

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA



Centro Interdipartimentale di Studi e Attività Spaziali (CISAS)

**DOTTORATO DI RICERCA IN SCIENZE
TECNOLOGIE E MISURE SPAZIALI
(XXI Ciclo)**

Sede Amministrativa: Università degli Studi di Padova
Indirizzo: Astronautica e Scienze da Satellite
Curriculum: Esplorazione del sistema solare.

**Studio della riconnessione magnetica alla
magnetopausa terrestre con i dati del
satellite TC-1 della missione Double Star.**

**Study of the magnetic reconnection at the Earth
magnetopause with the Double Star TC-1 data.**

Dottorando: **Lorenzo Trenchi**

Supervisore: Prof. Giampiero Naletto (Università degli studi di Padova)

Co-Supervisore: Dott.sa Maria Federica Marcucci (IFSI-INAF)

Direttore della Scuola: Prof. Cesare Barbieri (Università degli studi di Padova)

Sommario.

Elenco delle figure	vii
Elenco delle tabelle.	xii
Indice degli acronimi.	xiii
Riassunto breve.	xv
Extended Abstract.	xvii
Scientific Background.	xvii
The Double Star mission.	xviii
The statistical study.	xviii
Dependence on magnetosheath properties and magnetic shear angle.	xix
Position and velocities of reconnection jets.	xx
X line positions – Earth dipole inclination.	xxv
Generation of an FTE at the magnetopause with multiple X lines	xxv
Introduzione.	1
1	5
Il vento solare e le sue interazioni con la Terra.	5
1.1 Il vento solare.	6
1.2 Il campo magnetico interplanetario.	7
1.3 Il Bow Shock.	9
1.4 La magnetopausa terrestre.	11
1.4.1 Il modello di Chapman-Ferraro.	11
1.5 La magnetosfera terrestre.	13

2		17
La riconnessione magnetica		17
2.1 Conoscenze teoriche sul processo di riconnessione		17
2.1.1 L'equazione di trasporto del campo magnetico con il termine diffusivo.	17	
2.1.2 Soluzioni monodimensionali dell'equazione di trasporto del campo magnetico.	19	
2.1.3 Soluzioni bidimensionali: il fenomeno della riconnessione magnetica.	22	
2.1.4 La struttura della regione di diffusione.	26	
2.2 Segnature di riconnessione nelle osservazioni della magnetopausa.		27
2.2.1 Segnature fluide	27	
2.2.2 Segnature cinetiche.	29	
2.2.3 Osservazioni nella regione di diffusione	31	
2.3 Effetti della riconnessione sulla dinamica magnetosferica.		31
2.4 Configurazione globale della riconnessione alla magnetopausa diurna		33
2.5 La riconnessione magnetica non stazionaria: i Flux Transfer Events		36
2.5.1 Il modello di Russell ed Elphic	36	
2.5.2 Il modello di Lee e Fu.	40	
2.5.3 Differenze e analogie fra i due modelli di FTE.	42	
3		43
La missione Double Star.		43
3.1 Obiettivi scientifici.		43
3.2 La strumentazione.		43
3.2.1 Come misurare la funzione di distribuzione.	44	
3.2.2 Lo strumento HIA.	44	
3.3 L'esperimento FGM.		47
4		49
Studio della riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre con i dati della missione Double Star.		49
4.1 Selezione dei getti di riconnessione.		50
4.1.1 Un esempio di getti di riconnessione	51	
4.1.2 Un esempio di getti inversi.	53	
4.2 Risultati Statistici.		54
4.3 I parametri della regione di transizione.		56

4.4	Velocità dei getti – campo magnetico della regione di transizione.	63
4.5	Direzioni delle linee X e dipendenza dall'angolo di dipolo.	69
5		73
	Studio di un attraversamento in prossimità della linea X con elevata inclinazione dell'asse di dipolo terrestre.	73
5.1	Panoramica dell'evento.	73
5.1.1	Orientamento della linea X	76
5.1.2	Una segnatura particolare sui dati di campo magnetico.	76
5.2	Studio dell'FTE.	78
5.2.1	Le osservazioni nel sistema di riferimento LMN.	78
5.2.2	Funzioni di distribuzione all'interno dell'FTE.	79
5.2.3	Le osservazioni nel sistema di riferimento della linea X.	81
5.3	Meccanismo di generazione dell'FTE.	84
5.4	Incremento del campo assiale e raffronto con la simulazione di Ma et al. (1994).	87
6		89
	Conclusioni	89
6.1	Lo studio statistico.	89
6.1.1	Dipendenza dai parametri della regione di transizione e dall'angolo di shear magnetico.	90
6.1.2	Dipendenza dei getti di riconnessione dall'orientamento del campo magnetico nella regione di transizione.	91
6.2	L'evento del 29-12-2004: un FTE generato da linee X multiple.	92
6.3	Conclusioni generali.	94
	Appendice (Il plasma spaziale)	95
7.1	Teoria cinetica.	95
7.1.2	L'equazione di Boltzmann non collisionale.	95
7.1.3	L'equazione di Vlasov.	96
7.1.4	L'equilibrio di Maxwell.	96
7.1.5	I momenti della funzione di distribuzione.	97
7.2	Magnetoidrodinamica.	98
7.2.1	Equazioni a due specie.	98

7.2.2	Equazioni a singola specie.	99	
7.2.3	La legge di Ohm generalizzata.	99	
7.2.4	L'equazione di trasporto del campo magnetico.	101	
7.3	Onde nel plasma.		102
7.3.1	Onde acustiche.	103	
7.3.2	Onde di Alfvén parallele.	103	
7.3.3	Altri tipi di onde.	105	
7.3.4	Onde di Alfvén oblique.	105	
7.3.5	Onde Magnetosoniche fast e slow.	106	
7.4	Superfici di discontinuità nel plasma.		107
7.4.1	Discontinuità tangenziale.	108	
7.4.2	Discontinuità di contatto.	108	
7.4.3	Discontinuità rotazionale	109	
7.4.4	Il sistema di riferimento di De Hoffmann Teller.	110	
7.5	Onde d'urto		111
7.5.1	Onda d'urto parallela.	111	
7.5.2	Onda d'urto perpendicolare.	111	
7.5.3	Onda d'urto obliqua.	113	
7.5.4	Teorema di complanarità.	114	
7.6	I sistemi di riferimento.		115
	Il Riferimento GSE	115	
	Il Riferimento GSM	115	
	Il Riferimento LMN	115	
	Referenze.		117

Elenco delle figure

A.1 The projections of the observed reconnection jets velocities in the ZY_{GSM} plane are shown for $-45^\circ < \gamma < 45^\circ$ (Figure 1a), $\gamma > 135^\circ$ and $\gamma < -135^\circ$ (Figure 1b), $-135^\circ < \gamma < -45^\circ$ (Figure 1c), and $45^\circ < \gamma < 135^\circ$ (Figure 1d). The clock angle sector is indicated in the upper left corners of Figures 1a–1d. The velocity projections are plotted at the positions of the corresponding MP crossings (black dots; all the positions of RMP and RRMP are always reported in Figures 1a–1d). The velocity vectors are blue (red) colored when the Walén relation holds with the plus (minus) sign, that is when the reconnection jets are observed north (south) of the reconnection site. In Figures 1b, 1c, and 1d the reconnection line locations according to the component merging model are illustrated with the green lines.

A.2 Velocity variations DV_o and positions of the reconnection jet reversals for (a) B_z negative dominating, (b) B_y negative dominating, and (c) B_y positive dominating. The format is the same as Figure 1. For the sake of clarity only the jet reversals and not all the reconnection jets observed at each MP crossing are reported.

A.3 The FTE (period enclosed in the red rectangular) observed on 20041229 in a local reference frame: (n) is the local magnetopause normal, (Xline) is along the predicted X line and (rec) completes the right-handed reference frame. From the top are shown the ion density (cm^{-3}), velocity (kms^{-1}) and temperature (eV) and the magnetic field (nT). The blue and pink area represent the northward and southward reconnection jets respectively.

1.1 La cometa Hale Bopp durante il passaggio vicino al Sole. Sono distinguibili le due code: quella generata dalle particelle di polvere liberate dalla cometa (di colore bianco), e quella causata dal vento solare (di colore blu) (picasaweb.google.com).

1.2 Andamento delle linee del campo magnetico interplanetario a grande distanza dal Sole: il vento solare espande radialmente, e la rotazione del Sole provoca una curvatura delle linee di campo (Baumjohann, W., Treumann, R.A., 1999).

1.3 Spirale di Parker, sulla quale con i segni + - vengono indicate le polarità dei diversi settori (quattro in figura, Cravens, T. E., 1997)

1.4 Andamento qualitativo del campo magnetico solare nelle vicinanze del Sole suddiviso nei diversi settori (Cravens, T. E., 1997).

1.5 Illustrazione dell'onda d'urto terrestre che deriva dall'interazione del vento solare con il campo magnetico terrestre (Baumjohann, W., Treumann, R.A., 1999).

1.6 Illustrazione della magnetosfera terrestre. Sono visibili il Bow shock, la magnetopausa, e le regioni più interne. La densità del plasma è indicata dal colore: scuro (densità elevata) chiaro (densità bassa), (www.thaispaceweather.com).

- 1.7** Illustrazione della riflessione delle particelle del vento solare sulla magnetopausa terrestre in base al modello di Chapman Ferraro (Parks, G. K., 1988).
- 1.8** Generazione dello strato di corrente presente nella magnetopausa terrestre in base ai differenti moti di girazione di ioni ed elettroni (Cravens, T. E., 1997).
- 1.9** Rappresentazione schematica della magnetosfera terrestre e delle principali regioni che la caratterizzano (da Cravens, T. E., 1997).
- 2.1** Andamento nel tempo del campo magnetico (a partire da una condizione iniziale di campi antiparalleli) in base alla equazione di trasporto del campo magnetico considerando la presenza del termine diffusivo.
- 2.2** Flusso di plasma diretto verso lo strato di corrente che contrasta la diffusione del campo magnetico.
- 2.3** Andamento della soluzione monodimensionale stazionaria dell'equazione di trasporto del campo magnetico in presenza del termine diffusivo e convettivo (flusso di plasma diretto verso lo strato di corrente).
- 2.4** Configurazione della regione di diffusione secondo soluzione bidimensionale stazionaria dell'equazione di trasporto del campo magnetico in presenza del termine diffusivo e convettivo. Il plasma entra nella regione di diffusione con velocità v_{x0} trasportando al suo interno le linee di campo magnetico B_{z0} , ed esce dalla regione di diffusione con velocità v_{zu} .
- 2.5** Configurazione della regione di diffusione con i quattro slow shocks stazionari secondo il modello di Petschek. La regione di diffusione ha una estensione molto inferiore alla dimensione del sistema, e la maggior parte del plasma passa attraverso gli shocks.
- 2.6** Schema qualitativo della regione di diffusione degli ioni, delle correnti di Hall e dei relativi campi magnetici indotti (campi di Hall).
- 2.7** Illustrazione schematica di un taglio della funzione di distribuzione della popolazione incidente ad una discontinuità rotazionale, nel riferimento del satellite e nel riferimento di Hoffmann Teller. E' illustrata distribuzione della popolazione che si ritrova a valle, tagliata, con la forma a D shaped.
- 2.8** Il modello aperto della magnetopausa terrestre: la convezione delle linee di campo magnetico e la convezione ionosferica.
- 2.9** Schema della riconnessione alla magnetopausa terrestre lato giorno in presenza di un campo magnetico interplanetario con una elevata componente B_y secondo il modello antiparallelo (pannello a), ed il modello component (pannello b). Le linee rosse rappresentano le linee di campo magnetiche riconnesse, e con le
- 2.10** Direzione dei campi in magnetosfera (\mathbf{B}_i), nella regione di transizione (\mathbf{B}_o), e della linea X. A seconda dell'orientazione reciproca e della intensità dei due campi, la riconnessione magnetica risulta possibile o meno.

- 2.11** Illustrazione di un FTE attraverso la magnetopausa, da Russell ed Elphic 1978.
- 2.12** Illustrazione della sezione circolare di una FTE tipo “Russel ed Elphic” attraverso la magnetopausa, e configurazioni delle linee di campo tangenti a questa nelle varie condizioni di moto. Da Sonnerup 1987.
- 2.13** Illustrazione della simulazione della tearing instability alla magnetopausa terrestre di Lee e Fu. La presenza di diverse linee X comporta la formazione di strutture magnetiche chiuse (flux ropes).
- 3.1** Raffigurazione dell’orbita del satellite Double Star TC-1 e dei satelliti Cluster rispetto alla magnetosfera terrestre.
- 3.2** Visione schematica dall’alto (parte superiore) e di lato (parte inferiore) dell’analizzatore di plasma a piatti curvi Top Hat (Escoubet, C.P., Russell, C.T. and Schmidt, R., 1997).
- 3.3** Distribuzione dei 32 anodi nell’analizzatore di plasma HIA presente sui satelliti della missione Cluster e Double Star per i due modi di funzionamento (vento solare e plasma caldo) (Escoubet, C.P., Russell, C.T. and Schmidt, R., 1997).
- 4.1** Dati misurati dal satellite Double Star TC-1 il 14-03-2004, un esempio di getti di riconnessione. Dall’alto la densità di plasma, le 3 componenti della velocità in km/s, la temperatura del plasma parallela e perpendicolare alla direzione del campo magnetico, le componenti del campo magnetico in nT, il rapporto della relazione di Walen R_W , l’angolo della relazione di Walen Θ_W in gradi (0° - 180°). La velocità ed il campo magnetico sono rappresentati nel sistema di riferimento GSE (Trenchi et al., 2008).
- 4.2** Dati misurati dal satellite Double Star TC-1 il 14-02-2005, un esempio di getti inversi. Dall’alto la densità di plasma, le 3 componenti della velocità in km/s, la temperatura del plasma parallela e perpendicolare alla direzione del campo magnetico, le componenti del campo magnetico in nT, il rapporto della relazione di Walen R_W , l’angolo della relazione di Walen Θ_W in gradi (0° - 180°). La velocità ed il campo magnetico sono rappresentati nel sistema di riferimento GSE (Trenchi et al., 2008).
- 4.3** Posizioni degli attraversamenti con getti di riconnessione in latitudine e longitudine nel sistema di riferimento GSM (Trenchi et al., 2008).
- 4.4** Scatter plot di R_W rispetto a Θ_W per i 798 getti di riconnessione selezionati. La linea grigia tratteggiata è il fit lineare di R_W rispetto a Θ_W (Trenchi et al., 2008).
- 4.5** Frazione degli attraversamenti con getti di riconnessione e getti inversi in funzione dell’angolo di shear magnetico (Trenchi et al., 2008).
- 4.6** Frazioni degli attraversamenti che presentano getti di riconnessione in funzione del parametro β della regione di transizione. Dall’alto per gli attraversamenti senza signature di riconnessione, per attraversamenti con getti di riconnessione, e con getti inversi. Nell’ultimo pannello in basso le frazioni di attraversamenti con getti e getti inversi normalizzate rispetto a tutti i 245 attraversamenti (Trenchi et al., 2008).

4.7 Frazioni degli attraversamenti che presentano getti di riconnessione in funzione del Mach Alfvén della regione di transizione. Dall'alto per gli attraversamenti senza signature di riconnessione, per attraversamenti con getti di riconnessione, e con getti inversi. Nell'ultimo pannello in basso le frazioni di attraversamenti con getti e getti inversi normalizzate rispetto a tutti i 245 attraversamenti (Trenchi et al., 2008).

4.8 Distribuzioni cumulative per il plasma β e per il M_A per gli attraversamenti senza getti (linea continua), con getti (a punti), e con getti inversi (a punti trattini) (Trenchi et al., 2008).

4.9 Velocità dei getti di riconnessione a partire dalle posizioni degli attraversamenti corrispondenti, in funzione dei quattro settori dell'angolo di Clock del campo magnetico della regione di transizione (indicati dal settore rosso in alto a sinistra). Le due in alto per campo a sud, nord dominante, le due in basso per campo a $-Y$, $+Y$ dominante (Trenchi et al., 2008).

4.10 Velocità dei getti inversi a partire dalle posizioni degli attraversamenti corrispondenti, in funzione dei quattro settori dell'angolo di clock del campo magnetico della regione di transizione (indicati dal settore rosso in alto a sinistra) (Trenchi et al., 2008).

4.11 Per ciascun evento con getti inversi, è stata tracciata la linea ortogonale al vettore $BYZ2-BYZ1$ a partire dalla posizione dell'attraversamento fino all'asse $ZGSM$. Queste linee sono perpendicolari alla direzione della tensione magnetica, e sono dunque una approssimazione della linea X nel lato giorno della magnetopausa (Trenchi et al., 2008).

4.12 Le distanze tra le intersezioni delle linee X con l'asse $ZGSM$ ed il punto subsolare sono riportate in funzione dell'angolo di inclinazione del dipolo terrestre. La linea continua è l'interpolazione lineare calcolata escludendo i punti numerati con 1, 2 e 3. Per angoli di inclinazione dell'asse di dipolo terrestre positivi (negativi) le intersezione con l'asse $ZGSM$ avvengono a sud (a nord) del punto subsolare (Trenchi et al., 2008).

4.13 Configurazione della linea X (linea in bianco) ad S secondo la simulazione di Moore et al. per un angolo di clock pari a 45° (Moore et al., 2002).

5.1 Configurazione del campo magnetosferico per l'attraversamento del 2004 12 29 in presenza dell'angolo di inclinazione del dipolo terrestre, e posizione del satellite Double Star TC-1, e del satellite Cluster 1 in coordinate GSM.

5.2 L'attraversamento del 29-12-2004. Dall'alto la densità di plasma, le 3 componenti della velocità in km/s, la temperatura del plasma parallela e perpendicolare alla direzione del campo magnetico, le componenti del campo magnetico in nT, il rapporto della relazione di Walen R_w , l'angolo della relazione di Walen Θ_w in gradi (0° - 180°). La velocità ed il campo magnetico sono rappresentati nel sistema di riferimento GSE. I getti di riconnessione selezionati sono rappresentati in celeste – violetto a seconda che questi siano diretti verso nord o sud rispettivamente.

5.3 Posizioni dei 23 attraversamenti con getti inversi, ed orientazioni delle relative linee X, calcolate sulla base del modello component (Sonnerup 1974). In rosso è illustrata la posizione dell'attraversamento del 29 12 2004, e la relativa linea X.

5.4 Angoli di clock misurati dal satellite Cluster 1 (in blu), dal satellite Ace (in nero), e dal satellite DS (in rosso) il 2004-12-29.

5.5 Attraversamento con getti inversi del 29-12-2005 in coordinate LMN. Dall'alto la densità di plasma, le 3 componenti della velocità in km/s, la temperatura del plasma parallela e perpendicolare alla direzione del campo magnetico, le componenti del campo magnetico in nT, il rapporto della relazione di Walen R_w , l'angolo della relazione di Walen Θ_w in gradi (0° - 180°).

5.6 Profili delle funzioni di distribuzione secondo le direzioni parallela e perpendicolare al campo magnetico, misurate dal satellite TC-1 nella magnetosfera (in blu, ore 7:56:28), nella regione di transizione più lontana dalla magnetopausa (in rosso, ore 9:19:23), nella regione di transizione più vicina (in arancione, ore 8:43:31), e nel centro dell'FTE (in nero, ore 8:31:07).

5.7 Attraversamento con getti inversi del 29-12-2005 nelle coordinate locali Xline; rec; n. Il formato è lo stesso di figura 5.5.

5.8 Schema della struttura magnetica osservata dal satellite TC-1 il 2004 12 29 nel piano individuato dai vettori n e rec .

5.9 Possibile configurazione dell'FTE osservato dal satellite TC-1 il 2004.12.29. Gli assi in verde raffigurano il riferimento GSM, l'inclinazione dell'asse di dipolo terrestre attraversamento è illustrata mediante l'asse XSM che indica la posizione dell'equatore magnetico nel piano del mezzogiorno locale. Il tubo in blu indica la possibile struttura magnetica corrispondente all'FTE osservato da TC-1.

5.10 Configurazione della magnetosfera nel piano longitudinale del mezzogiorno secondo la simulazione di Raeder (2006), in presenza di elevata inclinazione dell'asse di dipolo terrestre. La colorazione rappresenta la pressione del plasma, le linee nere costituiscono le linee di campo magnetico, e le linee bianche le linee di flusso. E' prevista la formazione di FTE alla magnetopausa in conseguenza di linee X multiple (Raeder, J., 2006).

5.11 Tipi di rotazioni del campo magnetico nella simulazione di Ma et al. (1994) all'interno dello strato di corrente tra la regione di transizione e la magnetosfera. Con la linea tratteggiata è indicata la rotazione "force free", mentre con la linea tratto – puntino è indicata la rotazione con campo guida costante (Ma et al., 1994).

7.1 Illustrazione della deformazione delle linee d campo magnetico trasportate dal plasma in base al frozen in field theorem (Baumjohann,W., Treumann,R.A., 1999).

7.2 Illustrazione della propagazione delle onde di Alfvén parallele: la perturbazione della velocità è causata dalla tensione magnetica in direzione ortogonale alle linee di campo. Da notare la analogia con la propagazione delle onde in una corda in tensione (Cravens, T. E., 1997).

7.3 Velocità di propagazione delle onde magnetosoniche fast e slow in funzione dell'angolo tra il vettore d'onda e le linee di campo magnetico (Parks, G. K., 1988).

7.4 Illustrazione schematica della trasformazione nel sistema di riferimento di De Hoffmann Teller nel piano B- V.

7.5 Schema dell'andamento delle velocità e del campo magnetico per un'onda d'urto perpendicolare (Parks, G. K., 1988).

7.6 Schema dell'andamento delle velocità e del campo magnetico per un'onda d'urto obliqua fast (sinistra) e slow (destra) (Parks, G. K., 1988).

Elenco delle tabelle.

1.1 Andamento della densità di plasma (m^{-3}), temperatura (k), campo magnetico (T), velocità (km/s) al variare della distanza dal Sole, misurata in raggi solari ($R_{sun} \approx 7 \cdot 10^5$ km). L'ultimo valore di $215 R_{sun}$ corrisponde ad una unità astronomica.

4.1 Valori medi di β e Mach Alfvén per gli attraversamenti senza getti, con getti di riconnessione, con getti inversi.

4.2 Posizioni in Y_{GSM} e Z_{GSM} dei 23 attraversamenti con getti inversi e relativo angolo di clock, suddivisi nei tre differenti settori dell'angolo di clock presenti in figura 3.9. I settori riportati dall'alto sono rispettivamente: campo a sud dominante, campo Y negativo dominante, campo Y positivo dominante.

Indice degli acronimi.

CNSA China National Space Administration
DS Double Star
ESA European Space Agency
FTE Flux Transfer Events
FGM FluxGate Magnetometer
GSE Geocentric Solare Eclittico
GSM Geocentric Solare Magnetico
HIA Hot Ion Analyzer
IMF Interplanetary Magnetic Field
LMN Local Magnetic Normal
 M_A Mach Alfvén number
MP Magnetopausa
 R_E Earth Radii
RMP Reconnection MagnetoPause
RRMP Reconnection Reversals MagnetoPause
TC-1 Tan Ce 1

Riassunto breve.

La riconnessione magnetica è alla base di molti fenomeni importanti che si verificano nell'universo come i solar flares nella corona solare oppure i dischi di accrescimento dei buchi neri e delle protostelle. Inoltre, da diversi decenni si ritiene che costituisca un meccanismo fondamentale per il trasferimento di materia ed energia dal vento solare alla magnetosfera terrestre.

Lo studio della riconnessione magnetica alla magnetopausa può essere effettuato mediante satelliti in orbita intorno alla Terra che effettuano misurazioni 'in situ'. Il satellite TC-1 ha un'orbita quasi equatoriale, con un apogeo di 12.4 raggi terrestri, che consente uno studio dettagliato della magnetopausa terrestre nel lato giorno, grazie ad un elevato numero di attraversamenti.

La prima parte del lavoro di ricerca è consistita in uno studio dei dati di plasma e di campo magnetico raccolti nel corso degli anni 2004 e 2005 dal satellite TC-1 della missione Double Star. Mediante il test di Walèn abbiamo selezionato 143 attraversamenti che mostrano getti di riconnessione. Tra questi, in 23 eventi si osservano getti inversi che possono essere interpretati come il passaggio del satellite dai due lati opposti della linea X.

Per quanto riguarda il verificarsi della riconnessione alla magnetopausa, fra le varie problematiche aperte, un punto molto dibattuto riguarda la dipendenza della riconnessione dall'orientamento del campo magnetico interplanetario. In particolare non è chiaro se la riconnessione può avere luogo solo quando i due campi magnetici sono quasi esattamente antiparalleli (modello 'antiparallel', Luhmann et al. 1984) o anche quando l'angolo formato tra questi è sensibilmente inferiore a 180° (modello 'component', Sonnerup (1974) Gonalès e Mozer (1974)). La disposizione e l'estensione della linea X alla magnetopausa, quando il campo magnetico interplanetario possiede una elevata componente nel piano dell'eclittica, varia notevolmente tra i due modelli proposti. Nel primo modello la linea X si spezza in due rami situati nei due emisferi ad elevata latitudine magnetica, nelle regioni in cui i campi della regione di transizione e geomagnetico sono all'incirca antiparalleli; l'estensione di questi due rami delle linee X è limitata e non si osserva riconnessione nella magnetopausa subsolare a bassa latitudine. Al contrario, secondo il modello 'component', si forma sempre una linea X estesa, che passa per la magnetopausa subsolare ed è ruotata rispetto all'equatore magnetico a seconda del valore della componente B_Y del campo magnetico interplanetario.

Una ulteriore questione tuttora dibattuta è se in presenza di condizioni stabili nella regione di transizione il fenomeno della riconnessione magnetica avvenga in maniera stazionaria oppure se sia un processo intrinsecamente transitorio. Russell ed Elphic (1978), osservando oscillazioni bipolari della componente del campo magnetico normale alla superficie della magnetopausa in prossimità della stessa, hanno ipotizzato la formazione di tubi di linee di campo riconnesse generati da riconnessione transiente che

deformano la magnetopausa. Tali segnature bipolari vengono osservate spesso ad intervalli di tempo regolari (5 - 10 minuti l'una dall'altra) e vengono chiamati Flux Transfer Events (FTE).

Un meccanismo alternativo per la formazione di questi FTE è stato fornito da Lee e Fu (1985) e si basa sulla presenza di linee X multiple alla magnetopausa terrestre.

Le nostre osservazioni sono in buon accordo con il modello 'component' di riconnessione, proposto da Sonnerup (1974) e Gonzales e Mozer (1974): la frequenza con cui abbiamo osservato gli attraversamenti con getti di riconnessione e con getti inversi non dipende dall'angolo di shear magnetico locale. Inoltre, se consideriamo gli eventi con i getti inversi, le nostre osservazioni non sono in accordo con il modello antiparallel (Luhmann et al. 1984) in quanto osserviamo eventi di riconnessione nelle vicinanze della linea X con angoli di shear magnetico inferiori a 90° .

Mediante le posizioni degli attraversamenti con getti di riconnessione abbiamo studiato la posizione e l'inclinazione della linea X in funzione dell'orientazione del campo nella regione di transizione. Per i 120 attraversamenti con getti di riconnessione non conosceamo la distanza della linea X dal satellite, ma tuttavia potevamo sapere se la linea X si trovava più a nord o più a sud rispetto al satellite: le posizioni degli attraversamenti sono in accordo con la linea X prevista dal modello component.

Al contrario i 23 attraversamenti con getti inversi forniscono approssimativamente la posizione della linea X ed il valore dei campi magnetici che si stanno riconnettendo all'interno della stessa. Pertanto per questi 23 eventi mediante i campi misurati nella regione di transizione e nella magnetosfera abbiamo calcolato le direzioni delle linee X. La posizione di tali linee X, tracciate a partire dalla posizione di ciascun attraversamento, ha mostrato una correlazione con l'inclinazione dell'asse di dipolo terrestre nel piano $X_{GSM} - Z_{GSM}$.

Lo scenario che emerge dalle nostre osservazioni è che la linea X assume alla magnetopausa una posizione ben precisa, determinata dall'orientazione del campo nella regione di transizione e dall'inclinazione dell'asse di dipolo terrestre. Pur non potendo dimostrare l'effettiva lunghezza di tale linea X, una così precisa dipendenza della sua posizione da questi parametri indica che sono importanti dei fenomeni globali, che ne richiedono una sufficiente estensione.

La seconda parte del lavoro di ricerca è consistita nell'analisi dettagliata dell'attraversamento del 2004 12 29 in cui il satellite TC-1 ha osservato un FTE. La nostra analisi, in accordo con la simulazione di Raeder (2006), suggerisce che l'elevata inclinazione dell'asse di dipolo terrestre porti alla formazione di due distinte linee X; le linee di campo doppiamente riconnesse da tali linee X generano l' FTE. L'asse dell'FTE è perfettamente allineato alla direzione della linea X ed è tangente alla magnetopausa; l'estensione verticale della sezione dell'FTE è pari a 4 raggi terrestri. Secondo le nostre osservazioni quindi l'FTE non è legato ad una riconnessione transiente e localizzata, ma al contrario si forma grazie alla presenza di due linee X estese.

Extended Abstract.

Scientific Background.

The magnetic reconnection is a fundamental process in space plasma physics. As it is well known, most of the matter in the universe exists in the state of plasma and magnetic reconnection is at the core of many dynamic phenomena such as the solar flares in the solar corona, the accretion disk in the black holes and in the protostars and the geomagnetic substorms. The magnetic reconnection is also important in laboratory applications such as the controlled thermonuclear fusion into the tokamaks.

Because of the high conductivity, the plasma motion is usually bound to the motion of the magnetic field lines. Therefore the surface containing topologically different magnetic fields (the so called ‘separatrix’) is an impenetrable obstacle for the two plasmas, that cannot mix together. Magnetic reconnection may be defined as a ‘process whereby plasma flows across a separatrix’ (Vasyliunas 1975). Due to the dissipative terms, in a region called ‘diffusion region’, the magnetic field lines of different topology are broken and reconnected, so generating a new magnetic field topology. The magnetic field lines that reconnect in the middle of the diffusion region define the new separatrices.

A diffusion region at the Earth magnetopause reconnects the interplanetary magnetic field (IMF) with the geomagnetic field and generates the reconnected field lines that have one end on the Earth and the other in the interplanetary space. Along these lines the solar wind plasma can flow into the magnetopause. The reconnected field lines, are sharply bent, and the magnetic tension accelerates plasma away from the diffusion region. Thus, the magnetic reconnection process is associated with the conversion of magnetic energy into heat, kinetic energy and fast-particle energy. Dungey [1961] was the first to propose that the interplanetary magnetic field (IMF) and the geomagnetic field could reconnect and Paschmann et al. [1979] gave the first observational evidence of the effects of reconnection at the magnetopause. In the last decades many satellites orbiting around the Earth studied the magnetic reconnection with magnetometers and plasma instruments. These studies are very important because the Earth magnetopause is the only place where can be made ‘in situ’ measurements of the magnetic reconnection process.

One of the open questions on the reconnection at the magnetopause concerns the effects of the solar wind conditions and IMF orientation. In particular it is not yet clear whether magnetic reconnection can occur only when the two magnetic fields are strictly antiparallel, (‘antiparallel’ merging, Luhmann, 1984) or rather also when they have different relative orientations (‘component’ merging, Sonnerup, 1974, Gonzales and Mozer 1974). If the IMF has a large component on the ecliptic plane (B_V), the positions and the geometry of the X lines predicted by the two models are different: in the first case two short X lines (some Earth radii) form in the two hemispheres at high magnetic latitude, where the fields

are almost antiparallel, and there is no reconnection at low latitude; in the second case a single longer X line (20 – 30 Earth radii) develops through the subsolar point and it is tilted with respect to the magnetic equator according to the sign of B_y .

Furthermore it is not yet well understood whether the magnetic reconnection at the magnetopause is mainly quasi-stationary or it is intrinsically transient also when the magnetosheath conditions remain constant. Russell and Elphic (1978), observing bipolar signatures in the component of the magnetic field normal to the local magnetopause (B_n), predicted the formation of a flux rope of reconnected field lines with approximately circular section that crosses the magnetopause: the passage of this flux rope produces a deformation on the magnetopause that causes the bipolar B_n signature. These flux ropes are formed in a spatially-limited transient reconnection. For this reason, Russell and Elphic called this signatures Flux Transfer Events (FTE). Another FTE model (Lee and Fu, 1985) explains the bipolar B_n signatures and the flux ropes formation invoking multiple X lines reconnection: the field lines reconnected by the two parallel X lines form the FTE. In this case the reconnection is not necessarily transient, and the FTE does not cross the magnetopause surface, but on the contrary the FTE is a part of the magnetopause and his axis is tangent to the magnetopause surface.

The Double Star mission.

In this Thesis we analyzed data from the Double Star TC-1 satellite. Double Star is a mission sponsored by the European Space Agency (ESA) and the China National Space Administration (CNSA) and consists of two satellites, one in a polar orbit (TC-2) and the other (TC-1) in an almost equatorial orbit with an apogee of 12.4 Earth radii. TC-1 did a large number of crossings of the low latitude magnetopause, so allowing a detailed study of the dayside magnetopause reconnection.

The plasma data are collected by the Hot Ion Analyzer (HIA - Rème et al., 2005), a top-hat analyzer that provides three dimensional ion distribution functions over the energy per charge range 5–32,000 eV/e. The magnetic field data are measured by a fluxgate magnetometer (FGM - Carr et al., 2005).

The statistical study.

In the first part of this work we examined all the dayside and flank magnetopause crossings that occurred during the first year of mission in the 0600–1800 LT interval. In this period approximately 300 inbound and outbound passes across the dayside magnetopause were encountered. We studied all the complete crossings of the magnetopause, when the satellite passed from the magnetosheath to the magnetosphere and vice versa. Multiple MP crossings may occur during each pass due to the motion of the MP. In order to perform the analysis, we further required that the magnetic field in the magnetosheath adjacent the magnetopause was stable.

When reconnection is occurring, magnetosheath plasma enters the magnetosphere and the magnetic tension of the reconnected field lines causes the reconnection jets. To select the reconnection events we used the Walén test, which consists in a comparison between the magnetic tension caused by the sharp bend in the reconnected field lines and the velocity of the plasma jets with respect to the adjacent magnetosheath.

In the case of anisotropic plasma (Hudson 1970) is given by:

$$\Delta v_0 = \pm [(1 - \alpha_1) / \mu_0 \rho_1]^{1/2} \cdot [B_2(1 - \alpha_2) / (1 - \alpha_1) - B_1] \quad (1)$$

Where $\alpha = (P_{\parallel} - P_{\perp}) \mu_0 / B^2$ is the anisotropy factor calculated from the difference between the parallel and perpendicular pressures. The equation (1) represents the observed variations of the velocity components across the magnetopause (left-hand side), compared to the theoretical expectations (right-hand side), which contain the variations of the magnetic field components.

Our dataset consists in 207 complete magnetopause crossings with stable magnetic fields. In 143 crossings we found plasma jets that satisfy the Walén test, and we considered them as ‘reconnection events’. In 120 crossings out of the 143 reconnection events the satellite remains on the same side of the X line: we know from the sign of equation 1 whether the crossing occurred north or south of the X line, but we do not know the distance from it. We call these events ‘reconnection jets’, or RMP.

In 23 crossings out of the 143 reconnection events the satellite observed in a short time two oppositely directed reconnection jets generated on the opposite sides of the X line (jet reversals). These events are very important: being the satellite in the proximity of the X line, we can study the position of the X line for the various orientation of the IMF. We call these events ‘jet reversals’, or RRMP.

Dependence on magnetosheath properties and magnetic shear angle.

We studied the occurrence of reconnection events, normalized with respect to all magnetopause crossings, as a functions of the magnetosheath parameters as the plasma β and the Mach Alfvén number, and of the magnetic shear angle between the magnetosheath and the magnetospheric fields.

We found that the occurrence of reconnection events is higher for lower β value. The beta dependence of the magnetic reconnection process was first suggest by Sonnerup (1974). Paschmann et al. (1986) and Phan et al. (1996) found that the Walén relation was better satisfied for crossings with low magnetosheath β . Also Scurry et al. (1994), found that the probability of observing accelerated reconnection jets was greater for low magnetosheath β . However, considering only reconnection flows with higher speed than the adjacent magnetosheath causes the selection of reconnection jets when the magnetic field is strong, and the density in the magnetosheath is small. In fact, as noted by Phan et al. (1996), the

theoretical jump of speed across the MP is anticorrelated with the magnetosheath β . Our criteria do not require any increase of speed of the reconnection jets with respect to the adjacent magnetosheath and therefore do not cause the a priori selection of low β RMP. However, Phan et al. (1996) also found that the predicted flow change and the duration of the crossings decrease with increasing β . This could partly explain the worse agreement with the Walén relation. Although for our observations the agreement with the Walén test does not seem to depend on the magnetosheath β , we can not exclude that the shorter duration of the crossings due to high β causes a lower probability of detecting reconnection jets when β is high. Moreover, considering the reconnection jet reversal cases, our observations suggest that the magnetosheath β in vicinity of the diffusion region should be lower than far from it. We found only 23 crossings with jet reversals and to draw significant conclusions is hard. The β difference between reconnection jets and jet reversals was statistically significant on the base of the hypothesis test, while the Kolmogorov-Smirnov test between the two corresponding Cumulative Distribution functions does not confirm this hypothesis.

We found that the reconnection events are observed for lower M_A with respect to crossing with no reconnection. These could be due to the fact that the probability of observing reconnection signatures, when considering a large number of crossings, is higher if the reconnection line is stationary and not moving, that is when the $M_A < 1$ at the reconnection site (La Belle-Hamer et al. 1995). Actually, the RMP distance from the reconnection line is unknown, but many of the RMP could be located near the reconnection line. The crossing with jet reversals, which indeed are expected to be near the X point, seem to be characterized by an even lower M_A than the crossing with reconnection jets, even if this difference is not statistically significant. In particular the seven crossings with jet reversals observed at the flanks of the MP, where the average M_A for crossings with no reconnection is 1.97 ± 0.34 , have an average $M_A = 1.20 \pm 0.09$.

As regard the dependence on the local magnetic shear angle, we found that the occurrence of the reconnection events for the shear angle in the interval $40^\circ - 180^\circ$ is constant. Moreover we do not observe reconnection events for shear angles lower than 40° , instead 14 up to 64 no reconnection events have shear angles lower than 40° . So the 40° seems to be a real lower limit in the local shear angle for the reconnection events.

Position and velocities of reconnection jets.

In this section we present the position of crossings and the velocity of the reconnection jets as a function of the local magnetosheath magnetic field clock angle, defined as $\gamma = \tan^{-1}(B_y / B_z)$.

In Figure 1 the projections of the observed reconnection jets velocities in the ZY GSM plane are shown for $-45^\circ < \gamma < 45^\circ$ (Figure 1a), $\gamma > 135^\circ$ and $\gamma < -135^\circ$ (Figure 1b), $-135^\circ < \gamma < -45^\circ$ (Figure 1c), and 45°

$< \gamma < 135^\circ$ (Figure 1d). The clock angle sector is indicated in the upper left corners of Figures 1a–1d. The velocity projections are plotted at the positions of the corresponding MP crossings (black dots; all the positions of RMP and RRMP are always reported in Figures 1a–1d). The velocity vectors are blue (red) colored when the Walén relation holds with the plus (minus) sign, that is when the reconnection jets are observed north (south) of the reconnection site. In Figures 1b, 1c, and 1d the reconnection line locations according to the component merging model are illustrated with the green lines.

Looking at Figure 1a, we note that only two magnetopause crossings with reconnection jets are observed when $-45^\circ < \gamma < 45^\circ$ that is in case of B_z positive dominating. For one of the two crossings the clock angle is 44° , very close to the sector with B_y positive dominating.

Considering the sector with $\gamma > 135^\circ$ and $\gamma < -135^\circ$ (Figure 1b), that is the case of B_z negative dominating, we observe 59 magnetopause crossing with reconnection jets. The clock angles of the reconnection jets are in the range $138^\circ \div -135^\circ$. Almost all the reconnection jets positions are consistent with the corresponding reconnection line locations. For example, the reconnection jet north of the reconnection line (blue vector) observed at $Y_{\text{GSM}} -11 R_E$ and $Z_{\text{GSM}} -4 R_E$ has a clock angle of 138° and its position is consistent with the dashed reconnection line inclined toward the north at dusk. Only the position of the red reconnection jet at $Y_{\text{GSM}} +4 R_E$ and $Z_{\text{GSM}} +4 R_E$ is inconsistent with the predicted reconnection line location. We note that the dipole tilt angle at the time of this observation was -20° . The dipole tilt angle is the angle of the north magnetic pole to the Z_{GSM} axis and it is positive when the north magnetic pole is tilted toward the sun. These reconnection jets are directed mainly along Z_{GSM} . The positive (negative) ΔV_{oy} of the red reconnection jets in the Southern Hemisphere at dawn (dusk) and the negative (positive) ΔV_{oy} of the blue reconnection jets at dawn (dusk) are due to their positive (negative) clock angles and are in agreement with the corresponding reconnection dashed line inclined anticlockwise (clockwise) with respect to the Y_{GSM} axis.

In the $-135^\circ < \gamma < -45^\circ$ interval (Figure 1c), for B_y negative dominating, 35 crossings with reconnection jets are found. The clock angles of the reconnection jets are in the range $-57^\circ -134^\circ$. For the majority of MP crossings in the Northern (Southern) Hemisphere at dusk (dawn) the reconnection jets come from a reconnection site located in the south (north), in agreement with the component merging prediction.

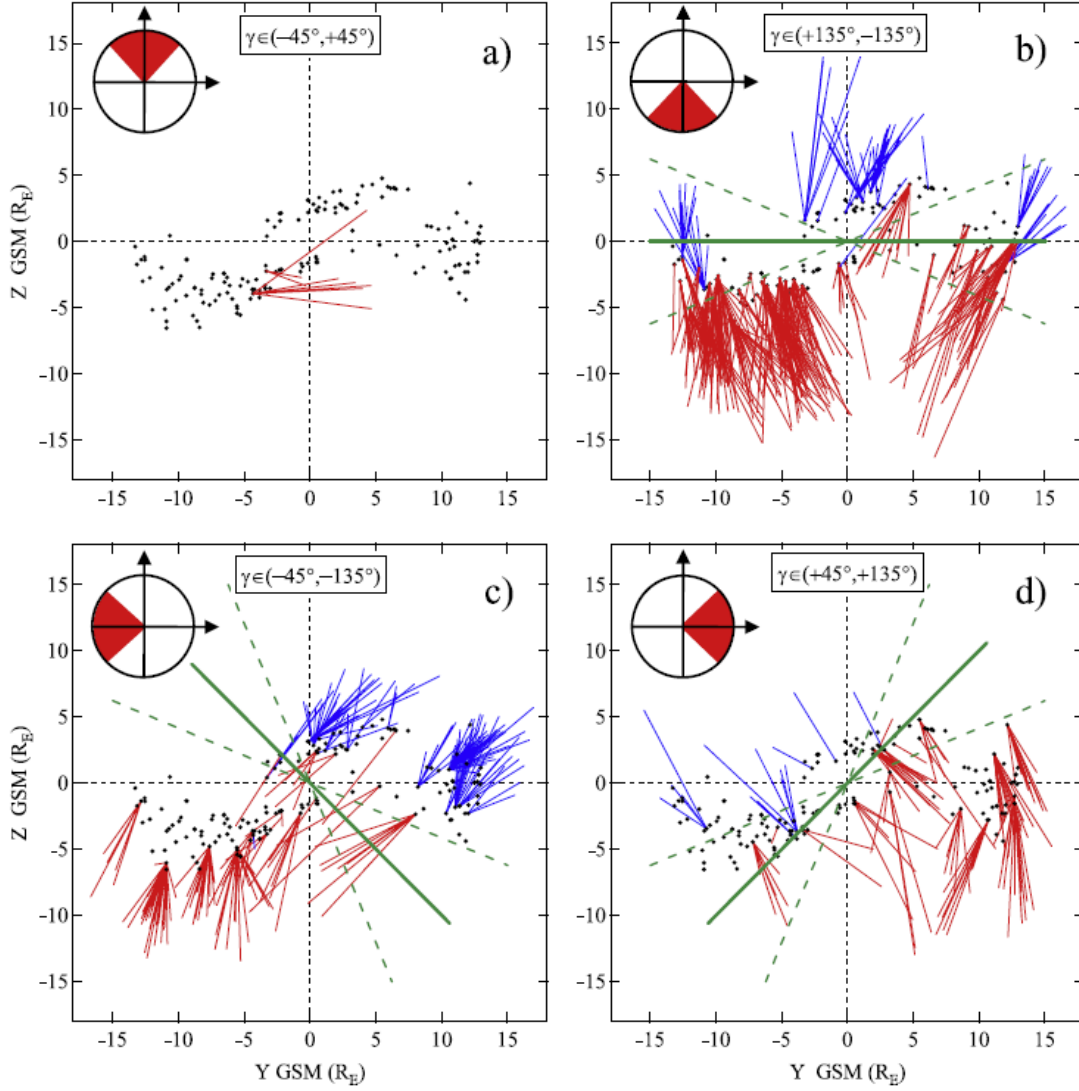


Figure 1. The projections of the observed reconnection jets velocities in the ZY_{GSM} plane are shown for $-45^\circ < \gamma < 45^\circ$ (Figure 1a), $\gamma > 135^\circ$ and $\gamma < -135^\circ$ (Figure 1b), $-135^\circ < \gamma < -45^\circ$ (Figure 1c), and $45^\circ < \gamma < 135^\circ$ (Figure 1d). The clock angle sector is indicated in the upper left corners of Figures 1a–1d. The velocity projections are plotted at the positions of the corresponding MP crossings (black dots; all the positions of RMP and RRMP are always reported in Figures 1a–1d). The velocity vectors are blue (red) colored when the Walén relation holds with the plus (minus) sign, that is when the reconnection jets are observed north (south) of the reconnection site. In Figures 1b, 1c, and 1d the reconnection line locations according to the component merging model are illustrated with the green lines.

We note that the red reconnection jets at $Y_{\text{GSM}} \approx 6 R_E$ are characterized by large negative dipole tilt angles. The reconnection jets in the vicinity of the predicted reconnection line are directed perpendicular to it, either northward and duskward or southward and downward. The jets at $Y_{\text{GSM}} \approx -12 R_E$ and $Z_{\text{GSM}} \approx -5 R_E$, far from the expected reconnection line, are mainly directed southward along Z_{GSM} . This is probably due to the rotation of the magnetospheric field, B_2 , far from the magnetic equator.

Finally, for the $45^\circ < \gamma < 135^\circ$ interval (B_y positive dominating, Figure 1d), 24 jets are observed. Also in this case, the predicted reconnection line separates the jets according to the velocity direction and to the sign of the Walén relation. The observed clock angles are in the range $46^\circ \div 135^\circ$ and all the reconnection jets positions are consistent with the corresponding predicted reconnection line locations. For example, the red reconnection jets south of the reconnection line observed at dusk with $2 R_E < Y_{GSM} < 8 R_E$ have small clock angles and their positions are consistent with the dashed reconnection line with the maximum inclination with respect to the Y_{GSM} axis. The reconnection jets in the vicinity of the predicted reconnection line are directed perpendicular to it, either southward and duskward or northward and dawnward. Similarly to the preceding case, the jets observed at $Y_{GSM} \approx 12 R_E$, far from the reconnection line, move southward along Z_{GSM} .

Therefore, we conclude that the reconnection jets observations indicate the presence of a reconnection line hinged in the vicinity of the subsolar point inclined according to the sign of the B_y in good agreement with the predictions of the component merging model.

In Figure 2 the positions and the ΔV_o of the reconnection jet reversals are presented for $\gamma > 135^\circ$ and $\gamma < -135^\circ$ (Figure 2a), $-135^\circ < \gamma < -45^\circ$ (Figure 2b), and $45^\circ < \gamma < 135^\circ$ (Figure 2c). The format is the same as Figure 1. We recall that reconnection jet reversals are considered to occur near the reconnection X line. We note that no jet reversals are observed in case of B_z positive dominating; for $\gamma > 135^\circ$ and $\gamma < -135^\circ$, Figure 10a, 14 jet reversals are observed with respect to 59 RMP; for $-135^\circ < \gamma < -45^\circ$, Figure 10b, three jet reversals are observed with respect to 35 RMP (we note that two out of the three RRMP have clock angles of -133° and -130° , very close to the sector with B_z negative dominating); finally, for $45^\circ < \gamma < 135^\circ$, Figure 10c, six jet reversals are observed with respect to 24 RMP. For B_y negative dominating, when the satellite explores regions away from the predicted reconnection line, RRMP are found at 8% of the MP crossings with reconnection evidence, while RRMP are observed at more than 23% of the MP crossings with reconnection for B_y positive and B_z positive dominating sectors, when the satellite is in a more favorable position with respect to the predicted reconnection line. Therefore, the jet reversals are more often observed when the MP crossings occur near to a reconnection line tilted according to the sign of B_y as predicted by the component merging model. Moreover the majority of the jet reversals have ΔV_o perpendicular to the corresponding X line.

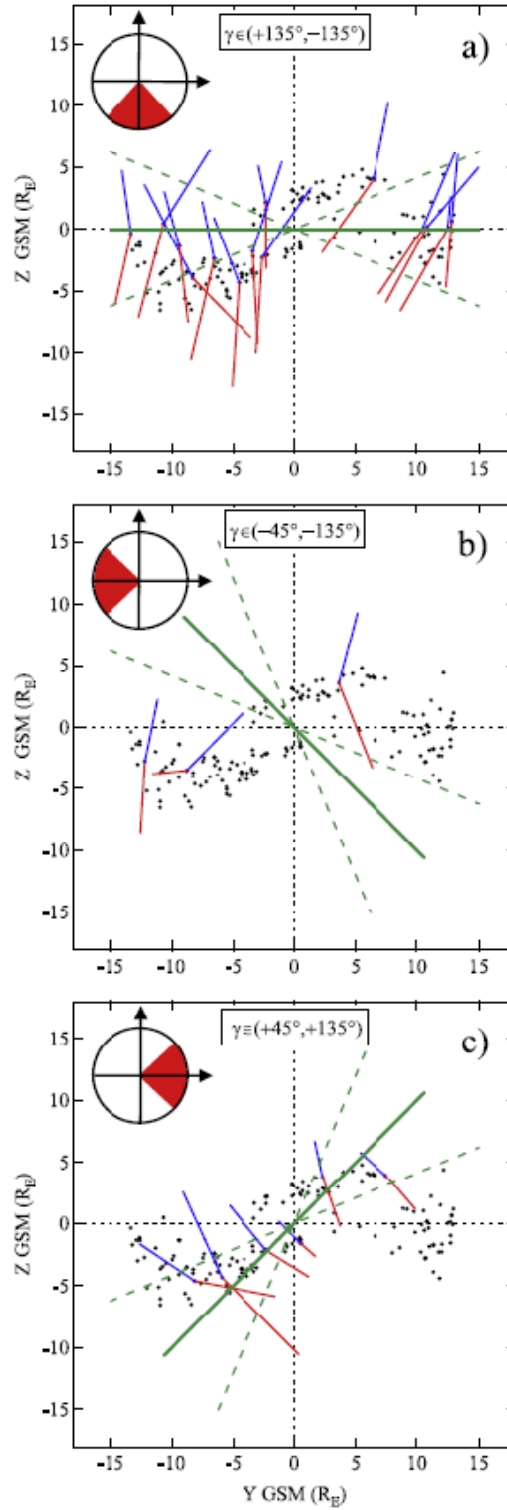


Figure 2. Velocity variations ΔV_0 and positions of the reconnection jet reversals for (a) B_z negative dominating, (b) B_y negative dominating, and (c) B_y positive dominating. The format is the same as Figure 1. For the sake of clarity only the jet reversals and not all the reconnection jets observed at each MP crossing are reported.

X line positions – Earth dipole inclination.

For the 23 crossings with jet reversals we evaluated the direction of the X line predicted by the component merging model with the magnetosheath and the magnetospheric fields. We found a correlation between the X line positions and the Earth dipole inclination in the $X_{GSM} - Z_{GSM}$ plane.

A possible interpretation of these observations is that the reconnection line location lies preferentially close to the magnetic equator. Actually, Park et al. [2006], using a three-dimensional global MHD simulation of the magnetosphere, found that for a purely southward IMF and a finite dipole tilt angle reconnection occurs near the magnetic equator. On the other hand, a large dipole tilt angle could play a role in the interaction between the magnetosheath flow and the magnetopause so that the stagnation point moves away from the subsolar point. In such case the reconnection line passes in the vicinity of the stagnation point and our observations would show a good quantitative agreement with the component merging model.

Generation of an FTE at the magnetopause with multiple X lines

In the crossing of December 29, 2004, that is one of the 23 crossings with jet reversals, the TC-1 satellite observes several partial crossings, remaining for 50 minutes in the vicinity of the magnetopause. In this period the satellite detects many jet reversals, so that it probably remains continuously close to the X line.

Between 8:28:30 and 8:32:30 the satellite observes a magnetic structure where the magnetic field is different from both the magnetosheath field and the magnetospheric field. Using the Cluster 1 and the ACE data we check that this structure is not due to a rotation of the IMF, but probably is a local structure generated at the magnetopause.

To better study this structure we project the magnetic field and the plasma velocity vectors into a local reference. One axis is directed as the local magnetopause normal (n), another axis is along the predicted X line ($Xline$) and the third axis completes the right-handed reference frame. The magnetic structure is shown in the new reference in figure 3 (period enclosed in the red rectangular). From the top are shown the ion density (cm^{-3}), velocity (kms^{-1}) and temperature (eV) and the magnetic field (nT). The blue and pink shadings represent the northward and southward reconnection jets respectively. Concentrating on the magnetic structure we note that it is characterized by a B_n bipolar signature, which is typical of FTE. Moreover, we observe that in the center of the FTE, between the 8:30:00 and the 8:31:30, the magnetic field is directed along the $Xline$ axis. These signatures are consistent with the passage of the satellite into the internal helical magnetic field structure that is formed into the Lee and Fu (1985) FTE. The axis of the observed FTE is exactly aligned with the direction of the X line. With the velocity perpendicular to the axis (V_{rec}), we evaluated that the vertical extent of the FTE section is 4 Earth radii.

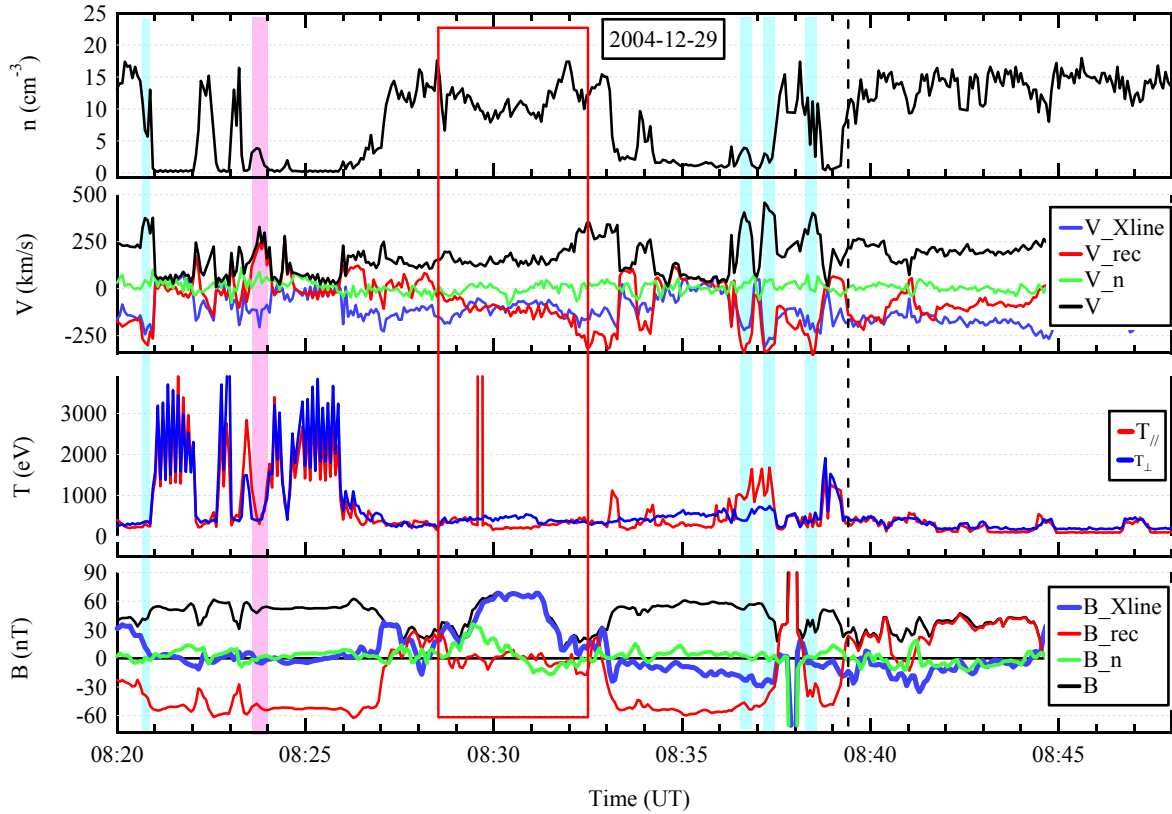


Figure 3. From the top are shown the ion density (cm^{-3}), velocity (kms^{-1}) and temperature (eV) and the magnetic field (nT). The blue and pink shadings represent the northward and southward reconnection jets respectively. The FTE is enclosed in the red rectangular. Observations are shown in a local reference frame where n is the local magnetopause normal, $Xline$ is along the predicted X line and rec completes the right-handed reference frame.

We also analyzed the ion distribution functions within the FTE. Thomsen et al. (1987) pointed out that the ion distribution functions within the FTE are a superposition of the distributions measured in the magnetosheath and in the magnetosphere. Comparing the three distributions observed inside the FTE, in the magnetosheath and in the magnetosphere, we confirm that the FTE plasma is a mixture of magnetosheath and magnetospheric plasma.

We speculate on the generation mechanism of the FTE. This event is characterized by a large negative Earth dipole inclination in the $X_{\text{GSM}} - Z_{\text{GSM}}$ plane (south geographic pole toward the Sun). The X line passing through the TC-1 position, whose direction is computed from the observed magnetic fields according to the component model, intersects the local noon meridian plane seven Earth radii northern than the subsolar point, according to the position of the magnetic equator. This X line remains active for 40 minutes when the TC-1 observes the reconnection jet reversals. Our interpretation is that, in the proximity of the stagnation point, a secondary X line with the same orientation of the primary X line is generated. The magnetic field lines reconnected by the two X lines form the FTE. As reconnection

proceeds at the two X lines, the FTE cross section dimension increases. Afterwards, the FTE is convected northward along the magnetopause by the magnetosheath flow and is crossed by TC-1.

This generation mechanism is predicted by the simulation of Raeder (2006). He predicted the periodic generation (period 5-15 minutes) of FTEs at the magnetopause as a consequence of high Earth dipole tilt with a southward interplanetary magnetic field. He predicted also an FTE with helical fields structure when the magnetic shear angle is 165° . In this case the FTE dimensions are 3-5 Earth radii in the vertical extension of the cross section and 15 – 20 Earth radii in longitude. Our observations are in good agreement with the Raeder (2006) simulations as regard the extent of the cross section. We can not measure the FTE longitude extension, however the strong axial field suggests a large extension. Finally, in 50 minutes we observe only one FTE, so we do not observe the predicted periodicity.

Another question regard the large axial field observed within the FTE. Ma et al. (1994) studied with a global MHD simulation the axial magnetic field of the FTEs and concluded that the magnetic tension implied by the external helical field lines convect the plasma and the field lines toward the center of the structure, producing the axial field enhancement. At the beginning of the FTE generation process the axial field is just the guide field present within the current layer. Ma et al. (1994) made two different hypothesis on the guide field in the current layer: the guide field is the same of the external guide field or else the guide field in the central part of current layer is equal to the module of the external fields (Ma et al. (1994) studied the case of magnetosheath and magnetospheric fields of the same intensity). Because in our event the magnetic shear angle is 172° , the guide field in the magnetosheath and in the magnetosphere is just 4 nT. Instead the axial field of the FTE reaches the 67nT. Such big difference suggest that the guide field in the current layer that generated the FTE was stronger than the external guide field of 4nT, therefore the second hypothesis of Ma et al. (1994) is verified.

Introduzione.

La riconnessione magnetica è un processo fisico fondamentale nei plasmi. La maggior parte della materia dell'universo esiste sotto forma di plasma e la riconnessione magnetica è alla base di molti processi fisici quali la formazione dei solar flares nella corona solare, i dischi di accrescimento dei buchi neri e delle protostelle e le tempeste magnetiche sulla Terra. E' un processo importante anche in applicazioni di laboratorio sulla Terra come il confinamento dei plasmi da fusione all'interno dei tokamak per le reazioni termonucleari controllate.

Il moto dei plasmi, a causa della loro elevata conducibilità, è legato al moto delle linee di campo magnetico. Pertanto due plasmi che hanno campi magnetici differenti non possono mescolarsi: la superficie che separa le due topologie di campo magnetico costituisce un confine impenetrabile per i plasmi. Vasyliunas (1975) ha definito la riconnessione magnetica 'un processo per mezzo del quale il plasma può fluire attraverso una superficie contenente linee di campo magnetico topologicamente differenti ovvero attraverso la separatrice. In qualche punto della separatrice in cui i fenomeni dissipativi non sono trascurabili (regione di diffusione) le linee di campo con orientazioni differenti vengono 'tagliate' e 'riconnesse' dando luogo ad una nuova topologia di linee di campo magnetico.

Alla magnetopausa terrestre si forma una regione di diffusione in cui le linee del campo geomagnetico si riconnettono alle linee del campo magnetico interplanetario, dando luogo a linee di campo aperte che hanno un estremo sulla Terra e l'altro nello spazio interplanetario. Il plasma del vento solare fluendo lungo queste linee riconnesse è libero di attraversare la magnetopausa terrestre. Le linee di campo riconnesse presentano una elevata curvatura, e grazie alla tensione magnetica, accelerano il plasma via dalla regione di diffusione (getti di riconnessione). Si ottiene quindi una conversione di energia magnetica in energia cinetica e riscaldamento del plasma. Le linee di campo magnetico che si riconnettono nel centro della regione di diffusione definiscono le nuove superfici separatrici. La regione dello spazio data dall'intersezione delle nuove separatrici è chiamata linea X. Inoltre è stato compreso che la riconnessione alla magnetopausa terrestre è un fenomeno essenziale per il trasferimento di plasma ed energia dal vento solare alla magnetosfera.

Un parametro importante è il rate di riconnessione che è la velocità con la quale le linee di campo magnetico vengono trasportate all'interno della regione di diffusione rispetto alla velocità di Alfvén.

La riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre e nella coda geomagnetica viene studiata da diversi decenni mediante satelliti in orbita attorno alla Terra che dispongono di analizzatori di plasma, in grado di misurare le funzioni di distribuzione degli ioni e degli elettroni nello spazio delle velocità, e di magnetometri. Questi studi risultano di notevole importanza anche perché la magnetosfera terrestre è l'unico luogo in cui la riconnessione magnetica può essere studiata mediante misurazioni in situ.

Dal punto di vista della microfisica della riconnessione non si è ancora compreso quale meccanismo fisico all'interno della regione di diffusione dà inizio al fenomeno della riconnessione.

Per quanto riguarda il verificarsi della riconnessione alla magnetopausa, fra le varie problematiche aperte, un punto molto dibattuto riguarda la dipendenza della riconnessione dall'orientamento del campo magnetico interplanetario. In particolare non è chiaro se la riconnessione può avere luogo solo quando i due campi magnetici sono quasi esattamente antiparalleli (modello 'antiparallel', Luhmann et al. 1984) o anche quando l'angolo formato tra questi è sensibilmente inferiore a 180° (modello 'component', Sonnerup (1974) Gonalès e Mozer (1974)). La disposizione e l'estensione della linea X alla magnetopausa, quando il campo magnetico interplanetario possiede una elevata componente nel piano dell'eclittica, varia notevolmente tra i due modelli proposti. Nel primo modello la linea X si spezza in due rami situati nei due emisferi ad elevata latitudine magnetica, nelle regioni in cui i campi della regione di transizione e geomagnetico sono all'incirca antiparalleli; l'estensione di questi due rami delle linee X è limitata e non si osserva riconnessione nella magnetopausa subsolare a bassa latitudine. Al contrario, secondo il modello 'component', si forma sempre una linea X estesa, che passa per la magnetopausa subsolare ed è ruotata rispetto all'equatore magnetico a seconda del valore della componente B_y del campo magnetico interplanetario.

Una ulteriore questione tuttora dibattuta è se in presenza di condizioni stabili nella regione di transizione il fenomeno della riconnessione magnetica avvenga in maniera stazionaria oppure se sia un processo intrinsecamente transitorio. Russell ed Elphic (1978), osservando oscillazioni bipolari della componente del campo magnetico normale alla superficie della magnetopausa in prossimità della stessa, hanno ipotizzato la formazione di tubi di linee di campo riconnesse generati da riconnessione transiente che deformano la magnetopausa. Tali signature bipolari vengono osservate spesso ad intervalli di tempo regolari (5 - 10 minuti l'una dall'altra) e vengono chiamati Flux Transfer Events (FTE).

Un meccanismo alternativo per la formazione di questi FTE è stato fornito da Lee e Fu (1985) e si basa sulla presenza di linee X multiple alla magnetopausa terrestre. In questo caso il fenomeno non è necessariamente legato a riconnessione magnetica transiente, ed i tubi di linee di campo riconnesse non attraversano la magnetopausa, ma al contrario sono dei tubi di linee chiuse con l'asse tangente a questa, e ne fanno quindi parte.

In questa tesi è stato studiato il fenomeno della riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre mediante i dati del satellite TC-1 della missione Double Star. La missione Double Star, nata grazie alla collaborazione tra l'ESA e l'agenzia spaziale cinese CNSA, come suggerisce il nome, è composta da due satelliti lanciati nei primi mesi del 2004. Il satellite TC-1 ha un'orbita quasi equatoriale, con un apogeo di 12.4 raggi terrestri, che consente uno studio dettagliato della magnetopausa terrestre nel lato giorno, grazie ad un elevato numero di attraversamenti.

La prima parte del lavoro di ricerca è consistita nello studio di tutti gli attraversamenti della magnetopausa che il satellite TC-1 ha effettuato nel lato giorno nel primo anno di missione. Sono stati utilizzati

i dati di plasma dell'analizzatore Hot Ion Analyzer (HIA) [Remè et al., 2005] con una risoluzione temporale di 4 secondi e il campo magnetico misurato dallo strumento Flux Gate Magnetometer (FGM) [Carr et al., 2005] mediato con un periodo di 4 secondi per avere la medesima risoluzione dei dati di plasma. Mediante il test di Walèn, abbiamo selezionato gli attraversamenti di magnetopausa che presentavano segnature di riconnessione. Questo test consiste fondamentalmente nel verificare se la magnetopausa può essere assimilata ad una discontinuità rotazionale, attraverso la quale il plasma è libero di fluire dando luogo ai getti di riconnessione. Su 207 attraversamenti chiari della magnetopausa, 143 presentano getti di riconnessione. Tra gli eventi con getti di riconnessione sono presenti 23 attraversamenti in cui il satellite in un breve intervallo di tempo osserva getti di riconnessione generati dai due lati opposti della linea X (getti inversi). Questi eventi sono importanti in quanto forniscono indicazioni sulla posizione della linea X per le varie orientazioni del campo magnetico nella regione di transizione. Abbiamo studiato dunque la distribuzione degli eventi con segnature di riconnessione in funzione dei parametri della regione di transizione, quali il plasma β ed il numero di Mach di Alfvén, e dell'angolo di shear magnetico. Secondo le nostre osservazioni la riconnessione è favorita da bassi valori del plasma β e del numero di Mach di Alfvén, e si verifica alla magnetopausa con una occorrenza all'incirca costante per valori dell'angolo di shear magnetico compresi tra 40° ed 180° .

Inoltre abbiamo analizzato le posizioni degli attraversamenti con getti di riconnessione e le velocità dei getti di riconnessione in funzione dell'orientazione del campo magnetico nella regione di transizione. Le nostre osservazioni risultano consistenti con l'esistenza di una linea X estesa, che passa nelle vicinanze del punto subsolare, inclinata rispetto all'equatore magnetico a seconda della componente B_Y del campo nella regione di transizione, come previsto dal modello 'component'.

Per gli attraversamenti con getti inversi, abbiamo calcolato la direzione della linea X prevista dal modello component sulla base dei campi nella regione di transizione e nella magnetosfera. Abbiamo trovato una correlazione tra la posizione di questa linea X e l'inclinazione dell'asse di dipolo terrestre nel piano $X_{GSM}-Z_{GSM}$, ovvero la linea X tende a seguire la posizione dell'equatore magnetico.

La seconda parte del lavoro di ricerca è consistita nell'analisi dettagliata di uno degli attraversamenti con getti inversi in cui il satellite rimane per circa 40 minuti nelle vicinanze della linea X e, successivamente, osserva la formazione di un FTE. Mediante lo studio della funzione di distribuzione degli ioni abbiamo osservato che il plasma all'interno dell'FTE è costituito da un miscuglio dei plasmi della regione di transizione e della magnetosfera come previsto da Thomsen (1987). La struttura magnetica che osserviamo è caratterizzata da una oscillazione bipolare della componente del campo normale alla magnetopausa e da un elevato campo assiale lungo la direzione della linea X. Le nostre osservazioni suggeriscono che tale FTE sia stato generato mediante linee X multiple con un meccanismo analogo a quello proposto da Raeder (2006). Raeder (2006), in una simulazione MHD dell'interazione fra il vento solare e la magnetosfera ottiene che in conseguenza dall'elevata inclinazione dell'asse di dipolo terre-

stre in presenza del campo della regione di transizione diretto prevalentemente a sud si formano due differenti linee X alla magnetopausa e le linee di campo doppiamente riconnesse danno luogo all'FTE.

1

Il vento solare e le sue interazioni con la Terra.

Il primo ad ipotizzare l'esistenza del vento solare fu Ludwig Biermann nel 1951: ha osservato che le comete che passavano nelle vicinanze del Sole presentavano due diverse scie: una diretta in direzione opposta rispetto alla direzione del moto (in figura 1.1, di colore bianco), ed una seconda diretta secondo la direzione radiale rispetto al Sole (in figura 1.1 di colore blu). Biermann ha giustificato la presenza di tale seconda scia ipotizzando l'esistenza di un flusso di particelle che si allontana dal Sole radialmente. I primi dati che hanno confermato l'esistenza del vento solare sono stati raccolti dal sensore di particelle installato sul satellite Explorer 10 nel 1961.



Figura 1.1 La cometa Hale Bopp durante il passaggio vicino al Sole. Sono distinguibili le due code: quella generata dalle particelle di polvere liberate dalla cometa (di colore bianco), e quella causata dal vento solare (di colore blu) (picasa-web.google.com).

1.1 Il vento solare.

Il vento solare si forma negli strati più esterni dell'atmosfera solare, chiamata corona solare, dove a causa della elevata temperatura (pari a circa un milione di gradi) i termini gravitazionali non riescono a trattenere l'atmosfera in equilibrio: i protoni e gli elettroni di cui è composta si allontanano dal Sole con un moto collettivo, ed accelerano fino a raggiungere velocità di diverse centinaia di chilometri al secondo. Questo fenomeno è noto con il nome di vento solare. Il vento solare raggiunge l'orbita della Terra (1 Unità Astronomica, UA) e si espande in tutto lo spazio interplanetario fino ad una distanza di 160 UA dal Sole (distanza alla quale incontra il plasma interstellare).

Il vento solare è un plasma neutro (cariche positive e negative in egual numero), costituito fondamentalmente da protoni e particelle α : il rapporto tra le densità di questi costituenti è

$\left(\frac{n_{He^{++}}}{n_{H^+}}\right) = 0.045$. In percentuali molto inferiori sono anche presenti ioni ossigeno

$\left(\frac{n_O}{n_{He^{++}}}\right) = 0.01$, silicio $\left(\frac{n_{Si}}{n_O}\right) = 0.21$, e ferro $\left(\frac{n_{Fe}}{n_O}\right) = 0.17$. Inoltre il libero cammino medio

delle particelle nel vento solare, (distanza media percorsa tra un urto ed il successivo), è dell'ordine di grandezza della distanza Terra-Sole, dunque possiamo considerare con ottima approssimazione il vento solare come un plasma non collisionale. Mostriamo ora dei valori tipici per densità di particelle (n), temperatura (T), modulo del campo magnetico (B) e velocità del plasma (v), in funzione della distanza dal centro del Sole (tabella 1.1). La densità di particelle sulla corona solare può essere valutata dalla quantità di scattering della luce, la temperatura sulla superficie solare è misurata mediante spettroscopia atomica (linee di emissione), ed il campo magnetico per mezzo dell'effetto Zeeman. Si osserva che mentre n , T , B decrescono allontanandosi dal Sole, la velocità v cresce al crescere di r : questa a 10 raggi solari dal Sole, ha già raggiunto 300 km/s, dunque l'accelerazione avviene principalmente nelle vicinanze del Sole. Il ruolo fondamentale per l'accelerazione del vento solare è dato dal contributo dei termini gravitazionali: dalla equazione di conservazione della massa in forma monodimensionale

R/R_{sun}	1.03	1.05	10	215=1AU
$n(\text{cm}^{-3})$	2×10^8	1.6×10^7	4×10^3	10
$T(\text{k})$	1.7×10^6	10^6	4×10^5	4×10^4
$B(\text{nT})$	10^5	5×10^4	10^3	5
$v(\text{km/s})$	0.6	3	300	400

Tabella 1.1 Andamento della densità di plasma (m^{-3}), temperatura (k), campo magnetico (T), velocità (km/s) al variare della distanza dal Sole, misurata in raggi solari ($R_{sun} \approx 7 \times 10^5 \text{ km}$). L'ultimo valore di 215 R_{sun} corrisponde ad una unità astronomica.

stazionaria, $nvr^2 = \text{cost}$, si può osservare che la velocità v cresce solo se la densità di particelle n decresce almeno come $1/r^2$. Questo si verifica perché i termini gravitazionali prevalendo su quelli di pressione, riescono a generare un elevato gradiente di densità.

1.2 Il campo magnetico interplanetario.

Ad una certa distanza dal Sole il vento solare, in un riferimento inerziale, si muove solo in direzione radiale.

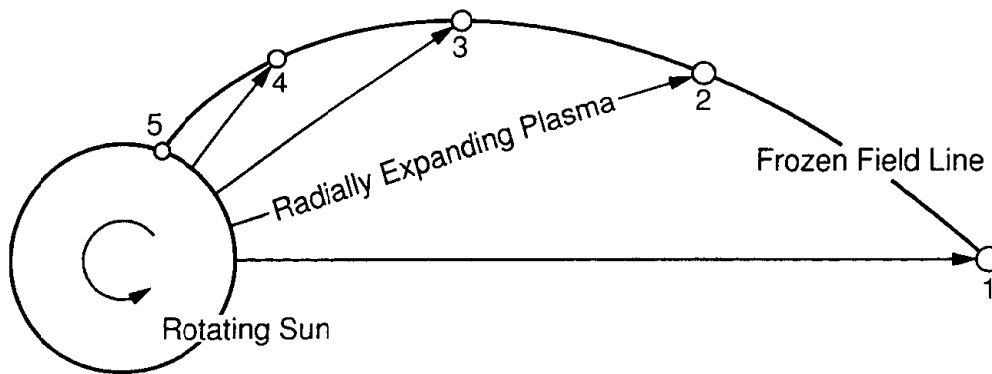


Figura 1.2 Andamento delle linee del campo magnetico interplanetario a grande distanza dal Sole: il vento solare espande radialmente, e la rotazione del Sole provoca una curvatura delle linee di campo magnetico (Baumjohann, W., Treumann, R.A., 1999).

Dato che lo stato di magnetizzazione del plasma del vento solare è basso (ad 1 UA il rapporto tra l'energia termica e l'energia magnetica), e risulta valido il teorema del congelamento (il numero di Reynolds magnetico nel vento solare è dell'ordine di 10^{16}) è il flusso del vento solare che trasporta ed influenza il campo magnetico interplanetario.

A causa della rotazione del Sole con un periodo di 27 giorni, le linee di campo magnetico non mantengono nello spazio interplanetario la configurazione che avevano nella corona solare, ma subiscono una rotazione: mentre vengono trasportate dal vento solare, che espande radialmente nello spazio interplanetario, con un estremo rimangono ancorate nel plasma della corona solare che ruota (figura 1.2).

In questo modo le linee di campo magnetico formano una spirale nello spazio interplanetario, detta spirale di Parker (figura 1.3). Ad un AU il valore tipico dell'angolo formato tra le linee di campo magnetico e la congiungente Terra-Sole è $\psi = 45^\circ$.

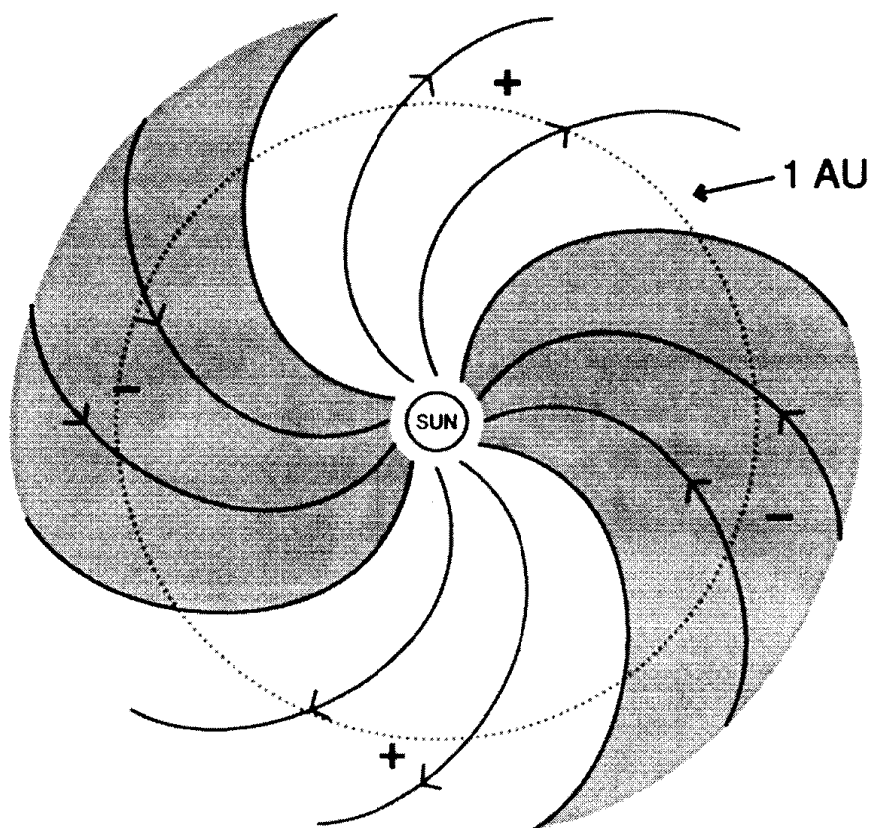


Figura 1.3 Spirale di parcker, sulla quale con i segni + - vengono indicate le polarità dei diversi settori (quattro settori illustrati in figura, Cravens, T. E., 1997)

Mediamente il campo magnetico del Sole può essere assimilato ad un dipolo magnetico, con asse perpendicolare al piano dell'eclittica. In pratica però questo è fortemente variabile.

Sulla corona solare infatti sono presenti delle zone più fredde, che dunque risultano meno brillanti (coronal hole), che presentano linee del campo magnetico aperte, e dirette radialmente, mentre altrove le linee del campo magnetico sono chiuse, come illustrato in figura 1.4. Sulla superficie sorgente in cui ha origine il campo magnetico interplanetario (ad una distanza di circa a 3 raggi solari), si osservano dei cambiamenti di polarità della componente radiale del campo. Queste variazioni di polarità si mantengono anche nel campo magnetico interplanetario, il quale si suddivide in settori in cui la componente radiale mantiene lo stesso segno (figura 1.3).

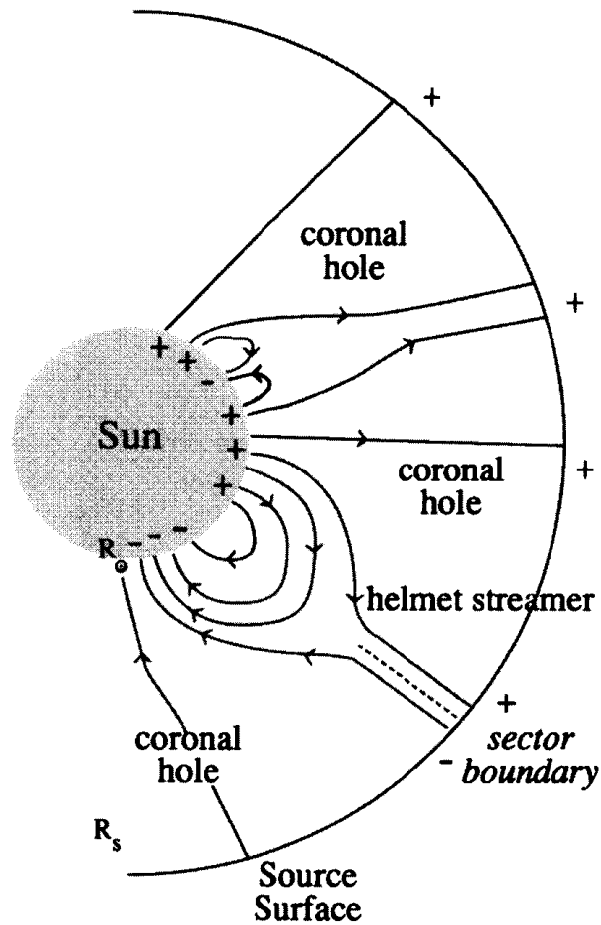


Figura 1.4 Andamento qualitativo del campo magnetico solare nelle vicinanze del Sole suddiviso nei diversi settori (Cravens, T. E., 1997).

Questi settori, il cui numero di solito varia da due a quattro, persistono per diverse rotazioni del Sole, ruotando insieme a questo. Misurando quindi il campo da una posizione fissa (come può essere considerato un satellite in orbita intorno alla Terra) si osserverà una periodicità di 27 giorni nei cambiamenti di polarità.

Nelle regioni di transizione da un settore all'altro sono presenti degli strati di corrente.

1.3 Il Bow Shock.

Il vento solare con una velocità superiore alla velocità di propagazione delle onde magnetosoniche fast, ossia con un $M_{MS} > 1$, incontra la Terra ed il campo geomagnetico. Questo, in base al teorema del congelamento, costituisce un ostacolo per il vento solare, per cui davanti alla Terra si forma un'onda d'urto attraverso la quale il vento solare passa da una velocità super-magnetosonica, ad una sub-magnetosonica.

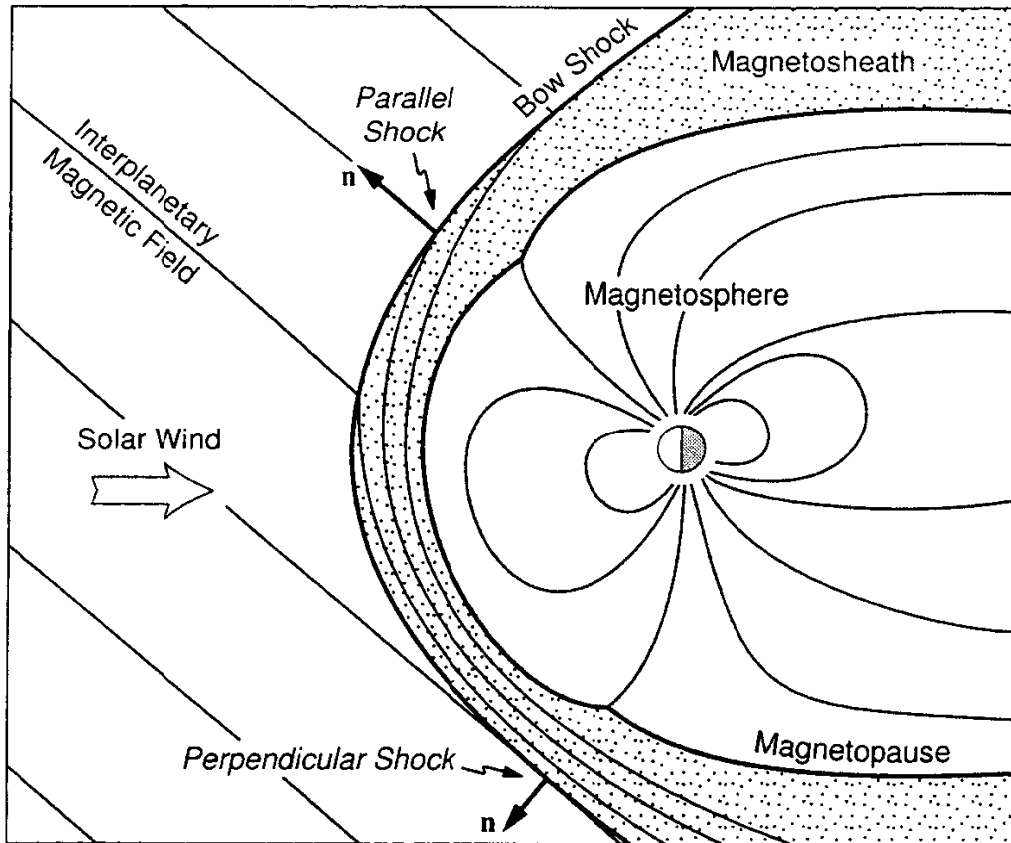


Figura 1.5 Illustrazione dell'onda d'urto terrestre che deriva dall'interazione del vento solare con il campo magnetico terrestre (Baumjohann, W., Treumann, R.A., 1999).

L'onda d'urto terrestre ha la forma di un paraboloide che dista dalla Terra nel suo punto più vicino circa 12 raggi terrestri, e presenta le caratteristiche di un'onda d'urto parallela dove $\underline{B} // \hat{n}$, perpendicolare dove $\underline{B} \perp \hat{n}$, ed altrove obliqua (figura 1.5). La regione a valle dell'onda d'urto, dove il vento solare è sub-magnetosonico, è chiamata regione di transizione.

A differenza che negli shock dei gas ordinari, nell'onda d'urto della Terra i processi dissipativi non si basano sulle collisioni tra particelle, dato che nel plasma del vento solare queste sono assolutamente trascurabili. Si parla di urti "non collisionali". Tuttavia l'onda d'urto della Terra, si forma solo in una regione limitata dello spazio.

Infatti a monte dovrà essere: $M_{MS} \cos \vartheta_{vn} > 1$. Ovvero $\vartheta_{vn} < \cos^{-1} \left(\frac{1}{M_{MS}} \right)$. In condizioni di vento

solare veloce il $M_{MS} = 8$, e dunque l'onda d'urto si estende fino ai fianchi ossia $\vartheta_{vn} \cong 80^\circ$, mentre in condizioni di vento solare lento questa occupa solo una piccola regione sul fronte.

1.4 La magnetopausa terrestre.

La Terra possiede un proprio campo magnetico, assimilabile ad un campo di dipolo, con asse inclinato rispetto all'asse di rotazione di un angolo pari a circa 15° , ed il polo nord magnetico verso il polo sud geografico. Come abbiamo visto in base al teorema del congelamento, il moto del plasma è strettamente legato al moto delle linee di campo magnetico: il plasma della regione di transizione non può attraversare le linee chiuse del campo geomagnetico e viene deviato da una superficie chiamata magnetopausa. Attraverso la magnetopausa il campo magnetico ruota assumendo all'interno di questa il valore del campo magnetico terrestre (figura 1.6), e al di fuori l'orientazione del campo della regione di transizione.

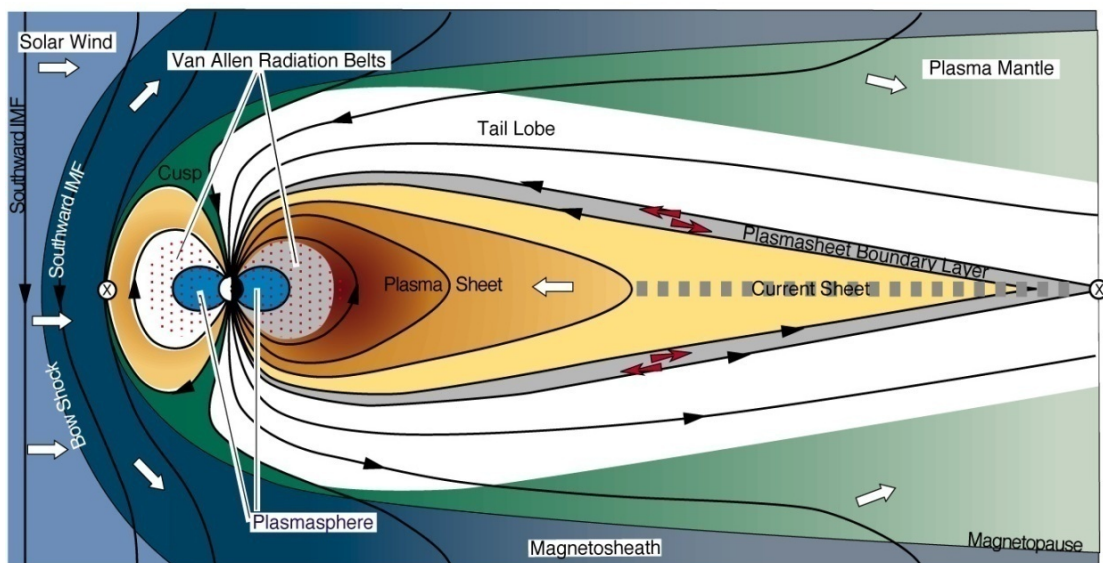


Figura 1.6 Illustrazione della magnetosfera terrestre. Sono visibili il Bow shock, la magnetopausa, e le regioni più interne. La densità del plasma è indicata dal colore: scuro (densità elevata) chiaro (densità bassa) (www.thaispaceweather.com).

Come vedremo esistono modelli chiusi della magnetopausa terrestre (modello di Chapman-Ferraro), secondo i quali questa costituisce un confine impermeabile al plasma della regione di transizione, ed il campo geomagnetico è confinato in una cavità (linee di campo chiuse), e modelli aperti, secondo i quali alcune linee del campo geomagnetico divengono linee aperte, permettendo dunque al plasma del vento solare di entrare, trasportando energia cinetica e magnetica all'interno della magnetosfera.

1.4.1 Il modello di Chapman-Ferraro.

Questo modello assimila la magnetopausa ad una discontinuità tangenziale e determina la sua forma mediante un bilancio di pressione: all'esterno della magnetopausa si considera la pressione dinamica

delle particelle della regione di transizione e si trascura l'influenza del campo magnetico interplanetario, ed all'interno la pressione del campo magnetico terrestre prevale, e si trascura la pressione del plasma. Inoltre si trascurano le variazioni di densità del flusso esterno (flusso incompressibile) ed il moto di agitazione termica delle particelle. Considerando una riflessione speculare alla magnetopausa in cui le particelle vengono deviate di un angolo 2φ , (figura 1.7) il bilancio di pressione è:

$$2\rho v_{sw}^2 \cos^2 \varphi = \frac{B_{pl}^2}{2\mu_0} \quad (1.1)$$

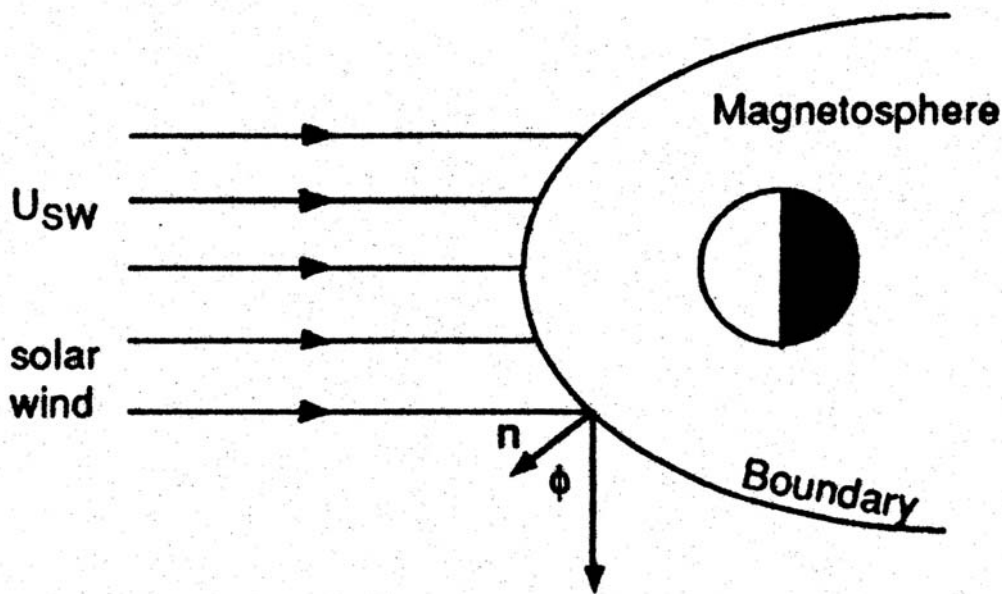


Figura 1.7 Illustrazione della riflessione delle particelle del vento solare sulla magnetopausa terrestre in base al modello di Chapman Ferraro (Parks, G. K., 1988).

A causa della rotazione del campo magnetico, all'interno della magnetopausa dovrà scorrervi una corrente, che genera a sua volta un campo magnetico indotto \underline{B}_s .

Per comprendere in che modo si genera tale corrente, utilizziamo la descrizione di singola particella carica (figura 1.8): gli ioni e gli elettroni del vento solare, per essere riflessi dalla magnetopausa, dovranno parzialmente penetrarla. All'interno è presente il campo magnetico terrestre. Ioni ed elettroni sono dunque soggetti alla forza di Lorentz $\underline{F}_l = q\underline{v} \times \underline{B}$ che li riflette ed avranno moti di girazione in direzione opposta, dando luogo così ad un flusso di corrente.

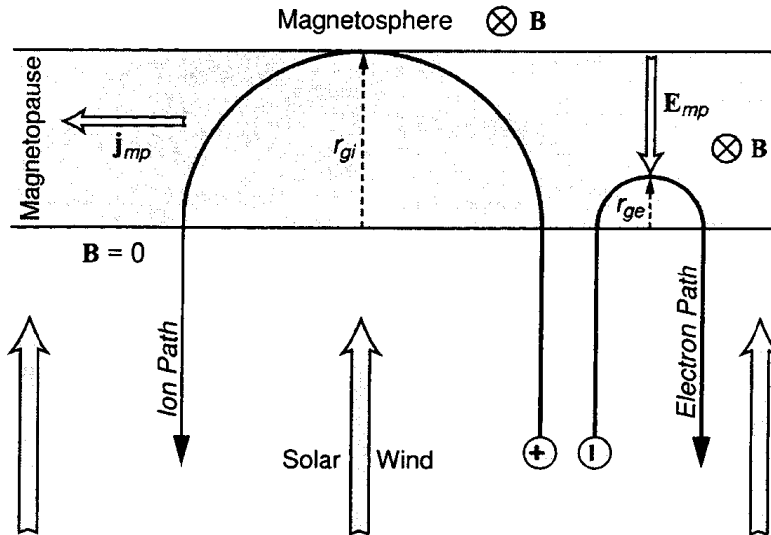


Figura 1.8 Generazione dello strato di corrente presente nella magnetopausa terrestre in base ai differenti moti di girazione di ioni ed elettroni (Cravens, T. E., 1997).

Inoltre a causa della diversa massa, gli ioni penetrano più in profondità nella magnetopausa, e si genera dunque un campo elettrico indotto che contribuisce al meccanismo di riflessione.

Dovrà essere allora : $\underline{B}_{out} = \underline{B}_{pl} - \underline{B}_s = 0$, $\underline{B}_{in} = \underline{B}_{pl} + \underline{B}_s$.

Da queste si ricava che: $\underline{B}_{in} = 2\underline{B}_{pl}$; $\underline{B}_{out} = 0$.

La curvatura della superficie di separazione dà luogo ad un ulteriore campo magnetico indotto $\underline{B}_{in} = 2(\underline{B}_{pl} + \underline{B}_{curv})$, che influenza a sua volta la forma della magnetopausa. Mediante integrazione numerica, si ottiene la forma e la posizione della magnetopausa. Ad alta latitudine, in corrispondenza dei poli del dipolo magnetico, sono presenti delle regioni chiamate cuspidi in cui il campo magnetico è perpendicolare alla magnetopausa, per cui la pressione magnetica interna è nulla. In tali regioni il bilancio di pressione non può essere soddisfatto ed il plasma della regione di transizione può entrare nella magnetopausa. In queste regioni il modello di Chapman- Ferraro non è più applicabile.

1.5 La magnetosfera terrestre.

La magnetosfera è quella regione che si trova all'interno della magnetopausa terrestre, caratterizzata dunque dalla presenza del campo geomagnetico. In prima approssimazione la magnetopausa costituisce un confine impenetrabile per il plasma della regione di transizione, per cui la densità nella magnetosfera risulta mediamente molto inferiore rispetto a quella del vento solare. La magnetosfera è una regione molto dinamica, che risente fortemente delle condizioni presenti nella regione di transizione e la sua

configurazione può subire forti variazioni. In figura 1.9 illustriamo schematicamente le varie regioni presenti nella magnetosfera in uno stato di equilibrio e le relative caratteristiche del plasma presente.

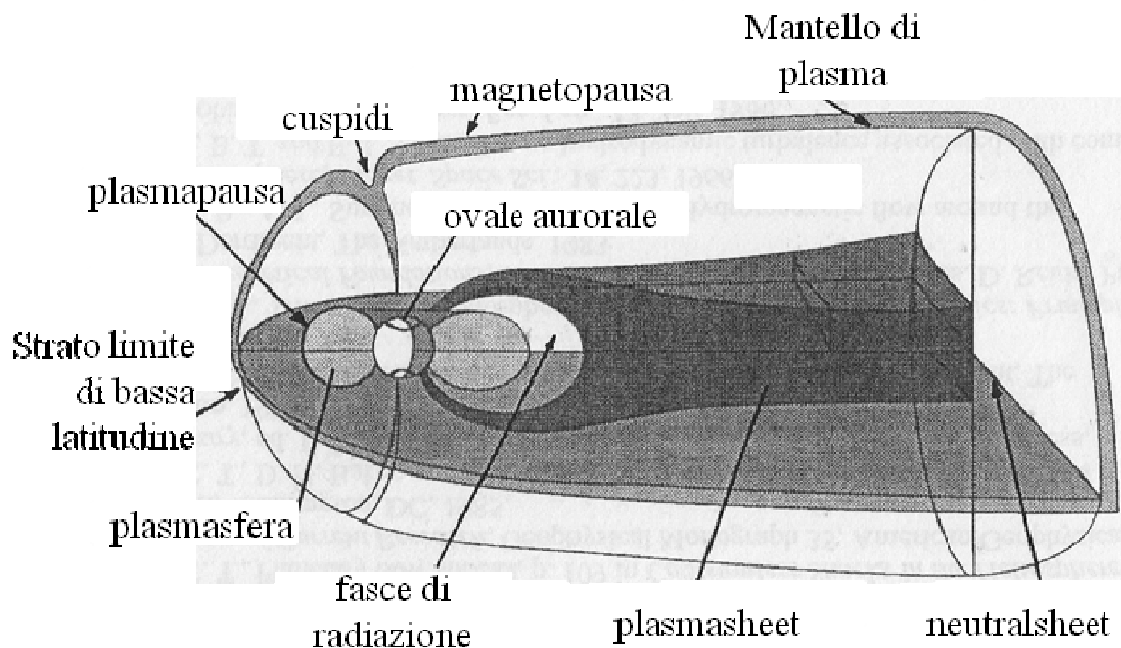


Figura 1.9 Rappresentazione schematica della magnetosfera terrestre e delle principali regioni che la caratterizzano (da Cravens, T. E., 1997).

La magnetopausa non è infinitamente sottile, ma tipicamente è costituita da uno strato dello spessore di molti raggi di girazione degli ioni, attraverso il quale le caratteristiche del plasma passano da quelle della regione di transizione a quelle della magnetosfera esterna. Questo strato è chiamato **strato limite della magnetopausa** (dall'inglese boundary layer, BL) ed a seconda della regione in cui si trova ha proprietà differenti e viene chiamato con differenti nomi: nella zona giorno a bassa latitudine è chiamato strato limite di bassa latitudine mentre verso la coda è chiamato mantello di plasma. In questa regione il plasma ha delle proprietà intermedie tra il plasma della regione di transizione ed il plasma magnetosferico.

Le **cuspidi polari** sono delle regioni a forma di imbuto situate in prossimità dei poli magnetici terrestri e si estendono dalla magnetopausa verso la Terra per diversi raggi terrestri. In queste regioni a causa delle linee del campo geomagnetico aperte, una parte del plasma della regione di transizione può penetrare facilmente, e quindi si misurano delle densità elevate.

La **plasmasfera** è una regione di forma toroidale che si trova nelle vicinanze della Terra (l'estensione massima dalla superficie terrestre sul piano equatoriale è di qualche raggio terrestre) in cui il campo magnetico è descritto in maniera accurata dal campo di dipolo, ed è presente del plasma denso ($n \approx 100$

cm^{-3}), freddo ($T_e \approx T_i \approx 1eV$), di origine ionosferica. Questa regione verso l'interno si estende fino alla parte più esterna della ionosfera e verso l'esterno è delimitata da una superficie chiamata plasmapausa. La posizione della plasmapausa è legata fortemente alla attività geomagnetica: si sposta verso la Terra in presenza di elevata attività mentre è situata più all'esterno nei periodi più quieti.

Esternamente rispetto alla plasmasfera sono presenti le **fasce di radiazione** (o fasce di Van Allen). Queste regioni contengono particelle energetiche (fino a decine di MeV) generate principalmente dalle interazioni tra i raggi cosmici e gli atomi neutri dell'atmosfera terrestre. Le particelle delle fasce di radiazione risultano intrappolate nelle linee chiuse del campo geomagnetico, e sono soggette ai moti di deriva per gradiente di campo magnetico e per curvatura di campo magnetico. Questi moti di deriva hanno direzioni opposte per ioni ed elettroni, e il moto delle particelle dà luogo a delle correnti ad anello. L'intensità totale media di queste correnti raggiunge un milione di Ampere, tuttavia questa varia fortemente a seconda dell'attività geomagnetica.

La **plasma sheet** è una regione che si estende per decine di raggi terrestri nella coda geomagnetica sul piano equatoriale magnetico e contiene delle linee chiuse del campo magnetico fortemente allungate verso la coda. Questa regione presenta una densità di plasma inferiore ad $1cm^{-3}$.

Al di sopra ed al di sotto della plasma sheet sono presenti i **Lobi** che si estendono anch'essi nella coda per decine di raggi terrestri, e sono caratterizzati da campi magnetici intensi e densità di plasma inferiori a $0.1cm^{-3}$. Qui la pressione magnetica intensa bilancia la pressione termica del plasma della plasma sheet.

L'**ovale aurorale** è una regione che si trova intorno ai poli magnetici, ad una latitudine compresa tra i $65^\circ - 70^\circ$ di latitudine magnetica (nord o sud) e costituisce la regione di separazione tra le linee aperte di campo magnetico (linee di campo che hanno un estremo nella ionosfera e l'altro nello spazio interplanetario) e linee chiuse. Nel lato giorno le linee aperte si trovano nelle cuspidi magnetiche e nel lato notte sono linee di campo che si aprono nella plasmashet. Le linee di campo chiuse sono le linee della plasmasfera. In questa regione si possono osservare le aurore polari (chiamate aurore boreali nell'emisfero nord ed australi nell'emisfero sud). Queste sono precipitazioni di particelle energetiche dalla magnetosfera agli strati più alti della atmosfera che causano ionizzazioni degli atomi neutri ed emissioni nel visibile.

2

La riconnessione magnetica

La magnetopausa costituisce un confine impenetrabile che separa il plasma freddo ($T \sim 100$ eV) e denso ($n \sim 15$ cm⁻³) della regione di transizione e il plasma caldo ($T \sim 3$ keV) e tenue ($n \sim 0.3$ cm⁻³) della magnetosfera solo in prima approssimazione. Infatti, mediante osservazioni da satellite, è stata riscontrata la presenza di plasma freddo simile al plasma della regione di transizione appena all'interno della magnetopausa, ovvero nella regione in cui il campo magnetico ha assunto la direzione ed il modulo del campo geomagnetico. Uno dei possibili processi per cui la magnetopausa è permeabile al plasma è la riconnessione delle linee del campo magnetico interplanetario con le linee del campo magnetico terrestre: a seguito della riconnessione magnetica si vengono a creare delle linee di campo magnetico che hanno una estremità sulla Terra e l'altra nello spazio interplanetario. Lungo tali linee di campo il plasma della regione di transizione è libero di fluire all'interno della magnetosfera.

Il primo a proporre questo processo fu Dungey nel 1961, mentre le prime evidenze sperimentali della riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre mediante osservazioni da satellite sono state fornite da Paschmann et al. (1979). Da allora, molti altri studi da satellite hanno confermato che questo è un processo fondamentale per il trasferimento di massa ed energia del vento solare attraverso la magnetopausa terrestre.

2.1 Conoscenze teoriche sul processo di riconnessione

2.1.1 L'equazione di trasporto del campo magnetico con il termine diffusivo.

Nel precedente capitolo abbiamo visto come lo spessore a della magnetopausa sia confrontabile con il raggio di girazione degli ioni ed inoltre la velocità del plasma in direzione normale alla magnetopausa tende a zero in quanto questa, in prima approssimazione, costituisce un confine impenetrabile per il plasma. Pertanto in prossimità della magnetopausa terrestre, il Reynolds magnetico $R_m = \frac{\mu_0 a V}{\eta}$ anche

con una resistività η estremamente bassa, può assumere un valore limitato.

In questo caso allora il campo magnetico non è più "congelato" nel plasma (vedi appendice, paragrafo 8.2.4), e l'equazione di trasporto del campo magnetico, equazione 2.0 che qui riportiamo, contiene anche il termine diffusivo.

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{v} \times \bar{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \bar{B} \quad (2.0)$$

Consideriamo una discontinuità tangenziale (vedi appendice, paragrafo 8.4.1) che separi due plasmi con i campi magnetici antiparalleli. Studiamo per ora soluzioni monodimensionali della 2.0, per le quali l'unica variabile spaziale indipendente è la distanza dallo strato di corrente, che indicheremo con x , essendo y - z il piano della discontinuità. Questa approssimazione equivale a trascurare la curvatura della superficie della discontinuità. Senza perdita di generalità, siano i campi magnetici diretti lungo z .

L'equazione (2.0) diviene:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (v_x B_z) + \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} \quad (2.1)$$

Se consideriamo nulla la velocità v_x da entrambi i lati della magnetopausa, l'equazione (2.1) con il termine diffusivo diviene:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} \quad (2.2)$$

e l'integrale generale di tale equazione è:

$$B_z(x, t) = B_{z0} e^{ikx} e^{-k^2 \frac{\eta}{\mu_0} t} \quad (2.3)$$

Nella figura 2.1 si osserva l'andamento del campo B_z in funzione di x nei tre istanti di tempo, all'istante iniziale $t=0$ in nero, all'istante t_1 in blu e all'istante $4t_1$ in rosso.

Quindi, se la velocità ai due lati della discontinuità è nulla, in presenza del termine diffusivo lo strato di corrente si diffonde nello spazio in direzione x e si ottiene una soluzione non stazionaria.

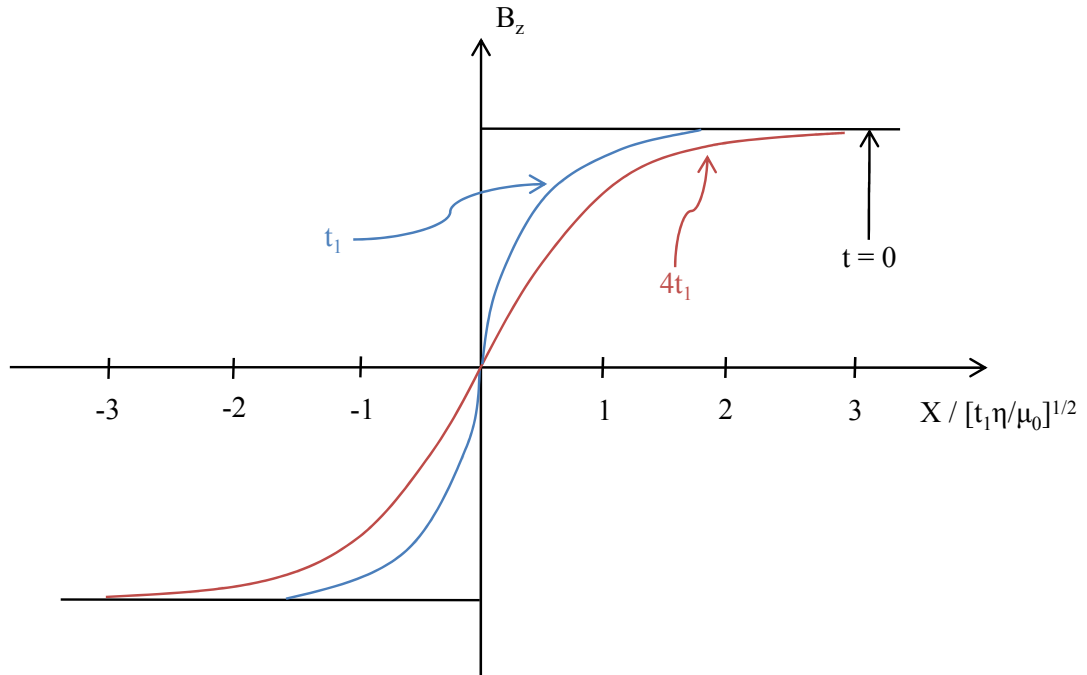


Figura 2.1 Andamento del campo magnetico B_z in funzione della distanza x dallo strato di corrente nei tre istanti di tempo: all'istante iniziale $t=0$ in nero, all'istante t_1 in blu e all'istante $4t_1$ in rosso.

2.1.2 Soluzioni monodimensionali dell'equazione di trasporto del campo magnetico.

Per ottenere una soluzione stazionaria bisognerà dunque avere una velocità v_x diretta da entrambi i lati della discontinuità verso l'interno che contrasti la diffusione, confinando la rotazione del campo magnetico in una regione limitata dello spazio, chiamata regione di diffusione.

In figura 2.2 è schematicamente illustrata la configurazione: all'interno della regione di diffusione, di spessore $2a$, sarà predominante il termine diffusivo, mentre al suo esterno, nella regione di convezione, è prevalente il termine convettivo.

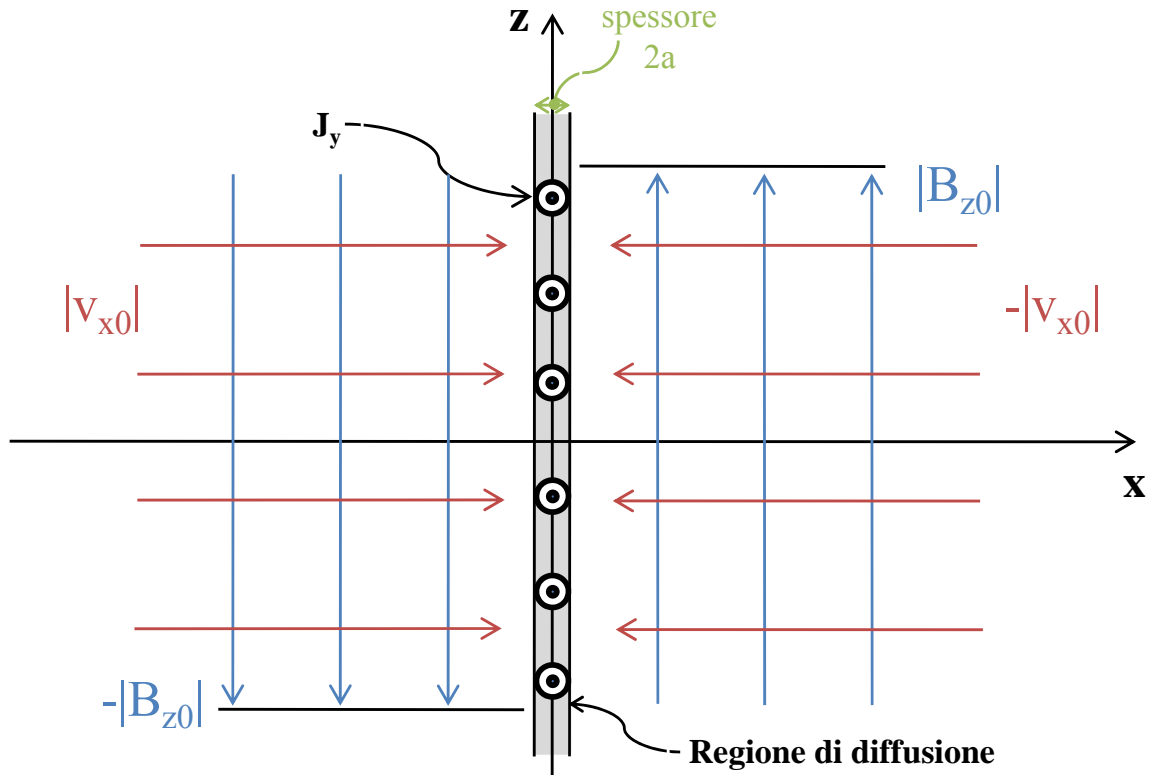


Figura 2.2 Schema dello strato di corrente in presenza del termine diffusivo, che prevale nella regione di diffusione, e di un flusso di plasma che trasporta il campo magnetico verso il centro. La convezione prevale fuori dalla regione di diffusione.

In termini analitici, dovrà essere: $\frac{\partial B_z}{\partial t} = 0$, ovvero dalla equazione (2.2) per integrazione:

$$-v_x B_z + \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial x} = COST = v_{x0} B_{z0} \quad (2.4)$$

dove v_{x0} e B_{z0} sono la velocità ed il campo magnetico lontano dallo strato di corrente dove possa essere trascurata la diffusione del campo magnetico. La soluzione è qualitativamente illustrata nella figura 2.3.

Si ha, dunque, un flusso di plasma diretto da entrambi i lati verso lo strato di corrente che, nel tempo, causa un aumento della densità di particelle all'interno della regione di diffusione. Tale variazione di densità rende la soluzione non stazionaria (vedi l'equazione di continuità 7.15.1 da cui $\frac{\partial n}{\partial t} > 0$)

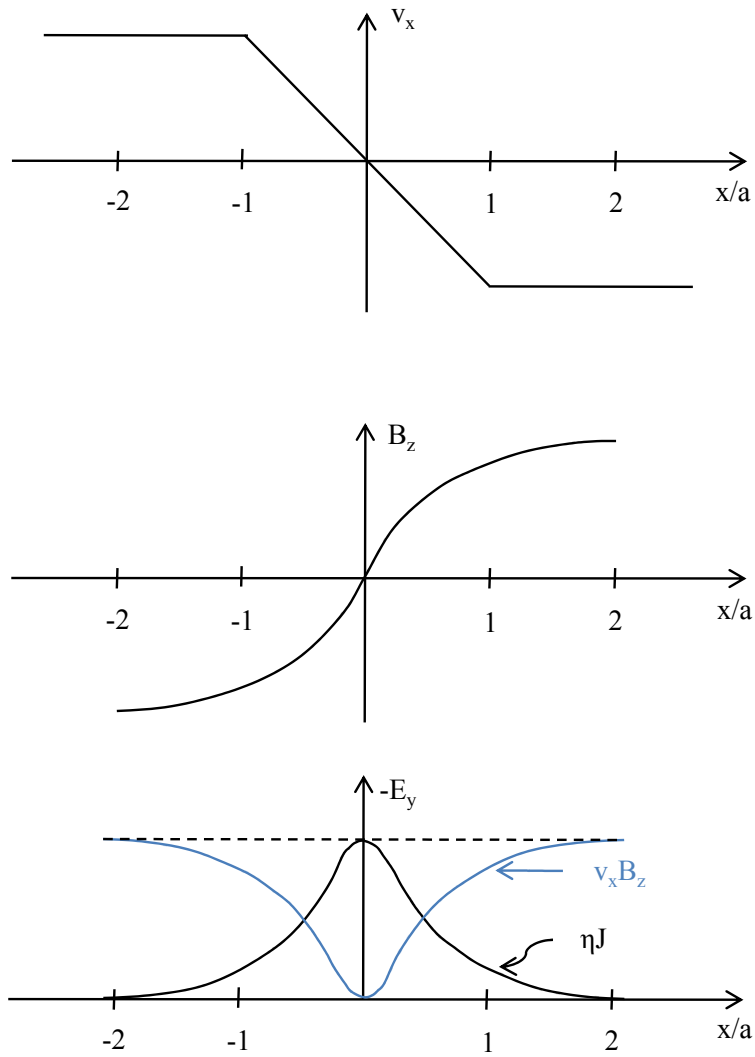


Figura 2.3 Andamento della velocità v_x (pannello a), della componente del campo magnetico B_z (pannello b), e della componente del campo elettrico $-E_y$ (pannello c) in funzione della distanza dallo strato di corrente x/a .

Per avere una idea dell'ordine di grandezza dello spessore a di tale regione, consideriamo la distanza in cui i due termini si equivalgono, ovvero il numero di Reynolds magnetico (vedi appendice, paragrafo

8.2.4) è pari ad 1. Con questa condizione si ottiene: $R_m = \frac{\mu_0 v_{x0} a}{\eta} \approx 1$,

$$\text{da cui } a \approx \frac{\eta}{\mu_0 v_{x0}} \quad (2.5)$$

2.1.3 Soluzioni bidimensionali: il fenomeno della riconnessione magnetica.

Se consideriamo invece una configurazione bidimensionale in cui la regione di diffusione abbia una estensione in direzione z limitata $2L$ e uno spessore $2a$, si può ottenere una soluzione stazionaria schematicamente illustrata in figura (2.4).

Nella direzione x , il plasma fluisce verso lo strato di corrente alla velocità v_{x0} , trasportando all'interno della regione di diffusione le linee del campo magnetico B_{z0} e contrastandone la diffusione, mentre, in direzione z , il plasma esce dalla regione di diffusione alla velocità v_{zu} , evitando l'accumulo di plasma.

All'interno della regione di diffusione le linee di campo magnetico si riconnettono: dalle linee antiparallele dirette lungo $\pm z$, si ottengono le due linee di campo riconnesse, sopra e sotto la regione di diffusione, che presentano una forte curvatura.

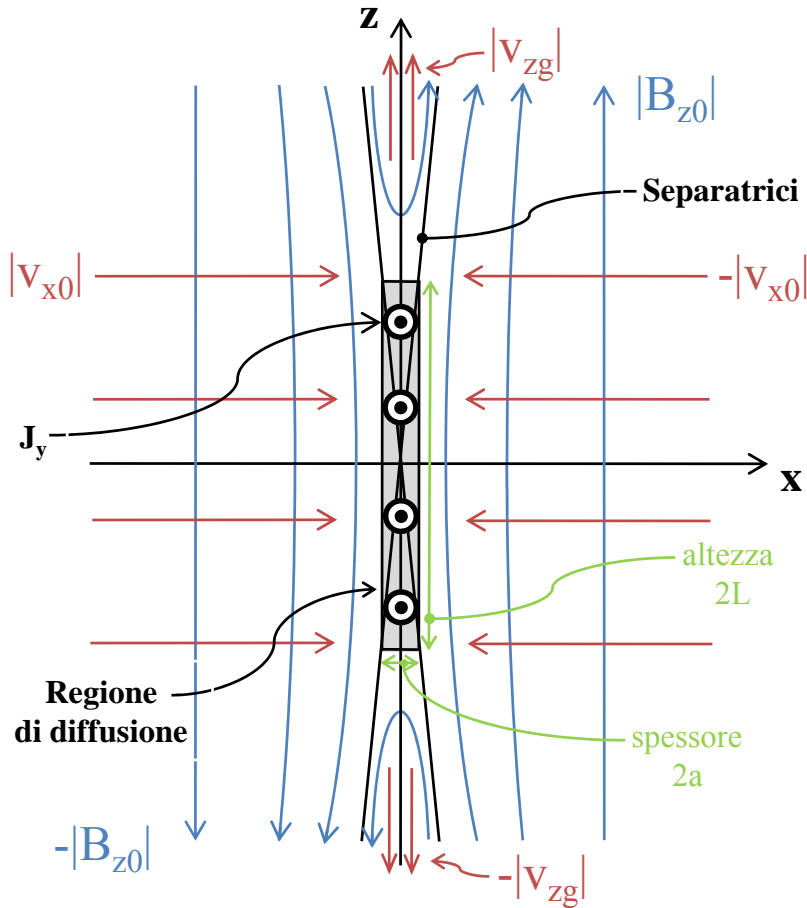


Figura 2.4 Configurazione della regione di diffusione secondo soluzione bidimensionale stazionaria dell'equazione di trasporto del campo magnetico in presenza del termine diffusivo e convettivo. Il plasma entra nella regione di diffusione con velocità v_{x0} trasportando al suo interno le linee di campo magnetico B_{z0} , ed esce dalla regione di diffusione con velocità v_{zu}

Dato che al di fuori della regione di diffusione vale il teorema del congelamento, le linee di campo riconnesse, sotto l'azione della tensione magnetica legata alla loro curvatura, accelerano il plasma in direzione z verso l'alto e verso il basso (velocità $\pm |v_{zu}|$).

Le linee di campo che si incontrano nel centro della regione di diffusione (in $x=0$) assumono una configurazione ad X e costituiscono le separatrici tra le linee di campo magnetico antiparallele dai due lati dello strato di corrente e le linee riconnesse che si trovano al di sopra e al di sotto di questo.

In una geometria tridimensionale le separatrici divengono delle superfici e la curva data dall'intersezione delle separatrici è chiamata linea X.

Cercando soluzioni stazionarie, anche il campo elettrico indotto dovrà mantenersi costante in ogni punto dello spazio.

Quindi mediante l'equazione $\underline{E}_y = -(\underline{v} \times \underline{B})_y + \eta \underline{J}_y = COST$ scritta nelle regioni di ingresso e di uscita dalla regione di diffusione, ad una certa distanza da questa così da poter trascurare il termine diffusivo, si ottiene:

$$v_{x0} \cdot B_{z0} = v_{zg} \cdot B_g \quad (2.6)$$

Inoltre, applicando l'equazione di continuità in forma integrale alla regione di diffusione di dimensioni $2L \times 2a$ e trascurando la compressibilità del plasma, si ottiene che il valore del flusso in entrata deve coincidere con quello in uscita. Ovvero:

$$v_{x0} \cdot L = v_{zg} \cdot a \quad (2.7)$$

Pertanto dalle equazioni (2.4) e (2.7) si ottiene:

$$\frac{B_{z0}}{B_g} = \frac{v_{zg}}{v_{x0}} = \frac{L}{a} \quad (2.8)$$

Trascurando le variazioni di energia termica dei plasmi, ovvero trascurando gli scambi di energia legati alla comprimibilità del plasma e assumendo, dunque, una densità $\rho = COST$, calcoliamo il bilancio energetico nella regione di diffusione:

$$4Lv_{x0} \left(\frac{1}{2} \rho v_{x0}^2 + \frac{B_{z0}^2}{\mu_0} \right) = 4av_{zg} \left(\frac{1}{2} \rho v_{zg}^2 + \frac{B_g^2}{\mu_0} \right) \quad (2.9)$$

Essendo la velocità di Alfvén relativa al flusso in ingresso $C_{A0} = \sqrt{\frac{B_{z0}^2}{\mu_0 \rho}}$ e utilizzando la relazione

$$(2.7), \text{ la (2.9) può essere riscritta come: } v_{zg}^2 = v_{x0}^2 + 2C_{A0} \left[1 - \frac{v_{zg}^2}{v_{x0}^2} \right] \quad (2.10)$$

Questa equazione risolta per v_{zg} fornisce le radici $v_{zg} = v_{x0}$ il che implicherebbe $a=L$ e si avrebbe una regione di diffusione estremamente piccola; oppure $v_{zg} = \sqrt{2}C_{A0}$ (2.11)

che ci dice che il flusso in uscita dalla regione di diffusione ha una velocità circa pari alla velocità di Alfvén del plasma entrante.

Se il flusso in ingresso è sub-alfvenico (come è verificato) ovvero $v_{x0} \ll C_{A0}$, nella regione di diffusione una grande quantità di energia magnetica del flusso entrante dovrà essere convertita in energia cinetica del flusso uscente. La riconnessione magnetica è dunque un processo di conversione dell'energia magnetica in energia cinetica del plasma accelerato in uscita dalla regione di diffusione (getti di riconnessione).

Utilizzando l'equazione 2.8 e la 2.5 nella 2.11, si ottiene che $v_{x0} \approx \sqrt{2} \frac{C_{A0}}{\sqrt{R_{m0}}}$ (2.12)

In cui R_{m0} è il numero di Reynolds della regione relativo all'altezza L della regione di diffusione, ovve-

$$\text{ro } R_{m0} = \frac{\mu_0 v_{xg} L}{\eta} .$$

Si definisce **rate di riconnessione** il rapporto tra la velocità con cui le linee di campo vengono portate all'interno della regione di diffusione v_{x0} e la velocità di Alfvén nella regione di ingresso C_{A0} .

Si osserva quindi (equazione 2.12) che il rate di riconnessione è inversamente proporzionale rispetto alla estensione in altezza della regione di diffusione.

Esistono vari modelli di riconnessione che differiscono per le dimensioni della regione di diffusione e la configurazione dello strato di corrente.

Il primo modello di riconnessione, dovuto a *Sweet (1958)* e *Parker (1963)*, prevede che tutto il plasma attraversi la regione di diffusione, la cui estensione verticale L è pari all'estensione L_{sist} dell'intero sistema.

Quindi il rate di riconnessione nel modello di **Sweet e Parker** è pari a $\sqrt{2} \frac{1}{\sqrt{R_{m0}}}$

in cui il Reynolds magnetico è calcolato mediante la dimensione dell'intero sistema, $L=L_{sist}$.

Essendo la resistività η molto piccola nel vento solare, con una regione di diffusione estesa si ottengono dei rate di riconnessione estremamente ridotti dell'ordine di $10^{-4} B_0$, che risultano poco compatibili con le osservazioni alla magnetopausa terrestre.

Questo problema viene superato nel *modello di Petschek* (Petschek, 1964), la cui geometria è mostrata nella figura 2.5, secondo il quale la diffusione del campo avviene in una piccola regione da cui hanno origine due coppie di slow shock stazionari (vedi appendice, paragrafo 8.6.3), che deviano e rallentano il plasma della regione di transizione e ruotano il campo magnetico.

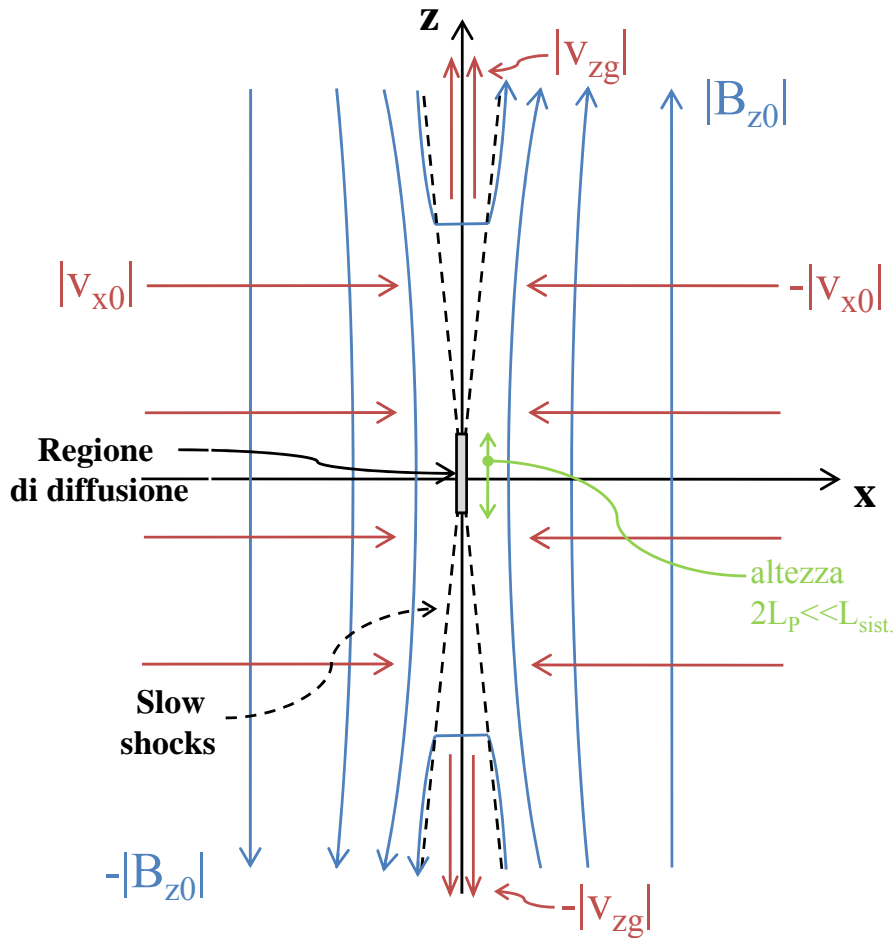


Figura 2.5 Configurazione della regione di diffusione con i quattro slow shock stazionari secondo il modello di Petschek. La regione di diffusione ha una estensione molto inferiore alla dimensione del sistema, e la maggior parte del plasma passa attraverso gli shock.

In questo modello (vedi figura 2.5) la maggior parte del plasma che entra nella magnetopausa non passa all'interno della regione di diffusione, ma attraversa i due shock. A causa della tensione magnetica dovuta alla forte curvatura delle linee di campo riconnesse si hanno dei getti di plasma accelerato, anche lontano dalla regione di diffusione, che si muovono alla velocità $\pm|v_{zg}|$ circa pari alla velocità di Alfvén, analogamente a quanto accade per i getti che escono dalla regione di diffusione.

La regione di diffusione di altezza $2L_p$ è molto più piccola della dimensione del sistema.

Nel modello di Petschek il rate di riconnessione è quindi $\sqrt{2} \frac{1}{\sqrt{R_{m0}}} \frac{L_{sist}}{L_p}$

I valori tipici sono tra 0.01 e 0.1.

Il modello di Petschek è simmetrico, ovvero i plasmi ai due lati dello strato di corrente hanno la medesima densità e campi magnetici di eguale intensità. Inoltre, in base al teorema di complanarità (vedi appendice, paragrafo 8.5.4), i campi magnetici separati dai due shock devono essere antiparalleli.

In Levy et al. (1964) il modello di Petschek viene generalizzato al caso di due plasmi con densità differenti ed campi magnetici con orientamento qualsiasi. La coppia di shocks è sostituita da una famiglia di 5 onde stazionarie, che escono dalla regione di diffusione. Le onde più esterne sono delle discontinuità rotazionali (appendice 1.5.3) che hanno il compito di effettuare la rotazione del campo fuori dal piano di complanarità. Seguono, più internamente, una coppia di slow shock o onde di espansione che variano la densità del plasma ed il modulo del campo magnetico. Ed infine, a separare i due plasmi, si trova una discontinuità di contatto: questa, a differenza della discontinuità tangenziale, ammette una componente normale del campo magnetico, per cui il plasma è libero di fluire attraverso di essa. La soluzione analitica del *modello di Levy* è illustrata in Heyn et al. (1988).

2.1.4 La struttura della regione di diffusione.

Il processo della riconnessione magnetica si verifica in quanto nella regione di diffusione le linee di campo magnetico non sono più legate al moto del plasma, e come abbiamo visto tale disaccoppiamento può essere dovuto al termine diffusivo. Tuttavia nei plasmi non collisionali, come il plasma della regione di transizione, il termine diffusivo risulta troppo ridotto per portare ad una riconnessione con dei rate di riconnessione significativi come quelli che sono stati osservati alla magnetopausa terrestre.

Nell'equazione di Ohm generalizzata (vedi appendice, paragrafo 8.2.3)

$$\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B} = \eta \bar{J} + \frac{1}{ne} \bar{J} \times \bar{B} - \frac{1}{ne} \nabla \cdot \bar{P}_e - \frac{m_e}{e} \frac{\partial \bar{v}_e}{\partial t} \quad (2.13)$$

sono presenti altri termini dissipativi che possono causare la violazione del Teorema del Congelamento (vedi appendice, paragrafo 8.2.4): il termine di Hall che tiene conto del disaccoppiamento del moto tra ioni ed elettroni, e di seguito i due termini che tengono conto degli effetti inerziali degli elettroni, che sono nell'ordine il campo elettrico di polarizzazione ed il termine di accelerazione degli elettroni.

Ciascuno di questi tre termini assume un ruolo non trascurabile su scale spaziali inferiori ad una certa dimensione caratteristica (Drake, 1995): la scala caratteristica del termine di Hall è la lunghezza inerziale degli ioni, la scala caratteristica del campo elettrico di polarizzazione è il raggio di girazione degli elettroni, e quella del termine di accelerazione è la lunghezza inerziale degli elettroni.

La più grande delle tre dimensioni caratteristiche è la lunghezza inerziale degli ioni, dunque, nella parte più esterna della regione di diffusione, detta regione di diffusione degli ioni, diviene importante il termine di Hall.

Considerando a secondo membro della equazione (2.13) solo il termine di Hall e sostituendo l'espressione della corrente (equazione 7.14, appendice) $\bar{J} = e(n_i \bar{v}_i - n_e \bar{v}_e)$ si ottiene:

$$\bar{E} + \bar{v}_e \times \bar{B} = 0 \quad (2.14)$$

Nella regione di diffusione degli ioni si ha quindi il disaccoppiamento tra gli ioni e le linee di campo magnetico, le quali però rimangono congelate rispetto al moto degli elettroni.

Questo movimento relativo tra ioni ed elettroni produce un sistema di correnti che inducono il campo magnetico di Hall (Sonnerup, 1979). con una caratteristica struttura di quadrupolo evidenziata schematicamente in Fig. 2.6.

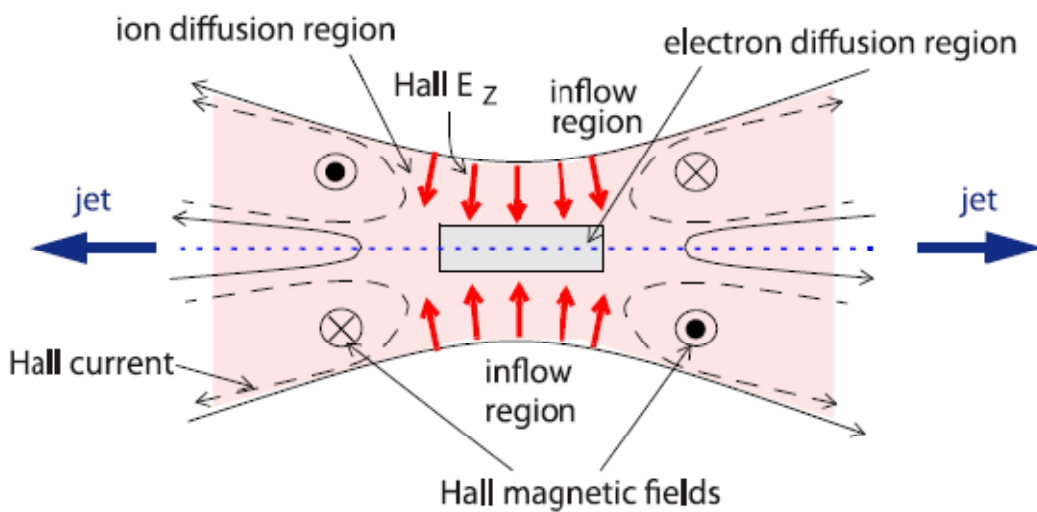


Figura 2.6 Schema della regione di diffusione degli ioni: sono evidenziate le correnti di Hall e i relativi campi magnetici indotti. Da Paschmann (2008).

2.2 Segnature di riconnessione nelle osservazioni della magnetopausa.

Il processo della riconnessione magnetica come abbiamo visto ha origine all'interno della regione di diffusione, tuttavia negli studi da satellite l'evidenza che questo processo è in atto è ottenuta generalmente da misurazioni effettuate al di fuori di tale regione.

2.2.1 Segnature fluide

I satelliti in orbita per lo studio del vento solare e della magnetosfera terrestre dispongono e di analizzatori di plasma che misurano la funzione di distribuzione degli ioni e degli elettroni (vedi capitolo 3 paragrafo 3.2.2). Calcolandone i momenti (vedi appendice, paragrafo 8.1.5), si ottengono la densità del

plasma, le componenti di velocità, ed il tensore di pressione. Dispongono inoltre di magnetometri in grado di misurare il vettore campo magnetico.

Un attraversamento della magnetopausa, con i dati di plasma e di campo magnetico, si riconosce dalla rotazione del campo magnetico e dalla variazione della densità e della temperatura del plasma. Il campo magnetico all'interno della magnetopausa alle basse latitudini in coordinate GSM risulta diretto prevalentemente verso Z_{GSM} positivo mentre il campo nella regione di transizione ha una orientazione che dipende dalla direzione del campo magnetico interplanetario. La densità del plasma dalla densità nella magnetosfera è di circa 0.1 cm^{-3} mentre nella regione di transizione è ben più elevata, dipende dalla densità del vento solare, e generalmente è circa 15 cm^{-3} .

L'attraversamento in genere avviene a causa del movimento della magnetopausa, che è ben più veloce del satellite (il quale viaggia in genere a qualche km/s). Spesso inoltre l'attraversamento non è unico dalla regione di transizione alla magnetosfera, o viceversa, ma piuttosto si verificano numerosi attraversamenti, alcuni parziali, causati dal movimento irregolare della magnetopausa. Se il campo magnetico nella regione di transizione lontano dalla magnetopausa è sufficientemente stabile, la direzione del campo magnetico fornisce una indicazione della posizione del satellite rispetto alla magnetopausa. Come abbiamo visto nei precedenti paragrafi, se il fenomeno della riconnessione è in atto, una parte del plasma della regione di transizione riesce ad entrare nella magnetosfera, e dunque nella regione in cui il campo magnetico ruota, la velocità del plasma ed il campo magnetico devono possedere una componente normale alla superficie della magnetopausa. Inoltre in base all'equazione 7.23 (vedi appendice, paragrafo 8.2.4), dovrebbe essere presente anche un campo elettrico tangente alla superficie della magnetopausa. Queste segnature tuttavia risultano difficilmente riconoscibili in quanto non è semplice determinare con accuratezza la direzione della normale alla magnetopausa; inoltre le componenti B_n , v_n ed E_t aspettate sono comunque piccole se confrontate ai moduli dei rispettivi vettori.

Una segnatura di riconnessione consiste nell'identificare la magnetopausa (o la parte più esterna di questa) come una **discontinuità rotazionale** (vedi appendice, paragrafo 8.5.3), mediante la equazione 7.40 (che di seguito riportiamo) che stabilisce una relazione fra il salto della velocità e il salto del campo magnetico tangenti alla superficie della magnetopausa.

$$[v_t] = \frac{1}{\sqrt{\rho\mu_0}} [B_t] \quad (2.15)$$

Questa equazione stabilisce una relazione tra la tensione magnetica dovuta alla elevata curvatura delle linee di campo magnetico riconnesse e la relativa accelerazione del plasma.

Se tale relazione è soddisfatta attraverso la magnetopausa, in una regione in cui il campo ha già parzialmente o completamente ruotato si trova del plasma della regione di transizione accelerato ad opera

della tensione magnetica che si sta muovendo lungo linee di campo magnetico riconnesse. Si registra inoltre in tale regione una densità di plasma di qualche particella su cm^{-3} , che è dunque intermedia tra quella della regione di transizione, e della magnetosfera. Tale regione è normalmente chiamata **Boundary Layer**.

Numerosi studi hanno studiato i getti di plasma accelerato alla magnetopausa. La velocità osservata è sempre un po' inferiore rispetto a quella aspettata. Questo potrebbe essere legato alla non stazionarietà del processo ed alla curvatura della magnetopausa, oppure alla presenza, come visto nel modello di Levy (1964), di un insieme di onde differenti dalla discontinuità rotazionale, che rimangono troppo vicine per essere osservate distintamente.

Nel lavoro di Hudson (1970) le relazioni di salto vengono generalizzate per plasmi che presentano differenti temperature in direzione parallela e perpendicolare rispetto alla direzione delle linee di campo magnetico. Per la discontinuità rotazionale le relazioni sono (Hudson 1970):

$$\Delta v_{th} = \pm [(1 - \alpha_1) / \mu_0 \rho_1]^{1/2} \cdot [B_2(1 - \alpha_2) / (1 - \alpha_1) - B_1] \quad (2.16)$$

$$\rho_1(1 - \alpha_1) = \rho_2(1 - \alpha_2) \quad (2.17)$$

in cui $\alpha = (P_{//} - P_{\perp}) \mu_0 / B^2$ è il fattore di anisotropia, calcolato dalla pressione parallela e perpendicolare alla direzione del campo magnetico.

La 2.16 è la generalizzazione della 7.40, e la 2.17 è l'equazione di continuità, che permette variazione della densità di massa in conseguenza di variazioni del fattore di anisotropia.

2.2.2 Segnature cinetiche.

Fino ad ora abbiamo trattato il fenomeno della riconnessione magnetica analizzando il comportamento del plasma a livello fluido. Questo fenomeno può anche essere studiato mediante una analisi cinetica, ovvero osservando come viene modificata la funzione di distribuzione degli ioni attraverso la magnetopausa.

Osserviamo la funzione di distribuzione degli ioni della regione di transizione nel piano dello spazio di velocità in un riferimento con un asse parallelo alle linee del campo magnetico ($V_{//}$) e l'altro in una delle direzioni perpendicolari a questo (V_{\perp}) (figura 2.10). Consideriamo ora il riferimento HT: come abbiamo visto, in tale sistema di riferimento le linee di campo magnetico sono ferme, in quanto è nulla la velocità del plasma in direzione perpendicolare ad esse. Se, dunque, in tale riferimento la funzione di distribuzione degli ioni è tagliata dall'asse $V_{//} = 0$ una parte delle particelle della regione di transizio-

ne che si muove verso la discontinuità rotazionale ed una altra parte che se ne allontana (non sono presenti velocità di drift in quanto è nullo il campo elettrico: si ha il moto di girazione e la velocità parallela alle linee di campo si conserva).

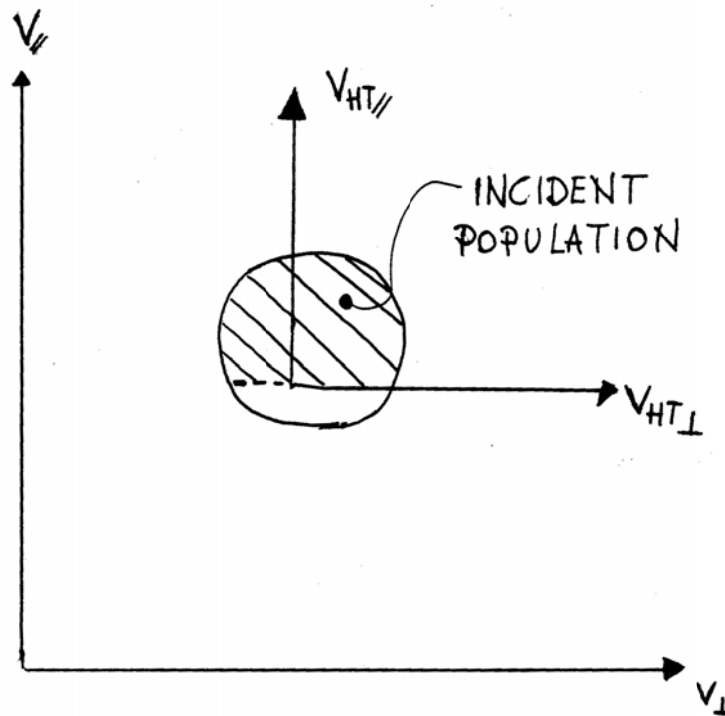


Figura 2.7 Illustrazione schematica di un taglio della funzione di distribuzione della popolazione incidente ad una discontinuità rotazionale, nel riferimento del satellite e nel riferimento di Hoffmann Teller. E' illustrata distribuzione della popolazione che si ritrova a valle, tagliata, con la forma a D shaped.

Attraversando la discontinuità rotazionale, troveremo solamente la popolazione incidente, e quindi la funzione di distribuzione risulterà tagliata (vedi figura 2.7).

Inoltre, se una parte di tali ioni incidenti dovesse essere riflessa alla discontinuità, dal lato della regione di transizione troveremmo una popolazione riflessa che si muove in direzione opposta. La distanza nello spazio delle velocità tra la popolazione incidente e quella riflessa sarà dunque pari al doppio della velocità di Alfvén. Se la temperatura degli ioni nella regione di transizione è elevata, distinguere queste diverse popolazioni è difficile, in quanto non sono sufficientemente separate. Le signature cinetiche appena descritte sono state osservate alla magnetopausa terrestre (Fuselier et al. 1995, Bavassano Cattaneo et al. 2006). E' da notare che spesso si ha evidenza di riconnessione grazie all'analisi delle osservazioni da punto di vista fluido, ma le funzioni di distribuzione delle particelle non presentano le caratteristiche cinetiche aspettate. La ragione di tale comportamento non è ancora chiara.

2.2.3 Osservazioni nella regione di diffusione

Le osservazioni del campo magnetico quadrupolare di Hall, (che si trova lungo la direzione della linea X) hanno fornito le prime evidenze del passaggio del satellite nelle vicinanze della regione di diffusione degli ioni: Mozer nel 2002 mediante il satellite Polar ha osservato la segnatura bipolare di Hall in un attraversamento nella magnetopausa sub solare i campi quasi antiparalleli. Nel 2004 Vaivads et al. con i quattro satelliti Cluster hanno osservato la segnatura di Hall del campo magnetico nella regione a valle delle cuspidi magnetiche. Mediante i quattro punti di osservazioni, Vaivads ha dimostrato che le segnature del campo magnetico erano effettivamente dovute ad una struttura spaziale, e che le dimensioni di questa erano di circa 4 volte la lunghezza inerziale degli ioni.

Più recentemente Phan et al. (2007) hanno osservato un attraversamento di uno strato di corrente del satellite Cluster 1 nelle vicinanze della regione di diffusione e hanno effettuato un confronto quantitativo con quanto previsto dalla simulazione numerica di Shay et al. (2007).

2.3 Effetti della riconnessione sulla dinamica magnetosferica.

Analizziamo ora per grandi linee gli effetti della riconnessione magnetica nella magnetosfera terrestre. Studiamo la condizione che si verifica quando il campo magnetico interplanetario è diretto verso il sud dell'eclittica, ovvero, in coordinate GSE, lungo $-\hat{z}$: in questo caso alla magnetopausa diurna il campo magnetico della regione di transizione e il campo geomagnetico sono antiparalleli e si forma una linea X estesa. Nella figura 2.8 è mostrata la convezione delle linee di campo magnetico nella magnetosfera a seguito della riconnessione.

All'interno della regione di diffusione le linee del campo magnetico interplanetario (**1'**) e le linee del campo geomagnetico (**1**) si riconnettono. Una volta riconnesse, le linee del campo magnetico (**2**), sotto l'azione della tensione magnetica, tendono a distendersi, accelerando il plasma verso nord e verso sud e muovendosi verso la coda (**3**).

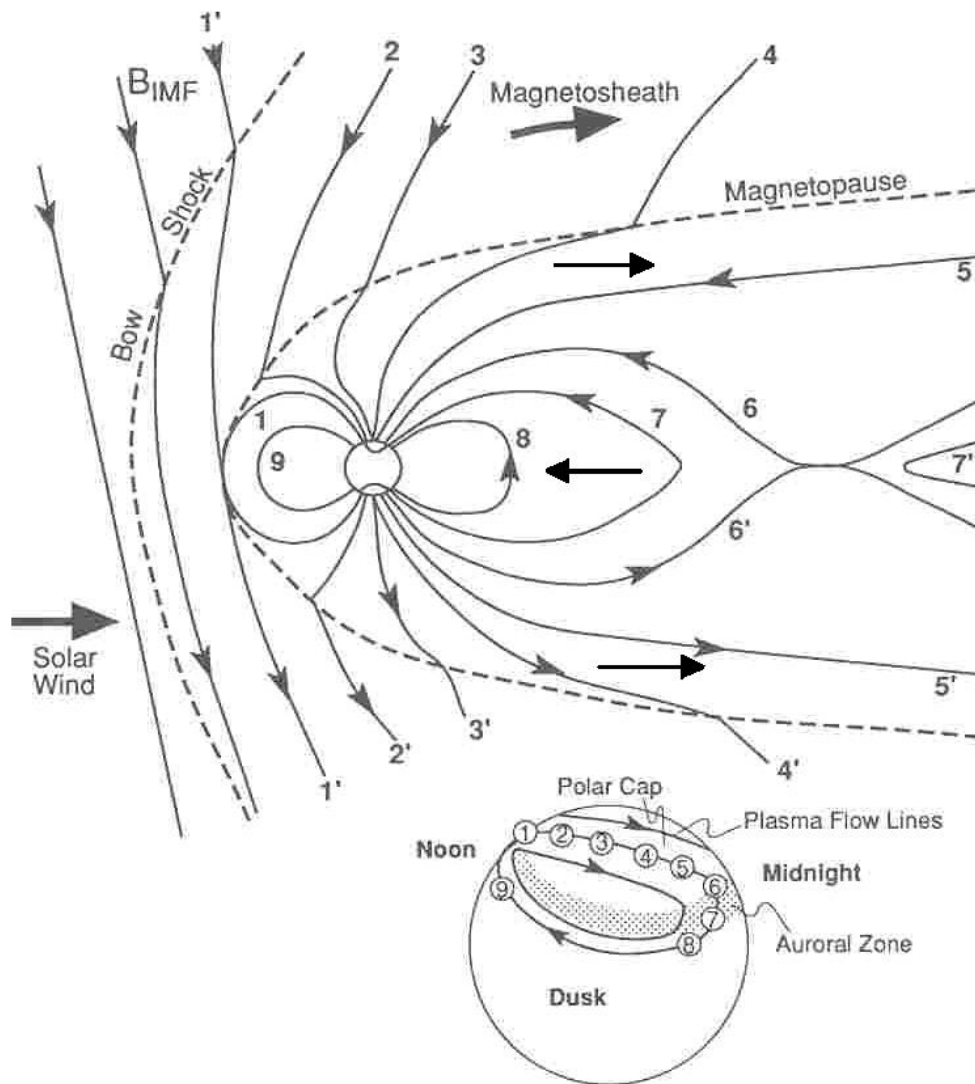


Figura 2.8 Il modello aperto della magnetopausa terrestre: la convezione delle linee di campo magnetico e la convezione ionosferica. Da Kivelson e Russell, (1995).

Il piede sulla Terra di queste linee di campo magnetico riconnesse, e dunque aperte, si trova all'interno di una regione chiamata polar cap (illustrata in basso della figura 2.8). All'interno di questa regione sono frequenti le precipitazioni di ioni ed elettroni che provengono dalla regione di transizione, che muovendosi lungo le linee di campo magnetico possono raggiungere gli strati alti dell'atmosfera terrestre provocando le aurore polari.

Successivamente, le linee di campo magnetico riconnesse vengono trasportate dal vento solare lungo la coda geomagnetica (4) e (5) dove si forma un'altra regione di diffusione, a una distanza dalla Terra di circa 100 - 200 raggi terrestri, in cui le linee di campo magnetico (6) entrano, muovendosi lungo \hat{z} , e si riconnettono. A seguito di questa riconnessione si ha una linea di campo magnetico aperta nello spazio interplanetario (7'), che viene portata via dal plasma della regione di transizione, ed una linea di

campo geomagnetico chiusa (7), fortemente allungata, che sotto l'azione della tensione magnetica si muove rapidamente verso la Terra, portando con sé il plasma magnetosferico (8) e tornando poi nella magnetosfera diurna.

Per un osservatore che si trova sulla Terra questo movimento di plasma verso il Sole produce un campo elettrico indotto $\underline{E}_m = -\underline{V}_m \times \underline{B}_T$ parallelo all'equatore magnetico e diretto dal tramonto all'alba, ossia da ovest verso est, che possiede quindi la medesima direzione del campo elettrico indotto dal plasma nella regione di transizione.

2.4 Configurazione globale della riconnessione alla magnetopausa diurna

Fino ad oggi non è chiaro se la riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre è un processo stazionario o transitorio, se è presente una linea X estesa o piuttosto delle regioni isolate in cui i campi magnetici si riconnettono in conseguenza di particolari condizioni presenti nella regione di transizione. Inoltre non è chiaro in che modo le condizioni locali della regione di transizione, e quelle in prossimità della regione di diffusione influenzino la riconnessione magnetica.

Analizziamo ora i diversi modelli proposti, che differiscono per la configurazione su scala globale prevista alla magnetopausa ed anche localmente, nelle vicinanze della regione di diffusione.

I due principali modelli della configurazione della riconnessione alla magnetopausa al variare dell'orientamento del campo magnetico interplanetario sono il modello *antiparallel* e il modello *component*. Il primo prevede che i campi magnetici possano riconnettersi solo se questi sono perfettamente antiparalleli (Crooker 1979; Luhmann et al. 1984). Secondo questo modello, dunque, se il campo magnetico interplanetario non è perfettamente a sud (ossia possiede anche una componente lungo y), la linea X si divide in due rami situati uno ad alta ed uno a bassa latitudine, nelle regioni in cui i campi sono antiparalleli. Non si ha dunque riconnessione alle basse latitudini (vedi schema in figura 2.9 pannello a).

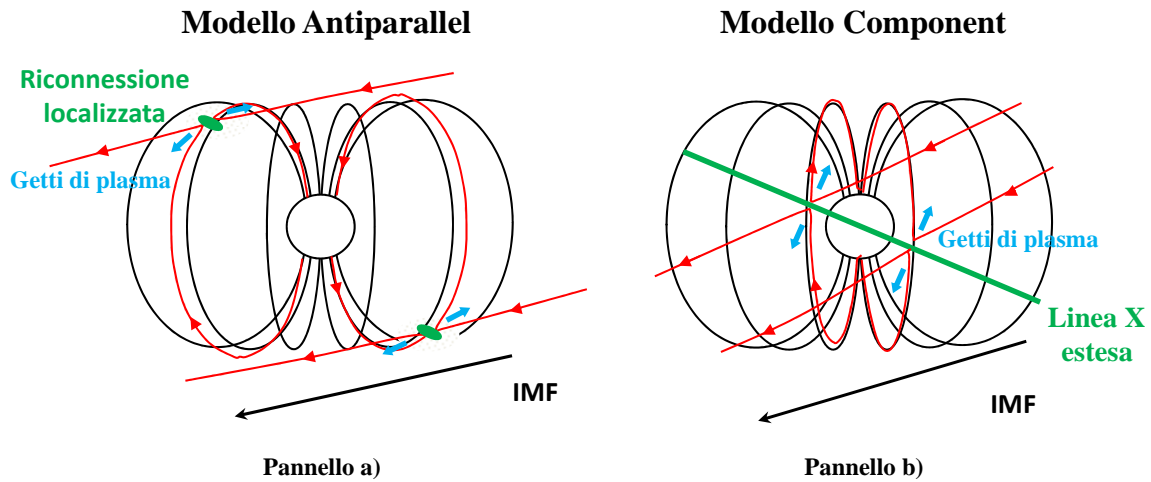


Figura 2.9 Schema della riconnessione alla magnetopausa terrestre lato giorno in presenza di un campo magnetico interplanetario con una elevata componente B_y secondo il modello antiparallelo (pannello a) ed il modello component (pannello b). Le linee rosse rappresentano le linee di campo magnetiche riconnesse, le regioni tracciate in verde rappresentano le regioni di diffusione e le frecce blu rappresentano i getti di riconnessione.

Al contrario, nel modello *component* (Gonzales and Mozer, 1974; Sonnerup, 1974) la riconnessione magnetica può avvenire anche se i due campi non sono perfettamente antiparalleli ed esiste una linea X estesa a tutto il lato giorno della magnetopausa anche quando il campo non è diretto esattamente verso sud (vedi figura 2.9 pannello b). Tale linea ha un'inclinazione che dipende dall'orientamento del campo magnetico interplanetario. Nel modello *component*, infatti, la direzione della linea X è quella lungo la quale la proiezione dei due campi di magnetosfera \mathbf{B}_i e della regione di transizione \mathbf{B}_0 risulta la medesima (figura 2.10). La proiezione dei due campi in tale direzione viene chiamata campo guida. Questa è anche la direzione lungo la quale è nulla la tensione magnetica, per cui i getti di plasma vengono accelerati in direzione perpendicolare a questa.

Al crescere della componente B_y l'angolo θ formato tra i due campi si riduce. La condizione affinché la riconnessione alla magnetopausa risulti possibile è che la componente dei campi che si riconnette (ossia la componente ortogonale alla direzione della linea X) sia diretta in direzioni opposte.

Questa condizione si traduce nella disuguaglianza:
$$\underline{B}_0 > \underline{B}_i \cos \theta \quad (2.18)$$

In figura 2.10 nei primi due casi la riconnessione è possibile, mentre nel terzo caso non si verifica.

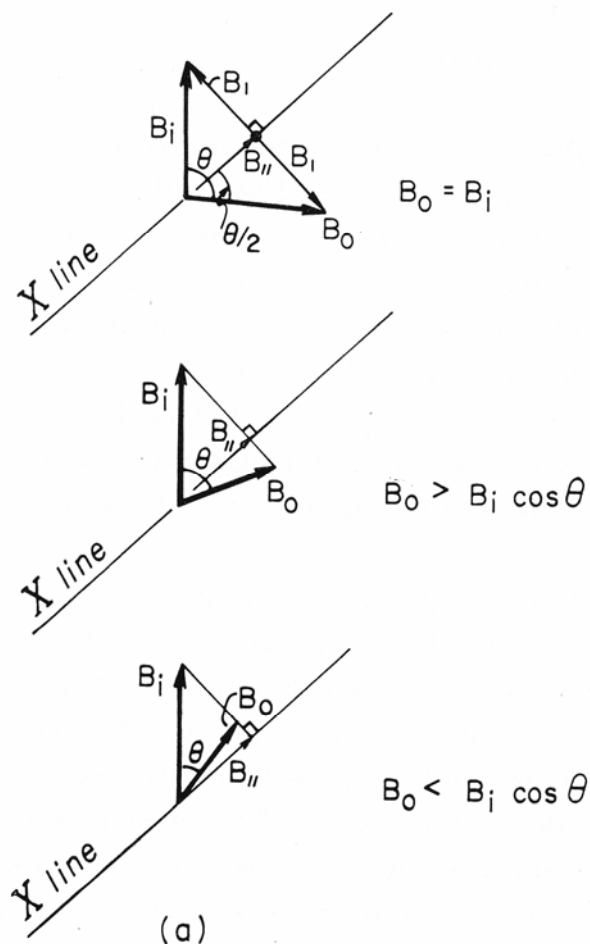


Figura 2.10 Direzione dei campi in magnetosfera (\mathbf{B}_i), nella regione di transizione (\mathbf{B}_o), e della linea X. A seconda dell'orientazione reciproca e della intensità dei due campi, la riconnessione magnetica risulta possibile o meno. Da Sonnerup, (1974).

In definitiva secondo il modello component la linea X ruota rispetto all'equatore in funzione dell'orientazione del campo nella regione di transizione, andando a disporsi nelle regioni in cui i campi sono maggiormente antiparalleli: se la B_y è positiva, la rotazione aspettata è in senso antiorario, mentre se B_y è negativa, come nel caso illustrato nella figura 2.9 pannello b), tale linea è ruotata in senso orario.

Diverse simulazioni sono state recentemente sviluppate [Moore and Fok, 2002 ; Laitinen et al., (2007)], che predicono la posizione della linea X di riconnessione lungo la magnetopausa per le diverse condizioni del campo magnetico interplanetario.

2.5 La riconnessione magnetica non stazionaria: i Flux Transfer Events

Una delle questioni chiave ancora aperte riguardo la riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre è se questa avvenga in maniera stazionaria o transitoria. Secondo diverse osservazioni, anche quando le condizioni del campo magnetico interplanetario sono stabili e favorevoli alla riconnessione (campo magnetico nella regione di transizione diretto a sud), questa può manifestarsi in maniera transitoria.

2.5.1 Il modello di Russell ed Elphic

Russell ed Elphic nel 1978 hanno interpretato delle oscillazioni bipolari della componente del campo magnetico normale alla superficie della magnetopausa come evidenza di riconnessione magnetica transitoria.

Un sito di riconnessione che si attiva per un intervallo di tempo limitato in una piccola porzione della magnetopausa dà luogo a delle linee di campo riconnesse che attraversano la magnetopausa, la quale altrove risulta chiusa. Si hanno in questo modo dei tubi di linee di campo riconnesse che attraversano la magnetopausa (vedi figura 2.11) lungo le quali avviene il trasferimento di plasma ed energia dalla regione di transizione alla magnetosfera (dall'inglese Flux transfer events, ovvero FTE).

La configurazione della magnetopausa in presenza di un FTE è illustrata in figura 2.11. In questo schema tridimensionale osserviamo un tubo di linee di campo riconnesse di sezione circolare: verso l'esterno sono raffigurate le linee di campo della regione di transizione (dirette lungo Z negativo ed Y positivo), mentre all'interno è illustrato il campo della magnetosfera (lungo Z positivo). Queste linee riconnesse che attraversano la magnetopausa causano una deformazione della stessa e dunque delle linee di campo magnetico che si trovano in prossimità della magnetopausa, sia dal lato della magnetosfera che di quello della regione di transizione.

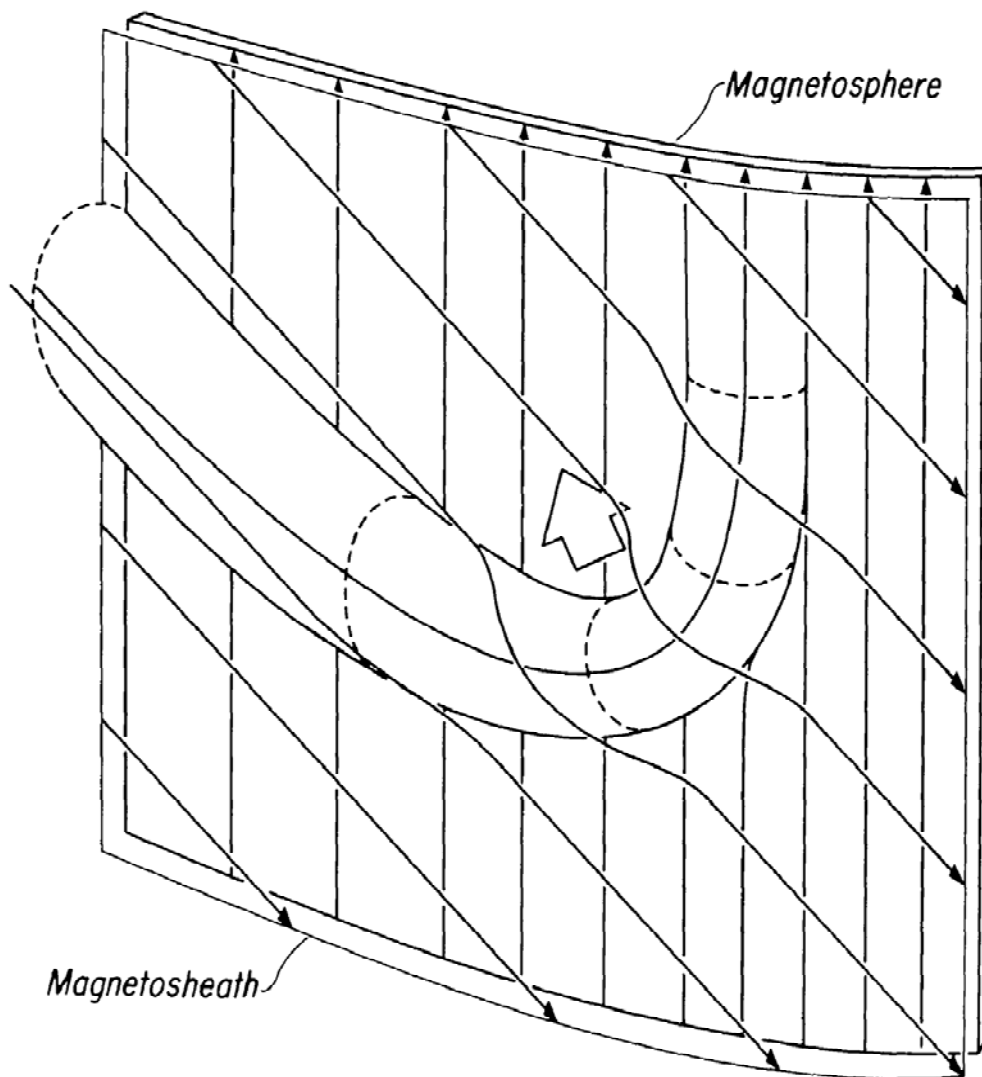


Figura 2.11 Illustrazione di un FTE attraverso la magnetopausa. Da Russell ed Elphic, 1978.

L’FTE grazie alla tensione magnetica data dalla curvatura delle linee di campo riconnesse si muove verso l’alto accelerando il plasma che si trova all’interno. Un satellite che si trovi nelle vicinanze della magnetopausa, al passaggio di questo FTE osserverà una oscillazione bipolare $+ -$ della componente normale del campo magnetico. Una segnatura $- +$ è invece aspettata per FTE a sud della regione di diffusione. La segnatura bipolare della componente B_n è quella che normalmente identifica la presenza di un FTE.

All’interno dell’FTE il modulo del campo magnetico può aumentare, per la compressione delle linee di campo riconnesse data dall’interazione con il campo drappeggiato sulla superficie della magnetopausa, oppure decrescere, per effetto diamagnetico, in quanto la pressione termica del plasma aumenta.

Il plasma all’interno dell’FTE sarà composto dal plasma freddo della regione di transizione, e dal plasma più caldo della magnetosfera. Gli FTE secondo questo modello si formano in una regione limitata

della magnetopausa, e devono avere una estensione in longitudine limitata dell'ordine di 1 raggio terrestre anche quando due campi sono antiparalleli. (Fear et al., 2008)

Cowley (1982) e Paschmann et al. (1982) hanno notato che il campo all'interno dell'FTE deve formare un'elica, altrimenti un satellite che attraversa l'FTE all'interno non osserverebbe la segnatura bipolare nella componente normale del campo.

Sonnerup (1987) ha analizzato il moto degli FTE ed ha fornito una giustificazione fisica del campo elicoidale interno. Nella figura 2.12 è illustrata la sezione circolare di una FTE attraverso la magnetopausa e le linee di campo tangenti a questa per i diversi valori della tensione magnetica (pannello a-d). Secondo Sonnerup (1987) al moto degli FTE, causato dalla tensione magnetica, si oppongono le linee di campo magnetico tangenti alla magnetopausa. Queste si deformano attorno al tubo di flusso inducendo la corrente I_{hole} parallela al campo magnetico interno all'FTE (pannello b). Tale corrente produce una forza sull'FTE $\underline{F}_{hole} = h \underline{I}_{hole} \times \underline{B}_{mp}$ diretta in direzione opposta a quella della tensione magnetica (h è lo spessore della magnetopausa, e \underline{B}_{mp} è il campo medio della magnetopausa). In questo caso è quindi raggiunto l'equilibrio e l'FTE si muove con velocità pari a quella del plasma nella regione di transizione. Se la sezione dell'FTE è maggiore di una certa sezione critica, la tensione magnetica delle linee di campo riconnesse riesce a prevalere sulla forza \underline{F}_{hole} e deforma ulteriormente le linee di campo della magnetopausa (pannello c).

Il campo magnetico indotto dalla corrente I_{hole} porta alla curvatura delle linee di campo interne all'FTE, che assumono la configurazione ad elica.

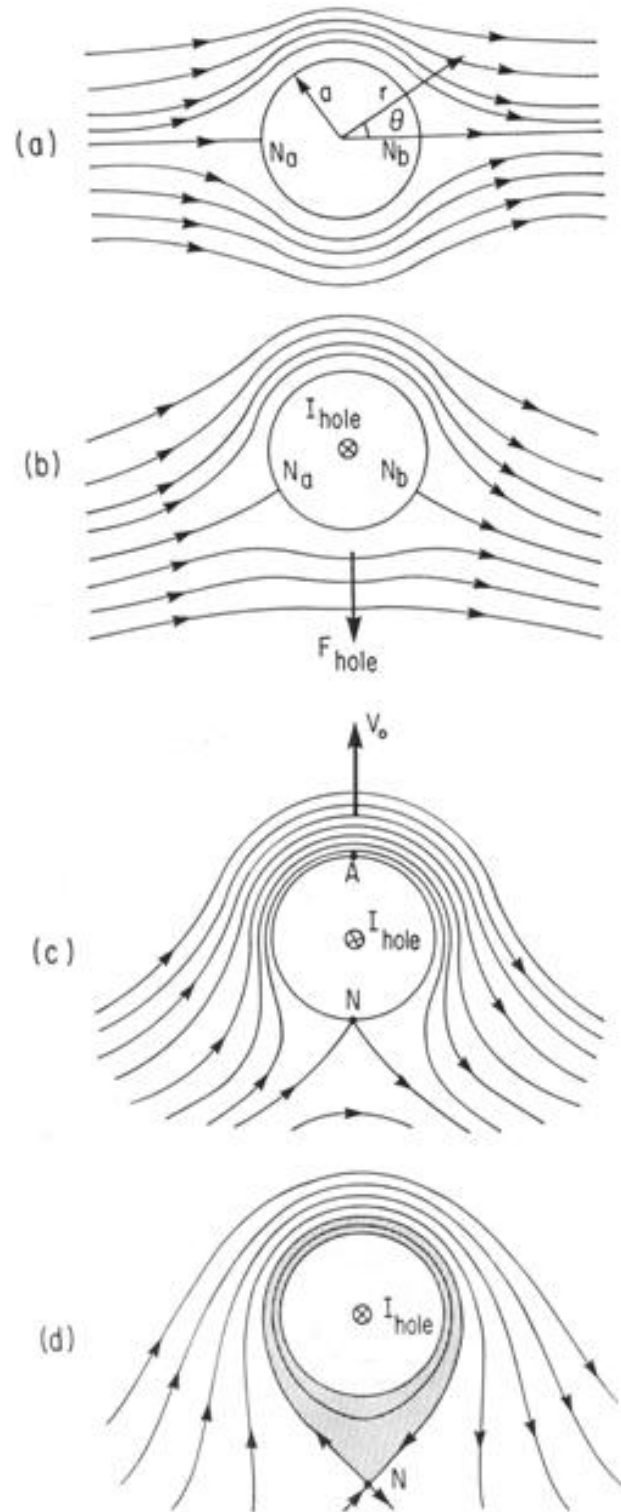


Figura 2.12 Illustrazione della sezione circolare di una FTE tipo “Russel ed Elphic” attraverso la magnetopausa e configurazioni delle linee di campo tangenti a questa nelle varie condizioni di moto. Da Sonnerup (1987).

2.5.2 Il modello di Lee e Fu.

Lee e Fu (1985) sono stati i primi a proporre un modello in cui gli FTE vengono generati alla magnetopausa grazie alla presenza di linee X multiple.

In figura 2.13 è schematizzato il processo di formazione di due tubi di flusso magnetici alla magnetopausa causata da tre linee X. Il campo magnetico della regione di transizione raffigurato mediante le linee continue è diretto lungo z negativo ed y positivo, mentre il campo in magnetosfera, raffigurato con le linee tratteggiate, è diretto lungo z positivo e y positivo. La componente B_y dei due campi, che è la medesima, costituisce dunque il campo guida.

Secondo questo modello, le linee di campo raffigurate si riconnettono, al tempo t_1 , in ogni punto in cui attraversano le linee X (crocette blu) e ad un istante di tempo successivo t_2 queste linee, più volte riconnesse, danno luogo a due tubi di flusso magnetici (pannello 2.13b): le linee di campo A1A2 e F1F2, che hanno un estremo nella regione di transizione e l'altro nella magnetosfera, formano una struttura ad elica. A causa della tensione magnetica, che deriva dalla loro curvatura nel piano X-Z, questi strutture magnetiche tendono a contrarsi e si avvicinano all'asse del tubo. In tale schema le tre linee X presentano una estensione limitata, ed in particolare le due più esterne sono meno estese della linea X centrale. Le linee di campo riconnesse da B1 a E2 e da G2 a J1 risultano analoghe a quelle che si generano in presenza di una singola linea X, e pertanto, in conseguenza della tensione magnetica, si allontanano verso nord e verso sud provocando getti di plasma.

Il processo di riconnessione alle tre linee X continua e, quindi, si formano dei nuovi campi ad elica riconnessi che vanno ad occupare la parte più esterna dei tubi di flusso magnetici: nel pannello 2.13c si osserva che le linee che si trovano più all'interno del tubo (A1A2, F1F2) sono quelle riconnesse al tempo t_2 , e le più esterne (A1'A2', F1'F2') si sono formate ad un tempo $t_3 > t_2$.

In questo modo questo tubo magnetico incrementa la sua dimensione nel piano X-Z, fino a quando raggiunge la posizione delle linee X esterne. A questo punto la riconnessione sulle linee X esterne cessa, ed i tubi di flusso vengono portati via lungo la magnetopausa dal flusso del plasma nella regione di transizione. La riconnessione in presenza di linee X multiple non può dunque avvenire in maniera stazionaria.

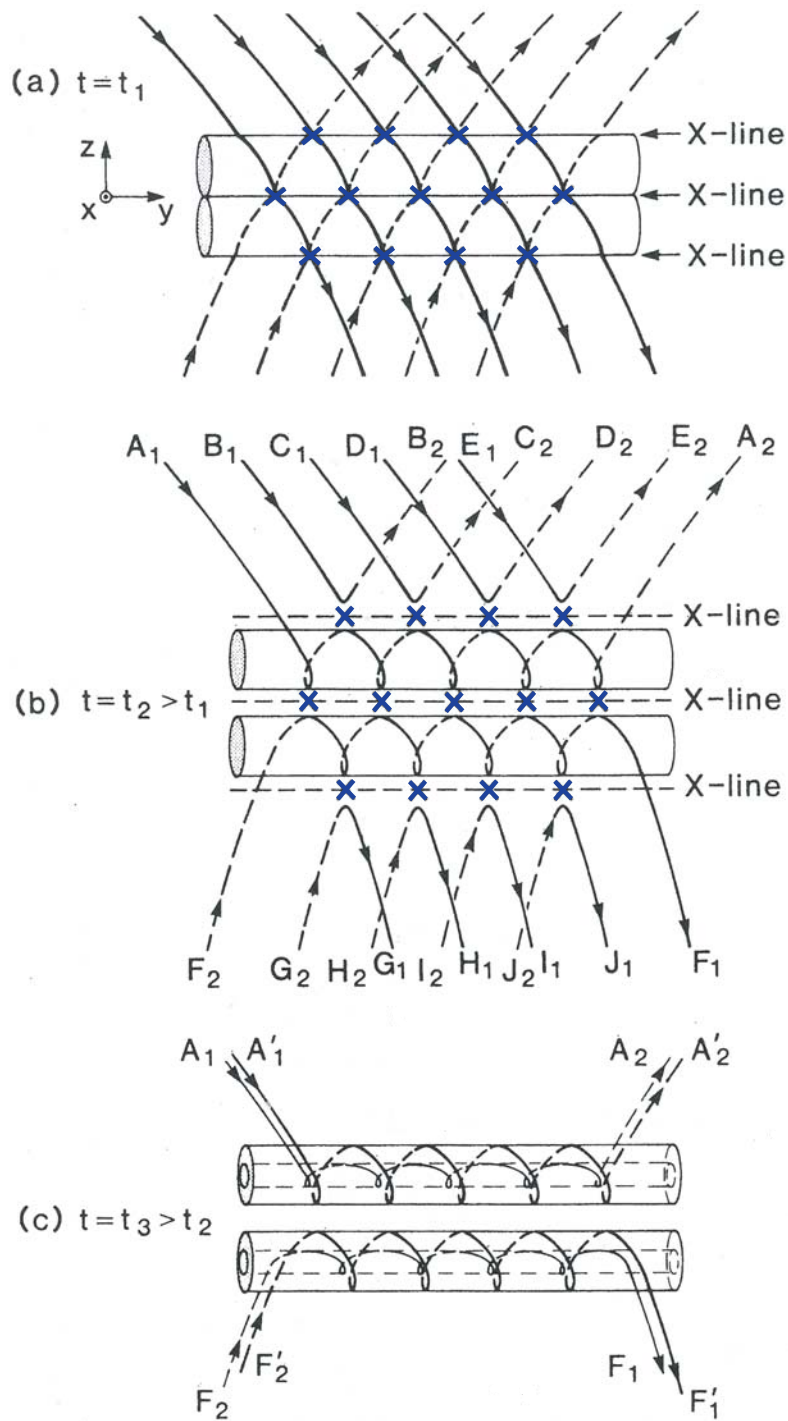


Figura 2.13 Illustrazione della simulazione della tearing instability alla magnetopausa terrestre di Lee e Fu. La presenza di diverse linee X comporta la formazione di strutture magnetiche chiuse (flux ropes) (adattata da Lee e Fu, 1985).

2.5.3 Differenze e analogie fra i due modelli di FTE.

Le signature che caratterizzano il passaggio di un satellite nelle vicinanze o all'interno di un FTE dovuto a linee X multiple risultano simili a quelle che si hanno nel caso degli FTE di Russell ed Elphic: la B_n mostrerà una oscillazione bipolare ed il plasma all'interno dell'FTE sarà composto dal plasma freddo della regione di transizione e dal plasma più caldo della magnetosfera.

A differenza del modello di Russell ed Elphic, però, l'FTE generato dalla presenza di linee X multiple può avere una estensione in longitudine maggiore, non attraversa la magnetopausa, ma piuttosto costituisce una struttura che ne fa parte. Come abbiamo visto, entrambi i modelli prevedono per le linee di campo interne una configurazione ad elica, ma l'orientazione dell'asse dell'FTE risulta differente: nel caso di Russell ed Elphic è normale alla magnetopausa (Fear et al., 2008), mentre nel caso del modello di Fu e Lee l'asse dell'FTE è tangente e parallelo alle direzioni delle linee X.

3

La missione Double Star.

Come abbiamo visto nei precedenti capitoli dall'interazione del vento solare con il campo geomagnetico si struttura un complesso sistema di onde - discontinuità (bow shock, magnetopausa, ecc.) la cui dinamica è strettamente legata alle condizioni del vento solare e del campo magnetico interplanetario. Tali strutture possiedono una notevole estensione spaziale (diverse decine di raggi terrestri) e la loro configurazione spaziale può cambiare in tempi estremamente brevi (nell'ordine dei secondi). Per lo studio di tali strutture è necessario effettuare misurazioni in situ, praticabili mediante l'utilizzo di satelliti artificiali in orbita intorno alla Terra. Una delle recenti missioni che ha consentito un notevole avanzamento della conoscenza di tali fenomeni è la missione europea Cluster.

La missione Double Star è una missione scientifica nata grazie alla collaborazione tra l'agenzia spaziale europea (ESA) e l'agenzia spaziale cinese CNSA che consiste di due satelliti in orbita attorno alla Terra, uno su orbita equatoriale Tan Ce 1 (in cinese 'esploratore', abbreviato con TC-1) e l'altro Tan Ce 2 in orbita polare.

3.1 Obiettivi scientifici.

Gli obiettivi della missione Double Star consistono nello studio delle strutture di piccola e media scala spaziale e temporale nelle seguenti regioni della magnetosfera terrestre:

- il vento solare e l'onda d'urto della Terra
- la magnetopausa
- la coda geomagnetica

Le orbite dei due satelliti sono state scelte in modo da rendere possibile lo studio congiunto con i dati della missione Cluster. In particolare il satellite TC-1 ha un'orbita quasi equatoriale con un apogeo di 12.4 raggi terrestri e il perigeo a 500 Km dalla superficie terrestre (vedi figura 3.1), che consente di osservare una grande quantità di attraversamenti della magnetopausa terrestre nella regione giorno.

3.2 La strumentazione.

Per lo studio dei plasmi spaziali è essenziale la conoscenza dei parametri che caratterizzano il plasma, come densità velocità di insieme e temperatura, che possono essere ottenuti mediante l'integrazione della funzione di distribuzione degli ioni (vedi appendice, paragrafo 7.1.5), e del campo magnetico.

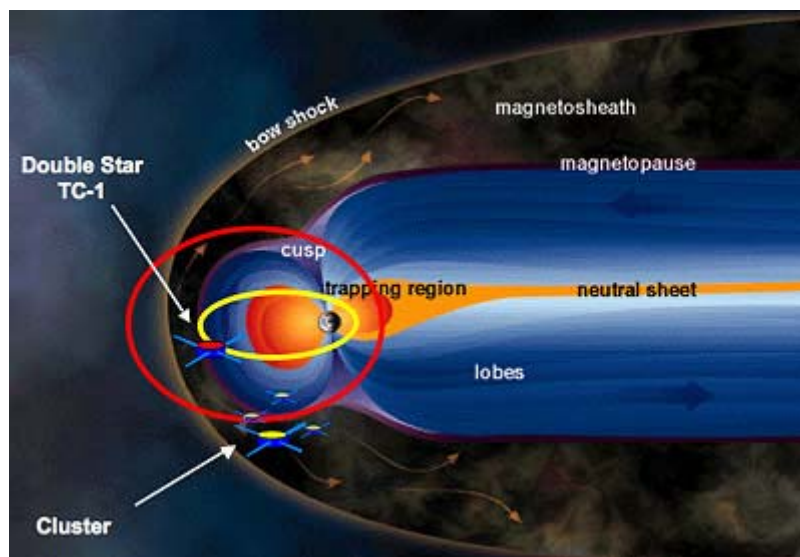


Figura 3.1 Raffigurazione dell'orbita del satellite Double Star TC-1 e dei satelliti Cluster rispetto alla magnetosfera terrestre (da www.sciencedaily.com).

Sulla base dell'esperienza delle precedenti missioni si è evidenziato quanto sia importante misurare tali grandezze con accuratezza ed elevata risoluzione temporale. Gli strumenti dell'esperimento CIS misurano la funzione di distribuzione tridimensionale degli ioni con energie comprese tra i 5 eV ed i 38 keV con elevata risoluzione nello spazio delle velocità, ad una risoluzione temporale di 4 secondi.

3.2.1 Come misurare la funzione di distribuzione.

Per la misurazione, in un determinato punto dello spazio fisico, è necessario determinare la quantità di particelle che si trova in ogni punto dello spazio delle velocità: è necessario dunque un sistema per selezionare le particelle, in base alla direzione nella quale si stanno muovendo, al modulo della loro velocità, ed inoltre essere in grado in qualche modo di contarle. La misurazione della funzione di distribuzione richiede pertanto:

1. un filtro nello spazio delle velocità
2. un rivelatore di particelle
3. un contatore di particelle

3.2.2 Lo strumento HIA.

Sulla base di questo schema funziona l'analizzatore di plasma Hot Ion Analyzer (HIA) [Remè et al., 2005] che è in grado di selezionare gli ioni con energie per unità di carica comprese nell'intervallo 5 - 38000 eV. La **prima funzione** la svolge un analizzatore "Top Hat", o analizzatore elettrostatico a piatti

curvi, che è uno strumento in grado di selezionare le particelle cariche in base alla loro energia cinetica per unità di carica ed alla direzione dalla quale provengono. Questo è costituito fondamentalmente da tre elementi sferici concentrici: una semisfera più interna, una seconda semisfera, concentrica alla prima, con una apertura circolare sulla sommità, ed una piccola calotta, posizionata sopra all'apertura, che ne definisce l'ampiezza. (figura 3.2).

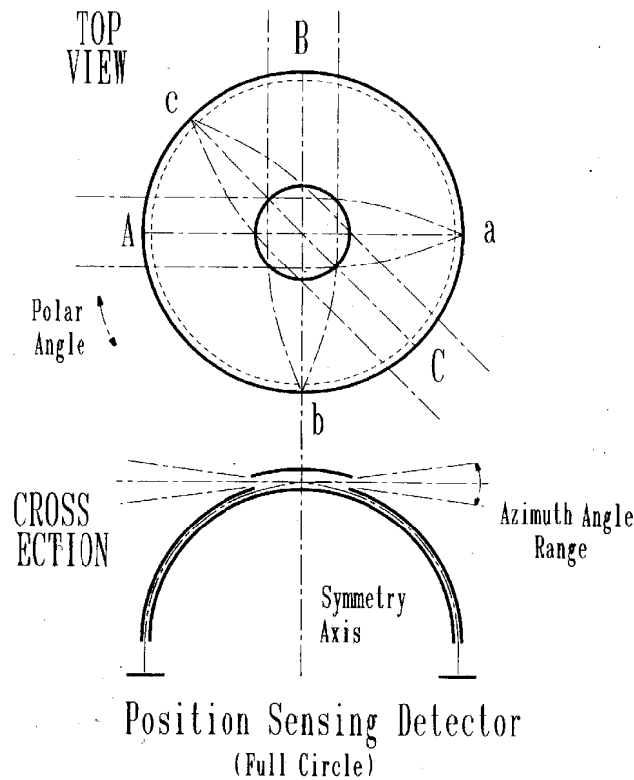


Figura 3.2 Visione schematica dall'alto (parte superiore) e di lato (parte inferiore) dell'analizzatore di plasma a piatti curvi Top Hat (Escoubet, C.P., Russell, C.T. and Schmidt, R., 1997).

L'angolo polare è l'angolo che la velocità delle particelle forma, nel piano ortogonale all'asse di simmetria, rispetto ad un opportuno riferimento (vedi parte alta della figura). L'angolo di azimut è invece l'angolo che forma rispetto all'asse di simmetria. Le possibili traiettorie delle particelle sono mostrate nella parte alta della figura.

Una differenza di potenziale elettrico ΔV viene applicata tra le due calotte concentriche in maniera che solo le particelle con una energia compresa in un limitato range, ed un certo angolo di azimut, possano entrare nell'analizzatore e raggiungerne l'uscita. Le particelle, durante il loro percorso, dovranno avere una accelerazione centripeta proporzionale al campo elettrico radiale, ossia:

$$m \frac{v^2}{r} = q \frac{dV(r)}{dr} \quad (3.1)$$

nella quale v è la velocità delle particelle, m è la loro massa, ed r il raggio di curvatura della loro traiettoria. Per una determinata differenza di potenziale elettrico ΔV_0 applicato tra le due calotte, l'analizzatore seleziona le particelle che posseggono una energia cinetica compresa all'interno di un intervallo $\frac{\Delta E_c}{q}$, detto banda passante, centrato attorno ad un valore $\frac{E_c}{q}$, chiamato centro della banda passante. Facendo variare allora la differenza di potenziale, è possibile selezionare le particelle in base alla loro energia.

Questo strumento presenta una visuale istantanea di 360° e, data la simmetria delle calotte e del campo elettrico applicato, ha una risposta che non dipende dall'angolo polare. Lo strumento viene installato sui satelliti con il piano di visuale parallelo all'asse di spin che è ortogonale al piano dell'eclittica. In questo modo, in mezzo giro, si ha la visuale dell'intero spazio tridimensionale.

La **seconda funzione**, ossia il rilevamento delle particelle alla sezione anulare di uscita, è affidata a due sensori, ciascuno dei quali osserva un settore polare di 180° . Questi presentano differenti caratteristiche, consentendo di avere due diversi modi di funzionamento. Quando i satelliti si trovano nel vento solare, fuori dall'onda d'urto, le particelle provengono quasi esclusivamente dal Sole, quindi con una velocità parallela al piano dell'eclittica. Pertanto, uno dei due rivelatori, quello che corrisponde al modo di funzionamento per lo studio del vento solare (chiamato low-G), presenta una maggiore quantità di settori nella regione del piano dell'eclittica e ciò consente di avere una migliore risoluzione angolare. Più precisamente, esso dispone di 8 settori centrali, ciascuno di 5.625° , e di altri 8 di 11.25° che guardano ciò che proviene dalle elevate latitudini. In questo modo di funzionamento rimangono non osservati due settori di 22.5° , come illustrato nella figura 3.3.

Il sensore che occupa gli altri 180° , che corrisponde al modo di funzionamento a valle dell'onda d'urto, chiamato "high-G", è costituito da 16 settori di 11.25° ciascuno, distribuiti in modo uniforme. In ciascuno dei 32 settori è presente un rivelatore di particelle, chiamato MCP, (microchannel plate). Questo è un fotomoltiplicatore costituito da un grande numero di tubi cavi, uno adiacente all'altro, che vengono attraversati dalle particelle cariche. Ciascuna particella che lo attraversa genera un segnale elettrico. I segnali elettrici di ciascuno dei 32 sensori MCP, vengono inviati a degli amplificatori-discriminatori, (di nome A121) che svolgono dunque la **terza funzione**. Questi sono in grado di effettuare elevatissime quantità di conteggi, a frequenze superiori ai 5 MHz. I segnali di uscita vengono accumulati in 48 contatori, di cui 16 ridondanti per i conteggi relativi al vento solare, che memorizzano la matrice della funzione di distribuzione.

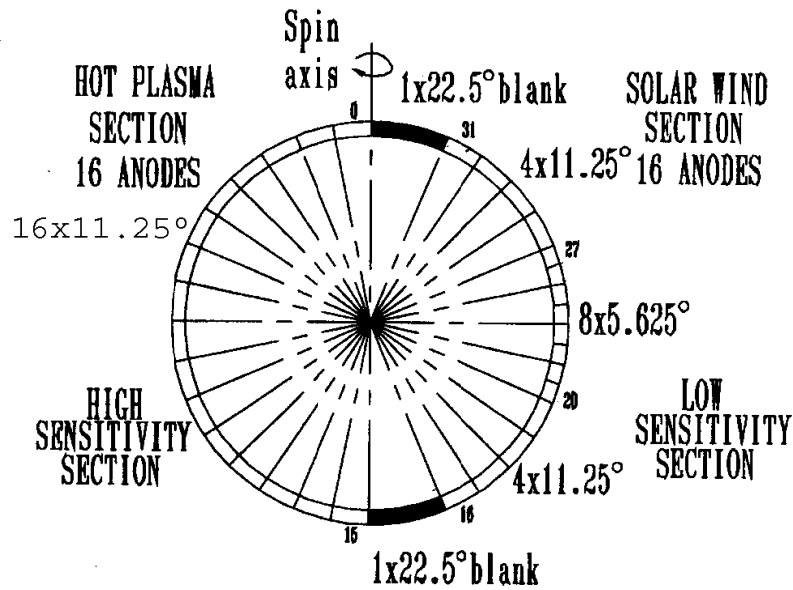


Figura 3.3 Distribuzione dei 32 anodi nell'analizzatore di plasma HIA presente sui satelliti della missione Cluster e Double Star per i due modi di funzionamento (vento solare e plasma caldo) (Escoubet, C.P., Russell, C.T. and Schmidt, R., 1997).

3.3 L'esperimento FGM.

L'obiettivo dell'esperimento Flux Gate Magnetometer (FGM) [Carr et al., 2005] è la misurazione del campo magnetico statico \overline{B} due satelliti della missione Double Star. Lo strumento FGM consiste in due magnetometri a saturazione triassiali (in grado cioè di misurare il vettore campo magnetico in qualsiasi direzione dello spazio), uno per ciascun satellite. Entrambi vengono montati su un'asta lunga 5.2m (chiamata boom) che è presente sui satelliti, al fine di rendere minime le influenze del campo magnetostatico del satellite stesso. Uno di questi è installato al margine dell'asta, lontano dal satellite, l'altro 1.5m più internamente. Il campo magnetico viene misurato con una frequenza di circa 201 Hz. Tuttavia, a causa dei limiti imposti dalla telemetria, questo viene trasmesso principalmente a 22Hz e 67Hz.

4

Studio della riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre con i dati della missione Double Star.

Fino ad oggi molti studi basati su misure *in situ* hanno confermato che il fenomeno della riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre è un meccanismo fondamentale per il trasferimento di plasma e di energia dal vento solare alla magnetosfera. Tuttavia, come è stato mostrato nel Capitolo 2, finora non è stato identificato il meccanismo in base al quale la riconnessione magnetica si innesca e non è stato chiarito se questo processo si manifesti, alla magnetopausa terrestre, dando luogo prevalentemente a linee X estese e stazionarie o piuttosto in maniera localizzata e intrinsecamente transiente.

Gli studi statistici basati sulle misure *in situ* atti a meglio comprendere questa problematica sono pochi e risalgono prevalentemente agli anni '90. I risultati di tali studi hanno fornito alcune indicazioni interessanti, ma non conclusive, riguardo alla configurazione su grande scala della riconnessione alla magnetopausa e all'influenza che i parametri locali del plasma potrebbero avere sul processo stesso. Solo recentemente, in seguito al successo delle missioni Cluster e Double Star, alcuni altri studi di questo tipo hanno contribuito ad ampliare la conoscenza in questo campo.

Come abbiamo visto nel precedente capitolo, il satellite TC-1 ha un'orbita quasi equatoriale, con un apogeo di 12.4 raggi terrestri. Quindi il satellite rimane per lunghi periodi di tempo in prossimità della magnetopausa, passando frequentemente dalla magnetosfera alla regione di transizione o viceversa. E' evidente che le misure di plasma e di campi elettromagnetici fornite dalla sonda TC-1 sono utilissime per lo studio dei processi che si verificano alla magnetopausa.

Parte del lavoro di Tesi è stato dunque rivolto a uno studio statistico delle segnature della riconnessione magnetica alla magnetopausa basato sull'analisi dei dati di plasma e campo magnetico del satellite TC-1 raccolti nel corso degli anni 2004 e 2005. A partire da questi dati, sono stati selezionati numerosi eventi di riconnessione e se ne è studiata la dipendenza dai parametri del plasma e dall'orientamento del campo del campo magnetico nella regione di transizione. Lo studio svolto, che verrà descritto dettagliatamente in questo Capitolo, è stato oggetto di una pubblicazione sul Journal of Geophysical Research – Space Physics (Trenchi et al. 2008).

4.1 Selezione dei getti di riconnessione.

Nel presente studio sono stati utilizzati i dati di plasma dell'analizzatore Hot Ion Analyzer (HIA) [Remè et al., 2005] ed in particolare i momenti della funzione di distribuzione tridimensionale calcolati a bordo del satellite con una risoluzione temporale di 4 secondi. Il campo magnetico locale è misurato dall'esperimento Flux Gate Magnetometer (FGM) [Carr et al., 2005] ed è stato mediato a 4 secondi, per avere la medesima risoluzione dei dati di plasma. Per procedere alla selezione degli eventi di riconnessione, sono stati prima di tutto ispezionati tutti gli attraversamenti della magnetopausa diurna verificatisi durante il primo anno della missione, più precisamente, tutti gli attraversamenti della magnetopausa, dalla regione di transizione verso la magnetosfera (inbound) e dalla magnetosfera verso la regione di transizione (outbound), dal 22 febbraio 2004 al 31 maggio 2004, periodo in cui l'apogeo del satellite è passato dalle 13:00 ora locale (LT) alle 18:00 LT, e dal 12 dicembre 2004 al 29 marzo 2005, quando l'apogeo del satellite si è spostato alle 6:00 LT alle 13:00 LT.

Di questi attraversamenti sono stati studiati nel dettaglio solo quelli che presentavano almeno un attraversamento completo della magnetopausa e per i quali il campo magnetico della regione di transizione era sufficientemente stabile, in modo da poter valutare correttamente le condizioni nella regione di transizione e nella magnetosfera adiacenti alla magnetopausa.

Per ciascuno di questi attraversamenti è stata utilizzata la relazione di Walèn per evidenziare la presenza dei getti di riconnessione. Più in dettaglio, è stato calcolato il vettore $\Delta \underline{v}_{th}$, previsto in base al salto del campo magnetico ai due lati della magnetopausa secondo la 2.9, che riportiamo di seguito per comodità:

$$\Delta \underline{v}_{th} = \pm [(1 - \alpha_1) / \mu_0 \rho_1]^{1/2} \cdot [\underline{B}_2 (1 - \alpha_2) / (1 - \alpha_1) - \underline{B}_1] \quad (4.1)$$

dove il suffisso 1 si riferisce a misure della regione di transizione, più precisamente, $\rho_1, \alpha_1, \underline{v}_1, \underline{B}_1$ sono le medie delle relative grandezze calcolate per un intervallo di tempo di riferimento nella regione di transizione adiacente alla magnetopausa; il suffisso 2, invece, indica la singola misura delle grandezza corrispondente fatta all'interno della magnetopausa o nel BL. Il segno positivo (o negativo) nella relazione 4.1 vale quando le componenti normali della velocità hanno lo stesso segno (l'opposto), ovvero nella magnetopausa giorno per osservazioni a nord (sud) della linea X.

Poi è stato calcolato il vettore $\Delta \underline{v}_{obs} = \underline{v}_2 - \underline{v}_1$, ovvero il salto fra la velocità del plasma misurata all'interno della magnetopausa e/o nel BL (suffisso 2) e la velocità media del plasma calcolata nell'intervallo di riferimento (suffisso 1).

Confrontando i vettori Δv_{th} e Δv_{obs} , sono stati selezionati come intervalli per i quali il satellite sta sicuramente osservando plasma che ha attraversato la magnetopausa a causa del processo di riconnessione gli intervalli di tempo per i quali:

1. L'angolo \mathcal{G}_W formato dai due vettori Δv_{th} e Δv_{obs} appartenga all'intervallo 0° - 30° se Δv_{th} e Δv_{obs} sono quasi paralleli (relazione di Walèn soddisfatta con il segno positivo) e all'intervallo 150° - 180° se Δv_{th} e Δv_{obs} sono quasi antiparalleli (relazione di Walèn soddisfatta con il segno negativo).
2. Il rapporto R_W tra i moduli dei due vettori Δv_{th} e Δv_{obs} sia compreso tra 0.4 e 3.
3. Le condizioni 1. e 2. siano rispettate continuamente per più di 12 secondi. In questo modo vengono esclusi dall'analisi dei dati quei punti per i quali il test di Walèn viene solo casualmente soddisfatto a causa di una rapida oscillazione del campo magnetico.
4. La densità media calcolata nell'intervallo sia maggiore di 1 cm^{-3} , così da avere la certezza di escludere dall'analisi intervalli di tempo per i quali il satellite osserva plasma di origine magnetosferica.

Da ora in poi l'insieme delle misure pertinenti a tali intervalli verrà indicato come “getto” di riconnessione.

4.1.1 Un esempio di getti di riconnessione

Nella figura 4.1 è illustrato un attraversamento della magnetopausa in cui vengono osservati getti di plasma, ed alcuni di questi, con i criteri sopra descritti, sono stati selezionati come getti di riconnessione (evidenziati dalle aree celesti).

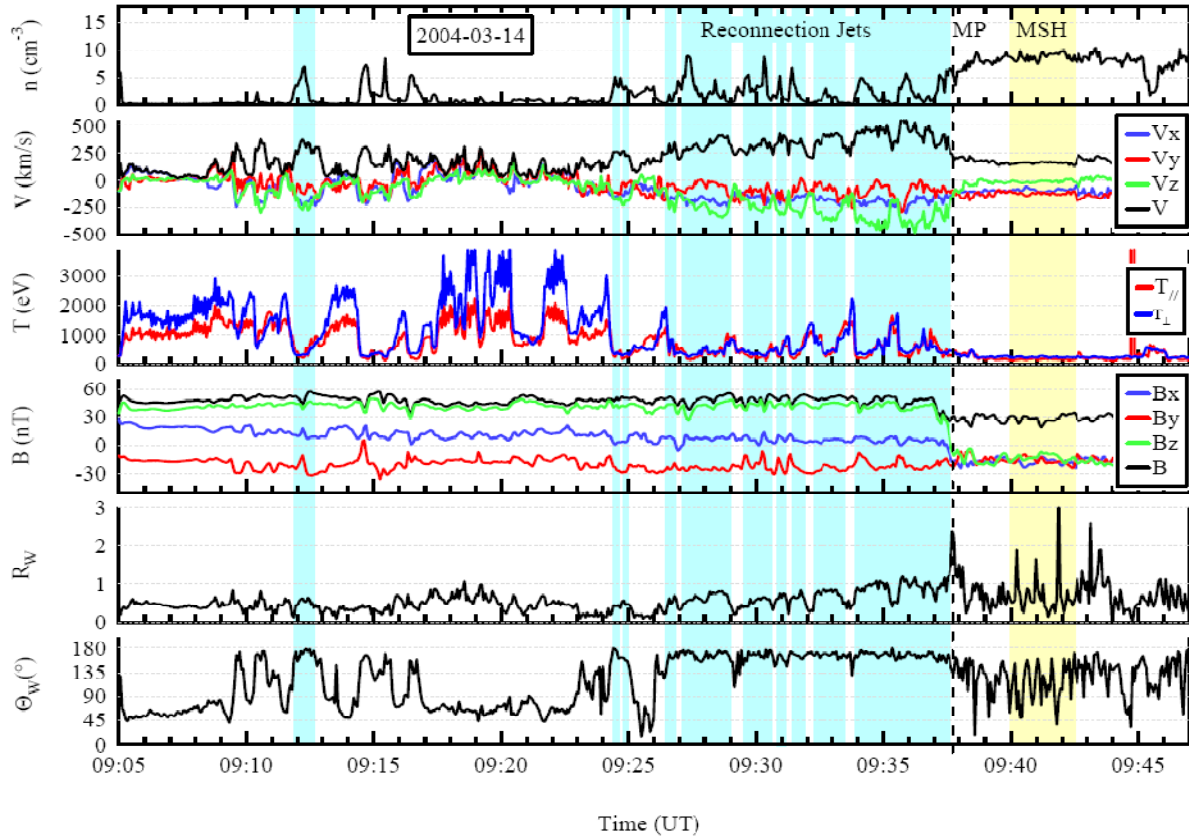


Figura 4.1 Dati misurati dal satellite Double Star TC-1 il 14-03-2004, un esempio di getti di riconnessione. Dall'alto la densità di plasma, le 3 componenti della velocità in km/s, la temperatura del plasma parallela e perpendicolare alla direzione del campo magnetico, le componenti del campo magnetico in nT, il rapporto della relazione di Walen R_W , l'angolo della relazione di Walen Θ_W in gradi (0° - 180°). La velocità ed il campo magnetico sono rappresentati nel sistema di riferimento GSE (Trenchi et al., 2008).

Dopo le 9:38 il satellite si trova nella regione di transizione, e la fascia gialla indica il relativo riferimento: la densità è di circa 10 cm^{-3} e la velocità di circa 200 km/s diretta lungo X_{GSE} , Y_{GSE} negativi. Alle 9:37 si osserva un attraversamento di magnetopausa, indicato dalla linea tratteggiata: il campo magnetico ruota, si osserva una diminuzione della densità ed un incremento della temperatura del plasma. Prima delle 9:37 sono presenti dei getti di plasma: la velocità ruota essendo diretta prevalentemente verso $-Z_{GSE}$ e raggiunge dei picchi di 500 km/s. Per tali getti di plasma, osserviamo che il rapporto di Walén tende ad 1 (perfetto accordo) e l'angolo di Walén tende a 180° (per attraversamenti nella regione giorno si ha quando il satellite è a sud della regione di diffusione).

Con le fasce blu sono indicati quei getti di plasma che soddisfano i criteri di selezione, che quindi vengono selezionati come getti di riconnessione, e fanno parte del presente studio. Osserviamo che in questo caso sono presenti dei getti di plasma accelerato che non soddisfano i criteri di selezione, e dunque non fanno parte del database.

4.1.2 Un esempio di getti inversi.

Nel caso precedente la regione di diffusione si trovava a nord del satellite, e rimaneva in questa posizione per l'intero periodo in cui venivano osservati i getti di plasma. In qualche attraversamento di magnetopausa, si osservano dapprima dei getti di plasma accelerati in una direzione, e subito dopo altri accelerati in direzione opposta. Tali eventi possono essere interpretati come un passaggio della regione di diffusione da una parte all'altra del satellite, e dunque vengono osservati i getti dalle due parti opposte linee X. Questi attraversamenti sono molto importanti in quanto il satellite è nelle vicinanze della regione di diffusione, che è la regione in cui il processo della riconnessione magnetica ha origine (paragrafo 2.5). Le grandezze misurate dal satellite nella regione di transizione sono allora le condizioni al contorno della regione di diffusione. Un esempio di uno di questi attraversamenti, che chiameremo getti inversi, è illustrato nella seguente figura 4.2.

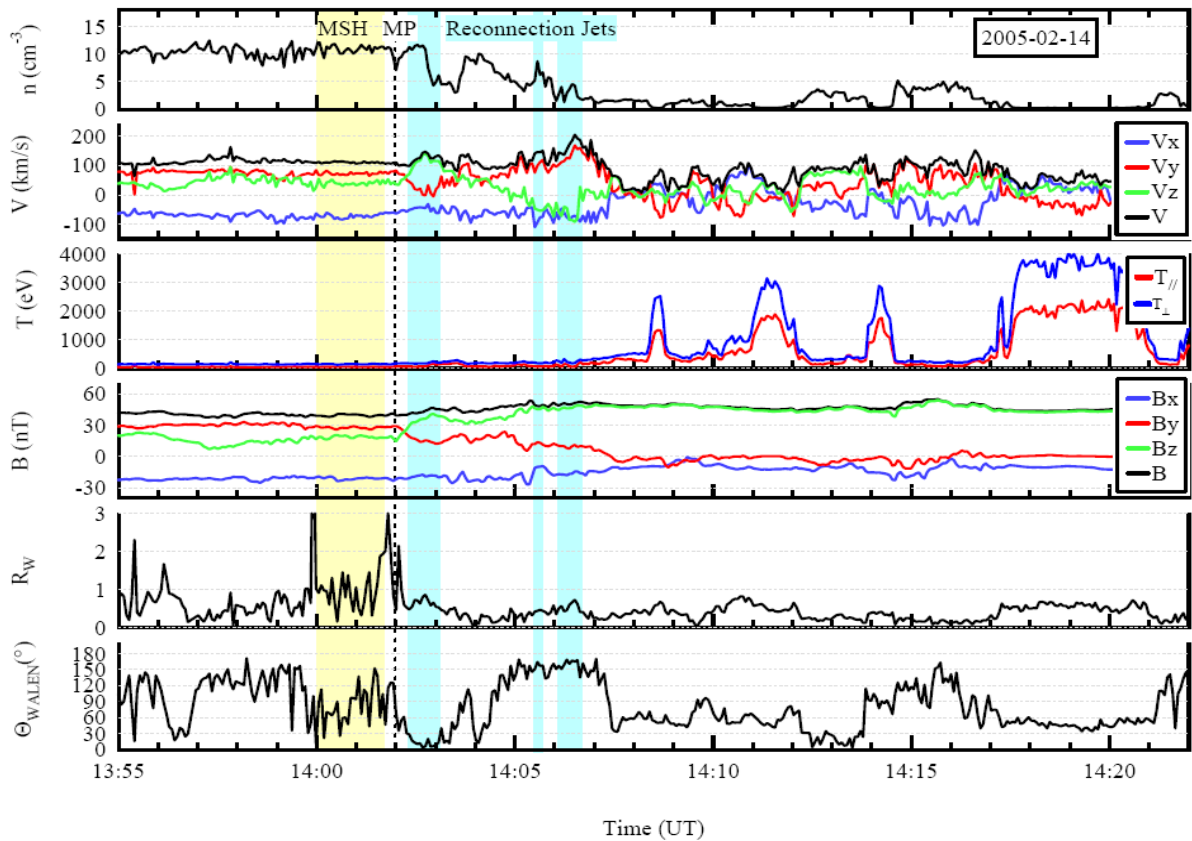


Figura 4.2 Dati misurati dal satellite Double Star TC-1 il 14-02-2005, un esempio di getti inversi. Dall'alto la densità di plasma, le 3 componenti della velocità in km/s, la temperatura del plasma parallela e perpendicolare alla direzione del campo magnetico, le componenti del campo magnetico in nT, il rapporto della relazione di Walen R_W , l'angolo della relazione di Walen Θ_W in gradi (0° - 180°). La velocità ed il campo magnetico sono rappresentati nel sistema di riferimento GSE (Trenchi et al., 2008).

Prima delle 14:02 il satellite si trova nella regione di transizione: la densità è di circa 10 cm^{-3} e la velocità è diretta prevalentemente lungo X_{GSE} negativo, e Y_{GSE} positivo. La magnetopausa è osservata alle 14:02, e dato che il campo nella regione di transizione ha una componente Z positiva, l'angolo di shear magnetico è piccolo, di soli 56° . Contestualmente alla rotazione del campo, alle 14:02:30, si osserva un getto di plasma accelerato che si muove lungo Z_{GSE} positivo: di fatto le variazioni di velocità e del campo magnetico sono direttamente correlate, e l'angolo Θ_W tende a 0° . Muovendoci verso destra, il campo magnetico continua a ruotare, ed alle 14:06 è osservato un altro getto di plasma che si muove questa volta lungo $-Z_{\text{GSE}}$, per cui Θ_W tende a 180° (ovvero ci troviamo a sud della regione di diffusione). Le tre aree evidenziate mediante sono i getti di plasma selezionati come getti di riconnessione.

4.2 Risultati Statistici.

Nel corso dell'intervallo di tempo analizzato, erano presenti circa 300 attraversamenti di magnetopause. Di queste per 239 è stato possibile individuare senza incertezze la posizione della magnetopausa ed un riferimento nella regione di transizione adiacente per poter svolgere l'analisi: i getti di riconnessione sono stati selezionati in 143 attraversamenti di magnetopause, ed in questi sono presenti in totale 798 getti di riconnessione. Infatti, come si può osservare nella figura 4.1, diversi getti di riconnessione possono essere selezionati per ciascun attraversamento.

Per 23 dei 143 attraversamenti con getti di riconnessione sono stati selezionati getti inversi: data l'importanza questi eventi saranno studiati separatamente dagli attraversamenti con semplici getti di riconnessione per osservare come varia la posizione della regione di diffusione a seconda delle condizioni nella regione di transizione. Abbiamo dunque 120 eventi di riconnessione e 23 eventi di riconnessione nelle vicinanze della regione di diffusione.

Nei restanti 96 attraversamenti nessun getto di riconnessione era stato selezionato mediante i nostri criteri. Tuttavia, per 32 attraversamenti la relazione di Walén era soddisfatta per meno di 3 punti consecutivamente, e dunque non erano selezionati i getti a causa del requisito sulla durata del getto. Pertanto nel dataset negli eventi "senza riconnessione" abbiamo incluso solamente i 64 attraversamenti in cui il test di Walén non è soddisfatto in alcun punto.

Ricapitolando abbiamo: 120 attraversamenti con getti di riconnessione, 23 attraversamenti con getti inversi e 64 attraversamenti senza evidenze di riconnessione.

Le posizioni degli attraversamenti con getti (punti) e con getti inversi (croci) sono indicati nella figura 4.3, in latitudine GSM ed ora locale.

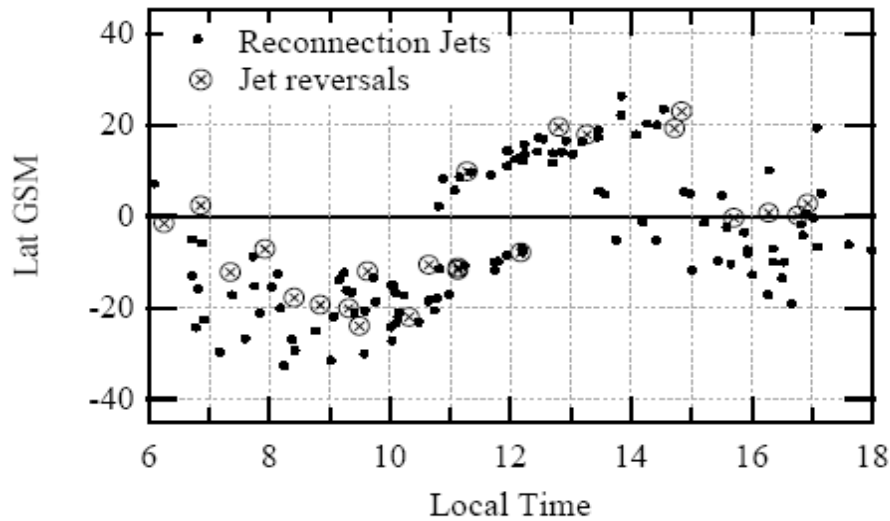


Figura 4.3 posizioni degli attraversamenti con getti di riconnessione in latitudine e longitudine nel sistema di riferimento GSM (Trenchi et al., 2008).

Come si può osservare dalla figura, gli attraversamenti con getti di riconnessione, e con getti inversi, sono distribuiti in modo piuttosto uniforme in ora locale su tutto il lato giorno: questo può far pensare che non ci sia una regione in cui la riconnessione sia favorita.

Per quanto riguarda la latitudine, le posizioni presentano un evidente asimmetria: nel lato alba sono prevalentemente dislocati a sud, poi si trovano a nord tra le 12:00 e le 16:00, e poi in entrambi gli emisferi dopo le 16:00. Tale asimmetria è causata dall'orbita del satellite, il cui apogeo passa dall'emisfero sud nel 2004, all'emisfero nord nei primi mesi del 2005, e dalla precessione della Terra intorno al Sole: tale distribuzione non è dunque legata al fenomeno della riconnessione magnetica.

Per ogni getto di riconnessione (non è stata fatta distinzione tra i getti ed i getti inversi) sono stati calcolati il rapporto di Walén medio, e l'angolo di Walén medio (mediati su tutti i punti consecutivi in cui è selezionato il getto di riconnessione). In figura 4.4 è illustrato lo scatter plot di R_W rispetto a ϑ_W (definito come $\vartheta_W = \Theta_W$ per $0^\circ < \Theta_W < 30^\circ$; $\vartheta_W = 180^\circ - \Theta_W$ per $150^\circ < \Theta_W < 180^\circ$). La linea grigia tratteggiata rappresenta il fit lineare di R_W rispetto a Θ_W . Notiamo che la maggior parte dei getti ha $0.5 < R_W < 1.5$, infatti solo il 2.4% ha un rapporto di Walén maggiore di 1.5, e solo il 6.5% ha $R_W < 0.5$.

Dal fit lineare si osserva inoltre una debole tendenza a diminuire allontanandosi dall'unità (perfetto accordo) di R_W al crescere di ϑ_W (0° è il perfetto accordo).

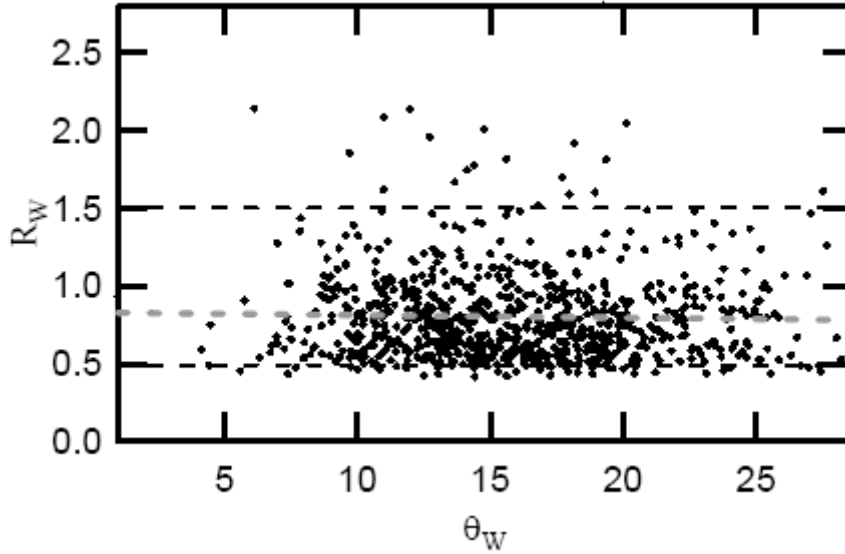


Figura 4.4 Scatter plot di R_W rispetto a Θ_W per i 798 getti di riconnessione selezionati. La linea grigia tratteggiata è il fit lineare di R_W rispetto a Θ_W (Trenchi et al., 2008).

4.3 I parametri della regione di transizione.

Per ciascuno dei 207 attraversamenti oggetto del presente studio, sono stati selezionati due intervalli di tempo, uno nella regione di transizione adiacente alla magnetopausa, e l'altro nella magnetosfera, in cui sono state calcolate la densità media, la velocità media, la temperatura ed il campo magnetico medi. Con questi valori medi sono stati calcolati nella regione di transizione il numero di Mach Alfvénico locale (7.31) ed il rapporto delle pressioni β (7.20); inoltre è stato calcolato l'angolo formato tra i due campi magnetici della regione di transizione e della magnetosfera (magnetic shear angle).

Per studiare la dipendenza del verificarsi della riconnessione dal valore di questi parametri, abbiamo studiato la frazione di attraversamenti che presentano getti di riconnessione e getti inversi, rispetto a tutti i 207 attraversamenti di magnetopausa. Nella figura 4.5 è illustrato l'andamento in funzione dell'angolo di shear di tale frazione per gli attraversamenti con getti di riconnessione (linea nera), e con getti inversi (area grigia).

I getti di riconnessione vengono osservati per valori dello shear magnetico che vanno da 41.5° fino a 180° , e si può osservare come la loro frequenza non dipenda da tale parametro: la loro frazione si mantiene sempre intorno al 60%. Questo comporta che per valori dell'angolo di shear compresi tra 40° e 180° il 60% degli attraversamenti presentano getti di riconnessione che soddisfano i nostri criteri di selezione.

Bisogna notare inoltre che circa il 7% dei 207 attraversamenti (qui non mostrato) ha un valore dello shear magnetico inferiore ai 40° , quindi il fatto che la frazione per angoli inferiori a 40° è nulla sembra indicare che al di sotto di questo valore la riconnessione magnetica non si verifichi. Per quanto riguarda

gli attraversamenti con getti semplici di riconnessione, l'angolo di shear misurato dal satellite costituisce un valore locale: anche per gli attraversamenti con un basso valore dell'angolo di shear si può pensare che vicino alla regione di diffusione dove il processo di riconnessione ha inizio, si abbia un angolo di shear più elevato. Secondo il modello antiparallel di riconnessione (Crocker N. U. 1979, Luhmann, J. G. et al. 1984) il processo della riconnessione magnetica può avere inizio solo i campi magnetici che si riconnettono sono perfettamente antiparalleli.

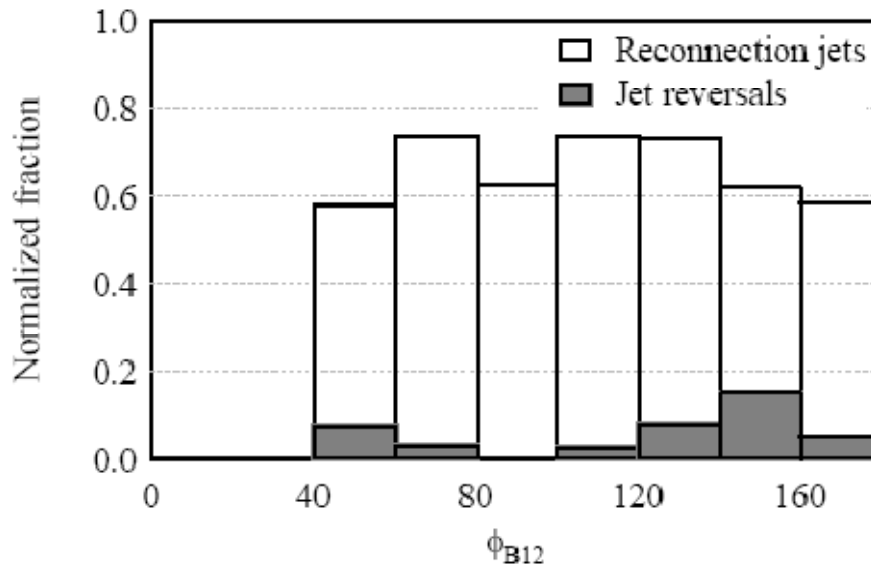


Figura 4.5 Frazione degli attraversamenti con getti di riconnessione e getti inversi in funzione dell'angolo di shear magnetico (Trenchi et al., 2008).

Per quanto riguarda gli attraversamenti con getti inversi, questi sono osservati anche per angoli di shear molto basso, il valore più basso è di 47.9° . La frazione di questi attraversamenti in funzione dell'angolo di shear è circa del 8 % nell'intervallo 40° - 60° , tale frazione decresce per angoli di shear tra 80° e 100° per poi aumentare nuovamente man mano che i campi divengono antiparalleli. Per quanto riguarda l'andamento, bisogna considerare che gli eventi con getti inversi sono un numero limitato, e dunque la statistica non è attendibile. Tuttavia, la presenza di getti inversi per angoli di shear minori di 60° , data la vicinanza della X-line, non è in accordo con il modello antiparallel, e suggerisce la miglior validità del modello component (Gonzales e Mozer 1974).

Nei primi tre pannelli della figura 4.6 è illustrato l'andamento dell'occorrenza dei 64 attraversamenti senza getti di riconnessione (pannello a), dei 120 con getti di riconnessione (pannello b), dei 23 con getti inversi (pannello c) in funzione del parametro β della regione di transizione, in scala logaritmica.

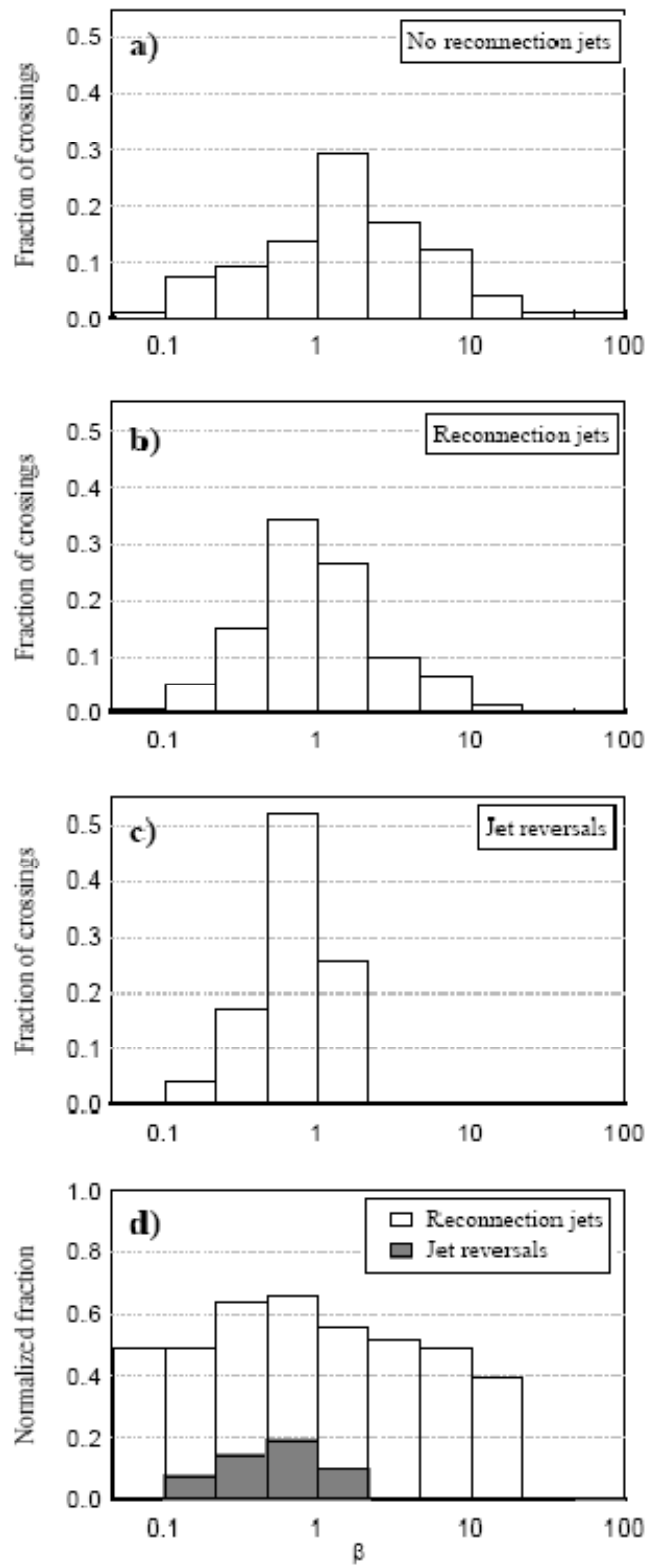


Figura 4.6 Frazioni degli attraversamenti che presentano getti di riconnesione in funzione del parametro β della regione di transizione. Dall'alto per gli attraversamenti senza signature di riconnesione, per attraversamenti con getti di riconnesione, e con getti inversi. Nell'ultimo pannello in basso le frazioni di attraversamenti con getti e getti inversi normalizzate rispetto a tutti i 245 attraversamenti (Trenchi et al., 2008).

Gli attraversamenti senza segnature di riconnessione sono osservati per β compreso tra 0.09 ed 61; tuttavia, due soli attraversamenti hanno β maggiore di 20. La loro frazione risulta maggiore del 10% per $0.46 < \beta < 10$, e decresce gradualmente per β minore di 0.46, mentre decresce più rapidamente per β maggiore di 10.

Gli attraversamenti con getti di riconnessione sono osservati per $\beta < 16$, ed osservando la loro frazione (secondo pannello figura 4.6) si osserva una distribuzione differente da quella senza segnature di riconnessione: sono concentrati per $\beta < 2$ e sopra tale valore infatti la frazione è inferiore al 10%, ed al contrario si ha la massima occorrenza superiore al 30 % per $0.46 < \beta < 1$: la tendenza è quindi quella di accumularsi per più bassi valori di β .

Osservando la distribuzione dei getti inversi, notiamo intanto che questi vengono osservati per $\beta < 1.47$, e questo fa sì che, anche rispetto agli attraversamenti con getti di riconnessione, siano concentrati per valori di β inferiori. Nella figura 4.6 (pannello d) sono illustrate le frazioni degli attraversamenti con getti (linea nera continua) e con getti inversi (linea grigia piena) normalizzate in funzione di tutti i 207 attraversamenti, in funzione di β .

Per bassi valori di β la frazione attraversamenti con getti di riconnessione è intorno al 50%, poi ha un massimo maggiore del 60% per $0.21 < \beta < 1$. Ed oltre la frazione gradualmente decresce. Gli attraversamenti con getti inversi, sono compresi nell'intervallo di β 0.20-1.47, e la loro frazione ha un massimo del 20% per $0.46 < \beta < 1$. Nella prima riga della tabella 4.1 sono riportati i valori medi di β per le tre classi di attraversamenti, (tra parentesi è indicato il valore dell'errore associato alla media σ^2 / N).

Come anche osservato dalle distribuzioni, il valore medio degli attraversamenti con getti di riconnessione è inferiore a quello degli attraversamenti senza getti, e quello degli attraversamenti con getti inversi è più basso ulteriormente. Mediante un test di ipotesi con livello di confidenza al 5% tali medie risultano significativamente differenti.

	Attraversamenti senza getti (64)	Attraversamenti con getti di riconnessione (120)	Attraversamenti con getti inversi (23)
β	4 ± 1	1.7 ± 0.2	0.77 ± 0.08
Mach Alfvén	1.5 ± 0.2	0.92 ± 0.06	0.80 ± 0.08

Tabella 4.1 Valori medi di β e Mach Alfvén per gli attraversamenti senza getti, con getti di riconnessione, con getti inversi.

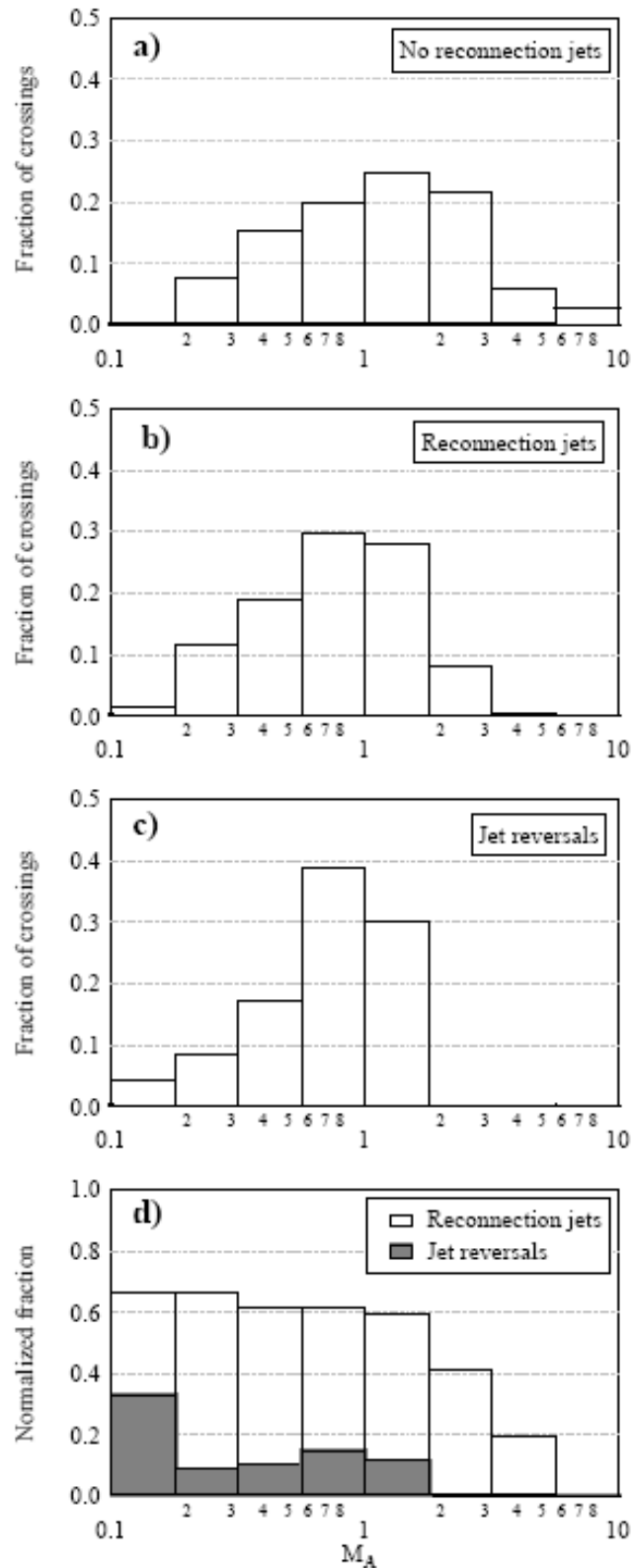


Figura 4.7 Frazioni degli attraversamenti che presentano getti di riconnessione in funzione del Mach Alfvén della regione di transizione. Dall'alto per gli attraversamenti senza signature di riconnessione, per attraversamenti con getti di riconnessione, e con getti inversi. Nell'ultimo pannello in basso le frazioni di attraversamenti con getti e getti inversi normalizzate rispetto a tutti i 245 attraversamenti (Trenchi et al., 2008).

Nei primi tre pannelli della figura 4.7 è illustrato l'andamento dell'occorrenza degli attraversamenti senza getti di riconnessione (64), con getti di riconnessione (120), con getti inversi (23) in funzione del numero di Mach di Alfvén della regione di transizione in scala logaritmica. Gli attraversamenti senza getti di riconnessione sono osservati con un numero di Mach alfvénico compreso nell'intervallo 0.03 – 7.1, al contrario gli attraversamenti con getti presentano sempre un Mach Alfvén inferiore a 3.7. Osservando le loro distribuzioni nei primi due pannelli della figura 4.7 si osserva che queste sono piuttosto simili per bassi valori del numero di Mach, ma la frazione degli attraversamenti con getti che presenta un massimo di 0.3 per $0.56 < M_A < 1.78$, decresce più rapidamente per $M_A > 1.78$. Gli attraversamenti con getti inversi (pannello c) sono osservati con un Mach Alfvén compreso tra 0.24 e 1.26, e la loro occorrenza presenta un massimo nell'intervallo 0.56-1. Nella quarta pannello della figura 4.7 sono illustrate le frazioni degli attraversamenti con getti (linea nera continua) e con getti inversi (linea grigia piena) normalizzate in funzione di tutti i 207 attraversamenti in funzione del Mach Alfvén della regione di transizione adiacente.

La frazione degli attraversamenti con getti di riconnessione rimane circa costante al 60% per $M_A < 1.78$, ed oltre decresce. Per quanto riguarda gli attraversamenti con getti inversi, per valori di M_A inferiore a 0.178 sono presenti uno limitato numero di attraversamenti, così il fatto che la frazione supera il 30% è da imputarsi prevalentemente alla scarsa statistica. Per $0.178 < M_A < 1.78$ loro frazione rimane circa costante e superiore al 10%. Il massimo del 15% lo si ha nell'intervallo $0.56 < M_A < 1$. Sembra che gli attraversamenti con getti di riconnessione e con getti inversi siano caratterizzati da valori del Mach Alfvén inferiore rispetto a quello degli attraversamenti senza segnature di riconnessione. Nella seconda riga della tavola 4.1 sono riportati i valori medi del Mach Alfvén per le tre classi di attraversamenti, e gli errori associati alle medie. Rispetto agli attraversamenti senza getti quelli con getti di riconnessione presentano un valore medio del Mach Alfvén più basso, ed analogamente gli attraversamenti con getti inversi rispetto a questi ultimi. Mediante un test di ipotesi con una soglia al 5%, la prima differenza risulta significativa, mentre la seconda non è statisticamente significativa. Nel valutare tali differenze evidenziamo il fatto che l'intervallo di variabilità del M_A è limitato.

Per investigare ulteriormente le differenze riscontrate per i valori del β e del M_A abbiamo calcolato la distribuzione cumulativa per le tre classi di attraversamenti, ossia la probabilità di trovare un valore della variabile casuale oltre una determinata soglia $P(X \leq x^*)$. La figura 4.8 illustra le distribuzioni cumulative per il plasma β , (in alto), e per il M_A (in basso), per gli attraversamenti senza getti (linea continua), con getti (a punti), e con getti inversi (a punti trattini).

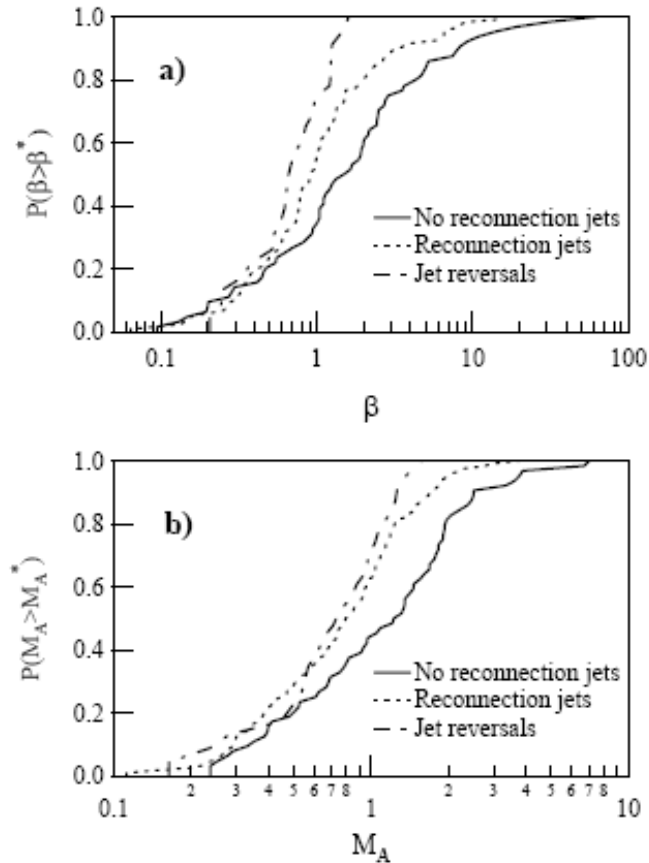


Figura 4.8 Distribuzioni cumulative per il plasma β e per il M_A per gli attraversamenti senza getti (linea continua), con getti (a punti), e con getti inversi (a punti trattini) (Trenchi et al., 2008).

Le distribuzioni cumulative questi due parametri mostrano il medesimo comportamento, ovvero una riduzione dell'intervallo di variabilità passando dagli attraversamenti senza getti, a quelli con getti, ed ulteriormente a quelli con getti inversi con una corrispondente diminuzione del valore atteso di tali parametri. Per verificare quanto tale distanza sia statisticamente significativa, abbiamo effettuato il test di Kolmogorov-Smirnov, che è un test non parametrico basato sulla distanza di due cumulative, che risulta particolarmente efficace nel caso di piccoli dataset. Questo test consente il confronto tra due distribuzioni di dati senza richiedere alcuna ipotesi a priori sulla distribuzione reale. Nel test di Kolmogorov-Smirnov l'ipotesi nulla costituisce l'equivalenza tra i due dataset: se la distanza massima delle cumulative supera un certo valore critico, che dipende dal livello di confidenza e dal numero di punti facenti parte dei campioni, tale ipotesi andrà scartata. Utilizzando la soglia al 5%, il test di Kolmogorov-Smirnov stabilisce che le differenze osservate tra gli attraversamenti senza getti, e gli altri, sono statisticamente significative, sia per quanto riguarda il β che il M_A . Al contrario le differenze tra gli attra-

versamenti con getti e con getti inversi non sono significative. Questo ultimo risultato è chiaramente legato all'esiguo numero di attraversamenti con getti inversi (23) facenti parte del nostro dataset.

Tale andamento suggerisce sicuramente che il fenomeno della riconnessione sia facilitato per bassi valori di beta (risultato già ottenuto in altri lavori, *Phan et al* 1996, *Scurry e Russel*, 1994), che fisicamente implica che il campo magnetico, che guida il fenomeno della riconnessione, abbia una intensità maggiore dell'energia termica del plasma.

Dai nostri dati, osservando il pannello d) della figura 4.6, sembra che per valori di β nell'intervallo 0.21 - 1 l'occorrenza del fenomeno della riconnessione è massima, oltre il 60%, mentre per valori inferiori sia più bassa, intorno al 50%. Sembra quindi che il fenomeno della riconnessione sia meno frequente per i valori di β più bassi.

Inoltre sembra che quando ci troviamo vicino alla regione di diffusione il beta assuma valori ulteriormente più bassi, (al presente stadio di osservazione non ne abbiamo la certezza statistica dato il limitato numero di eventi) e dunque che l'inizio del fenomeno della riconnessione magnetica sarebbe facilitato da bassi beta, ossia da condizioni in cui il campo magnetico è dominante sulla pressione termica.

4.4 Velocità dei getti – campo magnetico della regione di transizione.

Uno dei parametri più importanti che guida il fenomeno della riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre è la direzione del campo magnetico nella regione di transizione: questa influenza le regioni in cui il campo si riconnette, dunque la posizione e la geometria della linea X e di conseguenza la direzione della velocità dei getti di riconnessione.

Nella figura 4.8 i quattro grafici mostrano le proiezioni delle variazioni di velocità Δv_{obs} dei getti di riconnessione rispetto alla regione di transizione adiacente (non sono presenti i getti inversi) nel piano $Y_{GSM} - Z_{GSM}$ per i quattro diversi settori dell'angolo di clock del campo magnetico della regione di transizione, che è definito come $\gamma = \tan^{-1}(B_y / B_z)$ (il settore è indicato in alto a sinistra di ciascuna finestra).

Di fatto la velocità di un getto di riconnessione è una combinazione della velocità della regione di transizione, e della velocità dovuta alla tensione magnetica, pertanto il salto di velocità Δv_{obs} evidenzia le proprietà della riconnessione, eliminando l'effetto della accelerazione della regione di transizione lontano dal punto subsolare.

Le velocità dei getti Δv_{obs} sono tracciate a partire dalla posizione dell'attraversamento della magnetopausa corrispondente (in ciascun pannello sono tracciate le posizioni di tutti gli attraversamenti con signature di riconnessione), ed il colore indica se l'attraversamento sia avvenuto a nord o a sud della linea X come desunto dalla relazione di Walèn (4.1): rosso a nord della X-line, blu a sud.

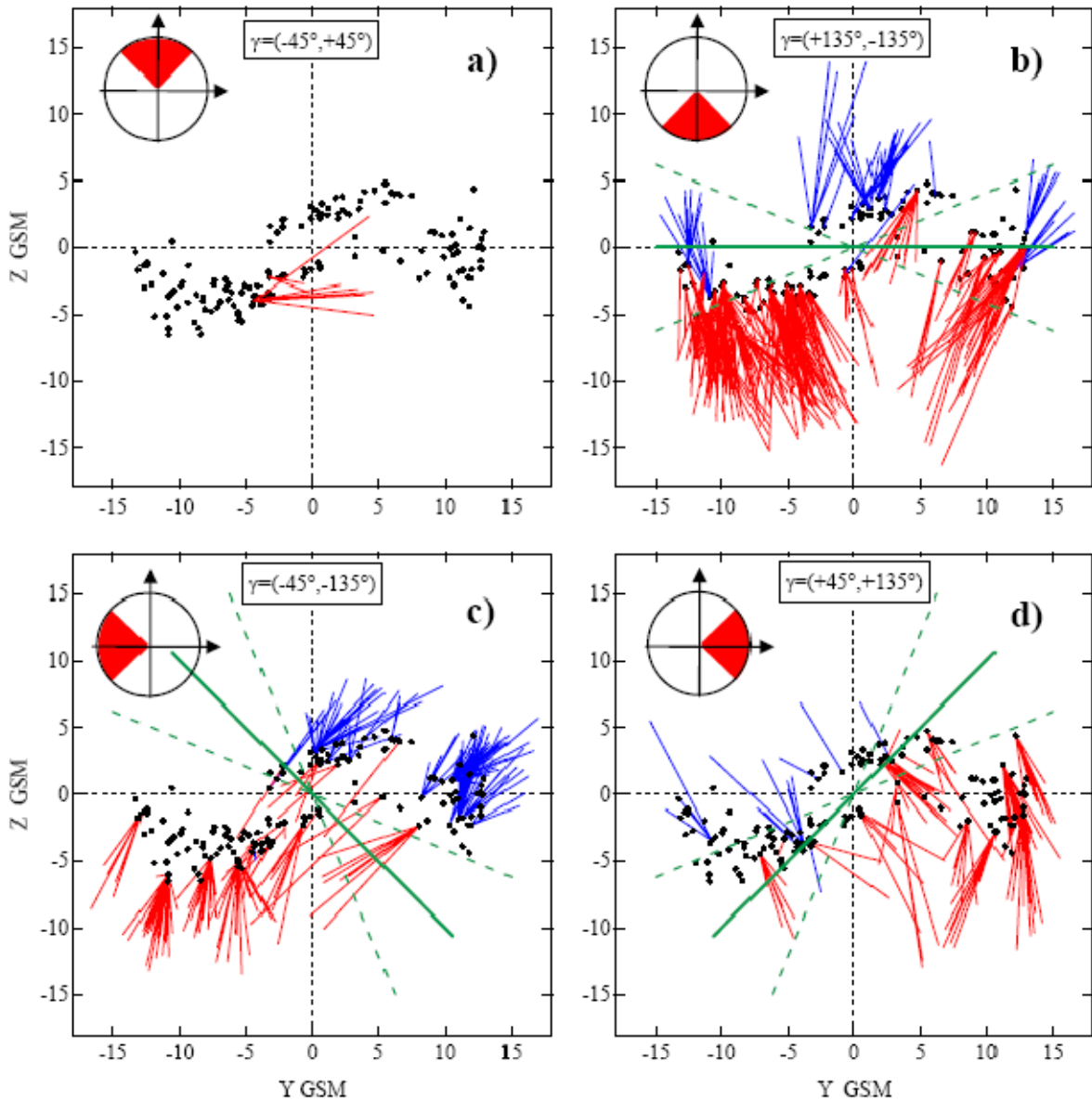


Figura 4.9 Velocità dei getti di riconnessione a partire dalle posizioni degli attraversamenti corrispondenti, in funzione dei quattro settori dell'angolo di Clock del campo magnetico della regione di transizione (indicati dal settore rosso in alto a sinistra). Le due in alto per campo a sud, nord dominante, le due in basso per campo a $-Y$, $+Y$ dominante (Trenchi et al., 2008).

Nella figura 4.9 sono anche illustrate le posizioni ed orientazioni delle possibili linee X sulla base del modello component: la linea verde continua indica l'orientazione della linea X per valori dell'angolo di clock pari a 180° , -90° , $+90^\circ$ nei pannelli b), c), d) rispettivamente. Le linee verdi tratteggiate rappresentano la massima escursione della linea X in ciascun settore data dalla orientazione dei campi agli estremi di ciascun intervallo. Nel pannello a) non è tracciata alcuna linea X in quanto il modello component non prevede riconnessione magnetica alle basse latitudini in presenza di campo a nord.

In questo modello, come visto nel paragrafo 2.7.1, la linea di riconnessione è ortogonale al vettore $\underline{B}_2 - \underline{B}_1$, e passa per il punto subsolare: questa risulta più inclinata, tanto più l'angolo di clock si avvicina a 0° .

Notiamo che osserviamo solo due attraversamenti con getti di riconnessione quando il campo della regione di transizione è diretto a nord, ossia $-45^\circ < \gamma < +45^\circ$, ed in uno di questi l'angolo di clock vale 44.4° , dunque la componente Y del campo ha la medesima importanza della componente Z e ci troviamo molto vicini al settore in cui B_y è dominante.

Come aspettato, la maggioranza dei getti è osservata con B_z negativo dominante, ossia $135^\circ < \gamma < -135^\circ$ (pannello b figura 4.9): 59 attraversamenti con getti di riconnessione su 120 sono osservati per con il campo della regione di transizione diretto a sud (in questo caso infatti i campi della regione di transizione e della magnetosfera sono circa antiparalleli) e questi vengono osservati lungo tutta la faccia giorno della magnetopausa. Quasi tutte le posizioni degli attraversamenti sono in accordo con la linea X relativa prevista dal modello component: ad esempio il getto diretto a nord (colore blu), che si trova ad $Y_{GSM} = -11 R_E$ e $Z_{GSM} = -4 R_E$, ha un angolo di clock pari a 138° , e dunque la prevista linea X è praticamente la linea tratteggiata ruotata in senso antiorario. Solamente la posizione del getto rosso verso nord, situato in $Y_{GSM} = 4 R_E$ e $Z_{GSM} = 4 R_E$ si trova più a nord della linea X prevista. Tuttavia abbiamo notato che questo evento è caratterizzato da una elevata inclinazione dell'asse di dipolo terrestre nel piano $X_{GSM} - Z_{GSM}$: l'angolo di inclinazione dell'asse del dipolo nel piano $X_{GSM} - Z_{GSM}$ rispetto all'asse Z_{GSM} (angolo di dipolo) è positivo quando il polo nord geografico si inclina verso il Sole. In questo evento è pari a -20° dunque l'equatore magnetico terrestre si trovava più in alto rispetto all'asse Y_{GSM} , e questo spostamento forse può giustificare la posizione dei getti di riconnessione osservati. Si tornerà su questo aspetto più avanti.

In questo settore i getti si muovono prevalentemente lungo Z_{GSM} , e quei getti che hanno anche una componente Y della velocità, positiva o negativa, hanno anche un angolo di clock diverso da 180° , positivo o negativo rispettivamente.

Nel settore con B_y negativo dominante, ovvero $-135^\circ < \gamma < -45^\circ$, sono osservati 35 attraversamenti con getti di riconnessione (pannello c figura 4.9). Gli angoli di clock sono compresi nel range -57° ÷ 134° . Le posizioni degli attraversamenti con getti a nord si trovano generalmente a nord della linea X prevista, e quelli a sud in posizione opposta. Il getto che si muove verso sud (rosso) situato ad $Y_{GSM} = +6 R_E$ e $Z_{GSM} = +4 R_E$ è osservato più a nord della linea X. Anche in questo caso però si osserva una elevata inclinazione dell'asse di dipolo, ed l'angolo di dipolo è fortemente negativo. In questo settore le velocità dei getti sono generalmente dirette verso Z positivo Y positivo (getti di colore blu), oppure verso Z negativo Y negativo (getti verso sud tracciati con il colore rosso). I getti con $Y_{GSM} \sim -10 R_E$ si

muovono prevalentemente verso sud: tale velocità è causata dalla rotazione del campo magnetico della magnetosfera \underline{B}_2 lontano dall'equatore magnetico.

Nel settore in cui B_y è positivo dominante, ossia $45^\circ < \gamma < 135^\circ$, sono presenti 24 attraversamenti con getti di riconnessione ed gli angoli di clock sono compresi nel range $46^\circ \div 135^\circ$. Anche in questo caso la prevista linea X separa i getti diretti a nord da quelli diretti a sud, e le posizioni degli attraversamenti sono in accordo con quanto previsto dal modello component. Ad esempio i getti diretti a sud osservati per $3 < Y_{\text{GSM}} < 7 R_E$ hanno un piccolo angolo di clock, e sono dunque in accordo con la linea X tratteggiata che ha la massima inclinazione rispetto all'asse Y_{GSM} . I getti di riconnessione vicini alla prevista linea X si muovono in direzione perpendicolare rispetto a questa, mentre i getti rossi che si trovano nell'emisfero sud, per $Y_{\text{GSM}} \sim 8 R_E$ hanno una direzione differente a causa della rotazione del campo di magnetosfera \underline{B}_2 .

Tutte queste osservazioni dunque sono in accordo con l'esistenza di una linea X estesa, che passi per il punto sub solare, inclinata rispetto all'equatore a seconda del valore della componente Y del campo magnetico della regione di transizione.

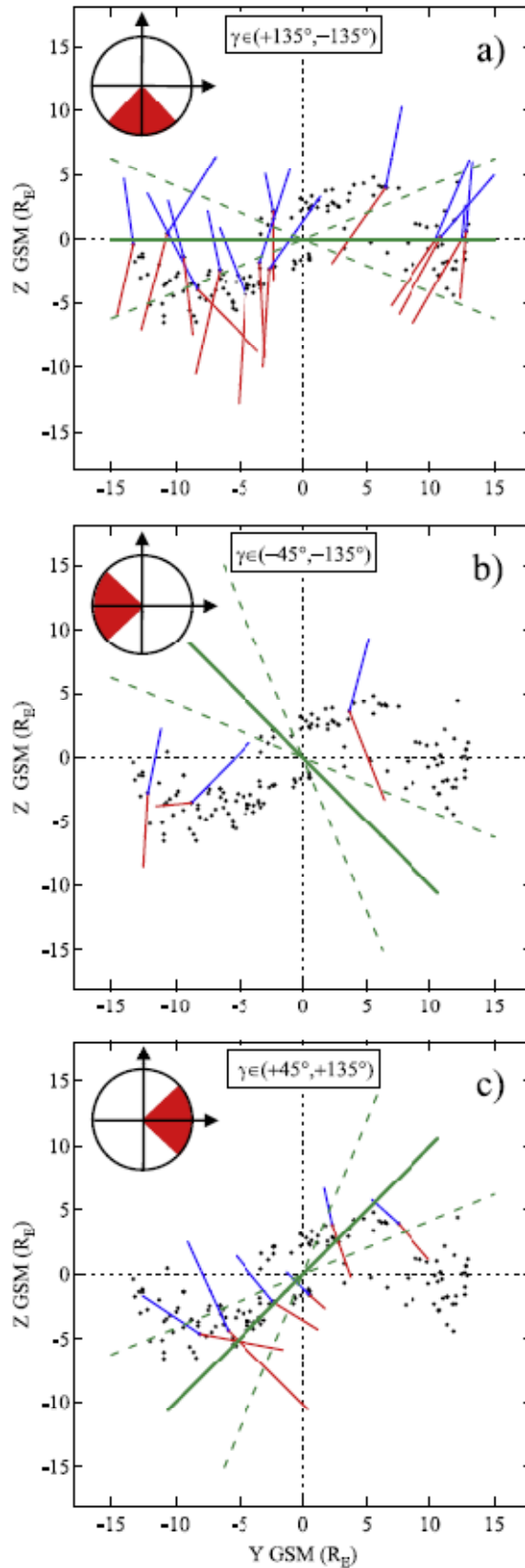


Figura 4.10 Velocità dei getti inversi a partire dalle posizioni degli attraversamenti corrispondenti, in funzione dei quattro settori dell'angolo di clock del campo magnetico della regione di transizione (indicati dal settore rosso in alto a sinistra) (Trenchi et al., 2008).

Nella figura 4.10 sono illustrate le posizioni dei getti inversi e le proiezioni delle velocità Δv_{obs} nel piano $Y_{GSM} - Z_{GSM}$ per i tre settori dell'angolo di clock per cui vengono osservati, ossia, $\gamma > 135^\circ$ e $\gamma < -135^\circ$ (pannello a); $-135^\circ < \gamma < -45^\circ$ (pannello b), $45^\circ < \gamma < 135^\circ$ (pannello c), come indicati nel riquadro in alto a sinistra. Nello stesso formato della figura 4.8, sono anche illustrate le posizioni ed orientazioni delle possibili linee X sulla base del modello component.

Nella tabella 4.2 sono riportati i valori della posizione Y_{GSM} e Z_{GSM} di ciascun attraversamento con getti inversi, ed il relativo angolo di clock. Sottolineiamo nuovamente che questi sono attraversamenti nelle vicinanze della linea X, quindi tali posizioni possono essere ritenuti punti di passaggio della linea X per le differenti condizioni del campo magnetico nella regione di transizione adiacente.

	Y_{GSM}	Z_{GSM}	Local Clock Angle
$\gamma > 135^\circ$	-4.51	-4.31	173°
$\gamma < -135^\circ$	-2.29	2.13	162°
	-8.27	-3.96	146°
	10.39	-0.09	-137°
	-6.54	-2.41	-143°
	10.82	0.15	-149°
	-2.60	-2.30	-151°
	6.43	4.00	-153°
	-10.65	0.45	-154°
	-13.28	-0.37	-155°
	12.48	0.03	-157°
	-3.36	-1.82	-165°
	12.80	0.63	-169°
	-9.38	-1.35	-171°
$-135^\circ < \gamma < -45^\circ$	-8.77	-3.50	-58°
	-12.16	-2.82	-130°
	3.62	3.56	-133°
$45^\circ < \gamma < 135^\circ$	2.28	3.85	131°
	-5.91	-4.32	117°
	-2.31	-2.14	66°
	-8.11	-4.60	57°
	0.49	-1.54	56°
	7.43	3.94	55°

Tabella 4.2 Posizioni in Y_{GSM} e Z_{GSM} dei 23 attraversamenti con getti inversi e relativo angolo di clock, suddivisi nei tre differenti settori dell'angolo di clock presenti in figura 3.9. I settori riportati dall'alto sono rispettivamente: campo a sud dominante, campo Y negativo dominante, campo Y positivo dominante.

Nessun getto inverso è stato osservato con il campo magnetico diretto a nord, mentre nel settore con B_Z negativo dominante (pannello a) 14 attraversamenti con getti inversi sono stati osservati, rispetto a 59 con getti semplici. Nel settore con B_Y negativo dominante (pannello b) 3 attraversamenti con getti di riconnessione sono stati osservati (due dei quali hanno angolo di clock di 130° e 133° , e sono dunque vi-

cini al settore con B_Z negativo dominante) rispetto a 35 con getti semplici, ed infine nel settore con B_Y positivo dominante (pannello c) 6 getti di riconnessione sono osservati rispetto a 24 con getti semplici. Quindi, quando il campo è diretto verso Y negativo, ed il satellite esplora regioni lontane dalle linee X previste, nell'8% degli attraversamenti con signature di riconnessione vengono osservati getti inversi; mentre passaggi vicino alla linea X vengono osservati in più del 23% degli attraversamenti con evidenze di riconnessione quando il campo è diretto verso sud o verso Y positivo, ed il satellite attraversa la magnetopausa nelle vicinanze delle previste linee X. Quindi i getti inversi vengono più frequentemente osservati quando il satellite attraversa la magnetopausa nelle vicinanze della linea di riconnessione prevista dal modello component. Inoltre la maggioranza dei getti si muovono in direzione perpendicolare rispetto alla linea X corrispondente.

4.5 Direzioni delle linee X e dipendenza dall'angolo di dipolo.

In figura 4.11 sono rappresentate le linee perpendicolari al vettore $B_{YZ2}-B_{YZ1}$ per ciascun attraversamento con getti inversi (non è stata fatta alcuna distinzione in base agli angoli di clock). Ciascuna linea è stata tracciata dalla posizione dell'attraversamento, fino all'asse Z_{GSM} .

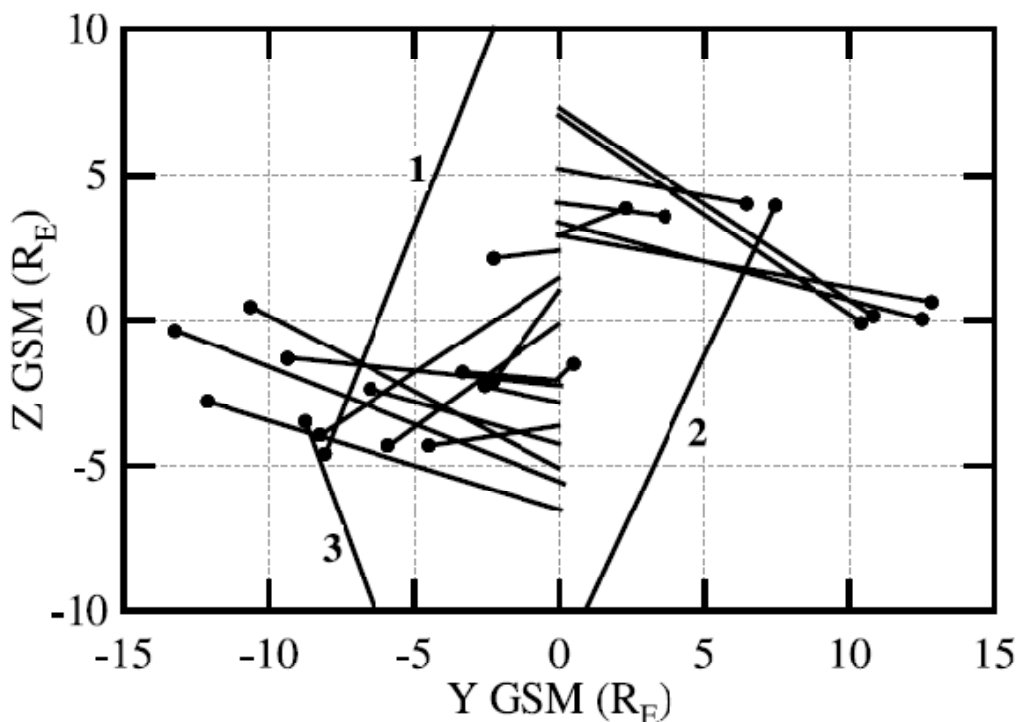


Figura 4.11 Per ciascun evento con getti inversi, è stata tracciata la linea ortogonale al vettore $B_{YZ2}-B_{YZ1}$ a partire dalla posizione dell'attraversamento fino all'asse Z_{GSM} . Queste linee sono perpendicolari alla direzione della tensione magnetica, e sono dunque una approssimazione della linea X nel lato giorno della magnetopausa (Trenchi et al., 2008).

Queste linee sono perpendicolari alla direzione della tensione magnetica e dunque sono considerate una approssimazione della linea X al momento dell'attraversamento. Sulla base del modello component queste linee inclinate a seconda della componente Y del campo nella regione di transizione dovrebbero passare per il punto subsolare $Y_{GSM}=0; Z_{GSM}=0$.

Osserviamo che tali linee intersecano l'asse Z_{GSM} tra -6.5 e $+7 R_E$ ad eccezione delle linee contrassegnate dai numeri 1 2 e 3 che escono dalla figura, dei quali si discuterà nel seguito.

Nella figura 4.12 sono graficate le distanze delle linee X calcolate dal punto subsolare $Y_{GSM}=0; Z_{GSM}=0$ in funzione dell'angolo di dipolo al momento dell'attraversamento. La linea nera è il fit lineare calcolato escludendo le linee 1, 2 e 3. Si osserva allora che intersezioni della linea X a nord del punto subsolare corrispondono a valori negativi dell'angolo di dipolo, mentre quando le intersezioni sono a sud del punto subsolare anche l'equatore magnetico si trova a sud del punto subsolare. Una possibile interpretazione è quindi che la linea X tende a posizionarsi nelle vicinanze dell'equatore magnetico terrestre, anche quando questo è posizionato lontano dal punto subsolare.

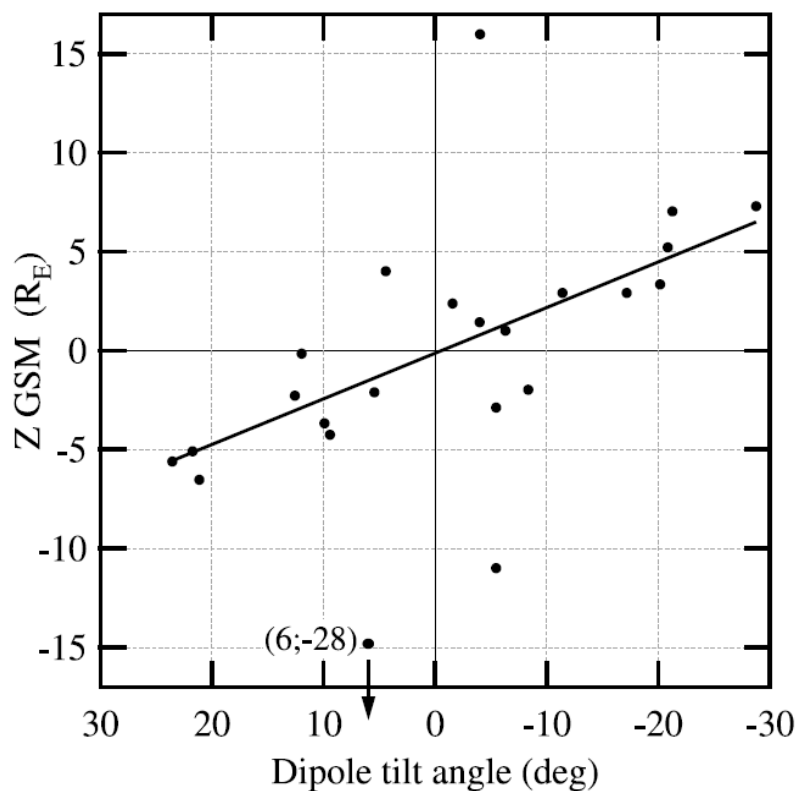


Figura 4.12 Le distanze tra le intersezioni delle linee X con l'asse Z_{GSM} ed il punto subsolare sono riportate in funzione dell'angolo di inclinazione del dipolo terrestre. La linea continua è l'interpolazione lineare calcolata escludendo i punti numerati con 1, 2 e 3. Per angoli di inclinazione dell'asse di dipolo terrestre positivi (negativi) le intersezione con l'asse Z_{GSM} avvengono a sud (a nord) del punto subsolare (Trenchi et al., 2008).

In alcuni lavori (Sonnerup, 1974) è affermato che la linea X deve passare nel punto di ristagno. Un elevato angolo di dipolo potrebbe causare uno spostamento del punto di ristagno nella direzione dell'equatore magnetico. Se questo fosse verificato le nostre osservazioni potrebbero mostrare anche un buon accordo quantitativo con quanto previsto dal modello component. Tuttavia per ricavare la posizione del punto di ristagno in funzione dell'angolo di dipolo è necessario utilizzare delle simulazioni numeriche globali della magnetosfera, che permettano di valutare la deformazione della magnetopausa. Per quanto riguarda le linee numerate 1 e 2, queste corrispondono ai due attraversamenti con B_y positivo dominante (figura 4.10, pannello c), che hanno gli angoli di clock di 57° e 55° rispettivamente, tra i più piccoli osservati. Questi sono i due attraversamenti che si trovano più esternamente sui fianchi della magnetopausa, e ad alta latitudine; Z_{GSM} è pari a $-4.6 R_E$ e $+4 R_E$ rispettivamente. Tali due eventi possono essere interpretati come i due bracci ad alta latitudine di una linea X ad S come quella prevista da Moore et al. [2002] (vedi figura 4.13), per un angolo di clock pari a 45° . Tale curvatura della linea X è causata dal passaggio di questa attorno alle cuspidi.

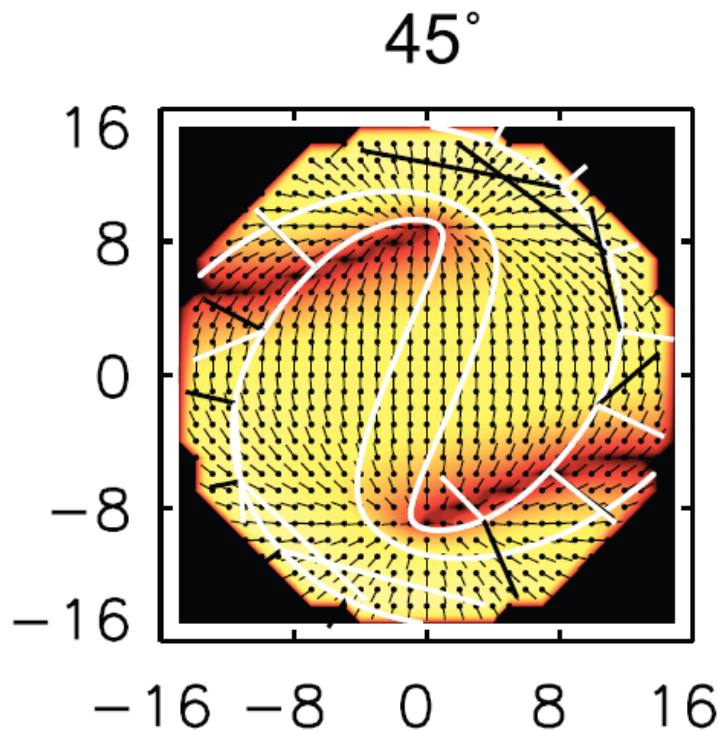


Figura 4.13 Configurazione della linea X (linea in bianco) ad S secondo la simulazione di Moore et al. per un angolo di clock pari a 45° (Moore et al., 2002).

Per quanto riguarda la linea 3, questa è quella riferita all'attraversamento in figura 4.10, pannello b, che si trova in $Y_{GSM} \sim -8 R_E$ e $Z_{GSM} \sim -5 R_E$, ed il relativo angolo di clock è di -58° . La posizione dell'attraversamento e la relativa linea X che passa a grande distanza dal punto subsolare non sono in accordo con il modello component.

5

Studio di un attraversamento in prossimità della linea X con elevata inclinazione dell'asse di dipolo terrestre.

Come abbiamo visto nel precedente capitolo, nell'ambito dello studio statistico sono stati selezionati 23 eventi di riconnessione nel corso dei quali il satellite osserva delle inversioni nella velocità dei getti che, presumibilmente, sono indicative del passaggio del satellite vicino al punto X. In accordo con il modello *component*, per i 23 eventi sono state calcolate le direzioni approssimative delle possibili linee X ed è stata evidenziata una correlazione tra l'intersezione delle linee X con l'asse Z_{GSM} e l'inclinazione dell'asse di dipolo terrestre. Una delle interpretazioni di tale dipendenza ipotizza che la posizione della linea X alla magnetopausa diurna segua la posizione dell'equatore magnetico terrestre e, quindi, nella regione subsolare, passi lontano dal punto di stagnazione quando il dipolo geomagnetico è fortemente inclinato.

In questo capitolo è illustrato nel dettaglio l'evento del 29 12 2004. Questo evento è particolarmente interessante. Durante il periodo delle osservazioni l'angolo di dipolo è molto elevato e con segno negativo. Ci si aspetta, dunque, che la linea X sulla magnetopausa diurna passi, in prossimità della regione subsolare, ad alte latitudini e non per il punto di stagnazione. Il satellite, durante il periodo oggetto dello studio, osserva numerose inversioni dei getti e quindi rimane a lungo nei pressi del punto X. Nello stesso intervallo di tempo viene però osservato un anche Flux Transfer Event. L'analisi dettagliata dei dati sembra evidenziare che l'origine dell'FTE risieda nella formazione di una seconda linea X transiente che passa per il punto di stagnazione, avvalorando uno dei due principali modelli del meccanismo di generazione degli FTE.

5.1 Panoramica dell'evento.

Nella figura 5.1 è illustrata la configurazione del campo geomagnetico, relativa all'evento, nei piani $X_{GSM} - Z_{GSM}$ (pannello a) e $Y_{GSM} - Z_{GSM}$ (pannello b), ottenuta in base al modello di Tsyganenko (1987). L'asse X_{SM} nel pannello a) indica la posizione dell'equatore magnetico. In figura sono illustrate le posizioni di TC-1 e di Cluster 1 (C11), i cui dati saranno utilizzati nello studio dell'evento.

I satelliti Cluster all'ora dell'attraversamento di TC-1 si trovano nella regione di transizione, nello stesso piano meridiano di TC-1, ma nell'emisfero sud. I quattro satelliti della costellazione presentano una distanza reciproca dell'ordine di 1000 km e mostrano osservazioni simili per quanto d'interesse in que-

sta analisi. Le posizioni di TC-1 e di CI1, in raggi terrestri e nel riferimento GSM, sono rispettivamente $(5.21 \ 10.82 \ 0.15)$ e $(8.92 \ 10.68 \ -10.61)$.

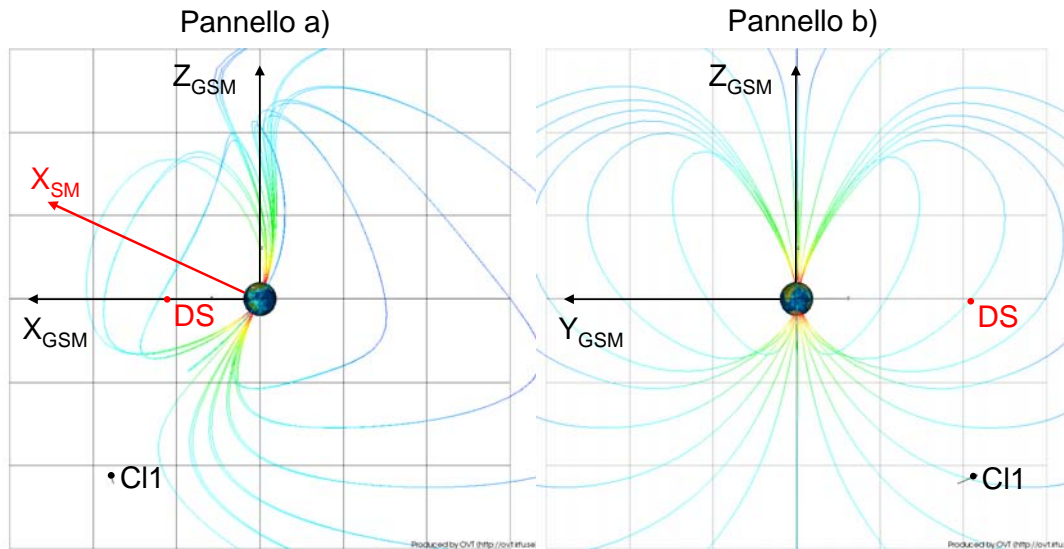


Figura 5.1 Configurazione del campo magnetosferico per l'attraversamento del 2004 12 29 in presenza dell'angolo di inclinazione del dipolo terrestre, e posizione del satellite Double Star TC-1, e del satellite Cluster 1 in coordinate GSM.

Le osservazioni di TC-1 relative all'intervallo 07:55 – 08:52 del 29 dicembre 2004 sono illustrate nella figura 5.2. Partendo dall'alto, nei vari pannelli sono riportate: la densità di plasma (cm^{-3}), le 3 componenti della velocità (km/s), la temperatura del plasma parallela e perpendicolare alla direzione del campo magnetico (eV), le componenti del campo magnetico (nT), il rapporto della relazione di Walen R_w , l'angolo della relazione di Walen ϑ_w in gradi (0° - 180°). La velocità ed il campo magnetico sono rappresentati nel sistema di riferimento GSE.

Questo è un attraversamento outbound che consiste di diversi attraversamenti parziali. All'estrema sinistra, prima delle 7:57, il satellite si trova in magnetosfera: la temperatura è di circa 2000 eV, la densità minore di 0.5 cm^{-3} ed il campo magnetico è diretto prevalentemente a nord. All'estremo opposto del grafico, dopo le 8:40, il satellite esce definitivamente nella regione di transizione: la temperatura è di circa 200 eV, la densità è pari a 15 cm^{-3} , il campo magnetico è prevalentemente diretto a sud con la componente B_y negativa e la componente B_x positiva.

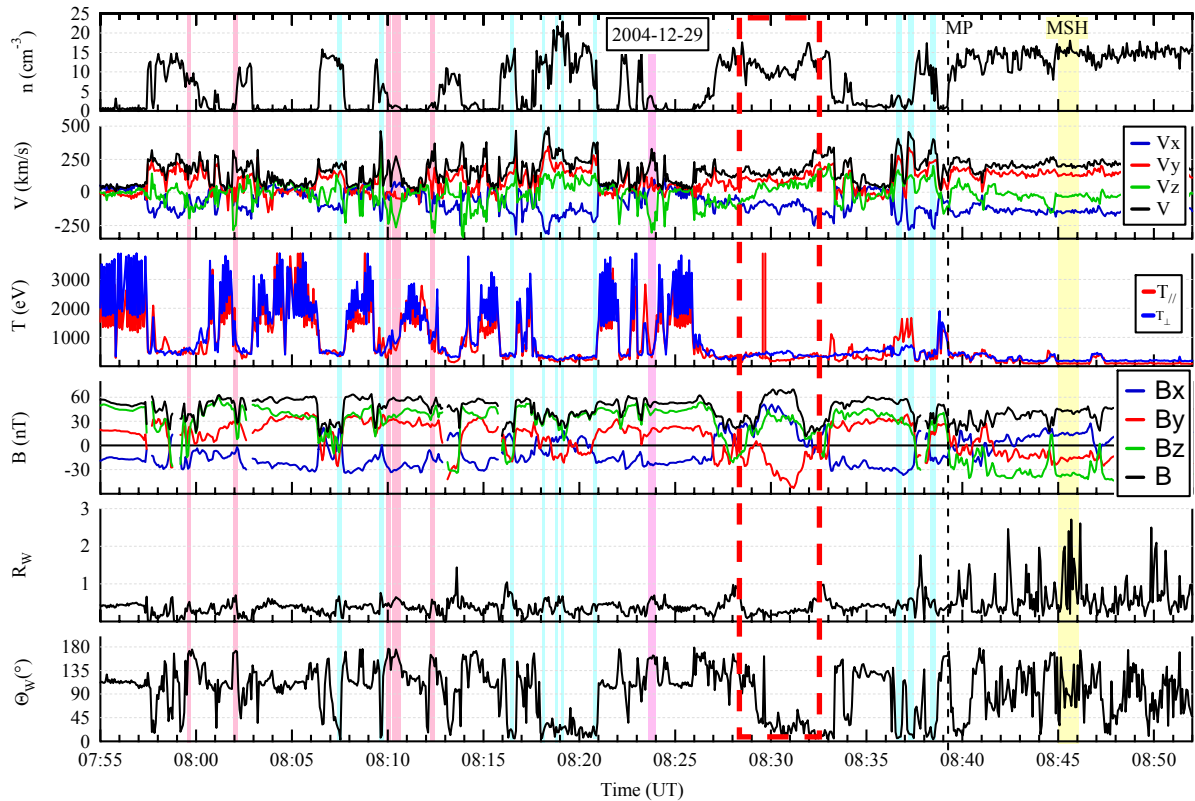


Figura 5.2 L'attraversamento del 29-12-2004. Dall'alto la densità di plasma (cm^{-3}), le 3 componenti della velocità in km/s, la temperatura del plasma parallela e perpendicolare alla direzione del campo magnetico, le componenti del campo magnetico in nT, il rapporto della relazione di Walen R_w , l'angolo della relazione di Walen Θ_w in gradi (0° - 180°). La velocità ed il campo magnetico sono rappresentati nel sistema di riferimento GSE. I getti di riconnessione selezionati sono rappresentati in celeste o violetto a seconda che questi siano diretti rispettivamente verso nord o sud.

In questo intervallo di tempo, prima di uscire definitivamente nella regione di transizione, il satellite compie diversi attraversamenti (alcuni parziali) della magnetopausa: la densità del plasma passa da valori prossimi a zero, quando il satellite è in magnetosfera, a valori di circa $2 - 3 \text{ cm}^{-3}$ nel BL, a valori analoghi ai valori della densità nella regione di transizione. Contestualmente il campo magnetico ruota dall'orientazione della regione di transizione a quella magnetosferica, o viceversa, e la temperatura del plasma passa da circa 2000 eV a 200 eV, o viceversa.

In corrispondenza di ciascun attraversamento il satellite osserva dei getti di riconnessione: quelli che soddisfano la relazione di Walen, sulla base dei criteri definiti nello studio statistico, sono evidenziati in celeste o in violetto a seconda che questi siano diretti rispettivamente verso nord o verso sud. Osserviamo come nel corso di questo attraversamento i getti di riconnessione verso nord e verso sud si alternano più volte: dunque il satellite rimane per circa 40 minuti nelle vicinanze della linea X.

5.1.1 Orientamento della linea X

Per illustrare l'ipotetica posizione della linea X durante l'evento considerato riportiamo la figura 4.11 dove è stata evidenziata in rosso la posizione del satellite e della linea X (fig. 5.3).

L'inclinazione di tale linea è dovuta all'orientazione dei campi magnetici nella regione di transizione ed in magnetosfera, che presentano una componente B_y rispettivamente negativa e positiva. Questa linea X interseca l'asse Z_{GSM} a nord del punto subsolare ad una distanza da questo di circa 7 raggi terrestri. Tale scostamento si verifica essendo l'inclinazione dell'asse di dipolo terrestre, al momento dell'attraversamento, di -28.7° (nel piano $X_{GSM}-Z_{GSM}$, polo sud verso il Sole).

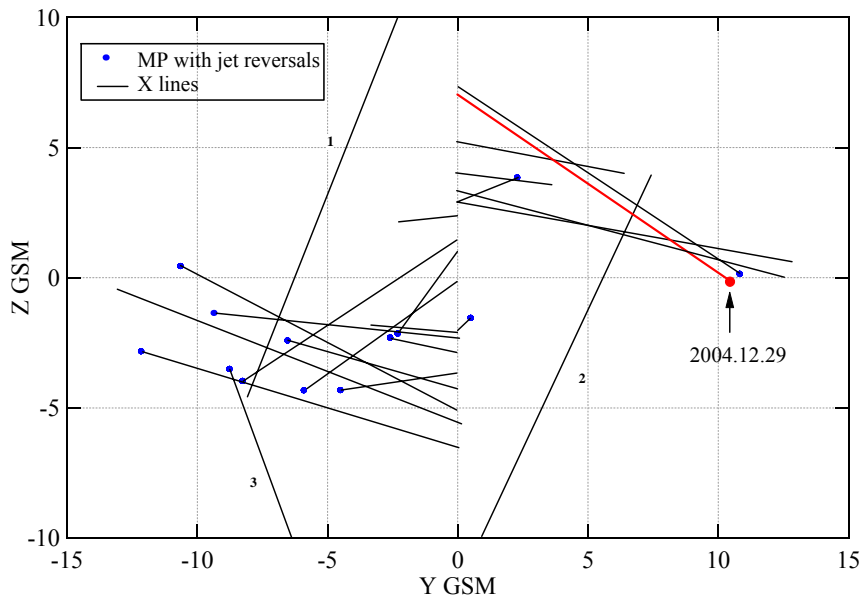


Figura 5.3 Posizioni dei 23 attraversamenti con getti inversi ed orientazioni delle relative linee X, calcolate sulla base del modello *component* (Sonnerup 1974). In rosso è illustrata la posizione dell'attraversamento del 29 12 2004 e la relativa linea X.

5.1.2 Una segnatura particolare sui dati di campo magnetico.

Nell'intervallo evidenziato dal tratteggio in rosso, tra le 8:28 e le 8:33, il satellite TC-1 osserva una regione in cui la densità e la temperatura del plasma assumono un valore prossimo a quello della regione di transizione, mentre il campo magnetico possiede una orientazione differente. In particolare la componente B_y è negativa come nella regione di transizione e raggiunge un valore di -45 nT, mentre le componenti B_x e B_z sono positive. Inoltre, in questo intervallo il modulo raggiunge i 70 nT, maggiore, dunque, del modulo del campo magnetico sia nella regione di transizione che nella magnetosfera.

Tale struttura del campo magnetico può essere dovuta ad una rotazione del campo magnetico interplanetario che viene trasportata attraverso la regione di transizione fino alla magnetopausa, ovvero può essere una struttura locale generata alla magnetopausa terrestre. Per capire l'origine di questa struttura utilizziamo le osservazioni dei satelliti C11 e ACE.

Nella figura 5.4 sono riportati gli angoli di clock (che ricordiamo è definito come $\gamma = \tan^{-1}(B_y / B_z)$) di TC-1 (linea blu), graficato solo quando il satellite si trova nella regione di transizione, di Cluster 1 (linea rossa), che si trova nella regione di transizione nell'emisfero sud, e del satellite ACE (linea nera), che si trova nel punto Lagrangiano L1 ad una distanza di circa 235 raggi terrestri dalla Terra. I dati di ACE sono stati riportati con un ritardo circa 56 minuti, per tenere conto del tempo di convezione del vento solare.

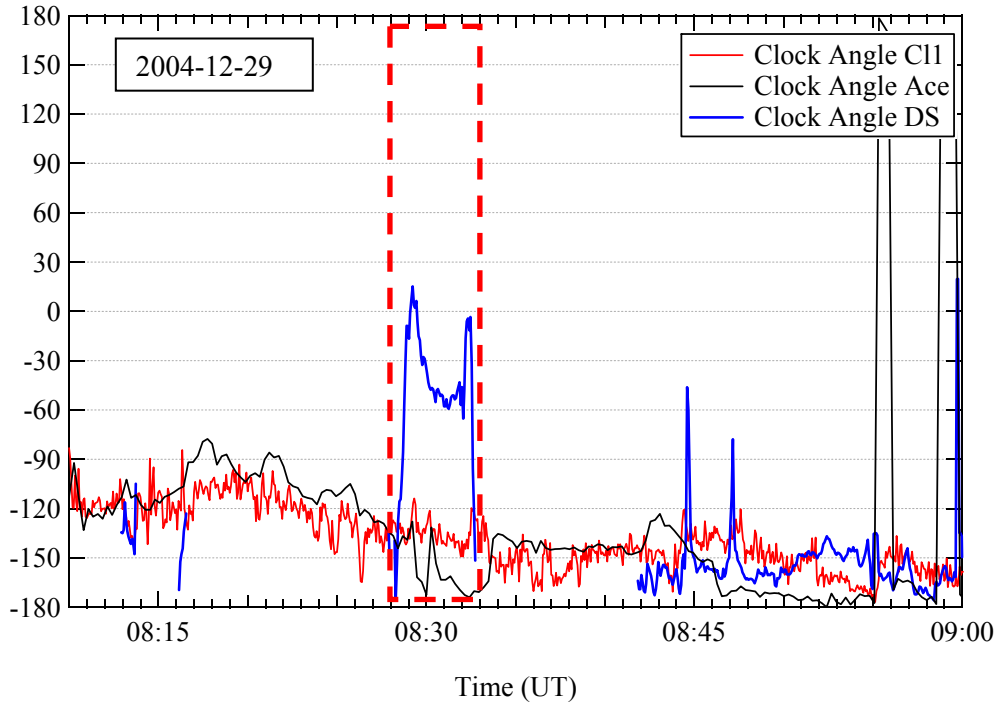


Figura 5.4 Angoli di clock misurati dal satellite Cluster 1 (in rosso), dal satellite Ace (in nero) e dal satellite TC-1 (in blu).

Osserviamo allora che gli angoli di clock misurati dai tre satelliti mostrano generalmente un buon accordo ad eccezione dell'intervallo, evidenziato come nella figura 5.3 dal tratteggio rosso, in cui TC-1 osserva la struttura del campo magnetico. In tale intervallo, infatti, l'angolo di clock di TC-1 cresce, superando i -60° , mentre gli angoli di clock di Cluster 1 ed ACE rimangono sotto i -120° . La rotazione osservata da TC-1 sembra quindi dovuta ad una struttura localizzata e non legata ad una diversa orientazione del campo magnetico interplanetario. Tale struttura potrebbe essere associata a un FTE (vedi paragrafo 2.5).

Negli attraversamenti parziali subito prima e subito dopo l'osservazione di questa regione, sono presenti dei getti di riconnessione diretti in direzioni opposte che indicano il passaggio del satellite da sud a nord della linea X: alle 8:24 un getto verso sud ed alle 8:37 dei getti che si muovono lungo y e z positive ed x negativa.

Ai due margini esterni della struttura evidenziata dal tratteggio in rosso, il plasma si muove in direzione simile a quella dei getti di riconnessione adiacenti: alle 8:26 la velocità è diretta lungo $-z$, come il getto delle 8:24; ed alle 8:33 il plasma si muove come il getto delle 8:37. Dalle 8:27 alle 8:32 la velocità del plasma ruota gradualmente tra queste due orientazioni.

5.2 Studio dell’FTE.

Per comprendere la natura della struttura magnetica evidenziata, è utile analizzare i dati in un opportuno sistema di riferimento locale. Inoltre, lo studio delle funzioni di distribuzione all’interno della struttura fornisce indicazioni importanti per l’interpretazione delle osservazioni.

5.2.1 Le osservazioni nel sistema di riferimento LMN.

Il sistema di riferimento LMN è stato usato per la prima volta da Russell e Elphic (1978) per evidenziare la presenza degli FTE alla magnetopausa terrestre ed è generalmente utilizzato per studiare tutti quei fenomeni che modificano la superficie della magnetopausa.

In figura 5.5, dunque, le osservazioni per l’evento studiato sono presentate nel riferimento locale LMN. In tale riferimento l’asse N è lungo la normale alla magnetopausa, la cui direzione è ottenuta sulla base del modello di Fairfield (1971) e diretta verso l’esterno. L’asse L è definita in modo che il piano NL contenga al suo interno l’asse del dipolo magnetico terrestre e l’asse M è tale da formare una terna destrorsa. Nell’intervallo di tempo graficato in figura 5.5 la componente normale del campo magnetico, B_N , è generalmente vicina allo zero e quindi la direzione della normale ricavata in base al modello di Fairfield (1971) (è una buona approssimazione della direzione normale locale alla superficie della magnetopausa al momento e nella posizione dell’attraversamento di TC-1).

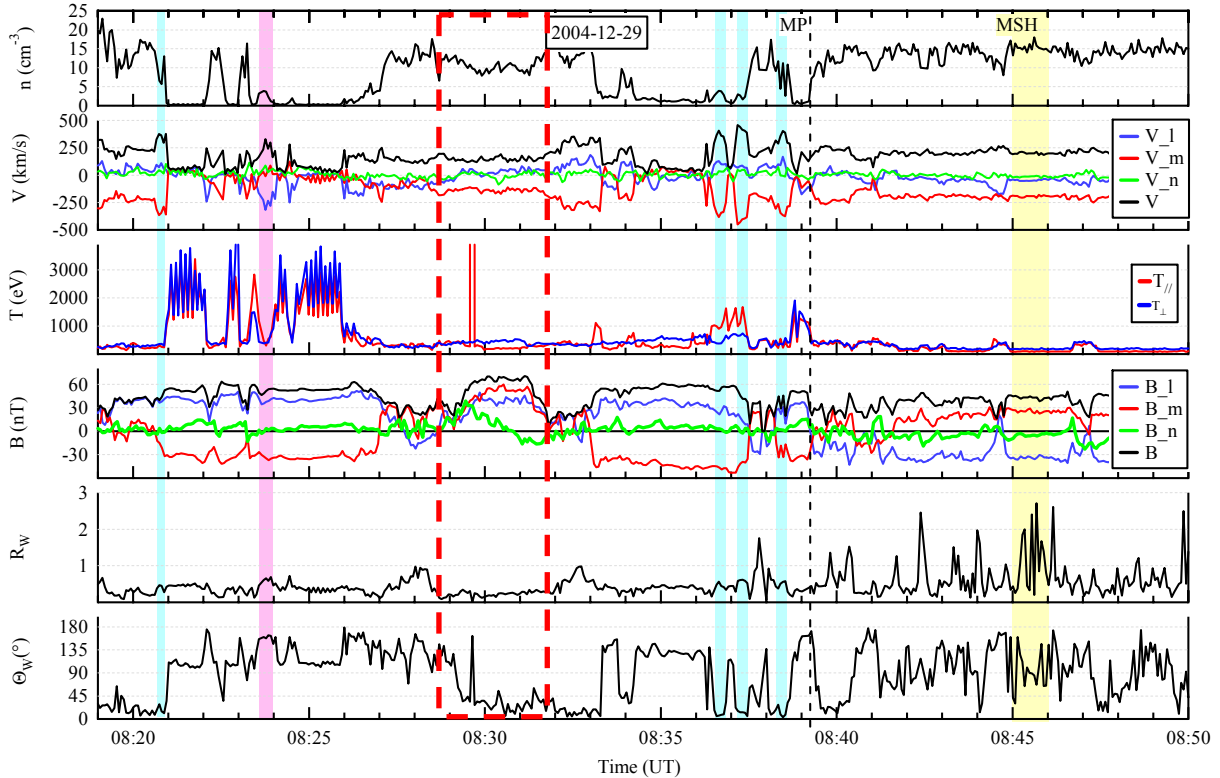


Figura 5.5 Attraversamento con getti inversi del 29-12-2004. Il formato è lo stesso della figura 5.4, ma l'intervallo riportato è più breve. Inoltre la velocità e il campo magnetico sono rappresentati nel riferimento locale LMN.

In tale riferimento osserviamo che la struttura magnetica è caratterizzata da una segnatura bipolare della componente normale del campo magnetico: dalle 8:28:00 alle 8:29:30 la componente B_N cresce, raggiungendo i 35 nT, poi decresce fino alle 8:31:30, quando raggiunge il valore minimo pari a -20 nT. All'interno di questa regione, la componente B_L è positiva e simile a quella della magnetosfera, mentre la componente B_M , è positiva, pari a circa 60 nT, e raggiunge un valore più elevato di quello misurato nella regione di transizione. Il modulo del campo risulta più elevato sia del campo nella regione di transizione, che del campo magnetosferico. Queste segnature possono essere interpretate come la presenza alla magnetopausa di un FTE (vedi capitolo 3.8). Data la presenza di getti di riconnessione diretti in direzioni opposte, sembra che tale FTE sia osservato nelle vicinanze della linea X.

5.2.2 Funzioni di distribuzione all'interno dell'FTE.

Le linee di campo che a seguito della doppia riconnessione generano l'FTE sono per metà linee di campo magnetosferiche e per l'altra metà linee di campo della regione di transizione. Pertanto, come osservato da Thomsen (1987), all'interno dell'FTE si osserverà sia plasma della regione di transizione, più denso e freddo, sia plasma della magnetosfera, rarefatto e più caldo.

Nella figura 5.6 sono illustrati i profili delle funzioni di distribuzione, secondo le direzioni parallela e perpendicolare al campo magnetico, misurate nella magnetosfera (in blu, ore 7:56:28), nella regione di transizione (in rosso, ore 8:43:31) e nel centro dell’FTE (in nero, ore 8:31:07).

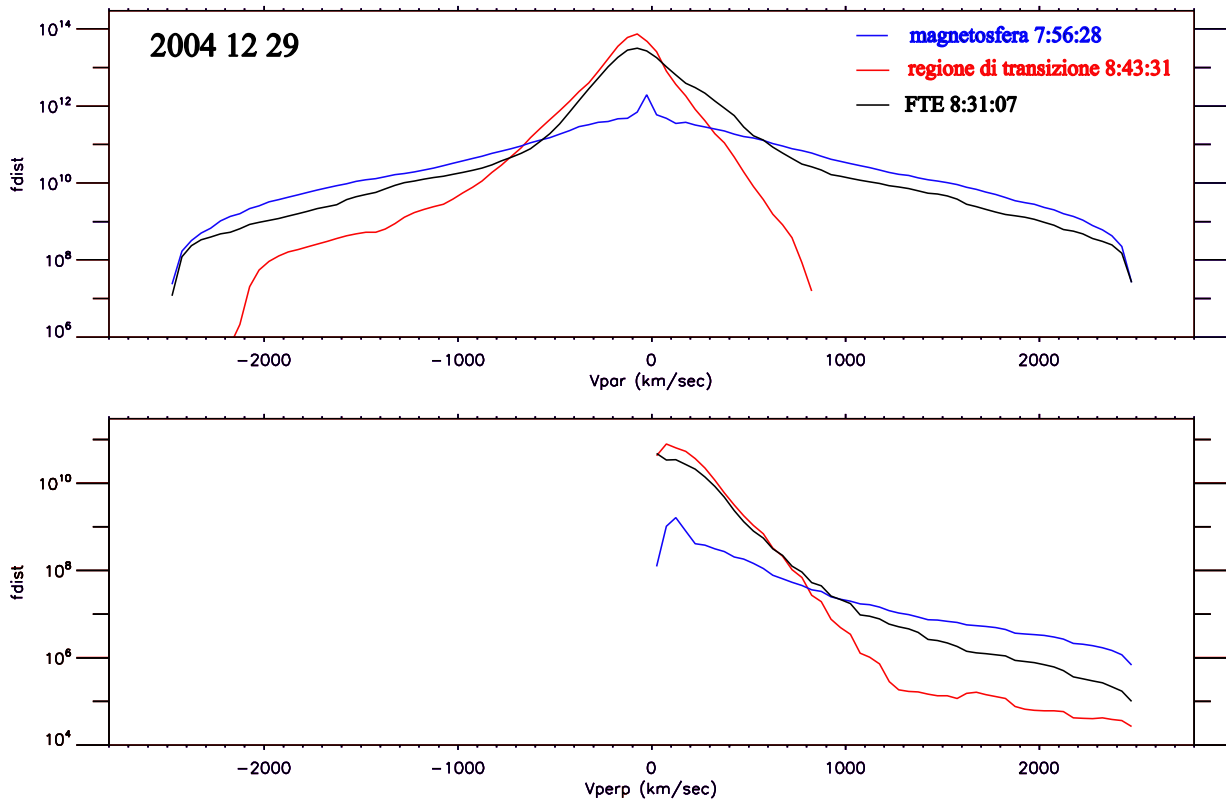


Figura 5.6 Profili delle funzioni di distribuzione secondo le direzioni parallela e perpendicolare al campo magnetico, misurate dal satellite TC-1 nella magnetosfera (in blu, ore 7:56:28), nella regione di transizione più vicina (in arancione, ore 8:43:31) e nel centro dell’FTE (in nero, ore 8:31:07).

Osserviamo allora come il profilo della funzione di distribuzione misurata nella regione di transizione sia differente dal profilo della funzione di distribuzione misurata in magnetosfera: la funzione di distribuzione della regione di transizione ha un valore più elevato alle basse energie, mentre alle alte energie decresce rapidamente.

Il profilo della funzione di distribuzione misurata all’interno dell’FTE risulta simile al profilo della funzione di distribuzione misurata nella regione di transizione alle basse energie, mentre alle alte energie è simile al profilo della funzione di distribuzione della magnetosfera. Questo comportamento suggerisce che il plasma della FTE sia effettivamente composto da plasma della regione di transizione e della magnetosfera, in accordo con quanto previsto da Thomsen (1987).

5.2.3 Le osservazioni nel sistema di riferimento della linea X.

Per analizzare in maniera più accurata l'orientamento del campo all'interno dell'FTE, abbiamo costruito un differente riferimento locale in cui un asse è diretto come la normale alla magnetopausa (ottenuta mediante il modello di Fairfield, 1971), un asse come la linea X calcolata, sulla base dei dati di campo magnetico, secondo il modello *component* ed il terzo asse è tale da formare una terna destrorsa.

Chiamiamo \underline{B}_{1t} la proiezione sul piano tangente alla magnetopausa della media del campo magnetico nel riferimento della regione di transizione e \underline{B}_{2t} l'analoga proiezione della media del campo magnetico nel riferimento della magnetosfera. La direzione della linea X alla posizione dell'attraversamento secondo il modello *component* (Sonnerup (1974) e Gonzales e Mozer (1974); vedi paragrafo 2.7) è la direzione perpendicolare alla direzione della tensione magnetica:

$$Xline = \hat{n} \times \frac{\underline{B}_{t2} - \underline{B}_{t1}}{|\underline{B}_{t2} - \underline{B}_{t1}|}$$

Questa linea X, dunque, è effettivamente tangente alla magnetopausa. Lungo tale direzione sono uguali le componenti del campo nella regione di transizione e del campo nella magnetosfera. Tale vettore costituisce per definizione il campo guida. Nel caso che si sta studiando il campo guida è positivo ed ha un modulo di circa 4 nT. Un valore così basso del campo guida è dovuto al fatto che \underline{B}_{1t} e \underline{B}_{2t} sono quasi antiparalleli con un angolo di shear magnetico di 172° .

Il terzo asse avrà direzione

$$rec = \frac{\underline{B}_{t2} - \underline{B}_{t1}}{|\underline{B}_{t2} - \underline{B}_{t1}|}$$

che è la direzione lungo cui i campi si riconnettono. Per l'evento oggetto del nostro studio le componenti di questi vettori in coordinate GSM sono: $Xline=(0.56 ; -0.56 ; 0.61)$; $rec=(0.44 ; -0.43 ; -0.79)$; $n = (0.71 ; 0.71 ; 0.01)$. In figura 5.7 i vettori della velocità del plasma e del campo magnetico sono rappresentati in questo riferimento locale.

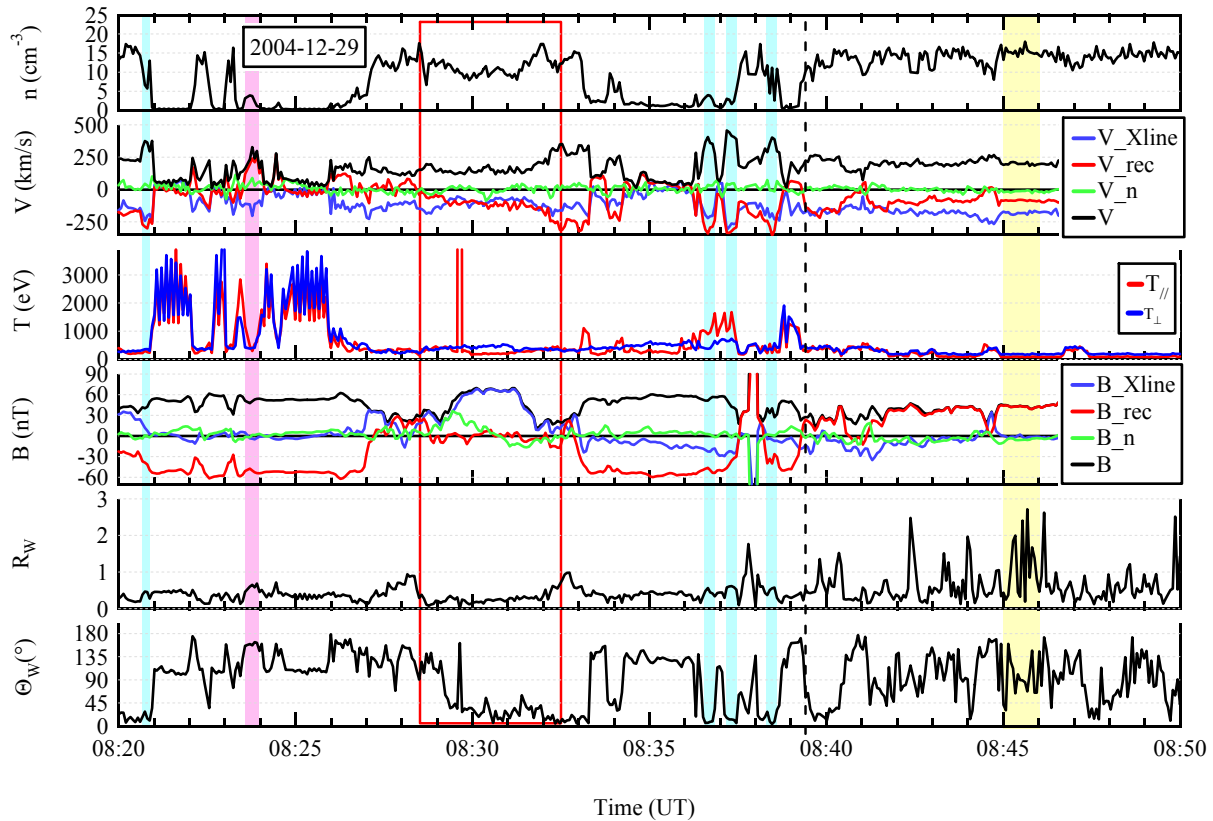


Figura 5.7 Attraversamento con getti inversi del 29-12-2004. Il formato è lo stesso della figura 5.4, ma la velocità e il campo magnetico sono rappresentati nel riferimento locale (Xline, rec, n).

Osserviamo che i campi magnetici della regione di transizione e della magnetosfera differiscono, come aspettato, solamente per la componente lungo l'asse *rec*, B_{rec} , che risulta positiva nella regione di transizione e negativa in magnetosfera (l'asse *rec* è diretto approssimativamente lungo Z_{GSM} negativo). Inoltre nella magnetosfera, all'interno della magnetopausa e nel BL la componente lungo la *Xline*, B_{Xline} , che è di fatto analoga al campo guida, si mantiene costante e molto piccola.

Osserviamo che nell'FTE, oltre alla oscillazione bipolare della B_N , il campo magnetico è diretto quasi esclusivamente lungo l'asse *Xline*, risultando quindi completamente differente dai campi presenti nella regione di transizione ed in magnetosfera. Più precisamente dalle 8:29:00 alle 8:32:00 la componente B_{rec} rimane prossima a zero, mentre la componente B_{Xline} raggiunge il valore massimo (positivo, quindi diretto verso il mezzogiorno locale) di circa 65 nT che mantiene costante tra le 8:30:00 e le 8:31:10. Poiché B_{Xline} è positiva, il campo all'interno dell'FTE è diretto verso il piano meridiano del mezzogiorno locale.

L'oscillazione bipolare della B_N e l'elevato valore della B_{Xline} nel centro dell'FTE, dove la B_N si annulla, suggerisce che il satellite tra le 8:28:30 e le 8:32:30 abbia attraversato un FTE di tipo Fu and Lee (1985). Infatti, come visto nel paragrafo 2.8.2, le linee di campo magnetico all'interno di questi FTE

assumono una configurazione ad elica e, verso il centro della struttura, tendono ad essere maggiormente allineate all'asse dell'FTE stesso.

Le osservazioni, infatti, possono essere interpretate secondo lo schema della figura 5.8. Il piano rappresentato è il piano $N - rec$, la linea tratteggiata indica la posizione della magnetopausa. La linea rossa indica la traiettoria del satellite.

La segnatura di B_N prima positiva poi negativa indica che il passaggio del satellite all'interno dell'FTE avviene da nord verso sud.

Alle 8:28:30 la B_N e la B_{Xline} iniziano a crescere: il satellite sta entrando nell' FTE (posizione a).

Alle 8:29:30 la B_N raggiunge il suo massimo valore, pari a 34 nT, per iniziare poi a decrescere. La B_{Xline} , a questo tempo, ha circa lo stesso valore della B_N e continuerà ad aumentare successivamente (posizione b). Alle 8:30:43 la B_{Xline} assume il valore più elevato di tutto l'intervallo (circa 67 nT) e, contestualmente, la B_N si annulla: il satellite si trova al centro dell'FTE (posizione c).

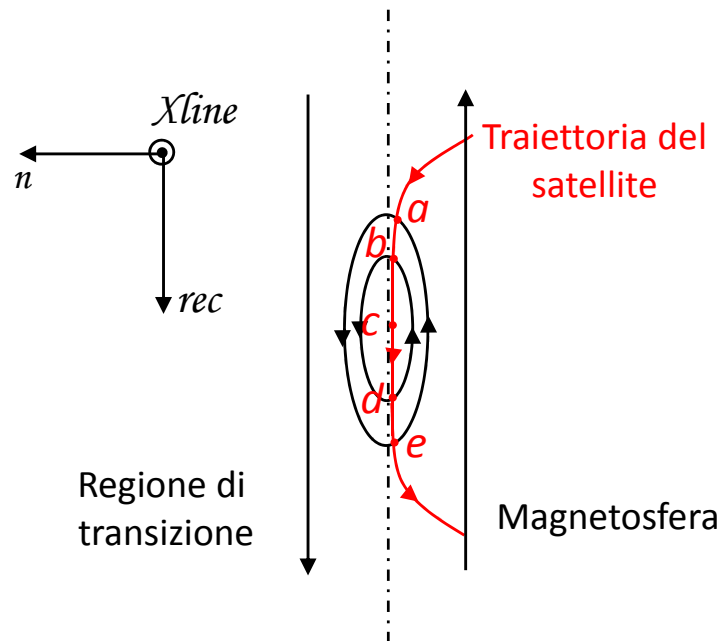


Figura 5.8 Schema della struttura magnetica osservata dal satellite TC-1 il 2004 12 29 nel piano individuato dai vettori n e rec .

A questo punto inizia l'uscita dall'FTE: la B_N inizia a decrescere mentre la B_{Xline} si mantiene costante fino alle 8:31:11 (posizione d); alle 8:31:31 la B_N ha raggiunto il massimo valore negativo, pari a -16 nT, e, contestualmente, la B_{Xline} si è ridotta a 38 nT; alle 8:32:30 la B_N è nuovamente vicina allo zero, e la B_{Xline} si è ridotta fino a circa 10 nT. La direzione dell'asse dell'FTE coincide pertanto con la direzione della linea X.

Possiamo allora dare una stima della dimensione trasversale dell’FTE a partire dalla velocità del plasma perpendicolare all’asse dell’FTE V_{rec} . Il valor medio di V_{rec} nel centro della struttura è pari a circa -115 km/s, ovvero questa, data l’orientazione del versore rec , si muove verso nord. Moltiplicando tale velocità media per l’intervallo di 4 minuti nel corso dei quali il satellite attraversa l’FTE, otteniamo una dimensione trasversale dell’FTE di circa 4.3 raggi terrestri.

5.3 Meccanismo di generazione dell’FTE.

Nel precedente paragrafo è stato mostrato come le osservazioni di TC-1 nell’intervallo 8:28 - 8:33 siano consistenti con il passaggio di un FTE di tipo Fu e Lee. Inoltre, è stato evidenziato che l’asse dell’FTE ha la stessa direzione della linea X calcolata sulla base dei dati di campo magnetico.

Come abbiamo visto nel paragrafo 2.5, si ipotizza che gli FTE di tipo Fu e Lee siano causati dalla formazione di linee X multiple. Non è possibile dare una stima né della lunghezza della linea X osservata da TC-1, né dell’estensione longitudinale dell’FTE. Possiamo però ipotizzare che la suddetta linea X si estenda fino alla regione subsolare. Ricordiamo, infatti, che le osservazioni dello studio statistico sono consistenti con la presenza di una linea X estesa lungo la magnetopausa diurna. Allora una possibile interpretazione delle osservazioni è questa: 1) una linea X approssimativamente diretta come l’equatore magnetico è attiva alla magnetopausa diurna per circa 40 minuti; 2) si attiva una seconda linea X a sud di TC-1; 3) si forma un FTE che viene successivamente trasportato verso nord, cosicché TC-1 lo attraversa. Nella figura 5.9 è schematicamente illustrata la situazione prima che l’FTE arrivi alla posizione di TC-1. In tale figura l’inclinazione dell’asse di dipolo terrestre è quella presente al momento dell’attraversamento, gli assi in verde raffigurano il riferimento GSM, l’asse X_{SM} indica la posizione dell’equatore magnetico nel piano del mezzogiorno locale ed il tubo in blu indica la possibile struttura corrispondente all’FTE osservato da TC-1.

Data la dimensione trasversale dell’FTE e dato che la configurazione del campo magnetico della regione di transizione e della magnetosfera saranno simili alle posizioni delle due linee X, la direzione della seconda linea X sarà simile a quella della linea X primaria e dunque tale linea X passerà approssimativamente per il punto di stagnazione.

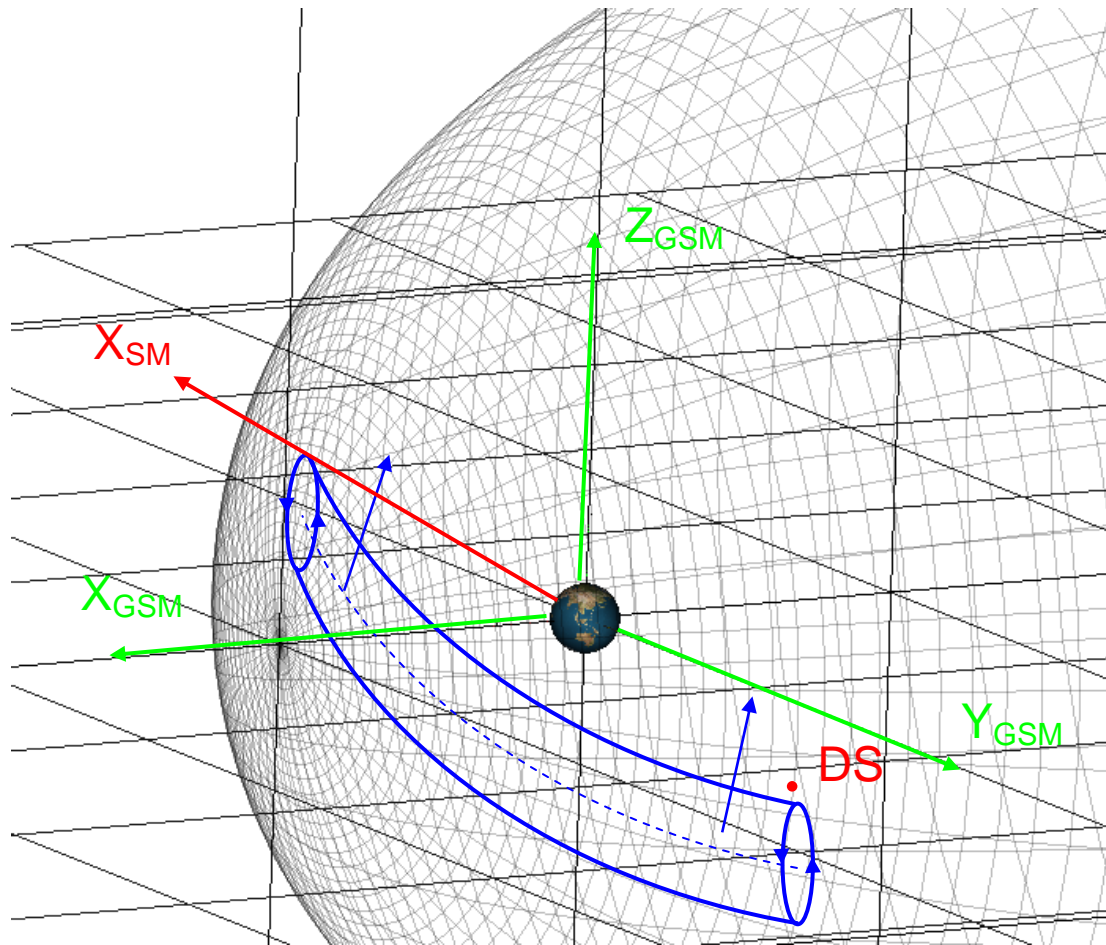


Figura 5.9 Possibile configurazione dell’FTE osservato dal satellite TC-1 il 2004.12.29. Gli assi in verde raffigurano il riferimento GSM, l’inclinazione dell’asse di dipolo terrestre attraversamento è illustrata mediante l’asse X_{SM} che indica la posizione dell’equatore magnetico nel piano del mezzogiorno locale. Il tubo in blu indica la possibile struttura magnetica corrispondente all’FTE osservato da TC-1.

Raeder (2006), mediante una simulazione numerica globale dell’interazione fra il vento solare e la magnetosfera, mostra come la formazione periodica di linee X multiple, con conseguente generazione di FTE, possa essere causata dall’elevata inclinazione del dipolo magnetico terrestre in presenza di campo magnetico interplanetario diretto a sud. Nella simulazione il vento solare ha una densità di 6.5 cm^{-3} , una velocità di 450 km s^{-1} e una temperatura pari a 7.7 eV , il campo magnetico di 5 nT è diretto esattamente a sud e l’inclinazione del dipolo terrestre è di 34° , ovvero il polo nord è rivolto verso il Sole. Nella figura 5.10 è illustrata la simulazione nel piano longitudinale del mezzogiorno. La colorazione rappresenta la pressione del plasma, le linee nere rappresentano le linee di campo magnetico mentre le linee bianche rappresentano le linee di flusso.

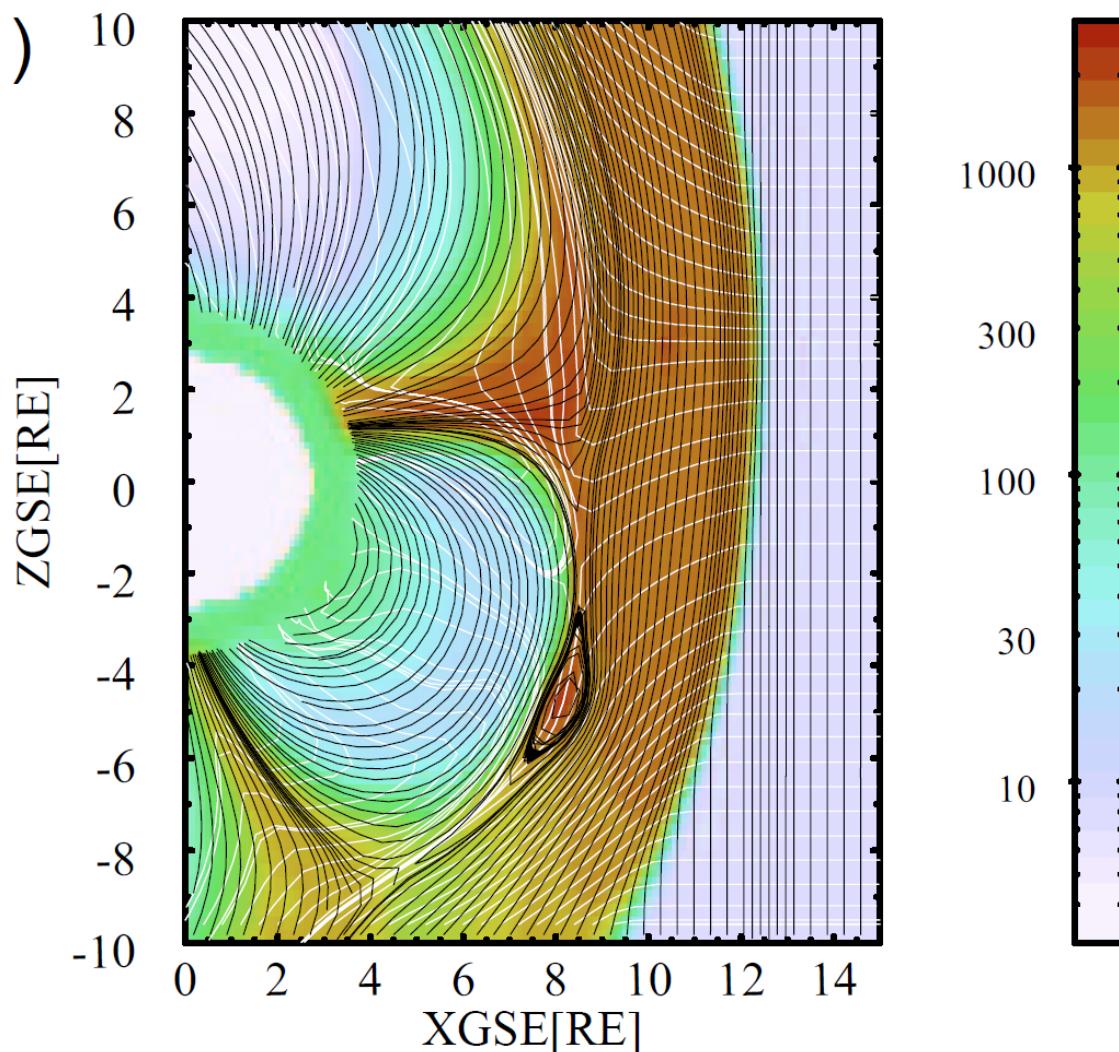


Figura 5.10 Risultato della simulazione Raeder (2006) nel piano longitudinale del mezzogiorno nel caso di elevata inclinazione dell'asse di dipolo terrestre. La colorazione rappresenta la pressione del plasma, le linee nere rappresentano le linee di campo magnetico e le linee bianche quelle di flusso. E' prevista la formazione di FTE alla magnetopausa in conseguenza di linee X multiple (Raeder, J., 2006).

La simulazione mostra che è presente una linea X a circa $X_{GSE}=6.5R_E$ e $Z_{GSE}=-6.5R_E$. In prossimità del punto di ristagno, situato in figura a circa $X_{GSE}=8.5R_E$ e $Z_{GSE}=-1R_E$, si forma periodicamente una seconda linea X. Le linee di campo doppiamente riconnesse danno luogo ad una struttura magnetica chiusa lungo la magnetopausa in prossimità dell'equatore magnetico che ha le caratteristiche tipiche di un FTE. Nel corso della simulazione l'FTE cresce di dimensioni e viene successivamente trasportato via, lungo la magnetopausa, dal flusso del plasma della regione di transizione. Il processo è periodico e gli FTE si formano ogni 10 minuti circa.

Raeder (2006) ha inoltre studiato la formazione degli FTE nel caso di campo magnetico interplanetario con un angolo di clock di 165° e medesima inclinazione dell'asse di dipolo terrestre. In questo caso, il

campo all'interno dell'FTE forma una struttura ad elica, l'estensione in latitudine dell'FTE è di 3 - 5 R_E , ed in longitudine arriva a 15 - 20 R_E : quindi l'FTE si estende verso i fianchi della magnetopausa. Quindi le osservazioni di TC-1 qui riportate sono in accordo con le simulazioni di Raeder (2006) una volta tenuto che durante le osservazioni il polo sud verso il sole. L'unica differenza è che nel caso delle osservazioni non sembra evidente una generazione periodica di FTE.

5.4 Incremento del campo assiale e raffronto con la simulazione di Ma et al. (1994).

Tra le 8:30:00 e le 8:31:11 il campo magnetico, diretto solo lungo *Xline*, ha un modulo medio di 67 nT. Quindi il campo magnetico all'interno dell' FTE è più intenso Tale valore è più elevato dei moduli del campo magnetico misurati nella regione di transizione (43.7 nT) e nella magnetosfera (58.2 nT).

L'incremento del campo magnetico all'interno degli FTE è stato osservato da Russel ed Elphic (1978), Paschmann et al. (1982) e Berchem e Russel (1982).

In uno studio numerico Otto (1990) ha dimostrato che questo incremento è legato alla presenza del campo guida all'interno dello strato di corrente.

Ma et al. (1994) hanno effettuato una simulazione numerica per studiare l'incremento del campo assiale all'interno di un FTE generato da linee X multiple sviluppando due modelli MHD: uno bidimensionale, in cui si considera un FTE con estensione assiale infinita e le variabili indipendenti sono nel piano perpendicolare all'asse dell'FTE, ed uno tridimensionale in cui si tiene conto della limitatezza della lunghezza assiale. Per entrambi questi modelli sono state scelte condizioni al contorno simmetriche per densità e modulo del campo magnetico, ovvero queste grandezze hanno lo stesso valore dai due lati dello strato di corrente, ed angolo di shear magnetico di 150°.

Per quanto riguarda l'incremento del campo assiale nell'interno dell'FTE, è determinante il valore del campo guida presente nello strato di corrente che permeerà il centro dell'FTE una volta che questo si sarà formato. Per questa ragione Ma et al. (1994) hanno considerato due diversi tipi di rotazioni del campo magnetico, raffigurate nella figura 5.11, all'interno dello strato di corrente. La rotazione "force free" è indicata con la linea tratteggiata, mentre la linea tratto - puntino indica la rotazione con campo guida costante. Pertanto nel primo caso il campo guida nello strato di corrente è pari ai moduli esterni, mentre nel secondo caso è pari al 25.8% dei moduli.

Ma et al. (1994) hanno ottenuto che il campo guida all'interno dell'FTE cresce per opera della tensione magnetica delle linee elicoidali più esterne, che tendono a portare il plasma verso il centro dell'FTE. L'incremento del campo assiale all'interno dell'FTE rispetto al campo guida nello strato di corrente risulta più elevato nel caso di rotazione a campo guida costante. Invece l'incremento rispetto al valore dei campi esterni è più elevato nel caso di rotazione *force free*. In entrambi i casi, nelle simulazioni tri-

dimensionali il campo nell’FTE raggiunge valori più elevati in quanto viene maggiormente compresso, essendo il plasma libero di fluire via dall’FTE lungo l’asse.

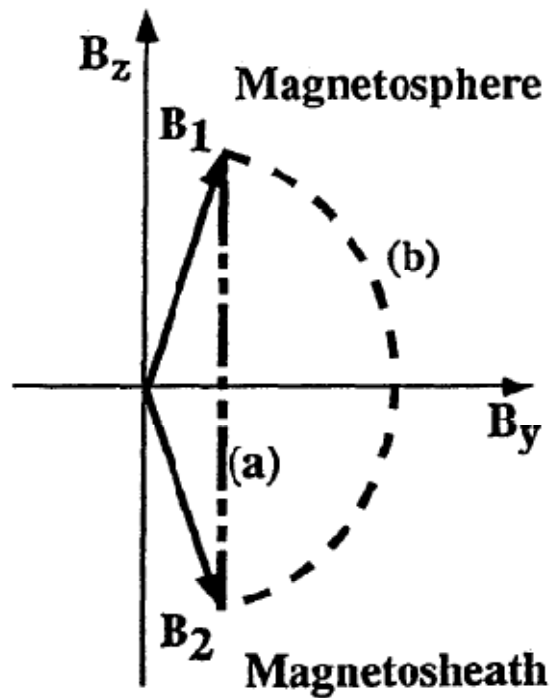


Figura 5.11 Tipi di rotazioni del campo magnetico nella simulazione di Ma et al. (1994) all’interno dello strato di corrente tra la regione di transizione e la magnetosfera. Con la linea tratteggiata è indicata la rotazione “force free”, mentre con la linea tratto – puntino è indicata la rotazione con campo guida costante (Ma et al., 1994).

Nel caso del nostro attraversamento l’intensità dei campi in magnetosfera e nella regione di transizione è differente, essendo pari a circa 38 nT e 63 nT rispettivamente; ed anche la densità di plasma è differente in queste due regioni. L’angolo di shear magnetico è pari a 172°. La configurazione non è dunque simmetrica, ed il raffronto con la simulazione di Ma et al. è da considerarsi con il dovuto grado di approssimazione.

Nel nostro caso il campo assiale nel centro dell’FTE è pari a 67 nT ed il campo guida, essendo i campi magnetici quasi antiparalleli, è molto piccolo pari a 4 nT. Considerando dunque una rotazione a campo guida costante, il campo assiale nel centro dell’FTE rispetto al campo guida nello strato di corrente sarebbe stato incrementato di addirittura 16 volte. Un incremento così elevato non è stato previsto dalle simulazioni di Ma et al. (1994).

Pertanto dalle nostre osservazioni sembra più probabile una rotazione del campo di tipo ‘force free’ che rende il campo guida nel centro dello strato di corrente dell’ordine di grandezza del modulo dei campi esterni, e meglio spiega l’elevato campo assiale all’interno dell’FTE.

6

Conclusioni

In questa Tesi è stato studiato il fenomeno della riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre mediante i dati raccolti dal satellite TC-1 della missione Double Star. La prima parte del lavoro è consistita nell'analisi del primo anno di dati in cui il satellite TC-1 ha esplorato la magnetopausa terrestre equatoriale nel lato giorno. Con i dati raccolti è stato effettuato uno studio statistico mirato ad evidenziare le condizioni che favoriscono la riconnessione alla magnetopausa e la sua configurazione su scala globale.

Nella seconda parte del lavoro è stato studiato un evento in cui il satellite TC-1 si trovava nelle vicinanze della regione di diffusione e le osservazioni forniscono delle indicazioni sul meccanismo di formazione dei Flux Transfer Events.

6.1 Lo studio statistico.

Per effettuare lo studio statistico sono stati selezionati tutti i passaggi dalla magnetosfera alla regione di transizione, e viceversa, osservati dal satellite TC-1 nell'intervallo 6 - 18 LT durante il primo anno della missione. Nel corso di ciascun passaggio si possono osservare attraversamenti multipli della magnetopausa a causa del moto della magnetopausa stessa. Per studiare correttamente un attraversamento è necessario che il campo magnetico nella regione di transizione sia sufficientemente stabile. Sono stati esaminati approssimativamente 300 passaggi. In 143 attraversamenti è stata evidenziata la presenza di getti di riconnessione alla magnetopausa o nel BL tramite l'utilizzo del test di Walèn. In 23 di questi 143 eventi sono presenti getti inversi, che possono essere interpretati come il passaggio del satellite nelle vicinanze della regione di diffusione: tali eventi sono importanti in quanto forniscono indicazioni sia circa le condizioni locali al sito di riconnessione sia circa la posizione del sito stesso in funzione dell'orientazione del campo magnetico interplanetario. Infine per 64 attraversamenti non si osservano signature di riconnessione.

Per ciascuno dei 207 attraversamenti sono stati calcolati il β ed il numero di Mach Alfvénico nella regione di transizione e l'angolo tra il campo magnetico della magnetosfera e quello della regione di transizione. Quindi, si è studiato se e in che modo i getti di riconnessione e i getti inversi di riconnessione si verificano in dipendenza di questi parametri.

6.1.1 Dipendenza dai parametri della regione di transizione e dall'angolo di shear magnetico.

Lo studio statistico rivela che gli eventi di riconnessione presentano un parametro β inferiore a quello degli attraversamenti senza segnature di riconnessione. Tale differenza, sulla base del test di ipotesi tra i valori medi e del test di Kolmogorov – Smirnov, che confronta le cumulative delle due distribuzioni, risulta significativa. Questo risultato fornisce l'evidenza che la riconnessione è favorita da bassi valori del β , come era stato suggerito in passato.

La dipendenza del fenomeno della riconnessione dal parametro β è stata inizialmente proposta da Sonnerup (1979). Negli anni 90', in una serie di studi statistici, si è cercato di capire se esistessero delle condizioni favorevoli alla riconnessione. Paschmann et al. (1986) e Phan et al. (1996) hanno osservato che la relazione di Walén veniva meglio soddisfatta negli attraversamenti con un β nella regione di transizione più basso e che ciò poteva indicare che la riconnessione è favorita da bassi β . Anche i risultati di Scurry et al. (1994), che ha evidenziato come i getti accelerati di riconnessione sono più frequentemente osservati per bassi valori del parametro β , confermano questa ipotesi. Si ha però che, come si evince dall'equazione 8.45 e come verificato sperimentalmente da Phan et al. (1996), il salto di velocità è tanto maggiore quanto più elevato è il valore del campo magnetico ed è bassa la densità del plasma, il che equivale ad un parametro β piccolo. Pertanto individuare gli eventi di riconnessione selezionando i getti con velocità elevate, come Scurry et al. (1994), porta a sovrastimare l'occorrenza degli attraversamenti con β piccolo. Per quanto riguarda questo aspetto, i risultati dello studio svolto per questa Tesi sono più significativi poiché i nostri criteri di selezione non richiedono alcun incremento di velocità del getto di riconnessione rispetto alla regione di transizione e, dunque, non portano ad una selezione a priori degli eventi con un basso β . Bisogna però notare che Phan et al. (1996) hanno osservato che la durata dell'attraversamento diminuiva negli eventi con un parametro β elevato: questo potrebbe spiegare il peggiore accordo della relazione di Walén per gli attraversamenti con un elevato β . Sebbene dallo studio statistico svolto non emerga una tale dipendenza, non possiamo escludere che sia meno probabile osservare gli attraversamenti con riconnessione caratterizzati da un β elevato a causa della loro durata inferiore.

Per quanto riguarda gli attraversamenti con getti inversi, le nostre osservazioni suggeriscono che nelle vicinanze della regione di diffusione il parametro β è più basso che lontano da questa. La differenza tra i valori di β per gli attraversamenti con getti di riconnessione e gli attraversamenti con getti inversi risulta significativa sulla base del test di ipotesi sui valori medi, mentre il confronto delle cumulative con il test di Kolmogorov-Smirnov non conferma tale differenza, probabilmente a causa del basso numero di eventi.

Per quanto riguarda la dipendenza dal numero di Mach Alfvénico nella regione di transizione (M_A), lo studio statistico mostra che gli attraversamenti con getti di riconnessione vengono osservati con M_A in-

feriori rispetto agli attraversamenti senza segnature di riconnessione. Tale differenza sulla base del test di ipotesi tra i valori medi e del test di Kolmogorov – Smirnov risulta significativa.

La Belle-Hamer (1995) ha osservato che la linea X di riconnessione è stabile se $M_A < 1$. Questo potrebbe fornire una spiegazione delle osservazioni: se il fenomeno della riconnessione è stabile, potrebbe essere più facile osservare i getti di riconnessione alla magnetopausa e, dunque, maggiore la probabilità di selezionare eventi di riconnessione per valori di $M_A < 1$.

In effetti gli eventi con getti inversi in cui il satellite si trova nelle vicinanze della regione di diffusione sembrano essere caratterizzati da un valore del M_A ulteriormente inferiore rispetto agli attraversamenti con getti semplici. In particolare, i 7 attraversamenti con getti inversi che si trovano sui fianchi della magnetopausa hanno un valore del $M_A = 1.20 \pm 0.09$ mentre gli eventi senza segnature di riconnessione osservati sui fianchi hanno un valore $M_A = 1.97 \pm 0.34$. La differenza dei M_A tra gli attraversamenti con getti inversi e gli attraversamenti con getti semplici di riconnessione non è tuttavia confermata dai test statistici.

Per quanto riguarda la dipendenza dall'angolo di shear magnetico (Φ_{B12}), gli attraversamenti con getti di riconnessione sono stati osservati per angoli Φ_{B12} nell'intervallo $45^\circ - 180^\circ$ e non è stato osservato alcun angolo preferenziale. Risultati analoghi sono stati ottenuti da *Gosling et al.* (1990), *Phan et al.* (1996) e *Paschmann et al.* (2005).

Nello studio statistico gli attraversamenti con getti inversi sono stati osservati per angoli di shear molto bassi (fino a $\Phi_{B12} = 47.9^\circ$): essendo tali osservazioni presumibilmente nelle vicinanze della regione di diffusione, questo suggerisce che il processo della riconnessione può verificarsi anche se i due campi magnetici non sono antiparalleli.

6.1.2 Dipendenza dei getti di riconnessione dall'orientamento del campo magnetico nella regione di transizione.

Una delle questioni maggiormente dibattute circa la riconnessione magnetica alla magnetopausa terrestre riguarda la posizione della/e regione/i di diffusione per le diverse orientazioni del campo magnetico interplanetario. I due principali modelli sono *l'antiparallel* (Luhmann et al. 1984) e il *component* (Sonnerup 1974; Gonzales e Mozer 1974). Per questo, nello studio statistico, sono state analizzate le posizioni e le velocità dei getti per gli attraversamenti con getti di riconnessione e con getti inversi in funzione dell'angolo di clock del campo magnetico nella regione di transizione.

Le osservazioni degli eventi con getti di riconnessione sono in accordo con quanto previsto dal modello *component* e cioè sono consistenti con l'esistenza di una linea X estesa passante per il punto subsolare anche quando il campo magnetico nella regione di transizione non è diretto verso sud. Infatti, i getti di

riconnessione, per i diversi angoli di clock, si muovono, rispetto al plasma della regione di transizione, in direzione perpendicolare alla linea X prevista dal modello *component*.

Le posizioni e le velocità dei 23 attraversamenti con getti inversi (vedi figura 4.10) sono anch'esse in accordo con quanto previsto dal modello *component* e la frazione degli eventi di riconnessione in cui il satellite osserva i getti inversi è maggiore quando gli attraversamenti avvengono nelle vicinanze della linea X prevista dal modello.

Un'ulteriore conferma della validità del modello *component* risiede nel fatto che la frequenza con cui si verificano gli attraversamenti con getti di riconnessione e con getti inversi non dipende dall'angolo di shear magnetico locale. In particolare, sono stati osservati eventi di riconnessione con angoli di shear magnetico molto inferiori a 90° nelle vicinanze della linea X.

Inoltre, per ciascun attraversamento con getti inversi abbiamo calcolato la direzione della linea X a partire dalle proiezioni sul piano YZ_{GSM} dei campi magnetici misurati in magnetosfera e nella regione di transizione. La posizione di queste linee X appare legata all'inclinazione dell'asse di dipolo terrestre nel piano $X_{GSM} - Z_{GSM}$. Tali linee intersecano l'asse Z_{GSM} più a nord o più a sud del punto subsolare a seconda che l'angolo di dipolo sia positivo o negativo.

Si può dunque ipotizzare che le linee X seguano la posizione dell'equatore magnetico. Un comportamento analogo risulta dalla simulazione globale MHD della magnetosfera di *Park et al. (2006)* dove la linea X è localizzata proprio lungo l'equatore magnetico quando il campo nella regione di transizione è diretto a sud e l'angolo di inclinazione del dipolo terrestre è elevato.

Una seconda interpretazione consiste nel fatto che l'inclinazione del dipolo magnetico terrestre può causare lo spostamento del punto di ristagno più in nord o più a sud del punto subsolare. In questo caso le osservazioni mostrerebbero un buon accordo, anche quantitativo, con il modello *component*.

6.2 L'evento del 29-12-2004: un FTE generato da linee X multiple.

Durante l'intervallo 07:55 – 08:40 del 29-12-2004, TC-1 compie consecutivamente diversi attraversamenti parziali della magnetopausa e osserva molteplici inversioni dei getti di riconnessione generati dai due lati della linea X. Quindi, presumibilmente, il satellite rimane sempre nelle vicinanze della linea X. Tra le 8:28:30 e le 8:32:30 (vedi figura 5.6, area evidenziata dal rettangolo in rosso) il satellite osserva un FTE. Questa struttura è caratterizzata da una oscillazione bipolare della componente normale del campo magnetico e simultaneamente si osserva un forte incremento della componente del campo in direzione della linea X. Questo andamento del campo magnetico suggerisce che il satellite abbia attraversato un FTE con campi interni elicoidali analogo a quelli previsti da Lee e Fu (1985) con asse allineato alla direzione della linea X. Si ipotizza che tali FTE siano causati dalla formazione di linee X multiple.

Mediante la velocità del plasma ortogonale all'asse dell'FTE si stima che la dimensione della sezione dell'FTE sia pari a circa $4 R_E$. Questo attraversamento è caratterizzato da una elevata inclinazione dell'asse di dipolo terrestre e la linea X prevista sulla base del modello *component* interseca l'asse Z_{GSM} a nord del punto subsolare in accordo con la posizione dell'equatore magnetico.

Una possibile interpretazione delle osservazioni relative all'intero periodo studiato è che una linea X approssimativamente diretta come l'equatore magnetico sia attiva in maniera quasi stazionaria (linea X principale osservata da TC-1), che successivamente si attivi una seconda linea X che passa per il punto di stagnazione e che, infine, si formi un FTE, trasportato poi verso nord e osservato da TC-1.

Secondo la simulazione dell'interazione vento solare-magnetosfera di Raeder (2006), in conseguenza della forte inclinazione dell'asse di dipolo terrestre con un campo nella regione di transizione diretto a sud, la linea X principale si allontana dalla magnetopausa equatoriale seguendo l'equatore magnetico e si forma una seconda linea X che passa per il punto di ristagno. Le linee di campo magnetico doppiamente riconnesse tra le due linee X danno luogo ad una struttura magnetica chiusa. Tale struttura cresce e genera l'FTE che raggiunta una certa dimensione viene trasportato dal flusso di plasma della regione di transizione. Raeder (2006) studia anche un evento in cui l'angolo di shear magnetico è pari a 165° gradi (simile a quello osservato nell'evento studiato) ed in questo caso ottiene un FTE che ha una estensione in latitudine di $3-5 R_E$ ed in longitudine di $15 - 20 R_E$.

Le osservazioni relative all'evento del 29-12-2004 sono consistenti con i risultati della simulazione di Raeder e confermano che per elevati angoli di dipolo si verifica la formazione di linee X multiple che

Un ulteriore aspetto interessante riguarda l'elevato valore del campo assiale di questo FTE. Ma et al. (1994) hanno studiato, mediante una simulazione MHD, l'andamento del campo assiale all'interno degli FTE ed hanno concluso che la configurazione ad elica delle linee di campo, a causa della tensione magnetica diretta verso il centro dell'FTE, porta il plasma verso l'asse della struttura provocando un incremento della densità del plasma e del campo magnetico assiale. Nel momento in cui l'FTE si forma il campo assiale è semplicemente il campo guida che si trova all'interno dello strato di corrente.

Ma et al. (1994) sviluppano la simulazione considerando all'interno dello strato di corrente due diversi tipi di rotazioni del campo magnetico: una a campo guida costante ed una 'force free'. In questo secondo tipo di rotazione, nello strato di corrente, il campo guida cresce e anche in presenza di angoli di shear elevati (campo guida piccolo) nel centro dello strato di corrente il valore del campo risulta pari al modulo dei campi esterni. Nel nostro evento l'angolo di shear è di 172° e, quindi, il campo guida è di soli 4 nT. L'elevato valore del campo assiale nel centro dell'FTE sembra suggerire che lo strato di corrente che ha dato luogo all'FTE possedesse un campo maggiore di 4 nT, che si ottiene appunto mediante una rotazione di tipo 'force free'. Quindi, in conclusione, se effettivamente la rotazione nello strato di corrente fosse di tipo 'force free', si potrebbero osservare degli FTE con un notevole campo assiale anche quando l'angolo di shear è di 180° , ovvero il campo guida fuori dallo strato di corrente è nullo.

6.3 Conclusioni generali.

Lo studio su grande scala della riconnessione magnetica alla magnetopausa mediante osservazioni da satellite risulta particolarmente difficile date le dimensioni elevate della regione che si vuole studiare in relazione alla piccola porzione della stessa in cui il satellite effettua le misurazioni ad ogni attraversamento. L'unico modo per ottenere informazione circa la configurazione globale consiste nel raccogliere un elevato numero di attraversamenti e confrontare le osservazioni con quanto previsto dai vari modelli. Il nostro studio statistico (Trenchi et al. 2008) ha fornito delle indicazioni sulla configurazione della riconnessione alla magnetopausa equatoriale nel lato giorno.

Lo scenario che emerge dalle nostre osservazioni è che la linea X assume alla magnetopausa una posizione ben precisa, determinata dall'orientazione del campo nella regione di transizione e dall'inclinazione dell'asse di dipolo terrestre. Questo studio fornisce dunque un'ulteriore evidenza che la configurazione della riconnessione alla magnetopausa dipende maggiormente dalle condizioni del sistema su grande scala piuttosto che su condizioni locali in regioni limitate della magnetopausa.

Il 2004 12 29 il satellite TC-1 ha attraversato un FTE. Le nostre osservazioni, in accordo con la simulazione di Raeder (2006), suggeriscono che la formazione di tali FTE sia legata all'inclinazione dell'asse di dipolo terrestre che causa la formazione di due distinte linee X. L'asse dell'FTE è perfettamente allineato alla direzione della linea X ed è tangente alla magnetopausa; l'estensione verticale della sezione dell'FTE è pari a 4 raggi terrestri. L'FTE al suo interno mostra un elevato campo assiale, maggiore del modulo dei campi che si hanno nella regione di transizione ed in magnetosfera. Secondo le nostre osservazioni quindi l'FTE non è legato ad una riconnessione transiente e localizzata, ma al contrario si forma grazie alla presenza di due linee X estese. Anche in questo caso, il meccanismo di formazione dell'FTE suggerisce che le linee X che lo generano siano linee X estese alla magnetopausa e come in questo processo siano importanti i fenomeni su grande scala.

7

Appendice (Il plasma spaziale)

La maggior parte della materia dell'universo esiste sotto forma di plasma. Nel nostro sistema solare, esso costituisce l'atmosfera solare, è presente in tutto lo spazio interplanetario e nelle magnetosfere dei pianeti.

Il plasma è un gas in cui sono presenti percentuali significative di cariche libere, in egual numero tra cariche positive e negative. Affinché queste possano considerarsi come particelle libere, devono possedere una energia cinetica molto maggiore del potenziale di interazione con le cariche adiacenti. Il fatto che il plasma sia composto di particelle elettricamente cariche, lo differenzia dai normali fluidi: in particolare, oltre alle collisioni, hanno un importante ruolo le interazioni elettromagnetiche a lungo range tra le singole particelle.

La dinamica del plasma è dunque governata dall'interazione dei campi elettrico e magnetico con le particelle. A seconda della scala dalla quale osserviamo il fenomeno, lo studio del plasma si sviluppa in teorie con differenti approssimazioni: se siamo interessati al comportamento collettivo delle particelle, utilizzeremo l'approccio della magnetoidrodinamica (MHD). Al contrario, se guardiamo una regione dello spazio molto da vicino, il moto di ciascuna particella può essere trattato in modo indipendente, e si utilizzerà una descrizione cinetica.

7.1 Teoria cinetica.

Lo stato di configurazione di un sistema dinamico di N particelle è descritto completamente nell'istante di tempo t_0 , se conosciamo le posizioni e le velocità delle N particelle in quell'istante, ossia $6N$ variabili. Nello spazio a $6N+1$ dimensioni $D(\bar{x}_1, \bar{v}_1, \bar{x}_2, \bar{v}_2, \dots, \bar{x}_n, \bar{v}_n, t)$, detto **spazio delle fasi** Γ , l'evoluzione dinamica del sistema descriverà una traiettoria che parte dalla configurazione iniziale all'istante iniziale t_0 .

7.1.2 L'equazione di Boltzmann non collisionale.

Consideriamo ora il nostro sistema di N particelle nello spazio a 6 dimensioni (x, y, z, v_x, v_y, v_z) : questo verrà rappresentato da N punti, ognuno che individua lo stato di una particella. In tale spazio, possiamo definire la funzione di distribuzione $f(\bar{x}, \bar{v}, t)$ come la densità di particelle nel volumetto ele-

mentare $\delta\bar{V} = (\delta\bar{x}, \delta\bar{v})$. Ossia se N è il numero di particelle nel volume elementare $\delta\bar{V}$, allora:

$$f(\bar{x}, \bar{v}, t) = \lim_{\delta\bar{V} \rightarrow 0} \left(\frac{\delta N}{\delta\bar{V}} \right).$$

Tale limite ha senso ovviamente se il volume elementare contiene un numero sufficientemente grande di punti, tale da consentire la definizione della funzione di distribuzione come funzione continua. Le dimensioni della funzione di distribuzione sono $\left[\frac{s^3}{m^6} \right]$.

Utilizzando il teorema di Liouville, l'equazione di Boltzmann non collisionale, è:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\bar{x}} \frac{\partial f}{\partial \bar{x}} + \dot{\bar{v}} \frac{\partial f}{\partial \bar{v}} = 0 \quad (7.1)$$

$\dot{\bar{x}}$ e $\dot{\bar{v}}$ che si trovano all'interno della (7.1), sono la velocità e l'accelerazione dell'insieme di particelle che si trovano nell'intorno del punto (\bar{x}, \bar{v}) considerato. Queste sono soggette ai campi elettrico e magnetico macroscopici presenti in quel punto.

7.1.3 L'equazione di Vlasov.

Se consideriamo una media nell'intorno di (\bar{x}, \bar{v}) , abbiamo i campi macroscopici \bar{B}_m, \bar{E}_m . Con questi, dall'equazione (7.1) si ottiene l'equazione di Vlasov:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial f}{\partial \bar{x}} + \frac{q}{m} (\bar{E}_m + \bar{v} \times \bar{B}_m) \frac{\partial f}{\partial \bar{v}} = 0 \quad (7.2)$$

Questa è valida per i plasmi spaziali non collisionali, per i quali si possono trascurare le interazioni causate dagli urti tra le particelle. Ad esempio nel caso del vento solare, il libero cammino medio, che costituisce la distanza media percorsa tra un urto ed il successivo, è dell'ordine di grandezza della distanza Terra-Sole.

In assenza di collisioni, il comportamento collettivo delle particelle cariche è causato dall'interazione di queste con il campo magnetico medio, attraverso la forza di Lorentz.

7.1.4 L'equilibrio di Maxwell.

Queste interazioni portano il plasma verso un equilibrio termico assolutamente analogo a quello raggiunto dai gas ordinari collisionali, ossia l'equilibrio maxwelliano. Sia allora \bar{v}_0 la velocità di insieme, la dipendenza della funzione di distribuzione dalla velocità, per tale equilibrio, è dunque:

$$f(\bar{v}) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right) e^{-\frac{m(\bar{v}-\bar{v}_0)^2}{2k_B T}} \quad (7.3)$$

Dove n è la densità di particelle, m è la loro massa, e $k_B T$ è l'energia termica media. Le velocità per un plasma in equilibrio sono dunque distribuite in modo gaussiano attorno al valore medio \bar{v}_0 .

7.1.5 I momenti della funzione di distribuzione.

Integrando la funzione di distribuzione nello spazio delle velocità, si ricavano le grandezze che descrivono il comportamento collettivo dell'insieme di particelle, perdendo ovviamente informazioni se non è presente l'equilibrio maxwelliano.

La densità di particelle è:
$$n(\bar{x}, t) = \int f(\bar{x}, \bar{v}, t) d\bar{v} \quad (7.4)$$

Da questa si ottiene la densità di massa
$$\rho(\bar{x}, t) = m \cdot n(\bar{x}, t). \quad (7.5)$$

Se moltiplichiamo per \bar{v} la funzione di distribuzione, ed integriamo, otteniamo la velocità di insieme:

$$\bar{V}_i(\bar{x}, t) = \int f(\bar{x}, \bar{v}, t) \bar{v}_i d\bar{v} \quad (7.6)$$

Moltiplicando per $\bar{v} \bar{v}$ l'integrando (prodotto diadico) si ottiene il tensore del flusso di quantità di moto:

$$\bar{\Pi}(\bar{x}, t) = \int f(\bar{x}, \bar{v}, t) \bar{v} \bar{v} d\bar{v} \quad (7.7)$$

Moltiplicando per $v^2 \bar{v}$ il flusso di energia:
$$\bar{Q}(\bar{x}, t) = \int f(\bar{x}, \bar{v}, t) v^2 \bar{v} d\bar{v} \quad (7.8)$$

Se la velocità di insieme è diversa da zero, risulta utile mettersi in un sistema di riferimento che si muove insieme al plasma, ossia con una velocità pari alla velocità di insieme.

In tale riferimento, dal tensore del flusso di quantità di moto, si ottiene il tensore di pressione:

$$\bar{P} = \bar{\Pi} - \rho \bar{V}_i \bar{V}_i = \int f(\bar{x}, \bar{v}, t) \{ \bar{v} \bar{v} - \bar{V}_i \bar{V}_i \} d\bar{v} \quad (7.9)$$

Il tensore di pressione è quindi una misura del flusso di momento dovuto al moto casuale di agitazione termica delle particelle. Si osserva facilmente che è un tensore simmetrico, e dunque potrà essere scritto in forma diagonale come

$$\bar{P} = \begin{pmatrix} p_1 & 0 & 0 \\ 0 & p_2 & 0 \\ 0 & 0 & p_3 \end{pmatrix} \quad (7.10)$$

in cui p_1, p_2, p_3 sono i tre autovalori del tensore di pressione nelle direzioni dei relativi autovettori. Il caso più semplice è quello in cui il tensore di pressione presenta una simmetria sferica per cui possiamo definire la pressione scalare

$$p(\bar{x}, t) = \frac{Tr(\bar{P})}{3}, \text{ che viene esercitata in ogni direzione dello spazio.}$$

Utilizzando la relazione per i gas perfetti, è possibile definire un tensore di temperatura $\overline{\overline{T}} = \frac{1}{nk_B} \overline{\overline{P}}$

il quale diagonalizzato, (le direzioni degli autovettori sono le stesse che per il tensore di pressione) di-

$$\text{venta: } \overline{\overline{T}} = \begin{pmatrix} T_1 & 0 & 0 \\ 0 & T_2 & 0 \\ 0 & 0 & T_3 \end{pmatrix}.$$

Trasformando invece in questo riferimento il flusso di energia si ottiene il vettore flusso di calore:

$$\overline{H} = \overline{Q} - \overline{V}_i \cdot \overline{\overline{P}} - \frac{1}{2} \overline{V}_i \text{Tr}(\overline{\overline{P}}) \quad (7.11)$$

7.2 Magnetoidrodinamica.

Spesso, per lo studio del plasma, non è necessario conoscere l'evoluzione temporale della funzione di distribuzione, ma è sufficiente analizzare l'andamento spaziale e temporale delle variabili macroscopiche.

7.2.1 Equazioni a due specie.

Consideriamo allora un plasma composto da due specie, ioni ed elettroni: per ciascuna di queste (con s indichiamo la generica specie), possiamo scrivere le equazioni di conservazione della massa, della quantità di moto, e dell'energia, che si ottengono mediante una opportuna integrazione dell'equazione di Vlasov (7.2). Queste sono:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot n_s \overline{v}_s &= 0 \\ m_s \frac{\partial(\overline{v}_s n_s)}{\partial t} + m_s \nabla \cdot (n_s \overline{v}_s \overline{v}_s) + \nabla \overline{P}_s &= q_s n_s (\overline{E} + \overline{v}_s \times \overline{B}) \\ \frac{3}{2} n_s k_B \left(\frac{\partial T_s}{\partial t} + \overline{v}_s \cdot \nabla T_s \right) + p_s \nabla \cdot \overline{v}_s &= -\nabla \cdot \overline{H}_s - \left(\overline{\overline{P}}_s \cdot \nabla \right) \cdot \overline{v}_s \end{aligned} \quad (7.12)$$

Per determinare l'andamento del campo elettrico e magnetico, si usano le equazioni di Maxwell:

$$\begin{aligned} \nabla \times \underline{E} &= -\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \underline{B} &= \mu_0 \underline{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \underline{B} &= 0 \\ \nabla \cdot \underline{E} &= \frac{\rho_{ch}}{\varepsilon_0} \end{aligned} \quad (7.13)$$

nelle quali indichiamo con \underline{E} , \underline{B} i campi elettrico e magnetico, con ρ_{ch} la densità di carica, con \underline{J} il vettore densità di corrente. La densità di carica e la densità di corrente sono definite come:

$$\rho_{ch} = e(n_i - n_e) ; \quad \bar{J} = e(n_i \bar{v}_i - n_e \bar{v}_e) . \quad (7.14)$$

L'ipotesi di quasi neutralità, valida per ogni tipo di plasma su scale spaziali maggiori della lunghezza di Debye⁽¹⁾, in questo caso implica che $n_i = n_e = n$, e dunque $\rho_{ch} = 0$.

7.2.2 Equazioni a singola specie.

Definendo $m = m_e + m_i$; $n = \frac{m_e n_e + m_i n_i}{m_e + m_i}$; $\bar{v} = \frac{m_i n_i \bar{v}_i + m_e n_e \bar{v}_e}{m_e n_e + m_i n_i}$; $\bar{J} = q(n_i \bar{v}_i - n_e \bar{v}_e)$, conside-

rando che $n_i \approx n_e$ e $m_i \gg m_e$ sommando le equazioni di conservazione degli ioni e degli elettroni si ottengono le equazioni della MHD per una singola specie :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \bar{v}) &= 0 \\ \frac{\partial (nm \bar{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (nm \bar{v} \bar{v}) &= -\nabla \bar{P} + \rho_{ch} \bar{E} + \bar{J} \times \bar{B} \end{aligned} \quad (7.15)$$

A queste tre equazioni, per chiudere il sistema, si deve aggiungere una equazione di stato, che stabilisca una dipendenza tra il tensore di pressione la temperatura e la densità. Infatti l'equazione dell'energia stabilisce tale dipendenza, ma introduce una nuova incognita che è il flusso di calore. Nel caso di tensore di pressione isotropo, si può usare la relazione dei gas perfetti, ossia:

$$p = nk_B T \quad (7.16)$$

e alternativamente una relazione politropica: $\frac{p}{p_0} = \left(\frac{n}{n_0} \right)^\gamma$ (7.17)

I limiti di validità della teoria MHD sono: dimensioni caratteristiche molto maggiori del raggio di girazione degli ioni, e frequenze tipiche molto minori della frequenza di girazione.

7.2.3 La legge di Ohm generalizzata.

Essendo $\rho_{ch} \approx 0$ non si può più usare la quarta delle equazioni di Maxwell (7.13.4) per determinare il campo elettrico, e nella (7.15.2) è comparso il vettore flusso di corrente come nuova variabile.

(1) La lunghezza di Debye è quella lunghezza oltre la quale si ha un bilancio tra l'energia termica delle particelle, che tende a perturbare la elettroneutralità, ed il potenziale elettrostatico delle particelle, che tende a ripristinare l'elettroneutralità.

A tale scopo, sottraendo l'equazione della quantità di moto degli elettroni da quella degli ioni, tenendo anche conto delle collisioni tra le due specie, si ottiene la legge di Ohm generalizzata :

$$\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B} = \eta \bar{J} + \frac{1}{ne} \bar{J} \times \bar{B} - \frac{1}{ne} \nabla \cdot \bar{P}_e - \frac{m_e}{e} \frac{\partial \bar{v}_e}{\partial t} \quad (7.18)$$

nella quale m_e è la massa dell'elettrone e \bar{P}_e è il tensore di pressione degli elettroni.

Inoltre η è la resistività elettrica del plasma, che deriva dalle collisioni ione elettrone che avvengono a

frequenza ν_c in esso, ovvero $\eta = \frac{m_e \nu_c}{ne^2}$.

Il termine $\frac{1}{ne} \nabla \cdot \bar{P}_e$ è il **campo elettrico di polarizzazione**, dipende dal gradiente di pressione degli elettroni, e tiene conto della loro inerzia.

Il termine $\bar{J} \times \bar{B}$, chiamato **termine di Hall**, presente sia nella legge di Ohm generalizzata che nell'equazione della quantità di moto, mostra che anche in un plasma non collisionale, sono presenti delle azioni ortogonali sia al campo magnetico che al vettore di corrente. Se trascuriamo le variazioni nel tempo del campo elettrico (ipotesi valida per lente variazioni), la legge di Ampère (7.13.2) diventa:

$$\nabla \times \bar{B} = \mu_0 \bar{J}.$$

Sostituendo questa nel termine di Hall, e sfruttando la proprietà del doppio prodotto vettoriale, si ottiene :

$$\bar{J} \times \bar{B} = -\nabla \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot (\bar{B}\bar{B}) \quad (7.19)$$

Il primo termine rappresenta la **pressione magnetica** $p_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$, che si esercita in direzione ortogonale

alle linee di forza, ossia lungo il gradiente del campo magnetico, e si va ad aggiungere alla pressione termodinamica.

Si definisce: $\beta = \frac{2\mu_0 p}{B^2}$ (7.20)

il rapporto tra pressione termodinamica e pressione magnetica. Il secondo termine si chiama **tensione magnetica**, ed è legato alla curvatura delle linee del campo magnetico: in particolare le azioni di questo termine sono elevate quando le linee presentano una forte curvatura, e la direzione della tensione magnetica è diretta verso il centro di curvatura. Sussiste l'analogia con le forze che si generano in una corda elastica in tensione, quando la spostiamo dalla sua configurazione rettilinea di equilibrio: la tensione, tanto maggiore quanto più incurviamo la corda, tende a riportarla nella configurazione rettilinea.

7.2.4 L'equazione di trasporto del campo magnetico.

Se nella (7.18) trascuriamo il termine di Hall, quello di polarizzazione, e la variazione nel tempo del flusso di corrente, questa si riduce a: $\overline{E} + \overline{v} \times \overline{B} = \eta \overline{J}$.

Utilizzando le prime due equazioni delle (7.13) e calcolandone il rotore, si ottiene l'equazione di trasporto del campo magnetico, che è:

$$\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} = \nabla \times (\overline{v} \times \overline{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \overline{B} \quad (7.21)$$

Il numero di **Reynolds magnetico**, definito come $R_m = \frac{\mu_0 L v}{\eta}$, in cui L è la dimensione caratteristica

del fenomeno, analogamente al Reynolds nei gas ordinari, rappresenta il rapporto tra il termine convettivo (primo a secondo membro) ed il termine diffusivo (secondo a secondo membro).

Dunque, se il plasma è fermo, oppure studiamo il fenomeno su una scala molto piccola o se la resistività aumenta, (ad esempio a causa di collisioni anomale) $R_m \rightarrow 0$, ed è presente solo il termine diffusivo. Date delle condizioni iniziali disomogenee, la diffusione lo attenua, ed in un tempo infinito rende il campo magnetico costante. Con il plasma in movimento, con una resistività trascurabile, $R_m \rightarrow \infty$ e prevale il termine convettivo. In questo caso

l'equazione (7.21) diventa:
$$\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} = \nabla \times (\overline{v} \times \overline{B}) \quad (7.22)$$

e si parla di campo magnetico congelato, ovvero di **frozen-in field theorem**. Sostituendo in questa la (7.13.1), si ottiene :

$$\underline{E} = -\underline{v} \times \underline{B} \quad (7.23)$$

La (7.22) risulta formalmente identica all'equazione del trasporto della vorticità. Pertanto in analogia con questa, si ha che (figura 7.1):

- 1_ Il flusso del campo magnetico attraverso una qualsiasi superficie materiale è costante.
- 2_ Un elemento di fluido che si trova su una linea del campo magnetico, vi permane.

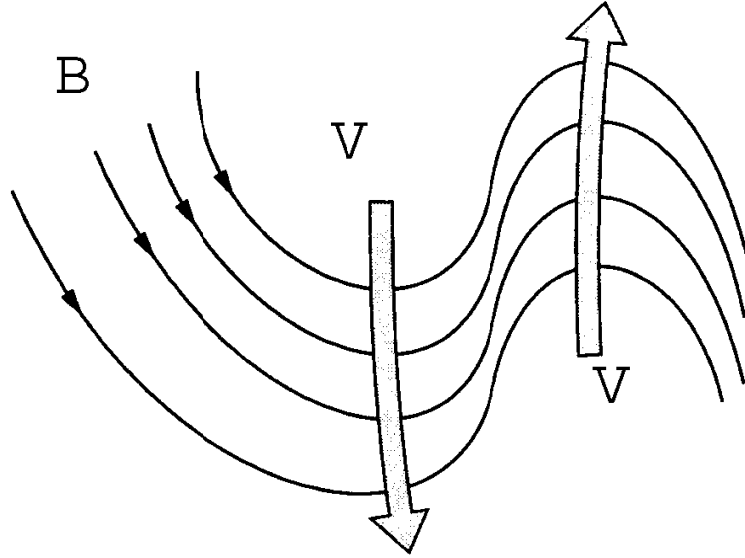


Figura 7.1 Illustrazione della deformazione delle linee di campo magnetico trasportate dal plasma in base al frozen in field theorem (Baumjohann, W., Treumann, R.A., 1999).

Da questa seconda affermazione consegue che il flusso di plasma deve trasportare con sé il campo magnetico (figura 7.1), ovvero se questo devia il suo percorso, trasporta con sé le linee del campo magnetico. Nel vento solare, il Reynolds magnetico vale $7 \cdot 10^{16}$, dunque risulta applicabile l'equazione (7.22).

7.3 Onde nel plasma.

A causa della elevata temperatura, e dunque del moto di agitazione termica delle particelle cariche, nel plasma sono sempre presenti fluttuazioni ad elevata frequenza dei campi elettrico e magnetico, anche in condizioni stazionarie. In aggiunta a queste fluttuazioni, nel plasma possono propagarsi diversi tipi di onde, che possono essere studiate mediante le equazioni della magnetoidrodinamica.

Utilizziamo qui una decomposizione mediante trasformazione di Fourier: sia $\bar{E}_1(\bar{x}, t)$ una perturbazione del campo elettrico che si propaga nello spazio, questa può essere decomposta in una serie di onde piane, ossia:

$$\bar{E}_1(\bar{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \iint \bar{E}_1(\bar{k}, \omega) e^{i(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t)} d\bar{k} d\omega \quad (7.24)$$

Ciascuna onda piana (per $k, \omega = \text{const}$) è:
$$\bar{E}_{1n}(\bar{x}, t) = \bar{E}_{0n} e^{i(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t)} \quad (7.25)$$

\bar{E}_{0n} è l'ampiezza, costante, \bar{k} è il vettore d'onda, che individua la direzione di propagazione, ed ω è la pulsazione, anche questo numero complesso. La relazione $\omega = \omega(\bar{k})$ è la relazione di dispersione, stabilisce una relazione tra direzione di propagazione e pulsazione di ciascuna onda piana, e dunque il modo in cui la perturbazione $\bar{E}_1(\bar{x}, t)$ si propaga nello spazio fisico.

La velocità di propagazione di tale onda piana è : $C = \frac{\text{Re}(\omega)}{k}$.

Se le perturbazioni provocate dal passaggio dell'onda sono piccole, in modo da non influenzare il passaggio delle onde successive, si può fare l'ipotesi di piccole oscillazioni ed utilizzare la decomposizione lineare di Fourier sopra descritta.

Nella seguente trattazione vengono utilizzate l'equazione (7.17), l'equazione (7.22) e le equazioni (7.15) in cui il termine di Hall è espresso mediante la relazione (7.19).

7.3.1 Onde acustiche.

Le onde acustiche si propagano in assenza di campo magnetico, o parallelamente a questo. Nell'ipotesi di piccole oscillazioni, possiamo considerare le nostre grandezze come somma di una parte costante, e di una perturbazione indotta dal passaggio dell'onda. Ossia: $n = n_0 + n_1$, $\bar{v} = \bar{v}_0 + \bar{v}_1$, con $\bar{v}_0 = 0$ nel sistema di riferimento che si muove insieme al plasma. Differenziando la (7.17), e trascurando i termini del secondo ordine, le (7.15) divengono:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \bar{v}_1 = 0 \quad ; \quad n_0 m \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial t} = -\gamma \frac{p_0}{n_0} \nabla n_1 \quad (7.26)$$

La relazione di dispersione è : $\omega^2 = k^2 \left(\frac{\mathcal{P}_0}{mn_0} \right)$. La velocità di propagazione è dunque $\frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{\mathcal{P}_0}{mn_0}}$

che risulta equivalente a quella che si ha in un gas ordinario.

La forza che viene coinvolta è ovviamente quella generata dal gradiente di pressione dei protoni e degli elettroni, la quale si oppone all'inerzia dei protoni. Ricordiamo che attraverso la legge di Ohm generalizzata, al gradiente di pressione degli elettroni è associato un campo elettrico. Dunque alla propagazione di onde acustiche nel plasma, sono associati campi elettrici.

7.3.2 Onde di Alfvén parallele.

Consideriamo questa volta un campo magnetico uniforme in direzione \hat{z} , e consideriamo le onde che si propagano in tale direzione, ossia $\bar{k} = k\hat{z}$, e per escludere le onde di pressione, assumiamo $\nabla p = 0$. La pressione quindi rimane costante e, in base alla (7.17), anche la densità $n = \text{const}$.

Sia $\bar{B} = B_0 \hat{z} + \bar{B}_1$ con $|\bar{B}_1| \ll B_0$ e $\bar{v} = \bar{v}_1$, trascurando gli infinitesimi del secondo ordine, si ottiene:

$$mn_0 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla (B_0 \hat{k} \cdot \bar{B}_1) + \frac{1}{\mu_0} B_0 \hat{k} \cdot \nabla \bar{B}_1 \quad (7.27)$$

$$\frac{\partial \bar{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\bar{v}_1 \times \hat{k} B_0) \quad (7.28)$$

Si osserva facilmente che la componente z del secondo membro della (7.27) è nulla. Questo significa che il plasma si muove su piani ortogonali a \bar{B}_0 .

Per un'onda piana che si propaga parallelamente al campo magnetico, in direzione z, si ha:

$$\bar{v}_1 = \bar{v}'_1 e^{i(kz - \omega t)} \quad ; \quad \bar{B}_1 = \bar{B}'_1 e^{i(kz - \omega t)} \quad \text{con} \quad \bar{v}'_1 \cdot \hat{z} = 0$$

Sostituendo, si ottiene:

$$-i\omega m n \bar{v}'_1 = -\frac{B_0}{\mu_0} ik \hat{z} (\bar{B}'_1 \cdot \hat{z}) + \frac{\bar{B}'_1}{\mu_0} ik B_0 \quad (7.29)$$

$$-i\omega \bar{B}'_1 = iB_0 k \bar{v}'_1 - B_0 \hat{z} (i\bar{k} \cdot \bar{v}'_1) \quad (7.30)$$

L'ultimo termine al secondo membro della (7.30) è nullo. Pertanto anche \bar{B}'_1 è ortogonale a \bar{B}_0 , e quindi il primo termine al secondo membro della (7.29) è nullo.

Queste diventano:
$$-i\omega m n \bar{v}'_1 = \frac{\bar{B}'_1}{\mu_0} ik B_0 \quad ; \quad -i\omega \bar{B}'_1 = iB_0 k \bar{v}'_1$$

Da entrambe si osserva che la perturbazione del campo magnetico è parallela e con verso opposto alla perturbazione della velocità. Possiamo così ricavare da queste la relazione di dispersione, che è :

$$\omega^2 = \frac{B_0^2}{\mu_0 m n_0} k^2 \quad \text{da cui si ottiene la velocità di propagazione} \quad C_A = \sqrt{\frac{B_0^2}{\mu_0 m n_0}} \quad \text{detta velocità di Alfvén.}$$

Il numero di Mach di Alfvén è definito come:
$$M_A = \frac{v}{C_A} \quad (7.31)$$

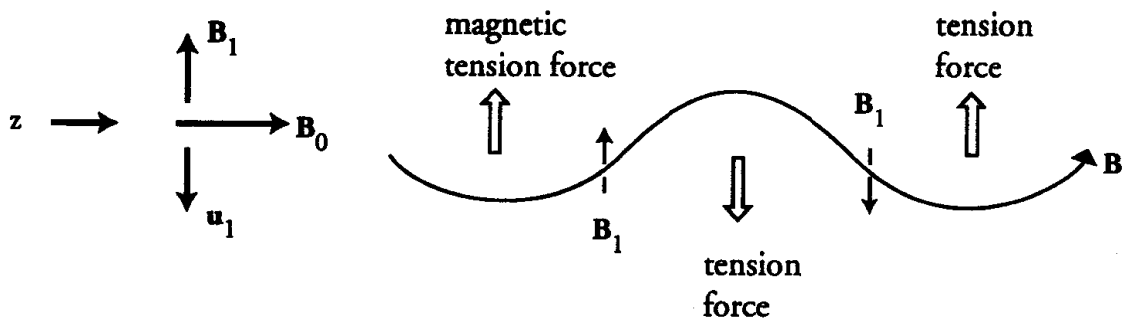


Figura 7.2 Illustrazione della propagazione delle onde di Alfvén parallele: la perturbazione della velocità è causata dalla tensione magnetica in direzione ortogonale alle linee di campo. Da notare la analogia con la propagazione delle onde in una corda in tensione (Cravens, T. E., 1997).

Le onde di Alfvén trasportano nel plasma le perturbazioni del campo magnetico in direzione del campo magnetico stesso (figura 7.2). La forza che viene coinvolta è la tensione magnetica, che è proporzionale alle stesse perturbazioni del campo magnetico. Sussiste l'analogia con la propagazione di onde lungo una corda in tensione.

7.3.3 Altri tipi di onde.

Facciamo l'ipotesi di piccole perturbazioni, ossia: $n = n_0 + n_1$, $\bar{v} = \bar{v}_0 + \bar{v}_1$, con $\bar{v}_0 = \mathbf{0}$, e consideriamo onde che si propagano in direzione z , ossia $\bar{k} = k\hat{z}$. Sia inoltre il campo magnetico imperturbato sul piano y - z , e formi un angolo \mathcal{G} rispetto all'asse z , ovvero: $\bar{B}_0 = (0 \quad B_0 \sin \mathcal{G} \quad B_0 \cos \mathcal{G})$.

Differenziando la relazione politropica (7.17), indicando con il pedice zero le grandezze imperturbate, possiamo ottenere una espressione per il gradiente di pressione come: $\nabla p = \frac{\mathcal{P}_0}{n_0} \nabla n$. Sostituendo

questa nell'equazione della quantità di moto, seconda delle (7.15), si ottiene:

$$\frac{\partial(nm\bar{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (nm\bar{v}\bar{v}) = -\frac{\mathcal{P}_0}{n_0} \nabla n - \nabla \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \bar{B}\bar{B}$$

Trascurando gli infinitesimi del secondo ordine, le equazioni (7.15), e la (7.19) per componenti sono:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v_z}{\partial t} &= 0 \\ mn_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{B_0}{\mu_0} \cos \theta \frac{\partial B_x}{\partial z} \\ mn_0 \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \frac{B_0}{\mu_0} \cos \theta \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ mn_0 \frac{\partial v_z}{\partial t} &= \frac{B_0}{\mu_0} \sin \theta \frac{\partial B_z}{\partial z} - \frac{\mathcal{P}_0}{n_0} \frac{\partial n}{\partial z} \\ \frac{\partial B_x}{\partial t} &= B_0 \cos \theta \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} &= B_0 \cos \theta \frac{\partial v_y}{\partial z} - B_0 \sin \mathcal{G} \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{aligned} \tag{7.32}$$

7.3.4 Onde di Alfvén oblique.

Se consideriamo perturbazioni lungo l'asse x , ossia ortogonali al campo magnetico, con l'ipotesi di onda piana che si propaga in direzione z , mediante le equazioni (7.32.2) e (7.32.5), si ottiene la relazione

di dispersione: $\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{B_0^2}{\mu_0 m n_0} \cos^2 \theta$, ovvero si ha una velocità di propagazione: $C_{Aobl} = C_A \cos \theta$.

L'angolo θ indica la direzione di propagazione dell'onda rispetto al campo magnetico. Come l'onda di Alfvén parallela, non genera variazioni di pressione. Si osserva che non c'è propagazione per $\theta = \frac{\pi}{2}$, in quanto è nulla la tensione magnetica.

7.3.5 Onde Magnetosoniche fast e slow.

Consideriamo ora perturbazioni nel piano y-z. Con l'ipotesi di onda piana che si propaga lungo l'asse z, e le equazioni (7.32.1), (7.32.3), (7.32.4), (7.32.6), si ottiene la relazione di dispersione:

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^4 - (C_A^2 + C_S^2) \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 + C_A^2 C_S^2 \cos^2 \theta = 0$$

nella quale abbiamo indicato con C_S^2 e C_A^2 la velocità di propagazione delle onde acustiche e di Alfvén parallele. Ricaviamo quindi la velocità di propagazione delle onde magnetosoniche :

$$2C_{MS}^2 = (C_A^2 + C_S^2) \pm \left[(C_A^2 + C_S^2)^2 - 4C_S^2 C_A^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2} \quad (7.33)$$

Il discriminante della (7.36) è definito positivo, e ci sono sempre due radici reali e positive per C_{MS}^2 . L'onda associata al segno + è detta "fast wave", e quella relativa al segno - è chiamata "slow wave". A seconda del rapporto tra pressione del plasma e pressione magnetica, può risultare, $C_S < C_A$ ovvero $C_S > C_A$. Le soluzioni della (7.36) sono mostrate nei due casi nella figura 7.3.

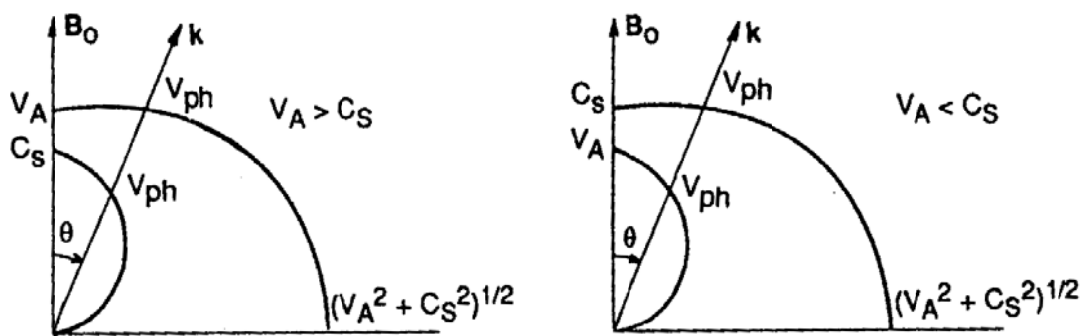


Figura 7.3 Velocità di propagazione delle onde magnetosoniche fast e slow in funzione dell'angolo tra il vettore d'onda e le linee di campo magnetico (Parks, G. K., 1988).

La curva più interna rappresenta il valore del vettore d'onda k nel caso del modo slow, quella più esterna nel caso del modo fast. Si noti che se $\mathcal{G} = \frac{\pi}{2}$, il modo "fast" raggiunge la massima velocità di propagazione, mentre il modo "slow" non si propaga affatto.

Tali onde, che presentano sia la componente longitudinale che trasversale rispetto alla direzione di propagazione, producono compressioni del plasma, ed entrambi i modi "fast" e "slow" possono coalescere, dando luogo ad onde d'urto.

7.4 Superfici di discontinuità nel plasma.

La trattazione fatta nel precedente paragrafo, basata sulla linearizzazione delle equazioni della MHD, risulta valida per la propagazione di onde di piccola ampiezza, che si propagano a velocità costante.

In presenza di perturbazioni di ampiezza non trascurabile, le onde possono sommarsi, dando luogo alle superfici di discontinuità. Queste sono delle superfici molto sottili che separano due regioni dalle proprietà differenti, attraverso le quali le variabili fluide che caratterizzano il plasma subiscono delle variazioni così repentine da poter essere assimilate a vere e proprie discontinuità. Tali superfici sono sottili rispetto alle dimensioni caratteristiche del plasma, ma spesse rispetto al raggio di girazione degli ioni ed alla lunghezza di Debye.

Volendo studiare tali superfici, risulta necessario passare ad una formulazione integrale delle equazioni da cui si ricavano le relazioni di salto (relazioni di Rankine Hugoniot). Indichiamo con ρ la densità di massa $\rho(\bar{x}, t) = n(\bar{x}, t) \cdot m$; con G il flusso di massa attraverso la superficie di discontinuità, ossia: $G = \rho v_n$ si ottengono le relazioni di salto:

$$\begin{aligned}
 [E_t] &= 0 \\
 [B_n] &= 0 \\
 [B_t] &= \mu_0 [J_{sp}] \\
 [\rho v_n] &= 0 \\
 B_n [v] &= G \left[\frac{B}{\rho} \right] \\
 [p] + G^2 \left[\frac{1}{\rho} \right] + \frac{[B_t^2]}{2\mu_0} &= 0 \\
 G [v_t] - B_n \frac{[B_t]}{\mu_0} &= 0 \\
 \left[\frac{\rho v^2}{2} v_n + \frac{\gamma}{\gamma-1} p v_n - \frac{v \cdot B}{\mu_0} B_n + \frac{B^2 v_n}{\mu_0} \right] &= 0
 \end{aligned} \tag{7.34}$$

Le prime 3 derivano dalle equazioni di Maxwell, la quarta è l'equazione di continuità, la sesta e la settima rappresentano le due componenti della quantità di moto, e l'ultima è l'equazione di conservazione dell'energia proiettata in direzione normale alla discontinuità.

Per trattare i vari tipi di discontinuità sfruttiamo lo schema proposto da L. D. Landau e E. M. Lifshitz, i quali hanno classificato le superfici di discontinuità a seconda che vengano attraversate dal flusso o meno, e a seconda che abbiano o meno una componente normale del campo magnetico.

7.4.1 Discontinuità tangenziale.

Le ipotesi sono che: $B_n = 0; G = 0$. Dunque sia \underline{v} che \underline{B} sono paralleli alla superficie di discontinuità, e possono assumere qualsiasi valore e direzione.

Nella (7.34.6) portiamo all'interno della parentesi quadra tutti i termini costanti, ed otteniamo

$$\left[p + \rho u_n^2 + \frac{B_t^2}{2\mu_0} \right] = 0 \quad (7.35)$$

Da questa, essendo $u_n = 0$, si ha $\left[p + \frac{B_t^2}{2\mu_0} \right] = 0$. Inoltre $[u_t] \neq 0$, $[B_t] \neq 0$, $[\rho] \neq 0$.

Ovvero questo tipo di discontinuità separa due plasmi con proprietà differenti: una diversa velocità tangenziale, un diverso campo magnetico, sempre tangente alla superficie, diversa temperatura e densità, invece la pressione totale è costante. Ovviamente sono condizioni che possono portare ad instabilità, e dunque alla rottura di tale superficie di separazione.

7.4.2 Discontinuità di contatto.

Le ipotesi sono che: $B_n \neq 0; G = 0$, quindi dalla (7.34.5) si ottiene $\underline{v}_1 = \underline{v}_2$, inoltre dalla (7.34.7) essendo $G=0$ si ha $[B_t] = 0$. Con questa condizione nella (7.34.6) $[p] = 0$.

Le ulteriori condizioni sono che $[\rho] \neq 0$, $[T] \neq 0$. La temperatura e la densità sono gli unici parametri che possono variare, mantenendo la pressione di plasma costante.

Tuttavia è opportuno osservare che essendo generalmente il plasma libero di fluire attraverso le linee del campo magnetico, che in questo caso attraversano la discontinuità, difficilmente questo tipo di confine risulta stabile, e si mantiene, se il campo magnetico è di una certa intensità.

7.4.3 Discontinuità rotazionale

Le ipotesi sono che: $B_n \neq 0; G \neq 0$. Dalla (7.34.5) si osserva che $(v_2 - v_1)$ e $\left(\frac{B_2}{\rho_2} - \frac{B_1}{\rho_1}\right)$ devono essere paralleli. Inoltre combinando opportunamente le relazioni (7.34.5) e (7.34.7) si ottiene :

$$G^2 \left[\frac{B_t}{\rho} \right] = \frac{B_n^2}{\mu_0} [B_t] \quad (7.36)$$

$$\text{Esplicitando la (7.36) si ottiene: } \underline{B}_{t1} \left(\frac{G^2}{\rho_1} - \frac{B_n^2}{\mu_0} \right) = \underline{B}_{t2} \left(\frac{G^2}{\rho_2} - \frac{B_n^2}{\mu_0} \right) \quad (7.37)$$

Da questa relazione si osserva che per ottenere una rotazione del campo magnetico tangenziale (ovvero una rotazione del campo magnetico attorno alla normale) il termine tra parentesi deve annullarsi, ovvero:

$$\left(\frac{G^2}{\rho} - \frac{B_n^2}{\mu_0} \right) \cdot [B_t] = 0 \quad (7.38)$$

$$\text{Esplicitando: } G^2 = \frac{B_n^2 \rho}{\mu_0} \Rightarrow v_n = \pm \frac{B_n}{\sqrt{\rho \mu_0}} \quad (7.39)$$

ovvero il plasma attraversa la discontinuità ad una velocità pari alla velocità di Alfvén, e dato che la densità non varia, tale velocità rimane costante, ovvero $[v_n] = 0$. A seconda che la relazione (7.39) sia soddisfatta con il segno positivo o negativo, il flusso di plasma attraversa la discontinuità in direzione parallela o antiparallela rispetto a \hat{B}_n . Si distinguono dunque le discontinuità rotazionali delle due famiglie. Sostituendo l'espressione ottenuta per la G nella (7.34.7) si ottiene:

$$[v_t] = \frac{1}{\sqrt{\rho \mu_0}} [B_t] \quad (7.40)$$

Inoltre l'equazione dell'energia (7.34.8) può essere riscritta come:

$$G[\varepsilon] + \frac{G}{\rho} \left[p + \frac{B_t^2}{2\mu_0} \right] + \frac{G}{2} \left[\left(v_t - \frac{B_t}{\rho \mu_0} \right)^2 \right] = 0 \quad (7.41)$$

nella quale abbiamo indicato con ε l'energia interna $c_v T$. Mediante la (7.34.6) e la (7.34.7) si osserva che il secondo ed il terzo termine della (7.41) sono nulli, e pertanto si ha: $[\varepsilon] = 0$.

Poiché lo stato termodinamico è completamente determinato fissando due variabili di stato, essendo $[\rho] = [\varepsilon] = 0$, sarà anche $[p] = 0$. Con questa, dalla (7.34.6), si ricava che $[B_t^2] = 0$.

Si conclude dunque che i vettori \bar{B} e \bar{v} ruotano attorno alla normale \hat{n} alla discontinuità e \bar{B} rimane costante in modulo.

I requisiti sono: $G \neq 0$, $B_n \neq 0$, $[v_t] \neq 0$, $[\rho] = 0$, $[p] = 0$, $[v_n] = 0$, $v_n = \frac{B_n}{\sqrt{\rho\mu_0}}$

7.4.4 Il sistema di riferimento di De Hoffmann Teller.

Di particolare interesse per lo studio delle discontinuità del plasma è il sistema di riferimento di De Hoffman Teller (HT) [De Hoffman, Teller (1950)]. Questo è un riferimento in cui il campo elettrico indotto dal moto del plasma è nullo. Questo si verifica, in base all'equazione di induzione (7.23), quando la velocità del plasma è parallela al campo magnetico.

La velocità della trasformazione dal sistema di riferimento originario (che può essere un riferimento solidale alla discontinuità oppure al satellite) al riferimento HT è parallela al piano della discontinuità. Quindi la componente normale della velocità non viene modificata passando al riferimento HT (vedi figura 2.6).

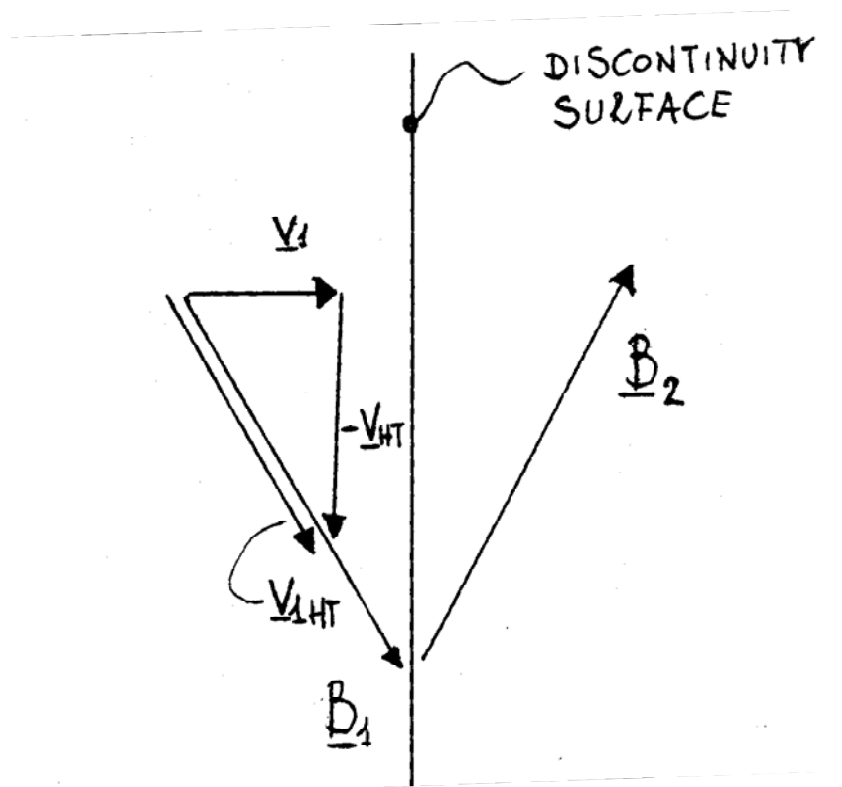


Figura 7.4 Illustrazione schematica della trasformazione nel sistema di riferimento di De Hoffmann Teller nel piano B- V.

In tale sistema di riferimento per una discontinuità rotazionale valgono le seguenti proprietà:

- le linee di campo magnetico sono ferme, in quanto il plasma si muove solo parallelamente ad esse e dunque non le trasporta. Questo implica che nel sistema di riferimento originario le linee di campo magnetico si muovono lungo la superficie della discontinuità rotazionale proprio alla velocità di De Hoffman Teller.

- Le particelle conservano la loro energia in quanto il campo elettrico è nullo.
- Nel riferimento HT le velocità del plasma in ingresso e del plasma in uscita dalla discontinuità rotazionale sono pari alla velocità di Alfvén.

Si dimostra inoltre che il riferimento HT rimane il medesimo dai due lati della discontinuità rotazionale.

7.5 Onde d'urto

Le onde d'urto nel plasma vengono classificate a seconda dell'angolo formato tra la normale allo shock e la direzione del campo magnetico. In ogni caso il flusso di massa attraverso di esse è diverso da zero. Attraverso le onde d'urto si generano dei processi dissipativi, che causano un aumento di entropia del plasma che le attraversa. Le due regioni separate dall'onda d'urto vengono chiamate, regione a monte, quella in cui si trova il plasma che non la ha ancora attraversata (upstream), mentre l'altra viene chiamata regione a valle (downstream).

Le onde d'urto nel plasma si distinguono a seconda dell'angolo formato tra la normale a questa, e la direzione del campo magnetico.

7.5.1 Onda d'urto parallela.

Si fa l'ipotesi che: $B_n \neq 0; B_t = 0; G \neq 0$ e il campo magnetico a monte è parallelo alla normale all'onda d'urto. Dall'equazione (7.34.6) si ottiene: $[p + \rho v_n^2] = 0$, e dalla (7.34.7), essendo $B_t = 0$, portando G all'interno della radice nel primo termine, si ha $\Rightarrow [\rho v_n v_t] = 0$, e dalla (7.34.8)

$$\Rightarrow \left[v_n \left(\frac{\rho v_n^2}{2} + \frac{\mathcal{M}p}{\gamma - 1} \right) \right] = 0. \quad (7.42)$$

Queste, insieme alla equazione di continuità $[\rho v_n] = 0$, sono del tutto analoghe alle note relazioni di Rankine-Hugoniot valide per onde d'urto in gas ordinari. Pertanto l'urto parallelo nel plasma è del tutto analogo all'urto normale in un gas ideale, e dunque il campo magnetico non varia e non esercita alcuna influenza sul flusso.

7.5.2 Onda d'urto perpendicolare.

Questa volta $B_n = 0; B_t \neq 0; G \neq 0$ e il campo magnetico a monte è perpendicolare alla normale all'onda d'urto (figura 7.5). Scegliamo un sistema di riferimento in cui $\underline{B} = \underline{B}_t = (0, 0, B)$, ed il campo

elettrico $\underline{E}_t = (0, E, 0)$, in modo tale che il piano dell'onda d'urto si trovi nel piano yz. Dalla (7.23), si ricava $\underline{v} = (v, 0, 0)$.

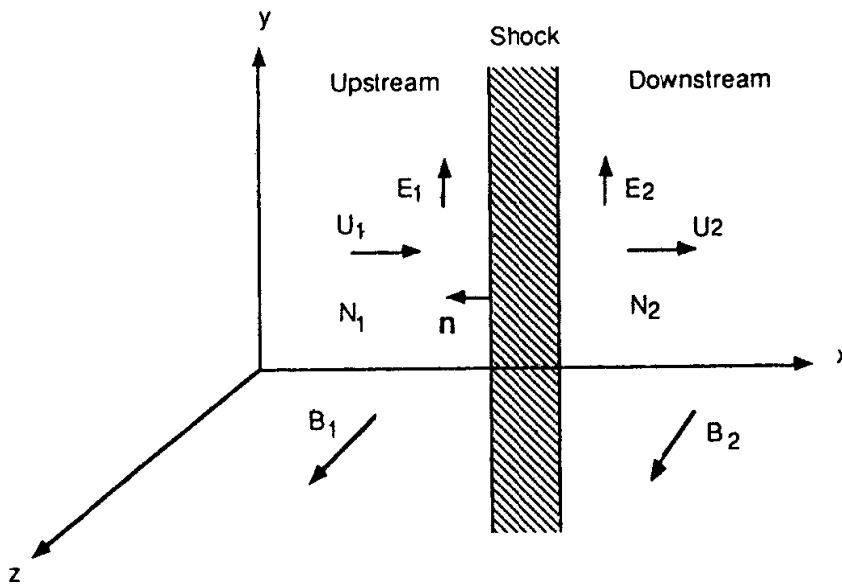


Figura 7.5 Schema dell'andamento delle velocità e del campo magnetico per un'onda d'urto perpendicolare (Parks, G. K., 1988).

In base alla (7.34.1) il campo elettrico tangenziale si conserva, pertanto dalla (7.23) si ha:

$$v_1 = \frac{E}{B_1}; v_2 = \frac{E}{B_2} .$$

Da questa espressione, con l'equazione di continuità si ottiene: $\frac{v_1}{v_2} = \frac{B_2}{B_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1}$. Essendo allora

$v_2 > v_1$, il campo magnetico e la densità attraverso l'urto crescono nello stesso rapporto.

Dall'equazione di Maxwell (7.13.2) $\frac{\partial B}{\partial x} = -\mu_0 J_y$, e per integrazione $\Rightarrow B_2 - B_1 = \mu_0 \int J_y dx$, ovvero,

a causa della variazione del campo magnetico, all'interno dell'urto deve essere presente una corrente diretta lungo y. Dalla (7.35) si ottiene che la pressione totale, somma della pressione termodinamica della pressione magnetica e della pressione dinamica, si conserva, ovvero,

$$\left[p + \frac{B^2}{2\mu_0} + \rho v^2 \right] = 0 .$$

7.5.3 Onda d'urto obliqua.

Si assume $B_n \neq 0; B_t \neq 0; G \neq 0$. In questa geometria si verifica una rotazione del campo magnetico attraverso l'onda d'urto. Scegliamo un riferimento in cui il flusso di plasma si avvicina all'urto con una velocità parallela alla direzione del campo magnetico, ossia: $\underline{v}_1 = (v_1, 0, 0)$, ed il campo magnetico a monte sia: $\underline{B}_1 = (B_1, 0, 0)$. Dalla equazione (7.23) si deduce allora che $\underline{E}_1 = 0$. Dalla (7.34.1) $\underline{E}_{t2} = 0$.

Anche \underline{E}_{n2} sarà nullo in quanto qualsiasi concentrazione di cariche verrebbe annullata dal flusso di corrente, e dunque questo modello esclude la presenza di qualunque campo elettrico.

Servendoci nuovamente della (7.23), deduciamo che $\underline{v}_2 // \underline{B}_2$. Dall'equazione di Maxwell (7.13.2) si

ottiene che: $\frac{\partial B_y}{\partial x} = -\mu_0 J_z \Rightarrow B_{y2} = -\mu_0 \int J_z dx$. Ovvero essendo $[B_n] = 0$, si ha una rotazione del

campo magnetico causata da una corrente in direzione z.

Dovendo allora essere $\underline{v}_2 // \underline{B}_2$, dalla (7.34.4) $\Rightarrow \frac{v_{2x}}{v_{2y}} = \frac{B_{2x}}{B_{2y}} = \frac{B_1}{B_{2y}}$.

Gli shock obliqui possono essere generati dalla coalescenza di onde Magnetosonico fast o slow. Dalla opportuna combinazione delle relazioni di salto si ottiene:

$$\begin{aligned} [\bar{B}] &= kG^2(\bar{B} - B_n \hat{n}) \\ [\bar{v}] &= kG \left(\frac{B_n}{\mu_0} \bar{B} - \frac{G^2}{\rho} \hat{n} \right) \\ \left[\frac{1}{\rho} \right] &= -k \left(\rho v^2 - \frac{B_n^2}{\mu_0} \right) \end{aligned} \quad (7.43)$$

Nelle quali k è una costante che viene determinata in base alle condizioni a valle. Tutti gli shock provo-

cano una compressione, e dunque $\left[\frac{1}{\rho} \right] < 0$.

Allora per onde d'urto formate dalla coalescenza di onde slow, per le quali la velocità di propagazione nel plasma è minore della velocità di propagazione delle onde di Alfven, ossia $v_{slow} < C_A$, dalla (7.43.3) si ottiene che $k < 0$. In maniera analoga, per onde d'urto formate dalla coalescenza di onde fast, per le quali la velocità di propagazione nel plasma è maggiore della velocità di propagazione delle onde di Alfven, ossia $v_{slow} > C_A$, dalla (7.43.3) si ottiene che $k > 0$. Con questi valori di k, dalla (7.43.1), dato che $[B_n] = 0$, si ottiene che la componente tangenziale del campo magnetico, aumenta

attraverso un'onda d'urto generata da onde Magnetosonico fast, e diminuisce attraverso un'onda d'urto generata da onde Magnetosonico slow.

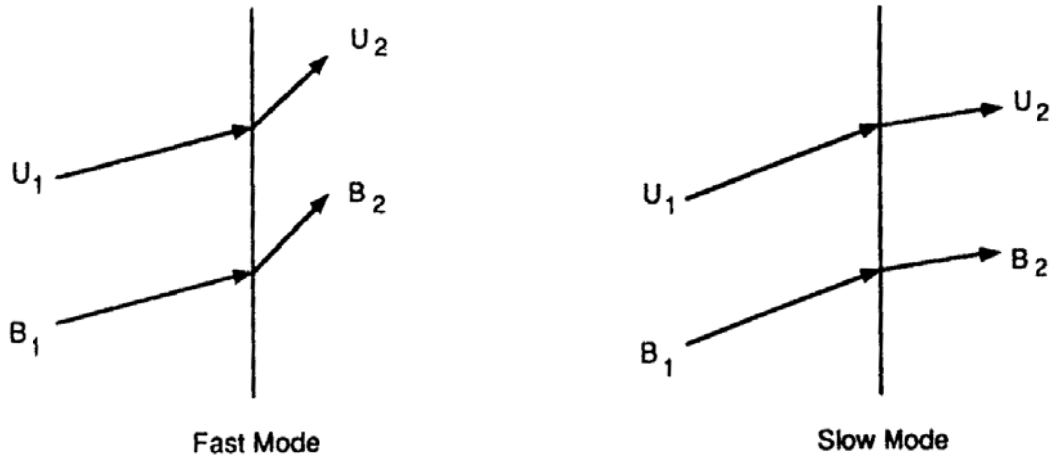


Figura 7.6 Schema dell'andamento delle velocità e del campo magnetico per un'onda d'urto obliqua fast (sinistra) e slow (destra) (Parks, G. K., 1988).

Un comportamento analogo lo si ottiene per la velocità utilizzando la (7.43.2). Le geometrie saranno quelle indicate nella seguente figura 7.6.

7.5.4 Teorema di complanarità.

Per qualsiasi geometria dell'onda d'urto è possibile mediante le relazioni di salto, ottenere una relazione tra il campo magnetico, il vettore velocità, e la normale allo shock. Dalla (7.34.7)

$$n \cdot v_n [\overline{v}_t] = \frac{B_n}{\mu_0} [\overline{B}_t] \quad \text{e dalla (7.34.5)} \quad B_n [\overline{v}_t] = [v_n \overline{B}_t] \quad \text{eliminando } [\overline{v}_t] \text{ si ottiene:}$$

$$\frac{n \cdot v_n}{B_n^2 / \mu_0} [v_n \overline{B}_t] = [\overline{B}_t] \quad \text{Ovvero } [v_n \overline{B}_t] \text{ e } [\overline{B}_t] \text{ sono paralleli. Pertanto } [\overline{B}_t] \times [v_n \overline{B}_t] = 0, \text{ ossia}$$

$$(\overline{B}_{t2} - \overline{B}_{t1}) \times (v_{n2} \overline{B}_{t2} - v_{n1} \overline{B}_{t1}) = 0$$

$$\text{Raccogliendo i termini } (v_{n1} - v_{n2}) \cdot (\overline{B}_{t1} \times \overline{B}_{t2}) = 0$$

In base a quanto visto, esiste dunque un piano che contiene i vettori \overline{B}_1 , \overline{B}_2 , $[\overline{B}]$, \hat{n} , e per la (7.34.7) ed anche $[\overline{v}]$.

7.6 I sistemi di riferimento.

Il Riferimento GSE

Il riferimento Geocentrico Solare Eclittico (GSE) ha origine nel centro della Terra, l'asse x punta verso il Sole, l'asse z è diretto verso il nord del piano dell'eclittica, e l'asse y di conseguenza a formare una terna destra.

Il Riferimento GSM

Il riferimento Geocentrico Solare Magnetico (GSM) ha origine nel centro della Terra, l'asse x punta verso il Sole, l'asse z è definito in modo che il piano $X Z_{GSM}$ contenga l'asse di dipolo terrestre, e l'asse y di conseguenza a formare una terna destra.

Il Riferimento LMN

Il riferimento Local Magnetic Normal LMN è un riferimento locale, che viene utilizzato generalmente lungo la superficie della magnetopausa terrestre: l'asse N è lungo la normale alla superficie verso l'esterno, l'asse L è definito in modo che il piano LN contenga l'asse di dipolo terrestre, e l'asse M di conseguenza a formare una terna destra.

Referenze.

- Baumjohann, W., Treumann, R. A., 1999, *Basic Space Plasma Physics*, London .
- Baumjohann, W., Treumann, R. A., 1999, *Advanced Space Plasma Physics*, London .
- Bavassano Cattaneo, M. B et al., (2006) Kinetic signatures during a quasi-continuous lobe reconnection event: Cluster Ion Spectrometer (CIS) observations, *J. Geophys. Res.*, 2006JGRA..11109212B.
- Berchem, J. and Russell, C. T., 1982, Magnetic field rotation through the magnetopause: ISEE -1 and -2 observations, *J. Geophys. Res.*, 87, 8139, 1982.
- Carr, C., et al. (2005), The Double Star magnetic field investigation: Instrument design, performance and highlights of the first years of observations, *Ann. Geophys.*, 23, 2713– 2732.
- Cowley, S. W. H., 1982, The causes of convection in the Earth's magnetosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.* 20, 531, (1982).
- Cravens, T. E., 1997, *Physics of Solar System Plasmas*, Cambridge.
- Crooker, N. U. (1979), Dayside merging and cusp geometry, *J. Geophys. Res.*, 84, 951–959.
- De Hoffman, F., E. Teller, 1950, Magneto-hydrodynamic shocks, *Phys. Rev. Lett.*, 80,692.
- Dungey, J. W., 1961, Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47-50, 1961.
- Drake, J. F., (1995) Magnetic reconnection: a kinetic treatment, *Physics of the Magnetopause*, *Geophysical Monograph 90*.

- Escoubet, C.P., Russell, C.T. and Schmidt, R., The Cluster and Phoenix Missions, Kluwer academic publishers (1997)
- Fairfield D. H.,(1971) Average and unusual locations of the Earth's magnetopause and bow- shock, *J. Geophys. Res.* Vol. 76, 6700, 1971.
- Fear, R.C., Milan, S.E., Fazakerley, A.N. Lucek, E.A., Cowley, S.W.H., Danduras, I. (2008), The azimuthal extent of three flux transfer events, *Ann. Geophys.*, 26, 2353 – 2369, 2008.
- Fujimoto, K, 2006, Time evolution of the electron diffusion region and the reconnection rate in fully kinetic and large system, *Physics of Plasmas* **13**, 072904 (2006).
- Fuselier, S. A.; Klumpar, D. M.; Shelley, E. G.; Anderson, B. J.; Coates, A. J., (1991), He(2+) and H(+) dynamics in the subsolar magnetosheath and plasma depletion layer, *J. Geophys. Res.* (ISSN 0148-0227), vol. 96, Dec. 1, 1991, p. 21,095-21,104.
- Fuselier, S. A. (1995), Kinetic aspects of reconnection at the magnetopause, in *Physics of the Magnetopause, Geophys. Monogr. Ser.*, Vol. 90, edited by P. Song, B.U.O. Sonnerup, and M. F. Thomsen, pp.181-187, AGU, Washington, D. C.
- Gonzales, W. D., and F. S. Mozer (1974), A quantitative model from the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 79, 4186– 4194.
- Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, R. C. Elphic, and C. T. Russell (1990), Plasma flow reversals at the dayside magnetopause and the origin of asymmetric polar cap convection, *J. Geophys. Res.*, 9, 8073– 8084.
- Heyn, M.F., Biernat, H.K., Rijnbeek, R.P., and Semenov, V.S. (1988). The structure of reconnection layer, *J. Plasma Phys.* **40**, 235-252.
- Hudson P.D., (1970), Discontinuities in an anisotropic plasma and their identification in the solar wind, *Planet. Space Sci.*, 18, 1611-1622.

- Kittel, C., 1958, *Elementary Statistical Physics*, New York.
- Kivelson, M.G., Russell, C.T., Introduction to space physics, *Cambridge university press*,(1995).
- La Belle-Hamer, A. L., A. Otto, and L. C. Lee (1995), Magnetic reconnection in the presence of sheared flow and density asymmetry: Applications to the Earth's magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 100, 11,875– 11,890.
- Laitinen, T. V., M. Palmroth, T. I. Pulkkinen, P. Janhunen, and H. E. J. Koskinen, 2007, Continuous reconnection line and pressure dependent energy conversion on the magnetopause in a global MHD model, *J. Geophys. Res.*, Vol. 112, A11201, doi:10.1029/2007JA012352, 2007.
- Lee, L. C., Fu, Z. F., 1985, A theory of magnetic flux transfer at the Earth's magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 12, No. 2, pages 105-108, February 1985
- Levy, R.H., Petscheck, H.E., and Siscoe G.L. (1964). Aerodynamic aspects of the magnetospheric flow, *AIAA J.* 2, 2065-2076.
- Luhmann, J. G., Walker R. J., Russell C. T., Crooker N. U., Spreiter J. R. and S. Stahara S. (1984), Patterns of potential magnetic field merging sites on the dayside magnetopause, *J. Geophys. Res.* 89, 1739–1742.
- Ma, Z. W, Otto, A. and Lee, L. C., 1994, Core magnetic field enhancement in single X line, multiple X line and patchy reconnection, *J. Geophys. Res.*, Vol. 99, No. A4, pages 6125 – 6136, April, 1994.
- Moore, T. E., Fok, M. –C. and Chandler, M. O., The dayside reconnection X line, *J. Geophys. Res.*, Vol.107, NO. A10, 1332, doi: 10.1029/2002JA009381, 2002.
- Mozer, F. S., Bale, S. D. and Phan, T., 2002, Evidence of diffusion regions at a subsolar magnetopause crossing, *Phys. Rev. Lett.*, 89, 015002, doi:10.1103/PhysRevLett.89.015002.

- Otto, A., 1990, 3D resistive MHD computation of magnetospheric physics, *Comput. Phys. Commun.*, 59, 1985, 1990.
- Park, K. S., T. Ogino, and R. J. Walker (2006), On the importance of antiparallel reconnection when the dipole tilt and IMF By are nonzero, *J. Geophys. Res.*, 111, A05202, doi:10.1029/2004JA010972.
- Parks, G. K., 1988, *Physics of Space Plasmas*, Seattle.
- Parker, E.N. (1963), The solar flare phenomenon and theory of reconnection and annihilation of magnetic fields, *Astrophys. J.* **128**, 664-676.
- Paschmann G., B. U. Ö. Sonnerup, I. Papamastorakis, N. Sckopke, G. Haerendel, S. J. Bame, J. R. Asbridge, J. T. Gosling, C. T. Russell, and R. C. Elphic (1979), Plasma acceleration at the Earth's magnetopause: evidence for reconnection, *Nature*, 282, 243.
- Paschmann, G., Haerendel, G., Papamastorakis, I., and Skopke, N, 1982, Plasma and magnetic field characteristics of magnetic flux transfer events, *J. Geophys. Res.* 87, 2159, (1982)
- Paschmann, G., W. Baumjohann, N. Sckopke, I. Papamastorakis, C. W. Carlson, B. U. Ö. Sonnerup, and H. Luhr (1986), The magnetopause for large magnetic shear - AMPTE/IRM observations, *J. Geophys. Res.*, 91, 11,099– 11,115.
- Paschmann, G., S. Haaland, B. U. Ö. Sonnerup, H. Hasegawa, E. Georgescu, B. Klecker, T. D. Phan, H. Re' me, and A. Vaivads (2005), Characteristics of the near-tail dawn magnetopause and boundary layer, *Ann. Geophys.*, 23, 1481– 1497.
- Paschmann, G., 2008, Recent in-situ observations of magnetic reconnection in near-Earth space, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 35, L19109, doi:10.1029/2008GL035297, 2008.
- Petscheck, H.E. (1964). Magnetic field annihilation, in *Physics of Solar Flares*, ed. W.N.Hess (NASA SP-50, Washington, DC) pp.425-439.

- Phan T.D. e Paschmann G., 1996, *J. Geophys. Res.* vol. 101, pp.7801-7815.
- Phan, T. D., Paschmann, G., e Sonnerup, B. U. O` (1996), Low-latitude dayside magnetopause and boundary layer for high magnetic shear: Occurrence of magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, 101, 7817–7828.
- Phan, T. D., Drake, J. F., Shay, M. A., Mozer, F. S. and Eastwood, J. P., Evidence for an Elongated (>60 Ion Skin Dephts) Electron Diffusion Region during Fast Magnetic Reconnection, *Phys. Rev. Lett.* 99, 255002 (2007) .
- Raeder, J., (2006), Flux Transfer Events: 1. generation mechanism for strong southward IMF, *Ann. Geophys.*, 24, 381-392,2006.
- Rème, H., et al. (2005), The HIA instrument on board the Tan Ce 1 Double Star near-equatorial spacecraft and its first results, *Ann. Geophys.*, 23, 2757– 2774.
- Russell, C. T. and Elphic, R. C., 1978, Initial ISEE magnetometer results: magnetopause observations, *Space Sci. Rev.*, 22,681, 1978.
- Scurry, L., Russel, C. T. and Gosling J. T., (1994), A statistical study of accelerated flow events at the dayside magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 99, 14,815– 14,829.
- Sonnerup, B. U. O . (1974), The reconnecting magnetosphere, in *Magnetospheric Physics*, edited by B. M. McCormac, p. 23, D. Reidel, Dordrecht-Holland.
- Sonnerup, B. U. O., Solar System plasma physics, North-Holland publishing company, 1979.
- Sonnerup B.U.O. et al., (1981), Evidence for magnetic field reconnection at the Earth's magnetopause, *J. Geophys. Res.* **86**, 10049-10067.
- Sonnerup B.U.O., (1987), On the Stress Balance in Flux Transfer Events, *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, No.A8, pages 8613-8620, August1, 1987.

- Spitzer, L., *Physics of Fully Ionized Gases*, New York, 1962.
- Sweet, P.A. (1958). The neutral point theory of solar flares, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, IAU Symp. 6, ed. B. Lehnert (Cambridge Univ. Press, London) pp.123-134.
- Thomsen, M.F., Stansberry, J. A., Bame, S.J., Fuselier S.A., Gostling J.T (1987), Ion and Electron Velocity Distributions Within Flux Transfer Events, *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, No. A11, Pages 12127 – 12136, November 1, 1987
- Trenchi, L., M. F. Marcucci, G. Pallochia, G. Consolini, M. B. Bavassano Cattaneo, A. M. Di Lellis, H. Rème, L. Kistler, C. M. Carr, and J. B. Cao (2008), Occurrence of reconnection jets at the dayside magnetopause: Double Star observations, *J. Geophys. Res.*, 113, A07S10, doi:10.1029/2007JA012774.
- Tsyganenko, N. A. (1987), Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels, in *Planetary and Space Science*, Volume 35, Issue 11, November 1987, Pages 1347-1358.
- Vaivads, A., Y. Khotyaintsev, M. André, A. Retinò , S. C. Buchert, B. N. Rogers, P. Décréau, G. Paschmann, and T. D. Phan (2004), Structure of the magnetic reconnection diffusion region from four-spacecraft observations, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 105001, doi: 10.1103/PhysRevLett.93.105001.