ANNALI DI GEOFISICA, VOL. XXXVI, SUPPL. N. 5-6, 1993

Pulsazioni geomagnetiche

Massimo Vellante
Dipartimento di Fisica, Università dell'Aquila, Italia

1. Introduzione

Con il termine pulsazioni (o micropulsazioni) geomagnetiche vengono indicate le fluttuazioni del campo magnetico terrestre aventi periodo compreso tra qualche decimo di secondo e qualche minuto. Fluttuazioni di questo tipo vengono comunemente osservate sia a terra che all'interno della magnetosfera terrestre. A terra l'ampiezza di tali fluttuazioni varia solitamente da qualche centesimo di nanoTesla (nT) fino a qualche centinaio di nT (ossia, al massimo, qualche millesimo del campo geomagnetico) e risulta generalmente crescente all'aumentare del periodo e della latitudine magnetica del sito di osservazione.

I vari tipi di pulsazioni vengono solitamente identificati secondo lo schema riportato in tabella I. In base a tale classificazione le pulsazioni vengono suddivise, tenendo conto delle loro proprietà morfologiche, in due gruppi principali: pulsazioni continue (Pc) e pulsazioni irregolari (Pi). All'interno di ciascun gruppo le pulsazioni vengono inoltre identificate in base al loro periodo. È importante sottolineare che i valori dei periodi che delimitano ciascuna categoria di pulsazioni non hanno alcun particolare significato fisico. Tale suddivisione va pertanto considerata per lo più solo come un utile schema di classificazione.

In questa breve rassegna tratteremo solo le pulsazioni di periodo più lungo, dedicando particolare attenzione alla loro descrizione in termini di onde magnetoidrodinamiche nella magnetosfera terrestre ed ai meccanismi di generazione legati all'interazione del vento solare con la magnetosfera. Pc5, Pc4, Pc3, e parte delle Pc2 sono per lo più interpretabili in base a tali meccanismi. Per le Pi2 considereremo invece un meccanismo di origine interna alla magnetosfera, legato ai processi di riconnessione di linee di forza nella coda geomagnetica. Non considereremo invece eventi quali le Pc1, la cui frequenza può diventare confrontabile con la frequenza di ciclotrone dei protoni del plasma magnetosferico, e vanno quindi trattati con un diverso approccio. Ampie e dettagliate descrizioni delle proprietà morfologiche e dei meccanismi di eccitazione dei vari tipi di pulsazioni sono fornite da Jacobs (1970) e Rostoker (1979).

2. Onde magnetoidrodinamiche

Dungey (1954) per primo suggerì che gran parte delle pulsazioni osservate a terra fossero riconducibili ad onde propagantesi nella magnetosfera terrestre. Poiché il periodo delle pulsazioni (ad esclusione delle Pc1) risulta superiore al periodo di ciclotrone delle cariche costituenti il plasma magnetosferico ($T_c < 1$ s), questi fenomeni possono essere studiati nell'ambito della teoria magnetoidrodinamica (MHD). In tale regime l'equazione d'onda per perturbazioni di piccola ampiezza in un plasma di conducibilità infinita, non viscoso, stazionario, freddo (ove con tale termine si intende che la pressione termica viene trascurata rispetto alla pressione magnetica) ed immerso in un campo magnetico $\boldsymbol{B}_0$ (generato da correnti esterne allo spazio in considerazione: rot

Tabella I. Classificazione standard delle pulsazioni geomagnetiche.

Pulsazioni continue		Pulsazioni irregolari	
Notazione	Periodo (s)	Notazione	Periodo (s)
Pc1	0.2-5	Pi1	1-40
Pc2	5-10	Pi2	40-150
Pc3	10-45		
Pc4	45-150		
Pc5	150-600		

$\boldsymbol{B}_0 = 0$) può essere derivata dal seguente set di equazioni:

Legge di Faraday

$$\text{rot } \boldsymbol{e} = -\frac{\partial \boldsymbol{b}}{\partial t} \tag{2.1}$$

Legge di Ampere

$$\text{rot } \boldsymbol{b} = \mu_0 \boldsymbol{j} \tag{2.2}$$

Legge di Ohm per un fluido perfettamente conduttore

$$\boldsymbol{e} = -\boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}_0 \tag{2.3}$$

Equazione del moto (ove vengono trascurate le forze viscose, gravitazionali ed il gradiente di pressione)

$$\rho_0 \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} = \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B}_0 \tag{2.4}$$

Nelle precedenti equazioni $\boldsymbol{b}$, $\boldsymbol{e}$, $\boldsymbol{j}$, $\boldsymbol{u}$ rappresentano rispettivamente le perturbazioni del campo magnetico, campo elettrico, densità di corrente e velocità del plasma, ρ_0 la densità del plasma imperturbato e μ_0 la permeabilità magnetica del vuoto.

2.1. *Onde MHD in un campo uniforme*

È opportuno considerare preliminarmente il caso semplice di un plasma omogeneo (ρ_0 e $\boldsymbol{B}_0$ uniformi) poiché molti aspetti dei modi d'onda risultanti sono presenti anche nel caso più complesso di un plasma immerso in un campo dipolare quale la magnetosfera terrestre. Assumendo che le perturbazioni siano onde piane ed armoniche, cioè varino come $\exp[i(\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{r} - \omega t)]$, è facile dimostrare che in un plasma omogeneo possono svilupparsi due modi d'onda dalle caratteristiche ben distinte.

Il primo, chiamato *modo trasversale* (o *modo di Alfven*), è caratterizzato dall'avere la perturbazione magnetica $\boldsymbol{b}$ interamente perpendicolare al campo ambiente $\boldsymbol{B}_0$ e dall'essere non compressivo: $\delta\rho = 0$; inoltre il campo di corrente $\boldsymbol{j}$ può avere una componente lungo $\boldsymbol{B}_0$. Esso viene anche chiamato *modo guidato* poiché il vettore di Poynting dell'onda è sempre diretto lungo $\boldsymbol{B}_0$. L'equazione d'onda per questo modo è

$$\left[\frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla_{\parallel}^2 \right] (\boldsymbol{b}, \boldsymbol{e}, \boldsymbol{j}, \boldsymbol{u}) = 0 \tag{2.5}$$

dove $V_A = B_0 / (\mu_0 \rho_0)^{1/2}$ è la nota velocità di Alfven, e l'operatore $\nabla_{\parallel}$ rappresenta la derivata lungo la direzione di $\boldsymbol{B}_0$; la corrispondente relazione di dispersione è: $\omega = k_{\parallel} V_A$ (ove $k_{\parallel}$ è la componente del vettore d'onda $\boldsymbol{k}$ lungo $\boldsymbol{B}_0$). Queste relazioni indicano che qualunque sia la direzione di $\boldsymbol{k}$ il disturbo si propaga lungo il campo ambiente alla velocità di Alfven. È interessante sottolineare come questo tipo di onda presenti una semplice analogia con le vibrazioni trasversali che si sviluppano lungo una corda tesa (*velocità di fase* = $\sqrt{\textit{tensione/densità}}$). Difatti, in un fluido perfettamente conduttore, le

linee di forza del campo magnetico si comportano come entità materiali aventi densità pari a quella del fluido (per l'effetto di congelamento delle linee di campo nel plasma) e soggette ad una tensione uguale a $B_0^2/2\mu_0$.

Il secondo tipo di perturbazione, chiamato *modo compressivo*, ha $\delta\rho \neq 0$ e una componente di $\boldsymbol{b}$ lungo $\boldsymbol{B}_0$, ciò comporta una compressione sia del plasma che delle linee di forza del campo. A differenza del *modo trasversale*, $\boldsymbol{j}$ è interamente perpendicolare a $\boldsymbol{B}_0$ e il vettore di Poynting risulta diretto come $\boldsymbol{k}$ (per cui tale modo viene anche chiamato *modo isotropo*). Tale caratteristica si evince anche dall'equazione d'onda

$$\left[\frac{1}{V_A^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right](\boldsymbol{b}, \boldsymbol{e}, \boldsymbol{j}, \boldsymbol{u}) = 0 \quad (2.6)$$

o dalla corrispondente relazione di dispersione: $\omega = k\ V_A$. Le caratteristiche di polarizzazione dei due modi sono illustrate in fig. 1.

Per dovere di completezza va detto che, nel caso in cui la pressione termica non possa essere trascurata (come ad esempio nello *strato di plasma* presente all'interno della *coda geomagnetica*), i modi compressivi (oltre al modo di Alfven) diventano due (Ferraro e Plumpton, 1966): l'*onda magnetoacustica veloce* (con velocità di fase maggiore sia della velocità di Alfven che della velocità del suono C_s) e l'*onda magnetoacustica lenta* (con velocità di fase minore sia di V_A che di C_s). Nel caso di propagazione parallela a $\boldsymbol{B}_0$, uno dei due modi compressivi (l'onda lenta se $C_s < V_A$, l'onda veloce se $C_s > V_A$) si riduce all'ordinaria onda acustica.

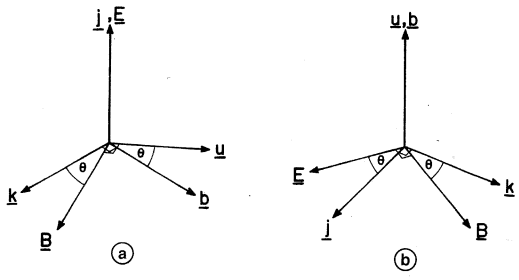

Fig. 1. Polarizzazioni del modo compressivo (a) e del modo di Alfven (b) in un plasma uniforme e freddo (Dungey, 1967).

2.2. *Onde MHD in un campo dipolare*

Una semplice analisi dimensionale mostra immediatamente che la magnetosfera terrestre non può assolutamente essere considerata un mezzo uniforme per questa scala di fenomeni. Infatti, considerando tipici valori per la velocità di Alfven e per il periodo dell'onda, rispettivamente 10^3 km/s e 10^2 s si ottiene una lunghezza d'onda di $\sim 15R_T$ (R_T: raggio della Terra), ovverossia una lunghezza d'onda dello stesso ordine di grandezza delle dimensioni della magnetosfera stessa. Non essendo più applicabile l'approssimazione di mezzo omogeneo, la soluzione generale del problema diventa estremamente complicata. Il problema fu affrontato da Dungey (1963) in un sistema di coordinate cilindriche (sfruttando la simmetria cilindrica del campo dipolare). Assumendo una dipendenza longitudinale delle perturbazioni del tipo $\exp[im\phi]$, Dungey ottenne il seguente set di equazioni che accoppiano le perturbazioni u_ϕ, e_ϕ, $b_\parallel$ ($b_\parallel$: componente di $\boldsymbol{b}$ lungo $\boldsymbol{B}_0$):

$$\left[\frac{1}{V_A^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{r^2 B_0}\nabla_\parallel(r^2 B_0 \nabla_\parallel)\right]\left(\frac{u_\phi}{r}\right) = \left[-\frac{im}{r^2}\frac{\partial}{\partial t}\right]\left(\frac{b_\parallel}{B_0}\right) \quad (2.7)$$

$$\left[\frac{1}{V_A^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - r^2 B_0 \nabla_\parallel\left(\frac{\nabla_\parallel}{r^2 B_0}\right)\right](re_\phi) = \left[-r(\boldsymbol{B}_0 \times \nabla)_\phi \frac{\partial}{\partial t}\right]\left(\frac{b_\parallel}{B_0}\right) \quad (2.8)$$

$$im\left(\frac{u_\phi}{r}\right) + \left[\frac{1}{rB_0^2}(\boldsymbol{B}_0 \times \nabla)_\phi\right](re_\phi) = -\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{b_\parallel}{B_0}\right) \quad (2.9)$$

Entrambi i membri a sinistra delle equazioni (2.7) e (2.8) hanno la forma di equazioni d'onda unidimensionali poiché l'unica derivata

spaziale ($\nabla_{\parallel}$) è lungo la direzione di $\boldsymbol{B}_0$. Pertanto le due equazioni esprimono l'accoppiamento fra oscillazioni trasversali guidate dalle linee di forza ed oscillazioni compressive ($b_{\parallel} \neq 0$). È possibile tuttavia disaccoppiare le equazioni in due situazioni particolari:

a) *Simmetria assiale:* $\frac{\partial}{\partial \phi}(\boldsymbol{b}, \boldsymbol{u}, \boldsymbol{e}) = 0 : m = 0$ - In tal caso il membro a destra della (2.7) si annulla, cosicché la (2.7) governa il comportamento della sola u_{ϕ}; d'altra parte dalla (2.1) e dalla (2.3) segue che $\boldsymbol{e}$ è diretto lungo la normale alla linea di forza nel piano della linea stessa (normale principale), $\boldsymbol{b}$ (al pari di $\boldsymbol{u}$) lungo la direzione azimutale ed il vettore di Poynting lungo $\boldsymbol{B}_0$. Segue quindi che per questo tipo di perturbazione, chiamata *modo toroidale*, ogni *shell magnetica* (famiglia di linee di campo individuate dal parametro r_0, Villante, 1993) effettua oscillazioni torsionali in fase indipendentemente da ciascun'altra, ed il plasma oscilla come le linee di campo.

Allo stesso tempo, inserendo la (2.9) nella (2.8), troviamo un'equazione che governa la sola e_{ϕ}. Ciò dà luogo ad una perturbazione, chiamata *modo poloidale*, ove il moto del plasma e delle linee di campo avviene nel piano meridiano. La direzione del vettore di Poynting attraversa le linee del campo e l'intera cavità magnetosferica oscilla in fase (*cavity mode*).

b) *Perturbazione localizzata in longitudine*: $m \rightarrow \infty$ - In tal caso affinché il membro di destra della (2.7) resti finito occorre che $b_{\parallel} = 0$ e pertanto la (2.8) descrive oscillazioni azimutali del campo elettrico guidate da $\boldsymbol{B}_0$. Dalle (2.1), (2.2) e (2.4) segue inoltre che $\boldsymbol{u}$ e $\boldsymbol{b}$ oscillano lungo la normale principale alla linea di campo. Il modo risultante è di nuovo puramente trasversale ed è chiamato *modo poloidale guidato*. Lo schema di fig. 2 riassume le caratteristiche di polarizzazione dei tre modi.

2.3. *Onde stazionarie*

Assunta una dipendenza temporale del tipo exp $[i\omega t]$ le equazioni (2.7) e (2.8), nei due limiti $m = 0$ e $m = \infty$, diventano equazioni agli autovalori che, una volta fissate le condizioni al contorno, è possibile risolvere numericamente. L'usuale condizione al contorno è: $\boldsymbol{e} = 0$ alla base della linea di forza, che equivale ad assumere la ionosfera un perfetto conduttore che rifletta completamente l'onda incidente. Viene così a formarsi un'onda stazionaria, come schematizzato in fig. 3 per i modi poloidali e toroidali guidati. Il calcolo dei periodi fondamentali di oscillazione (T_1, T_2, T_3,...) può essere eseguito in maniera esatta risolvendo numericamente le corrispondenti equazioni agli autovalori (Orr e Matthew, 1971), o in maniera approssimata mediante il metodo WKB (in cui si assumono lunghezze d'onda inferiori alla lunghezza di scala del mezzo). La soluzione WKB per il modo toroidale è (Radoski, 1966):

$$T_n = \frac{2}{n} \int_l \frac{\mathrm{d}s}{V_A}, \quad n = 1,2,3... \qquad (2.10)$$

dove l'integrazione è effettuata lungo una linea del campo geomagnetico. La forma della soluzione sottolinea di nuovo l'analogia col problema delle oscillazioni trasversali di una corda vibrante con estremi fissi. Esplicitando

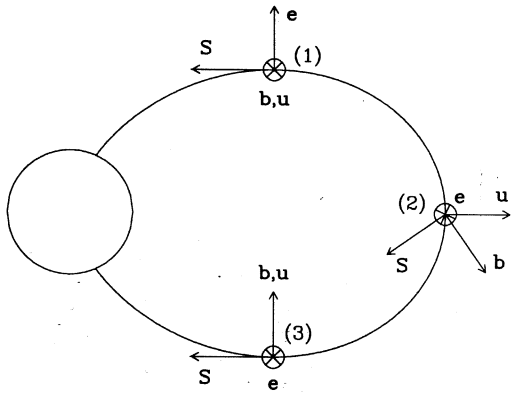

Fig. 2. Polarizzazioni del modo toroidale simmetrico (1), modo poloidale simmetrico (2) e modo poloidale localizzato (3), in un campo dipolare.

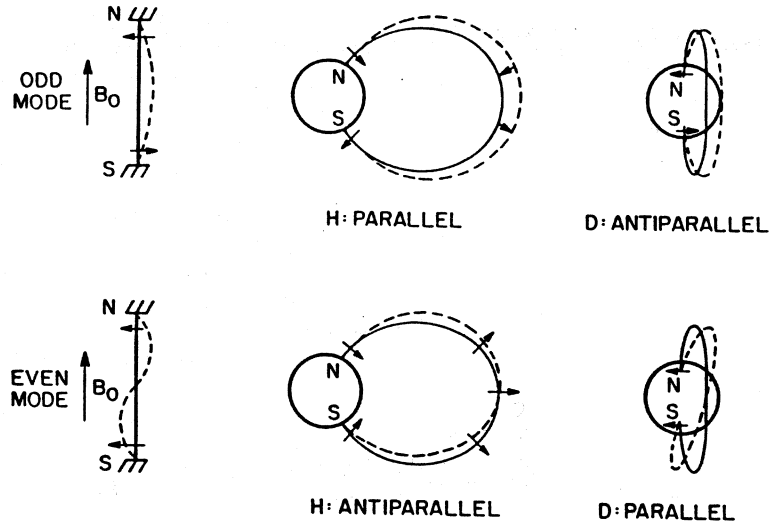

Fig. 3. Schema di onde stazionarie (fondamentale in alto, 2ª armonica in basso) in un campo dipolare, per il modo poloidale (al centro) e quello toroidale (a destra); a sinistra è anche mostrata l'analogia con una corda vibrante. Le frecce indicano la direzione della perturbazione magnetica. Vengono anche indicate le relazioni di simmetria previste per le componenti H (Nord-Sud) e D (Est-Ovest) nei due punti coniugati (Sugiura e Wilson, 1964).

la dipendenza della velocità di Alfven lungo la linea di forza si ottiene

$$T_n(\Lambda_0) = \frac{4\, R_T \mu_0^{1/2}}{n\, B_E \cos^8 \Lambda_0} \int_0^{\Lambda_0} \rho^{1/2} \cos^7 \Lambda d\Lambda, \qquad n = 1,2,3,... \tag{2.11}$$

dove B_E rappresenta il campo magnetico equatoriale alla superficie terrestre ($\sim 3 \times 10^{-5}$ T). Tutte le linee appartenenti ad una stessa shell magnetica, identificata dalla latitudine magnetica Λ_0 alla quale ciascuna linea interseca la ionosfera, oscillano con lo stesso periodo.

Come risulta dalla (2.11), per il calcolo dei periodi fondamentali è necessario conoscere la distribuzione di plasma lungo il profilo del campo. In fig. 4a è riportato l'andamento di $T_1(\Lambda_0)$ in base ad un modello estremamente semplificato (Orr e Matthew, 1971) di distribuzione del plasma magnetosferico (fig. 4b) in cui $\rho \propto r^{-3}$ all'interno della *plasmasfera* (Villante, 1993) e $\rho \propto r^{-4}$ oltre la *plasmapausa*. Come si può notare T_1 generalmente cresce al crescere della latitudine geomagnetica (latitudini via via più grandi sono connesse a linee di campo sempre più lunghe) ad eccezione di una ristretta fascia di latitudini connesse con la *plasmapausa*. È tuttavia doveroso sottolineare che i valori dedotti dalla fig. 4a devono considerarsi puramente indicativi, soprattutto alle alte latitudini ove il campo non è più a carattere dipolare e dove l'approssimazione WKB non è più accettabile (Taylor e Walker, 1984). Inoltre la concentrazione del plasma magnetosferico lungo una determinata linea di forza può dipendere in maniera significativa dall'ora locale, dal livello dell'attività geomagnetica e dal ciclo solare (Poulter *et al.*, 1984a). A tale proposito è interessante sottolineare come in maniera inversa, mediante misure sperimentali simultanee dei periodi fondamentali a diverse latitudini, è possibile ottenere informazioni sul livello di concentrazione e sulla distribuzione del plasma magnetosferico (Webb *et al.*, 1977; Poulter *et al.*, 1984b; Guglielmi, 1989). Ciò mette in luce uno dei potenti metodi diagnostici offerti dall'osservazione delle pulsazioni geomagnetiche.

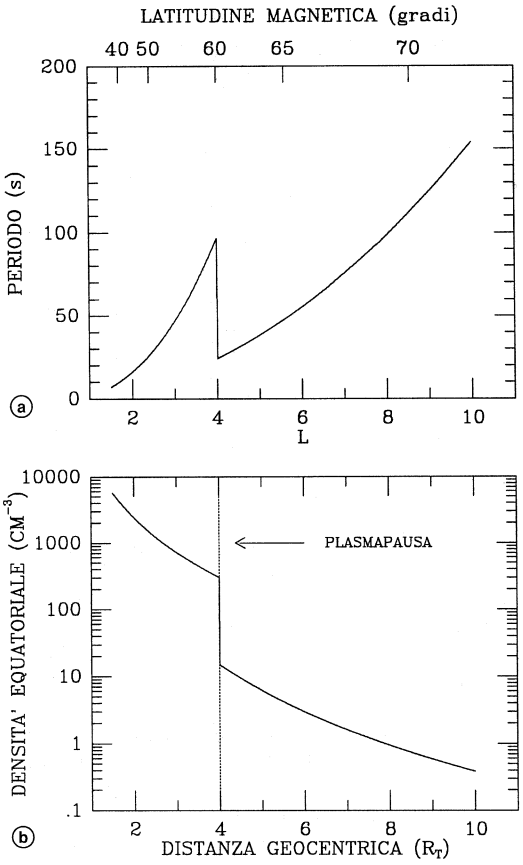

Fig. 4. a) Dipendenza latitudinale del periodo fondamentale del modo toroidale calcolata col metodo WKB, assumendo la dipendenza radiale della densità del plasma magnetosferico mostrata in b).

2.4. *Fenomeno di risonanza*

Una volta stabilita la proprietà delle linee del campo geomagnetico di oscillare secondo particolari modi fondamentali è ragionevole aspettarsi la possibilità di formazione di fenomeni di risonanza. Diversi lavori teorici hanno investigato tale fenomeno usando inizialmente semplici geometrie di campo (Southwood, 1974; Chen e Hasegawa, 1974a) e successivamente modelli magnetosferici più realistici (Lifshitz e Fedorov, 1986). Senza entrare nel dettaglio analitico del problema, il meccanismo di risonanza può essere sintetizzato come un processo di trasformazione di un disturbo originario qualsiasi, propagantesi nella magnetosfera, in un'oscillazione di tipo trasversale. Tale processo avviene con maggior efficacia in corrispondenza delle linee di campo *risonanti*, ovverossia di quelle linee ove la frequenza del disturbo sorgente coincide con una delle proprie frequenze fondamentali di oscillazione. Nella regione di risonanza (la cui larghezza dipende dalla lunghezza di scala della densità del plasma e da fattori dissipativi) la componente azimutale (Est-Ovest) del segnale viene significativamente amplificata ed è soggetta ad una brusca variazione di fase. Di conseguenza, a seconda della frequenza del disturbo sorgente, il segnale osservato a terra dovrebbe mostrare un massimo di ampiezza alla latitudine connessa con la linea di campo risonante a quella frequenza. Se il disturbo sorgente è a larga banda ed il meccanismo di risonanza ha un fattore di merito Q molto elevato, lo spettro di potenza del segnale dovrebbe mostrare un picco ad una frequenza dipendente dalla latitudine del sito di osservazione (in generale, vedi fig. 4a, ad una frequenza crescente al decrescere di Λ). Questo tipo di fenomenologia viene infatti frequentemente osservato (come mostrato nell'esempio di fig. 5), sebbene la componente che esibisce tale caratteristica risulta la Nord-Sud (H) piuttosto che la Est-Ovest (D) come previsto dalla teoria. Tale apparente disaccordo viene in realtà completamente spiegato quando si considera l'effetto della ionosfera.

2.5. *Effetto della ionosfera*

Se, come finora idealizzato, la ionosfera fosse un mezzo di conducibilità infinita, schermerebbe completamente ogni perturbazione magnetica e le pulsazioni geomagnetiche sarebbero confinate nella magnetosfera e non rilevabili sulla superficie terrestre. In realtà, essendo la conducibilità della ionosfera finita, parte del segnale viene trasmesso e modificato come illustrato nello schema di fig. 6 (per una più dettagliata descrizione del problema vedasi Hughes e Southwood, 1976a,b). In pratica, l'anisotropia della conducibilità ionosferica (do-

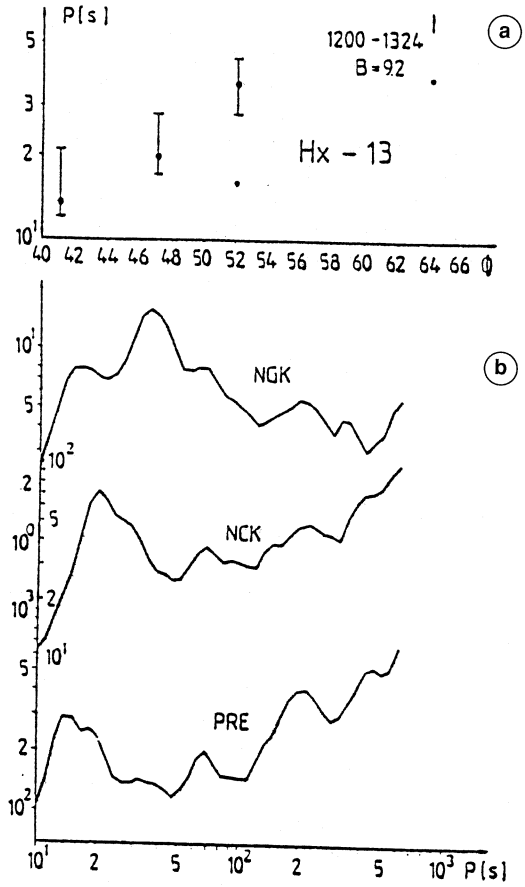

Fig. 5. Spettri di potenza (b) relativi ad un evento di pulsazione osservato contemporaneamente alle stazioni di Preselentsi (PRE, Bulgaria), Nagycenk (NCK, Ungheria) e Niemegk (NGK, Germania). In (a) sono riportati i periodi dei picchi spettrali in funzione della latitudine geomagnetica (Cz. Miletits *et al.*, 1988).

vuta alla presenza del campo geomagnetico ambiente $\boldsymbol{B}$) fa sì che il campo elettrico $\boldsymbol{E}$ dell'onda trasversale incidente generi una corrente orizzontale avente, sia una componente lungo il campo elettrico stesso (j_P: corrente di Pedersen), che una componente lungo la direzione $\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{E}$ (j_H: corrente di Hall). L'effetto della corrente di Pedersen è quello di generare un campo magnetico che scherma completamente quello dell'onda magnetosferica. La corrente di Hall genera a sua volta un campo $\boldsymbol{b}$ in direzione perpendicolare a quello incidente. Tale campo decade esponenzialmente attraverso la sottostante atmosfera e costituisce il segnale effettivamente osservato a terra. L'effetto globale della ionosfera è quindi quello di attenuare il segnale magnetosferico e di ruotare di 90° la sua polarizzazione. Un effetto di risonanza sulla componente D nella magnetosfera si traduce quindi in un corrispondente effetto sulla componente H a terra, come discusso precedentemente.

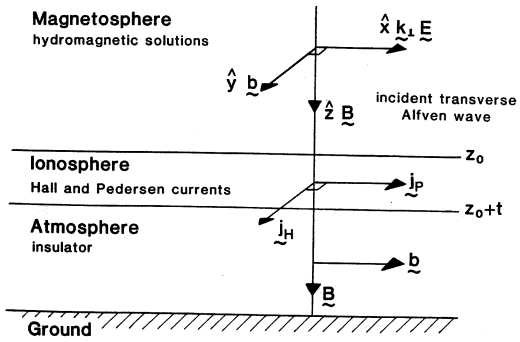

Fig. 6. Rappresentazione schematica dell'effetto ionosferico su un'onda di Alfven proveniente dalla magnetosfera (Hughes, 1983).

3. Controllo del vento solare sulle pulsazioni diurne

Le pulsazioni continue, ed in particolar modo le Pc3 e Pc4, sono fenomeni che avvengono tipicamente nelle ore diurne e mostrano una chiara dipendenza dallo stato del vento solare. In particolare la velocità del vento solare (V_s), il *cone angle* (Θ_{XB}: angolo fra la direzione del campo magnetico interplanetario e la direzione Terra-Sole) e l'intensità del campo magnetico interplanetario (B), sembrano essere i tre parametri chiave che controllano le caratteristiche di questa classe di pulsazioni geomagnetiche. Qui di seguito diamo una descrizione sommaria del tipo di legame esistente fra questi parametri e le pulsazioni diurne. Per una più ampia trattazione storica di questi effetti, il lettore è rimandato alle ras-

segne di Greenstadt *et al.* (1980) e Odera (1986).

3.1. *Velocità del vento solare*

Saito (1964) trovò per primo una buona correlazione fra l'ampiezza delle pulsazioni Pc3-4 e V_s. Questo effetto fu in seguito confermato in numerosi lavori (vedasi ad esempio Singer *et al.*, 1977; Miyake *et al.*, 1987) ed esteso alle pulsazioni di tipo Pc5 da Greenstadt *et al.* (1979b). La caratteristica persistenza per 1-2 giorni dell'attività delle Pc3 e Pc4 risulta in tal modo chiaramente legata al tempo di scala delle variazioni della velocità del vento solare (~ 1 giorno). Inoltre, l'osservata ricorrenza a 27 giorni dell'attività di queste pulsazioni, risulta interpretabile in termini dell'analoga ricorrenza dei fasci ad alta velocità del vento solare provenienti da una determinata regione solare. La fig. 7 mostra un chiarissimo esempio del legame a larga scala (medie giornaliere) fra potenza nella banda Pc3 e velocità del vento solare.

3.2. *Direzione del campo magnetico interplanetario*

A partire dal lavoro di Bolshakova e Troitskaya (1968) è emerso con altrettanta

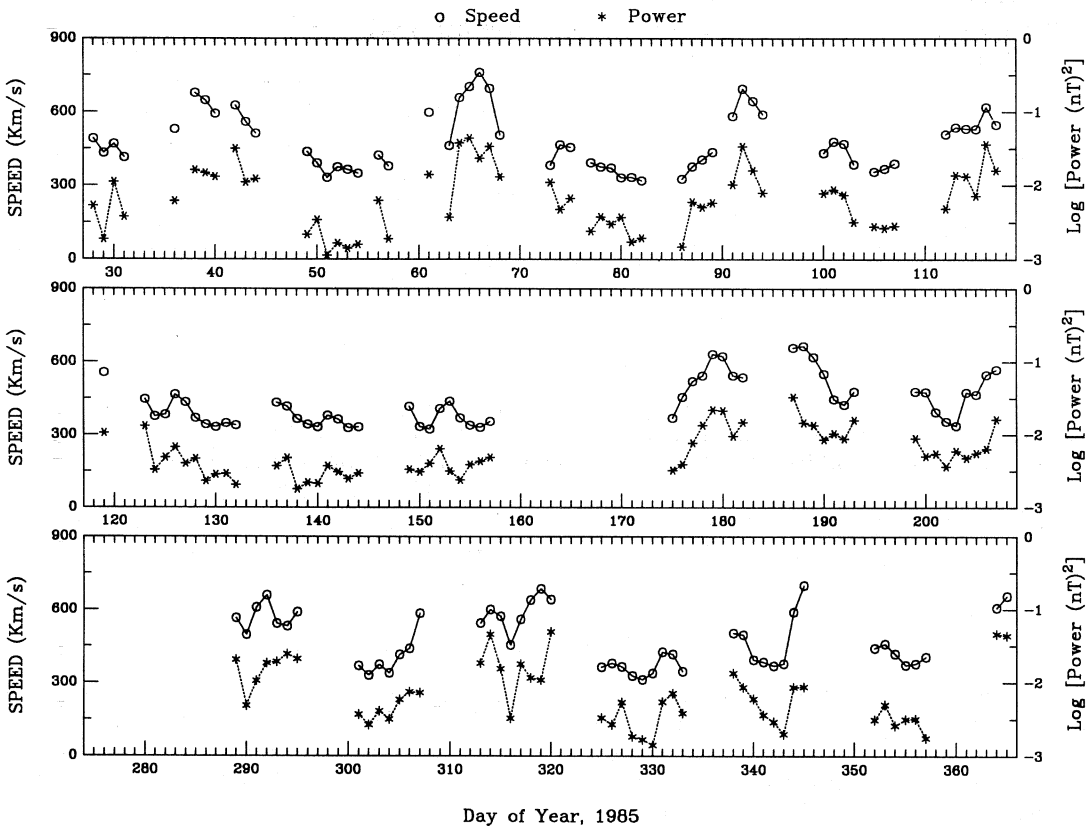

Fig. 7. Andamento temporale, durante l'intero 1985, delle medie giornaliere della potenza della componente *H* nella banda Pc3 (a L'Aquila) e della velocità del vento solare (misure dalla sonda IMP 8) (Yedidia *et al.*, 1991).

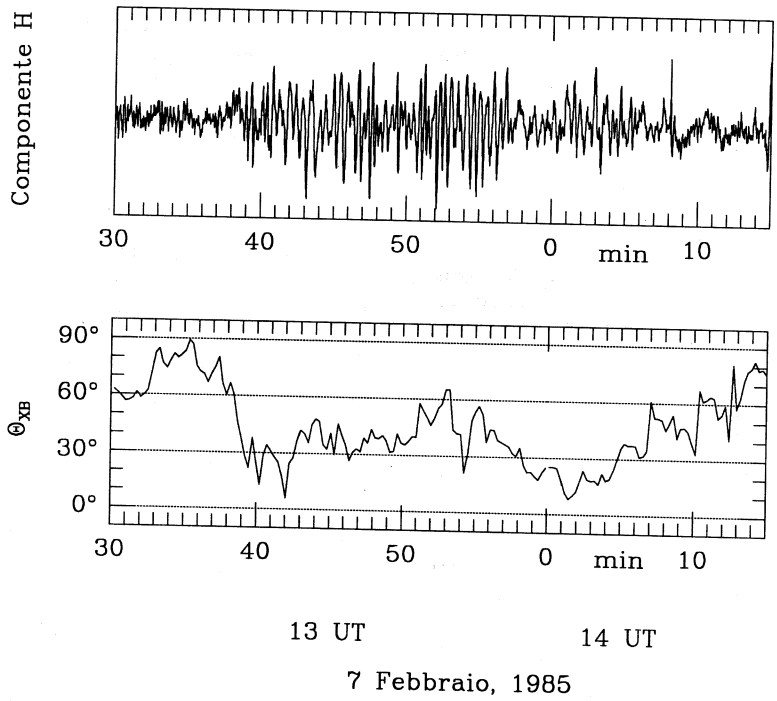

Fig. 8. Un esempio di innesco e successivo spegnimento di un evento di micropulsazioni a L'Aquila in coincidenza con variazioni della direzione del campo magnetico interplanetario (misure della sonda IMP 8).

chiarezza che l'occorrenza e/o l'ampiezza delle pulsazioni di tipo Pc2-4 risulta fortemente controllata dalla direzione del campo magnetico interplanetario.

In particolare le pulsazioni vengono osservate preferibilmente quando il campo magnetico interplanetario è pressoché parallelo alla direzione Terra-Sole ($\Theta_{XB} \sim 0°$), mentre risultano praticamente assenti quando Θ_{XB} è prossimo a 90°.

Poiché il tempo di scala con cui varia la direzione del campo magnetico interplanetario è generalmente piuttosto breve (< 1 ora), il parametro Θ_{XB} può funzionare come un interruttore, determinando la durata temporale di un pacchetto di pulsazioni (fig. 8).

L'effetto congiunto di V_s e Θ_{XB} è stato esaminato mediante analisi multivariata da Greenstadt *et al.* (1979a) e Wolfe (1980).

3.3. *Intensità del campo magnetico interplanetario*

Altrettanta evidenza si è accumulata nel corso dell'ultimo ventennio (a partire dal lavoro di Troitskaya *et al*, 1971) sull'esistenza di una chiara relazione fra frequenza delle pulsazioni di tipo Pc2-4 e intensità del campo magnetico interplanetario. Tale relazione viene generalmente espressa nella forma (Troitskaya e Bolshakova, 1988):

$$f\,(mHz) \sim 6\ B(\mathrm{nT}) \qquad (3.1)$$

La fig. 9 mostra a titolo di esempio la chiara dipendenza fra la frequenza dominante degli eventi più significativi selezionati a L'Aquila durante il 1985 ed il corrispondente va-

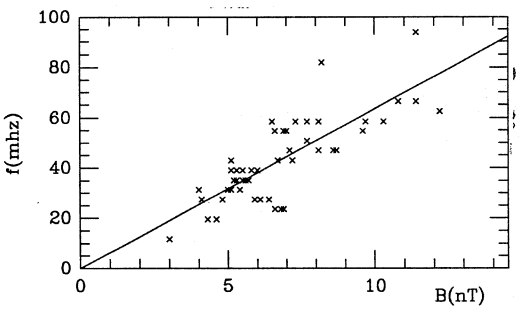

Fig. 9. Frequenza di oscillazione degli eventi più significativi osservati a L'Aquila durante il 1985 in funzione del modulo del campo magnetico interplanetario misurato dalla sonda IMP 8. La retta (di equazione $f = 6.35\ B$) rappresenta la migliore approssimazione lineare dei punti sperimentali (Villante *et al.*, 1992b).

lore di B misurato nel mezzo interplanetario dalla sonda IMP-8.

4. Meccanismi di generazione delle pulsazioni diurne

Sulla base delle citate osservazioni sperimentali, sono stati proposti due possibili meccanismi di generazione delle pulsazioni continue diurne.

4.1. *Instabilità di Kelvin-Helmholtz*

Secondo questo modello (fig. 10), sviluppato inizialmente da Atkinson e Watanabe (1966), il vento solare fluente lungo i fianchi della *magnetopausa* (Villante, 1993) può innescare oscillazioni superficiali delle linee del campo geomagnetico con una fenomenologia praticamente analoga a quella con cui onde superficiali vengono sviluppate sulla superficie libera di un liquido dall'azione del vento. Se la velocità relativa fra il vento solare ed il plasma magnetosferico eccede un determinato valore critico (dipendente dal campo magnetico e dalla densità di entrambi i mezzi) si genera un'instabilità con conseguente amplificazione delle onde superficiali. Tale oscillazione (con tipico periodo previsto nella banda Pc5) può propagarsi nella magnetosfera ed eventualmente accoppiarsi, mediante il meccanismo di risonanza, con oscillazioni stazionarie di linee di forza di alta latitudine del campo geomagnetico (Southwood, 1974; Chen e Hasegawa, 1974a). Poiché la propagazione azimutale di tale perturbazione è determinata dalla velocità del vento solare sulla magnetopausa, anche all'interno della magnetosfera il segnale deve essere sempre osservato propagarsi dal meridiano di mezzogiorno verso il lato notte. Esso apparirebbe quindi procedere dalla stazione A verso la stazione B (fig. 10) quando entrambe sono nel settore mattina, e con direzione opposta nel settore pomeridiano. Una chiara verifica sperimentale di tale previsione è fornita per eventi di tipo Pc4-5 in fig. 11 ove, intorno alle 19 UT (corrispondente al mezzogiorno locale) si può osservare una chiara inversione di segno nella differenza di fase misurata fra due stazioni poste a diversa longitudine. Altre osservazioni sperimentali sulle pulsazioni Pc4-5 (Samson *et al.*, 1971) e sulle Pc3 (Lanzerotti *et al.*, 1981) hanno verificato un ulteriore aspetto previsto dalla teoria, vale a dire una variazione del senso di polarizzazione del segnale, da antiorario nelle ore di mattina ad orario nelle ore pomeridiane. Questi risultati, unitamente alla osservata relazione fra ampiezza delle pulsazioni e velocità del vento solare forniscono un chiaro indizio a favore dell'idea che il meccanismo dell'instabilità di Kelvin-Helmholtz sia la sorgente principale delle pulsazioni diurne di tipo Pc5 e, in misura minore, per le Pc4.

Per quanto riguarda le pulsazioni di periodo più breve (Pc2 e Pc3), le osservazioni sperimentali evidenziano una maggior occorrenza nelle ore di mattina. Ciò è difficilmente spiegabile in termini dell'instabilità di Kelvin-Helmholtz che dovrebbe svilupparsi con medesima efficacia su entrambi i lati della magnetopausa. Inoltre, se anche il periodo delle onde superficiali fosse opportuno per eccitare i periodi fondamentali di oscillazione delle linee di campo di bassa latitudine (essenzialmente nella banda Pc3), la teoria prevede che a tali latitudini l'ampiezza dell'onda superficiale sarebbe così fortemente ridotta da rendere improponibile lo sviluppo del meccanismo di risonanza.

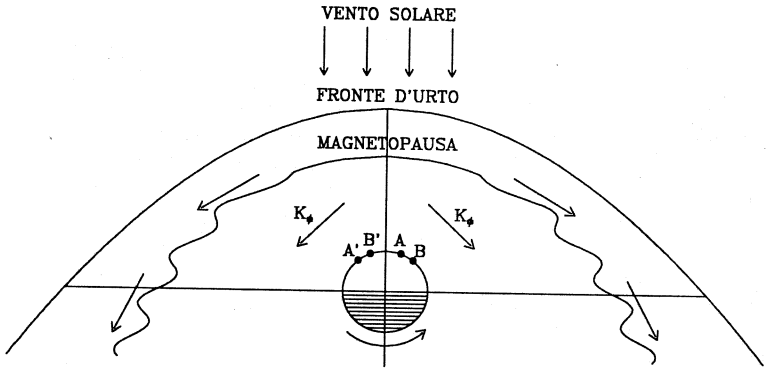

Fig. 10. Rappresentazione schematica del meccanismo di eccitazione di onde superficiali sui fianchi della magnetopausa ad opera del vento solare. K_ϕ rappresenta la componente azimutale del vettore d'onda della perturbazione magnetica dentro la magnetosfera.

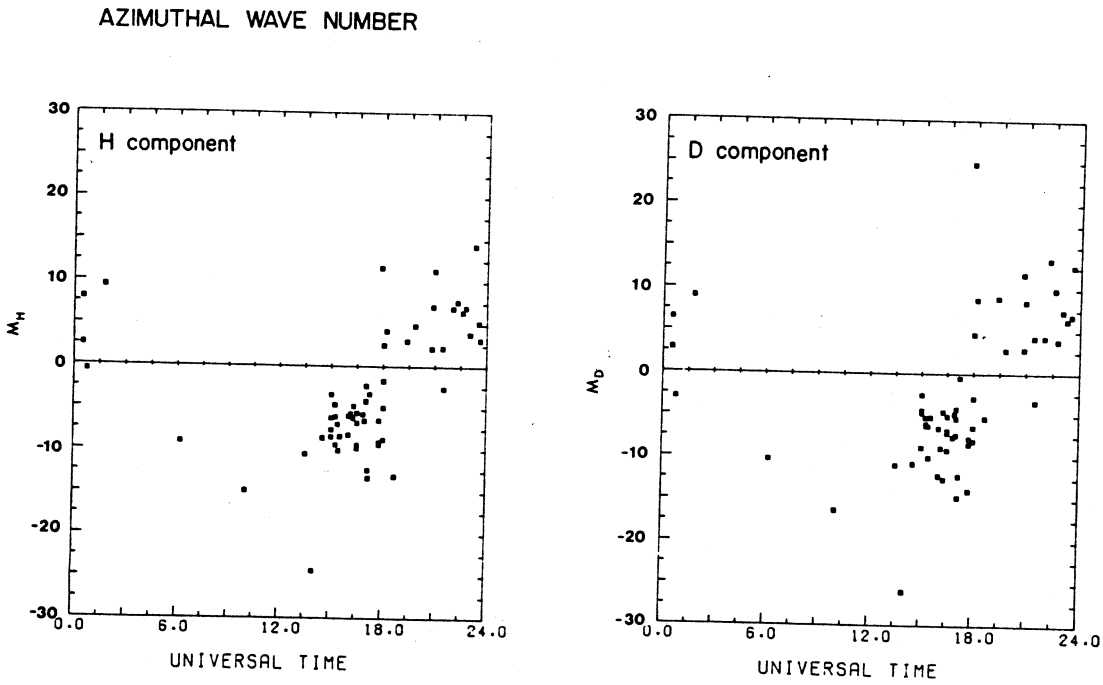

Fig. 11. Numero d'onda azimutale per eventi nella banda Pc4-5 (osservati da una rete di stazioni poste alla latitudine magnetica di ~ 67°N) in funzione del tempo universale (Olson e Rostoker, 1978).

4.2. *Onde upstream*

Osservazioni delle sonde interplanetarie hanno mostrato che nel vento solare, a monte del *fronte d'urto*, esiste un'ampia regione, nota come *foreshock region* (Villante, 1993) sede di vari tipi di fluttuazioni magnetiche (che d'ora in poi indicheremo col termine *onde upstream*) generate da fenomeni di interazione onde-particelle. Una particolare categoria di tali fluttuazioni consiste di onde magnetoidrodinamiche di tipo compressivo con periodo (nel sistema di riferimento solidale con il satellite) fra ~ 10 e ~ 100 s ed ampiezze di qualche nanoTesla. L'idea è che tali onde, trasportate dal vento solare (la velocità di convezione V_s domina generalmente sulla velocità di fase dell'onda V_A), possano attraversare la magnetopausa, propagarsi nella magnetosfera, e dare quindi origine a pulsazioni di tipo Pc3-4. Secondo il modello proposto da Barnes (1970), questa classe di onde upstream potrebbe essere il risultato di un processo di amplificazione causato, mediante un meccanismo di risonanza ciclotronica, da fasci di protoni riflessi dal fronte d'urto. In pratica tale condizione avviene quando la frequenza dell'onda, nel sistema di riferimento solidale con il fascio dei protoni, coincide con la frequenza di ciclotrone dei protoni ($\Omega_p = eB/m_p$), vale a dire quando

$$\omega - \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{V}_p = -\Omega_p \qquad (4.1)$$

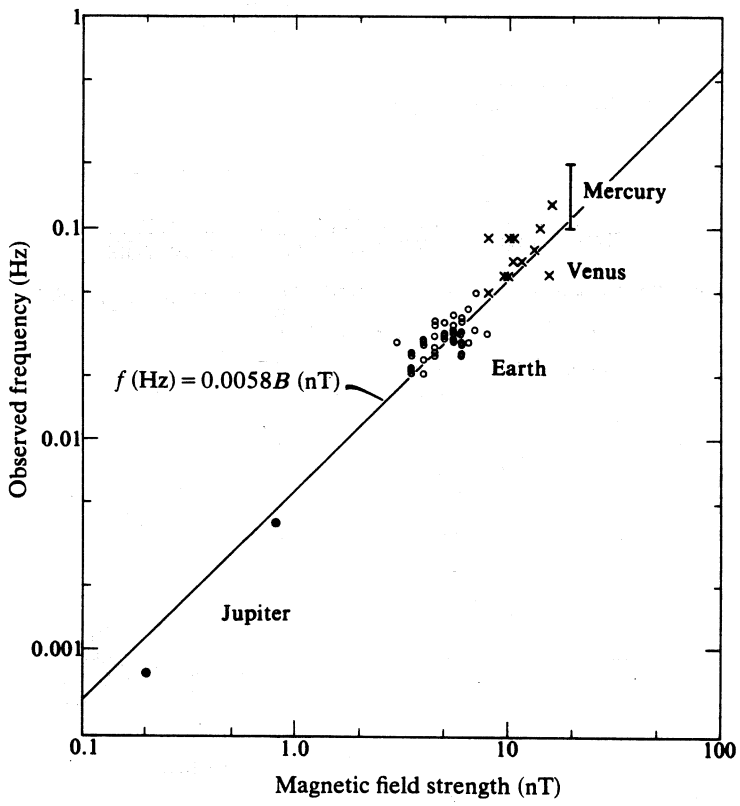

Fig. 12. Frequenza di onde upstream osservate nelle foreshock regions di diversi pianeti del sistema solare in funzione del modulo del campo magnetico in loco (Hoppe e Russell, 1982).

dove $\boldsymbol{k}$ è il vettore d'onda e ω e $\boldsymbol{V}_p$ sono rispettivamente la frequenza angolare dell'onda e la velocità del fascio dei protoni nel riferimento del vento solare. D'altra parte nel riferimento solidale con il satellite (trascurando la velocità del satellite rispetto alla velocità del vento solare V_s) l'onda risonante avrà una frequenza angolare

$$\omega_{\text{sat}} = \omega + \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{V}_s \qquad (4.2)$$

Utilizzando la relazione di dispersione delle onde MHD di tipo compressivo: $\omega = k\ V_A$ (vedi sezione 2.1) e considerando che sia V_s che V_p risultano generalmente di un ordine di grandezza superiori alla velocità di Alfven V_A, si ottiene

$$\omega_{\text{sat}} = \Omega_p \frac{V_{s,k}}{V_{p,k}} \qquad (4.3)$$

dove $V_{s,k}$ e $V_{p,k}$ sono le componenti di V_s e V_p lungo $\boldsymbol{k}$. Inserendo tipici valori osservati di $V_{s,k}$ e $V_{p,k}$ si ottiene una relazione numericamente coincidente con la (3.1) che legava la frequenza delle pulsazioni all'intensità del campo interplanetario. Tale coincidenza è sicuramente la più importante evidenza a favore dell'idea che le pulsazioni di tipo Pc3-4 siano il risultato di una propagazione attraverso la magnetosfera delle onde upstream. Per di più la validità della (3.1) è stata confermata sperimentalmente per onde upstream osservate a monte dei fronti d'urto di diversi pianeti del sistema solare (fig. 12).

Esiste inoltre un ulteriore aspetto insito in questo modello che spiegherebbe in maniera semplice alcune tipiche fenomenologie delle pulsazioni. Infatti le onde upstream sono essenzialmente limitate alla regione a monte del fronte d'urto ove l'angolo fra $\boldsymbol{B}$ e la normale al fronte d'urto è piccolo. Pertanto, come mostrato in fig. 13a, quando $\boldsymbol{B}$ è orientato parallelamente alla direzione Terra-Sole (cone angle $\Theta_{XB} = 0$) la foreshock region verrebbe a situarsi in un'ampia zona intorno al punto *subsolare*, ove la convezione del vento solare permette la trasmissione delle onde upstream verso la magnetosfera *dayside*. Al contrario nel caso estremo in cui $\Theta_{XB} = 90°$ (fig. 13b),

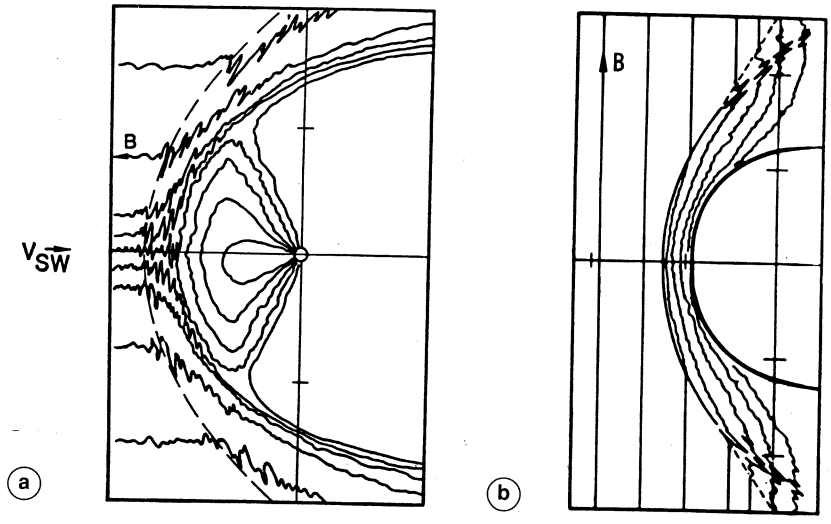

Fig. 13. Configurazione della regione di turbolenza a monte del fronte d'urto in corrispondenza di una orientazione del campo magnetico interplanetario parallela (a) e perpendicolare (b) alla direzione Terra-Sole (Greenstadt *et al.*, 1980).

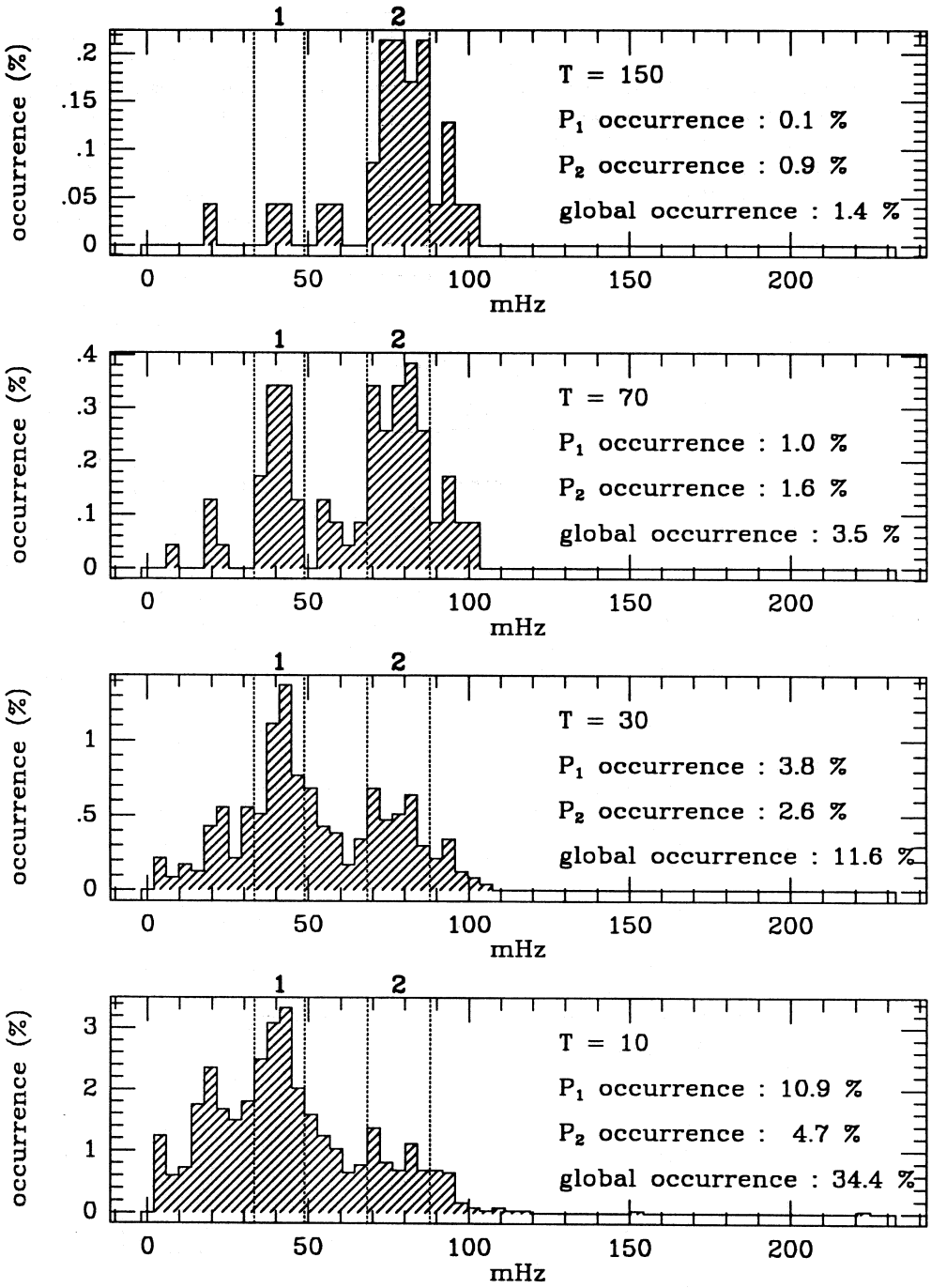

Fig. 14. Occorrenza (rispetto al tempo totale di osservazione a L'Aquila, 1985) di eventi di micropulsazione (componente *H*) in funzione della frequenza. I vari pannelli si riferiscono a diverse soglie di selezione (*T*).

le onde sarebbero generate in una ristretta regione sui fianchi del fronte d'urto e successivamente trasportate via dal vento solare. Ciò spiegherebbe quindi la circostanza che le pulsazioni vengono osservate preferibilmente per piccoli valori del cone angle. Inoltre, la tipica orientazione del campo interplanetario secondo il modello di Parker (vedi fig. 6 nella relazione di Villante a pag. 6) porterebbe mediamente una prevalenza di onde nel lato mattina. Ciò potrebbe spiegare l'osservato picco di occorrenza delle pulsazioni Pc3-4 nelle ore di mattina. Il presente modello può inoltre rendere conto dell'osservato legame fra V_s ed ampiezza delle pulsazioni. Infatti un aumento di V_s comporta sia una crescita dell'ampiezza dell'onda upstream (Barnes, 1970) che un flusso accresciuto di tali onde verso la magnetopausa.

L'ipotesi che lo spettro sorgente primario delle pulsazioni diurne Pc3-4 sia quello delle onde upstream, lascia prevedere che l'occorrenza dei periodi di questa categoria di pulsazioni rifletta essenzialmente (tramite la (3.1)) la distribuzione dei valori di B nel mezzo interplanetario. D'altra parte ci aspetteremmo anche che, in corrispondenza del periodo fondamentale di oscillazione della linea di campo geomagnetico connessa con il sito d'osservazione, tale occorrenza risulti innalzata dal fenomeno di risonanza. La distribuzione dei periodi delle pulsazioni dovrebbe pertanto presentare un picco fra 30 e 40 mHz (corrispondente al valore di B ($\sim$ 6 nT) più frequente all'altezza dell'orbita terrestre: vedi fig. 2 nella relazione di Villante a pag. 2), ed un altro picco, dovuto alla risonanza, in una posizione dipendente essenzialmente dalla latitudine magnetica della stazione in considerazione.

Una verifica di tali aspettative è chiaramente osservabile in fig. 14, ove è riportata, in funzione della frequenza, l'occorrenza degli eventi di micropulsazione, per la componente H, selezionati a L'Aquila durante tutto il 1985 (Vellante *et al.*, 1989). I vari pannelli di fig. 14 (dal basso verso l'alto) si riferiscono ad eventi selezionati con criteri via via più stringenti. Come si può notare, nelle due situazioni intermedie, emergono chiaramente sia un picco intorno a 40 mHz, che uno a $\sim$ 80 mHz in corrispondenza della prevista frequenza di risonanza locale (cfr. fig. 4a); allo stesso tempo, gli eventi di maggiore ampiezza e/o regolarità (pannello superiore) appaiono concentrati nella sola banda di risonanza. Ad ulteriore conferma, una simile analisi (Vellante *et al.*, 1993) effettuata su dati della stazione tedesca di Niemegk (latitudine magnetica 52°N, frequenza di risonanza aspettata: $\sim$ 35 mHz) evidenzia, per pura coincidenza fra tipica frequenza dello spettro sorgente e frequenza di risonanza locale, un'unica frequenza caratteristica fra 30 e 40 mHz (fig. 15).

A conclusione di questa sezione, vale la pena sottolineare che il modello attualmente più accreditato per la generazione delle Pc3-4 (Greenstadt *et al.*, 1980) prevede un effetto congiunto di entrambi i meccanismi descritti, ovvero: generazione e trasmissione di onde upstream verso la magnetopausa ed amplificazione tramite instabilità di Kelvin-Helmholtz; nella successiva propagazione attraverso la magnetosfera, l'onda compressiva può infine accoppiarsi con oscillazioni stazionarie trasversali delle linee del campo geomagnetico risonanti alla frequenza eccitatrice (vedi Yumoto, 1986, per una trattazione completa dei

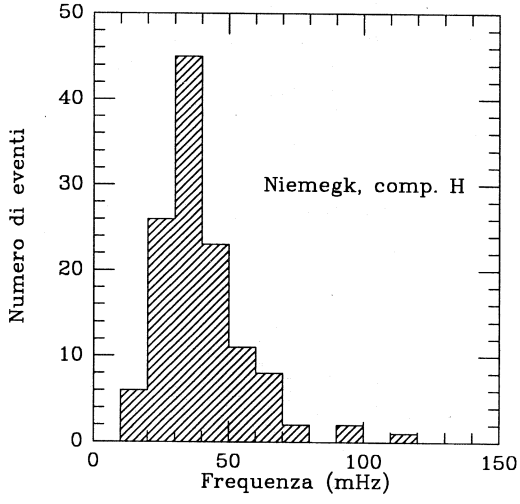

Fig. 15. Distribuzione in frequenza degli eventi di micropulsazione osservati a Niemegk (Germania) durante 20 giorni del 1985.

processi di trasformazione cui è soggetta l'onda compressiva attraverso la magnetosfera). Questo modello combinato spiegherebbe praticamente tutte le più importanti caratteristiche fenomenologiche delle pulsazioni diurne, che altrimenti sarebbero difficilmente spiegabili in termini di uno solo dei due meccanismi proposti.

5. Eventi di tipo Pi2

Fra gli eventi di tipo irregolare, le pulsazioni Pi2 sono certamente quelle che hanno ricevuto maggiore attenzione, sia per le loro peculiari proprietà morfologiche che per la loro simultanea occorrenza su un'ampia fascia di latitudini (al contrario le Pi1 risultano per lo più confinate nella zona aurorale). Le Pi2 appaiono alle medie e basse latitudini come treni d'onda impulsivi che si smorzano rapidamente dopo pochi cicli (fig. 16) con un periodo di oscillazione non dipendente dalla latitudine della stazione. Nella zona aurorale hanno maggiore ampiezza ma una forma meno regolare. Hanno massima frequenza d'occorrenza intorno alla mezzanotte locale ed in particolare appaiono generalmente all'inizio della fase espansiva di una *sottotempesta magnetica*. A tale riguardo, le Pi2 di bassa latitudine, essendo caratterizzate da una fase iniziale chiaramente definita, sono considerate come i più esatti indicatori dell'inizio di una sottotempesta (Sakurai e Saito, 1976). Tale correlazione lega ovviamente l'origine di queste pulsazioni ai fenomeni fisici che accompagnano le sottotempeste. In particolare, facendo riferimento al modello della *linea neutra X* (De Santis, 1993), si ritiene che (Doobov e Mainstone, 1973) l'impulsivo flusso verso Terra degli elettroni, energizzati dal processo di riconnessione nella coda geomagnetica, possa innescare oscillazioni, nel modo di Alfven, lungo le linee più esterne del campo magnetico dipolare *nightside* (tali linee sono connesse con la regione ionosferica denominata *ovale aurorale*). Alternativamente è stato proposto che l'eccitazione di tale oscillazione sulle linee aurorali sia dovuta all'improvvisa chiusura delle linee stesse per effetto della riconnessione nella coda (Stuart, 1974) o (Southwood e Hughes, 1983) all'improvviso eccesso di corrente nella ionosfera aurorale che verrebbe trasportato lungo le linee di campo aurorali da un'onda di Alfven (come descritto nella sezione 2.1, tale modo è l'unico che può sostenere correnti allineate alle linee di campo). Una volta innescata la perturbazione, multiple riflessioni fra le ionosfere dei due emisferi genererebbero un'onda stazionaria, osservata a terra come Pi2. La tipica forma smorzata, diversa ad esempio da quella regolare delle tipiche Pc3 o Pc4 diurne, risulterebbe dal carattere impulsivo del meccanismo eccitatore e da un più basso coefficiente di riflessione (conseguenza questa della minore conducibilità della ionosfera notturna rispetto a quella diurna). In accordo con tale modello è stato osservato (fig. 17) che il periodo di oscillazione delle Pi2 si accorda molto bene con il periodo fondamentale di oscillazione del modo toroidale calcolato lungo una linea di campo connessa con la regione in cui ha inizio l'associato fenomeno aurorale (*auroral break-up*). In modo anologo, viene spiegata l'osservata decrescita del periodo delle Pi2 al crescere dell'indice

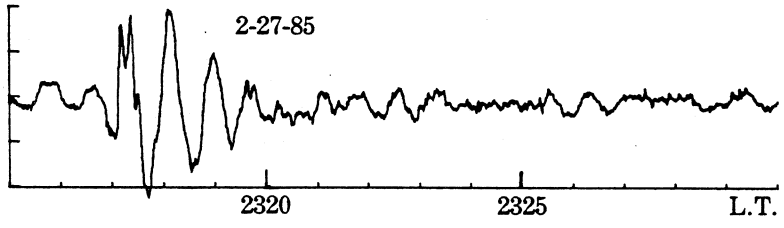

Fig. 16. Un esempio di evento notturno di tipo Pi2 lungo la componente *H* (Villante *et al.*, 1990).

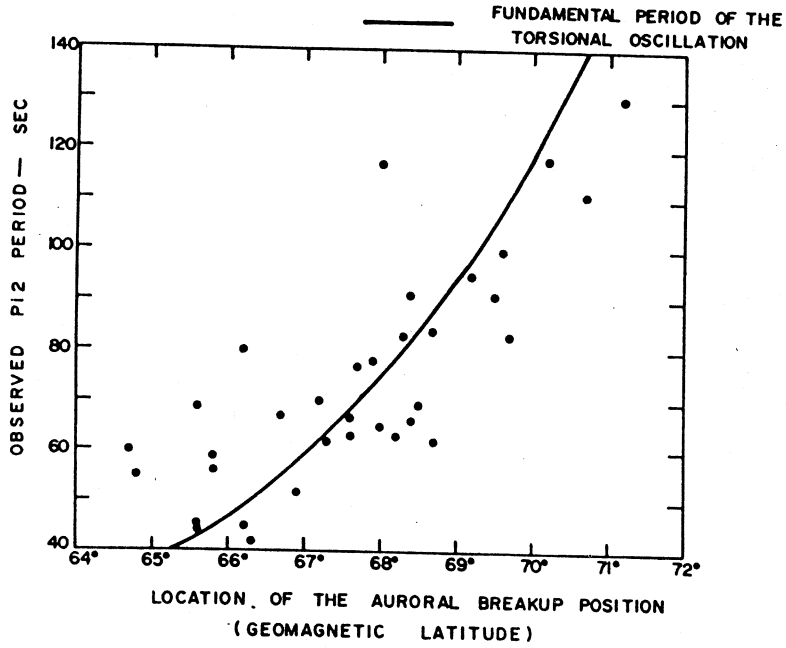

Fig. 17. Periodo di eventi Pi2 in funzione della latitudine del fenomeno aurorale associato. La curva rappresenta l'andamento teorico del periodo fondamentale del modo toroidale (Kuwashima e Saito, 1981).

geomagnetico K_p. Difatti ad un alto valore di K_p corrisponde in genere un ovale aurorale di più bassa latitudine e quindi una linea di campo, connessa all'ovale, di minore lunghezza. Inoltre, Pi2 osservate simultaneamente presso stazioni coniugate mostrano forme d'onda molto simili e relazioni di fase (vedi fig. 3) consistenti con un modo di oscillazione dispari (Kuwashima e Saito, 1981).

Tuttavia, se l'oscillazione delle linee aurorali fosse l'unico meccanismo operativo, si dovrebbe osservare un'ampiezza del segnale monotonicamente decrescente al crescere della distanza dalla regione aurorale. In realtà il profilo latitudinale dell'ampiezza di una Pi2 presenta spesso, oltre al massimo della zona aurorale, un massimo secondario (pur se, in generale, di un ordine di grandezza inferiore al massimo principale) a medie latitudini, pressoché in corrispondenza delle regioni connesse con la plasmapausa. Tre possibili meccanismi sono stati suggeriti per spiegare tale fenomeno (fig. 18):

a) eccitazione risonante di un'onda trasversale lungo una linea di campo, situata appena entro la plasmasfera, tramite un'onda di tipo compressiva accoppiata all'oscillazione trasversale della linea aurorale (Fukunishi, 1975; Stuart *et al.*, 1979). Tale meccanismo sarebbe quindi praticamente identico a quello operato nella magnetosfera *dayside* dalle onde *upstream*. Da notare anche che in effetti è possibile che una linea plasmasferica abbia lo stesso periodo di risonanza di una linea di più alta latitudine, esterna alla plasmasfera (cfr. fig. 4a);

b) eccitazione impulsiva di un'onda superficiale sulla plasmapausa (Sutcliffe, 1975; Southwood e Stuart, 1980; Lester e Orr, 1983). Difatti, in accordo con modelli teorici sviluppati da Chen e Hasegawa (1974b), un impulso associato all'improvvisa riconnessione, può in-

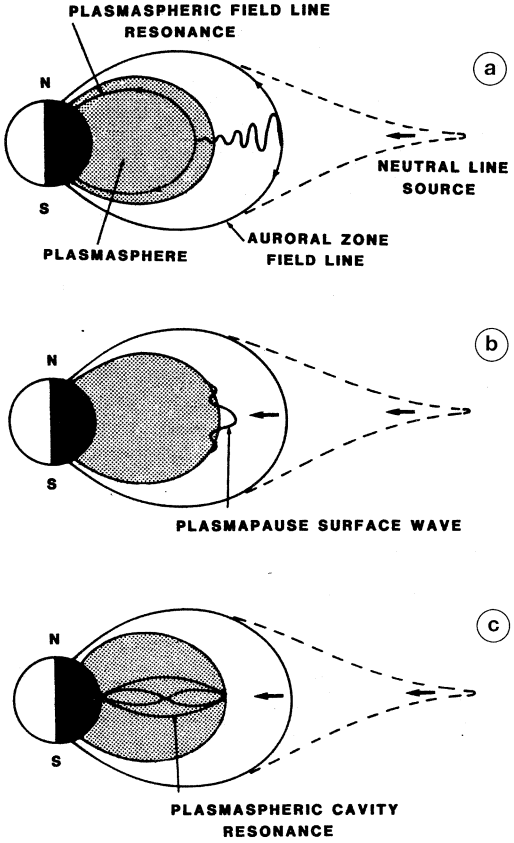

Fig. 18. Rappresentazione schematica dei possibili meccanismi di eccitazione per le Pi2 di media e bassa latitudine (Yeoman e Orr, 1989).

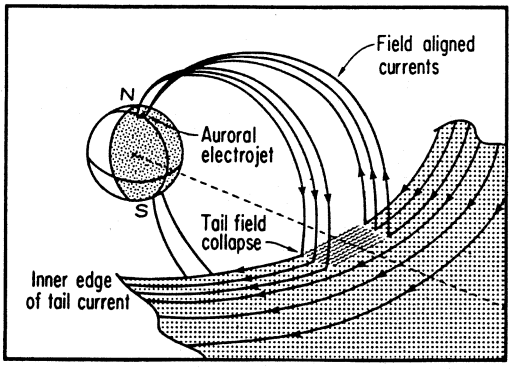

Fig. 19. Rappresentazione schematica del modello del current wedge (McPherron *et al.*, 1973).

nescare oscillazioni superficiali su una regione, quale la plasmapausa, caratterizzata da una brusca variazione di densità;

c) lo stesso tipo di impulso può inoltre innescare un *cavity mode*, ovvero una oscillazione risonante dell'intera cavità plasmasferica (Saito e Matsushita, 1968; Stuart, 1974; Doobov e Mainstone, 1973). Yeoman e Orr (1989) calcolarono che il massimo di ampiezza, per il modo fondamentale di tale oscillazione, sarebbe situato ad una distanza geocentrica pari a $\sim$ 0.8 R_p, dove R_p è la distanza geocentrica della plasmapausa. Yumoto (1989) ha inoltre suggerito che il *cavity mode* potrebbe estendersi anche alla plasmasfera dayside, spiegando così l'osservata simultanea occorrenza di pulsazioni Pi2 anche nella magnetosfera dayside (Sutcliffe e Yumoto, 1989; Villante *et al.*, 1992a).

È da notare che tutti e tre i meccanismi proposti darebbero luogo ad oscillazioni con periodo tipico di una Pi2 (40-150 s) e, alla luce delle attuali osservazioni sperimentali, non è ancora emerso con chiara evidenza quale di essi sia il meccanismo fondamentale per le pulsazioni Pi2 di media e bassa latitudine.

Per di più, la variazione longitudinale dell'ellisse di polarizzazione di questi segnali sembra in buon accordo con le previsioni tratte da un ulteriore modello, noto in letteratura come il modello del *current wedge*, proposto da Mc Pherron *et al.* (1973). Secondo tale modello (fig. 19), nella fase espansiva della sottotempesta, la corrente usualmente circolante attraverso la coda verrebbe deviata lungo le linee di campo fino alla ionosfera, dove andrebbe a costituire il cosiddetto *elettrojet aurorale*, e si richiuderebbe più a Ovest sempre lungo una linea di campo.

Tale configurazione di correnti riesce in effetti a descrivere il tipico andamento delle *baie* e, assumendo una oscillazione di tale corrente con il periodo di una Pi2, l'orientazione dell'ellisse di polarizzazione di segnali Pi2 osservati entro il *current wedge* (Lester *et al.*, 1983).

BIBLIOGRAFIA

ATKINSON, G. e T. WATANABE (1966): Surface waves in the magnetospheric boundary as a possible origin of long period geomagnetic micropulsations, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **1**, 89.

BARNES, A. (1970): Theory of generation of bow-shock-associated hydromagnetic waves in the upstream interplanetary medium, *Cosmic Electrodyn.*, **1**, 90.

BOLSHAKOVA, O.V. e V.A. TROITSKAYA (1968): Relation of the interplanetary magnetic field direction to the system of stable oscillations, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **180**, 4.

CHEN, L. e A. HASEGAWA (1974a): A theory of long-period magnetic pulsations, 1, steady state of excitation of field line resonance, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1024.

CHEN, L. e A. HASEGAWA (1974b): A theory of long-period magnetic pulsations, 2, impulse excitation of surface eigenmode, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1033.

CZ. MILETITZ, J., J. VERO, P. IVANOVA, A. BEST e M. KIVINEN (1988): East european pulsation array, autumn 1984, in *IX Winterschool on Magnetospheric Disturbances* (KAPG, Sofia), 128.

DE SANTIS, A. (1993): Tempeste, sottotempeste e baie, *Annali di Geofisica*, **36** (suppl. 5-6), 55-57.

DOOBOV, A.L. e J.S. MAINSTONE (1973): Investigations of Pi2 micropulsations, 2, relevance of observations to generation theories, *Planet. Space Sci.*, **21**, 731.

DUNGEY, J.W. (1954): *Electrodynamics of the outer atmosphere*, Penn. State Univ., Ionos. Res. Lab. Report, **69**.

DUNGEY, J.W. (1963): The structure of the exosphere or adventures in velocity space, in *Geophys.- the Earth's environment*, a cura di C. DEWITT (Gordon and Breach).

DUNGEY, J.W. (1967): Hydromagnetic waves, in *Physics of geomagnetic phenomena*, a cura di S. MATSUSHITA e W.H. CAMPBELL (Academic Press), vol. II.

FERRARO, V.C.A. e C. PLUMPTON (1966): *Magneto-Fluid Mechanics* (Oxford University Press).

FUKUNISHI, H. (1975): Polarization changes of geomagnetic Pi2 pulsations associated with the plasmapause, *J. Geophys. Res.*, **80**, 98.

GREENSTADT, E.W., H.J. SINGER, C.T. RUSSELL e J.V. OLSON (1979a): IMF orientation, solar wind velocity and Pc3-4 signals: a joint distribution, *J. Geophys. Res.*, **84**, 527.

GREENSTADT, E.W., J.V. OLSON, P.D. LOEWEN, H.J. SINGER e C.T. RUSSELL (1979b): Correlation of Pc3,4, and 5 activity with solar wind speed, *J. Geophys. Res.*, **84**, 6694.

GREENSTADT, E.W., R.L. MCPHERRON e K. TAKAHASHI (1980): Solar wind control of daytime, midperiod geomagnetic pulsations, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **32** (suppl. 11), 89.

GUGLIELMI, A.V. (1989): Diagnostics of the plasma in the magnetosphere by means of measurement of the spectrum of Alfven oscillations, *Planet. Space Sci.*, **37**, 1011.

HOPPE, M.M. e C.T. RUSSELL (1982): Particle acceleration at planetary bow shock waves, *Nature*, **295**, 41.

HUGHES, W.J. (1983): Hydromagnetic waves in the magnetosphere, in *Solar-Terrestrial Physics*, a cura di R.L. CAROVILLANO e J.M. FORBES (D. Reidel).

HUGHES, W.J. e D.J. SOUTHWOOD (1976a): The screening of micropulsation signals by the atmosphere and ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **81**, 3234.

HUGHES, W.J. e D.J. SOUTHWOOD (1976b): An illustration of modification of geomagnetic pulsation structure by the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **81**, 3241.

JACOBS, J.A. (1970): Geomagnetic micropulsations, in *Physics and Chemistry in Space*, a cura di J.G. ROEDER (Springer-Verlag), vol. 1.

KUWASHIMA, M. e T. SAITO (1981): Spectral characteristics of magnetic Pi2 pulsations in the auroral region and lower latitudes, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4686.

LANZEROTTI, L.J., L.V. MEDFORD, C.G. MACLENNAN, T. HASEGAWA, M.H. ACUNA e S.R. DOLCE (1981): Polarization characteristics of hydromagnetic waves at low geomagnetic latitudes, *J. Geophys. Res.*, **86**, 5500.

LESTER, M. e D. ORR (1983): Correlations between ground observations of Pi2 geomagnetic pulsations and satellite plasma density observations, *Planet. Space Sci.*, **31**, 143.

LESTER, M., W.J. HUGHES e H.J. SINGER (1983): Polarization patterns of Pi2 magnetic pulsations and the substorm current wedge, *J. Geophys. Res.*, **88**, 7958.

LIFSHITZ, A.E. e E.N. FEDOROV (1986): *Dokl Akad. Nauk SSSR*, **287**, 90.

MCPHERRON, R.L., C.T. RUSSELL e M.P. AUBRY (1973): Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968, 9. Phenomenological model for substorm, *J. Geophys. Res.*, **78**, 3131.

MIYAKE, W., T. MUKAI, K. YUMOTO, T. SAITO e K. HIRAO (1987): A correlation between the solar wind speed observed by Suisei and the amplitude of Pc3 geomagnetic pulsations, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **39**, 159.

ODERA, T.J. (1986): Solar wind controlled pulsations: a review, *Rev. Geophys.*, **24**, 55.

ORR, D. e J.A.D. MATTHEW (1971): The variation of geomagnetic micropulsation period with latitude and the plasmapause, *Planet. Space Sci.*, **19**, 897.

OLSON, J.V. e G. ROSTOKER (1978): Longitudinal phase variation of Pc4-5 micropulsations, *J. Geophys. Res.*, **83**, 2481.

POULTER, E.M., W. ALLAN, G.J. BAILEY e R.J. MOFFET (1984a): On the diurnal period variation of mid-latitude ULF pulsations, *Planet. Space Sci.*, **32**, 727.

POULTER, E.M., W. ALLAN, J.G. KEYS e E. NIELSEN (1984b): Plasmatrough ion mass densities determined from ULF pulsation eigenperiods, *Planet. Space Sci.*, **32**, 1069.

RADOSKI, H.R. (1966): Magnetic toroidal resonances and vibrating field lines, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1891.

ROSTOKER, G. (1979): Geomagnetic micropulsations, in *Fundamentals of Cosmic Physics* (Gordon and Breach), vol. 4.

SAITO, T. (1964): A new index of geomagnetic pulsations and its relation to solar M-regions, 1, *Rep. Ionos. Space Res. Jpn.*, **18**, 260.

SAITO, T. e S. MATSUSHITA (1968): Solar cycle effects on geomagnetic Pi2 pulsations, *J. Geophys. Res.*, **73**, 267.

SAKURAI, T. e T. SAITO (1976): Magnetic pulsation Pi2 and substorm onset, *Planet. Space Sci.*, **24**, 573.

SAMSON, J.C., J.A. JACOBS e G. ROSTOKER (1971): Latitude-dependent characteristics of long-period geomagnetic micropulsations, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3675.

SINGER, H.J., C.T. RUSSELL, M.G. KIVELSON, E.W. GREENSTADT e J.P. OLSON (1977): Evidence for the control of Pc3,4 magnetic pulsations by the solar wind velocity, *Geophys. Res. Lett.*, **4**, 377.

SOUTHWOOD, D.J. (1974): Some features of field line resonance in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, **22**, 483.

SOUTHWOOD, D.J. e W.F. STUART (1980): Pulsations at the substorm onset, in *Dynamics of the magnetosphere*, a cura di S.-I. AKASOFU, Astr. Space Sci. Lib. Series.

SOUTHWOOD, D.J. e W.J. HUGHES (1983): Theory of hydromagnetic waves in the magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, **35**, 301.

STUART, W.F. (1974): A mechanism of selective enhancement of Pi2's by the plasmasphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **36**, 851.

STUART, W.F., P.M. BRETT e T.J. HARRIS (1979): Mid-latitude secondary resonance in Pi2's, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **41**, 65.

SUGIURA, M. e C.R. WILSON (1964): Oscillation of the geomagnetic field lines and associated magnetic perturbations at conjugate points, *J. Geophys. Res.*, **69**, 1211.

SUTCLIFFE, P.R. (1975): The association of harmonics in Pi2 power spectra with the plasmapause, *Planet. Space Sci.*, **23**, 1581.

SUTCLIFFE, P.R. e K. YUMOTO (1989): Dayside Pi2 pulsations at low latitudes, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 887.

TAYLOR, J.P.H. e A.D.M. WALKER (1984): Accurate approximate formulae for toroidal standing hydromagnetic oscillations in a dipolar geomagnetic field, *Planet. Space Sci.*, **32**, 1119.

TROITSKAYA, V.A. e O.V. BOLSHAKOVA (1988): Diagnostics of the magnetosphere using multipoint measurements of ULF-waves, *Adv. Space Res.*, **8**, 413.

TROITSKAYA, V.A., T.A. PLYASOVA-BAKUNINA e A.V. GUGLIELMI (1971): Relationship between Pc2-4 pulsations and the interplanetary magnetic field, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **197**, 1312.

VELLANTE, M., U. VILLANTE, P. CERULLI-IRELLI e M. DE LAURETIS (1989): An analysis of micropulsation events at a low latitude station during 1985, *Planet. Space Sci.*, **37**, 767.

VELLANTE, M., U. VILLANTE, R. CORE, A. BEST, D. LENNERS e V.A. PILIPENKO (1993): Simultaneous geomagnetic pulsation observations at two latitudes: resonant mode characteristics, *Ann. Geophys.* **11**, 734.

VILLANTE, U. (1993): Vento solare e magnetosfera terrestre, *Annali di Geofisica*, **36** (suppl. 5-6), 1-10.

VILLANTE, U., M. VELLANTE, M. DE LAURETIS, P. CERULLI-IRELLI e R. ORFEI (1990): Micropulsation measurements at low latitudes, *Nuovo Cimento*, **13**C, 93.

VILLANTE, U., M. VELLANTE, M. DE BIASE, L.J. LANZEROTTI e L.V. MEDFORD (1992a): Pi2 pulsations at separated sites ($\Delta\Phi \sim 90°$): a comparison between mid and low latitude observations, *Ann. Geophys.*, **10**, 472.

VILLANTE, U., S. LEPIDI, M. VELLANTE, A.J. LAZARUS e R.P. LEPPING (1992b): Pc3 activity at low geomagnetic latitudes: a comparison with solar wind observations, *Planet. Space Sci.*, **40**, 1399.

YEDIDIA, B.A., M. VELLANTE, U. VILLANTE e A.J. LAZARUS (1991): A study of the relationship between micropulsations and solar wind properties, *J. Geophys. Res.*, **96**, 3465.

YEOMAN, T.K. e D. ORR (1989): Phase and spectral power of mid-latitude Pi2 pulsations: evidence for a plasmaspheric cavity resonance, *Planet. Space Sci.*, **37**, 1367.

YUMOTO, K. (1986): Generation and propagation mechanisms of low latitude magnetic pulsations - a review, *J. Geophys.*, **60**, 79.

YUMOTO, K. (1989): Magnetospheric cavity resonance waves associated with substorm, *Proc. Jpn. Acad.*, **65**, 53.

WEBB, D.C., L.J. LANZEROTTI e C.G. PARK (1977): A comparison of ULF and VLF measurements of magnetospheric cold plasma densities, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5063.

WOLFE, A. (1980): Dependence of mid-latitude hydromagnetic energy spectra on solar wind speed and interplanetary magnetic field direction, *J. Geophys. Res.*, **85**, 5977.