

· UNIVERSITÀ DI PISA ·
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche
Anno Accademico
2007-2008

Tesi di Laurea Specialistica

**Leggi di scala per lo studio di
magnetosfere di pianeti extrasolari**

Relatore:
Prof. Steven N. Shore

Candidato:
Fabio Del Sordo

*A Giovanni e Flavio,
sempre con me in questo lungo viaggio*

Indice

Introduzione	vii
1 Interazione fra vento solare e pianeti	1
1.1 Il vento solare	1
1.1.1 Tipi di interazione del vento solare con corpi del sistema solare	3
1.2 Onde di shock	4
1.2.1 Shock in magnetoidrodinamica	5
1.2.2 Shock collisionali e non collisionali	7
1.3 Struttura generale dei venti stellari	8
1.3.1 Venti isotermi e soluzione di Parker	8
1.3.2 Venti di tipo solare	10
1.3.3 Rotatori magnetici e soluzione di Weber-Davis	11
1.4 La magnetopausa	13
2 La magnetosfera	17
2.1 Campo dipolare e fasce di Van Allen	17
2.2 Dinamica della magnetosfera	20
2.2.1 Struttura generale della magnetosfera	20
2.2.2 Riconnesione magnetica	22
2.3 Magnetosfere dei pianeti sistema solare	23
2.3.1 Magnetosfera di Giove	23
3 L'emissione di aurora	27
3.1 Atmosfere planetarie	27
3.1.1 Eccitazione e decadimento	29
3.2 Formazione di righe spettrali	30
3.2.1 Processi fotone - ione	30
3.2.2 Processi elettrone - ione	31
3.2.3 Interazioni ione - ione	32
3.2.4 Maser ciclotronico	33

3.3	Perché osservare nell'ultravioletto?	34
3.4	L'aurora terrestre	38
3.5	L'aurora sui pianeti del sistema solare	41
3.5.1	Giove	42
3.5.2	Saturno	47
3.5.3	Urano	48
3.5.4	Nettuno	49
3.5.5	Venere e Marte	50
4	Leggi scala	53
4.1	Generazione di campi magnetici	53
4.1.1	Leggi scala per il momento magnetico	54
4.2	Emissione radio da pianeti extrasolari	56
4.2.1	Emissione di ciclotrone da pianeti extrasolari	59
4.2.2	Leggi scala per la potenza emessa	62
4.3	Perdita di momento angolare stellare	64
4.3.1	Tempo di spin down	64
4.4	Stima del tempo di evaporazione	66
5	Emissioni extrasolari	69
5.1	Confronto tra sistema solare e sistemi extrasolari	69
5.1.1	Sistema solare	70
5.1.2	Emissione nell'ultravioletto da sistemi extrasolari	79
5.2	Emissione prevista da sistemi extrasolari	89
5.3	Importanza dell'emissione UV per lo sviluppo di attività biologica	98
6	Conclusioni	101
	Elenco delle tabelle	105
	Elenco delle figure	107
	Bibliografia	109

Introduzione

- "Ma perché?"
- "Mamma mia! ma perché?! è
'na regola, è 'a regola d'o gioco!"

*M. Troisi - "Non ci resta che
piangere"*

In questa tesi viene effettuato uno studio generale della dinamica delle magnetosfere planetarie. Viene esaminata la struttura della magnetosfera terrestre, la sua dinamica, le correnti ionosferiche e i fenomeni di emissione di aurora. Verrà quindi trattato il problema dell'interazione tra la magnetosfera e un vento stellare in generale, riferendosi non solo al caso terrestre ma anche ai diversi altri pianeti del sistema solare in generale. L'interazione tra il campo magnetico planetario ed il vento stellare dà vita ad una serie di fenomeni, quali assorbimento, ricombinazione e riconnessione magnetica, che consentono di ottenere informazioni sui plasmi che circondano un pianeta e popolano la sua magnetosfera grazie allo studio degli spettri tipici di emissione. Nel corso del lavoro prenderemo in esame i vari tipi di emissione aurorale provenienti dai pianeti del sistema solare. In particolare ci interesserà l'emissione dei pianeti giganti gassosi in quanto nostro interesse sarà quello di fornire indicazioni sulle emissioni provenienti da pianeti extrasolari, la maggior parte dei quali tra quelli scoperti sono pianeti di tipo gioviano. Vedremo che l'emissione gioviana è quella più interessante da studiare ai nostri obiettivi in quanto ha un'intensità superiore a quelle degli altri pianeti e presenta linee di emissione che invece sono molto più deboli negli spettri degli altri pianeti. Tramite lo studio di tali fenomeni si possono dedurre leggi scala sull'andamento delle peculiari emissioni magnetosferiche, in particolare grazie alle osservazioni nella zona radio dello spettro. Verranno illustrate delle leggi scala per i valori dei momenti magnetici planetari i quali risultano essere un fattore determinante nella determinazione dell'emissione aurorale. Vedremo che è quindi possibile ricavare una legge di scala per la potenza aurorale emessa, relazione che risulterà dipendente dalle caratteristiche del

vento stellare, dal momento magnetico planetario e dal raggio orbitale del pianeta in questione. L'analisi di queste relazioni consente la predizione di fenomeni magnetosferici su pianeti extrasolari e la predizione sulle eventuali possibili osservazioni. Verrà fatta un'analisi degli spettri di stelle di tipo solare che presentano sistemi planetari e in una precisa zona dello spettro andremo a paragonare l'emissione stellare con quella planetaria prevista. La predizione dell'emissione planetaria verrà effettuata proprio ipotizzando che i pianeti in questione presentino un'emissione di tipo gioviano e che quindi sia possibile scalare la potenza emessa utilizzando i parametri del sistema in questione. I pianeti extrasolari sono attualmente scoperti essenzialmente mediante il metodo della velocità radiale, che è un metodo di osservazione indiretto. L'osservazione di linee spettrali tipiche delle emissioni planetarie è invece un metodo diretto di osservazione. Un esempio è il metodo dell'osservazione del transito sul disco stellare: tale metodo però non ha nulla a che vedere con la presenza di un campo magnetico ma solo con l'esistenza di un'atmosfera planetaria. Il tipo di studio qui proposto invece consente di determinare la presenza di una magnetosfera su un pianeta extrasolare. Di conseguenza la possibilità di determinazione di una tale magnetosfera ci fornirà indicazioni del fatto che il campo magnetico planetario associato sarà molto intenso.

Lo studio dell'emissione nella parte ultravioletta dello spettro dà quindi informazioni sulla presenza e abbondanza di elementi nell'atmosfera consentendo, tra l'altro, di avanzare ipotesi sull'abitabilità di pianeti extrasolari. Ciò a cui saremo più interessati nel nostro lavoro è, comunque, lo studio delle emissioni ionosferiche in una determinata zona dello spettro ultravioletto e come queste emissioni possano essere usate per l'osservazione diretta di pianeti extrasolari.

Capitolo 1

Interazione fra vento solare e pianeti

*Threatened by shadows at night,
and exposed in the light,
shine on you crazy diamond!*

*Pink Floyd - "Shine on you
crazy diamond"*

1.1 Il vento solare

Il *vento solare* è un plasma in buona approssimazione non collisionale che consiste di protoni ed elettroni che si propagano dal Sole. Viene originato dal gas della *corona solare* che si espande in tutto il sistema solare e riempie lo spazio interplanetario. L'esistenza del vento stellare è stata scoperta piuttosto recentemente. Nel 1859 l'Astronomo Richard Carrington notò che un *flare* fu seguito, a distanza di circa mezza giornata, da un disturbo nel campo geomagnetico. Pressappoco nello stesso periodo furono osservati fenomeni di *aurora* e in generale perturbazioni al campo geomagnetico che vennero genericamente indicate con il nome di *tempeste magnetiche*. Successivamente Kristian Birkeland ipotizzò che tali fenomeni fossero dovuti ad un fascio di elettroni. L'esistenza di un plasma complessivamente neutro che riempisse all'incirca tutto lo spazio interplanetario fu stabilita negli anni 50 a seguito dell'osservazione della coda di ioni di alcune comete grazie al lavoro di Ludwig Biermann, Sydney Chapman ed Eugene Parker[1].

Alla distanza dal Sole di una Unità Astronomica (UA), corrispondente a $1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}$, ossia il raggio medio dell'orbita terrestre, il vento Solare ha una densità numerica di 5 cm^{-3} [8], una velocità di $400 - 800 \text{ km/s}$ [8], una temperatura protonica di circa $3 \cdot 10^5 \text{ K}$ [8] e una temperatura elettronica di circa $3 \cdot 10^5 \text{ K}$ [8]. La velocità del suono nel vento solare è di circa 39 km/s

[1], la *velocità di Alfvén* è di circa 50 km/s [1] e quindi il vento solare risulta essere *supersonico* e *super-alfvenico*. Ciò significa che il vento solare ha una velocità collettiva più elevata di quelle velocità con cui, al suo interno, si propagano le perturbazioni di pressione e quelle magnetiche, ossia la velocità del suono e la velocità di Alfvén.

Il campo magnetico interplanetario è trasportato nel sistema solare proprio dal vento solare e i pianeti e gli altri corpi che popolano il sistema solare agiscono come ostacoli al fluire del vento solare. La natura di questa interazione dipende dalle caratteristiche dei corpi investiti, pianeti, satelliti o corpi minori che essi siano.

Ad esempio la Terra, con il suo campo magnetico, genera una cavità all'interno del vento solare che prende il nome di *magnetosfera*.

Il campo magnetico terrestre in prima approssimazione può essere considerato dipolare, anche se nella *coda magnetica*, la zona a valle del flusso del vento solare rispetto alla Terra, le linee di campo risultano molto allungate a causa del flusso del vento stellare, che tra l'altro fa sì che si generino delle *correnti elettriche* in tale zona. tali correnti, in un meccanismo a feedback, fanno sì che la struttura della coda magnetica rimanga tale. Ci sono correnti elettriche anche nella zona più esterna della magnetosfera, la *magnetopausa*, su cui il vento solare esercita una forza a causa del fatto che il campo magnetico terrestre impedisce a protoni ed elettroni di penetrare nella magnetosfera.

Essendo il moto del vento solare supersonico si viene a formare un'onda d'urto permanente nel momento in cui questo incontra la magnetosfera, il cosiddetto *bow shock*, letteralmente *shock di prua*, a valle del quale il plasma diventa più lento e caldo ed in grado di girare attorno all'ostacolo che si trova davanti. La zona tra la magnetopausa e il bow shock funge da rivestimento della magnetosfera (*magnetosheath*).

Le caratteristiche che più influenzano l'interazione tra vento solare e corpi celesti sono la distanza eliocentrica r , la grandezza del corpo in questione, la presenza su questo di un' *atmosfera* e di una *ionosfera* e l'intensità dell'eventuale *campo magnetico intrinseco*. Posta costante la velocità di propagazione del vento solare, la sua densità e la sua *pressione dinamica* diminuiscono in media con il quadrato della distanza eliocentrica, ossia $n_e \propto \frac{1}{r^2}$ e ciò è chiaramente determinante per l'interazione del vento solare con qualunque oggetto. Per esempio su Giove, distante del Sole 5 Unità Astronomiche (UA) la pressione dinamica esercitata dal vento solare è circa il 4% di quella esercitata sulla Terra. Il campo magnetico intrinseco dei corpi celesti agisce come un ostacolo per il vento solare. Ciò accade perché nei plasmi spaziali con *numero di Reynolds* molto grande, il campo magnetico e il plasma tendono ad essere *congelati* tra di loro, ossia si può avere identificazione tra una particella e una linea di campo. Il numero di Reynolds non è altro che un rapporto tra i fattori che determinano un moto globale e

il termine viscoso, e precisamente è definito come

$$Re = \frac{UL}{\nu}$$

ossia la velocità tipica del flusso per una sua lunghezza tipica diviso il coefficiente di viscosità. Analogamente il numero di Reynolds magnetico è il rapporto tra termine relativo a convezione magnetica e termine di diffusione. Di conseguenza, quando due plasmi con tali caratteristiche vengono a contatto, come nel caso del vento solare e il plasma magnetosferico, non è facile che uno dei due riesca a penetrare nell'altro. L'intensità del campo magnetico è, quindi, un fattore da tenere in considerazione. Il *momento magnetico di dipolo* fornisce un buon metodo per quantificare l'intensità del campo intrinseco. Pianeti con un grande momento magnetico sono la Terra, Giove, Saturno, Urano e Nettuno, e in questo caso è il campo magnetico il maggiore ostacolo al flusso del vento solare. Anche nel caso di Mercurio il campo magnetico è un ostacolo al vento solare nonostante il suo momento magnetico di dipolo sia di diversi ordini di grandezza più piccolo di quello della Terra. Ancora diverso è il caso di pianeti come Venere e Marte che hanno un momento di dipolo ancora inferiore ma di valore non noto in modo certo.

1.1.1 Tipi di interazione del vento solare con corpi del sistema solare

Possiamo riconoscere quattro tipi diversi di interazione tra vento solare e corpi del sistema solare.

Tipo terrestre

È il tipo di interazione a cui si è già accennato e su cui si andrà più nel dettaglio. Il vento solare incontra sul suo cammino un pianeta dotato di campo magnetico intrinseco. Si viene a formare una magnetosfera a causa della difficoltà delle particelle del vento stellare a penetrare il suddetto campo magnetico. Si forma un bow shock attorno all'ostacolo magnetosferico e si verificano una serie di fenomeni tra cui *tempeste magnetiche* e *aurore polari*. Questo tipo di interazione riguarda anche i pianeti come Mercurio, Giove, Saturno, Urano e Nettuno, sebbene tante siano poi le differenze tra le dinamiche interne delle magnetosfere di ciascuno di tali pianeti.

Tipo lunare

È il tipo di interazione tra vento solare e corpi privi di atmosfera e campo magnetico, come appunto la Luna. Il vento solare si scontra direttamente con la superficie lunare venendo assorbito. Non c'è la formazione di un

bow shock a causa della mancanza di perturbazioni di pressione durante l'assorbimento del vento solare, dato che non avviene nessuna riflessione di particelle in grado di generare un aumento di pressione.

Corpi che presentano tale tipo di interazione sono asteroidi, nuclei cometari inattivi e corpi come Phobos, satellite di Marte.

Tipo venusiano

Venere è un pianeta con un campo magnetico intrinseco di bassissima intensità probabilmente a causa del suo movimento rotatorio molto lento. Tuttavia possiede un'atmosfera molto densa e una ionosfera popolata da plasmi che sono ottimi conduttori elettrici. Ciò agisce da ostacolo per il vento stellare sostanzialmente con un effetto diamagnetico e di conseguenza si crea lo shock di prua per consentire ad un plasma supermagnetosonico di diventare submagnetosonico e aggirare l'ostacolo.

Tale tipo di interazione riguarda, oltre Venere, principalmente anche Marte. Nel caso del satellite saturniano Titano invece sono da rilevare delle sostanziali differenze dovute al fatto che esso si trova nella magnetosfera di Saturno o nel flusso del vento solare a seconda della zona della sua orbita in cui si trova: esso orbita infatti a circa 10 raggi saturniani di distanza dal pianeta. Tuttavia si pensa essere di tipo venusiano sia la sua interazione con il vento solare che quella con il plasma magnetosferico saturniano [1].

Tipo cometario

Le comete hanno un campo magnetico intrinseco del tutto trascurabile e sono prive di atmosfera. L'interazione è quindi di tipo lunare. Tuttavia, essendo i nuclei cometari formati da ghiaccio e polvere, con l'avvicinarsi del corpo al sole vengono prodotti vapori e si forma un'atmosfera molto estesa a causa della scarsa forza di attrazione gravitazionale della cometa, corpo dal diametro tipico di qualche kilometro. Si forma quindi una ionosfera molto vicino al nucleo cometario a causa della fotoionizzazione degli elementi neutri della cometa, e quindi un debole bow shock.

1.2 Onde di shock

Uno *shock* è una discontinuità di una o più quantità fisiche in un fluido, ossia una variazione sostanziale di una caratteristica fisica del flusso del fluido che si manifesta su lunghezze scala piccole rispetto a quelle tipiche del fluido in questione. In un fluido un'onda non è nient'altro che la propagazione di una perturbazione della pressione avuta grazie a sollecitazione meccanica, ossia un'onda sonora: queste si propagano nel mezzo in cui viaggiano con la velocità del suono c_s . Il propagarsi dell'onda di pressione consente alle quantità fisiche di riaggiustare il proprio valore in relazione alla sollecitazione

subita e di avere variazioni continue dei valori delle grandezze fisiche. Un'onda di *shock* si può avere se abbiamo ad esempio una perturbazione che si muove ad una velocità superiore a quella del suono. In tal caso niente può avvisare il fluido della variazione in atto, in quanto la perturbazione si muove più velocemente dell'onda sonora e cioè dell'informazione del cambiamento di alcune grandezze fisiche. e allora si parla di shock. Ciò porta ad una discontinuità nelle grandezze fisiche, descritte dalle equazioni che esprimono le condizioni di *Rankine-Hugoniot*.

1.2.1 Shock in magnetoidrodinamica

Nel caso in cui siano presenti anche dei campi elettromagnetici le equazioni che entrano in gioco sono quelle della magnetoidrodinamica e nel caso di uno shock bisogna tener conto di nuove condizioni imposte dalla presenza di tale campo.

Nel caso del plasma interplanetario, essendo questo ionizzato, i campi magnetici vengono trasportati venendo a giocare un ruolo fondamentale per una serie di fenomeni tra cui gli shock. Sia il campo elettrico \mathbf{E} che il campo magnetico \mathbf{B} possono essere scomposti in una componente normale (E_n, B_n) ed una tangenziale (E_t, B_t) alla superficie di shock.

Dalla seconda equazione di Maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.1)$$

applicando il teorema di Gauss ad un piccolo volume contenente la superficie di shock otteniamo

$$[B_n]_{\Sigma} = 0, \quad (1.2)$$

valida per ogni discontinuità in magnetoidrodinamica.

Dalla legge di Faraday per una situazione stazionaria, $\nabla \times \mathbf{E} = 0$, applicando il teorema di Stokes su un percorso rettangolare allineato con la superficie di discontinuità, si ha

$$[E_t]_{\Sigma} = 0 \quad (1.3)$$

che, nel caso di plasma non collisionale e di regime magnetoidrodinamico, caso in cui vale

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B}$$

diventa

$$[v_n B_t - v_t B_n]_{\Sigma} = 0 \quad (1.4)$$

dove abbiamo usato \mathbf{v} per indicare la velocità del flusso con componenti v_t e v_n e c è la velocità della luce.

Riscrivendo in forma opportuna le equazioni della magnetoidrodinamica nel

caso stazionario si ha

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.5)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \mathbf{P} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} + \frac{B^2}{8\pi}) = 0 \quad (1.6)$$

$$\nabla \cdot [\mathbf{v}(\frac{\rho v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma+1}p) + \mathbf{S}] = 0 \quad (1.7)$$

Applicando quindi il teorema di Gauss alle 1.5, 1.6 e 1.7 otteniamo

$$[\rho v_n]_{\Sigma} = 0 \quad (1.8)$$

$$[\rho v_n^2 + P - \frac{\mathbf{B} B_n}{4\pi} + \frac{B^2}{8\pi} \hat{\mathbf{n}}]_{\Sigma} = 0 \quad (1.9)$$

$$\left[\rho v_n \left(\frac{v_n^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma+1} p \right) + S_n \right]_{\Sigma} = 0 \quad (1.10)$$

dove $\hat{\mathbf{n}}$ è il versore normale a Σ e S_n è la componente lungo $\hat{\mathbf{n}}$ del vettore di Poynting \mathbf{S} . Moltiplicando la 1.9 per $\hat{\mathbf{n}}$ e per $\hat{\mathbf{t}}$ si ottiene

$$[\rho v_n^2 + P + \frac{B_t^2}{8\pi}]_{\Sigma} = 0 \quad (1.11)$$

e

$$[\rho v_n v_t - \frac{B_n B_t}{4\pi}]_{\Sigma} = 0. \quad (1.12)$$

Utilizzando tali equazioni possiamo studiare vari casi di shock, tra cui

- shock paralleli ($B_n = 0, B_t \neq 0$)
- shock perpendicolari ($B_t = 0, B_n \neq 0$)
- shock obliqui ($B_n \neq 0, B_t \neq 0$).

La presenza di campi magnetici in un fluido fa sì che nasca un'altra grandezza tipica, e cioè la velocità di propagazione di una perturbazione magnetica in tale fluido: questa è detta *velocità di Alfvén* e corrisponde a

$$v_A = \frac{B}{2\sqrt{\pi\rho}} \quad (1.13)$$

Per il vento solare si ha $v_A \simeq 50 \text{ km/s}$ [1], inferiore al valore della velocità del suono, mentre per il plasma ionosferico $v_A \simeq 140 \text{ km/s}$ [1], molto più grande di 1.6 km/s , valore approssimativo della velocità del suono nella ionosfera [1]. Nel caso in cui la velocità di Alfvén sia maggiore di quella del suono e di quella di un eventuale shock, il campo magnetico riesce a trasportare l'informazione che è in corso uno shock. Questo fenomeno prende il nome di precursore magnetico proprio perché precede la formazione dello shock, e così facendo rende lo shock meno violento.

1.2.2 Shock collisionali e non collisionali

gli shock trasformano l'energia cinetica del fluido entrante in energia termica interna del fluido uscente e vi è un aumento dell'entropia. Ciò avviene grazie alle collisioni tra le particelle, atomi o molecole, del fluido considerato, ma può avvenire anche in assenza di collisioni. Di conseguenza lo spessore dell'onda d'urto deve essere tale da consentire a ciascuna particella di subire alcune collisioni in maniera tale da trasformare la propria energia cinetica ordinata, e cioè il moto di tutte le particelle lungo la stessa direzione, in energia cinetica interna, ossia in un moto disordinato.

Lo spessore dello shock sarà quindi dell'ordine del libero cammino medio λ delle particelle, che viene dato dalla relazione

$$\lambda n \sigma = 1 \quad (1.14)$$

dove n è la densità di bersagli e σ la sezione d'urto del processo che causa la diffusione delle particelle. Nell'atmosfera terrestre si ha $n \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma \approx \pi r_B^2$ con $r_B \approx 10^{-8} \text{ cm}$ il raggio di Bohr e $\lambda \approx 10^{-7} \text{ cm}$: questo valore consente di considerare infinitamente sottile la superficie in cui avviene lo shock [4]. I plasmi spaziali sono in genere non collisionali, ossia il libero cammino medio è molto grande, dell'ordine di 1 AU . Tuttavia shock vengono osservati anche in plasmi non collisionali, come il vento solare. L'ipotesi più attendibile è che una combinazione di campi elettrici e magnetici disordinati provochi una isotropizzazione dell'energia cinetica delle particelle consentendo la trasformazione di un moto ordinato in moto disordinato. Gli shock non collisionali sono quindi dovuti ad interazioni onda - particella. Lo spessore dello shock, in tal caso, deve essere confrontabile con il raggio di Larmor di un protone, ossia la distanza su cui il protone viene deflesso da un campo magnetico, ossia

$$\lambda \approx r_L = \frac{m v c}{e B}. \quad (1.15)$$

Nel vento solare, considerato un campo magnetico $B \approx 5 \cdot 10^{-5} G$ e una velocità protonica $v_p \approx 50 \text{ km/s}$ si ha [4]

$$r_L \approx 100 \text{ km} \quad (1.16)$$

che consente di considerare la superficie di shock infinitamente sottile viste le lunghezze scala in questione. Tuttavia dal punto di vista macroscopico le proprietà di uno shock non collisionale non differiscono da quelle di uno shock collisionale e quindi le relazioni di Rankine - Hugoniot rimangono valide (cfr. [1] e [13]).

Un esempio di shock non collisionale è quello che si viene a formare quando il vento solare entra in contatto con il campo geomagnetico, che prende

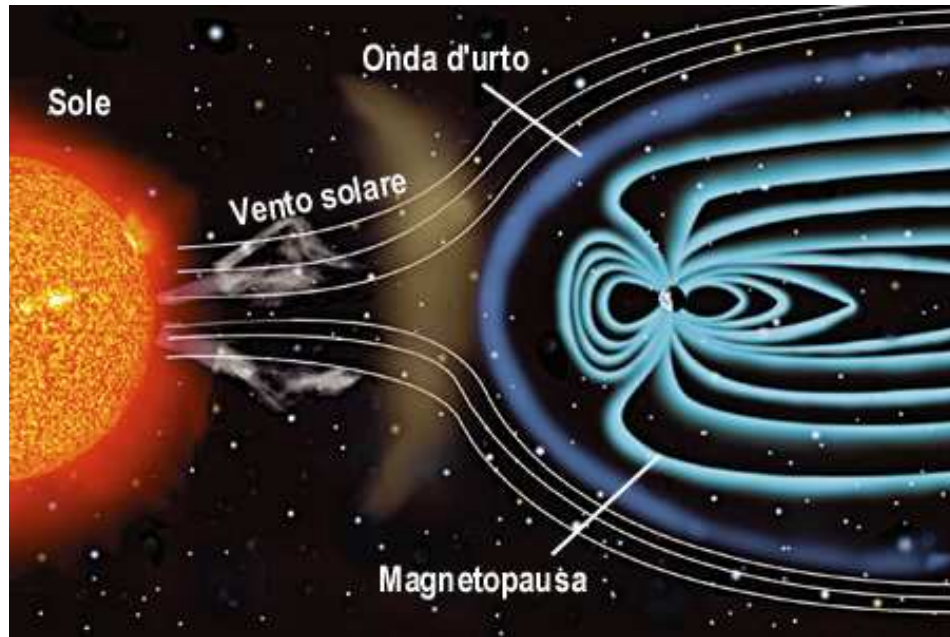


Figura 1.1: Struttura dello shock di prua [67]

il nome di shock di prua dalla. Tipicamente attraverso lo shock di prua la velocità diminuisce, da $u_{vs} \simeq 400 \text{ km/s}$ a $v \approx 100 \text{ km/s}$, mentre la temperatura aumenta da circa 10^5 K a circa $2 \cdot 10^6 \text{ K}$ e con essa anche la densità di un fattore di circa 3.6 [14]. Ciò è quanto accade nella zona subsolare in cui il numero di Mach sonico del vento solare è $M_{vs} \approx 6 - 8$ [1], valore che cambia con l'allontanarsi dal fronte più arcuato dello shock in quanto si riferisce alla componente della velocità perpendicolare alla superficie di shock: lo shock passa da quasi - parallelo, nella zona subsolare, a quasi-perpendicolare, nella zona dei fianchi della magnetosfera. Sebbene di dimensioni diverse a causa delle diverse grandezze in gioco si osserva un bow shock di forma pressoché uguale per tutti i pianeti del sistema solare, anche per quelli come Marte e Venere che come ostacolo al vento solare non pongono una magnetosfera ma solo la loro ionosfera [14].

1.3 Struttura generale dei venti stellari

1.3.1 Venti isotermi e soluzione di Parker

Andiamo a trattare il problema dell'esistenza di un vento stellare stazionario. Consideriamo che non ci siano altre forze fatta eccezione per quella gravitazionale, di potenziale Φ . In queste condizioni l'equazione di continuità nel

caso generale per il flusso di un fluido comprimibile è

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot \rho + \nabla \rho \mathbf{v} = 0 \quad (1.17)$$

L'equazione del moto è invece data da

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\nabla p - \rho \nabla \Phi \quad (1.18)$$

L'equazione dell'energia, considerando l'espansione come un fenomeno adiabatico, è data da

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \varepsilon + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} \left(E + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \Phi \right) = 0 \quad (1.19)$$

E' stata considerata solo la forza gravitazionale e si è assunto che il materiale si muova senza riscaldamento o raffreddamento sulla regione sorgente. Scegliendo quindi un'equazione di stato del tipo $p = c_s^2 \rho$ e considerando la velocità del suono come costante stiamo quindi considerando il problema di un vento isoterma. Possiamo ridurci al caso di un flusso con simmetria sferica e assumere che il campo gravitazionale sia quello di una sorgente puntiforme e quindi il problema diventa unidimensionale.

Assumendo un flusso stazionario, ossia indipendente dal tempo, si ottiene per il moto l'equazione

$$v \frac{dv}{dr} = \frac{c_s^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM}{r^2} \quad (1.20)$$

Possiamo quindi andare a vedere come sono fatte le soluzioni che permettono di avere all'infinito una velocità $v_\infty > 0$ riscrivendo l'equazione come

$$(v^2 - c_s^2) \frac{dv}{dr} = \frac{2c_s^2}{r} - \frac{GM}{r^2} \quad (1.21)$$

Nel punto critico in cui il coefficiente di pressione bilancia la forza gravitazionale, ossia

$$r = \frac{GM}{2c_s^2} \quad (1.22)$$

dovremo avere una delle due seguenti condizioni soddisfatte: l'annullamento del gradiente di velocità oppure una velocità del flusso uguale a quella del suono. La soluzione che ci interessa è quella per la quale si ha $v = c_s$ dato che l'altro caso corrisponde ad un flusso che non raggiunge mai una velocità supersonica e che anzi vede diminuire la velocità del flusso asintoticamente fino ad essere nulla: si tratta in questo caso di un'atmosfera estesa e non di un vento. La soluzione che passa dal punto sonico, detto *punto di Parker* dal nome dello scopritore di questa soluzione, è quindi unica e viene detta *soluzione di Parker*.

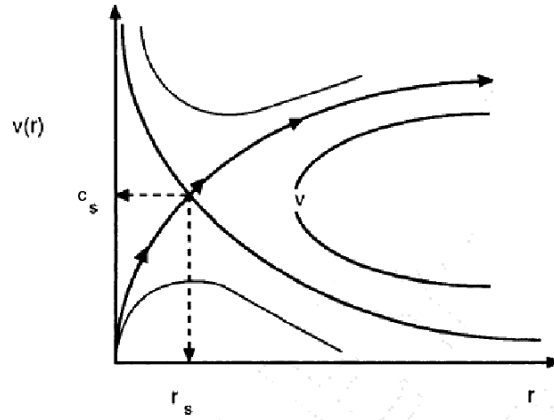


Figura 1.2: Campo di velocità per la soluzione di Parker. r_s è il valore della distanza radiale in cui si ha $v = c_s$, ossia il punto di Parker [3].

1.3.2 Venti di tipo solare

Il vento solare è generato principalmente dalla pressione del gas dovuta ad una alta temperatura dello stesso: la corona raggiunge una temperatura di circa $2 \cdot 10^6$ K negli strati più esterni dell'atmosfera solare [6]. Un vento di tale tipo è detto *vento coronale*. L'aumento di temperatura oltre la fotosfera è dovuta alla dissipazione di energia meccanica a causa della riconnessione del campo magnetico che si origina nella zona di convezione al di sotto della fotosfera [6]. Rispetto al modello di vento isoterma la differenza sta nella conduzione di calore dovuta al gradiente termico, che può essere espressa come

$$F_c = -\kappa_c \frac{dT}{dr} \quad (1.23)$$

in cui κ_c è il gradiente di conduzione termica, misurabile in $W\ cm^{-1}\ K^{-1}$ [6]. L'equazione del moto per questo tipo di vento è simile a quella del caso isoterma

$$(v^2 - c_s^2) \frac{dv}{dr} = \frac{2c_s^2}{r} - \frac{dc_s^2}{dr} - \frac{GM}{r^2} \quad (1.24)$$

La derivata della velocità del suono rispetto al raggio è presente proprio a causa della non isoterma prevista dal modello. Non importa considerare il flusso di calore, ciò che importa è che non essendo il vento isoterma allora la velocità del suono cambia in esso con la distanza dalla stella: c_s è infatti un rapporto di compressione, $c_s^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S$ ed è costante solo per un caso specifico di equazione di stato.

1.3.3 Rotatori magnetici e soluzione di Weber-Davis

Ai fini del problema studiato è indispensabile vedere cosa succede nel caso in cui sia presente un campo magnetico. In questo caso si ha, sostanzialmente, un flusso di energia proporzionale al flusso di Poynting $c\mathbf{E} \times \mathbf{B}/4\pi$ e, attraverso ciò si ha perdita di momento angolare da parte della stella che, su tempi scala lunghi, diminuisce la sua velocità di rotazione. L'assunzione che si fa sul plasma interplanetario è che sia perfettamente conduttivo, ossia si assume che l'accoppiamento dovuto alle collisioni permetta di avere la stessa distribuzione di velocità per tutte le specie. Inoltre si assume che il flusso sia stazionario, ossia che la perdita di massa da parte della stella sia costante.

Considerando le equazioni dell'elettrodinamica e quelle della magnetoidrodinamica possiamo scrivere l'equazione del moto assumendo la presenza di una corrente \mathbf{J} :

$$\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p - \rho \frac{GM}{r^2} + \frac{\mathbf{J}}{c} \times \mathbf{B} \quad (1.25)$$

Dalle equazioni

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (1.26)$$

e

$$E = -\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \quad (1.27)$$

si ha

$$\frac{\partial}{\partial r}(v_r B_\phi - v_\phi B_r) = 0 \Rightarrow r(v_r B_\phi - v_\phi B_r) = \text{costante} \quad (1.28)$$

da cui si deduce che il campo magnetico nella direzione azimutale è il risultato del trascinamento delle linee di campo nel flusso in uscita dovuto alla conservazione del momento angolare nel vento stellare. Ciò si può anche vedere considerando che, sempre dall'equazione dell'induzione, si può scrivere [3]

$$\mathbf{B} = \alpha \mathbf{v} \quad (1.29)$$

dove α è una funzione scalare: un \mathbf{B} siffatto risulta infatti essere soluzione di tale equazione. Consideriamo che, oltre una certa distanza r_{max} , si possa trascurare sia la forza gravitazionale della stella in questione che l'accelerazione verso l'esterno dovuta all'alta temperatura nella corona. In questo modo il flusso ha una velocità radiale costante v_∞ e una velocità tangenziale

$$v_\phi = \omega(r - r_{max}) \sin \theta$$

dove ω è la velocità di rotazione della stella. Poiché si ha $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ si ottengono delle equazioni differenziali per la funzione α che danno le curve caratteristiche

$$\frac{r}{r_{max}} - 1 - \ln\left(\frac{r}{r_{max}}\right) = \frac{v_\infty}{\omega r_{max}}(\phi - \phi_0) \quad (1.30)$$

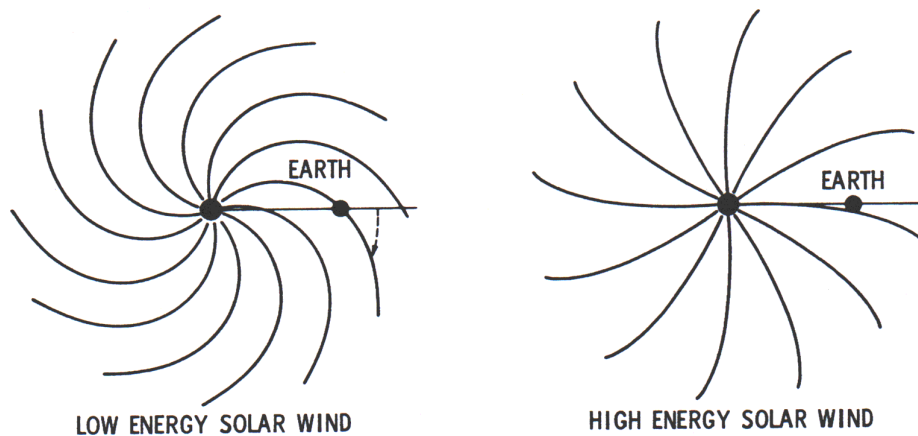


Figura 1.3: Il campo magnetico solare assume una forma spiraleggiante a grande distanza, con i bracci aperti a seconda dell'intensità del campo. (Da *Interplanetary medium*, in *Introduction to Space science*, Normal F. Ness)

dove ω è la velocità angolare della stella. Queste curve indicano le linee di flusso. Per la funzione scalare α su tali curve si ha $\alpha = \frac{a}{r^2}$ con a costante. Da ciò, per le varie componenti di \mathbf{B} in coordinate sferiche, in approssimazione di vento equatoriale, segue [61]

$$B_r(r, \theta, \phi) = B(\theta, \phi_0) \left(\frac{r_{max}}{r} \right)^2 \quad (1.31)$$

$$B_\phi(r, \theta, \phi) = B(\theta, \phi_0) \frac{\omega}{v_\infty} (r - r_{max}) \left(\frac{r_{max}}{r} \right)^2 \sin \theta \quad (1.32)$$

$$B_\theta(r, \theta, \phi) = 0 \quad (1.33)$$

dove ϕ_0 è l'azimut della linea di flusso presa in considerazione. Si ha quindi che le linee di campo seguono il flusso e si dispongono a spirale. I bracci della spirale sono più o meno aperti a seconda dell'intensità del campo (fig.1.3) Nella fase in cui è presente un'accelerazione si avrà che ad una certa distanza dalla stella la velocità del flusso supererà la velocità di Alfvén. E' proprio da questo punto (detto *raggio di Alfvén*) in poi che il campo è dominato dal flusso e, di conseguenza, la sua struttura è determinata da questo. Oltre il raggio di Alfvén il momento angolare viene conservato e quindi le linee di campo magnetico sono a spirale.

Per una completa analisi dei processi di emissione planetaria risulta necessario occuparsi dapprima della struttura del campo magnetico del vento stellare. A questo scopo studiamo i rotatori magnetici, in quanto il campo magnetico è generato, secondo il modello a dinamo, proprio dalla rotazione stellare. In un sistema di coordinate sferiche (r, θ, ϕ) con origine nel centro della stella possiamo scrivere il campo di velocità \mathbf{v} e il campo magnetico \mathbf{B}

per un vento equatoriale come

$$\mathbf{v} = v_r(r)\mathbf{e}_r + v_\phi(r)\mathbf{e}_\phi \quad (1.34)$$

$$\mathbf{B} = B_r(r)\mathbf{e}_r + B_\phi(r)\mathbf{e}_\phi \quad (1.35)$$

dove \mathbf{e} sono i versori. In questi stessi termini scriviamo la velocità di Alfvén come

$$|\mathbf{A}|^2 = A_r^2 + A_\phi^2 = \frac{B_r^2}{4\pi\rho} + \frac{B_\phi^2}{4\pi\rho} \quad (1.36)$$

Stabilita questa notazione possiamo scrivere l'equazione del moto

$$\rho\mathbf{v}\nabla\mathbf{v} + \nabla p + \rho\frac{GM}{r^2}\mathbf{e}_r - \frac{1}{c}\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0 \quad (1.37)$$

La corrente \mathbf{J} è data da

$$\mathbf{J} = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \quad (1.38)$$

con σ pressoché infinito data la alta conduttività nei plasmi. Di conseguenza si scrive anche

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \quad (1.39)$$

che è la cosiddetta approssimazione di campo congelato nella materia che identifica la materia con le linee di campo. Essendo le linee di campo legate alla superficie stellare, a causa della rotazione della stella esse tendono a formare una spirale inducendo una rotazione nella materia uscente.

1.4 La magnetopausa

La magnetopausa è la superficie di confine che separa la magnetosfera dal plasma del vento solare. Si osserva che la magnetopausa terrestre, lungo la linea Terra - Sole, si trova ad una distanza radiale dalla Terra di circa $r_{mp} = 10R_\oplus$ (raggi terrestri) [1], valore che non cambia molto con il variare della pressione dinamica del vento solare: un cambiamento di quest'ultima di un fattore 2 o 3 corrisponde ad un cambiamento di r_{mp} di circa il 15% [1].

La posizione della magnetopausa può essere determinata imponendo l'uguaglianza tra la pressione magnetosferica e quella del vento solare. Definiamo

$$\beta \equiv \frac{\text{densità di energia termica}}{\text{densità di energia magnetica}} = \frac{nkT}{\frac{B^2}{8\pi}} = \frac{8\pi p}{B^2}$$

dove T è la temperatura, n il numero di particelle, B il campo magnetico presente nel plasma in questione, $p \equiv nT$ è la pressione del plasma. Plasmi

con $\beta > 1$ avranno quindi una pressione termica predominante, viceversa quelli con $\beta < 1$.

Nel fenomeno che stiamo trattando abbiamo a che fare con il vento solare, ossia un plasma supersonico con $\beta \geq 1$, e il plasma magnetosferico, subsonico e con $\beta < 1$. Affinché la magnetopausa non cambi la sua posizione occorre che la pressione esercitata su di essa dalla magnetosfera sia uguale a quella che subisce dal rivestimento magnetico, zona in cui troviamo plasma del vento solare che ha attraversato un fronte di shock. Indicando con ρ_{vs} la densità del vento solare e con u_{sv} la sua velocità prima dello shock, si ha che la pressione dinamica $p = \rho_{vs}u_{sv}^2$, dopo lo shock, è totalmente convertita in pressione termica, così da avere $p \approx \rho_{vs}u_{sv}^2$. In realtà non si ha una conversione totale ma la trasformazione avviene solo parzialmente: trattazioni tridimensionali [1] più accurate danno

$$p = 0.85 \rho_{vs}u_{sv}^2 \quad (1.40)$$

La pressione termica nel rivestimento magnetico appena fuori dalla magnetosfera è quindi

$$p = 0.85 \rho_{vs}u_{sv}^2 \cos^2 \phi \quad (1.41)$$

dove ϕ è l'angolo tra la normale alla superficie della magnetopausa e la direzione del vento solare. Nel punto subsolare la pressione viene quindi ad essere quella data da 1.40. La magnetopausa viene quindi ad essere una superficie di *discontinuità tangenziale*, in cui, indicando con p_t la pressione termica e p_m la pressione magnetica, vale la relazione

$$p_t + p_m = \text{costante} \quad (1.42)$$

che si traduce in

$$p_t = \frac{B_m^2}{8\pi} \quad (1.43)$$

ossia la pressione termica p_t nel rivestimento della magnetosfera bilancia la pressione magnetica generata dal campo B_m nella magnetosfera. Occorre però considerare che, laddove si viene a creare un equilibrio statico tra pressione termica e magnetica, si crea uno strato di corrente. Dalle equazioni della magnetoidrodinamica ideale nel caso stazionario infatti abbiamo che, in assenza di gravità, l'equilibrio viene descritto dalla relazione

$$\nabla p = \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} \quad (1.44)$$

dove \mathbf{J} è la corrente nello strato che divide le due zone e c è la velocità della luce.

Le correnti presenti nella magnetopausa generano in tal modo un campo magnetico la cui intensità è data da

$$B = \pm \frac{4\pi}{c} K \equiv B_K \quad (1.45)$$

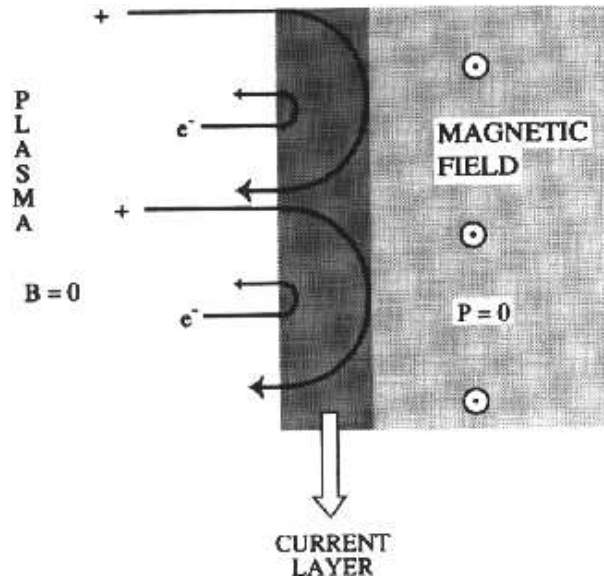


Figura 1.4: Le correnti che si formano nella magnetopausa, strato che separa una regione con un campo magnetico (sulla destra) su cui finiscono elettroni e protoni del plasma (a sinistra). Questi vengono deflessi a causa della forza di Lorentz dando vita ad uno strato di corrente [1].

a seconda del lato della magnetopausa considerato, dove

$$K = \int_{\Delta r} J dr \quad (1.46)$$

si misura in *oersted* (*Oe*) o in $[A/m]$, nel S.I., e Δr è la larghezza dello strato di corrente. Una buona approssimazione per il campo magnetico in prossimità della magnetopausa è quindi data da

$$B = B_{dipolo} + B_K. \quad (1.47)$$

in cui il campo dipolare come funzione del raggio è

$$B(r) = B_{\oplus} \left(\frac{R_{\oplus}}{r} \right)^3 \quad (1.48)$$

Abbiamo usato R_{\oplus} per indicare il raggio terrestre e $B_{\oplus} = 0.32$ Gauss (*G*) [1] per indicare l'intensità di campo magnetico all'equatore sulla superficie terrestre (l'intensità del campo ai poli è di circa 0.75 *G* [1]). Trascurando il campo magnetico interplanetario abbiamo che, al di fuori della magnetopausa, il campo magnetico deve essere nullo. Tale condizione ci dà

$$B_K = -B_{dipolo} \quad (1.49)$$

nel rivestimento della magnetosfera, e quindi nella magnetosfera, nelle vicinanze della magnetopausa, abbiamo

$$B = 2B_{dipolo}. \quad (1.50)$$

Utilizzando la 1.43, per la distanza della magnetopausa nella zona subsolare otteniamo quindi

$$r_{mp} = 2^{1/3} R_{\oplus} \left(\frac{B_{\oplus}^2}{8\pi \rho_{vs} u_{vs}^2} \right)^{1/6}. \quad (1.51)$$

Considerando per il vento solare $n_{vs} \approx 7 \text{ cm}^{-3}$ e $u_{vs} \approx 400 \text{ km/s}$, per il caso terrestre si ottiene

$$r_{mp} = 9.5 R_{\oplus} \quad (1.52)$$

che è in buon accordo con le osservazioni [1]. Volendo calcolare la distanza subsolare della magnetopausa di un altro pianeta dobbiamo scalare con il quadrato della distanza la pressione del vento solare e conoscere il momento di dipolo del pianeta in questione.

Nel caso di Mercurio, ad esempio, le informazioni ottenute grazie alla sonda *Mariner 10* ci hanno indicato che questo possiede un momento magnetico di $M_{\text{☿}} = 4 \cdot 10^{-4} M_{\oplus}$ [1]. Considerando che la sua distanza dal Sole è di 0.39 UA utilizzando la 1.51 si ottiene

$$r_{mp} = 1.3 R_{\text{☿}} \quad (1.53)$$

che è in accordo con le osservazioni della *Mariner 10*.

Capitolo 2

La magnetosfera

Il campo magnetico intrinseco della Terra agisce come un ostacolo nei confronti del *vento solare* e scherma un volume di spazio che prende il nome di *magnetosfera*. La magnetosfera ha una sua dinamica interna che risente di diversi fattori, tra cui il campo magnetico terrestre e la sua velocità di rotazione, ma anche l'intensità del vento solare. A quest'ultimo è precluso il diretto accesso alla magnetosfera ma tuttavia risulta fondamentale per la determinazione della sua dinamica e struttura. Ciò risulta già evidente dalla forma complessiva della magnetosfera, schiacciata nel lato planetario rivolto al Sole e invece estesa nel lato opposto grazie all'ostacolo che il pianeta risulta essere per il flusso del vento stellare.

2.1 Campo dipolare e fasce di Van Allen

Una buona approssimazione del campo magnetico terrestre è data da un campo magnetico di dipolo con il polo nord sito quasi in corrispondenza del polo sud geografico: l'asse magnetico risulta inclinato rispetto a quello di rotazione terrestre di circa 11.5° . In generale, anche per gli altri pianeti del sistema solare, l'asse magnetico non corrisponde con quello di rotazione. Scriviamo un campo dipolare, in particolare per la Terra, come

$$B = \frac{M_\oplus}{R^3}$$

dove $M_\oplus = B_\oplus R_\oplus^3$ è il momento magnetico della Terra, R la distanza radiale dal centro del pianeta e $B_\oplus = 0.32G$. Possiamo scrivere le componenti di un campo dipolare usando, oltre la coordinata R , anche θ che indica la latitudine magnetica, ossia l'angolo formato con una retta che esce dal centro

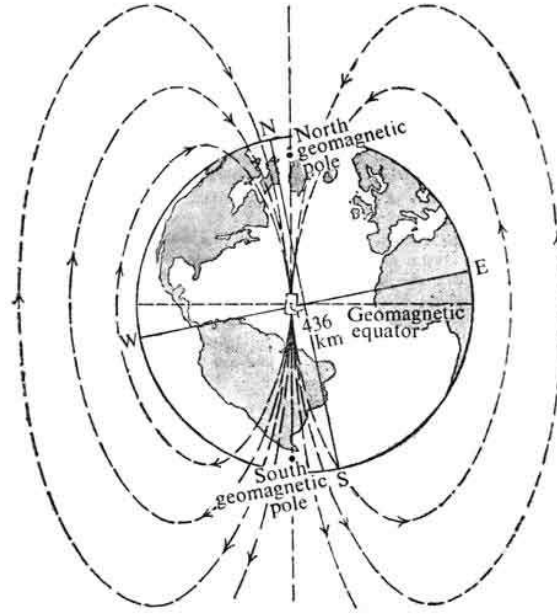


Figura 2.1: Campo magnetico dipolare terrestre: l'asse geomagnetico è inclinato di 11.5° rispetto a quello di rotazione terrestre. Il polo Nord geomagnetico non corrisponde con il polo nord magnetico (luogo verso cui puntano gli aghi delle bussole) in quanto è un punto immaginario basato sul modello di campo terrestre dipolare [68].

della Terra e passa per l'equatore magnetico. Si ha

$$\begin{cases} B_R(R, \theta) = -\frac{M_\oplus}{R^3} 2 \sin \theta \\ B_\theta(R, \theta) = \frac{M_\oplus}{R^3} \cos \theta \end{cases} \quad (2.1)$$

L'intensità del campo in funzione di R e θ è quindi data da

$$B(R, \theta) = \frac{M_\oplus}{R^3} (1 + 3 \sin^2 \theta)^{1/2}$$

mentre una linea di campo magnetico viene identificata da

$$R = R_0 \cos^2 \theta$$

con R_0 distanza radiale equatoriale della linea di campo, ossia a $\theta = 0$. In genere la superficie di rotazione di una linea di campo intorno all'asse del dipolo viene chiamata *L-shell* [1] ed è identificata dal valore $L = \frac{R_0}{R_\oplus}$. Per il campo terrestre non è facile l'identificazione di tale guscio in quanto il campo è dipolare solo in prima approssimazione.

Nella parte più interna della magnetosfera, laddove $R < 10R_\oplus$, troviamo diversi tipi di particelle:

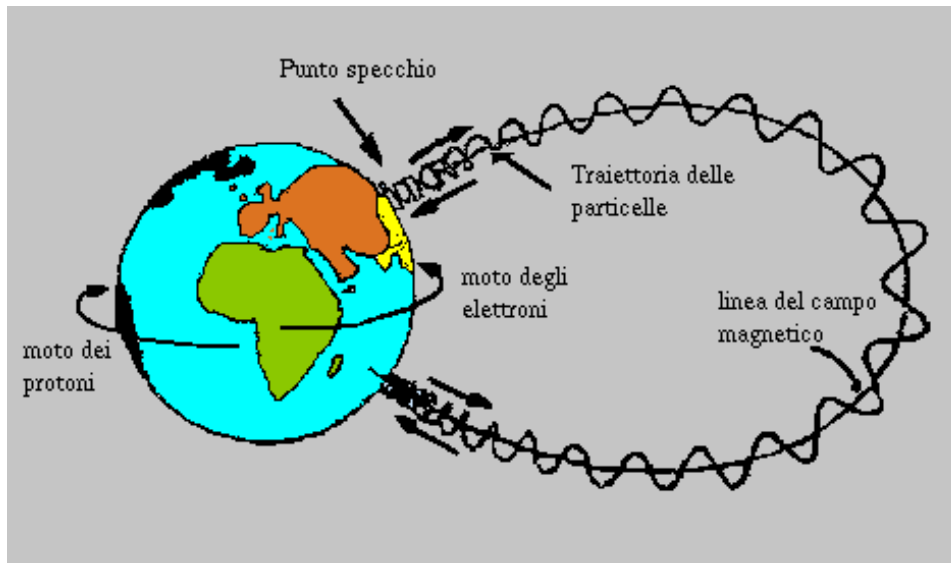


Figura 2.2: Le fasce di Van Allen sono popolate da particelle intrappolate nella zona più interna della magnetosfera dal campo geomagnetico. Tali particelle si muovono sempre sulle stesse linee di campo magnetico fin quando non vengono diffuse all'interno della ionosfera [66].

- Plasma freddo con energia per particella non superiore ai 100 eV che costituisce una estensione della ionosfera. Il moto delle particelle di questo plasma è determinato principalmente dalla deriva dovuta al fattore $E \times B$ per ciò che riguarda la componente perpendicolare al campo, mentre fenomeni di diffusione dominano la componente del moto parallela al campo geomagnetico. Il moto dovuto ad $E \times B$, per condizioni tipiche del campo geomagnetico, causa la corotazione del plasma con la Terra fino a $L = 5$.
- Plasma in *anelli di corrente*, con energie dai 100 eV fino a diverse centinaia di keV : durante le tempeste magnetiche questo plasma arriva nella parte interna della magnetosfera dalla coda magnetica. Vi troviamo protoni, ioni O^+ e He^+ il cui moto è determinato principalmente da deriva dovuta alla curvatura e al gradiente del campo.
- Particelle che popolano le *fasce di Van Allen*, con energie che superano le decine di keV per gli elettroni e 1 MeV per i protoni.

L'angolo tra la direzione del campo magnetico e la traiettoria a spirale di una particella attorno ad una linea di campo è detto *pitch angle*: in un campo magnetico non uniforme questo valore cambia come il rapporto tra la componente parallela e quella perpendicolare al campo della velocità della particella. Il valore di questo angolo risulta importante in quanto determina se una particella carica si disperderà nell'atmosfera terrestre o meno. Le

particelle che risultano intrappolate nella bottiglia magnetica generata dal campo terrestre possono essere diffuse se il punto di specchio risulta essere troppo interno all'atmosfera. La diffusione avviene in un angolo solido, detto *cono di perdita*, a causa delle collisioni con elementi neutri dell'atmosfera o elettroni e ioni della ionosfera. Le particelle diffuse in questa maniera devono avere un pitch angle equatoriale più piccolo del cono di perdita. Questo processo, detto diffusione di pitch angle, insieme allo scambio di carica, è il principale responsabile della diffusione di particelle cariche della magnetosfera nell'atmosfera.

Inoltre particelle che percorrono linee di campo aperte, ossia connesse con il campo magnetico interplanetario, non rimangono intrappolate.

2.2 Dinamica della magnetosfera

2.2.1 Struttura generale della magnetosfera

Andiamo a vedere come è strutturata internamente la magnetosfera terrestre. Partendo dalla parte più esterna troviamo la magnetopausa, che, come detto nel capitolo precedente, separa la magnetosfera dal vento solare. Lo strato di confine della magnetopausa è anche detto *mantello di plasma* in alcune zone particolari, come la coda magnetica. la *cuspid* è la regione in cui lo strato di confine si estende in profondità nella magnetosfera in una struttura ad imbuto che segue le linee di campo aperte di campo. In queste zone, a nord e a sud del pianeta, in prossimità dei poli magnetici, il plasma del rivestimento magnetico ha l'accesso più diretto alla magnetosfera. Questa è una parte della magnetosfera che differisce molto da un caso planetario all'altro. Nel caso di urano, ad esempio, giacendo i poli pressoché sul piano di rotazione del pianeta, La cuspid si trova in corrispondenza dello shock di prua e c'è un flusso di particelle, provenienti direttamente dal vento solare, che entrano in profondità nella magnetosfera, molto superiore al caso terrestre.

La *sfera di plasma* (*plasmisphere*) è un toro di plasma con energie di circa 1 eV e densità di $n \sim 10 - 10^3$. Occupa spazialmente approssimativamente la stezza zona degli anelli di corrente nella magnetosfera interna, ma qui troviamo principalmente H^+ e He^+ che fuoriescono dalla ionosfera lungo le linee di campo di media e bassa latitudine. Tale plasma è in corotazione con le linee di campo. Si vede quindi come ci siano diversi meccanismi convettivi nella magnetosfera, posti in competizione tra di loro: il flusso di plasma uscente dalla ionosfera, il plasma in corotazione e infine il plasma presente nel *plasmashet* che tende a spostarsi verso la magnetopausa in direzione subsolare. La dinamica complessiva di questi moti è ovviamente governata dall'attività geomagnetica.

L'*anello di corrente* è una zona della magnetosfera interna in prossimità della *plasmopause* che si estende sia all'interno che all'esterno del foglio di

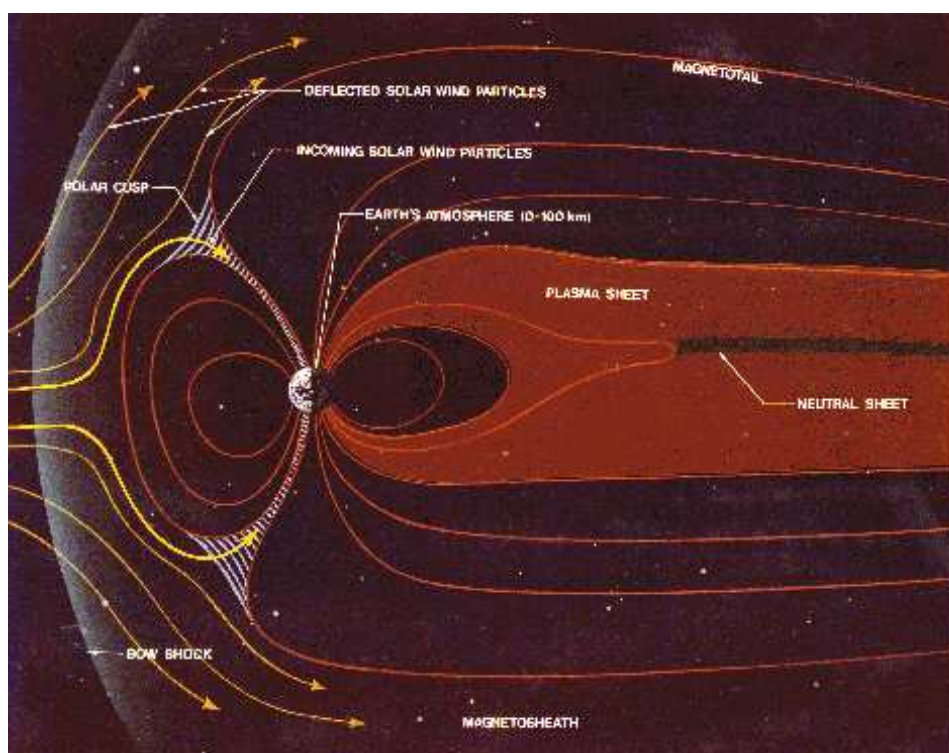


Figura 2.3: Una visione schematica della struttura della magnetosfera terrestre. [69]

plasma. Contiene plasma caldo, avendo i protoni energie dell'ordine delle decine di keV.

Le fasce di radiazione intrappolata o fasce di van Allen sono l'estensione ad energie più alte dell'anello di corrente e contengono particelle con energie dell'ordine del MeV [1].

La convezione magnetosferica è condizionata anche dal campo elettrico del vento solare. In caso di conduttività infinita si avrebbe una connessione molto spiccata tra magnetosfera e ionosfera e i campi elettrici verrebbero mappati nella ionosfera generando così correnti in relazione alla conduttività ionosferica. Quello che accade è che correnti parallele alle linee di campo vengono generate in presenza di una differenza di velocità dei plasmi nella componente normale al campo magnetico, come avviene sulla superficie di confine di due flussi opposti. Un'idea di Tverskoy (1969, 1972) per spiegare l'origine delle correnti è che correnti allineate al campo vengano generate in presenza di gradienti di pressione del campo.

Nella magnetosfera distinguiamo due zone per ciò che concerne le correnti [9]. Innanzitutto il sistema di correnti che, attraverso linee di campo aperte, consente la connessione del vento solare e della magnetopausa con la zona

polare della ionosfera, che è detto *Regione 1*. Poi il sistema di correnti che invece connette il foglio di plasma alla ionosfera mediante linee di campo chiuse, che è detto *Regione 2*. Tali regioni sono regolate dalla componente z del campo magnetico interplanetario, fatta eccezione per il lato rivolto alla stella, e quindi direttamente esposto al flusso del vento stellare, in cui possiamo distinguere una *Regione 0*: in tale regione ha un importante effetto anche la componente azimutale del campo magnetico.

2.2.2 Riconnessione magnetica

Un fenomeno di rilevante importanza nella magnetosfera terrestre è quello della riconnessione magnetica. Ciò che avviene può essere così riassunto (Dungey, 1961): le linee di campo del campo planetario sono aperte sul lato della magnetosfera rivolto al Sole e, mediante riconnessione magnetica, si connettono al campo interplanetario nella magnetopausa. Quindi, grazie al flusso del vento solare, vengono trasportate sul lato in ombra, si riconnettono nella *coda magnetica* e quindi sono di nuovo trasportate sul lato rivolto al Sole [57]. Questi diversi eventi avvengono sempre simultaneamente nella magnetosfera. L'apertura al flusso magnetico nella magnetopausa sulla faccia rivolta al Sole genera un accumulo di energia di campo nella coda magnetica che darà vita alle tempeste magnetiche: il tempo in cui il flusso magnetico entrante genera questo accumulo di energia viene dato *fase di crescita*, periodo di tempo caratterizzato da un aumento del raggio dell'ovale di aurora. Durante le tempeste magnetiche che seguono tale fase le linee di campo che erano precedentemente aperte sul lato Sole ed erano state trasportate lungo la coda magnetica dal vento solare si riconnettono nel foglio di plasma nella coda magnetica causando una sostanziale chiusura del flusso che genera un rilascio dell'energia accumulata alle particelle del plasma. La riconnessione è associata ad un salto di potenziale tra le linee di campo aperte e chiuse. Il cambiamento nel flusso che attraversa la calotta polare è collegato al campo magnetico attraverso la legge di Faraday, che in questo caso si può scrivere

$$\frac{d\Phi}{dt} = \oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (2.2)$$

dove C è una curva che racchiude la calotta polare e il flusso magnetico Φ è dato da

$$\Phi = \int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} ds \quad (2.3)$$

in cui \mathbf{n} è il vettore normale all'area S e \mathbf{B} è il campo magnetico terrestre. Il campo elettrico da considerare è quello nel sistema di riferimento del bordo C , ossia

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_i + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.4)$$

dove E_i è il campo elettrico ionosferico nel sistema di riferimento solidale con il pianeta e v è la velocità del bordo C . Abbiamo quindi nella 2.2 una relazione tra la variazione del flusso in entrata nella calotta polare e la differenza tra il tasso di produzione del flusso nella magnetopausa e nella coda magnetica. Se sono conosciuti il flusso ionosferico e il moto del bordo della zona polare allora si possono ottenere i tassi di flusso di apertura e di chiusura [57].

Nella regione di diffusione, ossia la regione in cui si perde l'identità tra particelle e linee di campo, l'energia magnetica è convertita in energia cinetica. Ciò implica che nelle zone di riconnessione magnetica ci sia un continuo processo di accelerazione di particelle che, come vedremo, saranno tra quelle responsabili delle emissioni aurorali.

2.3 Magnetosfere dei pianeti sistema solare

La dinamica delle magnetosfere planetarie può essere determinata da diversi fattori. In alcuni pianeti si osservano fenomeni che appaiono essere correlati alla rotazione planetaria, facendo qui pensare che sia questa a determinarne le modalità. E' ciò che succede, almeno in parte, su Giove e Saturno. In altri pianeti invece i fenomeni di emissioni magnetosferiche dipendono dall'attività del vento solare più che dalla rotazione. E' il caso ad esempio della magnetosfera terrestre. La magnetosfera di Saturno è dominata principalmente dalla rotazione ma risente della sua dinamica della presenza di polvere e satelliti, oltre che dei suoi anelli.

Per ciò che riguarda invece Urano e Nettuno, invece, la rotazione assume un ruolo diverso nella dinamica magnetosferica. Infatti a causa della forte inclinazione dei loro assi di rotazione l'interazione del vento solare con la magnetosfera genera delle correnti diverse da quelle precedentemente descritte e con una dinamica complessiva più elaborata.

Vediamo più nel dettaglio il caso della magnetosfera gioviana, rappresentativo dei fenomeni suddetti e importante in quanto, successivamente, andremo ad occuparci proprio di pianeti di tipo gioviano e delle loro relative emissioni.

2.3.1 Magnetosfera di Giove

La magnetosfera di Giove è la cavità che contiene ed è controllata dal campo magnetico gioviano. Tipicamente la sua estensione è di circa 60 raggi gioviani R_J sul lato del pianeta in direzione solare, e comunque compresa tra 50 e 100 R_J . La coda magnetica invece si estende sul lato opposto a questo, con un diametro di circa 300 – 400 R_J e una lunghezza di circa 3000 R_J [33]. Il campo magnetico di Giove è confinato in questa cavità dall'azione del vento solare che incontra il pianeta sul suo tragitto. Il bow shock si trova ad una distanza di circa 75 R_J .

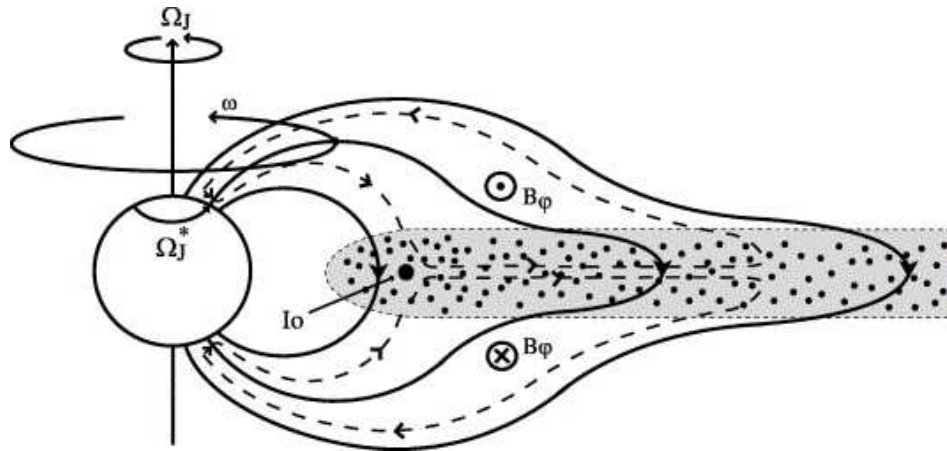


Figura 2.4: Sistema di correnti nella magnetosfera gioviana. La figura è schematica della situazione gioviana, in quanto non c'è perfetto allineamento tra direzione del vento solare e disco magnetico e l'asse di rotazione non è perpendicolare al piano dell'orbita gioviana [31].

La magnetosfera gioviana è principalmente dominata dalla combinazione di una rapida rotazione planetaria e dalla fuoriuscita di materiale della sua luna Io, che orbita in una zona molto interna della magnetosfera. Tuttavia si nota, ad esempio, che l'emissione principale di *ovale di aurora* nella ionosfera polare di Giove appare fissa rispetto al pianeta, a testimonianza di un controllo planetario su tale emissione: questa emissione si pensa abbia origine grazie all'accoppiamento ionosfera-magnetosfera su larga scala, che genera correnti elettriche, e al trasferimento di momento angolare dalla ionosfera al plasma di media magnetosfera [32]. D'altra parte l'emissione di aurora polare di Giove, che include anche tutte le emissioni di aurora che giacciono su una direzione verso il polo nell'ovale di aurora, sono ordinate secondo il tempo magnetico locale, e ciò indica un potenziale controllo esterno su questa emissione, ossia un controllo del vento solare.

Il plasma all'interno della magnetosfera proviene principalmente dalla ionosfera e dal vento solare, in gran parte composti da H ed He, ma la fonte predominante di plasma è il satellite Io, che orbita a circa $5.9R_J$ ed emette circa 1 tonnellata al secondo di SO_2 gassosa, emissione paragonabile a quelle cometarie [33]. Di conseguenza il plasma magnetosferico gioviano contiene una buona frazione di ioni di S e O.

Giove ha un periodo di rotazione di circa 9 ore e 55 minuti: una rotazione così rapida è la principale sorgente di momento ed energia per il plasma magnetosferico di Giove. La rotazione rapida e l'emissione di plasma da Io sono le principali caratteristiche della magnetosfera gioviana e insieme ne determinano la principale dinamica.

La magnetosfera gioviana è dominata da due grandi sistemi di correnti. Il

primo di questi è il sistema di correnti azimutali che scorre verso est attorno al pianeta: queste correnti azimutali si pensa siano trasportate prevalentemente del plasma che si origina da Io, energizzato dalla rotazione planetaria. Negli anni 1970 queste correnti sono state osservate dalle sonde Pioneer e Voyager [33].

Il secondo sistema di correnti è invece associato all'accoppiamento magnetosfera - ionosfera e al trasferimento di momento angolare dalla ionosfera al plasma equatoriale. Il plasma proveniente da Io è instabile in maniera centrifuga e quindi tende ad allontanarsi dal pianeta. Come conseguenza di ciò, perché si conservi il momento angolare, la velocità angolare di questo plasma decresce e diventa minore di quella necessaria per avere una corotazione. Tutto ciò instaura una forza di trascinamento sulle linee di campo magnetico che sono ancorate alla ionosfera. Tramite le linee di campo viene trasportata una forza di torsione al plasma equatoriale che tende a riportare il plasma verso la corotazione. L'effetto di queste correnti è quindi, in definitiva, una curvatura dei tubi di flusso magnetico al di fuori del loro piano meridiano.

Il sistema di correnti consiste, come illustrato in figura 2.4, in correnti allineate al campo dirette verso l'alto nella parte più interna del sistema, quindi dirette radialmente verso l'esterno lungo il piano equatoriale, dirette verso il basso sul bordo più esterno e, infine, com'è necessario che sia per far sì che il sistema di correnti sia chiuso, *correnti di Pedersen* verso l'equatore che scorrono nello strato conduttivo della ionosfera gioviana. tale sistema di correnti è emblematico delle dinamiche magnetosferiche planetarie. Per avere una situazione complessivamente stazionaria si generano una serie di correnti le quali mettono in stretta relazione anche zone magnetosferiche molto distanti tra di loro.

Capitolo 3

L'emissione di aurora

E come apparirebbe la Terra se ne sparissero le ombre? Le ombre provengono dagli uomini e dalle cose. [...] Vuoi forse scorticare tutto il globo terrestre, portandogli via tutti gli alberi e tutto quanto c'è di vivo per il tuo capriccio di goderti la luce nuda? Sei sciocco.

M. Bulgakov - "Il Maestro e Margherita"

3.1 Atmosfere planetarie

L' *atmosfera* di un pianeta è quell'involucro gassoso che è trattenuto dalla gravità generata dal pianeta stesso. L'atmosfera terrestre è formata principalmente da N_2 (80%) e da O_2 (19%) , da anidride carbonica (0.03%), argo (1%) e vapore acqueo in quantità inferiori. La sua struttura è piuttosto complessa: si presenta divisa in più strati, che in ordine di altezza sono

- *Troposfera*, dalla superficie terrestre a 18 km di altitudine;
- *Stratosfera*, da 18 a 50 km;
- *Mesosfera*, da 50 a 80 km;
- *Termosfera*, da 90 km a 200 km
- *Esosfera*, a circa 200 km.

La troposfera è la zona in cui hanno luogo tutti i fenomeni atmosferici e si estende fino a circa 18 km di altezza ed è delimitata superiormente dalla *tropopausa*, zona in cui la temperatura si stabilizza intorno ai -60° . La stratosfera si estende dalla tropopausa fino a circa 50 km di quota: qui si verifica un'inversione termica a causa della presenza dello strato di ozono, O_3 che assorbe la radiazione ultravioletta del Sole e la temperatura risale fino a circa 0° . Successivamente troviamo la mesosfera, zona che si estende fino a circa 80 km di quota e in cui cessano tutti i fenomeni legati alla circolazione di aria, come venti e correnti ascensionali: in questa zona la temperatura si assesta sui -80° . Dopo la *mesopausa* troviamo la termosfera, zona caratterizzata da un aumento della temperatura con l'altezza. Infine l'esosfera è una regione in cui le collisioni tra le molecole diventano molto poco frequenti e si estende fino a migliaia di chilometri dalla superficie terrestre. Gli atomi di H presenti nell'esosfera, riflettendo parte della radiazione ultravioletta solare, danno origine alla cosiddetta *geocorona*.

La ionosfera coesiste con la termosfera e l'esosfera: si tratta di una regione di plasma parzialmente ionizzato che popola la parte più esterna dell'atmosfera. Quest'ultima determina le caratteristiche della ionosfera, in quanto la ionosfera si viene a creare grazie alla ionizzazione degli atomi e delle molecole neutre presenti nella parte più esterna della mesosfera. Ciò che avviene sono principalmente la fotoionizzazione e la ionizzazione dovuta all'impatto con particelle molto energetiche. È una zona con gas a bassa densità che, grazie all'irraggiamento solare, presenta una temperatura cinetica fino a 1700° , valori decisamente più elevati rispetto agli strati inferiori. Il fenomeno di emissione aurorale prende atto tipicamente proprio al confine tra mesosfera e ionosfera.

La struttura della pressione verticale di un'atmosfera planetaria viene descritta tramite l'equilibrio idrostatico: la forza di attrazione gravitazionale su una particella fluida viene bilanciata da una forza verso l'alto dovuta a gradiente di pressione. Esprimendo la pressione p in funzione dell'altezza z si ha

$$p(z) = p_0 \exp\left(-\int_0^z \frac{dz'}{H(z')}\right) \quad (3.1)$$

dove

$$H(z) = \frac{k_b T(z)}{mg} \quad (3.2)$$

è la scala di pressione atmosferica, $p_0 = 10^5 \text{ N/m}^2$ è la pressione sulla superficie terrestre, m il peso molecolare medio e g l'accelerazione di gravità, k_b la *costante di Boltzmann*.

La parte più esterna dell'atmosfera terrestre presenta una grossa variazione di temperatura con l'altezza ma, soprattutto, la radiazione proveniente dal sole e ricevuta dall'atmosfera è caratterizzata da temperature che differiscono drasticamente da quelle atmosferiche. Non vi è quindi la possibilità

di definire un'unica temperatura per materia e radiazione e l'*equilibrio termico* quindi, non sussiste: non vi è un tasso sufficientemente alto di collisioni da poter garantire il giusto popolamento dei livelli energetici, espresso dalla *distribuzione di Maxwell - Boltzmann*.

3.1.1 Eccitazione e decadimento

Le transizioni elettroniche sono descritte dalla meccanica quantistica tramite i coefficienti di Einstein: A_{ab} è il coefficiente di emissione spontanea da un sistema dal livello a al livello b , ossia una misura della probabilità che un atomo nello stato energetico a decada nello stato energetico con energie inferiore b ; B_{ba} e B_{ab} sono invece i coefficienti di emissione e assorbimento indotti. In questa maniera possiamo dire che il numero totale di transizioni dal livello a a quello b per unità di volume e di tempo è $N_a A_{ab} dt + N_a B_{ab} I_\nu dt d\Omega / 4\pi$, in cui I_ν è la radiazione incidente che arriva sull'unità di volume considerata da un piccolo angolo solido $d\Omega$.

I coefficienti A e B dipendono solo dal sistema in questione, come postulato da Einstein. Per la determinazione di questi coefficienti sono necessarie tre condizioni. La prima è quella di bilancio dettagliato tra i due stati, ossia che il numero di transizioni da a a b sia uguale a quello da b ad a . Ciò è diverso dall'equilibrio statistico che richiede soltanto che gli atomi che lasciano lo stato a siano in numero uguale a quelli che acquistino lo stesso stato energetico nello stesso lasso temporale. In generale nell'atmosfera il bilancio dettagliato non si può ottenere, mentre si ha l'equilibrio statistico[5]. La seconda condizione necessaria è che la radiazione sia quella di corpo nero, descritta dalla distribuzione di Plank. In ultimo le popolazioni relative degli stati a e b , con $\epsilon_a > \epsilon_b$, devono essere descritti dalla distribuzione di Boltzmann. Nella descrizione quantistica per l'emissione si ha

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -A_{ab} h\nu \quad (3.3)$$

e in questo caso la vita media è data dalla probabilità di un atomo di lasciare uno stato particolare, ossia

$$\frac{1}{\tau_a} = \sum_i A_{ai}$$

Il numero di transizioni dal livello b a quello a è invece

$$f_{ba} = N_a B_{ab} I_\nu dt d\Omega / 4\pi$$

mancando infatti in questo caso la possibilità di transizione spontanea. Il numero totale di atomi che effettuano una transizione sarà quindi ottenuto integrando su tutta la sfera, e sarà uguale al numero di fotoni assorbiti.

$$F_{ba} = \frac{N B_{ba}}{4\pi} \int_{sfera} I_\nu d\Omega \quad (3.4)$$

3.2 Formazione di righe spettrali

Facciamo un sommario dei principali processi di interazione atomica nei plasmi, in cui uno ione interagisce con un fotone, un elettrone o un altro ione. Ciò che può accadere è una transizione elettromagnetica, oppure una *ionizzazione*, ossia il processo nel quale uno o più elettroni vengono rimossi da atomi o da molecole a causa di collisioni tra particelle o per assorbimento di radiazione. Gli atomi o molecole privati quindi di particelle di carica negativa rimangono carichi positivamente e prendono il nome di ioni.

3.2.1 Processi fotone - ione

I processi di transizione di uno ione in uno stato energetico più basso, senza il bisogno di alcuna interazione con l'esterno, sono:

- *Decadimento spontaneo*. Uno ione decade in un livello energetico inferiore emettendo un fotone la cui energia è uguale alla differenza di energia tra lo stato energetico più elevato e quello più basso.
- *Autoionizzazione*. In questo processo lo stato iniziale è uno ione in cui due elettroni si trovano in livelli eccitati, o un elettrone è doppiamente eccitato. Durante l'autoionizzazione un elettrone decade in uno stato energetico inferiore, spesso allo stato fondamentale, mentre il secondo elettrone prende l'energia ceduta dall'elettrone decaduto ed è emesso nel continuo. L'autoionizzazione avviene quindi se la somma delle energie dei due elettroni nello stato iniziale è superiore all'energia di ionizzazione dello ione.

I *processi fotone - ione* sono:

- *Fotoassorbimento risonante*. Un fotone che ha l'energia uguale alla differenza energetica di due livelli di uno ione viene da questo assorbito e induce quindi una transizione ad un livello energetico più alto.
- *Fotoionizzazione*. In questo caso il fotone assorbito dallo ione consente il passaggio di un elettrone nel continuo.



Il principale *processo fotone - elettrone* è il *bremstrahlung*: un elettrone subisce un'accelerazione coulombiana muovendosi in prossimità di uno ione emettendo quindi un fotone (o assorbendolo, nel caso del *bremstrahlung* inverso). Questo processo determina, nelle magnetosfere planetarie, l'emissione di raggi X.

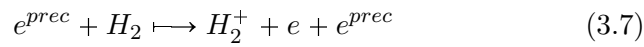
3.2.2 Processi elettrone - ione

Le interazioni elettrone - ione sono:

- *Ionizzazione da impatto elettronico*, il fenomeno in cui un elettrone libero colpisce uno ione e sposta un elettrone nel continuo.



Ad esempio la ionizzazione da impatto di un elettrone energetico di precipitazione e^{prec} su una H_2 è



e, successivamente, si può avere la reazione



che comporta un'emissione di H_3^+ nell'infrarosso.

- *Ricombinazione a tre corpi*, ossia il processo inverso della ionizzazione da impatto: due elettroni interagiscono contemporaneamente con uno ione e, mentre uno di questi viene catturato, l'altro prende l'energia in eccesso. Questo è comunque un processo di poca importanza per le emissioni dell'alta atmosfera.
- *Ricombinazione radiativa*, ossia il processo inverso della fotoionizzazione: un elettrone è catturato da uno ione e viene emesso un fotone che prende l'energia in eccesso. E' un processo del tipo



- *Ricombinazione dielettronica*, il processo inverso della autoionizzazione: un elettrone libero è catturato in uno stato eccitato di uno ione e l'energia rilasciata è assorbita da un altro elettrone legato allo ione che, di conseguenza, si sposta in uno stato eccitato.



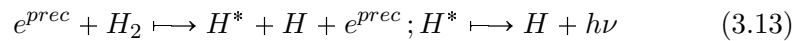
- *Eccitazione e deeccitazione per impatto elettronico*, in cui un elettrone in movimento vicino ad uno ione genera una transizione verso un livello energetico più alto (o più basso) perdendo (o guadagnando) energia dallo ione. Si tratta di una collisione elettronica anelastica del tipo



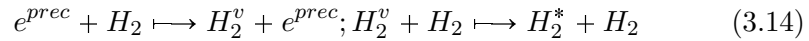
o anche



in cui l'asterisco sta ad indicare un atomo o una molecola in uno stato eccitato. Questo tipo di processo produce linee nel continuo MUV (ultravioletto medio, 200 - 300 nm) e bande di Lyman e Werner nel FUV (Lontano ultravioletto, 10 - 200 nm) nel caso di eccitazione elettronica dell' H_2 . Per quanto concerne l'*eccitazione dissociativa* di H_2 invece le linee tipiche sono la *Lyman α* nel FUV e la *serie di Balmer* nel visibile. Quest'ultimo è un processo del tipo



- *Eccitazione vibrazionale*, in cui un elettrone collide con una molecola e la porta in uno dei suoi stati di eccitazione nei livelli vibrazionali. Ciò causa emissione di calore, o di emissione di quadrupolo nell'IR, come ad esempio accade nel fenomeno



in cui H^v è per l'appunto H_2 in uno stato di eccitazione vibrazionale. Solitamente, in caso di precipitazione atomosferica di protoni si hanno simili reazioni di eccitazione, dovute sia ai protoni stessi che agli elettroni secondari prodotti.

3.2.3 Interazioni ione - ione

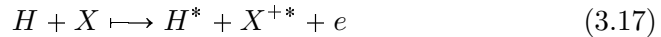
Il principale processo di *interazione ione - ione* è lo *scambio di carica* in cui un elettrone salta da uno all'altro dei due ioni interagenti. In genere ciò accade coinvolgendo atomi H



Tipiche reazioni dell'emissione aurorale sono anche



e



C'è da dire che le collisioni devono essere veloci affinché i meccanismi siano efficienti.

Nella magnetosfera planetaria gli ioni si muovono lungo le linee di campo magnetico. Se uno ione positivo collide con un atomo neutro e cattura uno dei suoi elettroni allora diventa un atomo neutro. Una piccola parte dell'energia viene trasferita al donatore di elettrone ma il nuovo elemento neutro creato prende la maggior parte dell'energia cinetica dello ione, da

pochi a centinaia di keV. L'elemento neutro non risente più, a questo punto, del campo magnetico e viaggia in una linea retta, mentre il nuovo ione positivo energetico creato rimane in un moto spiraleggiante attorno ad una linea di campo. Nel caso della magnetosfera terrestre la maggior parte degli atomi neutri energetici è prodotta tramite scambio di carica con H neutro geocoronale, processo primario mediante il quale vengono perse particelle dall'anello di corrente.

Un esempio importante del processo di scambio di carica è la collisione di protoni veloci p_v con un atomo di H che avviene nella geocorona che racchiude la Terra:



Per protoni con energie inferiori ai 50 keV la sezione d'urto per questo processo è circa $\sigma_c = 10^{-15} \text{ cm}^2$, mentre decresce rapidamente all'aumentare dell'energia dei protoni: per $E = 300 \text{ keV}$ si ha $\sigma_c = 10^{-19} \text{ cm}^2$ [1]. Per lo stesso processo riguardante la collisione di protoni con O si ha, per $E < 50 \text{ keV}$, $\sigma_c = 10^{-15}$.

Il tempo di vita medio per una particella sottoposta al processo di scambio di carica, dato N_n la densità di specie neutre presenti e v la velocità del protone, si può scrivere come

$$\tau_c = \frac{1}{N_n v \sigma_c} \quad (3.19)$$

A distanza di pochi raggi terrestri dalla superficie si ha $n_H \approx 3 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$, e quindi, dalla 3.19, si ottiene τ_c dell'ordine di diverse ore. Tuttavia la sezione d'urto per la maggior parte dei protoni energetici delle fasce di radiazione è molto piccola, portando τ_c a valori dell'ordine di diversi anni.

3.2.4 Maser ciclotronico

Il maser ciclotronico è un processo che genera radiazione coerente da un plasma: attualmente è il principale candidato per la spiegazione dell'emissione decametrica gioviana e della radiazione kilomtrica terrestre. Per tale motivo citiamo brevemente tale fenomeno di emissione. L'osservazione del radio dei pianeti extrasolari infatti è attualmente il metodo di ricerca diretta di emissione planetaria che pare essere più attendibile.

Questo meccanismo di emissione si basa sulla radiazione di sincrotrone, ossia l'emissione di un elettrone, o di una particella carica, che si muove in un campo magnetico esterno \mathbf{B} : essa tende a girare attorno alle linee di campo e, venendo costantemente accelerata, emette radiazione. Nel caso non relativistico si ha

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -\frac{2e^4 B^2 v_{\perp}^2}{3m^2 c^5} \quad (3.20)$$

La distribuzione angolare è equivalente a quella di due dipoli oscillanti perpendicolari l'un l'altro. Il maser ciclotronico è un meccanismo di amplifi-

cazione di onde elettromagnetiche di alta frequenza tramite un'interazione di risonanza tra l'onda ed elettroni energetici spostati alla frequenza di elettrone - ciclotrone [11]

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = l \frac{\omega_c}{\gamma} \quad (3.21)$$

con

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2}$$

dove ω è la frequenza angolare dell'onda emessa e il pedice c indica che si tratta della frequenza angolare di ciclotrone, k è il numero d'onda, l è il numero armonico di ciclotrone. Si tratta quindi di emissione stimolata in quanto dovuta ad un'onda elettromagnetica che risulta soddisfare la condizione di risonanza con un elettrone.

L'amplificazione può quindi avvenire alla frequenza ciclotronica nelle sue prime armoniche. Altra caratteristica importante dell'amplificazione è la sua forte dipendenza dall'angolo di emissione: di conseguenza si tratta di una radiazione con una stretta distribuzione angolare. Altra caratteristica importante è che l'amplificazione può avvenire su una scala di distanza molto piccola, qualche centinaio di raggi di ciclotrone, e di conseguenza tale tipo di radiazione può essere prodotta da sorgenti anche molto piccole: in tal caso i tempi scala per l'aumento o la diminuzione di emissione diventano molto piccoli [12].

Attualmente tale tipo di radiazione non è stata ancora osservata in emissione da pianeti extrasolari [11] [28]. Ciò può essere dovuto a diversi fattori, quali l'osservazione in un intervallo sbagliato di frequenze o una insufficiente sensibilità dei telescopi usati.

3.3 Perché osservare nell'ultravioletto?

Le lunghezze d'onda ultraviolette vanno dai 20 ai 400 nm. In questo intervallo dello spettro gli atomi hanno la maggior parte delle loro linee di risonanza, ioni e molecole presentano linee dovute a *fluorescenza* e quasi tutte le molecole e atomi sono fotodissociati e fotoionizzati. Al di sotto dei 100 nm anche i gas più rari hanno le loro linee di risonanza. Gli oggetti del sistema solare possono essere osservati in questa fascia dello spettro perché la luce solare assorbita e poi scatterata da loro stessi contiene moltissime linee a lunghezza d'onda inferiore ai 200 nm. Un particolare vantaggio delle osservazioni svolte nell'ultravioletto è dato dalla possibilità di raggiungere, in questa parte dello spettro, una risoluzione angolare molto più alta di quella ottenibile nel visibile o nell'infrarosso. Il vantaggio diventa maggiore tanto sono più piccole le lunghezze d'onda alle quali si va ad osservare. Diverse missioni hanno come fine l'osservazione nell'ultravioletto. Tra queste ricordiamo IUE (International Ultraviolet Explorer), la quale possiede uno

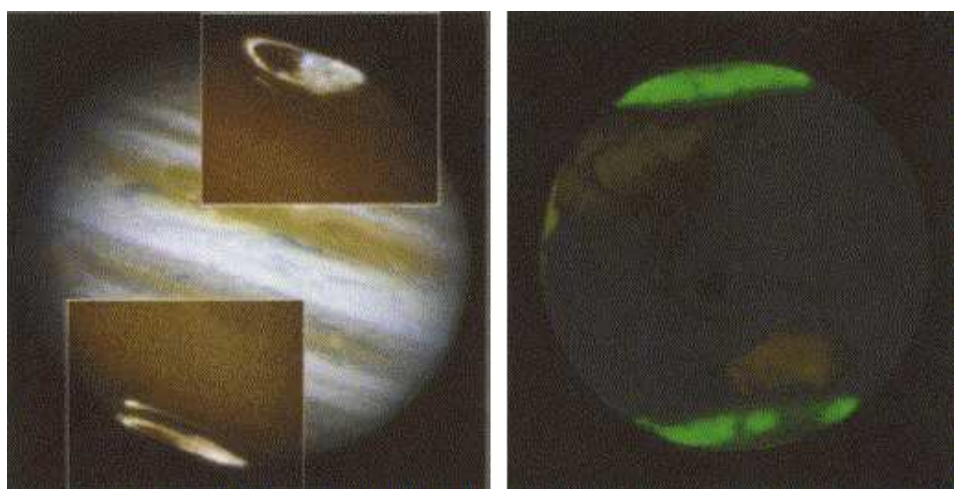


Figura 3.1: Aurora nell'ultravioletto su Giove (sinistra) e sulla Terra (destra). L'immagine è sovrapposta ad immagini di sfondo nel visibile in entrambi i casi. [31]

spettrometro che lavora in un range di lunghezze d'onda compreso tra 115 e 320 nm ed è stato rivolto principalmente all'osservazione di pianeti giganti, di comete e dell'emissione di aurora. Altri strumenti importanti sono GHRS (Goddard High Resolution Spectrograph) e STIS (Space Telescope Imaging Spectrometer) a bordo dell'Hubble Space Telescope, anch'essi rivolti essenzialmente all'osservazione di oggetti planetari in un range esteso anche a lunghezze d'onda minori di 115 nm. La più recente delle missioni è FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer), la quale osserva tra 90.5 e 119.5nm.

L'osservazione delle atmosfere del sistema solare evidenzia quattro classi principali in cui è possibile separare gli oggetti che vi appartengono. Innanzitutto vi sono quei corpi, come la Terra o Titano, la cui atmosfera è composta principalmente da N_2 . Poi abbiamo gli oggetti celesti come Marte e Venere che presentano un'atmosfera dominata dall'anidride carbonica. I pianeti giganti, ossia Giove, Saturno, Urano e Nettuno hanno invece una composizione con spiccata presenza di H ed He. Infine ci sono i corpi senza atmosfera, tra cui citiamo la Luna, Mercurio e i satelliti galileiani di Giove. Poiché i pianeti extrasolari finora scoperti sono prevalentemente di tipo "Hot Jupiter" il gruppo di oggetti che ci interessa di più è quello a cui Giove appartiene. Infatti una conoscenza dei fenomeni di emissione dei pianeti giganti ci procura dei buoni mezzi per poter investigare su fenomeni simili che avvengono su sistemi extrasolari. Un esempio di ciò è dato dall'osservazione della riga $Ly\alpha$ in assorbimento (vedi figura 3.3) prodotta dal pianeta extrasolare HD209458b durante il transito sul disco della sua stella ospitante [71]. La linea $Ly\alpha$ osservata su HD209458 è caratteristica

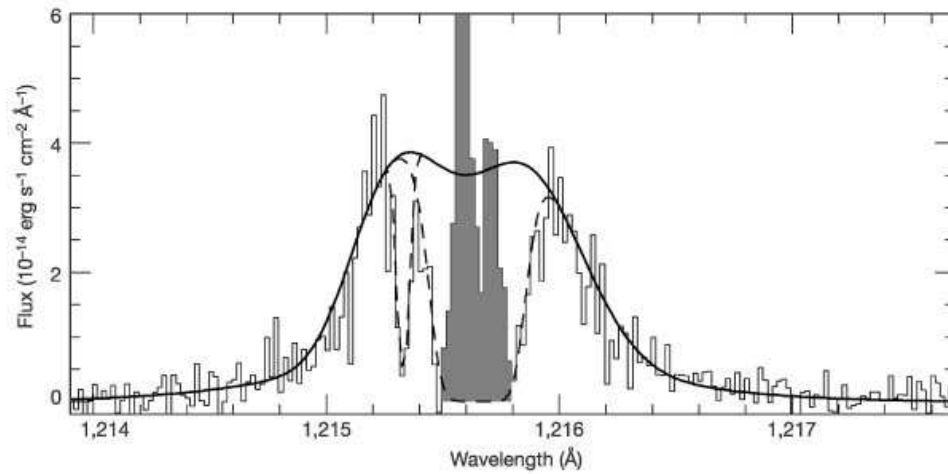


Figura 3.2: Riga Lyman alfa in assorbimento per il transito di HD209458b sul disco della sua stella ospitante [71]. La radiazione stellare viene assorbita dall'atmosfera planetaria. La linea continua è la linea di emissione della cromosfera stellare. L'avvallamento centrale è dovuto alla alta opacità degli atomi di H, molto abbondanti. La zona grigia è quella "contaminata" dall'emissione geocoronale terrestre. La linea tratteggiata rappresenta invece l'assorbimento di H e di ^2H interstellari.

di una stella di tipo solare, avendo un'emissione con un doppio picco che ha origine nella cromosfera stellare. Osservazioni di questo tipo portano quindi informazioni sull'abbondanza di specie planetarie, tramite una valutazione della *profondità ottica*, che poi risultano importanti per valutare il tempo di evaporazione di un pianeta di tipo Hot Jupiter e confrontarlo con il tempo di evoluzione della stella al sistema della quale appartiene. Stiamo quindi parlando di fenomeni di assorbimento di radiazione stellare da parte di atmosfere planetarie. Tutto ciò non è correlato con la presenza di campi magnetici, responsabili invece delle emissioni aurorali, ma tuttavia risulta essere un metodo per la ricerca e l'osservazione di pianeti. L'osservazione, seppur grazie a fenomeni di assorbimento, di un'atmosfera planetaria garantisce che, almeno in linea di principio, l'emissione di aurora è possibile qualora il pianeta in questione abbia anche un campo magnetico.

L'osservazione nell'ultravioletto tramite gli strumenti a sensibilità sempre maggiore, specialmente quelli a bordo dell'HST come GHRS, prima, e STIS, poi, ha consentito la formulazione di teorie più precise riguardo fenomeni quali l'*ovale di aurora* su Giove e Saturno, che derivano proprio dall'interazione tra un vento stellare ed un pianeta con campo magnetico. In particolare, per quanto riguarda Giove, il suo ovale di aurora risulta con tutta probabilità dalla rottura della corotazione tra plasma che si muove verso l'esterno del pianeta e quello in movimento a causa della rotazione di

Io: ciò porta alla formazione di correnti tra magnetosfera e ionosfera che risultano nell'ovale di aurora [32].

Per ciò che riguarda Saturno invece, la differenza sostanziale rispetto a Giove sta nella mancanza di un satellite come Io, produttore di plasma magnetosferico, e nella presenza di un sistema di anelli esteso. Tuttavia l'ovale è caratterizzato da un controllo solo parzialmente dovuto alla rotazione del pianeta piuttosto che all'attività del vento solare. Infatti proprio grazie alle osservazioni dell'ovale di aurora fatte da HST nell'ultravioletto si è potuto comprendere come il vento solare ne influenzi la struttura. L'ovale infatti non è fisso ed in corotazione con il pianeta, ma a tratti si muove rapidamente verso latitudini maggiori in corrispondenza ad aumenti dell'attività del vento solare. Le osservazioni fatte nell'ultravioletto lontano dall'HST sembrano suggerire che l'ovale di aurora in questo caso corrisponda infatti ad un anello di corrente al confine tra le linee di campo chiuse, ossia quelle che rimangono all'interno della magnetosfera, e quelle di campo aperto, che collegano la magnetosfera stessa al campo interplanetario [73]. È stato quindi verificato che la dinamica della magnetosfera di Saturno è parzialmente determinata anche dall'azione del vento solare. Una caratteristica unica della magnetosfera saturniana è la presenza in elevatissime quantità di elementi neutri, in particolare H e OH, prodotti dalla dissociazione di vapore acqueo. La sorgente di tale vapore non è nota anche se sono fortemente indiziati i ghiacci presenti sui satelliti saturniani: tali ghiacci potrebbero essere portati via dalle superfici satellitari da particelle interplanetarie [73].

In definitiva possiamo dire che i modelli di accoppiamento magnetosfera-ionosfera che più ci interessano sono quelli di tipo gioviano e saturniano, oltre a quello terrestre.

Osservazioni spettrali nell'ultravioletto lontano ed estremo della distribuzione di intensità per le righe di H_2 e per linee dovute a O, C, N, in stati di elevata ionizzazione, hanno indicato che la struttura termica globale della parte più esterna dell'atmosfera dei pianeti giganti è fortemente controllata dalla redistribuzione causata dal flusso di energia che avviene dopo la precipitazione di plasma magnetosferico [73]. Di conseguenza possiamo dire che, essendo la struttura termica di queste atmosfere almeno parzialmente dovuta a fenomeni di interazione magnetosfera-ionosfera, questo fenomeno è di importanza centrale anche per ciò che avviene nelle parti dell'atmosfera più vicine al pianeta, ossia quelle che più interessano le eventuali forme di vita presenti.

Nell'ambito dello studio della chimica della composizione atmosferica le osservazioni nell'ultravioletto si dimostrano essenziali. Ad esempio le emissioni di H, C, O, S e dei rispettivi ioni sono utilizzate per lo studio della fisica delle ionosfere planetarie. Un altro esempio è fornito da CO. Si osserva scattering di fluorescenza in alcune delle bande molecolari di tale molecola poiché una di queste linee, nei livelli vibrorotazionali del CO, coincide pressapoco con la linea $Ly\alpha$ del Sole [74]. Si tratta di un processo che

genera il *dayglow* dei pianeti con atmosfere ricche di CO. Con *dayglow* si intende proprio quell'emissione planetaria dovuta alla riflessione della luce solare da parte dell'atmosfera del pianeta; questa emissione si differenzia dall'*airglow*, invece causata da una serie di fenomeni tra cui fotoionizzazione e luminescenza dovute principalmente alla reazione di O e N con ioni OH. Di conseguenza questo tipo di emissione può essere usato per monitorare la presenza di alcune specie nella parte alta delle atmosfere planetarie. Ad esempio nel 1978 il *Pioneer-Venus UV spectrometer* scoprì un *airglow* dovuto all'emissione ultravioletta del NO, seguito nel 1989 dall'osservazione del *dayglow* ultravioletto [73]. Successivamente, nel 1999, sempre su Venere la sonda Cassini osservò tramite l'UVIS (Ultraviolet Imaging Spectrograph) la linea Ly α dell' HI a 121.6 nm, le linee a 130.4 e a 135.6 nm dell' OI, la linea a 156.1 nm e il multipletto a 165.7 del CI e le bande del CO quattro volte positivo. In più osservò varie emissioni più deboli di NI, CI, CII, OI e CO. Nell' EUV invece lo spettro presentava righe ben definite a 58.4 nm, dovuta a HeI, ad 83.3 nm (OII), a 98.1 nm (OI) e 102.6 nm (HI Ly β), oltre ad emissioni più deboli dovute a OI a 104.1 nm, CO a 108.8 nm, NI a 113.5 nm [73].

Una ulteriore emissione che tipicamente si va a ricercare è quella di H₂: essendo questa emissione molto sensibile all'altezza a cui avviene nell'atmosfera può essere usata per misurazioni delle energie degli elettroni in precipitazione, come è stato già fatto tramite spettri ottenuti con FUSE da osservazioni di Giove [73]. Per ciò che riguarda Giove è fondamentale lo studio delle emissioni dovute ai gas rilasciati nella magnetosfera gioviana dal satellite Io, vulcanicamente attivo. Il toro in cui giacciono questi gas risulta molto caldo e molte delle sue emissioni ricadono nell'ultravioletto estremo e lontano. In particolare stiamo parlando di emissioni dovute ad O ionizzato più volte e a ioni di S e C [73]. Finora le osservazioni svolte non hanno però studiato in che termini vari l'intensità dell'emissione ultravioletta al variare del tempo locale, della longitudine magnetica e dell'attività solare, e in effetti non ci sono modelli che spieghino la dipendenza delle varie emissioni da tali parametri.

3.4 L'aurora terrestre

L'*aurora* è un fenomeno di emissione che avviene nell'atmosfera, principalmente ad alte latitudini. E' il risultato della precipitazione di particelle energetiche presenti nella magnetosfera di un pianeta. Queste particelle, elettroni e ioni energetici, si muovono lungo le linee di campo di alta latitudine. L'aurora è quindi il segno che la ionosfera e la magnetosfera di un pianeta sono collegate in senso elettrodinamico.

Una prima classificazione dell'emissione di aurora può essere fatta distinguendo due diversi modi di produrre radiazione. Il primo consiste in una

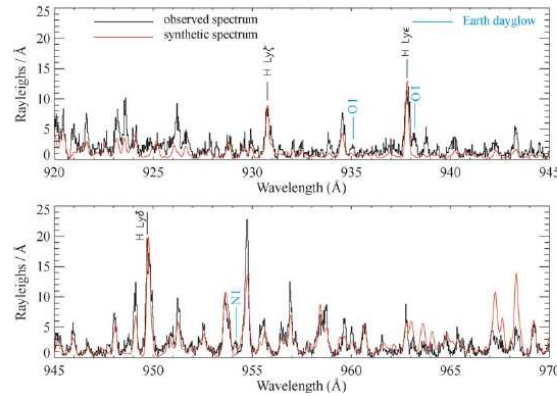


Figura 3.3: Spettro dell'aurora gioviana ottenuto nel FUV da FUSE. La distribuzione di intensità di H_2 è riprodotta da uno spettro sintetico dovuto al lavoro di Gustin et al., 2004 [75]. Tale spettro simula gli effetti dell'impatto di elettroni in precipitazione in un'atmosfera costituita di H_2 e include le transizioni Lyman e Werner. E' stato calcolato per una densità di colonna di H_2 di $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ e una temperatura di 850 K.

emissione atmosferica, ossia radiazione prodotta da specie presenti nell'ambiente atmosferico che vengono eccitate da particelle in precipitazione nell'atmosfera. E' il caso, ad esempio, delle emissioni nell'UV oppure di emissioni infrarosse da parte di H_3^+ o di idrocarburi [39]. L'altro modo in cui può avvenire l'emissione aurorale è a casua di emissione prodotta direttamente dalle particelle in precipitazione nell'atmosfera. E' il caso, ad esempio, della radiazione di maser ciclotronico nelle radioonde, oppure dell'emissione di raggi X per *bremstrahlung*.

Solitamente l'aurora non presenta una geometria semplice, non presentandosi nè come uno strato a piani paralleli nè come una sorgente puntiforme.

Generalmente si presenta come filamenti o fogli luminosi di diversi colori, i più frequenti dei quali sono il verde e il rosso. L'aurora si verifica generalmente nelle zone polari, ma occasionalmente, in periodi di intensa attività magnetica, può essere osservata anche a latitudini più basse. L'unità di misura per l'intensità di emissione è il *Rayleigh*, R , equivalente a $10^6 \text{ fotoni cm}^{-2} \text{ s}^{-1} 4\pi \text{ sr}^{-1}$. Tale unità di misura è nata perché utile nella misurazione di emissioni da sorgenti estese che si potessero risolvere spazialmente. Il Rayleigh è quindi una misura dell'emissione spettrale, o di una qualunque emissione, in termini di quantità di fotoni emessi per unità di area e di angolo solido. Tutto ciò si può anche esprimere in termini di $L = W \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. La relazione che lega queste due unità di misura è

$$L = \frac{R}{2\pi} \cdot 10^{-13} W \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \quad (3.22)$$



Figura 3.4: Aurora polare sul lago di bear in Alaska.

Useremo l'espressione della potenza di emissione in *Watt*.

A grandi scala l'emissione di aurora può essere suddivisa in queste categorie:

Precipitazione di cuspidi : in questo fenomeno avviene una precipitazione di elettroni nella zona di cuspidi, in cui le linee di campo connettono direttamente la ionosfera con il rivestimento magnetico. A precipitare sono gli elettroni il cui *pitch angle* è all'interno del cono di perdita. Lo spettro tipico in questo caso è di circa 100 eV, energie tipiche degli elettroni del foglio magnetico, e la distribuzione è pressoché isotropa. I protoni solari non tendono a precipitare nella regione di cuspidi in quanto il processo di convezione downstream, causato dal campo elettrico di convezione, è più rapido.

Aurora polare si tratta di una emissione debole dovuta alla precipitazione di elettroni a bassa energia nella zona polare, simile alla precipitazione di cuspidi. Si osserva anche una precipitazione di protoni con energie di diversi keV.

Aurora diffusa : in questo caso si osserva un flusso pressoché isotropo di elettroni che precipitano nella zona di *ovale di aurora*. La distribuzione di energie tende ad essere in questo caso maxwelliana, attorno a temperature di circa 1 keV. La distribuzione spaziale di questo tipo di aurora è pressoché piatta e stabile nel tempo.

Archi di aurora discreti : sono i fenomeni di aurora più drammatici, causati dalle correnti allineate al campo magnetico, le *correnti di Birkeland*. Si formano sul lato dell'ovale di aurora nascosto al Sole e avvengono durante le *sottotempeste magnetiche* e hanno una struttura spaziale e temporale alquanto complicata. Le linee di emissione di aurora discreta sono eccitate da elettroni con energie comprese tra 100 eV e 100 keV [31].

Per un livello di attività magnetico medio, un tipico valore per il flusso di elettroni nell'ovale di aurora è di 10^9 particelle per cm^2 per secondo, e il valor medio dell'energia elettronica di 5 keV, corrispondendo quindi ad un flusso totale di circa $5 \cdot 10^{12}$ eV/ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La potenza per l'emissione totale quindi, ammettendo di avere un ovale di aurora con 5° di estensione ad una latitudine di 70° , è di circa 10^{11} W.

L'emissione di aurora può essere prodotta ad un ampio range di lunghezze d'onda, dai raggi X a lunghezze d'onda radio. La maggior parte dell'energia di radiazione è contenuta nelle linee di emissione nel visibile e nell'ultravioletto

Il bremsstrahlung è responsabile dell'emissione X dell'aurora terrestre. La radiazione IR è invece dovuta principalmente alle transizioni vibrazionale eccitate dal riscaldamento dell'aurora [31]. L'emissione non termica è dovuta all'instabilità di maser ciclotronico a basse altitudini, dovuta agli stessi elettroni responsabili delle linee di emissione prodotte nell'atmosfera. Questa radiazione ha una frequenza di 1.5 MHz.

3.5 L'aurora sui pianeti del sistema solare

Andiamo a parlare delle emissioni dei pianeti del sistema solare, in particolar modo dei pianeti giganti. Questi presentano alcune emissioni riconducibili alla stessa tipologia di quelle terrestri, seppur con sembianze diverse a causa dei diversi parametri e grandezze in gioco, e altri tipi di emissione dovute a fenomeni specifici di ogni pianeta, come la presenza di satelliti o la forte inclinazione dell'asse di rotazione planetaria. La composizione atmosferica dei pianeti giganti è simile a quella solare per ciò che concerne le abbondanze atomiche, ossia le specie idrogenoidi e He sono molto più abbondanti di C, N, O [35], tuttavia lo stato in cui si presentano è ovviamente diverso. Nella parte superiore dell'atmosfera, tramite processi di condensazione, fotolisi e separazione diffusiva questa differenza di popolazione è ancora più accentuata. Di conseguenza la quasi totalità dell'emissione di aurora sui pianeti giganti risulta dall'eccitazione tramite impatto di specie di H.

I processi principali che avvengono nei pianeti gassosi sono l'eccitazione vibrazionale di H_2 , l'eccitazione elettronica, l'eccitazione dissociativa e la ionizzazione.

3.5.1 Giove

Il pianeta di cui è più importante parlare è Giove. La sua atmosfera è costituita per il 90% da H_2 e il 10% di He, con varie tracce di CH_4 e NH_3 . Sia Giove che la Terra hanno un ovale di aurora permanente ma variabile nel tempo, con caratteristiche simili nei due emisferi. A differenza della Terra però, in cui l'ovale è sul bordo di separazione tra le linee di campo chiuso e quelle di campo aperto, su Giove l'ovale giace su linee di campo che mappano il piano equatoriale tra 20 e 50 raggi gioviani, mentre la magnetopausa subsolare si trova a non meno di $50 R_G$ dal pianeta. Altra caratteristica simile all'emissione terrestre si riscontra nel radio: la frequenza tipica di emissione è di circa 40 MHz ed il meccanismo responsabile di essa è il maser ciclotronico. La potenza implicata nell'emissione di aurora gioviana è di circa $10^{14}W$ [35], ossia circa 1000 volte di più che nelle zone di emissione di aurora terrestri, mentre Saturno e Urano presentano mediamente emissioni di circa $10^{11}W$ e Nettuno di 10^9W .

Visibile

Nel visibile c'è una buona parte dell'emissione aurorale. Alcune linee tipiche sono la linea di Balmer H I e la linea dell' He I a 1083 nm. Tuttavia è difficile osservare tali linee effettuando osservazioni dalle vicinanze della Terra in quanto la luce solare riflessa le offusca. Se, ad esempio, la riflessività di un pianeta è del 30%, la luce solare riflessa da Giove alla lunghezza d'onda di 656.3 nm, ossia quella della linea $H\alpha$, avrà una luminosità di circa $10^{-12} W cm^{-2} sr^{-1} nm^{-1}$ (20 MR nm^{-1}). Quindi, ad esempio, una riga di emissione aurorale di ampiezza di 0.01 nm, caratteristica della H I Lyman- α , deve risultare più intensa di una radiazione riflessa di $10^{-8} W cm^{-2} sr^{-1}$ (200 kR). Di conseguenza l'emissione nel visibile può essere effettuata solo tramite missioni come le *Voyager* o la *Galileo*, mentre la rivelazione dalla Terra dell'emissione aurorale avviene ad altre lunghezze d'onda. Tuttavia alla fine degli anni 60 Schwitters e Hunter, rispettivamente nel 1968 e nel 1969, effettuarono la prima osservazione della linea H- α gioviana da terra, ipotizzando l'esistenza dell'aurora su tale pianeta, anche se le osservazioni ebbero risultati ambigui in quanto l'intensità della radiazione osservata era di circa $10^{-10} W cm^{-2} sr^{-1}$ (pochi kR).

L'emissione totale in questa parte dello spettro è stata stimata essere di circa $5 \cdot 10^{-10} W cm^{-2} sr^{-1}$ (5 kR). E' stata anche osservata l'emissione dovuta alla traccia ionosferica del tubo di flusso di Io con una potenza totale irradiata di circa 0.3 GW [36].

Ultravioletto

L'emissione principale in questa parte dello spettro, compresa tra 20 e 400 nm, è la linea H Lyman α . Questa è prodotta dalla precipitazione atmosferica di elettroni e protoni. Nel primo caso si ha principalmente l'eccitazione dissociativa dell'H₂ piuttosto che l'eccitazione diretta di H, mentre nel caso della precipitazione protonica è lo scambio di carica e l'eccitazione di H⁺ in precipitazione ad essere la fonte primaria di Lyman- α [35].

La prima osservazione dell'aurora gioviana fu effettuata tramite lo spettrometro ultravioletto (UVS, Ultraviolet Spectrometer) presente sulla sonda Voyager: le emissioni furono osservate in entrambi gli emisferi attorno ai 65° di latitudine. Assumendo un'ampiezza di circa 6000 km della zona aurorale l'emissione osservata fu di $6 \cdot 10^{-9}$ W cm⁻² (60 kR) per la riga Lyman α e di circa $8 \cdot 10^{-9}$ W cm⁻² (80 kR) per l'emissione nelle bande di Lyman e Werner di H₂ [37]. A ciò corrisponde un livello di potenza di $10^{13} - 10^{14}$ W nella zona aurorale, mentre la potenza emessa dall'aurora terrestre è di 10^{11} W. Considerando gli elettroni come particelle precipitanti nell'atmosfera, per avere questa emissione è richiesto un flusso di $\sim 10^{-6}$ W cm⁻² [35]. Ciò significa che in media il rapporto tra emissione di aurora e la radiazione solare di input è 20 - 50 volte maggiore su Giove che sulla Terra. Tuttavia il dibattito su quali siano le particelle precipitanti nell'atmosfera gioviana è ancora aperto. L'aurora gioviana è stata osservata da IUE (International Ultraviolet Explorer) nello stesso periodo delle osservazioni effettuate con Voyager. IUE ha trovato emissioni nella H Lyman- α e nelle bande di Lyman e Werner per H₂, da 117.5 a 165 nm. La distribuzione di luminosità dell'aurora nell'ultravioletto è approssimativamente fissa rispetto alla latitudine magnetica, mentre nel caso terrestre si osserva un'aurora fissa rispetto al tempo locale [31]. Osservazioni condotte tramite il GHRS (Goddard High Resolution Spectrograph) e centrate sulle bande di Lyman e Werner dell'H₂ hanno rivelato una temperatura roto-vibrazionale dell'H₂ di 530 ± 100 K [43]. Ciò viene interpretato in termini di eccitazione dell'H₂ per impatto di elettroni prodotti da particelle primarie in precipitazione nell'atmosfera gioviana e provenienti dalla magnetosfera. Altre osservazioni effettuate da GHRS sull'HST da *Clarke et al.* hanno portato alla derivazione di temperature comprese tra 400-450 e 700-750 K; le emissioni sono state trovate tra 50° e 60° di latitudine.

Su Giove è stato osservato il cosiddetto *aurora haze*, ossia una regione in prossimità dei poli in cui si osserva un oscuramento nell'ultravioletto dal Voyager photopolarimeter subsystem (PPS) ad una lunghezza d'onda di 240 nm: in entrambe le zone polari gioviane è stata riscontrata una buona correlazione tra queste zone oscure e le zone di forte emissione aurorale da parte di H₂. Diverse sono state le spiegazioni date a questo fenomeno. In generale è attribuito alla distruzione di metano nella parte polare dell'atmosfera da parte di particelle energetiche provenienti dalla magnetosfera, seguita poi

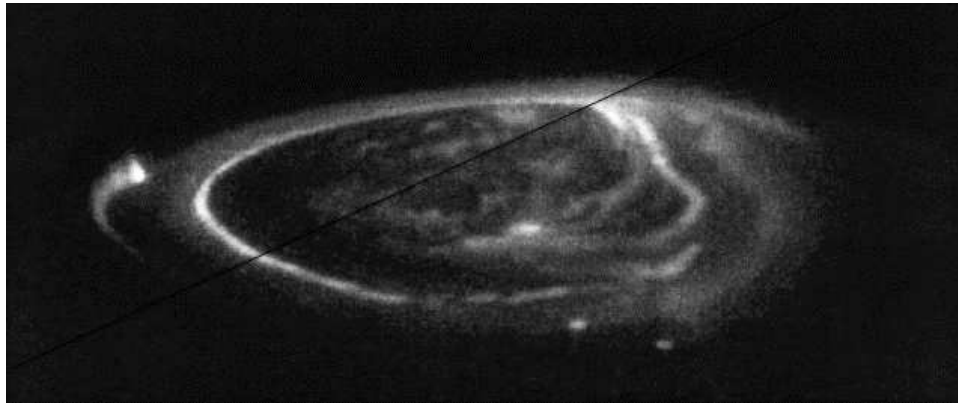


Figura 3.5: *Aurora ultravioletta settentrionale gioviana [31]. Sono visibili le tracce dei satelliti gioviani Io, Ganimede e Callisto*

da varie reazioni tra ioni ed elementi neutri che infine porta alla formazione di benzene ed altri idrocarburi [53]. Si tratta di un meccanismo che può essere rilevante, oltre che su Saturno (che, come vedremo, presenta un simile fenomeno), anche su pianeti extrasolari giganti, specialmente se orbitanti a piccole distanze dalla stella primaria.

Un ruolo importante è giocato anche da ioni più pesanti, quali quelli di O e di S. Questi sono stati studiati in due maniere: come particelle in precipitazione, cercando di identificarne l'emissione ad ampia estensione spettrale, e come ioni presenti nella ionosfera, andando ad osservare le linee di emissione. Nel lavoro del 1994 di Trafton et al. [43] sono state osservate le righe di SI a 129.6 nm e a 142.5 nm, di SII a 125.6, SIV a 1406, e di OI 130.4 e OIII a 166.4 nm. In particolare la linea a 129.6 di SI e quella a 130.4 di OI in precipitazione sono state utilizzate per stabilire un limite superiore al flusso di energia di input [43]. Il flusso di particelle in precipitazione è comunque dominato dagli elettroni, come risultato della necessità di trasportare momento angolare tra magnetosfera e ionosfera, tramite le correnti allineate al campo, nella maniera più efficiente. Questo è risultato essere il meccanismo che domina l'emissione aurorale [43].

Infrarosso

Le principali emissioni in questa fascia dello spettro sono emissioni termiche, quella di H_2 ($2 \mu m$), quella relativa a vari idrocarburi ($7-14 \mu m$) e quella dell' H_3^+ ($3-4 \mu m$). Le potenze emesse sono dell'ordine dei, 40 TW per quella di idrocarburi e 4-8 TW per quella di H_3^+ .

Radio

Giove è una importante sorgente di onde radio di diversa natura. Presenta una radiazione decametrica ed ettometrica, a frequenza minore di 40 MHz, dovuta all'emissione di maser ciclotronico dovuta agli elettroni nella zona aurorale con energie dell'ordine del KeV, una radiazione di sincrotrone che domina a frequenze minori di 2 GHz dovuta agli elettroni con alte energie presenti nelle fasce di Van Allen e infine l'emissione termica che è quella prevalente a frequenze maggiori di 8 GHz [56].

L'emissione gioviana ha dunque un'importante componente non termica. Infatti se avessimo una sorgente della grandezza del pianeta stesso questa dovrebbe avere una temperatura di luminosità più grande di $10^{12} K$ [70]. Il flusso misurato a distanza di 4 U.A., ossia con osservazioni da Terra, è di $3 \cdot 10^{-19} W m^{-2} Hz^{-1}$ alla frequenza di 10 MHz, la frequenza alla quale si ha il picco nell'emissione. Una valutazione della potenza totale presenta delle difficoltà in quanto non è ben nota la struttura dell'emissione [70]. Ad ogni modo, ipotizzando che l'emissione avvenga in un cono abbastanza stretto, nel 1983 Carr *et al.* stimarono una potenza totale di emissione di $P = 6 \cdot 10^9 W$. Il cutoff nell'emissione a bassa frequenza (vedi figura 3.5.1) è dovuto al fatto che l'emissione raggiunge un picco di frequenza laddove il campo magnetico è più alto, ad una frequenza $f(MHz) = 2.8 B$. Ciò avviene in prossimità della superficie planetaria, dove il campo magnetico gioviano vale $B = 14.5 G$ [28], corrispondente ad una frequenza di circa 39.5 MHz. Le osservazioni effettuate da Terra rilevano radiazione con frequenza più alta rispetto a quella di plasma tipica della ionosfera terrestre la quale tipicamente presenta un cutoff a circa 10 MHz, valore che non è costante e che talvolta scende fino a circa 4 MHz [70]. Per osservare quindi la radiazione a lunghezze d'onda ettometriche occorrono osservazioni fatte da sonde come la Cassini, Galileo o le Voyager.

La radiazione di sincrotrone è emessa da elettroni relativistici che si muovono attorno alle linee di campo magnetico. L'emissione avviene in un cono $\frac{1}{\gamma}$ dove γ è il fattore di correzione relativistico

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \simeq 2E$$

con v velocità dell'elettrone, c velocità della luce ed E energia dell'elettrone in MeV. La radiazione emessa presenta un massimo a

$$\nu_{max} \simeq 4.66 E^2 B$$

MHz con B che indica l'intensità del campo magnetico in Gauss. Visto che l'intensità del campo magnetico decresce con la distanza si osservano spettri di sincrotrone diversi in differenti zone seppur la distribuzione di energia degli elettroni rimane invariata [56].

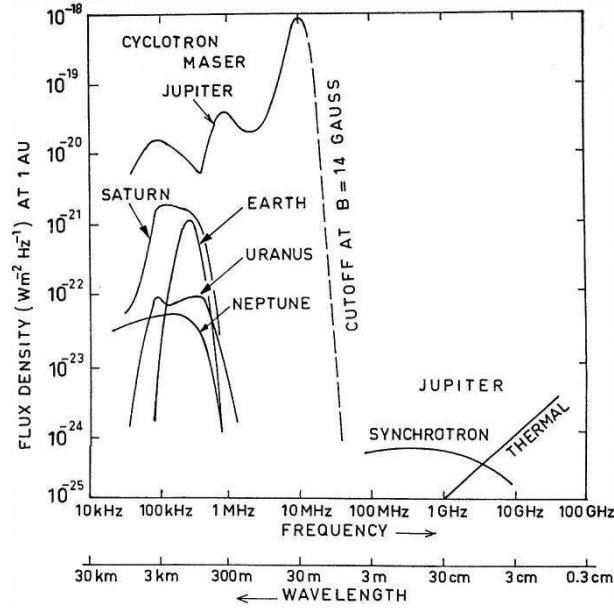
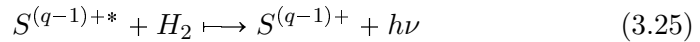
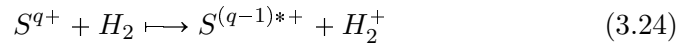
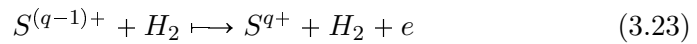


Figura 3.6: Flusso in emissione nel radio di vari pianeti del sistema solare paragonati all'emissione terrestre [28]. La densità di flusso riportata è scalata alla distanza di 1 U.A. Si vedono le diverse componenti dell'emissione, quella dovuta al maser ciclotronico, quella di sincrotrone e quella termica.

Raggi X

L'emissione X avviene tramite precipitazione di ioni oppure tramite bremsstrahlung. Un'esempio di precipitazione che produce questo tipo di radiazione è quella di ioni di S, che avviene in questa maniera [35]:



dove la q indica il numero di cariche elettroniche positive dello ione S. Si tratta di processi di perdita di carica per la 3.23, di scambio di carica per la 3.24 e di emissione di raggi X per la 3.25.

La prima osservazione di raggi X dalle regioni polari gioviane fu effettuata fu fatta dall' imaging proportional counter (IPC) e l'high-resolution imaging (HRI) presenti sul satellite Einstein. L'emissione, rilevata nell'intervallo di energie compreso tra 0.2 e 3 keV, è risultata provenire da entrambe le zone aurorali gioviane. Il flusso osservato era caratterizzato da una legge di potenza con esponente ~ 2.3 e costante nel tempo, a differenza delle osservazioni nell'UV [39].

3.5.2 Saturno

L'atmosfera di Saturno, molto simile a quella di Giove, è composta principalmente di H_2 ed He; quella di Saturno contiene tuttavia una percentuale di H leggermente maggiore, oltre ad una quantità di P ed As circa 10 volte superiore.

La prime osservazioni riguardanti le emissioni saturniane furono effettuate da Pioneer e IUE, le quali osservarono emissioni non necessariamente ricollegabili ad emissione aurorale. Il primo esperimento che riuscì ad osservare l'aurora su Saturno fu invece il Voyager-PRA (Planetary Radio Astronomy) che nel 1980 rilevò una radiazione kilomtrica proveniente dal pianeta. Successivamente fu la volta del Voyager UVS che per primo osservò l'emissione aurorale saturniana nell'ultravioletto [39].

Anche su Saturno si osserva un ovale di aurora in entrambi i poli.

Ultravioletto

Nell'UV sono state osservate le linee di Lyman e di Werner dell' H_2 e la linea $Ly\alpha$ dell'H in emissione da entrambe le regioni polari. La potenza media emessa nell'UV è stata stimata essere di circa $4 \cdot 10^{10}$ W. L'intensità di emissione è compresa tra 1 e $20 \cdot 10^{-10}$ W cm^{-2} sr^{-1} (1 - 20 kR) e occasionalmente raggiunge $1-1.5 \cdot 10^{-8}$ W cm^{-2} sr^{-1} (100-150 kR) [39]. Nell'ultravioletto quindi l'emissione saturniana è più debole di quella gioviana di più di un ordine di grandezza. Le misurazioni Voyager riportano un flusso di energia di input nella magnetosfera saturniana di circa $5 \cdot 10^{10}$ W per gli elettroni, di circa $5 \cdot 10^9$ W per i protoni e di circa $2 \cdot 10^{10}$ W per ioni di N provenienti dal satellite Titano: sono queste tre le possibili specie in precipitazione su Saturno. L'energia degli elettroni in precipitazione è stimata essere di circa 10 keV, corrispondente ad un flusso di energia di circa 1 erg cm^{-2} sec^{-1} [35]. Altra caratteristica di Saturno è il cosiddetto *aurora haze*. Da diversi lavori è stato interpretato come la presenza nella stratosfera di Saturno di materiale che assorbe radiazione UV: la correlazione spaziale tra l'aurora haze e la produzione di aurora sembra suggerire che la produzione di tale materiale influenzi l'attività aurorale [39].

Infrarosso

Sono state osservate emissioni da H_3^+ relativamente deboli, con intensità di $4 - 9 \cdot 10^{-18}$ W m^{-2} , circa l' 1-5% di quella gioviana. L'emissione è risultata provenire essenzialmente dalla regione aurorale. La ragione di un'emissione così debole, anche più debole di quella osservata su Urano, non è stata ancora compresa. La potenza totale stimata per l'emissione da H_3^+ è di $1 - 3 \cdot 10^{11}$ W [39].

Radio

Il Voyager-PRA osservò per primo l'emissione non termica nel radio a lunghezze d'onda chilometriche (SKR, Saturn Kilometric Radiation) proveniente da regioni ad alta latitudine nella magnetosfera. Tale emissione, a 3-1200 kHz, fu interpretata come emissione *X-mode*. La sua potenza totale emessa è di $10^8 - 10^9$ W e il picco si trova tra 100 e 400 kHz [39] [27]. Tale radiazione risulta modulata dalla rotazione saturniana, la quale avviene in 10.66 ore, e presenta strutture anche sulla scala dell'ordine di un secondo. La sorgente dell SKR risulta correlata a quella della radiazione UV e tuttavia, per entrambe non è stata spiegata l'asimmetria longitudinale, la quale risulta strana data la pressoché perfetta simmetria del campo magnetico saturniano [39] [27].

3.5.3 Urano

L'atmosfera di Urano è composta dall'83% di H₂, il 15% di He ed il restante 2% di CH₄, che assorbendo la componente rossa della luce conferisce al pianeta il caratteristico colore azzurro-verdastro. Alla sommità delle nubi la temperatura è di circa 50 K con piccole differenze tra le diverse zone del pianeta, probabilmente esso possiede un particolare sistema di redistribuzione dell'energia solare.

La caratteristica più particolare di Urano è il suo campo magnetico. Questo risulta essere assimilabile ad un dipolo di 0.23 G fortemente inclinato rispetto all'asse di rotazione planetario, con un angolo di 58.6°, e spostato di circa $0.3 R_{\text{g}}$ [39].

Ultravioletto

Le prime osservazioni rilevanti per ciò che riguarda Urano furono fatte nel 1986 dalla sonda Voyager 2. Precedentemente solo IUE aveva osservato un'importante emissione di H Ly α , senza riuscire ad osservare con dettaglio necessario per interpretare correttamente l'emissione. Il Voyager UVS distinse emissione aurorale ad entrambi i poli di Urano. L'ovale di aurora sul lato rivolto al sole, il polo nord uraniano, con intensità del campo più debole del polo opposto, risulta estendersi per 35–40° a differenza dell'ovale meridionale, di circa 7–10°: nell'emissione H₂ l'emissione settentrionale è più luminosa rispetto a quella meridionale di un fattore 2-4 [38]. In realtà non si osservano dei veri e propri ovali di aurora, come quelli di Giove e Saturno, a causa della particolare configurazione dell'asse magnetico e di quello di rotazione. L'emissione dai poli è infatti localizzata a 60–65° di latitudine magnetica nel riferimento centrato sull'asse magnetico [39].

La potenza totale stimata per l'emissione nell'UV è di $3 - 7 \cdot 10^9$ W nelle bande dell' H₂ e nella H Ly α : assumendo un'efficienza del 10% Herbert and Sandel nel 1994 [38] hanno calcolato una potenza di input di $3 - 8 \cdot 10^{-3}$

$\text{erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Questo valore è tuttavia in contrasto con la temperatura osservata nella termosfera uraniana, circa 800 K, la quale richiederebbe un flusso di un ordine di grandezza superiore: una possibile spiegazione a tale discrepanza potrebbe essere la precipitazione di protoni negli anelli di correnti tramite scambio di carica la quale fornirebbe una ulteriore sorgente di calore per la termosfera di Urano [39].

Infrarosso

Nell'IR è stata osservata emissione da H_3^+ con un picco di intensità a 3.89-4.09 μ n. L'intensità è di circa il 10% di quella gioviana. Questa emissione sembra tuttavia controllata più dal fenomeno del dayglow che dall'attività aurorale. La potenza osservata per tale linea è di circa $2 \cdot 10^{11}$ W [39].

Radio

L'emissione radio va da 20 a 900 kHz con un picco attorno ai 200 kHz. La potenza di tale emissione è di circa $3 \cdot 10^7$ W. Le componenti fondamentali dell'emissione uraniana kilomtrica (UKR) sono la *broadband smooth* e la *broadband bursty*: nel polo sud queste due componenti appaiono essere correlate con il picco di emissione ultravioletta. Nel polo nord del pianeta invece il massimo dell'emissione UV giace in corrispondenza della sorgente di onde radio *O-mode* [27] [38].

3.5.4 Nettuno

Nettuno ha un'atmosfera composta all'85% da H_2 , al 13% di He e al 2% di CH_4 ; sono presenti inoltre tracce di NH_3 . La sua composizione è quindi analoga a quella dell'atmosfera di Urano. Anche per quanto riguarda Nettuno le osservazioni sono state effettuate dalla sonda Voyager 2.

Ultravioletto

Il Voyager UVS ha osservato una debole emissione tra 96.7 e 111.5 n, con intensità dell'ordine di $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (~ 10 Rayleigh), comprendente due tipi di strutture. La prima è spazialmente abbastanza estesa, tra latitudini 55° sud e 50° nord. La potenza di tale emissione è di $6 \cdot 10^7$ W per un'estensione del 13% della superficie totale del pianeta. L'altra componente è invece confinata a nella parte sud di Nettuno e si estende per 90° di longitudine: è più intensa della precedente, circa il doppio, (5 R contro 2.5 R) ma, stimando una superficie totale di emissione del 2.5% di quella di Nettuno, arriva ad avere una potenza di $2 \cdot 10^7$ W. Tale emissione è consistente con quella dell' H_2 [39].

Le ipotesi accreditate per spiegare queste emissioni sono diverse: l'iniezione di plasma dal toro del satellite Tritone, scattering di elettroni energetici

dalle fasce di radiazione indotto da onde di tipo *whistler*, precipitazione di fotoelettroni dalla parte esposta al sole dell'emisfero magneticamente coniugato. Una ipotesi più particolare è la cosiddetta "drift shadow", in cui l'aurora è prodotta dal trascinarsi longitudinale di particelle energetiche nella regione atmosferica caratterizzata da un campo magnetico di superficie basso: l'intensità del campo magnetico si abbassa in maniera anomala a causa del grande spostamento e della grande inclinazione del dipolo magnetico nettuniano rispetto al suo asse di rotazione [39]. Tuttavia attualmente nessuna di questi modelli ha dato una spiegazione più soddisfacente degli altri. Sono modellizzazioni da tenere in considerazione dato che i pianeti extrasolari che man mano si vanno scoprendo risultano essere simili ai giganti gassosi del nostro sistema solare, ma presentano ovviamente caratteristiche peculiari. La predizione di emissione da tali pianeti dovrà quindi essere effettuata tenendo conto dei diversi meccanismi osservati da "vicino" con le sonde spedite in prossimità dei pianeti giganti. In particolare i casi di Nettuno e Urano insegnano cosa può succedere in caso di forte discrepanza tra asse di rotazione e asse magnetico, e i meccanismi precedentemente citati rappresentano quindi esempi da tenere in considerazione nello sviluppo di leggi scala per l'emissione.

Radio

La sonda Voyager 2 8 giorni prima dell'approccio più vicino al pianeta osservò emissione radio nettuniana kilomtrica (NKR). La frequenza di emissione variava in un intervallo tra 20 e 900 kHz con un picco intorno ai 350 kHz. La potenza totale della NKR è di circa $2 \cdot 10^7$ W [39]. Sono stati osservati almeno cinque tipi di emissioni radio di tipo non termico su Nettuno: sporadiche emissioni *bursty*, molto intense e definite, con durata inferiore ai 30 msec, e anche emissioni lentamente variabili che costituiscono la principale componente dell'aurora nel radio [35].

3.5.5 Venere e Marte

Su pianeti più simili alla Terra, quali Marte e Venere, l'aurora ha delle conformazioni alquanto differenti, in quanto entrambi i pianeti non presentano un campo magnetico intrinseco.

Venere ha un'atmosfera composta prevalentemente da anidride carbonica (circa il 97%) e da piccole quantità di S e SO₂. Su questo pianeta è stata osservata l'emissione atomica di O a 130.4 e a 135.6 nm, probabilmente prodotta da elettroni con energie inferiori a 300 keV sul lato del pianeta non esposto al Sole. Questa emissione è stata osservata dallo spettrometro ultravioletto Pioneer Venus Orbiter. L'intensità della radiazione è di circa $1\text{-}2 \cdot 10^{-12}$ W cm⁻² sr⁻¹ (10 - 20 R), occasionalmente un ordine di grandezza

Emissione	Giove	Saturno	Urano	Nettuno
Raggi X	~ 1-4 GW	≤5-15 GW	N.O.	N.O.
UV	~2-10 TW	≤50 GW	≤ 40 GW	≤100 MW
Visibile	~10-100 GW	N.D.	N.O.	N.O.
IR (H_3^+)	~40 TW	~ 150-300 GW	~250 GW	≤12 GW
Radio	~100 GW	~1 GW	~30 MW	~20 MW

Tabella 3.1: *Caratteristiche dell'emissione aurorale nel sistema solare a varie lunghezze d'onda. Alcuni tipi di radiazione (i cui dati sono indicati con N.O.) non sono state mai osservate in alcuni casi. L'emissione nel visibile di Saturno è stata osservata da Cassini ma non abbiamo dati disponibili.*

più grande (superiore a 100 R), e presenta un'asimmetria in luminosità tra l'alba e il tramonto [42].

Marte presenta un'atmosfera estremamente rarefatta e completamente priva dei gas più leggeri a causa della bassa gravità del pianeta. Sul pianeta rosso l'aurora è altamente concentrata e localizzata ed è controllata dalle anomalie nel campo magnetico presenti nella crosta marziana. Le osservazioni fatte dallo SPICAM (SPectroscopy for the Investigation of the Characteristic of the Atmosphere of Mars) a bordo della missione Mars Express della ESA hanno evidenziato uno spettro con la caratteristica emissione Lyman- α a 121.6 nm e una banda ben strutturata compresa tra 190 e 270 nm. Queste linee spettrali sono state identificate essere relative alle emissioni di NO NO nel momento in cui N e O si ricombinano, dopo essere stati prodotti sul lato subsolare dalla fotodissociazione, mediante radiazione solare ultravioletta, di CO₂, N₂ e O₂ ed essere stati trasportati nel lato del pianeta opposto al Sole [41].

Riportiamo una tabella per il paragone tra le varie emissioni dei pianeti giganti del sistema solare. La potenza di input stimata è di circa 10^{14} W su Giove, $10^{11} - 10^{12}$ W su Saturno e su Urano, 10^9 W su Nettuno.

Lunghezza d'onda (nm)	Specie
83.4	O II
98.9	O I
102.6	H I Ly β
102.576	O I
104.1	O I
108.5	N II
112-115	H ₂ Lyman e Werner bands
121.6	H I Ly α
125.0-125.9	S II
130.2	O I
135.6	O I
140.0	Si IV, O IV
142.5	S I, Ni II
148.2	S I, C I
149.6	C I
152.4	Si I
156.1	C I
1575	Si I, Fe II
164.0	He II, Fe II
165.7	C I
166.6	O III, S I, Si I
167.0	Al III
170.1	Fe II, Si I
181.2	SiII,SI,AlIII,FeII
190.3	S I
191.8	S I
193.0	C I
280.0	Mg II

Tabella 3.2: Importanti righe di emissione nell'ultravioletto.

Capitolo 4

Leggi scala

4.1 Generazione di campi magnetici

Il principale meccanismo di generazione dei campi magnetici planetari è ritenuto essere il meccanismo a *dinamo*. Dallo studio di tale fenomeno vengono ricavate diverse relazioni che consentono di affinare la legge di Blackett. Blackett (1947) fu il primo ad ipotizzare l'esistenza di una correlazione tra momento magnetico μ e momento angolare L per oggetti astrofisici senza però specificare l'origine fisica di una tale relazione. La possibilità che μ e L siano direttamente proporzionali per i pianeti è conosciuta come *legge di Bode*. L'ipotesi principale è che il campo magnetico intrinseco dei pianeti sia dovuto a processi di dinamo che avvengono all'interno del pianeta stesso e quindi alla rotazione del pianeta attorno al proprio asse [58]. Tale ipotesi pare confermata dalle osservazioni, come ad esempio quella della pressoché totale assenza di campo magnetico intrinseco su Venere che ha un periodo di rotazione quasi pari a quello di rivoluzione, e quindi una velocità di rotazione molto bassa. La legge di Blackett può venire quindi scritta come

$$\mu \propto m \omega r^2 \quad (4.1)$$

dove ω indica la frequenza di rotazione del pianeta in questione. Il modello a dinamo però suggerisce che il momento magnetico di un pianeta dipenda piuttosto da proprietà della zona interna del pianeta che da parametri globali. In altri termini si tratta di stimare le caratteristiche del nucleo del pianeta in cui si verifica l'effetto dinamo. Una stima per determinare il raggio del nucleo a cui è dovuto l'effetto dinamo è [63]

$$r_c \propto M^{0.44} \quad (4.2)$$

dove r_c è il raggio del nucleo e M la massa del pianeta. Questa legge di scala è empirica ed è stata trovata fittando i dati relativi a Mercurio, Terra, Giove

e Saturno. Tuttavia questo tipo di legge scala è applicabile esclusivamente a pianeti il cui raggio è determinato dalla massa. Per pianeti più giovani il raggio invece è una funzione dell'età e quindi una legge scala per il raggio del nucleo dovrà avere la forma

$$r_c \propto R^\alpha M^\beta \quad (4.3)$$

Tipicamente ciò avviene per pianeti di tipo *Hot Jupiter*, la cui densità è generalmente inferiore a quella gioviana. Fittando i dati relativi a Giove, Saturno, Urano e Nettuno si arriva alla relazione [63]

$$r_c \propto R^{-0.96} M^{0.75} \quad (4.4)$$

Questa è una relazione molto migliore della precedente in quanto la 4.2 non ha sempre significato fisico poiché, per alcuni valori della massa, il raggio del nucleo può risultare più grande di quello del pianeta.

4.1.1 Leggi scala per il momento magnetico

Oltre alla legge di Blackett sono state proposte altre leggi scala per la determinazione del momento magnetico di un pianeta. Si tratta di leggi basate su modelli teorici di formazione del campo magnetico planetario, principalmente basati sul modello a dinamo, e che quindi tengono anche conto della conduttività σ nel nucleo e del flusso interno di calore E , considerate simili a quelle di Giove. I momenti magnetici risultanti da questi vari modelli variano dalle legge di Blackett entro un fattore 10 [17]. Di conseguenza la potenza emessa nella emissione radio dei pianeti, pur essendo sostanziale dal punto di vista teorico, è piuttosto piccola, specialmente in paragone alla possibile variazione che si può riscontrare al variare della velocità del vento stellare incidente sul pianeta.

Riportiamo quindi alcune delle relazioni trovate in vari lavori, pur scegliendo alla fine di usare la relazione di Blackett, in quanto di carattere più generale

$$\mu \sim \rho \omega r_c^5 \quad (4.5)$$

(*Blackett*, 1947)

$$\mu \sim \rho^{0.5} \omega r_c^4 \quad (4.6)$$

(*Busse*, 1976)

$$\mu \sim \rho^{0.5} \omega^{0.5} r_c^3 \sigma^{-0.5} \quad (4.7)$$

(*Stevenson*, 1983)

$$\mu \sim \rho^{0.33} \omega^{0.5} r_c^{3.5} E^{0.17} \quad (4.8)$$

(*Curtis and Ness*, 1986)

$$\mu \sim \rho^{0.5} \omega^{0.75} r_c^{35} \sigma^{-0.25} \quad (4.9)$$

(*Mizutani et al.*, 1992)

$$\mu \sim \rho^{0.5} \omega^{0.75} r_c^{3.5} \sigma^{-0.5} \quad (4.10)$$

(*Mizutani et al.*, 1992)

$$\mu \sim \rho^{0.5} \omega r_c^{3.5} \quad (4.11)$$

(*Sano*, 1993).

Queste relazioni vengono ulteriormente trasformate considerando che $r_c \sim M^{0.33}$ per pianeti gassosi e $r_c \sim M^{0.5}$ per pianeti rocciosi, seppur strutturati internamente. Si giunge quindi a

$$\mu \sim \omega M^{1.66-2.5} \quad (4.12)$$

(*Blackett*, 1947)

$$\mu \sim \omega M^{1.37-2.00} \quad (4.13)$$

(*Busse*, 1976)

$$\mu \sim \omega^{0.5} M^{1.0-1.5} \quad (4.14)$$

(*Stevenson*, 1983)

$$\mu \sim \omega^{0.5} M^{1.16-1.75} \quad (4.15)$$

(*Curtis and Ness*, 1986)

$$\mu \sim \omega^{0.75} M^{1.16-1.75} \quad (4.16)$$

(*Mizutani et al.*, 1992)

$$\mu \sim \omega^{0.75} M^{1.0-1.5} \quad (4.17)$$

(*Mizutani et al.*, 1992)

$$\mu \sim \omega M^{1.16-1.75} \quad (4.18)$$

(*Sano*, 1993).

Le variazioni nei momenti magnetici risultanti sono contenute entro un fattore 10 (vedi tabella 4.1) per i pianeti presi in considerazione nel lavoro di *Farrell et al.* [17] del 1999 e. Vedremo più avanti che vale approssimativamente $P \sim \mu^{0.6}$ e la potenza radio irradiata varierà quindi di un fattore 3-4. Ciò fa concludere che applicare diverse leggi scala al momento magnetico di pianeti extrasolari fa variare la potenza emessa di un fattore piccolo rispetto a quelli previsti per cambiamenti nella velocità del vento stellare.

Pianeta	M/M_{J} Blackett	M/M_{J} Minimo	M/M_{J} Massimo
51 Peg	0.028	0.014	0.147
16 Cyg B	1.96	1.50	2.75
47 Uma	5.52	2.8	13.1
70 Vir	22.9	6.6	111.9
HD 114762	45.7	10.0	316.2
τ Boo	1.19	1.4	3.8

Tabella 4.1: *Variazione dei valori dei momenti magnetici di alcuni pianeti extrasolari in relazione al modello usato per la stima di essi. E' stimato il rapporto con il momento magnetico gioviano M/M_{J} [17].*

4.2 Emissione radio da pianeti extrasolari

Dalle osservazioni effettuate nel radio da varie missioni si giunge alla conclusione che pianeti con campo magnetico intrinseco emettono radiazione di ciclotrone coerente, di solito dalla zona in cui sono presenti fenomeni di aurora polare. Ciò è dovuto al fatto che gli elettroni che popolano la magnetosfera seguono le linee di campo e quando cominciano a muoversi a spirale in corrispondenza delle zone di aurora polare tendono ad emettere radiazione di ciclotrone. Tale radiazione è sempre polarizzata in maniera circolare o ellittica [18].

Nel sistema solare il pianeta che presenta l'emissione più intensa è Giove, il quale genera $10^{11} - 10^{12} \text{ W}$ di potenza in frequenze che vanno da meno di 1 MHz a circa 40 MHz con un picco attorno a 10 – 20 MHz. L'osservazione di tale emissione ha anche consentito di stimare in circa 10 G il campo magnetico polare di Giove. La Terra invece emette dalle regioni polari una radiazione di $10^7 - 10^8 \text{ W}$ tra 0.05 e 1 MHz[16]. Anche gli altri pianeti del sistema solare presentano un picco ad analoghe frequenze: a causa del cut-off ionosferico a 2-15 MHz, che varia a seconda delle condizioni ionosferiche, l'emissione non è quindi osservabile da terra ma solo da telescopi spaziali. Affinche ci sia emissione occorre, inoltre, che la frequenza di plasma della sorgente sia più bassa della frequenza di emissione, proprio per evitare la schermatura della radiazione da parte della sorgente stessa. Per i pianeti del sistema solare si ha sempre un'emissione a frequenze superiori a quelle del plasma ionosferico per qualsiasi pianeta fatta eccezione per Mercurio.

I processi per l'emissione radio possono essere suddivisi in due categorie. Il primo tipo è quello della radiazione indotta dal flusso di particelle provenienti dal vento stellare che scorre intorno alla magnetosfera planetaria. Queste particelle cariche portano alla creazione di correnti magnetosferiche che danno vita all'emissione dalla zona polare. Il secondo tipo di emissione è dovuto alla conversione di energia magnetica in energia cinetica di particelle

e quindi alla loro accelerazione. E' un fenomeno più raro del precedente ma che può risultare molto intenso. In questa categoria rientra ad esempio l'emissione di ciclotrone dovuta alla conversione di energia magnetica su Io, emissione che risulta essere la sorgente radio più intensa del sistema solare. Convinti della certezza che i pianeti dotati di campo magnetico emettono radiazione di ciclotrone si può anticipare che i pianeti giganti gassosi extrasolari emettono anch'essi tale radiazione. Tuttavia bisogna tenere ovviamente conto che la distanza dalla Terra rende difficile la rilevazione di tali emissioni, infatti fallita con il Very Large Array e il telescopio ucraino UTR-2 [16]. Essendo i pianeti extrasolari osservati prevalentemente di tipo gioviano, sarà quindi naturale la scelta di scalare i risultati ottenuti rispetto ai valori gioviani osservati. In tale maniera si potranno ottenere delle leggi scala per l'emissione dei pianeti extrasolari.

Attualmente sono stati scoperti 228 pianeti extrasolari [59]. La maggior parte dei pianeti extrasolari è stata scoperta mediante il metodo della velocità radiale, ossia l'osservazione del moto della stella ospitante dovuto al movimento del pianeta stesso. Questo è un metodo di osservazione indiretto che misura l'influenza gravitazionale del pianeta e quindi consente una stima della sua massa minima, visto che rimane comunque sconosciuto l'angolo di inclinazione dell'orbita rispetto alla linea di osservazione. Un'osservazione diretta del pianeta permetterebbe una migliore conoscenza dello stesso, ma ciò è possibile in pochi casi in quanto occorre osservare un transito del pianeta sul disco stellare. Ciò è stato possibile per la stella HD 209458, caso in cui sono state osservate le linee di assorbimento del sodio nell'atmosfera del pianeta [23], e in quello di HD 149026, stella dalla cromosfera inattiva, che ospita un pianeta di massa simile a quella di Saturno [24]. Nel 2003 sono state osservate delle modulazioni nelle linee di Ca II e K per la stella HD 179949 [26]: la periodicità di queste modulazioni, interpretate come conseguenza dell'interazione magnetica di stella e pianeta, ha fornito il periodo di rivoluzione del pianeta.

Vediamo quindi che l'osservazione di emissione radio da parte dei pianeti extrasolari costituirebbe un metodo diretto di rivelazione e fornirebbe informazioni sul pianeta. In primo luogo una stima del campo magnetico polare planetario: ad esempio su Giove viene osservato un cut-off nell'emissione decametrica a circa 40 MHz che consente di stimare l'intensità del campo magnetico polare. In secondo luogo il periodo di rotazione del pianeta, come è stato fatto per i pianeti giganti nel sistema solare, specialmente per Nettuno, correggendo le stime effettuate mediante l'osservazione della rotazione di nubi atmosferiche [15]. In linea di principio l'osservazione nel radio potrebbe consentire anche studiare l'eventuale presenza di satelliti intorno a pianeti extrasolari in quanto questi potrebbero influenzare l'emissione radio dai pianeti stessi: tuttavia ciò richiederebbe osservazioni di qualità molto alta.

Le osservazioni nel radio sono in linea di principio da preferire a quelle nel

visibile e nell'infrarosso, in quanto in queste due zone dello spettro l'emissione stellare è superiore a quella planetaria, a differenza di quanto accade per l'emissione radio. Questa viene generata da instabilità di maser ciclotronico, per la cui esistenza sono necessari un campo magnetico e una sorgente di elettroni con energie dell'ordine dei keV.

Osservare nel radio la radiazione di maser ciclotronico costituisce inoltre un metodo di osservazione diretta di un pianeta extrasolare e di capire se questo ha o meno un campo magnetico. La presenza di un campo magnetico planetario è una condizione necessaria affinché su questo possa svilupparsi vita, in quanto provvede alla protezione da particelle energetiche dirette sul pianeta, come quelle dei raggi cosmici o del vento stellare, e ai loro effetti distruttivi sugli organismi viventi. La frequenza limite superiore all'emissione del radio dà la massima intensità del campo magnetico in prossimità del pianeta, il senso di polarizzazione indica se l'emissione arriva da uno solo dei due poli o da entrambi, mentre la polarizzazione, se osservata, può dare un limite alla densità del plasma nella magnetosfera.

L'emissione planetaria nel radio si distingue da quella stellare perché modulata dal periodo di rotazione del pianeta qualora l'asse magnetico non fosse lo stesso dell'asse di rotazione, o qualora ci fosse componenti non dipolari nell'emissione. Ciò è stato usato anche nel sistema solare. Ad esempio le osservazioni eseguite con un magnetometro dalla sonda Voyager su Saturno hanno misurato un campo magnetico pressoché dipolare, e allineato con l'asse di rotazione. Tuttavia le componenti non dipolari, anche se deboli, causano un'emissione radio modulata: proprio misurando questa modulazione Desch e Kaiser, nel 1984, sono riusciti a ricavare un valore accurato del tasso di rotazione della parte interna di Saturno.

C'è da valutare che possibilità si abbia di riuscire ad osservare un pianeta extrasolare nella parte radio dello spettro. Dalla figura 3.5.1 si vedono le densità di flusso della radiazione di maser ciclotronico per i vari pianeti del sistema solare. Si nota che per Giove la radiazione di maser ciclotronico è $10^3 - 10^6$ volte più intensa della radiazione termica. Una cosa che si può subito vedere è quella di valutare quale sarebbe l'intensità osservata per la radiazione gioviana se il pianeta si trovasse in un sistema extrasolare, a distanza dell'ordine di 50 pc. Emettendo circa 10^{11} mJy a distanza di 1 UA, il flusso gioviano sarebbe compreso tra 10^{-3} e 10^{-1} mJy.

Bastian et al. [28], pur utilizzando il Very Large Array nel loro lavoro, non sono riusciti ad osservare emissione radio dai pianeti dei sistemi esaminati. Un insuccesso nel tentativo di osservare questo tipo di radiazione può essere dovuto a diverse cause. Innanzitutto ci possono essere motivazioni legate agli strumenti. In primo luogo si può attribuire un insuccesso al fatto che le osservazioni vengono fatte a lunghezze d'onda ben precise. Nel caso delle osservazioni precedentemente citate, le bande osservate sono state quelle a 74, 333 e 1465 MHz. Queste scelte vengono determinate da ipotesi sull'intensità del campo magnetico del pianeta in questione, ma tuttavia posso risultare

errate. In secondo luogo le osservazioni potrebbero essere state effettuate con uno strumento non sufficientemente sensibile.

Altri motivi potrebbero essere legati alla sorgente: un pianeta extrasolare, seppur munito di un grande campo magnetico, potrebbe non essere colpito da elettroni con energie tali da causare l'emissione cercata, o potrebbe emettere radiazione di maser ciclotronico ad un tempo diverso da quello dell'osservazione. In ultimo si deve dire che l'emissione potrebbe non essere diretta verso la Terra, in quanto l'emissione di maser ciclotronico avviene in un cono, pressoché perpendicolare al campo magnetico locale, con l'apertura dell'ordine di pochi gradi.

4.2.1 Emissione di ciclotrone da pianeti extrasolari

Una relazione macroscopica applicabile a tutti i pianeti che emettono nel radio è la cosiddetta *legge radiometrica di Bode* che mette in relazione la potenza del vento stellare incidente, l'intensità del campo magnetico planetario e la potenza media dell'emissione radio. La legge di Bode è una legge empirica che si basa sull'assunzione che l'emissione di aurora aumenti con l'aumentare della potenza del vento solare incidente e che lo stesso discorso valga per l'emissione radio, ossia che ci sia una diretta proporzionalità tra la potenza del vento solare P_{sw} e quella della radiazione emessa P_{rad} . Ciò è anche confermato da diversi lavori [18] che mettono in diretta relazione il flusso cinetico intercettato dalla magnetosfera e l'emissione radio planetaria. Di conseguenza, essendo il campo magnetico congelato nel campo interplanetario, si ha che il flusso cinetico è anche proporzionale al flusso magnetico e quindi la radiazione emessa è proporzionale non solo al flusso cinetico incidente P_{sw} ma anche a quello magnetico P_{mag} . Una prima espressione di tale legge è [17]

$$P_{rad} = \epsilon P_{sw}^x \quad (4.19)$$

in cui si ha un coefficiente di proporzionalità $\epsilon \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ e $x \approx 1$ [15]. Un'analisi più dettagliata delle emissioni radio dei pianeti del sistema Solare ha invece portato alla relazione

$$P_{rad} \propto P_{sw}^{0.88} \quad (4.20)$$

Per quanto riguarda la proporzionalità al flusso magnetico incidente si ha [18]

$$P_{rad} = \chi P_{mag} \quad (4.21)$$

con

$$\chi \approx 3 \times 10^{-3} = 400\epsilon \quad (4.22)$$

la forma simile di tali due relazioni è una conseguenza del fatto che la componente azimutale del campo magnetico nel vento solare scala come $B_\phi \sim r^{-1}$ (dove r è la distanza dalla stella), quindi il flusso magnetico scala come r^{-2} .

Il flusso cinetico scala invece come ρV_{sw}^3 : per una velocità sferica costante quindi anche esso scala come r^{-2} .

L'efficienza appare essere abbastanza elevata e ciò fa pensare che la conversione di energia magnetica incidente in accelerazione di particelle tramite riconnessione sia il processo che guidi l'emissione radio. La potenza che il vento stellare riesce a trasmettere alla magnetosfera dipende dalla grandezza dell'area della magnetosfera esposta allo stesso, dalla distanza della magnetosfera dalla stella e dalla densità di energia del vento stellare nel punto incidente. Tutto ciò viene descritto da [17]

$$P_{sw} = \pi m_p \rho_0 v_{sw}^3 \left(\frac{l_0}{A} \right)^2 \quad (4.23)$$

in cui m_p è la massa del protone, ρ_0 la densità del vento stellare e v_{sw} la sua velocità, l_0 il raggio della magnetosfera e A la distanza stella-pianeta. Considerando che il raggio substellare della magnetopausa può essere espresso in termini del momento magnetico μ del pianeta tramite [17]

$$l_0 \sim \mu^{1/3} A^{1/3} \quad (4.24)$$

e scalando le grandezze in termini di quelle gioviane, si arriva a [17]

$$P_{rad} = \left(\frac{\mu}{\mu_J} \right)^{0.58} \left(\frac{A_J}{A} \right)^{1.17} 4 \times 10^9 W \quad (4.25)$$

Il valore di $4 \times 10^9 W$ è quello della radiazione ettometrica di Giove: si è quindi trascurata la radiazione decametrica, controllata prevalentemente dall'interazione del pianeta con il suo satellite Io. Da ciò si vede che per stimare l'emissione radio di un pianeta extrasolare si necessita solamente del suo momento magnetico e della distanza dalla stella al sistema della quale il pianeta appartiene. Il momento magnetico è stimabile dalla conoscenza della massa planetaria e del periodo di rotazione tramite la legge di Blackett, mentre la distanza dalla stella mediante lo spostamento Doppler dovuto allo spostamento stellare. Il valore del momento magnetico gioviano è $\mu_J = 4.2 G R_J^3$, espresso in termini del raggio gioviano, mentre la distanza di Giove dal Sole è di 5 UA. Per i pianeti gassosi con densità all'incirca uguale ad $1g/cm^3$ si ha la legge di proporzionalità tra raggio e massa del pianeta $r \sim M^{1/3}$, quindi la legge di Blackett può essere riscritta come [17]

$$\mu = \frac{\omega}{\omega_J} \left(\frac{M}{M_J} \right)^{5/3} 4.2 G R_J^3 \quad (4.26)$$

Ciò vale assumendo una componente di dipolo dominante nel campo planetario, cosa vera per tutti i pianeti del sistema solare, anche per quelli come Urano e Nettuno che hanno una maggiore componente di quadrupolo

e ottupolo rispetto agli altri, tuttavia piccola rispetto a quella dipolare [17]. Combinando tra di loro le precedenti relazione si ottiene

$$P_{rad} = \left(\frac{\omega}{\omega_{\gamma}}\right)^{0.58} \left(\frac{M}{M_{\gamma}}\right)^{0.98} \left(\frac{A}{A_{\gamma}}\right)^{-1.17} 4 \times 10^9 W \quad (4.27)$$

Un altro modello invece considera la relazione

$$P_{rad} \propto P_{sw}^{1.2} \quad (4.28)$$

Rispetto al precedente questo innanzitutto considera anche le emissioni di Urano e Nettuno e, in secondo luogo, include anche la radiazione decametrica gioviana tra quelle dominate dal vento solare, come suggerito dal lavoro di *Barrows et al* [20]. La potenza radio media emessa è, in questo caso

$$P_{rad} = \left(\frac{\omega}{\omega_{\gamma}}\right)^{0.79} \left(\frac{M}{M_{\gamma}}\right)^{1.33} \left(\frac{A}{A_{\gamma}}\right)^{-1.60} 400 \times 10^9 W \quad (4.29)$$

A questo punto occorre stimare il flusso radio che giunge sulla Terra e a tale scopo si assume che l'irraggiamento da parte del pianeta sia sferico. Questa approssimazione in realtà rappresenta un limite inferiore, infatti le sorgenti di radiazione ciclotronica del sistema solare presentano coni di emissione con aperture variabili tra i 5° e i 60° . D'altra parte bisogna osservare che ad un angolo di emissione più piccolo corrisponde una minore probabilità di osservare la sorgente. Per un'emissione in un generico angolo solido Ω si può scrivere

$$\Phi = \frac{P}{\Omega s^2 \Delta f} (W/m^2 Hz) \quad (4.30)$$

mentre nell'approssimazione sferica si ha

$$\Phi = \frac{P}{4\pi s^2 \Delta f} (W/m^2 Hz) \quad (4.31)$$

in cui s è la distanza tra il sole e il sistema extrasolare, Δf è la banda di emissione che, consistentemente con le osservazioni relative ai pianeti del sistema solare, viene assunta essere la metà della frequenza di radiazione [17]. Con tale approssimazione si posso stimare i flussi provenienti da alcuni pianeti di tipo gioviano orbitanti attorno a stelle di tipo solare. In tabella 4.2 riportiamo i risultati per alcuni pianeti extrasolari di tipo gioviano orbitanti attorno a stelle di tipo solare. In generale tali flussi radio risultano molto deboli. Ad esempio τ Boo presenta, nel caso più ottimistico, un flusso medio, centrato su 28 MHz, di 2 Janskys ($1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$), mentre attualmente uno dei radio telescopi più grandi che osserva a lunghezze d'onda decametriche, dell'Ukrainian Radio Institute, può misurare segnali continui fino a 10 Jy. Il progetto LOFAR, LOw Frequency ARray, invece attorno ai 30 MHz ha una sensibilità di 2.8 Jy [90]. Ciò significa che tale telescopio potrebbe essere in grado di distinguere 51 Peg.

Pianeta	f (MHz)	Potenza radio (W)		Flusso (mJy)	
		(1)	(2)	(1)	(2)
51 Peg	0.7	$1 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{13}$	$12 \cdot 10^{-3}$	3.9
16 Cyg B	46	$2 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$
47 Uma	130	$3 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-3}$
70 Vir	545	$4 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$23 \cdot 10^{-3}$
HD 114762	1090	$1 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$15 \cdot 10^{-3}$
τ Boo	28	$1 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{-3}$	2.2

Tabella 4.2: Stima dell'emissione radio da alcuni pianeti extrasolari di tipo gioviano orbitanti attorno a stelle di tipo solare. I valori riportati sono relativi ai due modelli di emissione discussi. Il secondo modello include la radiazione decamentrica gioviana e quindi giunge a risultati diversi dal primo [17].

4.2.2 Leggi scala per la potenza emessa

Nelle parti interne della eliosfera si ha un campo sostanzialmente radiale esprimibile come

$$B_r(r) = B_* \left(\frac{R_*}{r} \right)^2 \quad (4.32)$$

dove l'asterisco indica che ci stiamo riferendo ai valori del raggio e del campo magnetico superficiale della stella in questione. A distanze più grandi del raggio di Alfvén invece, per la conservazione del momento angolare, diventa dominante la componente azimutale del campo

$$B_\phi(r) = B_* \left(\frac{R_*^2 \Omega_*}{V_{sw} r} \right) \quad (4.33)$$

dove Ω_* è la frequenza di rotazione stellare. Quindi si trascura la componente radiale a grandi distanze senza che ciò comporti mancanza di accuratezza per i pianeti con un periodo lungo. Per i pianeti con breve periodo invece si ottiene un limite inferiore per la potenza emessa nel radio. Un'altra approssimazione è quella di considerare le orbite circolari e non ellittiche sebbene i pianeti più vicini al sistema solare scoperti evidenzino eccentricità fino a valori di 0.7. Partendo dalle 4.19 e 4.21 si ha

$$P_{rad} = \chi P_{mag} = \epsilon P_{sw} \quad (4.34)$$

Consideriamo il flusso magnetico e quello cinetico incidenti su una magnetosfera e abbiamo

$$P_{rad} = \chi \frac{B(r)^2}{8\pi} V_{sw} \pi r_{mp}^2 \quad (4.35)$$

e

$$P_{rad} = \epsilon \rho_{sw} V_{sw}^3 \pi r_{mp}^2 \quad (4.36)$$

dove

$$\rho_{sw} = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 V_{sw}} \quad (4.37)$$

è la densità del vento stellare e \dot{M} è il tasso di perdita di massa della stella considerata. In queste relazioni usiamo i valori medi di tali parametri dato che ci occorre una stima della dipendenza da essi. Si può fare l'assunzione [18] che il rapporto $\frac{\chi}{\epsilon}$ sia universale in quanto i meccanismi di conversione di energia sono supposti essere gli stessi per i pianeti solari ed extrasolari. Questa assunzione porta ad avere, dalle 4.35, 4.36 e 4.37,

$$\frac{\chi}{\epsilon} = \frac{2\dot{M}_* V_{sw}^3}{B_*^2 R_*^4 \Omega_*^2} \quad (4.38)$$

da cui si possono trarre informazioni sulle variabili del sistema essendo il rapporto un numero noto.

Considerando i valori gioviani possiamo riscrivere la 1.51 in termini di

$$r_{mp} = 2^{1/3} \left(\frac{\mu_{\mathcal{Y}}^2}{16\pi\rho V_{sw}} \right) \propto \mu_{\mathcal{Y}}^{1/3} \dot{M}_*^{-1/6} V_{sw}^{-1/6} A^{1/3} \quad (4.39)$$

si ha

$$P_{sw} = \rho V_{sw}^3 \pi r_{mp}^2 = \frac{\dot{M} V_{sw}^2 r_{mp}^2}{4A^2} \quad (4.40)$$

dove A indica il raggio dell'orbita del pianeta. Infine, considerando che $P_{rad} = \epsilon P_{sw}$ e considerando la 4.39 si giunge a

$$P_{rad} \propto \dot{M}_*^{2/3} V_{sw}^{5/3} \mu_{\mathcal{Y}}^{2/3} A^{-4/3} \quad (4.41)$$

che ci dice come scala la potenza irradiata in termini del tasso di perdita di massa della stella, del momento magnetico del pianeta, della velocità del vento stellare e del raggio dell'orbita. Da tale legge si nota, per esempio, che l'emissione radio di un pianeta più vicino alla stella rispetto ad un altro più lontano dalla stessa risentirà sia dell'effetto di una maggiore densità del vento stellare, che scala come A^{-2} , ma anche della minore grandezza della magnetosfera: questi due effetti combinati portano P_{rad} a scalare in termini di $A^{-4/3}$. Dalla legge scala ottenuta si vede che l'approssimazione di orbite circolari sottostima la luminosità al periastro e la sovrastima all'apoaastro. Ad esempio, per un pianeta come HD 3651 che ha un'eccentricità di 0.63 si ha una sottostima dell'intensità della potenza emessa al perigeo di 3.8 mentre una sovrastima all'apogeo di 0.5 [18].

Questa legge scala per l'emissione planetaria è stata trovata ragionando sull'emissione radio. Tuttavia la sua valenza si può assumere di carattere generale dato che il fenomeno fisico che genera l'emissione nel radio ha la stessa origine dei vari meccanismi di emissione nell'ultravioletto, ossia la

precipitazione atmosferica di particelle. Questa è determinata dal flusso di vento stellare incidente sulla stella e dalla sua interazione con il pianeta, ossia da tasso di perdita di massa stellare, velocità del vento stellare e intensità del campo magnetico planetario, oltre che raggio orbitale.

4.3 Perdita di momento angolare stellare

La perdita di momento angolare prevista nelle stelle che presentano venti è una conseguenza della connessione tra la stella e la materia uscente dovuta alla presenza di un campo magnetico. Le due componenti del campo sono legate dalla relazione

$$\frac{B_\Phi}{B_r} = \frac{V_\Phi - r\Omega}{V_r} \quad (4.42)$$

da cui segue

$$V_\Phi = r\Omega \frac{\frac{V_r^2 L}{r^2 \Omega} - v_{ar}^2}{V_r^2 - v_{ar}^2} \quad (4.43)$$

4.3.1 Tempo di spin down

Un effetto dovuto al fenomeno di perdita del momento angolare delle stelle che presentano venti è quello della riduzione del periodo di rotazione. Come detto il momento angolare viene perso a causa della connessione che il campo magnetico genera tra la stella e la materia in allontanamento da essa: le linee di campo infatti sono connesse con la superficie stellare ma al contempo congelate nella materia del vento stellare. Il momento angolare perso va quindi a risultare nello stress magnetico. Andiamo a stimare il tempo scala di spin down per un rotatore magnetico lento, ad esempio il sole. Tale tempo può essere scritto come

$$\tau_j = \frac{L}{\frac{dL}{dt}} \quad (4.44)$$

Nel caso in cui si presentasse una perdita di massa solo dalla zona equatoriale potremmo scrivere

$$\frac{dL}{dt} = \dot{M}L = \dot{M}r_A^2\Omega \quad (4.45)$$

dove r_A è il raggio di Alfvén e Ω la velocità di rotazione della stella. Se invece si ha una perdita di massa da tutta la superficie, secondo la stima di Weber e Davis [62] si ha

$$\frac{dL}{dt} = \frac{2}{3}\dot{M}r_A^2\Omega \quad (4.46)$$

Avendo per una sfera con densità uniforme

$$L = \frac{2}{5}MR^2\Omega$$

si ricava

$$\tau_j \approx \frac{3}{5} \frac{M}{\dot{M}} \frac{R^2}{r_A^2} \approx \frac{2}{5} \frac{M_*}{\dot{M}} \frac{R_*^2 \Omega^2}{v_\infty^2} \approx \frac{2}{5} M_* \left\{ \frac{\Omega^2}{R^2 B_{r,0}^4 \dot{M}} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (4.47)$$

dove si è usato

$$r_A \Omega \approx \sqrt{\frac{3}{2}} v_\infty \quad (4.48)$$

Quello trovato è un ordine di grandezza per il tempo necessario ad ottenere lo spin down. Possiamo provare a fare una stima del tempo di spin down ragionando in una maniera un pò diversa da questa.

Consideriamo un campo magnetico B la cui intensità dipenda da Ω come $B \sim \Omega^n$ e che sia di tipo dipolare. Il suo valore al raggio di Alfvén è quindi

$$B_a = B_0 \Omega^n \left(\frac{r_A}{R_*} \right)^{-3} \quad (4.49)$$

Assumiamo che dal punto di Alfvén il sistema si comporti come un corpo rigido e che la velocità radiale sia v_∞ e quindi scriviamo

$$\frac{dL}{dt} = r_A^2 \Omega \dot{M} = \dot{\Omega} I \quad (4.50)$$

con I momento di inerzia totale.

Si ha quindi

$$r_A \Omega = v_A = \frac{B_0 \Omega^n R_*^3}{r_A^3} \left(\frac{v_\infty}{\dot{M}} \right)^{1/2} \quad (4.51)$$

da ciò possiamo ricavare la seguente relazione

$$\dot{\Omega} I = \dot{M} \frac{(r_A \Omega)^2}{\Omega} = \dot{M} \frac{B_0^2 \Omega^{2n} R_*^6}{r_A^6} \frac{v_\infty}{\dot{M}} = \frac{B_0^2 \Omega^{2n-1} R_*^6}{r_A^6} v_\infty \quad (4.52)$$

da cui

$$\dot{\Omega} \sim \Omega^{2n-1} \quad (4.53)$$

Per $n < 1$ quindi la stella ha uno spin up. Infatti se $n = 1 - \delta$ con $\delta > 0$ allora $\Omega \sim t^{1/\delta}$ e quindi si ha uno spin up. Nel caso in cui invece $n > 1$, ossia $\delta < 0$, si vede, sempre dalla relazione $\Omega \sim t^{1/\delta}$, che c'è uno spin down. Tale calcolo è comunque solo indicativo date le assunzioni fatte, in quanto se cambia il valore della velocità angolare allora cambia anche l'intensità di campo magnetico e, di conseguenza, il valore del raggio di Alfvén. Ciò che è importante vedere è che l'assunzione di campo esclusivamente azimutale possa essere fatta nella maggior parte dei casi che trattiamo. La relazione di scala trovata ci consente di stimare τ_j per valori di tipo solare: si trova $\tau_j \approx 10^{16}$ anni. Dato che la nostra analisi concerne stelle di tipo solare l'approssimazione è sicuramente valida. D'altro canto possiamo dire che lo spin down avviene su tempi scala che comunque consentirebbero di poter estendere l'approssimazione di campo azimutale anche a stelle più vecchie del Sole.

4.4 Stima del tempo di evaporazione

Una valutazione del tempo di evaporazione planetario è importante per poter stimare il tempo evolutivo planetario, capire in che termini il pianeta sia soggetto o meno a influenza mareale e in che modo questa ne influenzi la rotazione e, conseguentemente, l'eventuale emissione. Ad esempio le osservazioni [76] dicono che si osservano rari casi di Hot Jupiters con periodo orbitale inferiore ai tre giorni: su questo valore limite è il caso di HD 209458b [25]. Ciò suggerisce che ci possa essere evaporazione planetaria.

La prima ipotesi che si fa per tale valutazione è che non si possa utilizzare l'equilibrio radiativo di corpo nero per calcolare la temperatura della parte superiore dell'atmosfera di un pianeta. Ciò è dovuto alla bassa densità della parte più esterna di un'atmosfera planetaria ed è confermato da osservazioni fatte nel sistema solare. Ad esempio sulla Terra abbiamo in tale zona dell'atmosfera una temperatura effettiva molto superiore a quella della parte più interna, come già visto: circa 200 K al livello della tropopausa e circa 1000 K nella termosfera. Stesso discorso si può fare per ciò che riguarda Giove: circa 120 K nella tropopausa e 1000 K nella parte più esterna della termosfera [76]. Ciò si ritiene sia dovuto proprio al flusso di radiazione ultravioletta proveniente dal Sole. Altrettanto quindi si ipotizza succedere in un sistema extrasolare attorno ad una stella di tipo solare. L'altra ipotesi nel calcolare il tasso di evaporazione è quella di tralasciare l'effetto delle maree, cosa che sarebbe in realtà corretta solo per pianeti molto lontani dalla stella centrale e non per quelli rotanti a distanza di 0.1-0.2 U.A.. L'effetto mareale influenza anche la distribuzione di specie nell'atmosfera.

Ad una data temperatura il flusso di evaporazione può essere calcolato usando la stima di fuga di Jeans, come fatto nel lavoro di Hébrard et al. [76]. In sostanza si considerano quelle molecole e quegli atomi che sono nella parte della distribuzione di Maxwell-Boltzmann $f(v)$ caratterizzata da una velocità tale da poter vincere la gravità planetaria, ossia maggiore della velocità di fuga v_f . Il flusso in uscita deve essere calcolato nella parte della termosfera in cui non ci sono più collisioni tra le particelle, ossia in cui il libero cammino medio è più grande della scala di altezza dell'atmosfera. La zona in cui avviene ciò è detta *esosfera*. Il numero n_e di particelle in uscita sarà quindi dato da

$$n_e = \int_{v_f}^{\infty} f(v') dv' \quad (4.54)$$

e il flusso in uscita per unità di area sarà

$$J = m \int_{v_f}^{\infty} f(v') v' dv' \quad (4.55)$$

Il tempo di evaporazione t_e sarà quindi dell'ordine di

$$t_e \simeq \frac{M_p}{4\pi J R_p^2} \quad (4.56)$$

dove M_p è la massa planetaria. In realtà questa stima non tiene conto del fatto che il pianeta possa avere un nucleo roccioso per cui l'evaporazione possa avvenire con meccanismi diversi da quella dell'atmosfera. Quindi per una stima dell'evaporazione dell'atmosfera planetaria, di massa M_a si può fare la stessa stima, ossia

$$t_e \simeq \frac{M_a}{4\pi J R_p^2} \quad (4.57)$$

Per pianeti con distanze orbitali piccole bisogna in realtà definire l'esosfera come la regione in cui il libero cammino medio è più grande anche rispetto al *lobo di Roche*, ossia quella regione di spazio attorno ad una stella, in un sistema binario, all'interno del quale il materiale orbitante è gravitazionalmente legato ad essa.

Per stimare la temperatura della esosfera si fanno ipotesi sui meccanismi di riscaldamento e raffreddamento. Il primo è dovuto essenzialmente al flusso di radiazione stellare nell'UV il suo limite inferiore può essere stimato con osservazioni della $\text{Ly}\alpha$. Il raffreddamento è dovuto invece alla conduzione di calore verso la parte più interna dell'atmosfera, alla ionizzazione e all'eccitazione collisionale dei livelli elettronici dell' HI e all'evaporazione.

Il caso di HD 209458b è stato studiato nel dettaglio e con i suoi parametri è stata valutata una temperatura esosferica di almeno 10000 K, il che implica un tasso di evaporazione di circa $5 \cdot 10^{11} \text{ g sec}^{-1}$, in accordo con il valore minimo trovato dalle osservazioni di HST della $\text{Ly}\alpha$ [71]. Tale pianeta quindi, assumendo un'età di $5 \cdot 10^9$ anni dovrebbe aver perso l'1-7% della sua massa [76]. Il tempo di vita di un pianeta è quindi inversamente proporzionale al suo periodo orbitale e decresce al decrescere del raggio orbitale e della sua massa. Pianeti con massa piccola sono soggetti ad una evaporazione più veloce rispetto a quelli di massa maggiore in conseguenza della loro minore attrazione gravitazionale: la natura dei pianeti di tipo Hot Jupiter quindi evolve nel tempo proprio a causa della loro evaporazione, e li porta ad avere un'atmosfera povera di idrogeno, oppure a privarli totalmente della loro atmosfera. Non è ancora stato osservato alcun pianeta di tale tipo, detto *ctonio*, ma HD 209458b sembra poter evolversi in tal senso. Notiamo come quest'ultima stima riguardi fenomeni fisici della cosiddetta *geocorona*, ossia la luce ultravioletta solare che viene riflessa da atomi di H che circondano la Terra e formano l'esosfera. Questo tipo di emissione non richiede la presenza di una magnetosfera, a differenza dell'emissione aurorale. Tuttavia si può dire che l'esosfera gioca un ruolo importante nel bilancio energetico degli anelli di corrente. Infatti lo scambio di carica con atomi di H è il meccanismo principale mediante il quale gli anelli di corrente perdono il loro plasma.

Capitolo 5

Emissioni extrasolari

*Seguimmo per istinto le scie
delle comete come avanguardie
di un altro sistema solare.*

F. Battiato - "No time no space"

5.1 Confronto tra sistema solare e sistemi extrasolari

E' necessario a questo punto del lavoro paragonare le peculiarità dei vari tipi di emissioni nell'ultravioletto. Vedremo vari esempi di stelle ospitanti sistemi planetari e quali siano gli spettri osservati per questi sistemi. Facciamo un sommario delle emissioni principali provenienti dai pianeti giganti (e riportiamo comunque, per completezza, le caratteristiche generali dell'emissione terrestre) del sistema solare per poi paragonarle a quelle dei pianeti giganti extrasolari. Ciò non solo perché tutt'oggi i pianeti extrasolari scoperti sono, come già detto, prevalentemente di tipo Hot Jupiter, ma anche perché l'obiettivo di questa ricerca è stabilire quali possibilità si abbiano di poter osservare direttamente linee di emissione planetaria in osservazioni spettroscopiche. Di conseguenza, avendo visto che nel sistema solare le emissioni più intense si hanno da parte di Giove, andiamo prima a ricercare pianeti di tipo gioviano. La ricerca di pianeti di tipo terrestre mediante tale metodo risulterebbe molto più difficile e comunque condizionata alla realizzazione di strumenti osservativi di sensibilità molto maggiore di quelli attualmente disponibili. Nell'analisi degli spettri abbiamo usato come unità di misura per le lunghezze d'onda l'*Angstrom* Å: $10 \text{ Å} = 1 \text{ nm}$, unità di misura usata in precedenza.

5.1.1 Sistema solare

Terra

L'emissione di aurora è controllata essenzialmente dal vento solare. In intervalli in cui il campo è rivolto verso sud avviene riconnessione tra linee di campo interplanetario e campo geomagnetico. Ciò porta alle cosiddette *magnetic substorms* che si manifestano con intense emissioni aurorali. L'ovale di aurora si sposta a latitudini più basse e la parte nascosta al Sole di tale ovale è riempita di radiazione aurorale. L'ovale di aurora terrestre è fisso rispetto alla direzione del vento solare e si trova sul confine tra le linee di campo magnetico aperte e quelle chiuse [31].

Giove

L'ovale di aurora gioviano si trova sulle linee di campo che si estendono nella media magnetosfera, laddove il plasma diffuso verso l'esterno del pianeta determina le correnti uscenti ed entranti dalla ionosfera. La sua potenza totale è pressoché costante, cambiando al massimo di un fattore 2: le tempeste aurorali osservate consistono in rapidi *flares* in direzione del polo e in un graduale aumento dell'intensità di emissione nella zona rivolta al sole dell'ovale di aurora [78]. Lo spettro tipico della radiazione gioviana tra i 1200 e i 2000 Å presenta un picco di emissione in corrispondenza della linea Ly α , come tutti gli spettri che vedremo in seguito. La zona dello spettro che però risulta più interessante ai nostri propositi è quella attorno ai 1600 Å: dallo spettro in figura 5.1, osservato da IUE il 10/12/87, vediamo che in questa zona si hanno due picchi di flusso osservato di poco inferiori ai $2 \cdot 10^{-12}$ ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$. Dagli spettri in figure 5.2 (osservato il 21/12/90 da IUE) e 5.3 (osservato il 03/05/80 da IUE) possiamo notare che questa caratteristica è stata rilevata sia nell'emissione proveniente dal polo nord gioviano che dal polo sud. L'intensità della radiazione aurorale osservata negli spettri è ovviamente non sempre la stessa. Ciò dipende dall'attività aurorale al momento dell'osservazione, ma può essere dovuta anche a fattori geometrici.

Sulla base di modelli di trasporto radiativo e struttura atmosferica gioviana [88] tali osservazioni condotte da IUE sono risultate consistenti con una energia di precipitazione elettronica compresa tra 1 e 30 keV, una densità di colonna atmosferica compresa tra circa 10^{17} e 10^{20}cm^{-2} e un flusso di energia di 0.5-2 ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [88].

La regione di spettro mostrata è quella che comprende le bande di Lyman e di Werner per l' H_2 . Il fatto che il rapporto di intensità tra la linea Ly α e le linee di H_2 non sia costante nelle varie osservazioni induce a pensare che le particelle aurorali non riescano a penetrare l'atmosfera sempre con la stessa efficienza giungendo a profondità simili [89]. Ciò si può spiegare qualitativamente dicendo che l'aumento di emissione di H Ly α sia dovuto a particelle primarie con energie relativamente basse, e che quindi si ferma-

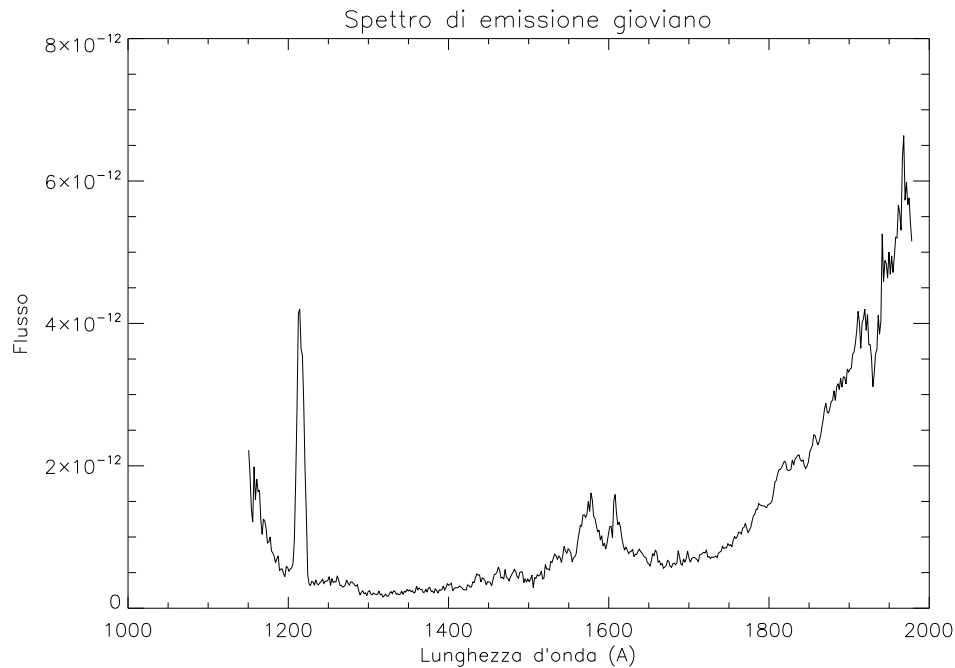


Figura 5.1: Spettro ultravioletto di Giove ottenuto con IUE [51] il 12/10/1987.

no in strati più esterni dell'atmosfera producendo aurora ad una distanza maggiore dal pianeta. In questa zona la densità di H aumenta rispetto a quella di H₂ nei confronti degli strati più bassi dell'atmosfera e quindi la radiazione a $\lambda < 1450 \text{ \AA}$ evita più facilmente l'assorbimento da parte di CH₄ e idrocarburi vari.

dagli spettri che riportiamo per l'emissione gioviana possiamo ricavare, ad esempio, il flusso totale ricevuto dalla riga Ly α e paragonarlo con quello citato nel capitolo 3, ottenuto con le misurazioni di Voyager 1. Il valore ottenuto, riportando la distanza di IUE a quella della navicella Vpoyager nel punto di massimo avvicinamento a Giove, è di circa $1.5 \cdot 10^{-10} \text{ W cm}^{-2}$. Tale valore si discosta da quello riportato nel capitolo 3 e tale differenza, di circa un ordine di grandezza, può essere attribuita alle differenti aperture degli strumenti e ad una diversa inclinazione nell'osservazione dell'emissione aurorale.

Saturno

L'emissione aurorale di Saturno varia lentamente. Alcune delle sue caratteristiche sembrano essere in parziale corotazione mentre altre sono fissate dalla direzione del vento solare: l'ovale di aurora si sposta velocemente in latitudine, l'emissione di aurora non è centrata nei poli magnetici. Quando l'intensità del vento solare aumenta l'emissione di aurora diventa più inten-

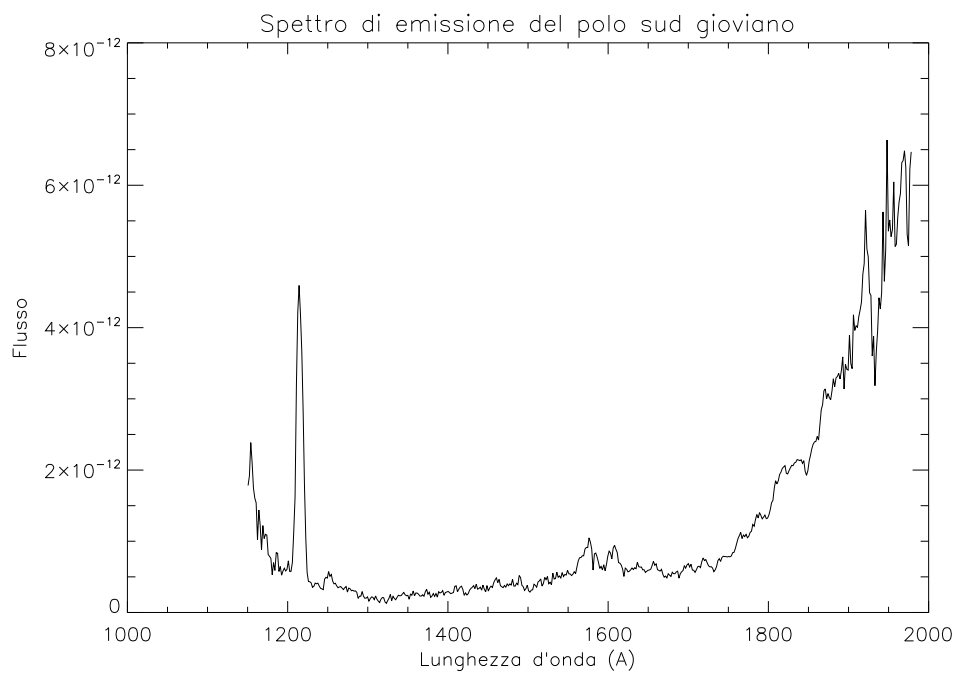


Figura 5.2: Spettro ultravioletto del polo sud di Giove ottenuto con IUE il 21/12/1990.

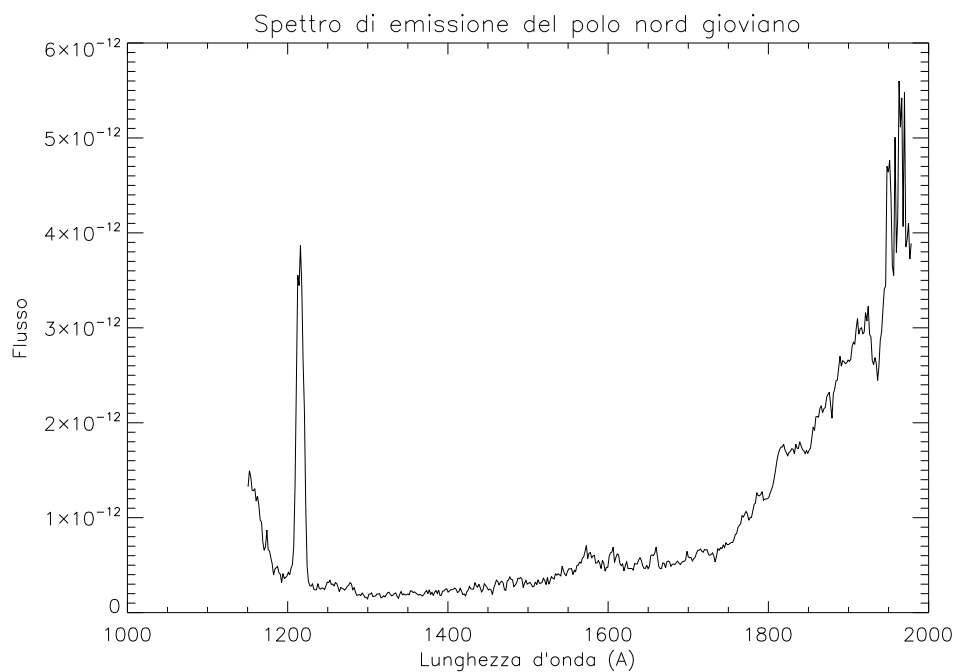


Figura 5.3: Spettro ultravioletto di emissione aurorale dal polo nord di Giove ottenuto con IUE il 03/05/1980.

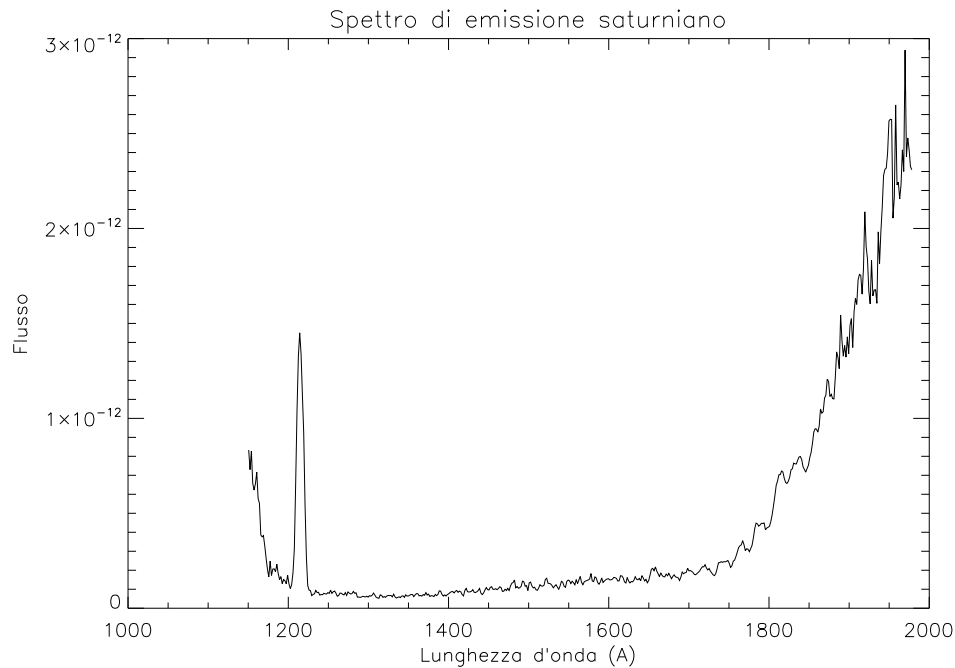


Figura 5.4: Spettro ultravioletto di Saturno ottenuto con IUE il 09/10/1989.

sa e si sposta anche verso latitudini più alte e il lato polare rivolto al sole viene riempito da emissioni molto intense. La differenza rispetto all'emissione terrestre, dal punto di vista morfologico, è quindi in questi ultimi due elementi descritti. Saturno ha un'intensità media di emissione superiore a quella terrestre ma inferiore a quella gioviana. Stessa cosa si può dire per l'estensione della sua magnetosfera la quale presenta una sezione d'urto con il vento solare maggiore rispetto a quella terrestre ma più piccola di quella di Giove. Ciò si spiega andando a guardare il valore del suo momento magnetico intrinseco, ma anche considerando che l'intensità del vento solare in prossimità di Saturno è inferiore sia a quella che si riscontra sulla Terra che su Giove.

L'osservazione dell'ovale di aurora di Saturno sta rivelando molti aspetti interessanti riguardo l'origine dell'emissione aurorale saturniana. In particolare è stata scoperta [79] un doppio ovale di aurora.

Lo spettro tipico dell'emissione di Saturno (figura 5.4 mostra innanzitutto, rispetto a quello gioviano, una linea attorno ai 1600 Å molto meno marcata: il valore massimo di flusso in tale zona dello spettro è di circa 10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1} Å^{-1} e, considerando la distanza dalla Terra rispetto a quella gioviana (il semiasse dell'orbita saturniana è di circa 9.5 U.A., quello gioviana 5.2 U.A.), possiamo dire che i valori di emissione saturniani restano un ordine di grandezza circa inferiori a quelli gioviani.

	Terra	Giove	Saturno
Momento magnetico	1	$2 \cdot 10^4$	580
Diametro magnetosferico di impatto del vento solare	$3 \cdot 10^5$ km	$2 \cdot 10^7$ km	$7 \cdot 10^6$ km
Potenza immessa nella magnetosfera	$10^9 - 10^{11}$ W	10^{13} W	$10^{11} - 10^{12}$ W
Potenza aurorale media emessa ($\text{W cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$)	$10^{-11} - 10^{-9}$	$10^{-10} - 10^{-8}$	$10^{-11} - 10^{-9}$

Tabella 5.1: Confronto tra Terra, Giove e Saturno. La potenza aurorale emessa è stata misurata, mentre la potenza immessa nella magnetosfera è stata calcolata mediante modelli di deposizione di energia nella magnetosfera [78]

Urano e Nettuno

Una stima della potenza totale emessa da Urano durante l'incontro con il Voyager 1 a lunghezze d'onda tipiche della riga Lyman α dell'idrogeno, o inferiori, fu di $3 \cdot 10^9 - 7 \cdot 10^9$ W [38]. Su questi due pianeti l'aurora risulta abbastanza differente rispetto a quella degli altri due pianeti giganti a causa delle differenze radicali che si riscontrano della configurazione dei loro campi magnetici: Urano e Nettuno possiedono dipoli molto inclinati rispetto ai rispettivi assi di rotazione.

L'intensità di emissione risulta molto più bassa rispetto agli altri due pianeti giganti (vedi figure 5.5 e 5.6). Una stima del flusso, considerando la loro distanza dal sole (semiassi orbitali rispettivamente di 19.2 U.A. per Urano e 30 U.A. per Saturno) porta comunque a valori un'ordine di grandezza inferiori rispetto a quelli saturniani: 10^{-12} ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ contro circa 10^{-11} ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$. In figura 5.7 vediamo un rapporto tra gli spettri di emissione gioviano e uraniano, il quale mostra bene non solo il maggior valore del flusso di radiazione proveniente da Giove, ma anche in quali parti dello spettro Giove presenti un'emissione più marcata rispetto ad Urano. Si tratta proprio della zona intorno ai 1600 \AA per l'emissione molto probabilmente dovuta alle linee di Werner dell' H_2 . L'altra zona in cui il rapporto è molto grande è attorno tra i 1300-1400 \AA , con due picchi. Tuttavia tale emissione gioviana potrebbe essere di tipo geocoronale, totalmente indipendente dal processo di emissione di aurora.

Di conseguenza la ricerca di pianeti extrasolari siffatti mediante l'osservazione di emissione aurorale nell'ultravioletto risulta essere alquanto più difficile rispetto a pianeti di tipo gioviano.

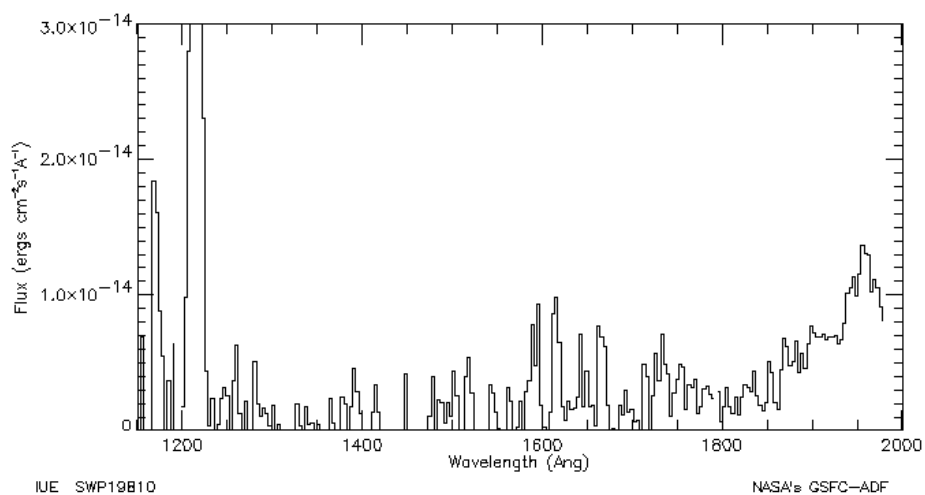


Figura 5.5: Spettro ultravioletto di Nettuno ottenuto con IUE 24/04/1983.

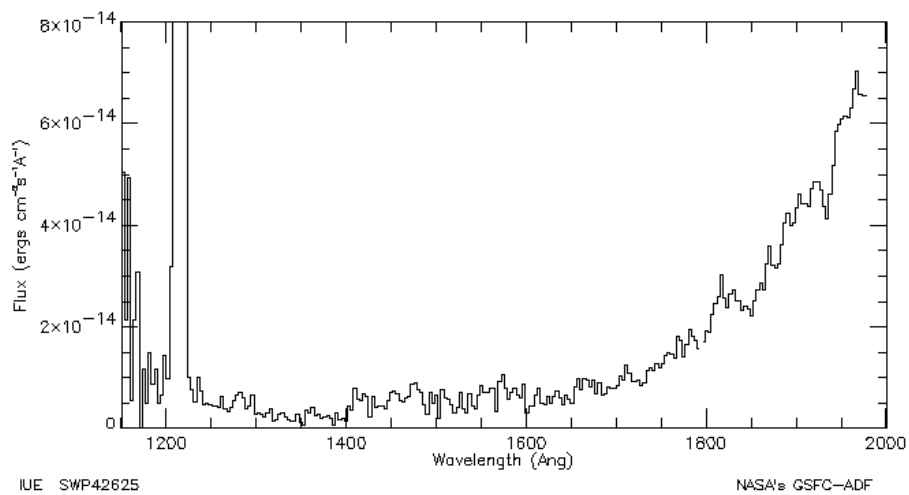


Figura 5.6: Spettro ultravioletto di Urano ottenuto con IUE il 05/10/1991.

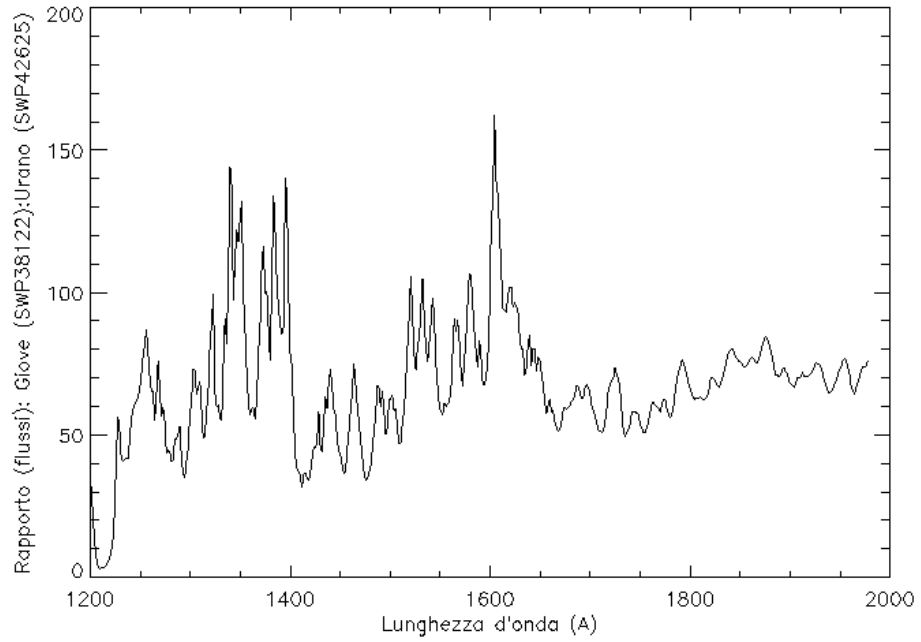


Figura 5.7: Rapporto tra l'emissione gioviana e quella uraniana

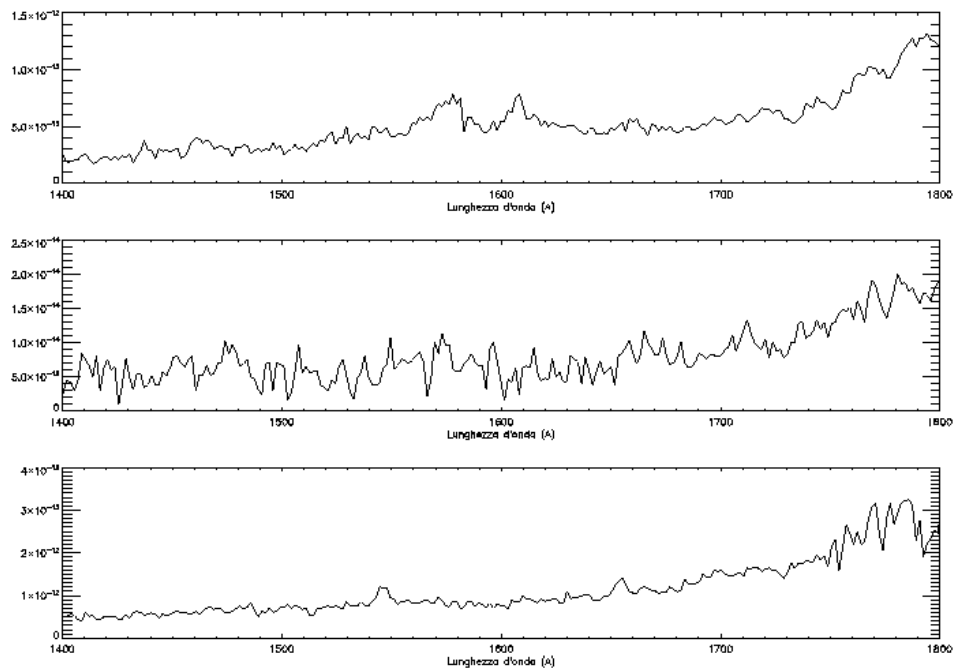


Figura 5.8: Emissione UV da Giove, Urano e Alpha Centauri.

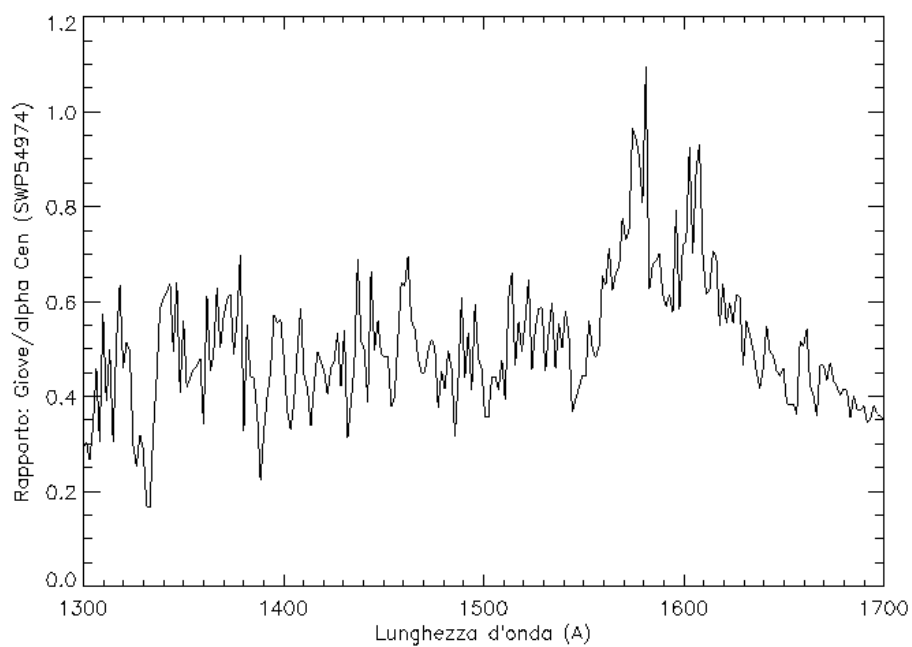


Figura 5.9: Rapporto tra emissione gioviana e quella di Alpha Centauri

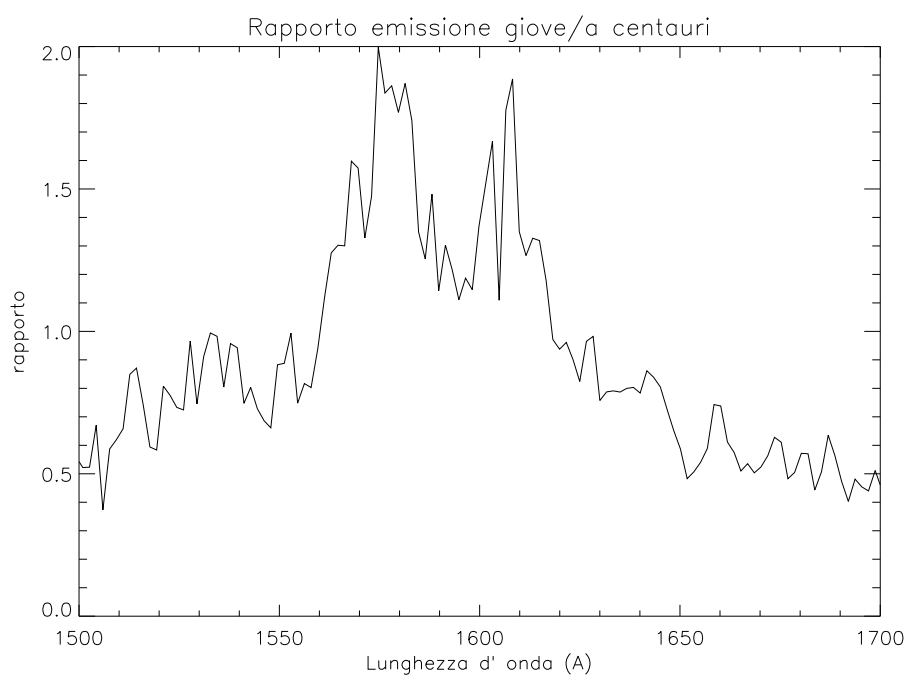


Figura 5.10: Rapporto tra emissione gioviana e quella di Alpha Centauri

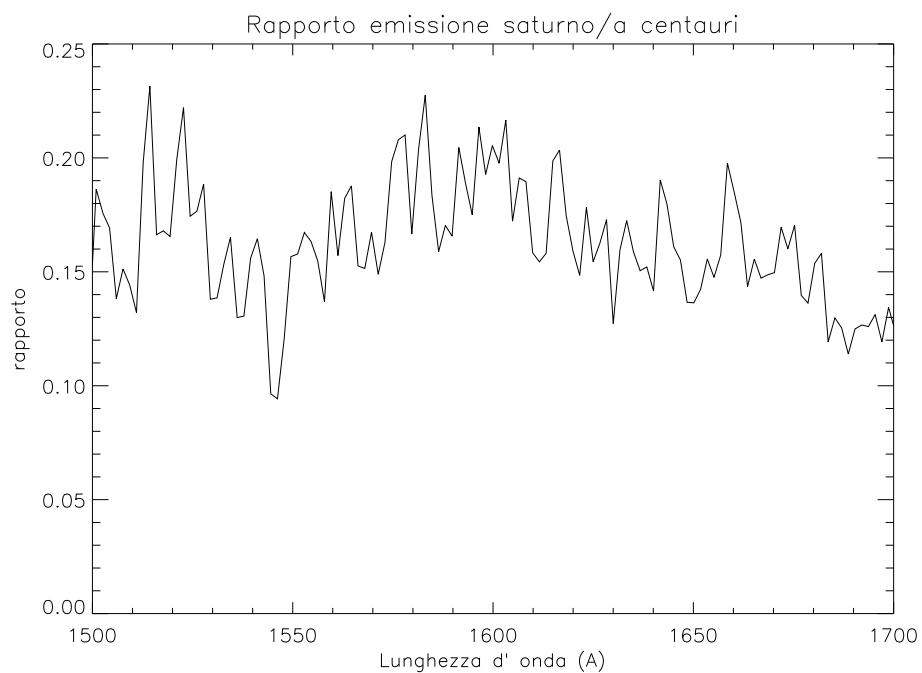


Figura 5.11: Rapporto tra emissione saturniana e quella di Alpha Centauri

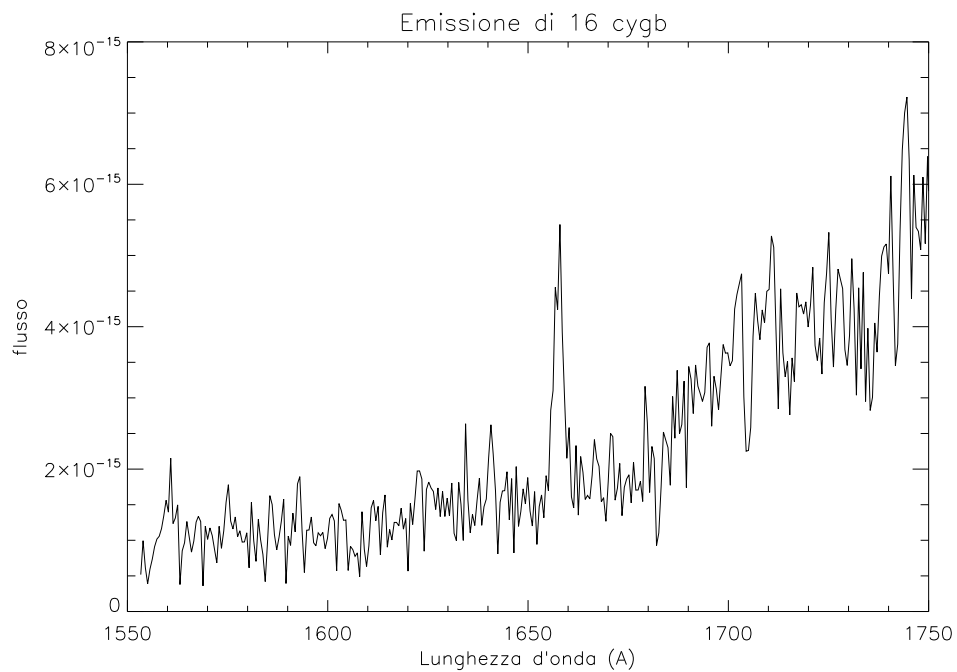


Figura 5.12: Spettro ultravioletto di 16 Cygni B ottenuto con GHRIS il 27/07/1991. Si tratta di una stella di tipo spettrale G2.5 V, molto simile al Sole.

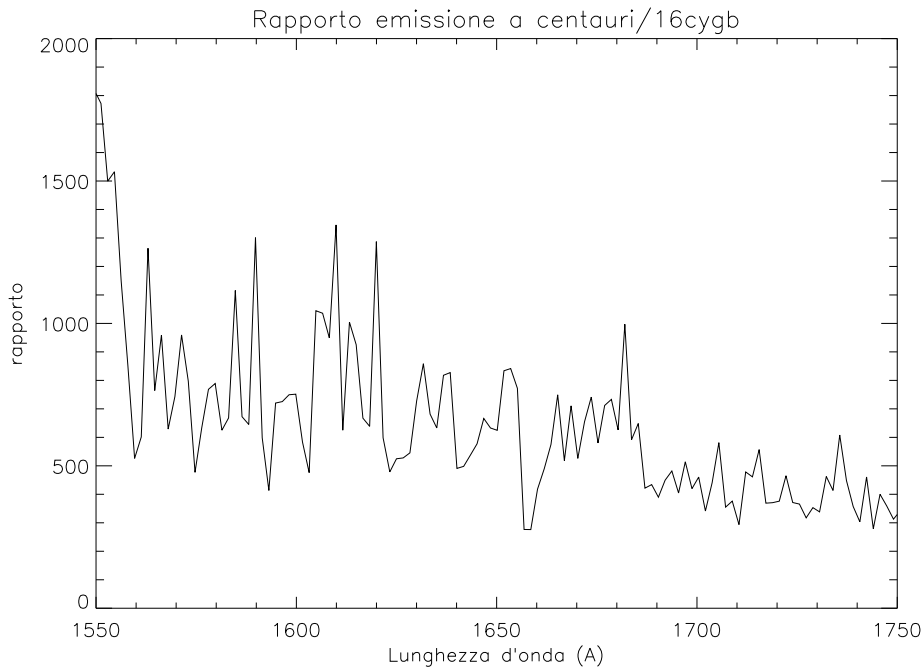


Figura 5.13: Rapporto tra emissione di Alpha Centauri e quella di 16 Cygni B

5.1.2 Emissione nell'ultravioletto da sistemi extrasolari

Dato l'interesse nella ricerca di pianeti extrasolari tramite l'osservazione di emissione proveniente direttamente da essi, è importante vedere quale tipo di emissione sia tipica delle stelle attorno le quali la ricerca viene effettuata. Si tratta di stelle prevalentemente simili al Sole, ossia stelle di sequenza principale con una massa dell'ordine di una massa solare, o minore ad essa. Il Sole è una stella di sequenza principale di tipo spettrale G2V.

La cromosfera delle stelle fredde di tipo solare, con temperature non superiori a 10^4 K, ha un'emissione dominata dalla linea Lyman α nell'UV, oltre che dalla riga H_α nel visibile. La parte ultravioletta dello spettro, quella di cui ci stiamo interessando, contiene radiazione proveniente dalla cromosfera e dalla fotosfera sia per ciò che riguarda le linee che per quanto riguarda il continuo [83]. Le stelle più calde presentano una fotosfera visibile che può generare assorbimento a varie lunghezze d'onda e successiva riemissione. Le linee di emissione principali tra i 120 e i 200 nm sono quelle indicate nella tabella 3.2.

Dai vari spettri che riportiamo si possono osservare diversi caratteri tipici dell'emissione di stelle di tipo solare, specialmente per quanto riguarda la parte dello spettro tra i 1200 e i 1800 Å. A parte la caratteristica emissione di Lyman α , l'altra parte interessante è quella intorno ai 1600 Å. Qui si osserva in alcuni casi una riga di emissione, mentre in altri si ha solo un'e-

missione di fondo. Questa riga di emissione è riconducibile essenzialmente all'emissione delle bande di Werner dell' H_2 . Tale caratteristica diventa importante alla luce del fatto che, come visto, i pianeti giganti del sistema solare in quella stessa parte dello spettro presentano una riga di emissione la cui intensità risulta essere paragonabile a quella stellare, come si vede ad esempio nella figura 5.9. Tale riga è riconducibile in alcuni casi ad emissione di H_2 [80], come ad esempio proprio nel caso di Giove. Ciò implica che l'osservazione di tale emissione potrebbe essere una prova dell'esistenza di un pianeta extrasolare. Vediamo ad esempio che se il pianeta extrasolare avesse un'emissione dalle caratteristiche simili a quella di Urano, tale linea non sarebbe comunque osservabile dall'esterno del sistema extrasolare in questione a causa della scarsa intensità della riga, circa 200 volte meno intensa rispetto a quella gioviana. Stesso discorso si può fare per Nettuno, mentre per Saturno la questione è un pò diversa a causa degli ancora sconosciuti meccanismi che producono l'emissione aurorale. Tuttavia gli spettri tipici di emissione, intorno ai 1600 Å, mostrano (vedi figura 5.4) un profilo con linee di emissione poco marcate, e quindi possiamo dire che anche in questo caso il pianeta non sarebbe osservabile direttamente grazie all'emissione aurorale in tale parte dello spettro.

Discutiamo adesso gli spettri di alcune stelle, prevalentemente di tipo simile a quello solare, aventi sistemi planetari, osservate da IUE. Nelle varie osservazioni qui riportate, possiamo distinguere alcune stelle con una importante attività di emissione, come TW Hya (figura 5.31) che presenta una spiccata linea di emissione intorno ai 1550 Å, riconducibile all'emissione di C IV a 1548.195 Å, ed un'altra relativa all'emissione di Si IV a 1404.8. Si tratta di una stella di pre-sequenza principale che possiede un disco di gas di accrescimento. E' un caso quindi piuttosto diverso da quello del Sole. Tuttavia nel suo spettro (figure 5.31 e 5.32) si possono vedere delle linee di emissione proprio in corrispondenza delle bande di Werner. Ciò sembra quindi far concludere che attorno ad una stella siffatta sarà difficile osservare direttamente l'emissione planetaria attorno ai 1600 Å. Alcune di queste emissioni non si osservano ad esempio su HD 143761 (ρ CrB, figura 5.26), che invece presenta una riga di assorbimento da Fe II intorno ai 1600 Å. Si tratta in questo caso di una stella di tipo spettrale molto simile al Sole. In questo caso l'osservazione attorno i 1600 Å sarebbe favorita proprio dalla mancanza di spiccate linee di emissione in tale range. Altre righe tipiche di assorbimento si vedono molto bene nello spettro osservato per HD 120136 a larga apertura (figura 5.24): a 1700 Å, a 1850 Å e a circa 1950 Å, mentre invece nella zona intorno ai 1600 Å si osserva solo un limite superiore dell'emissione e nessuna riga importante.

Ciò che è più importante fare è un paragone tra gli spettri di emissione di due stelle simili, una con un pianeta e l'altra invece sprovvista. E' il caso, ad esempio, di 16 Cygni B e Alpha Centauri, due stelle spettroscopicamente molto simili tra loro (e molto simili al nostro Sole). In figura 5.13 possia-

Nome	Tipo spettrale	Distanza (pc)	Massa (M_{\odot})	Magn. V apparente	Temperatura (K)
HD147513	G3/G5V	12.9	0.92	5.37	5701
ν And	F8 V	13.47	1.27	4.09	6212
47 Uma	G0V	13.97	1.03	5.1	5892
51 Peg	G2 IV	14.7	1.11	5.49	5793
τ Boo	F7 V	15	1.3	4.5	6309
HD160691	G3 IV-V	15.3	1.08	5.15	5700
ρ CrB	G0V o G2V	17.43	0.99	5.4	5822
HD27442	K2 IV a	18.1	1.2	4.44	4749
16 Cyg B	G2.5 V	21.41	1.01	6.2	5766
70 Vir	G4 V	22	1.1	5	5432
HD19994	F8 V	22.38	1.35	5.07	5984
HD114762	F9V	39.46	0.84	7.3	5934
TW Hya	K8V	54	0.7	11.1	

Tabella 5.2: Caratteristiche [60] delle stelle aventi sistemi planetari che usiamo per stimare la possibile emissione da pianeti extrasolari. Sono ordinate secondo una distanza crescente dal sistema solare.

mo vedere il rapporto degli spettri osservati per tali due stelle. Ciò che è evidente, e lo è per altro anche osservando gli spettri delle due stelle in questione separatamente, è la spiccata linea di emissione che 16 Cyg B presenta attorno ai 1650 Å che, rispetto alla corrispondente linea di emissione di α Centauri risulta, in proporzione, essere più intensa rispetto al resto dello spettro. La zona in cui invece la radiazione gioviana presenta un picco di emissione non presenta in entrambi i casi linee spiccate. Paragoniamo però adesso le figure 5.9 e 5.14. Andiamo a paragonare il massimo valore che il rapporto delle emissioni raggiunge, attorno ai 1600 Å, con il valore minimo, attorno ai 1700 Å. Nel caso di Alpha centauri, dividendo tra di loro il massimo e il minimo otteniamo circa 2.5, nel caso di 16 Cyg B invece circa 9. Ciò potrebbe essere indice del fatto che nello spettro osservato per 16 Cyg B ci possa essere una componente dovuta all'emissione planetaria, e sarebbe quindi un'osservazione diretta del pianeta 16 Cyg B b. Vedremo però che, secondo i nostri calcoli, non sarà questo il caso, essendo l'emissione planetaria prevista in quell'intervallo spettrale molto inferiore. Tuttavia tra i due spettri stellari sussiste la differenza descritta pur essendo simile il loro tipo spettrale.

Nome	Massa (M_{\odot})	Semiassse maggiore (UA)	Periodo orbitale (giorni)
TW Hya b	1.2 (± 0.4)	0.041 (± 0.002)	3.56 (± 0.02)
τ Boo b	3.9	0.046	3.3135 (± 0.0014)
51 Pegb	0.468 (± 0.007)	0.052	4.23077 ($\pm 5 \cdot 10^{-5}$)
ν And b	0.69 (± 0.03)	0.059 (± 0.001)	4.61708 ($\pm 6 \cdot 10^{-5}$)
HD 160691d	0.044	0.09	9.55 (± 0.03)
ρ CrB b	1.04	0.22	39.845
HD 114762b	11.02	0.3	83.89
70 Vir b	7.44	0.48	116.689
ν And c	1.98 (± 0.09)	0.83 (± 0.01)	241.52 (± 0.21)
HD 160691e	0.5219	0.921	310.55 (± 0.83)
HD 27442b	1.28	1.18	423.841
HD 147513b	1	1.26	540.4 (± 4.4)
HD 19994b	2	1.3	454 (± 19)
HD 160691b	1.67 (± 0.1)	1.5 (± 0.02)	654.5
16 Cyg B	1.68 (± 0.07)	1.68 (± 0.03)	799.5 (± 0.6)
47 Uma b	2.6 (± 0.13)	2.11 (± 0.04)	1083.2 (± 1.8)
ν And d	3.95 (± 0.16)	2.51 (± 0.04)	1274.6 (± 5)
47 Uma c	0.46	3.39	2190 (± 460)
HD 160691c	3.1 (± 0.71)	4.17	2986 (± 30)

Tabella 5.3: Caratteristiche [60] dei pianeti orbitanti attorno delle stelle citate in tabella 5.2. Vengono indicati secondo distanze orbitali crescenti.

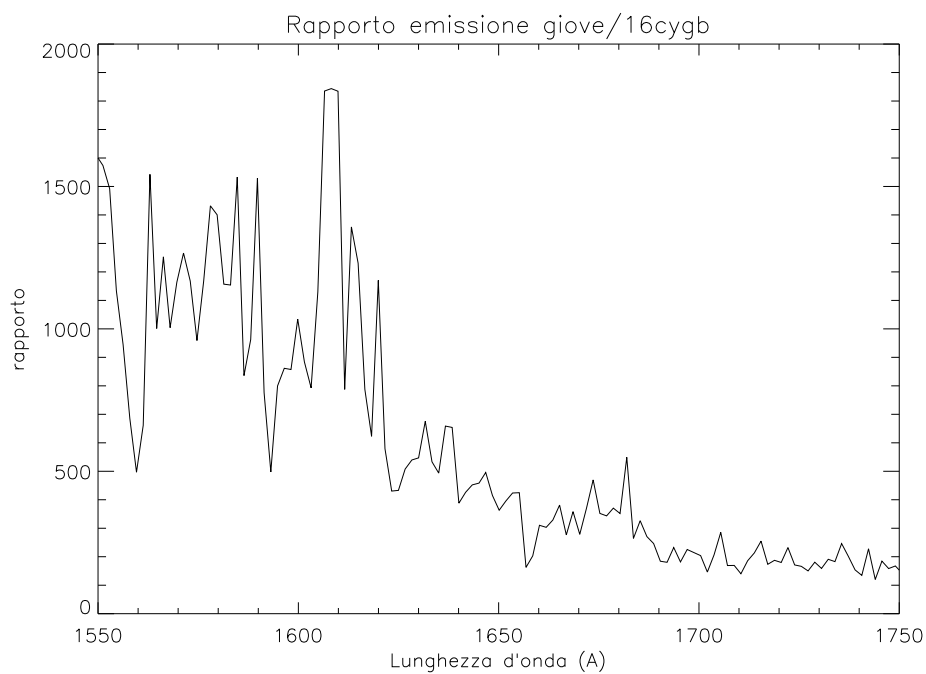


Figura 5.14: Rapporto tra emissione gioviana e quella di 16 Cygni B.

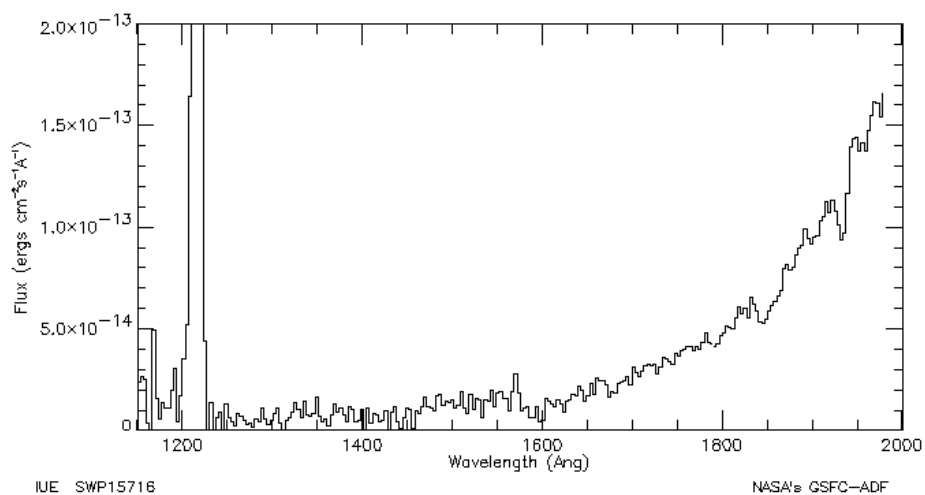


Figura 5.15: Spettro ultravioletto di 47 UMa, stella di tipo G0V, ottenuto con IUE il 12/12/1981.

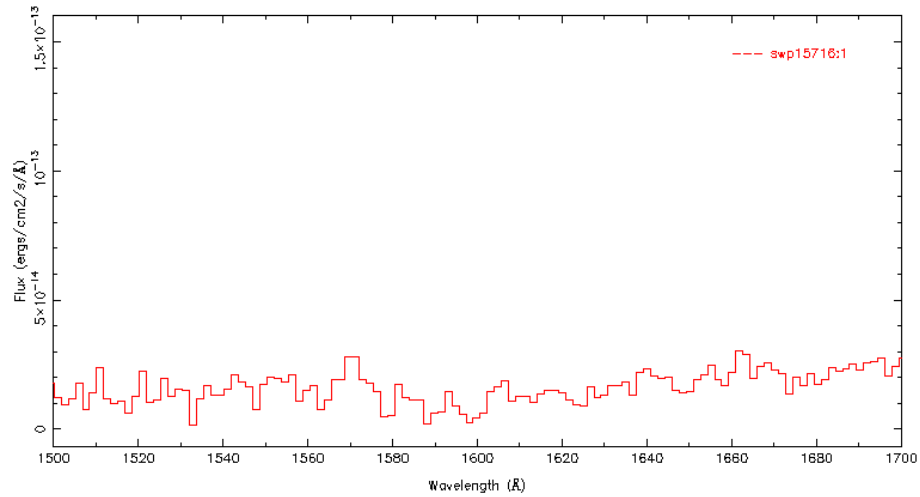


Figura 5.16: Spettro ultravioletto di 47 UMA nell'intervallo 1500-1700 Å: non si evidenziano particolari righe ma un'emissione media a 10^{-14} ergs cm^{-2} s^{-1} Å^{-1} .

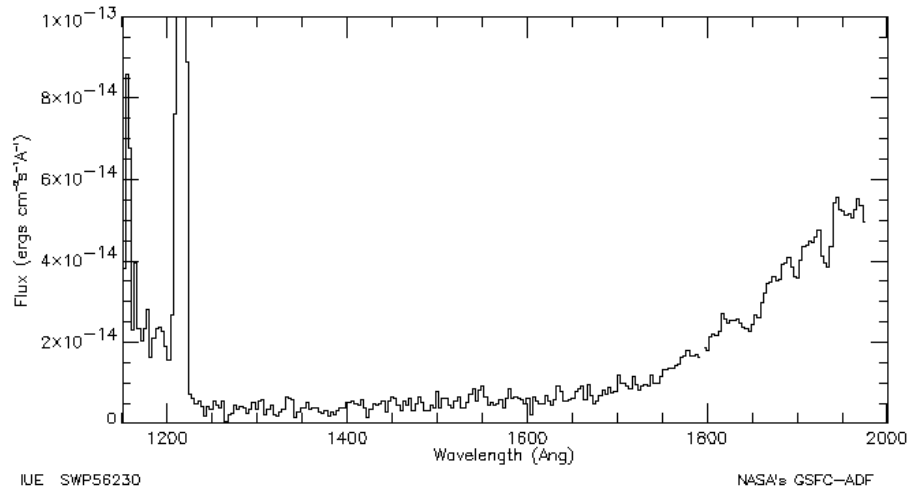


Figura 5.17: Spettro ultravioletto di 51 Pegasi ottenuto con IUE il 25/11/1995. E' una stella di tipo spettrale G2 IV

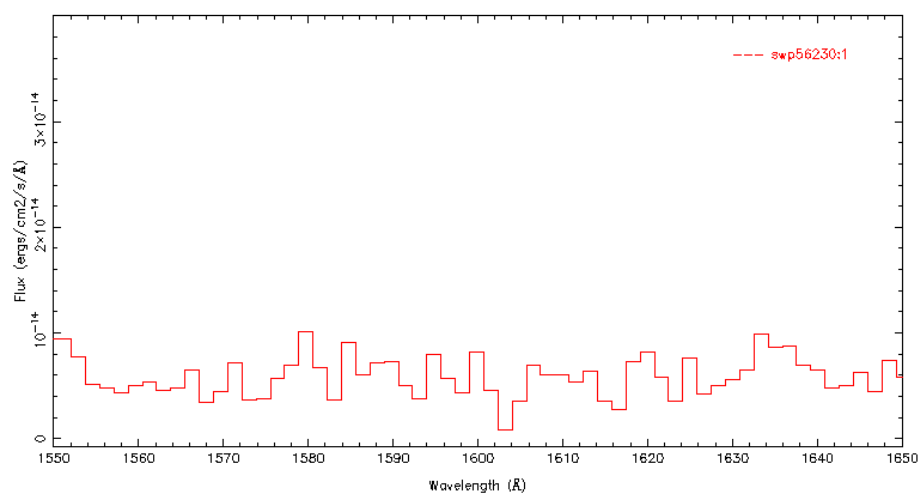


Figura 5.18: Spettro ultravioletto di 51 Pegasi nell'intervallo 1550-1650 Å: non si evidenziano particolari righe ma un'emissione media a 10^{-14} ergs cm^{-2} s^{-1} Å $^{-1}$.

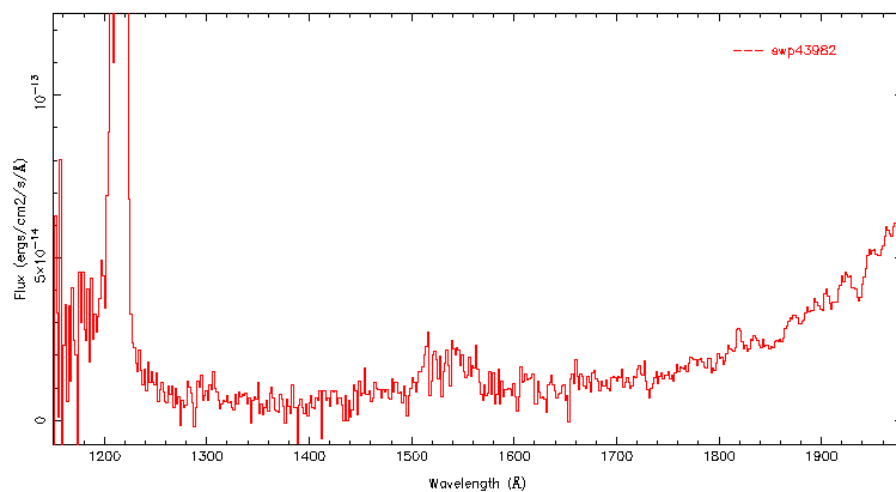


Figura 5.19: Spettro ultravioletto di HD 117176 (70 Vir) ottenuto con IUE il 13/02/1992. E' una stella di tipo G4 V. Si evidenzia attorno ai 1500 Å una evidente emissione, probabilmente dovuta a C IV coronale.

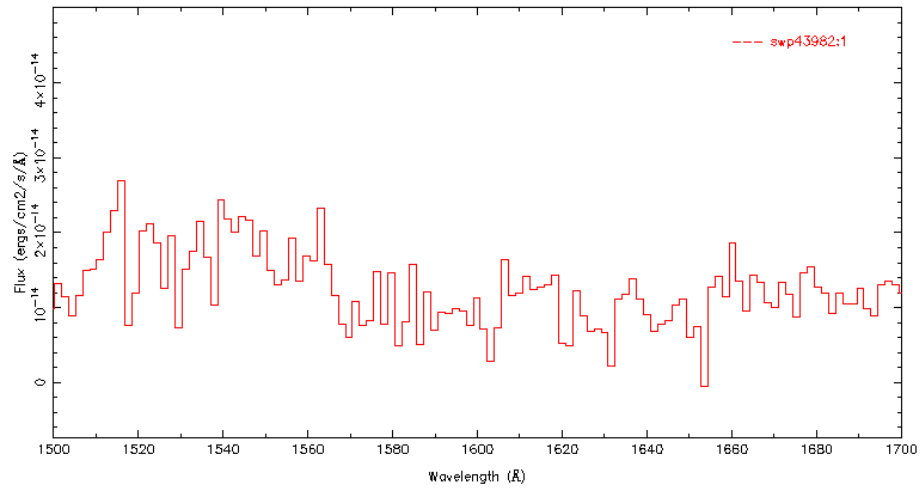


Figura 5.20: Spettro ultravioletto di HD 117176 (70 Vir) nell'intervallo 1500-1700 Å in cui non si evidenziano particolari righe ma un'emissione media a 10^{-14} ergs cm^{-2} s^{-1} Å $^{-1}$.

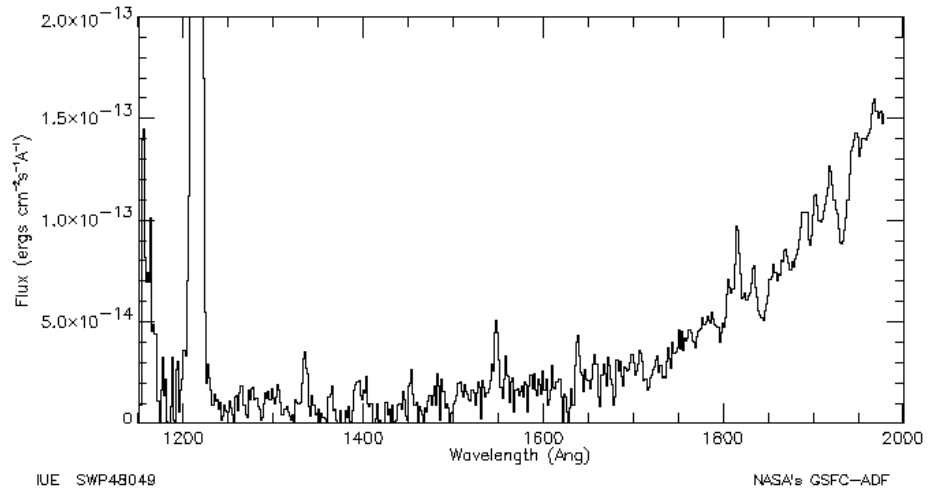


Figura 5.21: Spettro ultravioletto ottenuto con IUE il 06/07/1993 di HD 147513, classe spettrale G3 o G5V. Attorno 1550 Å vediamo una spiccata riga di emissione, con tutta probabilità dovuta al C IV.

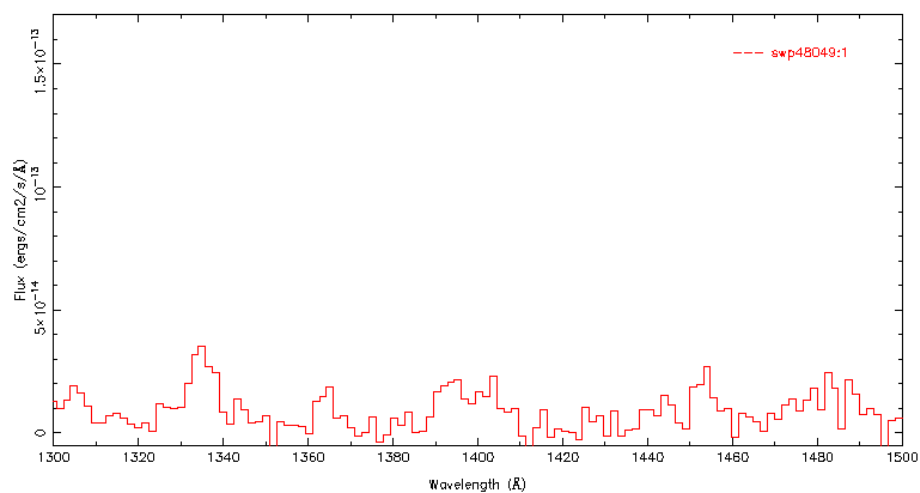


Figura 5.22: Spettro ultravioletto di HD 147513 nell'intervallo 1300-1500 Å. Le righe principali sono a 1340, 1400 e 1455 Å.

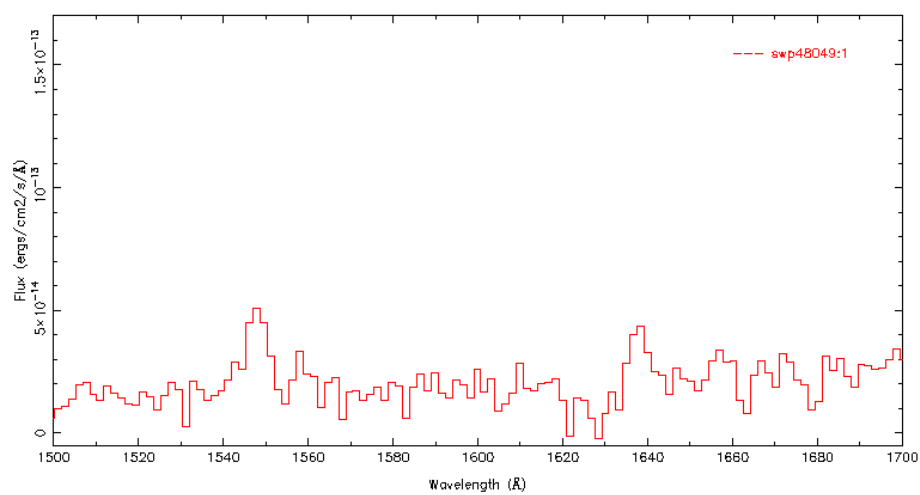


Figura 5.23: Spettro ultravioletto di HD 147513 nell'intervallo 1500-1700 Å. Le righe principali sono a 1550 e 1640 Å.

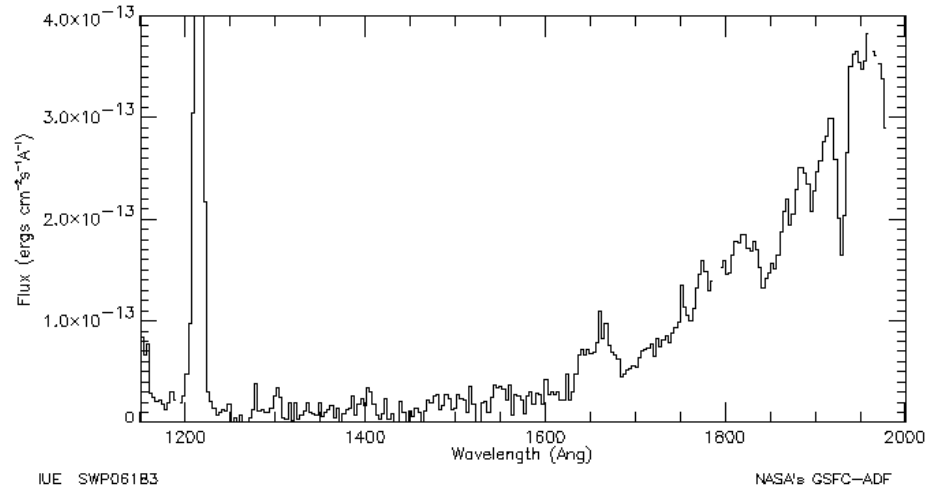


Figura 5.24: Spettro ultravioletto di HD 120136 (τ Boo, tipo spettrale F7 V) ottenuto con IUE il 14/08/1979, a larga apertura.

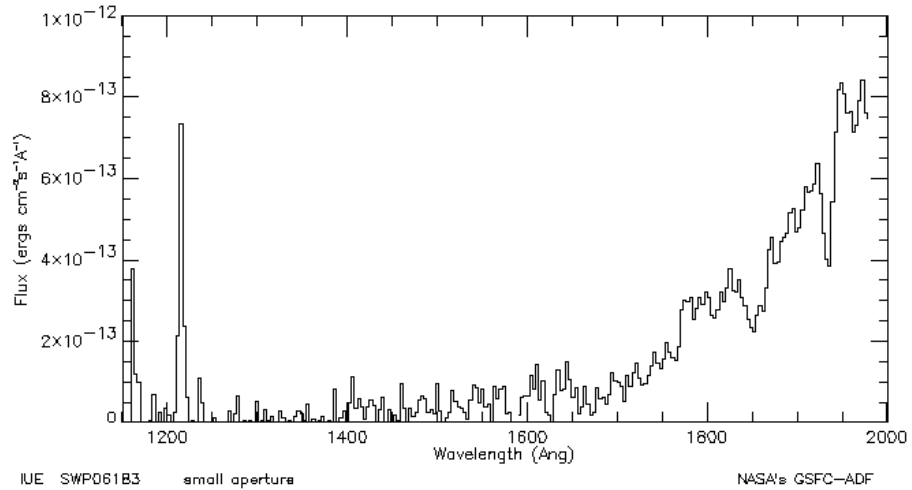


Figura 5.25: Spettro ultravioletto di HD 120136 ottenuto con IUE, a stretta apertura.

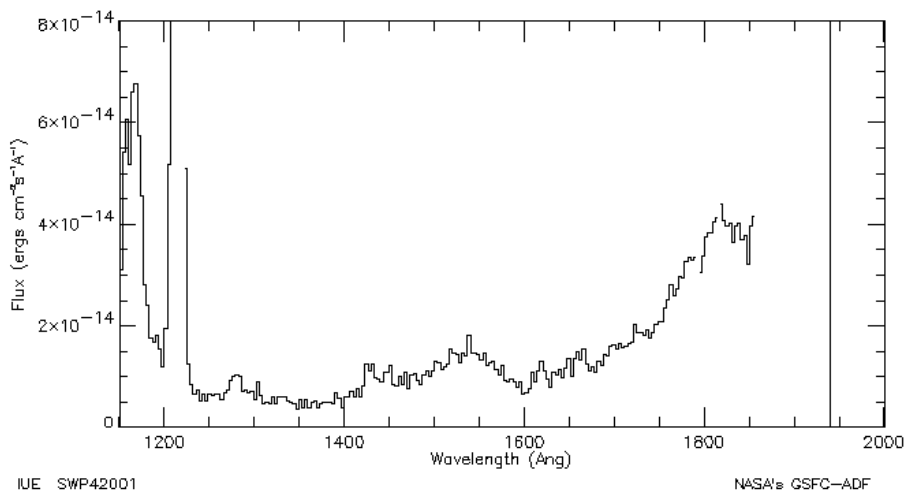


Figura 5.26: Spettro ultravioletto di HD 143761 (ρ CrB) ottenuto con IUE il 05/07/1991. Appartiene alla classe spettrale G0V o G2V.

5.2 Emissione prevista da sistemi extrasolari

*Eliminate all other factors, and
the one which remains must be
the truth.*

*Sherlock Holmes - The sign of
the four*

Dai paragoni fatti tra l'emissione gioviana e quella di α Centauri e 16 Cyg B si vede che il range in cui è conveniente osservare è approssimativamente quello tra 1570 e 1630 Å. Detto ciò quindi occorre fare una stima del rapporto tra l'emissione gioviana e quella di α Centauri in questo intervallo spettrale. Possiamo considerare un limite superiore a tale rapporto stimando come pari a 2 il rapporto tra i flussi osservati (figura 5.10). A questo punto occorre considerare le distanze per passare alle luminosità assolute. Giove dista 5.2 U.A. dal Sole, α Centauri 4.3 anni luce. da ciò ricaviamo un rapporto tra le luminosità di circa

$$\frac{L_{\gamma}}{L_{\alpha Cen}} \approx 4 \cdot 10^{-10} \quad (5.1)$$

Usiamo adesso la relazione 4.41 trovata nel precedente capitolo. Vediamo che per un ipotetico pianeta di tipo gioviano orbitante attorno ad α Centauri a 0.1 U.A e con un momento magnetico 10 volte superiore a quello gioviano, potremmo osservare una potenza emessa di circa 100 volte superiore a quella gioviana. Abbiamo considerato un vento stellare simile a quello solare, data la somiglianza spettrale tra i due astri. Con tale emissione l'ipotetico pianeta risulterebbe comunque inosservabile data che tra la sua luminosità L_p e

quella di α Centauri il rapporto sarebbe

$$\frac{L_p}{L_{\alpha Cen}} \approx 4 \cdot 10^{-6} \quad (5.2)$$

Nel caso di 16 Cyg B, il suo pianeta 16 Cyg B b ha una massa 1.68 volte superiore a quella gioviana e orbita ad 1.68 U.A.. Di conseguenza il rapporto tra le due luminosità sarebbe ancora più svantaggioso.

Esaminiamo però il caso di HD114762. Questa è una stella di tipo spettrale F8V, non proprio di tipo solare. Tuttavia la parte dello spettro che a noi interessa si presenta simile a quella solare, di conseguenza ha senso fare una stima per il rapporto di emissioni. Il suo pianeta HD114762b orbita a 0.3 U.A., ha una massa di poco superiore alle 11 masse gioviane e presenta un momento magnetico che, secondo la legge di Blackett, è di $45.7\mu_{\mathcal{Y}}$ mentre, come si vede dalla tabella 4.1, può essere stimato fino a $316\mu_{\mathcal{Y}}$. La sua potenza emessa prevista quindi, considerando questi due fattori scala e invece sempre un vento di tipo solare, è

$$P \approx 2.1 \cdot 10^3 P_{\mathcal{Y}} \quad \text{o} \quad P \approx 5.7 \cdot 10^2 P_{\mathcal{Y}} \quad (5.3)$$

A questo punto, stimando la luminosità di HD114762 uguale a quella di α Centauri giungiamo a

$$\frac{L_p}{L_{\star}} \approx 2 \cdot 10^{-4} \quad (5.4)$$

$$\frac{L_p}{L_{\star}} \approx 8 \cdot 10^{-4} \quad (5.5)$$

Queste ad ogni modo sono soltanto stime preliminari, fatte le quali occorre cercare di capire che sensibilità uno strumento debba avere per poter riuscire ad osservare l'emissione planetaria. Per far ciò dobbiamo stimare i flussi osservati in eccesso per le stelle esaminate. In particolare noi lo faremo per α Centauri, 16 Cygni B, 51 Pegasi, v Andromedae, HD19994 e 70 Virgini. Le prime due sono stelle di tipo solare, l'una senza sistema planetario, l'altra con un pianeta in orbita attorno ad essa. Anche 51 Peg è una stella di tipo solare, con massa leggermente superiore. Poi abbiamo due stelle di tipo spettrale leggermente diverso da quello solare, molto simile a quello di HD114762 (di cui IUE non ha preso osservazioni spettrali nell'intervallo di lunghezze d'onda che ci interessa). Infine 70 Vir, anch'essa di tipo spettrale diverso dal sole e con una spiccata riga di emissione, come vedremo, intorno ai 1550 Å. La stima di un flusso in eccesso rappresenta una misura del rapporto segnale/rumore per uno specifico spettro. Conosciuti i valori dei flussi in eccesso possiamo quindi paragonarli a quelli dell'emissione planetaria e capire se questa possa essere osservabile. In tabella 5.4 riportiamo il valore dei flussi integrati osservati tra 1570 e 1630 Å, mentre in tabella 5.5 possiamo vedere il valore dei flussi in eccesso. Si tratta di una stima dell'emissione in eccesso rispetto a quella del continuo che gli oggetti citati

Oggetto	F_{Tot} (erg cm ⁻² s ⁻¹)
Giove	$6.6 \cdot 10^{-11}$
α Cen	$4.8 \cdot 10^{-11}$
16 Cyg B	$7.16 \cdot 10^{-14}$
51 Peg	$3.3 \cdot 10^{-13}$
v And	$3.46 \cdot 10^{-12}$
HD19994	$1.28 \cdot 10^{-11}$
70 Vir	$5.73 \cdot 10^{-13}$

Tabella 5.4: *Flussi totali integrati nell'intervallo 1570-1630 Å*

presentano nel suddetto intervallo spettrale. Abbiamo ottenuto tali valori utilizzando la routine `feature` in IDL, la quale routine consente di stimare l'emissione del continuo e quindi valutare l'emissione in eccesso rispetto a questa.

Gli errori riportati per tali misurazioni sono stati calcolati considerando un errore statistico nelle misure di tipo gaussiano.

Ciò che occorre quindi fare è scalare tali flussi ad una stessa distanza per ottenere dei flussi assoluti. Riportiamo i valori ottenuti nella tabella 5.6. I valori che possiamo vedere sono quindi una stima dei flussi in eccesso che potremmo ricevere dagli oggetti celesti indicati se posti ad una distanza di 10 pc. Si tratta quindi di una stima della luminosità delle linee di emissione intorno ai 1600 Å. A questo punto possiamo utilizzare le leggi scala ottenute nel capitolo 4, in particolare la 4.41. Applicando tale legge di scala all'emissione dei pianeti nei sistemi planetari indicati, supponendo che questi abbiano un'emissione di tipo gioviano, possiamo avere una stima dei flussi che osserveremmo da tali pianeti. I risultati sono riportati nella tabella 5.7. facendo questa stima si è tenuto quindi conto di come possano cambiare i principali parametri planetari e stellari da cui dipende l'intensità dell'emissione aurorale. Stiamo parlando quindi del momento magnetico planetario, della distanza orbitale e del tipo di vento stellare. Per ciò che concerne quest'ultimo, avendo trattato stelle di tipo solare, non dovremmo avere un effetto diverso da quello che il vento solare ha su Giove. Tuttavia in alcuni casi (51 Peg, v And, 70 Vir e HD 19994) stiamo parlando di stelle di massa leggermente superiore a quella solare. Di conseguenza possiamo assumere che il vento stellare faccia aumentare di un fattore 10 la potenza emessa dal pianeta, in quanto si suppone la stella avere un outflow leggermente superiore a quello solare.

Per quanto riguarda il momento magnetico planetario una stima di questo è suscettibile, specialmente per i pianeti orbitanti a piccola distanza dalla stella, di variazioni dovute al bloccaggio mareale del pianeta: poiché il momento magnetico dipende dalla rotazione planetaria sarebbe quindi necessaria una

stima del tempo necessario per ottenere la sincronizzazione mareale del pianeta. Nel nostro caso per adesso invece possiamo accontentarci di una stima dell'ordine di grandezza del momento magnetico e di stimare un limite superiore ad esso considerando solo la dipendenza dalla massa planetaria nella legge di Blackett. In particolare per ν And b e per HD 19994 b abbiamo stimato il momento magnetico planetario essere 10 volte quello gioviano, mentre per gli altri pianeti abbiamo usato i risultati ottenuti in letteratura, e riportati precedentemente, usando diverse leggi scala. Essendo noi interessati ad un limite superiore per l'emissione planetaria abbiamo considerato i casi più favorevoli, ossia i valori massimi previsti dalle leggi scala sviluppate nei vari modelli.

Dal paragone tra le tabelle 5.6 e 5.7 si vede come le emissioni planetarie previste siano ben al di sotto della soglia di osservabilità e attualmente le loro emissioni vengano confuse con il rumore strumentale.

Tuttavia possiamo ipotizzare l'esistenza di un pianeta che abbia le caratteristiche più favorevoli perché la sua emissione possa essere trovata. Supponiamo ad esempio di avere in orbita attorno ad una stella simile ad α Cen un pianeta la cui distanza orbitale sia di 0.05 U.A (come 70 Vir b) e il cui momento magnetico sia 316 volte quello gioviano (come sembra possa avvenire per HD 114762 b). Consideriamo come prima anche un fattore 10 di aumento della potenza di emissione planetaria dovuto al fatto che la stella ha una massa leggermente più grande rispetto a quella solare e quindi è leggermente più giovane. Con tali ipotesi l'emissione gioviana, utilizzando la 4.41, aumenterebbe di circa $2.3 \cdot 10^5$, diventando in valore assoluto di circa $3.52 \cdot 10^{-16}$ ergs cm^{-2} s^{-1} . Tale emissione è a questo punto paragonabile con quella di α Cen e risulta essere circa l'1 % di essa, ossia molto più vicina all'osservabilità dei casi descritti precedentemente.

Una stima del limite superiore dell'emissione di un pianeta di tipo gioviano può essere quindi data dal valore misurato variabile entro 3σ dal valor medio. Ciò perché le misurazioni effettuate integrando i flussi in eccesso risentono di una dispersione casuale tale da contenere i valori significativi entro tale intervallo di errore. Esaminando quindi i dati riportati in tabella 5.6 si vede che il limite superiore per l'emissione gioviana sarebbe di 2.2 erg cm^{-2} s^{-1} . Tale valore risulta essere comunque incompatibile con la possibilità di osservazione dell'emissione gioviana dall'esterno del sistema solare. In tabella 5.8 diamo una stima dei limiti superiori per le emissioni dai pianeti citati ricavate nella stessa maniera.

Da tutto ciò si vede che sarebbe quindi necessario poter osservare con una missione fornita di strumenti con sensibilità più elevata rispetto ai telescopi con cui sono state fatte le osservazioni su riportate, ossia IUE e GHRS/STIS, per avere la possibilità di osservare pianeti extrasolari in emissione nella fascia aurorale intorno ai 1600 Å. Questo sembra essere l'unico modo per studiare un'emissione di pianeti extrasolari, a parte i metodi precedentemente descritti che riguardano le radio emissioni. Gli altri metodi danno

Oggetto	F_{ecc} (erg cm ⁻² s ⁻¹)
Giove	$3.9 \pm 0.4 \cdot 10^{-11}$
α Cen	$1.8 \pm 0.6 \cdot 10^{-12}$
16 Cyg B	$2.0 \pm 0.5 \cdot 10^{-15}$
51 Peg	$2.8 \pm 0.4 \cdot 10^{-14}$
v And	$2.8 \pm 1.0 \cdot 10^{-13}$
HD19994	$8.2 \pm 3.9 \cdot 10^{-14}$
70 Vir	$1.7 \pm 0.2 \cdot 10^{-13}$

Tabella 5.5: *Flussi in eccesso nell'intervallo 1570-1630 Å. L'errore riportato è una di deviazione standard σ .*

Oggetto	F_{ecc} (erg cm ⁻² s ⁻¹)
Giove	$1.6 \pm 0.2 \cdot 10^{-22}$
α Cen	$3.1 \pm 1.1 \cdot 10^{-14}$
16 Cyg B	$9.1 \pm 2.3 \cdot 10^{-15}$
51 Peg	$6.0 \pm 1.0 \cdot 10^{-14}$
v And	$5.0 \pm 1.9 \cdot 10^{-13}$
HD19994	$4.1 \pm 1.9 \cdot 10^{-13}$
70 Vir	$8.3 \pm 1.0 \cdot 10^{-13}$

Tabella 5.6: *Flussi in eccesso nell'intervallo 1570-1630 Å scalati con le distanze relative a ciascuno oggetto celeste: i dati riportati sono relativi ai flussi assoluti, quindi considerando una distanza di 10 pc. Gli errori riportati corrispondono ad una deviazione standard dal valor medio misurato.*

piuttosto informazioni solo sulle atmosfere planetarie, come ad esempio si è visto per la radiazione stellare assorbita durante un transito planetario. In questa maniera invece si studia direttamente la *plasmasphere* di un pianeta extrasolare.

Oggetto	F_{ecc} (erg cm ⁻² s ⁻¹)
16 Cyg Bb	$1.6 \pm 0.2 \cdot 10^{-21}$
51 Peg b	$2.0 \pm 0.2 \cdot 10^{-19}$
ν And c	$1.1 \pm 0.1 \cdot 10^{-19}$
HD 19994 b	$6.2 \pm 0.7 \cdot 10^{-20}$
70 Vir b	$8.6 \pm 0.9 \cdot 10^{-19}$
HD 114762 b	$3.2 \pm 0.4 \cdot 10^{-19}$

Tabella 5.7: *Flussi in eccesso nell'intervallo 1570-1630 Å previsti in emissione dai pianeti extrasolari indicati. Tali valori sono stati ottenuti applicando una legge scala sulla potenza di emissione all'emissione gioviana utilizzando i parametri planetari specifici di ciascun caso. Riportiamo anche il valore ottenuto per HD 114762b, il cui caso sembrerebbe essere uno dei più favorevoli. Tale flusso può essere confrontato con stelle di tipo spettrale simile ad HD 114762 b, quale ad esempio potrebbe essere HD 19994. gli errori in tabella corrispondono ad una deviazione standard dal valor medio misurato.*

Oggetto	F_{ecc} (erg cm ⁻² s ⁻¹)
16 Cyg Bb	$2.2 \cdot 10^{-21}$
51 Peg b	$2.6 \cdot 10^{-19}$
ν And c	$1.4 \cdot 10^{-19}$
HD 19994 b	$8.3 \cdot 10^{-20}$
70 Vir b	$1.1 \cdot 10^{-18}$
HD 114762 b	$4.4 \cdot 10^{-19}$

Tabella 5.8: *Limiti superiori ai flussi in eccesso nell'intervallo 1570-1630 Å previsti in emissione dai pianeti extrasolari indicati. Dai valori precedentemente riportati abbiamo considerato una variazione massima di 3σ , ottenendo quindi una stima del limite superiore dei flussi in eccesso.*

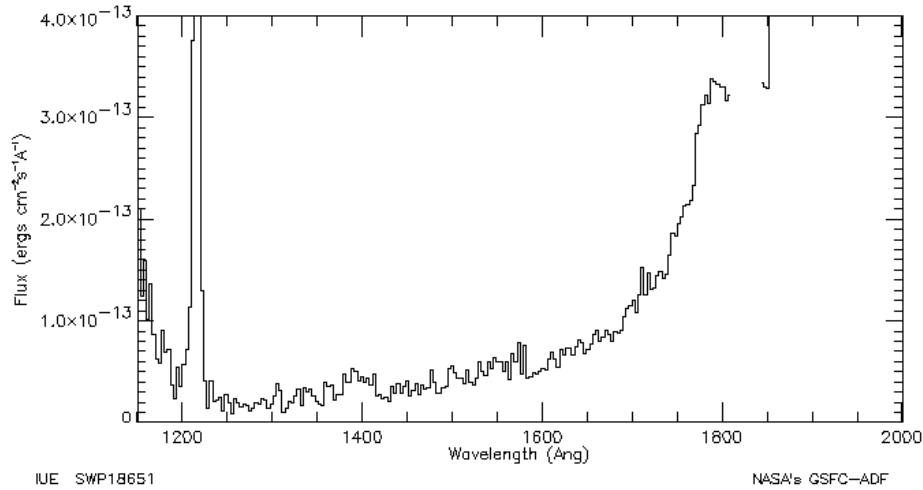


Figura 5.27: Spettro ultravioletto di HD 9826 (*v And*) ottenuto con IUE il 24/11/1982. Tipo spettrale F8 V.

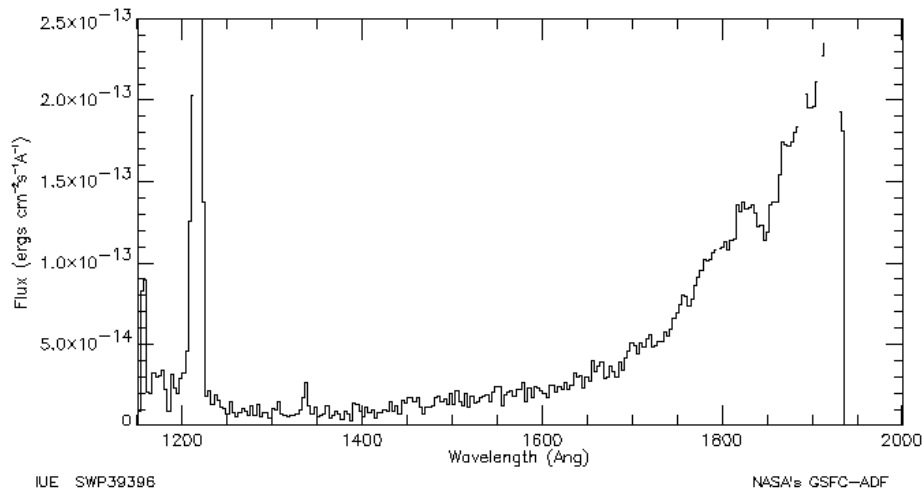


Figura 5.28: Spettro ultravioletto di HD 1994, tipo spettrale F8 V, ottenuto con IUE il 04/08/1990.

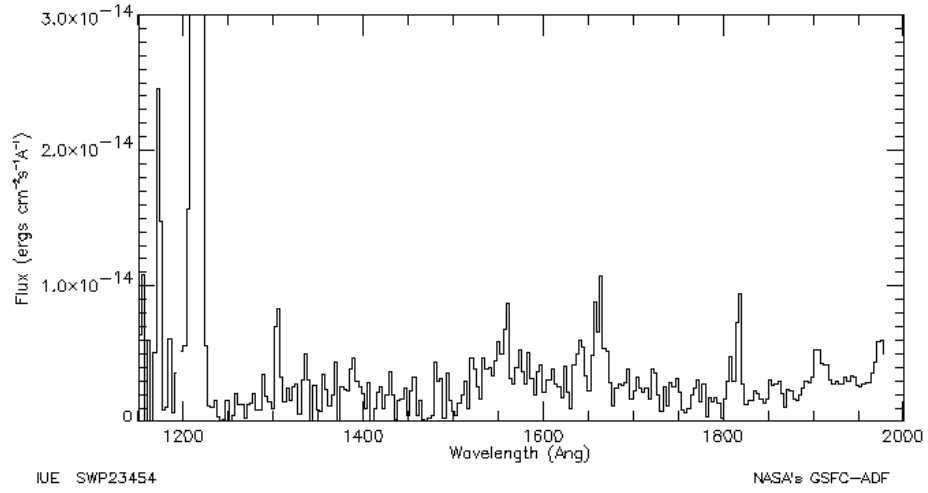


Figura 5.29: Spettro ultravioletto di HD2744 ottenuto con IUE il 13/07/1984. E' di tipo spettrale K2 IV a.

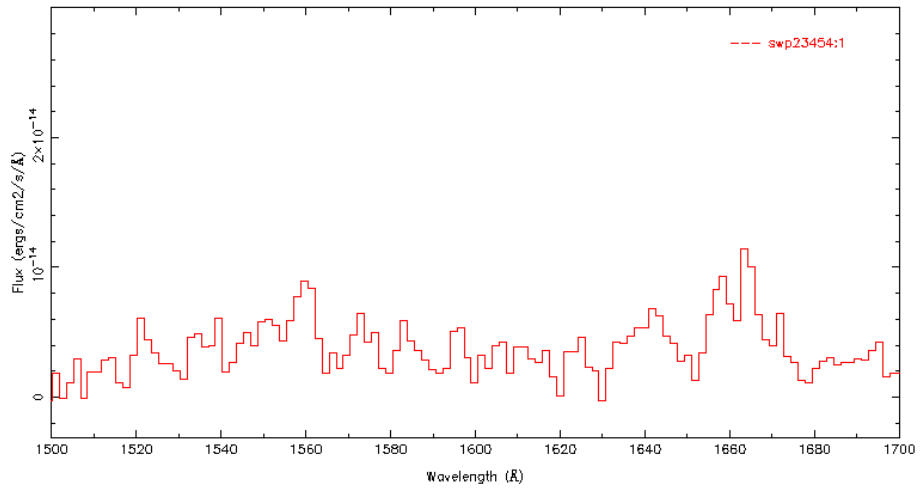


Figura 5.30: Spettro ultravioletto di HD2744 nell'intervallo 1500-1700 Å. Le righe più evidenti sono presenti a 1560 e 1670 Å.

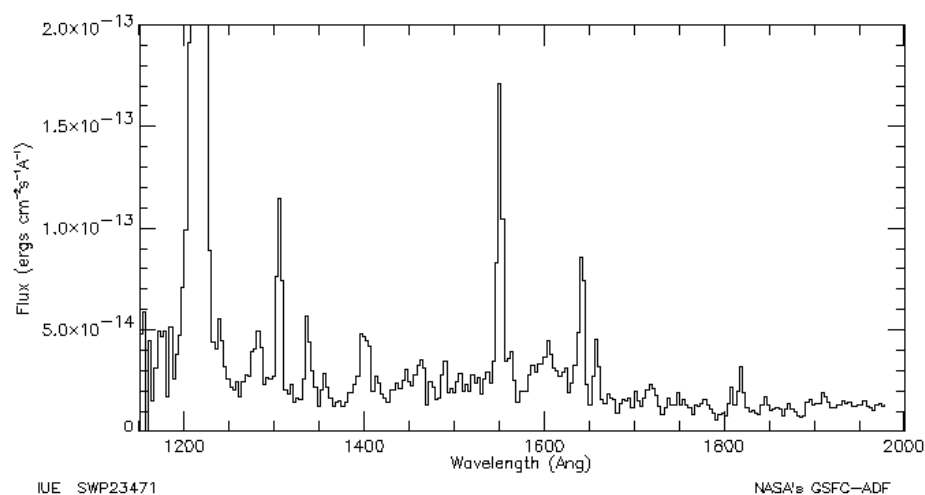


Figura 5.31: Spettro ultravioletto di TW Hya ottenuto con IUE il 16/07/1984. Tipo spettrale di appartenenza: K8V. Risulta essere una stella particolarmente attiva in quanto di giovane età e ancora in fase di accrescimento.

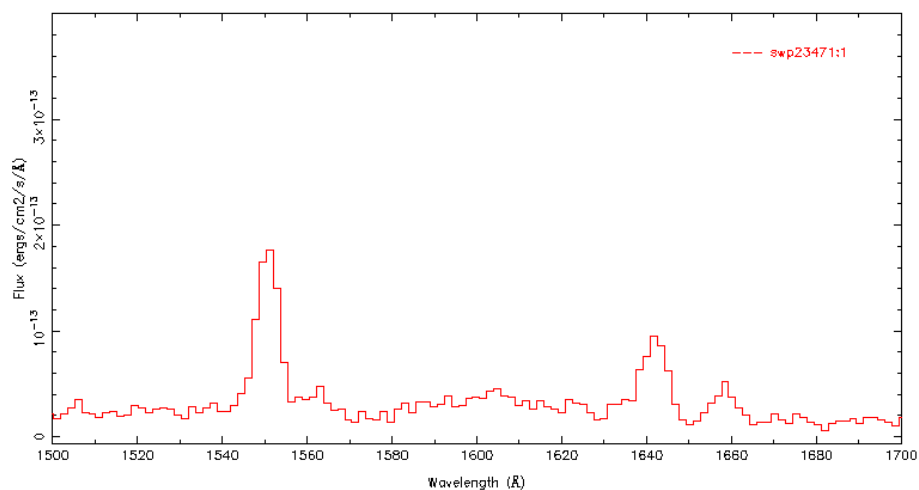


Figura 5.32: Spettro ultravioletto di TW Hya nell'intervallo 1500-1700 Å. Sono evidenti le righe in emissione a 1550 Å, C IV, 1640 Å, He II, e 1660 Å, O III.

5.3 Importanza dell'emissione UV per lo sviluppo di attività biologica

Non si è ancora riusciti a costruire strumenti osservativi che consentano l'osservazione di pianeti extrasolari di tipo terrestre e ancor meno di analizzarne precisamente la struttura e la composizione atmosferica. Tuttavia tramite osservazioni durante il transito sul disco stellare per la prima volta nel 2004 sono stati osservati ossigeno e carbonio in atmosfere di pianeti extrasolari, precisamente su HD209458b [72]. Il cosiddetto *principio di mediocrità* propone che il nostro sistema planetario sia un caso nella media di quelli presenti nell'universo e che quindi la vita si possa sviluppare ovunque le condizioni lo consentano. Di conseguenza c'è l'interesse a ricercare pianeti extrasolari con caratteristiche simili a quelle terrestri. La ricerca di pianeti di tipo terrestre viene principalmente effettuata su stelle di tipo solare, ossia stelle di sequenza principale di classe spettrale che va da F8V a K2V. Il sole è di classe spettrale G2V. Ciò che interesserebbe sarebbe l'osservazione di un siffatto pianeta nella cosiddetta *zona di abitabilità*, confinata tra una zona troppo calda nella quale l'effetto serra sarebbe dominante (come accade su Venere) e una troppo fredda (che nel sistema solare si estende da Marte verso l'esterno). Questa zona risulta essere molto ristretta per stelle di tipo G2V [77]. La zona di abitabilità tende a migrare verso l'esterno con il tempo a causa del fatto che le stelle di sequenza principale diventano più luminose con l'età e convertono l'idrogeno in elio e in altri elementi più pesanti. Si parla quindi di zona di abitabilità continua, ossia di quella fascia in cui un pianeta rimane abitabile per uno specificato periodo di tempo. Affinché la fascia di abitabilità possa consentire lo sviluppo di una forma di vita intelligente occorre che rimanga abitabile per un tempo sufficiente a tale scopo. Una stima che viene fatta per questo valore temporale è $t \approx 4$ Gyr, ossia il tempo che si stima sia stato necessario per far evolvere sulla Terra una forma di vita intelligente [77].

La radiazione ultravioletta stellare può risultare dannosa per la vita ma, d'altra parte, è una fonte energetica fondamentale per la sintesi di molti composti biochimici che derivano dall'HCN e per una serie di processi biologici. Soprattutto si ritiene [77] che l'UV sia stato fondamentale per lo sviluppo di un'atmosfera come la nostra: in particolare la radiazione FUV può aver fortemente influenzato la produzione di NH₃, CH₄ e O₃ nel periodo che va da 2 a 4 miliardi di anni fa. Tutto ciò definisce implicitamente un limite esterno alla zona di abitabilità.

L'effetto distruttivo dalla radiazione UV sui processi biochimici si può rappresentare tramite uno spettro di azione biologica $B(\lambda)$ che rappresenta una misura del danno in funzione della lunghezza d'onda e può essere definito [77] come la probabilità di un fotone di energia hc/λ di dissociare una molecola di DNA libero. Ciò avviene in genere per $\lambda \approx 230$ nm in quanto a

lunghezze d'onda inferiori la radiazione viene assorbita dagli strati esterni della cellula che contiene il DNA. Detto quindi $F(\lambda, t)$ il flusso di radiazione UV proveniente da una stella a distanza di una unità astronomica, una misura del danno causato al DNA su un pianeta a distanza d dalla stella è data da

$$N_{DNA}(d) = \int_{200\text{ nm}}^{315\text{ nm}} B(\lambda) \frac{\lambda}{hc} \frac{F(\lambda, t)}{d^2} d\lambda \quad (5.6)$$

Se tale $N_{DNA}(d)$ è superiore ad una certa soglia sarà difficile lo sviluppo di una vita su un pianeta extrasolare a causa dei danni prodotti dalla radiazione UV. $N_{DNA}(d)$ potrà anche risultare superiore rispetto a quello terrestre, ma soprattutto c'è da dire che bisogna tener conto dei vari fattori di attenuazione della radiazione UV, in particolare l'esistenza di un'atmosfera. Una stima del valore massimo di $N_{DNA}(d)$ [77] è $N_{DNA}(d) \leq 2 \cdot N_{DNA}^{\odot}(1UA)|_{t=t_{arc}^{\odot}}$, ossia il valore terrestre a t_{arc}^{\odot} , ossia 3.8 miliardi di anni fa. Tale stima si basa sul principio di mediocrità e tiene conto di modelli che hanno valutato i fattori di attenuazione per stelle di tipo spettrale F, G e K ipotizzando una presenza di O_2 nell'atmosfera planetaria pari a 10^{-5} volte il valore attuale terrestre, valore che si ritiene sia stato quello tipico della Terra 3.8 miliardi di anni fa. Alla stessa maniera si stima il limite minimo, valutando il numero minimo di fotoni UV $N_{UV}(d)$ ricevuti dal pianeta e stabilendo che sia almeno la metà di quelli ricevuti dalla Terra 3.8 miliardi di anni fa. Nel lavoro di *Buccino et al., 2006*, usando le osservazioni fatte da IUE per le stelle in possesso di sistemi extrasolari, è risultato che le stelle che abbiano una zona che rientri nei criteri di abitabilità per almeno 3 miliardi di anni siano HD 216437, HD 114752, HD 89744, τ Boo e ρ CrB. Nel 59% dei casi, invece, la zona classica di abitabilità non è risultata avere intersezioni con i criteri richiesti per la radiazione UV.

Capitolo 6

Conclusioni

*And, in the end, the love you
take is equal to the love you
make.*

The Beatles - "The End"

In questa tesi è stato fatto uno studio generale dei fenomeni magnetosferici applicato alla possibilità di osservazione di pianeti extrasolari. Innanzitutto abbiamo visto, parlando delle emissioni aurorali dei vari pianeti del sistema solare, quali siano gli aspetti comuni ad essi e quali invece le caratteristiche proprie solo di alcuni dei corpi che presentano una magnetosfera e l'emissione aurorale.

Molti di tali meccanismi sono ben compresi mentre è più ardua una comprensione completa dei fenomeni che controllano le strutture spaziali delle emissioni. E' il caso ad esempio di Saturno, il quale presenta un ovale di aurora non spiegabile nè con il modello gioviano, nè con quello terrestre, ma tuttavia sembra al contempo mostrare un tipo di emissione della stessa natura di quella gioviana. A prescindere da quali siano nel dettaglio i meccanismi che generino l'emissione aurorale, ciò che è più importante è poter ipotizzare che tali emissioni possano generarsi in tutti i sistemi planetari. A noi è interessato ridurre al caso dei sistemi planetari extrasolari esistenti attorno a stelle di tipo solare. Tali sistemi presentano pianeti di tipo gioviano orbitanti nella maggior parte dei casi a distanze inferiori ad 1 U.A.. Dire che si può avere emissione aurorale da pianeti extrasolari implica l'affermazione dell'esistenza di un campo magnetico planetario associato. L'osservazione di emissione aurorale quindi risulta non solo essere un'osservazione diretta di un pianeta, ma anche della sua magnetosfera e del suo campo magnetico. Il nostro lavoro è quindi consistito sostanzialmente in due parti. La prima è stata una parte di review delle emissioni aurorali dei corpi del sistema solare, di come esse vengano generate e delle loro caratteristiche, quali la di-

istribuzione spaziale sui pianeti, l'intensità dell'emissione, la potenza emessa nelle varie fasce spettrali. Poi abbiamo esaminato come varino le grandezze fisiche da cui dipende l'emissione aurorale, ossia il vento stellare, il momento magnetico planetario e la distanza orbitale. Tali variazioni possono essere stimate facendo uso di leggi scala per ciascuna di queste grandezze. Da ciò si ottiene una relazione di carattere generale che ci dà una stima di come vari la potenza aurorale emessa da un pianeta al variare del suo momento magnetico, della sua distanza orbitale e del vento stellare che lo investe.

Partendo da ciò ci si collega alla seconda parte del lavoro in cui abbiamo utilizzato degli spettri ultravioletti osservati da varie missioni, in particolare IUE e GHRS. Abbiamo quindi usato tali spettri per fare innanzitutto una valutazione dell'intervallo spettrale in cui può essere conveniente osservare l'emissione aurorale di pianeti extrasolari. Fatto ciò ci siamo ridotti ad esaminare la fascia spettrale compresa tra 1570 e 1630 Å, intervallo in cui abbiamo innanzitutto integrato alcuni spettri per ottenere in valori dei flussi totali osservati e confrontarli con i valori ottenuti dalle missioni spaziali, in particolare Voyager 1. Tra i due valori c'è un accordo compreso in 3σ dal valore ottenuto. Successivamente abbiamo fatto una misura dei flussi in eccesso osservati nel suddetto intervallo spettrale e quindi abbiamo scalato tali flussi con le leggi scala citate nella prima parte del lavoro.

I recenti sviluppi nel settore della ricerca di sistemi planetari extrasolari spingono a cercare nuovi metodi per la ricerca di essi. Nell'ultima parte del lavoro è stato infatti proposta un'idea per effettuare un'osservazione diretta di pianeti extrasolari di tipo gioviano. Siamo partiti dall'idea di osservare spettroscopicamente i sistemi extrasolari a lunghezze d'onda in cui le linee di emissione aurorali possano avere più facilmente intensità comparabili con quelle stellari. A tal proposito abbiamo usato delle leggi scala per stimare l'emissione di un pianeta extrasolare di tipo gioviano. L'emissione gioviana infatti, dall'analisi delle varie emissioni osservate nel sistema solare, è quella dalle caratteristiche più favorevoli affinché possa essere osservata, sia per le righe di emissione osservate, sia per la loro intensità.

Abbiamo trattato il caso di stelle di tipo solare e quindi abbiamo potuto ipotizzare che il vento stellare sia dello stesso tipo, caratterizzato dallo stesso campo di velocità e dallo stesso tasso di perdita di massa del vento solare. Poiché però alcune delle stelle osservate presentano una massa leggermente superiore a quella del Sole si è, in tali casi, considerato un fattore scala nella previsione dell'emissione planetaria dovuto ad un vento stellare più intenso rispetto a quello solare.

La stima del momento magnetico planetario invece deve tener conto di vari fattori, tra cui principalmente la massa del pianeta e la sua velocità di rotazione: secondo il modello a dinamo infatti sono questi i due fattori dominanti nella determinazione del campo magnetico di un pianeta di tipo gioviano. Di conseguenza è necessaria una stima del tempo di sincronizzazione mareale, la quale è molto più rapida per pianeti orbitanti a piccola distanza dalla

stella. Abbiamo usato, nelle nostre stime, delle leggi scala per il momento magnetico riportate in letteratura, e tra queste abbiamo considerato quelle che forniscono un momento magnetico più grande per i pianeti trattati. Dopo tali considerazioni abbiamo inserito i valori previsti per i momenti magnetici in una legge di scala per la potenza di emissione. Tale relazione si basa su considerazioni sull'emissione radio dei pianeti: si tratta di un tipo di emissione aurorale causata anch'essa dalla precipitazione nell'alta atmosfera di particelle cariche. Di conseguenza si può supporre tale variazione di scala dell'emissione valida anche in altre zone spettrali, e in particolare per l'ultravioletto.

A questo punto del lavoro si è stimata la luminosità di un pianeta extrasolare e si è paragonata a quella della stella del suo sistema. Abbiamo esaminato diversi casi e stimato l'emissione aurorale prevista per alcuni pianeti extraterrestri utilizzando i parametri che li contraddistinguono. Si è fatta una misura dei flussi in eccesso nell'intervallo spettrale suddetto e poi li abbiamo paragonati ai flussi in eccesso osservati per le relative stelle. Abbiamo inoltre fatto una stima di quale potrebbe essere l'emissione aurorale di un pianeta di tipo gioviano orbitante attorno ad α Centauri, stella molto simile al Sole ma priva di sistema planetario, ipotizzando che tale pianeta sia caratterizzato da una distanza orbitale e da un momento magnetico tra i più favorevoli possibili tra quelli osservati per pianeti extrasolari: ciò ci ha dato una stima del limite superiore di un'emissione aurorale extrasolare. Tale ultima stima conferma il fatto che sia necessario osservare un pianeta provvisto di un campo magnetico molto intenso per poter distinguere la radiazione aurorale.

Abbiamo quindi ottenuto dei risultati che fanno ritenere che tutt'oggi non sia possibile un'osservazione del genere occorrendo dei telescopi con sensibilità superiore di un fattore 100 a quella attualmente disponibile. Ci si potrebbe avvicinare a tale risultato aumentando ad esempio l'apertura dei telescopi ultravioletti.

Dai flussi misurati e dai relativi errori, stimando in 3σ una variazione plausibile per i flussi misurati, abbiamo quindi ricavato dei limiti superiori alle emissioni aurorali. Tali limiti superiori sembrano comunque essere al di sotto dell'osservabilità. Tuttavia non è da escludere la possibilità di trovare un pianeta extrasolare che presenti un'emissione di intensità tale da poter essere direttamente osservata, essendo ampi i margini di aumento dell'emissione aurorale. Occorrerebbe comunque poter migliorare la sensibilità dei telescopi ultravioletti per avere più possibilità di osservare l'emissione aurorale di pianeti extrasolari.

Elenco delle tabelle

3.1	Emissione di aurora nel sistema solare	51
3.2	Righe di emissione UV	52
4.1	Valori dei momenti magnetici	56
4.2	Emissioni radio da pianeti extrasolari	62
5.1	Caratteristiche magnetosferiche di Terra, Giove, Saturno . . .	74
5.2	Stelle con sistemi planetari	81
5.3	Caratteristiche di sistemi planetari extrasolari	82
5.4	Flussi osservati nell'intervallo 1570-1630 Å	91
5.5	Flussi in eccesso nell'intervallo 1570-1630 Å	93
5.6	Flussi in eccesso nell'intervallo 1570-1630 Å: valori assoluti . .	93
5.7	Flussi previsti con leggi scala	94
5.8	Limiti superiori previsti con leggi scala	94

Elenco delle figure

1.1	Struttura del bow shock	8
1.2	Soluzione di Parker	10
1.3	Campo magnetico solare	12
1.4	Correnti nella magnetopausa	15
2.1	Campo magnetico terrestre	18
2.2	Fasce di Van Allen	19
2.3	Struttura della magnetosfera	21
2.4	Correnti magnetosferiche gioviane	24
3.1	Aurora UV su Giove e Terra	35
3.2	Riga Ly α di HD209458b	36
3.3	Aurora gioviana nell'UV osservata da FUSE	39
3.4	Aurora polare terrestre	40
3.5	Aurora UV gioviana	44
3.6	Emissione radio da pianeti del sistema solare	46
5.1	Spettro UV di Giove	71
5.2	Spettro UV del polo sud Giove	72
5.3	Spettro UV di emissione di aurora dal polo nord di Giove	72
5.4	Spettro ultravioletto di Saturno	73
5.5	Spettro ultravioletto di Nettuno	75
5.6	Spettro ultravioletto di Urano	75
5.7	Rapporto tra l'emissione gioviana e quella uraniana	76
5.8	Emissione UV da Giove, Urano e Alpha Centauri	76
5.9	Rapporto tra emissione gioviana e quella di Alpha Centauri	77
5.10	Rapporto tra emissione gioviana e quella di Alpha Centauri (2)	77
5.11	Rapporto tra emissione saturniana e quella di Alpha Centauri	78
5.12	Spettro UV di 16 Cyg B	78
5.13	Rapporto tra emissione di Alpha Centauri e quella di 16 Cygni B	79
5.14	Rapporto tra emissione gioviana e quella di 16 Cygni B	83

5.15	Spettro UV di 47UMA	83
5.16	Spettro UV di 47UMA (2)	84
5.17	Spettro UV di 51PEG	84
5.18	Spettro UV di 51PEG (2)	85
5.19	Spettro UV di HD 117176	85
5.20	Spettro UV di HD 117176 (2)	86
5.21	Spettro UV di HD 14751	86
5.22	Spettro UV di HD 14751 (2)	87
5.23	Spettro UV di HD 14751 (3)	87
5.24	Spettro UV di HD 120136	88
5.25	Spettro UV di HD 120136 (2)	88
5.26	Spettro UV di HD 143761	89
5.27	Spettro UV di HD 9826	95
5.28	Spettro UV di HD 19994	95
5.29	Spettro UV di HD 27442	96
5.30	Spettro UV di HD 27442 (2)	96
5.31	Spettro UV di TW Hya	97
5.32	Spettro UV di TW Hya (3)	97

Bibliografia

- [1] Cravens, T. E., *Physics of solar system plasmas*, Cambridge University Press 2004
- [2] Shore, S. N., *The tapestry of modern astrophysics*, Hoboken NJ: Wiley-Interscience, 2003
- [3] Shore, S. N., *An Introduction to Astrophysical Hydrodynamics*, San Diego, Academic Press, 1992
- [4] Vietri, M., *Astrofisica delle alte energie*, Bollati Boringhieri, 2006
- [5] Chamberlain, J., *Physics of the Aurora and Airglow*, Academic Press, 1961
- [6] Lamers, H. J. G. L. M., Cassinelli, J. P., *Introduction to stellar winds*, Cambridge University Press 1999
- [7] Salzmann, D., *Atomic physics in hot plasmas*, Oxford University Press, 1998
- [8] Wood, B. E., *Astrospheres and Solar-like Stellar Winds*, Living Rev. Solar Phys. 1, (2004), (cited on 26/03/2008) : <http://www.livingreviews.org/lrsp-2004-2>
- [9] Troshichev, O. A., *Plasma pressure and the field-aligned currents in the magnetosphere*, 2003, Adv. Space Res.
- [10] Baker, D. J., *Rayleigh, the Unit for Light Radiance*, 1974, Applied Optics, 13
- [11] Treumann, R. A., *The electron - cyclotron maser for astrophysical application*, 2006, A&A, 13, 229 - 315
- [12] Melrose, D. B., Dulk, G. A., *Electron-cyclotron masers as the source of certain solar and stellar radio bursts*, 1982, ApJ, 259, 844 - 858

-
- [13] Hundhausen, A. J., *Some macroscopic properties of shock waves in the heliosphere*, 1985, in “Collisionless shock in the heliosphere: a tutorial review”, Geophysical Monograph 34, AGU, 37 - 58
- [14] Russell, C. T., *Planetary Bow Shock*, 1985, in “Collisionless shocks in the heliosphere: reviews of current research”, Geophysical Monograph 35, AGU, 109 - 130
- [15] Lazio, T. J. W., Farrell, W. M., *The radiometric Bode’s law and extrasolar planets*, 2004, ApJ, 612, 511 - 518
- [16] Farrell, W. M., et al., *The radio search for extrasolar planets with LOFAR*, 2004 Planet. Space Sci. 52, 1469 - 1478
- [17] Farrell, W. M., Desch, M. D., Zarka, P., *On the possibility of coherent cyclotron emission from extrasolar planets*, 1999, JGR, 104, 14025 - 14032
- [18] Stevens, I. R., *Magnetospheric radio emission from extrasolar planets: The role of the host stars*, 2004, MNRAS 356, 1053
- [19] Queinnee, J., Zarka, P., *Flux, power, energy and polarization of Jovian S-bursts*, 2001, Planet. Space Sci. 49, 365 - 376
- [20] Barrows, C. H., et al., *Solar wind control of Jupiter’s decametric radiation*, 1986, A&A, 165, 244
- [21] Gurnett, D. A., et al., *Control of Jupiter’s radio emission and aurorae by the solar wind*, 2002, Nature, 415, 985 - 987
- [22] Zarka, P., et al., *Magnetically-driven planetary radio emission and application to extrasolar planets*, 2001, Ap. Space Sci., 277: 293 - 300
- [23] Charbonneau, D., et al., *Detection of an extrasolar planet atmosphere*, 2002, ApJ, 568, 377
- [24] Sato B., et al., *The NK consortium. II. A transiting hot Saturn around HD 149026 with a large dense core*, 2005, ApJ, 633, 465
- [25] Cody, A. M., et al., *HD 209458: Physical Parameters of the Parent Star and the Transiting Planet*, 2002, ApJ, 569, 451
- [26] Shkolnik, E. et al., *Evidence for planet-induced chromospheric activity on HD 179949*, 2003, ApJ, 597, 1092 - 1096
- [27] Zarka, P., *Auroral radio emission at the outer planets: observations and theories*, 1998, JGR, 103, 20159 - 20194
- [28] Bastian, T. S., et al., *A search for radio emission from extrasolar planets*, 2000, ApJ, 545, 1058 - 1063

-
- [29] Zarka, P., *Fast radio imaging of Jupiter's magnetosphere at low-frequencies with LOFAR*, 2004, Planet. Space Sci. 52, 1455 - 1467
- [30] de Pater, I., *The significance of microwave observations for the planets*, PhR, 200, 1, 1 - 50
- [31] Hill, T. W., *Auroral structures at Jupiter and Earth*, 2003, Adv. Space Res., 33, 2021 - 2029
- [32] Cowley, S. W. H., et al., *Origins of Jupiters main oval auroral emission*, 2003, JGR, 108
- [33] Bunce, E. J. , Nichols, J. D., Cowley, S. W. H., *Solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling at Jupiter*, 2005, Adv. Space Res., 36, 2090 - 2099
- [34] Majeed, T., et al., *The ionosphere-thermospheres of the giant planets*, 2003, Adv. Space Res., 33, 197 - 211
- [35] Bhardwaj, A., Gladstone, G. R., *Auroral emission of the giant planets*, 2000, Rev. Geophys., 38, 295 - 354
- [36] Ingersoll, A. P., *Imaging Jupiter's aurora at visible wavelengths*, 1998, Icarus, 135, 251 - 264
- [37] Bradfoot, A. L., et al., *Overview of the Voyager ultraviolet spectrometry result through Jupiter encounter*, 1981, JGR, 86, 8259 - 8284
- [38] Herbert, F., Sandel, B. R., *The uranian aurora and its relationship to the magnetosphere*, 1994, JGR, 99, 4143 - 4160
- [39] Bhardwaj, A., Gladstone, G. R., *Auroras on Saturn, Uranus and Neptune*, 2000, Adv. Space Res., 26, 1551 - 1558
- [40] Waite, J. H., et al., *Outer planet ionospheres: a review of recent research and a look toward the future*, 1997, Adv. Space Res., 20, 243 - 253
- [41] Bertaux, J. L., et al., *Discovery of an aurora on Mars*, 2005, Nature, 435, 790 - 794
- [42] Fox, J. L, Stewart, A. I. F., Luhmann, J. G., *The Venus ultraviolet aurora: Observations at 130.4 nm*, 1986, Geophys. Lett. 13, 1047 - 1050
- [43] Trafton, L. M., et al., *High-resolution spectra of Jupiter northern auroral ultraviolet emission with the Hubble Space Telescope*, 1994, ApJ, 421, 816 - 827
- [44] Trafton, L. M., et al., *HST spectra of the jovian ultraviolet aurora: search for heavy ion precipitation*, 1998, ApJ, 507, 955 - 967

-
- [45] Lu, W., Schultz, D. R., *Ultraviolet emission from oxygen precipitating into jovian aurora*, 2000, ApJ, 530, 500 - 503
- [46] Weihong Liu and Dalgarno, A., *The ultraviolet spectra of the jovian aurora*, 1996, ApJ, 467, 446 - 453
- [47] Cravens, T. E., et al., *Implication of Jovian X-ray emission for magnetosphere-ionosphere coupling*, 2003 JGR 108, 1465
- [48] Abel, B., Thorne, R. M., *Relativistic charged particle precipitation into Jupiter's sub-auroral atmosphere*, 2003, Icarus, 166, 311 - 319
- [49] Yelle, R. V., *Aeronomy of extra-solar giants planets at small orbital distances*, 2004, Icarus, 170, 167 - 179
- [50] Ajello, J. M., et al., *Spectroscopic evidence for high-altitude aurora at Jupiter from Galileo Extreme Ultraviolet Spectrometer and Hopkins Ultraviolet Telescope observations*, 2000, Icarus, 152, 151 -171
- [51] Ajello, J. M., et al., *The Cassini campaign observations of the Jupiter aurora by the Ultraviolet Imaging Spectrograph and the Space Telescope Imaging Spectrograph*, 2005, Icarus, 178, 327 - 345
- [52] Bhattacharya, B., et al., *Diffuse auroral precipitation in the jovian upper atmosphere and magnetospheric electron flux variability*, 2005, Icarus, 178, 406 - 416
- [53] Wong, A., et al., *Benzene and haze formation in the polar atmosphere of Jupiter*, 2003 Geophys. Lett., 30, 1447
- [54] Elsner, R. F., et al., *Simultaneous Chandra X-ray, Hubble Space Telescope ultraviolet and Ulysses radio observation of Jupiter's aurora*, 2005, JGR, 110, A01207
- [55] Griebmeier, J. M., et al., *Cosmic ray impact on extrasolar earth-like planets in close-in habitable zones*, 2005, Astrobiology, 5
- [56] de Pater, I., *LOFAR and Jupiter's radio (synchrotron) emissions*, 2004 Planet. Space Sci., 52, 1449 - 1454
- [57] Hubert, B., et al., *Dayside and nightside reconnection rates inferred from IMAGE FUV and super dial auroral radar network data*, 2006, JGR, 111, A03217
- [58] Arge, C. N., et al., *Magnetic moment and angular momenta of stars and planets*, 1995, ApJ, 443, 795 - 803
- [59] <http://exoplanets.org/>

- [60] <http://exoplanet.eu/catalog-all.php>
- [61] Parker, E. N., *Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields*, 1958, ApJ, 128, 664 - 675
- [62] Weber, E. J., Davis Jr., L., *The angular momentum of the solar wind*, 1967, ApJ, 148, 217 - 227
- [63] Grießmeier, J. M., et. al., *The effect of tidal locking on the magnetospheric and atmospheric evolution of Hot Jupiters*, 2004, A&A, 425, 753 - 762
- [64] Drake, S. A., et al., *Synchronization timescale for three solar-type stars that have Jupiter-mass companion in short-period orbits*, 1998, ApJ, 115, 2122 - 2124
- [65] Zahn, J. P., *Tidal Friction in close binary stars*, 1977, A&A 57, 382 - 394
- [66] www.bo.astro.it/universo/venere/Sole-Pianeti/planets/tervan.htm
- [67] www.bo.astro.it/universo/venere/Sole-Pianeti/planets/termag.htm
- [68] www.quantavolution.org/vol_03/chaos_creation_07.htm
- [69] <http://science.nasa.gov/ssl/PAD/sppb/edu/magnetosphere/mag5.html>
- [70] Genova, F., Zarka, P., Lecacheux, A., *Jupiter Decametric Radiation*, in "Time-Variable Phenomena in the Jovian System", 1989, 156 - 174, NASA sp-494, Edited by Belton, West and Rahe
- [71] Vidal-Madjar, A., et al., *An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b*, 2003 Nature 422, 143 - 146
- [72] Vidal-Madjar, A., et al., *Detection of Oxygen and Carbon in the Hydrodynamically Escaping Atmosphere of the Extrasolar Planet HD 209458b*, 2004, ApJ 604, 69 - 72
- [73] Brosch, N., et al., *A view to the future: Ultraviolet studies of the solar system*, 2006, Ap. Space Sci., 303, 103 - 122
- [74] Kassal, T., *Resonant fluorescent scattering of solar radiation by the fourth positive band system of CO*, 1976 JGR, 81, 1411 - 1412
- [75] Gustin, J., et al., *Jovian auroral spectroscopy with FUSE: analysis of self-absorption and implications for electron precipitation*, 2004, Icarus, 171, 336 - 355
- [76] Hébrard, G., et al., *Evaporation rate of hot Jupiters and formation of Chthonian planets*, 2003, arXiv:astro-ph/0312384v1

- [77] Buccino, A., Lemarchand, G. A., Mauas, P. J. D., *Ultraviolet Radiation Constraints around the Circumstellar Habitable Zones*, 2006, Icarus 183, 491 - 503
- [78] Clarke, J. T., et al., *Morphological differences between Saturn's ultraviolet aurorae and those of Earth and Jupiter*, 2005, Nature, 433, 717 - 719
- [79] Stallard, T., et al., *Jovian-like aurorae on Saturn*, 2008, Nature, 453, 1083 - 1085
- [80] Pryor, W. R., et al., *Galileo ultraviolet spectrometer observations of Jupiter's auroral spectrum from 1600-3200 Å*, 1998, JGR, 103, 20149 - 20158
- [81] Gustin, J., et al., *Energy-flux relationship in the FUV Jovian aurora deduced from HST-STIS spectral observations*, 2004, JGR, 109, A10205
- [82] Colina, L., Bohlin, R., Castelli, F., *The 0.12-2.5 μm absolute flux distribution of the Sun for comparison with solar analog stars*, 1996, AJ, 112, 307 - 315
- [83] Colina, L., and Bohlin, R., *Absolute flux distributions of solar analogs from the UV to the near-IR*, 1997, AJ, 113, 1138 - 1144
- [84] Bohlin, R. C., Dickinson, M. E., Calzetti, D., *Spectrophotometric standards from the far-ultraviolet to the near-infrared: STIS and NICMOS fluxes*, 2001, AJ, 122, 2118 - 2128
- [85] Linsky, J. L., et al., *Outer atmospheres of cool stars. XII. A survey of IUE ultraviolet emission line spectra of cool dwarf stars*, 1982, AJ, 260: 670 - 694
- [86] Desch, M. D., Kaiser, M. L., *Predictions for Uranus from a radiometric Bode's law*, 1984, Nature, 310, 755 - 757
- [87] Blackett, P. M. S., *The magnetic field of massive rotating bodies*, 1947, Nature, vol. 159, 658 - 666
- [88] Yung, Y. L., et al., *H₂ fluorescence spectrum from 1200 to 1700 Å by electron impact - Laboratory study and application to Jovian aurora*, 1982, ApJ, 254, L65 - L69
- [89] Clarke, J. T., et al., *Observations from earth orbit and variability of the polar aurora on Jupiter*, 1980, ApJ, 241, L179 - L182
- [90] Zarka, P., et al., *Study of solar system planetary lightning with LOFAR*, 2004, Planet. Space Sci., 52, 1435 - 1447

Ringraziamenti

"E' ora di essere libero", mi fu detto appena giunto sulla spiaggia.

Il viaggio riprenderà un passo più in là di dove era giunto, verso l'orizzonte limpido, spazzato dai venti che increspano il mare.

Le figure che ora, all'alba, sembrano stagliarsi nitidamente sulla via da percorrere saranno meno chiare a mezzogiorno e invisibili la notte, ma allo stesso posto domattina, i pescatori alla ricerca di cibo con le loro barche e i pesci nelle stesse correnti sottomarine.

E a me, che non sarò più dove sono adesso, sembrerà tutto diverso e potrò vedere, riflesso nel mondo, il mutamento dentro di me.

In questo lungo periodo passato a Pisa ho avuto la fortuna di essere sempre circondato da persone che mi hanno saputo dare tantissimo e, soprattutto, che hanno trovato sempre i modi migliori per starmi vicino. Non ho nemmeno bisogno di girarmi indietro per vederle e rendermene conto, mi basta guardare affianco e davanti a me.

Grazie a Babbo, che mi ha insegnato cos'è una Gran Risa, e a Mamma, che mi ha sempre aspettato, consapevole come nessun altro che sarei arrivato. Grazie a Mamma e Babbo per avermi dato un'impareggiabile moltitudine di possibilità.

Grazie a Sara, per l'inspiegabilmente enorme fiducia che ha in me.

Grazie a nonna Antonietta, nonna Salvina, nonno Giovanni, nonno Flaures e zio Michele, per la stima e il bene incondizionato che mi hanno sempre fatto sentire.

Grazie ai miei amici Gipo e Matteo per avermi aiutato in tutto e soprattutto per essere amici sempre veri.

Grazie a Ilaria.

Grazie alla dott.ssa Lepera, specializzanda in astrofisica, per le sue domande e le sue risposte. Grazie a Rachele per come mi ha accudito.

Grazie a Silvia, per la sua delicatezza nello starmi vicino.

Grazie agli amici di una vita, Riccardo *Orso*, Massimo *Liberfisis*, Toni *Il Farmacista*, Luigi *Alfonso-Cerimonia-Bestia*, Simona, per avermi aiutato a diventare come sono, nel bene, e nonostante i quali sia ancora così, nel male.

Per avermi sempre sopportato Grazie a tutti i coinquilini di questi anni: Cola il Professore, Nacla, Domenico, Capitan Cook Carbone, Nicola, Sara e Memèn. Grazie a casa Toniolo, con tutti gli strani sortilegi che ha prodotto e le persone che ha coinvolto: la VAAF e la Lokomotiv A. Carbone, Tonio-liñho e un'infinità d'altro ancora.

Grazie a tutti gli amici e i compagni avuti qui a Pisa in questi anni: Antonella, Marco, Luca, Emanuela, Stefano, Walter, Giacomo. Grazie ai compagni delle bellissime gite in montagna e a quelli con cui ho avuto il piacere di poter suonare.

Grazie a *Lula, Dade e Mattia*, per avermi fatto scorgere un nuovo punto di vista sulle cose.

Grazie a Steve Shore, per la passione che mette nel suo lavoro e trasmette a chi lavora con lui.

Grazie ai coinquilini del dipartimento e della stanza 132, meglio nota come stanza laureandi o stanza cazzeggiandi: Francesco, Goffredo, Giuseppe, Domenico, Lucia, Alistar, Emiliano e tutti gli altri che di lì sono passati.

Grazie a Emilio d'Emilio, Adelchi Fabrocini e Samuele Antonini per avermi aiutato nei momenti accademicamente più difficili.

La verità nel mio caso è molto semplice: senza l'aiuto di ciascuna di queste persone non sarei mai arrivato a poter scrivere questa pagina, pagina dentro la quale tutto ciò non può essere spiegato.

Ma non ho potuto fare a meno di provarci.

... a momenti si infittisce in segni minuscoli come semi puntiformi, ora si ritorce su se stesso, ora si biforca, ora collega grumi di frasi con contorni di foglie o di nuvole, e poi s'intoppa, e poi ripiglia a attorcigliarsi, e corre e si sdipana e avvolge un ultimo grappolo insensato di parole idee sogni ed è finito.

(Italo Calvino, "Il Barone rampante")