sorgente rappresenta la distribuzione dei fotoni all'interno del corpo nero.

$$\frac{dI(\nu)}{ds} = -\kappa_\nu I(\nu) + \kappa_\nu B(\nu, T) \quad (1.7)$$

Capitolo 2

Righe spettrali

Secondo il modello atomico di Bohr, gli elettroni di un atomo neutro si trovano in orbite stazionarie ed in queste si muovono classicamente senza emettere. L'emissione (o l'assorbimento) si verifica quando gli elettroni transitano da un'orbita all'altra. Ogni orbita corrisponde ad un determinato valore di energia, il complesso forma uno spettro discreto di livelli energetici, che vengono identificati mediante i numeri quantici. Per lo studio delle righe è fondamentale avere una buona conoscenza della valenza delle varie specie atomiche, poichè sono gli elettroni di valenza a compiere le transizioni.

2.1 Numeri quantici

Ad ogni livello energetico sono associati dei numeri che ne identificano particolari caratteristiche fisiche.

Il numero quantico principale, n , può assumere solo valori positivi e caratterizza l'energia del livello:

$$E = 13.6 \times Z^2 \times \frac{1}{n^2} \quad (2.1)$$

Il numero quantico azimutale, l , assume valori positivi fino a $n-1$, e identifica la forma dell'orbitale, il momento angolare orbitale e l'eccentricità. Assume valori compresi tra $-l$ e $+l$ il numero quantico magnetico m , che rappresenta l'orientazione spaziale in presenza di campo magnetico del livello. Una trattazione più particolare va fatta per l'ultimo numero quantico, m_s , numero quantico di spin, che per l'elettrone assume valori di $\pm 1/2$ e ne indica il senso di rotazione attorno al suo asse. Esso è associato al momento magnetico intrinseco, detto semplicemente spin, grandezza appartenente unicamente alla Meccanica Quantistica e senza corrispettivo classico, ed assume valori compresi tra $-s$ ed s a salti di una unità intera.

2.2 Spettri atomici e molecolari, regole di selezione

Ad un dato valore di n c'è una piccolissima differenza di energia per i livelli con differenti numeri quantici azimutali e magnetici, questo non è vero per l'atomo di idrogeno, che ha alta degenerazione energetica dovuta alla struttura iperfine. Con l'aumentare della distanza dal nucleo tali differenze diventano meno rilevanti. I livelli energetici atomici sono quelli descritti dalla Meccanica Quantistica. Le transizioni permesse sono quelle in cui la differenza dei numeri quantici principali e secondari dei livelli interessati è non nulla:

$$\Delta n \neq 0 \quad (2.2)$$

$$\Delta l = \pm 1 \quad (2.3)$$

L'intensità di una riga di emissione per una transizione dal livello n eccitato a m è data da $W^{nm}h\nu_{nm}$, dove $h\nu$ è l'energia del fotone emesso nella transizione, e $W^{nm} = N_n A^{nm}$ in cui N_n è la popolazione dello stato di partenza e A^{nm} è il coefficiente di Einstein di emissione spontanea.

La probabilità di avere una transizione in assorbimento è proporzionale a quella di emissione, la formula che esprime tale dipendenza, mediante l'utilizzo dei *Coefficienti di Einstein*, è :

$$B^{mn} = \frac{g_n}{g_m} B^{nm} = \frac{c^3}{8\pi h \nu_{nm}^3} \frac{g_n}{g_m} A^{nm} \quad (2.4)$$

Dove B^{mn} è il coefficiente di fotoassorbimento, g_n, g_m sono i pesi statistici dei livelli, h è la costante di Planck e c è la velocità della luce.

Le molecole hanno una struttura tridimensionale capace di oscillare ruotare o vibrare attorno alle posizioni di equilibrio, il che consente loro di poter formare righe spettrali non solo mediante transizioni elettroniche ma anche atomiche. I livelli rotazionali giacciono lungo quelli vibrazionali. Nell'approssimazione del dipolo sono consentite solo quelle transizioni in cui :

$$\Delta L = 0, \pm 1 \quad (2.5)$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (2.6)$$

$$\Delta S = 0 \quad (2.7)$$

L è il momento angolare orbitale, **S** è il momento intrinseco (lo spin), e **J** è il momento angolare totale. Sono state osservate tuttavia righe che violano tali regole di selezione, poichè una transizione può essere proibita nell'approssimazione di dipolo ma essere consentita nell'approssimazione di quadrupolo o di dipolo magnetico.

Nell'approssimazione di quadrupolo elettrico sono consentite transizioni per cui :

$$\Delta l = 0, \pm 2 \quad (2.8)$$

$$\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (2.9)$$

$$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (2.10)$$

$$\Delta S = 0 \quad (2.11)$$

$$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (2.12)$$

Lo spin dell'elettrone e del nucleo producono un dipolo, il dipolo magnetico invece si riferisce alla struttura iperfine e alle relative transizioni. Tali transizioni non sono proibite ma fortemente improbabili: le collisioni fra gli atomi fanno spostare gli elettroni in modo che questi facciano transizioni comuni. Per il dipolo magnetico le transizioni consentite sono quelle in cui:

$$\Delta n = \Delta l = \Delta L = \Delta S = 0 \quad (2.13)$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (2.14)$$

$$\Delta m = 0, \pm 1 \quad (2.15)$$

2.3 Transizioni BF, BB, FF

Le transizioni affrontate finora avvenivano tra livelli specifici degli atomi o delle molecole, e si definivano Bound-Bound. Ogni atomo ha un'energia massima, chiamata limite di ionizzazione, superata la quale l'elettrone può essere sottratto all'atomo (o alla molecola). Queste transizioni sono anche chiamate Bound-Free poichè l'elettrone parte da un livello energetico legato all'atomo raggiungendo un livello libero dalla sua attrazione. Similmente quelle in cui l'elettrone è libero sia prima che dopo la transizione si chiamano Free-Free.

Notazione alquanto usata per indicare il grado di ionizzazione è quella dei numeri Romani dopo il simbolo chimico. Il valore del numero romano è uno di più rispetto al grado effettivo di ionizzazione. Le caratteristiche spettrali risultanti dalla ionizzazione e dalla ricombinazione sono osservabili nello spettro dal radio all'ultravioletto e anche nella banda X. Dal momento che oltre il limite di ionizzazione l'energia assume valori continui e non discreti, più che una singola riga si osserva una banda. Sono di particolare interesse quelle relative al livello fondamentale dell'atomo.

Esaminando l'emissione di un gas di idrogeno scaldato, si possono osservare delle serie rispondenti alla formula generale seguente:

$$\nu_{m,n} = cR\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (2.16)$$

Con $m = 1, 2, 3, \dots$ ed $n = m + 1, m + 2, \dots$ e R è la costante di Rydberg e vale $109677.576 \text{ cm}^{-1}$.

Per $m = 1$ si ottiene la serie di Lyman nell'ultravioletto, al crescere del valore di m si trovano rispettivamente le serie di Balmer nel visibile, di Paschen nell'infrarosso, di Brackett, di Pfund.

La serie di Balmer è molto utile in Astronomia, data l'abbondanza dell'elemento idrogeno, si trova in assorbimento nelle stelle e con maggiore intensità quando la temperatura superficiale è di circa $10000K$; si trova in emissione nelle nebulose planetarie, nello spettro degli AGN e nelle regioni HII.

2.4 La riga a 21cm dell'idrogeno neutro

Nel sistema di riferimento dell'elettone nell'atomo di idrogeno, esso vede il protone girargli attorno e creare un campo magnetico; un ulteriore campo è quello generato dal dipolo magnetico del protone, molto debole rispetto a quello orbitale, che può essere studiato come un effetto di debole perturbazione della struttura fine dell'idrogeno.

Se il protone e l'elettone hanno spin paralleli l'energia è leggermente superiore alla disposizione in cui gli spin sono invece antiparalleli. Il livello fondamentale viene diviso quindi in due sottolivelli, la differenza di energia tra i due stati ottenuti è pari a $5.88 \times 10^{-6}eV$ corrispondente all'emissione di un fotone di frequenza $\nu = 1420MHz$ ossia ad una lunghezza d'onda di $21cm$.

Tale emissione avviene per ogni atomo mediamente ogni 10^7 anni, quindi è altamente improbabile osservarla in laboratorio, ma non nel mezzo interstellare dove la densità di idrogeno neutro è molto alta, esso inoltre contribuisce alla formazione stellare.

L'importanza astrofisica di questa riga risiede nel fatto che essa può attraversare le polveri interstellari, opache al visibile, consentendo di esplorare regioni esterne al nostro sistema solare, in cui l'idrogeno è il componente più abbondante. Nel 1952 fu possibile tracciare le prime mappe della distribuzione di idrogeno neutro della galassia rivelandone la struttura a spirale e la sua curva di rotazione, scoprendo così l'esistenza della materia oscura. Essendo il mezzo interstellare abbastanza trasparente a tale riga, essa è la più indicata per individuare segnali radio provenienti da forme di vita extraterrestri, così come per l'invio di segnali verso di loro, tale tecnica è usata nel progetto SETI. Mediante l'analisi dello shift Doppler consente di ricavare informazioni sulla velocità delle nubi e la dinamica delle interazioni delle galassie.

All'equilibrio termico locale (LTE), i processi collisionali sono più probabili di quelli radiativi, le variazioni di energia avvengono principalmente a causa di urti con altre particelle di idrogeno neutro o idrogeno atomico e le interazioni con il campo elettromagnetico diventano trascurabili. In tali condizioni $\frac{3}{4}$ del numero totale di atomi di HI sono nel livello eccitato. Si definisce *Densità di colonna* N_{HI} il prodotto tra lo spessore della nube di idrogeno l e N_{HI} numero totale di atomi lungo la linea di vista; sapendo che l'emissività radiativa di questa transizione, cioè l'energia emessa radiativamente (mediante interazione con il campo) per diseccitazione è pari a $1.6 \times 10^{-33}N_{HI}$,

se la nube fosse otticamente sottile saremmo in grado di calcolarne la *Temperatura di Brillanza*

$$T_{BHI} = 2.6 \times 10^{-15} \mathbf{N}_{HI} \quad (2.17)$$

che esprime l'intensità della riga. Se la nube fosse otticamente spessa la temperatura di brillanza diventerebbe:

$$T_{BHI} = T_{exc}(1 - e^{-\tau_{HI}}) \approx T_{exc} \times \tau_{HI} \quad (2.18)$$

dove T_{exc} è la temperatura di eccitazione e τ_{HI} è l'opacità della nube. La riga può subire allargamento dovuto a moti termici delle particelle, moti turbolenti o su grande scala, dovuti al moto della galassia stessa.

2.5 Lo spettro di altri elementi

Sebbene il più vicino e luminoso, il nostro Sole è solo una delle tante stelle che brillano nell'Universo, le quali, talvolta, sono così distanti da noi, che l'unico modo per poterle studiare le caratteristiche fisiche e l'emissione è studiare le proprietà della nostra stella, quali massa, abbondanze chimiche, distribuzione di densità e temperatura. Poiché parte dello spettro dovuto alle alte temperature si trova a lunghezze d'onda inferiori al visibile, lo studio non è potuto cominciare senza l'avvento della ricerca spaziale.

L'assorbimento della molecola di cianuro (CN) è stato osservato in molte stelle, diverse righe sono state trovate mostrando che il cianuro è presente nei bassi livelli rotazionali con numeri quantici rotazionali pari a $j = 0, 1, 2$. Dal rapporto delle popolazioni dei livelli siamo in grado di calcolare la temperatura di eccitazione T_{exc} per le transizioni che coinvolgono i valori di j sopraindicati. Questa diretta misura della temperatura della radiazione cosmica di fondo ha fornito il valore di $2.76 \pm 0.01K$.

L'elio è il secondo elemento più abbondante dopo l'idrogeno, ed insieme ad esso costituisce più di un quarto del peso totale della materia atomica nell'Universo. Le linee di emissione dell'elio ionizzato sono state osservate tra la serie delle righe di ricombinazione nelle nebulose, provenienti dalle regioni vicine alla stella centrale in condizioni tali da consentire ai fotoni ultravioletti la ionizzazione dell'elio. Le principali righe si hanno a lunghezze d'onda di 4471, 5875, 6678Å. La seconda di queste risiede nel giallo e viene assorbita nel Sole, questo consentì nel 1868 a Sir James Lockyer di postulare l'esistenza di un nuovo elemento, l'elio per l'appunto. Come per l'idrogeno, le transizioni che coinvolgono il livello fondamentale risiedono nell'ultravioletto. Per esempio la transizione $1s^2 - 1s2p$ si trova a $\lambda = 584\text{Å}$, ed è conosciuta come la *Linea di risonanza dell' He I*, la linea più lunga tra quelle che coinvolgono lo stato fondamentale di un atomo.

Dopo lo spettro degli atomi idrogenoidi, gli spettri più semplici risultano quelli dei metalli alcalini, della prima colonna della tavola periodica, insieme alle loro sequenze

isoelettroniche. Tali atomi e ioni sono caratterizzati dalla presenza di un unico elettrone di valenza.

Il sodio ha $Z = 11$ e configurazione $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Le transizioni dominanti sono quelle in cui $\Delta l = \pm 1$. La linea di risonanza del sodio neutro è prominente in assorbimento nello spettro solare ed è splittata in un doppietto. Altre transizioni del sodio, sono utili per lo studio delle atmosfere delle stelle fredde.

Esempio altrettanto importante è il doppietto del Calcio, $3968.47, 3933.66\text{\AA}$, osservabile nello spettro solare, in grado di fornire dettagliate informazioni sulla distribuzione verticale di Ca^+ nella cromosfera.

Di seguito è riportata una tabella delle righe maggiormente note in assorbimento ed emissione.

Tabella 2.1: le righe più note di emissione ed assorbimento

Emissione		Assorbimento	
Elemento	λ	Elemento	λ
OII	3727.3	H ζ	3798.6
NeIII	3868.7	He	3835.6
H δ	4101.7	H ϵ	3889.0
H γ	4340.5	Ca K	3933.7
H β	4861.3	Ca K	3968.5
OIII	4958.9	H δ	4101.7
OIII	5006.8	Ca I	4226.7
HeI	5875.6	Ca G	4304.4
NII	6548.1	H γ	4340.5
H α	6562.8	Fe	4383.6
NII	6583.6	H β	4861.3
SII	6717.0	MgI	5175.4
SII	6731.3	Ca+Fe	5269.0
		Na	5892.5

Capitolo 3

Fenomeni che modificano le righe

All'aumentare del numero quantico principale, in accordo con la teoria postulata da Bohr sulla struttura dei livelli energetici, aumenta la distanza dell'orbitale dal nucleo. Per valori di n abbastanza alti si potevano osservare negli spettri alcune stranezze, quali per esempio lo spostamento delle righe spettrali e allargamenti. Ogni riga si presenta con un *core*, la regione di massimo assorbimento, o emissione, e le *ali*, le regioni adiacenti. Per misurare la larghezza del profilo della riga si usa la larghezza equivalente W , l'area che la transizione ha sottratto al profilo del continuo, più è larga maggiore è il numero degli atomi coinvolti.

$$W = \int \frac{I_c - I_\lambda}{I_\lambda} d\lambda \quad (3.1)$$

I_c e I_λ sono, rispettivamente, le intensità del continuo di fondo e della riga di lunghezza definita λ . Una misura assoluta dell'intensità totale di una riga spettrale emessa da uno strato di gas sottile risiede principalmente nella misura della densità di atomi o ioni nel livello superiore integrata lungo la linea di vista. Il numero di atomi che si trovano ad uno stato eccitato si possono ricavare mediante la formula di Boltzmann:

$$\frac{N_a}{N_b} = \frac{g_b}{g_a} e^{\frac{-(E_b - E_a)}{kT}} \quad (3.2)$$

per un livello eccitato b di peso statistico $g_b = 2b^2$ ed energia $E_b = \frac{-13.6Z^2}{b^2}$ per gli atomi idrogenoidi. Per la ionizzazione si utilizza la formula di Saha:

$$\log\left(\frac{N_{j+1}}{N_j}\right) = -0.176 - \log(P_e) + \log\left(\frac{U_{j+1}}{U_j}\right) + 2.5\log T - \frac{5040\chi_{ion}}{T} \quad (3.3)$$

Nella quale P_e è la Pressione Elettronica, U è la Funzione di Partizione e χ_{ion} è il potenziale di eccitazione, ossia la differenza tra le energie dei livelli.

3.1 Shift

Per quanto riguarda lo spostamento delle righe, Fermi osservò che esso aumentava valori alti del numero quantico principale, all'aumentare di n lo spostamento della riga sembrava convergere verso un valore approssimativamente proporzionale al valore della pressione. L'ampiezza dello spostamento delle righe del sodio e del potassio sembrava essere di uguale grandezza, e la direzione dello spostamento (verso il blu o il rosso) era associata alla direzione di espansione del gas (blueshift se in avvicinamento alla posizione relativa dell'osservatore, redshift il contrario).

In ambito astrofisico si osserva arrossamento degli spettri delle galassie ellittiche dovuto alla presenza di poche stelle giovani. Anche la polvere interstellare fa effetto di arrossamento degli spettri, ed è collegato ad un'altra grandezza astrofisica chiamata *redshift*, ottenuta dall'osservazione diretta nello spettro dello spostamento di alcune righe note:

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_v}{\lambda_v} \quad (3.4)$$

Valori positivi di z corrispondono ad un aumento di lunghezze d'onda e all'allontanamento della sorgente dello spettro; ma questa definizione è tuttavia un pò restrittiva, poichè esistono vari tipi di redshift dovuti a cause diverse e quello che effettivamente viene misurato negli spettri è l'unione complessiva di essi.

Esistono infatti il Redshift Doppler, di cui trattato sopra, il Redshift Cosmologico, dovuto all'allargarsi dello spazio stesso, per il quale la lunghezza d'onda tra l'emissione e la ricezione viene ingrandita di un fattore pari all'aumento dello spazio che ha dovuto percorrere, il Redshift Gravitazionale, rilevabile nei Quasars, che provoca uno spostamento di lunghezze d'onda di particelle sotto l'azione di un campo gravitazionale. Nella Figura 3.1 è riportato come esempio lo spettro di una galassia con le righe spostate.

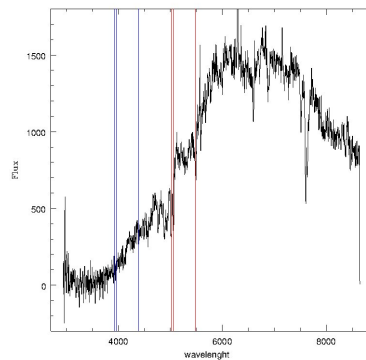


Figura 3.1: Spettro galattico in cui sono state messe in evidenza le righe del calcio a lunghezze d'onda normali (blu) e shiftate (rosso), insieme all' $H\beta$

3.2 Allargamento Doppler

L'allargamento delle righe dovuto ad Effetto Doppler nasce dallo spostamento di lunghezza d'onda (o frequenza) dovuto alla sorgente in moto, con una certa velocità, che a temperature maggiori aumenta. Uno dei problemi principali della teoria cinetica dei gas risiede nel determinare il numero di molecole con velocità compresa in un certo intervallo. In genere si considera come soluzione la distribuzione di Maxwell-Boltzmann. La distribuzione fornisce come risultato più probabile della velocità delle particelle di un gas:

$$u_0 = \sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad (3.5)$$

Nonostante l'Effetto Doppler sia un ostacolo alla migliore risoluzione del profilo della riga, fornisce una misura della temperatura, specialmente per gas a bassa pressione, che si può trovare nelle alte regioni dell'atmosfera: il gas emette una linea di cui possiamo osservare il profilo e determinare la larghezza $\Delta\lambda$, a questo punto dalla formula che segue si può ricavare la temperatura.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{2}{c} \sqrt{\frac{2kT \log 2}{M}} \quad (3.6)$$

In presenza di turbolenze e moti termici l'effetto aumenta e va introdotto sotto radice il termine quadratico della velocità di tale turbolenza. Questo effetto diventa importante nelle giganti e supergiganti rosse a basse temperature, dove ci si aspetterebbe di trovare righe sottili.

Esistono altri due metodi per misurare la temperatura delle alte atmosfere, il primo propone lo studio della variazione della velocità del suono in funzione della temperatura mediante l'esplosione di granate lanciate da un razzo a varie altezze definite sopra la Terra, l'arrivo delle onde sonore viene dunque cronometrato in vari punti da un array di sensori; questo esperimento produce un'immagine della struttura dei venti solari. Il secondo metodo prevede la misurazione della densità atmosferica mediante satelliti o simili e ricava la temperatura dalla sua dipendenza dalla densità.

Il problema fondamentale dello studio risiede nell'identificare in maniera assoluta la riga, l'elemento e la disposizione nello spettro. Fortunatamente le atmosfere planetarie non sono mai completamente buie, anche non considerando la luce delle stelle e di altre sorgenti extraterrestri, e forniscono alcune importanti linee, quali per esempio le due sopraccitate del sodio e quelle dell'ossigeno atomico $5577.345, 6300.308\text{\AA}$ nel verde e nel rosso che sono molto evidenti nelle aurore. Nelle alte atmosfere non ci sono contenimenti e il libero cammino medio delle particelle è assai elevato, questo consente di avere un profilo abbastanza netto delle righe e quindi una soddisfacente base per le misure dell'allargamento Doppler.

3.3 Allargamento Intrinseco

Questo tipo di allargamento deriva dal principio di indeterminazione di Heisenberg

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar \quad (3.7)$$

e nasce dalla finitezza del tempo di vita dello stato. Dunque per un valore di Δt piccolo si avrà una incertezza grande sull'energia, mentre uno stato con una lunga vita avrà un valore di energia precisamente definito. Il livello di permanenza nel livello è inversamente proporzionale al Coefficiente di Einstein di emissione spontanea. Per gli scopi astrofisici è utile passare matematicamente dall'energia alla frequenza (e quindi alla lunghezza d'onda). L'entità dell'allargamento vale:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{\pi c \Delta t_0} \quad (3.8)$$

nella quale Δt_0 è il tempo di attesa affinché una transizione avvenga. Generalmente il tempo di vita degli stati superiori in una transizione è molto più breve di quelli inferiori.

3.4 Allargamento Collisionale o di Pressione

Gli orbitali di un atomo possono esser perturbati dalle collisioni con altri atomi o ioni. La formula dell'allargamento, in cui compare il libero cammino medio l_{mfp} , è la seguente:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{\pi c l_{mfp}} \sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad (3.9)$$

L'allargamento collisionale ed intrinseco agiscono sulle ali del profilo ed il loro effetto complessivo è spesso indicato con il termine di Damping Profile (profilo di smorzamento) poichè le oscillazioni del moto armonico sono smorzate dalla perdita di energia. Questo tipo di allargamento risulta dall'effetto statistico di un certo numero di perturbazioni dovute a campi elettrici di atomi o ioni. Per studiare ciò sarà utile considerare infinito il tempo di vita dello stato e studiare semplicemente l'influenza delle singole perturbazioni collisionali per un'onda monocromatica. Se, infatti, tali perturbazioni producono un allargamento piccolo se comparato a quello naturale, possono essere ignorate. Supponiamo di poter considerare l'atomo che irradia stazionario, in caso contrario sarebbe da considerare anche l'effetto di un allargamento Doppler. Se l'atomo subisce un urto mentre sta irradando, la fase della radiazione viene alterata e l'informazione iniziale persa.

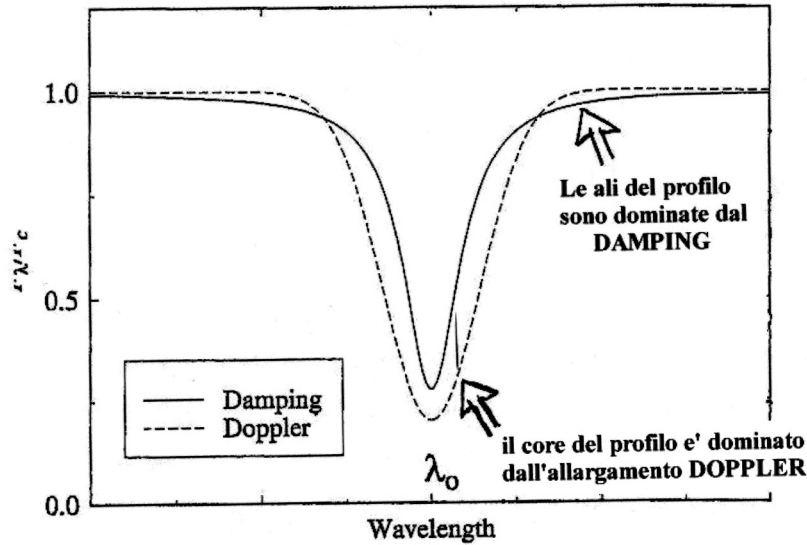


Figura 3.2: Profilo della riga allargato

3.5 Effetto Zeeman

Abbiamo osservato che alcuni elementi presentano una degenerazione energetica dei livelli, dovuta alla struttura stessa del modello atomico di Bohr, che può essere rimossa in presenza di campi magnetici esterni. In tali condizioni nello spettro si osserva una divisione della riga spettrale in due, tre o più parti. Questo fenomeno è chiamato Effetto Zeeman e si applica sia alle righe di emissione che a quelle di assorbimento. La degenerazione viene parzialmente rimossa (rimane la degenerazione del numero quantico secondario l), quindi un livello energetico n , che nel sistema imperturbato contiene n^2 stati degeneri, viene adesso suddiviso in $2n - 1$ stati distinti, quanti i possibili valori di m a fissato n . La separazione tra questi livelli è costante

$$\Delta = \frac{e\hbar}{2c\mu} B \tag{3.10}$$

e dipende dalla permeabilità magnetica e dal modulo di campo magnetico stesso. In questo contesto, tuttavia, il livello fondamentale che ha l ed m pari a 0 dovrebbe rimanere imperturbato e non dividersi. Inoltre ogni riga della serie di Lyman, Balmer, etc dovrebbe adesso essere risolta in un tripletto molto stretto di righe (la regola di selezione $\Delta m = 0, \pm 1$ non permette più di tre transizioni possibili a fissato m). Invece l'osservazione sperimentale sulle righe dimostra che anche il livello fondamentale viene diviso in due e che in generale ogni livello si divide in un numero pari di righe, contrariamente alle $2n - 1$ possibilità citate e con la triplicazione dei livelli, come mostrato in Figura 3.2. La soluzione risiede nella presenza di un momento magnetico

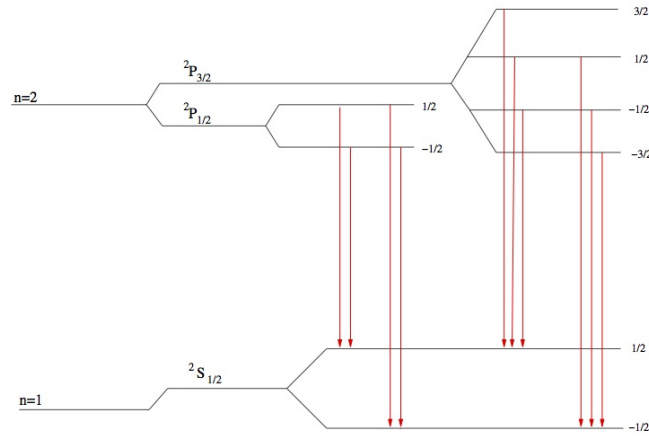


Figura 3.3: Divisione delle righe spettrali dovuta all'effetto Zeeman Anomalo

intrinseco delle particelle, proporzionale al loro spin e quindi il momento angolare totale J con il relativo numero quantico j :

$$|l - s| \leq j \leq l + s \quad (3.11)$$

con $|m_j| \leq j$. Adesso i livelli imperturbati si dividono in $2(2n - 1)$ livelli diversi e la correzione alla degenerazione espressa mediante la separazione dei livelli è:

$$\Delta\lambda = \frac{gB\lambda^2 e}{m_e 4\pi c^2} \quad (3.12)$$

in cui g è definito Fattore di Landé

$$g = 1 + \frac{j(j + 1) + s(s + 1) - l(l + 1)}{2j(j + 1)} \quad (3.13)$$

Un effetto simile, l'Effetto Stark, nasce in presenza di campi elettrici, ma ha relativamente poca importanza in Astrofisica in quanto la conducibilità elevata dei plasmi fa sì che le differenze di carica siano appianate molto velocemente.

Bibliografia

- [1] *Spectral Line Formation*, John T. Jefferies, Blaisdell Publishing Company, 1968
- [2] *Astronomical Spectroscopy*, Jonathan Tennyson, Imperial College Press, 2005
- [3] *Spettroscopia atomica e processi radiativi*, E.L.Degl'Innocenti, Springer, 2009
- [4] *Optical Astronomical Spectroscopy*, C.R.Kitchin, IOP Publishing, 1995
- [5] *The shift and shape of spectral lines*, R.G. Breene, Pergamon Press, 1961
- [6] *The Doppler Effect*, T.P.Gill, Academic Press, 1965
- [7] *Spectral line Broadening by plasmas*, H.R.Griem, 1974
- [8] *Atomic spectra and structure*, G.Herzberg, Dover Publications, 1944
- [9] *Molecular Emission Line Diagnostics in Astrophysical Environment*, A.Dalgarno, Symposium Series vol.8 The Analysis of Emission Lines, Cambridge University Press, 1995