



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/02.15.15.40-TDI

ESTUDO DE RECONEXÃO MAGNÉTICA NA MAGNETOPAUSA TERRESTRE UTILIZANDO DADOS DO SATÉLITE POLAR

Bárbara Abigail Ferreira Ribeiro

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Walter Gonzalez, e Daiki Koga, aprovada em 19 de fevereiro de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DHS92S>>

INPE
São José dos Campos
2013

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Luciana Manacero - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/02.15.15.40-TDI

ESTUDO DE RECONEXÃO MAGNÉTICA NA MAGNETOPAUSA TERRESTRE UTILIZANDO DADOS DO SATÉLITE POLAR

Bárbara Abigail Ferreira Ribeiro

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Walter Gonzalez, e Daiki Koga, aprovada em 19 de fevereiro de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DHS92S>>

INPE
São José dos Campos
2013

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Ribeiro, Bárbara Abigail Ferreira.
R354e Estudo de reconexão magnética na magnetopausa terrestre utilizando dados do Satélite Polar / Bárbara Abigail Ferreira Ribeiro.
– São José dos Campos : INPE, 2013.
xx + 61 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2013/02.15.15.40-TDI)

Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2013.

Orientadores : Drs. Walter Gonzalez, e Daiki Koga.

1. reconexão magnética. 2. magnetopausa. 3. taxa de reconexão
I.Título.

CDU 550.8.05

Copyright © 2013 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2013 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Mestre** em
Geofísica Espacial

Dr. Ezequiel Echer



Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Daiki Koga



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Walter Demetrio Gonzalez Alarcon



Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dra. Flávia Reis Cardoso



Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Fernando Simões Jr



Convidado(a) / UFPEL / Pelotas - RS

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Bárbara Abigail Ferreira Ribeiro**

São José dos Campos, 19 de Fevereiro de 2013

AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha família pela disposição em me aconselhar, dar apoio emocional e pela ajuda financeira que precisei durante estes dois anos.

Agradeço aos meus orientadores, Drs. Walter D. Gonzalez e Daiki Koga, pela orientação e pelo apoio à realização deste trabalho.

Agradeço aos colegas de curso que sempre mostraram seu companheirismo nos momentos difíceis, me incluindo em grupos de estudo, dando dicas sobre as disciplinas e sobre técnicas utilizadas nesta dissertação.

Agradeço à CAPES pela bolsa de mestrado que possibilitou minha estadia em São José dos Campos para realização deste trabalho.

RESUMO

A reconexão magnética é uma das formas mais importante de conversão de energia magnética em calor e energia cinética das partículas para sistemas de plasma. Tal fenômeno ocorre por meio do encontro de dois sistemas de plasma diferentes com campos magnéticos em direções opostas, deste encontro surge uma mudança da topologia das linhas de campo. Por exemplo, é por meio da reconexão magnética que o vento solar e a magnetosfera terrestre trocam massa, energia e momento. Este trabalho visa analisar alguns parâmetros importantes da reconexão magnética na magnetopausa terrestre, obtidos por meio de dados do Satélite Polar. Entre os parâmetros que serão analisados estão a direção da linha-X, a taxa de reconexão, o campo elétrico na direção da linha-X e a velocidade de Alfvén para os eventos de reconexão selecionados.

STUDY ON MAGNETIC RECONNECTION AT EARTH'S MAGNETOPAUSE USING POLAR SATELLITE

ABSTRACT

Magnetic reconnection is one of the most important energy conversion processes from magnetic energy into heat and kinetic energy in plasmas. Such a phenomenon occurs when two different plasma systems with oppositely directed magnetic fields encounter each other and change the topology of the magnetic field lines. For example, the solar wind and the Earth's magnetosphere can exchange mass, energy and momentum mainly due to this process. This work aims to evaluate and analyze some key parameters associated with magnetic reconnection at the Earth's magnetopause using data observed by the Polar satellite, i.e., direction of the modeled X-line, reconnection rate, electric field parallel to the X-line, and reconnection outflow (Alfvén) velocity for the selected reconnection events.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Esquema da evolução da reconexão magnética.	6
2.2 Mecanismo de Reconexão de Sweet-Parker.	8
2.3 Mecanismo de Reconexão de Petschek.	9
2.4 Secção transversal da magnetosfera no meridiano meio-dia/meia-noite do modelo de magnetosfera fechada. Neste modelo o campo magnético é perfeitamente confinado pelas correntes na magnetopausa. Uma segunda camada de corrente flui através do plano médio da magnetocalda e se conecta às correntes da magnetopausa nos flancos da calda. O fluxo de plasma do vento solar (setas grossas) se curva na frente de choque e flui ao redor da magnetosfera formando a bainha magnética.	10
2.5 Configuração do campo magnético da magnetosfera aberta. A magnetopausa é indicada pela linha pontilhada.	12
2.6 Esquema de acoplamento Sol-meio interplanetário-magnetosfera durante um ano de máximo solar. Durante anos de máximo solar ejeções de massa coronal são o principal mecanismo causador de distúrbios no meio interplanetário e na magnetosfera.	14
2.7 Depressão do campo magnético devido à tempestade magnética.	15
3.1 Definição de sistema de coordenadas normal à magnetopausa	17
3.2 Projeção no plano tangente a camada de transição no caso (a) em que os vetores diferença $\mathbf{B}_1-\mathbf{B}_2$ e $\mathbf{B}_2-\mathbf{B}_3$ são paralelos e no caso (b) em que os vetores diferença não são paralelos. O método apresentado na Equação 3.8 só é válido no caso (b).	19
3.3 Esquema de reconexão magnética 3D	23
3.4 Diagrama ilustrando a direção da Linha-X de reconexão (eixo y) e os ângulos α , entre os campos \mathbf{B}_T e \mathbf{B}_G , e θ , entre a linha-X e \mathbf{B}_G , no caso em que a geometria dos campos é propícia a reconexão.	23
3.5 Geometria da reconexão magnética, onde são representados os campos magnéticos da reconexão e velocidades dos fluxos de plasmas que entram na região de difusão e saem da região de difusão após a reconexão.	25

3.6	O esquema que representa a bainha magnética e a região pré-choque. Em que V_{vs} é a velocidade do plasma antes de atravessar a frente de choque, V_{BM} representa a velocidade média do plasma que atravessa a bainha magnética e D_{BM} representa a distância que o plasma atravessa dentro da bainha magnética para chegar à magnetopausa.	29
3.7	Na figura são apresentadas medidas do campo magnético na direção z no sistema de coordenadas GSM medidos na bainha magnética (em vermelho) e na frente de choque mutiplicado por um fator 5.744 (em preto), para o dia 12 de maio de 2001 entre 9:59:30 UT e 10:00:10 UT para o mesmo dia entre 9:51:40 UT e 9:56:15 UT respectivamente.	31
3.8	Na figura são apresentadas medidas de densidade do plasma na bainha magnética (em vermelho), e na frente de choque mutiplicado por um fator 0,922 (em preto), para o dia 12 de maio de 2001 entre 9:59:30 UT e 10:00:10 UT para o mesmo dia entre 9:51:40 UT e 9:56:15 UT respectivamente.	31
5.1	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $ B $, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H entre o dia 3 de maio de 1998 às 05:00:00 UT e o dia 5 de maio 1998 às 05:59:00 UT.	36
5.2	Evento do dia 4 de maio de 1998. Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 4 de maio de 1998 entre 05:35:00 UT e 05:45:00 UT.	37
5.3	Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.	38
5.4	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $ B $, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H entre o dia 17 de fevereiro de 1999 às 10:00:00 UT e o dia 19 de fevereiro de 1999 às 10:59:00 UT.	39
5.5	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N entre o dia 17 de fevereiro de 1999 às 10:30:00 UT e o dia 19 de fevereiro de 1999 às 10:40:00 UT.	40

5.6	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $ B $, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H entre o dia 30 de março de 2001 às 20:00:00 UT e o dia 3 de abril de 2001 às 00:59:00 UT.	41
5.7	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 1 de abril de 2001 entre 23:05:00 UT e 23:15:00 UT.	42
5.8	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $ B $, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H para o dia 2 de maio de 2001 às 09:00:00 UT e o dia 4 de maio de 2001 às 09:59:00 UT.	43
5.9	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 3 de maio de 2001 entre 09:30:00 UT e 09:40:00 UT.	44
5.10	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $ B $, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H para o dia 11 de maio de 2001 às 10:00:00 UT e o dia 13 de maio de 2001 às 10:59:00 UT.	45
5.11	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 12 de maio de 2001 entre 09:55:00 UT e 10:05:00 UT.	46
5.12	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $ B $, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H para o dia 13 de abril de 2003 às 11:00:00 UT e o dia 15 de abril 2003 às 11:59:00 UT.	47
5.13	Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 14 de abril de 2003 entre 11:35:00 UT e 11:45:00 UT.	48

A.1	Evento do dia 1 de abril de 2001. Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.	59
A.2	Evento do dia 3 de maio de 2001. Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.	60
A.3	Evento do dia 12 de maio de 2001. Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.	60
A.4	Evento do dia 14 de abril de 2003. Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.	61

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Data e Hora dos Eventos de Reconexão	34
5.1 Direção Normal	48
5.2 Meio interplanetário	49
5.3 Densidades e campos magnéticos médios	49
5.4 Resultados que caracterizam a reconexão	50
5.5 Velocidade e Campo elétrico na bainha magnética	50
5.6 Resultados obtidos por meio do cálculo do tempo de atraso	51
5.7 Resultados obtidos comparando bainha magnética e região pré-choque . .	51
5.8 Resultados obtidos comparando bainha magnética e região pré-choque . .	51
5.9 Resultados que caracterizam a magnetosfera	52

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ACE	–	<i>Advanced Composition Explorer</i>
AE	–	<i>Auroral Electrojet index</i>
CIR	–	<i>corotating interaction regions</i>
EFI	–	<i>Electric Field Instrument</i>
GSE	–	<i>Geocentric Solar Ecliptic</i>
GSM	–	<i>Geocentric Solar System</i>
HSS	–	<i>High Speed Streams</i>
ICME	–	<i>Interplanetary Coronal Mass Ejections</i>
IMF	–	<i>Interplanetary Magnetic Field</i>
LLBL	–	<i>Low Latitude Boundary Layer</i>
MFE	–	<i>Magnetic Field Experience</i>
MHD	–	Magneto-Hidrodinâmica
MLT	–	<i>Magnetic Local Time</i>
MMS	–	<i>Magnetospheric Multiscale Mission</i>
MVA	–	Análise de Mínima Variância
SYM-H	–	<i>Longitudinally symmetric disturbance index</i>
THEMIS	–	<i>Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms</i>
UT	–	<i>Universal Time</i>

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 OBJETIVOS	1
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	3
2.1 Reconexão Magnética	3
2.1.1 Mecanismo de Sweet-Parker	7
2.1.2 Mecanismo de Petschek	9
2.2 Estrutura da Magnetopausa Terrestre e Reconexão Magnética	10
2.3 Relação Entre Tempestades Magnéticas e Reconexão Magnética	13
2.4 Seleção de Eventos de Reconexão	15
3 METODOLOGIA E OS PARÂMETROS RELACIONADOS À RECONEXÃO MAGNÉTICA	17
3.1 Transformação de Coordenadas - O sistema de coordenadas normal à magnetopausa	17
3.1.1 Análise de Mínima Variância - Determinação da direção normal à mag- netopausa	18
3.1.2 Método Bootstrap - Estimativa de erros	21
3.2 Direção da Linha-X	22
3.3 Taxa de Reconexão Magnética	24
3.4 Campo Elético Paralelo à Linha-X e Velocidade de Alfvén	26
3.5 Velocidade do Plasma que Entra na Região de Difusão pelo Lado da Bainha Magnética	28
3.6 Comparação de Campo Magnético e Densidade de Plasma entre os satélites ACE e Polar	28
4 DADOS E INSTRUMENTOS	33
5 RESULTADOS	35
5.1 Evento 1 - 4 de maio de 1998	35
5.2 Evento 2 - 18 de fevereiro de 1999	38
5.3 Evento 3 - 1 de abril de 2001	40
5.4 Evento 4 - 3 de maio de 2001	42

5.5	Evento 5 - 12 de maio de 2001	44
5.6	Evento 6 - 14 de abril de 2003	46
5.7	Análise dos parâmetros de plasma e campos magnéticos	48
6	CONCLUSÃO	53
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	55
	APÊNDICE	59

1 INTRODUÇÃO

Este trabalho estuda seis eventos de reconexão que ocorreram próximos ao nariz da magnetopausa. Estes eventos de reconexão foram pré-selecionados do trabalho [Mozer e Hull \(2010\)](#). Em seu trabalho foram selecionados cruzamentos do satélite Polar pela magnetopausa que ocorreram próximos ao ponto subsolar e em que foi encontrado uma componente de campo elétrico paralela ao campo magnético. Este último critério indica uma quebra das condições de congelamento do campo magnético.

Este trabalho consiste em um estudo de parâmetros globais de reconexão. Para calcular tais parâmetros, não é necessário estudar a região de difusão, o que exigiria utilizar modelos da teoria cinética. Pode-se estudar os fluxos de plasma que entram e que saem da região de difusão, estes fluxos de plasma carregam apenas campos magnéticos congelados o que nos permite utilizar a aproximação MHD.

Este trabalho utilizou dados de campo magnético e de densidade, coletados pelo Polar durante eventos de reconexão que ocorreram próximos ao nariz da magnetopausa para calcular parâmetros globais importantes relacionados a reconexão. Por exemplo: direção de linha-X de reconexão, o que fornece a direção em que a reconexão está ocorrendo; o campo elétrico na direção da linha-X de reconexão, que está relacionado à conservação de momento; velocidade de Alfvén, que representa a velocidade com que o plasma sai da região de difusão no modelo de Sweet-Parker; e a taxa de reconexão que representa uma estimativa da conversão de energia magnética em energia cinética das partículas.

1.1 OBJETIVOS

Este trabalho utiliza técnicas empregadas no estudo de reconexão na parte diurna da magnetopausa e tem como ponto de partida o estudo feito em [Mozer e Hull \(2010\)](#), utilizando inclusive algumas técnicas apresentadas neste trabalho. Com dados de campo magnético e parâmetros do plasma coletados pelo satélite Polar iremos obter algumas grandezas físicas relacionadas à reconexão magnética.

Como objetivo específico, este trabalho se propõe a:

- Observar as condições da magnetosfera durante os eventos de reconexão estudados.
- Obter a direção da linha-X de reconexão por meio da construção geométrica

de Gonzalez e Mozer (1974).

- Obter a taxa de reconexão magnética com base no trabalho de Mozer e Retinò (2007).
- Obter o campo elétrico paralelo à linha-X de reconexão e as velocidade de Alfvén também baseado no artigo de Mozer e Hull (2010).
- Obter as velocidades do plasma na bainha magnética antes e depois de interagir com a magnetopausa.
- Comparar parâmetros de plasma da bainha magnética aos da frente de choque.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Reconexão Magnética

A reconexão magnética ocorre quando dois regimes de plasma carregando campos magnéticos com pelo menos uma componente do campo antiparalela fluem um em direção ao outro. A principal característica do encontro desses plasmas é um rearranjo topológico das linhas de campo e mudança da conectividade das mesmas. Em uma pequena região de difusão os dois regimes de plasma com campos magnéticos antiparalelos se tornam magneticamente reconectados. Esta mudança afeta a trajetória das partículas e a condução de calor, pois ambos estão dirigidos ao longo das linhas de campo. O principal resultado da reconexão magnética é a conversão de energia magnética em calor e energia cinética do plasma (PRIEST; FORBES, 2007; MOZER; PRITCHETT, 2011).

Historicamente a reconexão magnética é explicada pela aproximação magneto-hidrodinâmica MHD (SWEET, 1958; PARKER, 1957). A aproximação MHD considera os constituintes do plasma, íons e elétrons, como um único fluido. A base desta teoria são as equações de conservação (conservação de massa, conservação do momento e conservação da energia), lei de Ohm e as equações de Maxwell. Neste trabalho utiliza-se a aproximação MHD resistiva. Segundo Gurnett e Bhattacharjee (2005) para que a aproximação MHD resistiva seja válida devemos fazer três suposições importantes. Primeiro, supor distribuição Maxwelliana local de velocidades que leva a uma equação de estado na forma Equação 2.8. Esta equação de estado descreve uma evolução adiabática do plasma e negligencia os efeitos de transporte de calor e aquecimento viscoso. Segundo, supor que as variações temporais acontecem de forma lenta, e portanto $\partial \mathbf{E} / \partial t$ é desprezível em relação à densidade de corrente elétrica, \mathbf{J} . Terceiro, supor a condição de alto grau de neutralidade macroscópica (densidade de íons, n_i , aproximadamente igual a densidade de elétrons, n_e , $n_i \approx n_e$). Desta forma, as equações MHD resistivas se reduzem ao seguinte conjunto:

Equações de Maxwell,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (2.4)$$

conservação de massa ou equação de continuidade,

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0, \quad (2.5)$$

conservação do momento ou equação do movimento,

$$\rho_m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla P, \quad (2.6)$$

lei de Ohm resistiva (se aplica ao caso de plasmas colisionais),

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (2.7)$$

equação de estado,

$$\frac{d(P\rho_m^{-\gamma})}{dt} = 0. \quad (2.8)$$

Em que ρ_m representa a densidade de massa, \mathbf{u} é a velocidade do fluido, \mathbf{J} é a densidade de corrente elétrica, \mathbf{B} é o campo magnético, P é a pressão escalar, γ é razão entre o calor específico à pressão constante e o calor específico à volume constante, \mathbf{E} é o campo elétrico, σ é a condutividade do fluido e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo. Ao fazer uso da aproximação MHD perdemos as informações sobre os diferentes constituintes do plasma, por outro lado o tratamento matemático é facilitado.

O comportamento do campo magnético é de grande importância para descrever a reconexão magnética. Por meio do rotacional da lei de Ohm simplificada [Equação 2.7](#), das equações de Maxwell [2.1](#), [2.2](#) e [2.3](#) é possível obter uma equação simples que descreve a variação do campo magnético \mathbf{B} ao longo do tempo ([BITTENCOURT, 2004](#)). Esta equação é a equação de indução magnética:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.9)$$

Na [Equação 2.9](#), σ é a condutividade do plasma. O primeiro termo da equação de indução

é o termo de fluxo e o segundo termo é o termo de difusão.

Os dois termos à direita da igualdade caracterizam aspectos diferentes da variação do campo magnético. Segue aqui, de forma resumida, a análise feita em [Bittencourt \(2004\)](#):

Quando não há colisões a condutividade do plasma é muito grande, $\sigma \rightarrow \infty$, assim, o segundo termo da [Equação 2.9](#) torna-se desprezível e a equação de indução pode ser simplificada para:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (2.10)$$

O fluxo de campo magnético em um caminho fechado é constante, ou seja as linhas de campo se movem juntamente com o plasma. De fato, qualquer movimento do fluido perpendicular às linhas de campo irá carregá-las consigo. Alfvén descreveu esse comportamento dizendo que o campo magnético está congelado ao plasma. Para esse caso especial em que a condutividade do plasma é praticamente infinita, a lei de Ohm simplificada, [Equação 2.7](#), conduz a uma expressão simples para o campo elétrico:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}. \quad (2.11)$$

Quando a condutividade do plasma se torna finita em uma pequena região do espaço, o segundo termo da equação de indução é dominante, podemos simplificá-la para:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.12)$$

Esta é a equação de difusão do campo magnético para um condutor estacionário. O resultado é o decaimento do campo magnético. O tempo característico do decaimento, τ_D , é obtido por meio de uma análise dimensional da [Equação 2.12](#) e resulta em:

$$\tau_D = L^2 \mu_0 \sigma, \quad (2.13)$$

em que L denota o escala característica para a variação espacial do campo magnético.

Para comparar a magnitude dos dois termos podemos utilizar uma análise dimensional:

$$|\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})| \approx \frac{uB}{L}, \quad (2.14)$$

$$\eta_m |\nabla^2 \mathbf{B}| \approx \eta_m \frac{B}{L^2}. \quad (2.15)$$

Em que η_m é o coeficiente de difusão magnética dado por:

$$\eta_m = \frac{1}{\mu_0 \sigma}. \quad (2.16)$$

A razão entre estes dois termos é denominada número magnético de Reynolds, R_m , e é dado por:

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})|}{\eta_m |\nabla^2 \mathbf{B}|} = \frac{uL}{\eta_m}. \quad (2.17)$$

Quando $R_m \gg 1$ o termo de convecção é predominante, podemos dizer que o campo magnético está congelado ao plasma, por exemplo, o campo magnético do vento solar se move congelado ao plasma e possui $R_m = 7 \times 10^{16}$. Quando $R_m \ll 1$ o termo de difusão é predominante, o plasma pode fluir livremente pelo campo magnético. O número magnético de Reynolds é proporcional à velocidade, ao comprimento característico e à condutividade. Geralmente os parâmetros que determinam se o plasma está congelado ao campo ou se difundindo são o comprimento característico e a condutividade (BITTENCOURT, 2004; BAUMJOHANN; TREUMANN, 2012).

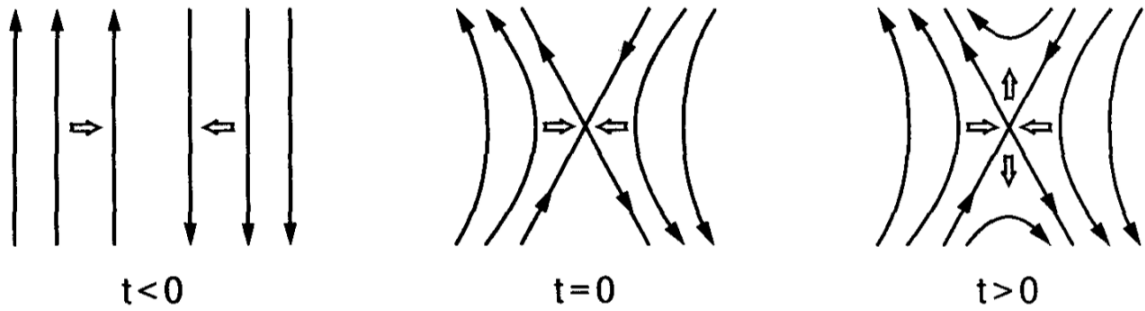


Figura 2.1 - Esquema da evolução da reconexão magnética.

Fonte: Adaptada de Baumjohann e Treumann (2012).

Para a reconexão magnética, tanto a convecção quanto a difusão são conceitos importantes. Considere o diagrama da Figura 2.1 que esquematiza a reconexão magnética, inicialmente

($t < 0$) dois regimes de plasmas com linhas de campo antiparalelas estão se aproximando, as linhas de campo magnético estão congeladas ao plasma. Na região de encontro dos plasmas existe uma camada de corrente que surge para satisfazer a lei de Ampère, [Equação 2.1](#). Em uma pequena região do espaço, a região de difusão, o número magnético de Reynolds se torna igual ou menor que a unidade. O campo magnético se torna nulo em um ponto particular da região de difusão, resultando em uma configuração tipo-X mostrada na parte central da [Figura 2.1](#) ($t = 0$). O campo magnético é nulo no centro do X, denominado ponto neutro. As linhas de campo que formam o X e passam pelo ponto neutro são chamadas separatrizes. No ponto neutro, as linhas de campo antiparalelas se “quebram” ao meio e se reconectam à linha de campo do lado oposto, como mostra a parte final do esquema da [Figura 2.1](#) ($t > 0$). As linhas de campo reconectadas são então expelidas do ponto neutro carregando consigo plasma dos dois lados da camada de corrente que se misturaram. Fora da região de difusão as novas linhas de campo também estão congeladas ao plasma. Este processo se mantém enquanto os tubos de fluxo dos dois lados da camada de corrente continuarem a ser empurrados um em direção ao outro e enquanto a resistividade anômala tornar o campo magnético nulo em uma pequena região do espaço ([BAUMJOHANN; TREUMANN, 2012](#)).

2.1.1 Mecanismo de Sweet-Parker

O modelo de Sweet-Parker é um modelo de reconexão estacionário que consiste de uma região de difusão simples de comprimento $2L$ e espessura $2l$ que se estende ao longo de toda fronteira entre dois campos magnéticos antiparalelos como pode ser visto na [Figura 2.2](#). O modelo é baseado na conservação de massa, momento, energia e fluxo magnético para plasmas ideais entrando e saindo da região de difusão. Uma questão importante a respeito deste modelo é como estimar a eficiência da conversão de energia eletromagnética em calor e energia cinética. Então, para estimar a eficiência do processo de reconexão definimos a taxa de reconexão por: $r = v_i/v_o$, em que v_i é a velocidade com que as linhas de campo entram na região de difusão e v_o é a velocidade com que as linhas de campo deixam a região de difusão ([BAUMJOHANN; TREUMANN, 1997; PRIEST; FORBES, 2007](#)).

No estado estacionário, o plasma carrega as linhas de campo à mesma velocidade que tenta se difundir para dentro da região de difusão. Esta velocidade pode ser obtida diretamente da lei de Ohm, [Equação 2.7](#) e da lei de Ampere [Equação 2.1](#), de acordo com [Priest e Forbes \(2007\)](#), resulta em:

$$v_i = \frac{\eta_m}{l}. \quad (2.18)$$

A velocidade do fluxo de plasma saindo da região de difusão pode ser obtida utilizando a conservação do fluxo de massa e fluxo magnético entrando e saindo da região de difusão,

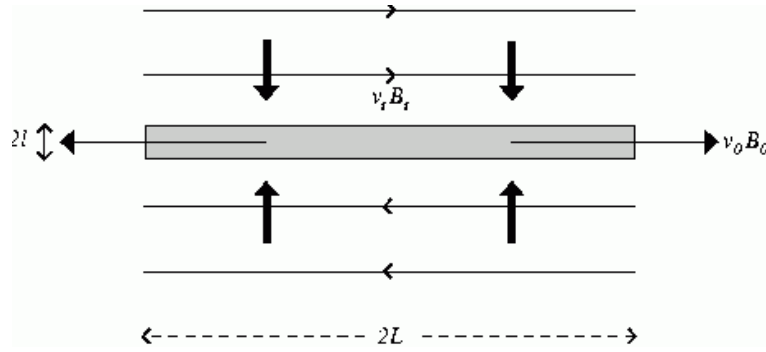


Figura 2.2 - Mecanismo de Reconexão de Sweet-Parker.
 Fonte: Adaptada de Priest e Forbes (2007).

além da equação do momento adaptada para o caso estacionário, de acordo com Priest e Forbes (2007), resulta em:

$$v_o = \frac{B_i}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} \equiv V_{Ai}, \quad (2.19)$$

em que B_i é o módulo do campo magnético do fluxo de plasma que entra na região de difusão e V_{Ai} é velocidade de Alfvén do plasma que entra na região de difusão, representa uma velocidade característica de propagação de ondas no plasma. A Equação 2.19 mostra que o plasma que entra na região de difusão é acelerado pela força magnética até atingir sua velocidade de Alfvén característica.

De acordo com a definição de taxa de reconexão, observa-se que a taxa é igual ao número de Mach Alfvênico do fluxo incidente. Podemos relacionar a velocidade ao número magnético de Reynolds do fluxo de plasma que entra na região de difusão, $R_{mi} = V_{Ai}L/\eta_m$:

$$v_i = \frac{V_{Ai}}{R_{mi}^{1/2}}. \quad (2.20)$$

Portanto, para esse modelo, a taxa de reconexão é determinada pelo R_{mi} e será muito pequena para grandes valores de R_{mi} . Para a maior parte dos plasmas espaciais o termo de fluxo é dominante, $R_{mi} \gg 1$. Por exemplo, no caso da magnetopausa terrestre em que praticamente não há colisões o processo de reconexão deve ser muito lento, a menos que algum processo anômalo diminua a condutividade (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1997). Outro exemplo que não favorece a taxa de reconexão de Sweet-Parker são as coroas estelares pois R_{mi} está entre 10^6 e 10^{12} o que fornece uma taxa de reconexão entre 10^{-3} e 10^{-6} , muito pequena para explicar uma explosão solar (PRIEST; FORBES, 2007).

2.1.2 Mecanismo de Petschek

O modelo de Sweet-Parker é um modelo que requer uma extensa camada de corrente e é muito lento. Em 1964, em uma conferência sobre explosões solares, Petschek apresentou uma solução para esse problema (PETSCHKEK, 1964). Ele propôs que a região de difusão seja limitada a um pequeno segmento do comprimento L da fronteira entre os campos magnéticos em oposição. Quando a região de condutividade finita é restrita a uma menor região do espaço o processo de reconexão se torna mais rápido. Devido ao pequeno tamanho da região de difusão nem todo o plasma cruza essa região, a maior parte do plasma precisa mudar de direção antes de atingir a interface entre os dois fluxos de plasma com campos magnéticos em oposição. Petschek explica essa mudança por meio de ondas de choque MHD que se propagam da região de difusão e atuam como uma espécie de obstáculo ao fluxo de plasma. Essas ondas de choque estão em repouso no fluxo e são o principal local de conversão da energia magnética em calor e energia cinética do plasma (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1997; PRIEST; FORBES, 2007).

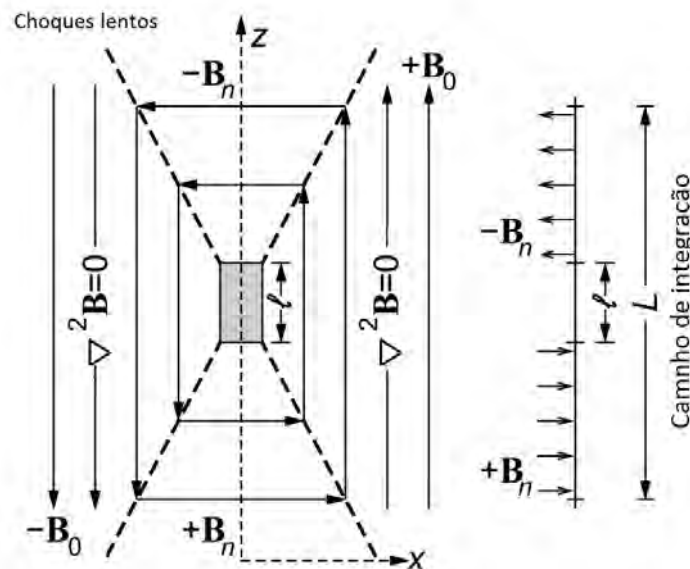


Figura 2.3 - Mecanismo de Reconexão de Petschek.

Fonte: Adaptada de Baumjohann e Treumann (1997).

A Figura 2.3 ilustra o mecanismo de reconexão de Petschek com uma pequena região de difusão de tamanho ℓ ao longo de z e as quatro frentes de choque conectadas a ela. Essas ondas de choque mudam a direção do campo magnético causando uma rotação de 90° nele. Esse campo que sofreu a rotação é o campo reconectado que deixa a região de difusão e é conduzido pela força magnética. Para o modelo de Petschek a taxa de reconexão depende

apenas logaritmicamente do número magnético de Reynolds e varia muito menos com a condutividade do que no modelo de Sweet-Parker (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1997).

2.2 Estrutura da Magnetopausa Terrestre e Reconexão Magnética

A magnetopausa é a camada mais externa da magnetosfera. Ela separa o plasma do vento solar do plasma da magnetosfera terrestre. Essa camada foi proposta por Chapman e Ferraro (1931). Ele imaginava que a magnetopausa fosse uma camada intermitente que surgiria em períodos de atividade solar alta. Porém Biermann (1951) propôs, devido a análise da cauda de cometas, que o vento solar está presente o tempo todo. Alguns anos antes de demonstrado, foi previsto por Biermann (1951) que a magnetopausa é uma camada permanente (KIVELSON; RUSSELL, 1995).

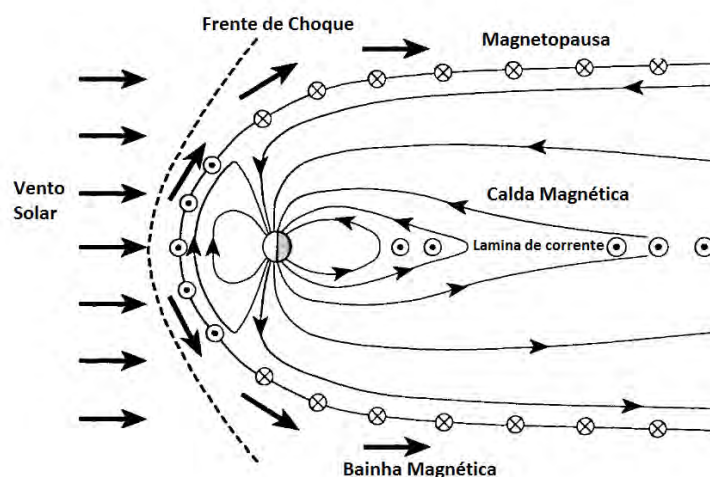


Figura 2.4 - Secção transversal da magnetosfera no meridiano meio-dia/meia-noite do modelo de magnetosfera fechada. Neste modelo o campo magnético é perfeitamente confinado pelas correntes na magnetopausa. Uma segunda camada de corrente flui através do plano médio da magnetocalda e se conecta às correntes da magnetopausa nos flancos da calda. O fluxo de plasma do vento solar (setas grossas) se curva na frente de choque e flui ao redor da magnetosfera formando a bainha magnética.

Fonte: Adaptada de Elphic e Russell (1979).

A localização da magnetopausa é determinada pelo equilíbrio de pressões, a pressão na magnetosfera deve se igualar a pressão na bainha magnética. A pressão na magnetosfera é predominantemente de origem magnética e a pressão na bainha magnética uma combinação de pressão dinâmica e pressão magnética. Utilizando o modelo de Chapman-Ferraro para a magnetopausa em que a pressão na bainha magnética é determinada pela pressão dinâmica do vento solar, podemos estabelecer o seguinte equilíbrio no “nariz da magnetopausa”:

$$\rho_{vs} u_{vs}^2 = \frac{B_{mf}^2}{2\mu_0}, \quad (2.21)$$

em que ρ_{vs} e u_{vs} representam a densidade e o módulo da velocidade do vento solar respectivamente e B_{mf} representa o módulo do campo magnético da magnetosfera (KIVELSON; RUSSELL, 1995).

A magnetopausa contém uma camada de corrente que surge para satisfazer a lei de Ampère, pois há uma descontinuidade na componente tangencial do campo na região de encontro da magnetosfera e do vento solar. Em adição a lei de Ampère, as correntes da magnetopausa também devem satisfazer a equação do momento, em que a força $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ corresponde à força necessária para desviar o plasma do vento solar. No caso mais simples em que não há reconexão magnética, as correntes da magnetopausa se fecham em si mesmas ou fluem para o centro da cauda magnética. A Figura 2.4 esquematiza a magnetopausa no meridiano meio-dia/meia-noite, onde podemos ver o vento solar em movimento de convecção na bainha magnética e as correntes da magnetopausa que se fecham em si mesmas e também na cauda (KIVELSON; RUSSELL, 1995).

Uma descontinuidade tangencial descreve uma fronteira através da qual não há fluxo de massa e cujo campo magnético é puramente tangencial à descontinuidade, ou seja, a componente normal do campo magnético é nula. Em tais descontinuidades a velocidade do fluxo também é tangencial à descontinuidade. Tanto a velocidade quanto o campo magnético podem possuir qualquer magnitude e qualquer direção tangencial à descontinuidade. A configuração mais simples da magnetopausa é a configuração de magnetosfera fechada, o que significa que o campo magnético do vento solar é blindado pela fronteira da magnetopausa. Quando a magnetosfera é fechada podemos entender a magnetopausa como uma descontinuidade tangencial (PARKS, 1995; BAUMJOHANN; TREUMANN, 2012).

Quando o campo magnético interplanetário possui uma componente na direção sul a configuração da magnetosfera pode ser de uma magnetosfera aberta. Essa configuração é caracterizada por um ponto neutro do tipo-X próximo ao ponto sub-solar, o que significa que está havendo reconexão magnética próxima a esse ponto na região da magnetopausa. Neste caso, esperamos uma grande componente de campo magnético perpendicular a camada de corrente, tal componente aponta para dentro acima do ponto neutro e aponta para fora abaixo do ponto neutro como pode ser observado na Figura 2.5 (SONNERUP; CAHILL JR., 1967).

Quando a magnetosfera é aberta podemos entender a magnetopausa como uma descontinuidade rotacional. Uma descontinuidade rotacional se caracteriza por possuir uma componente de campo magnético normal à descontinuidade diferente de zero e por permitir

fluxo de massa através da mesma. Essa descontinuidade representa uma região em que a velocidade tangencial e o campo magnético tangencial rotacionam juntos através da descontinuidade, porém sem mudar suas magnitudes (PARKS, 1995; BAUMJOHANN; TREUMANN, 2012).

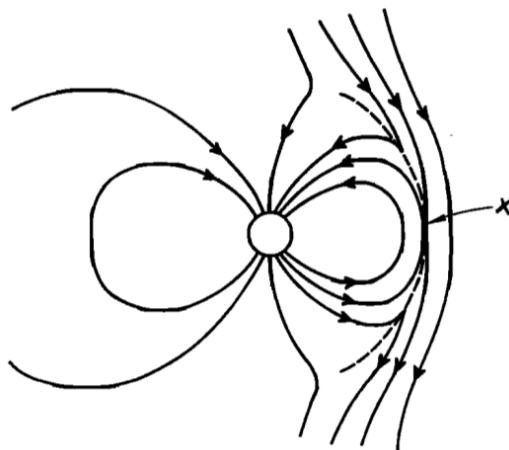


Figura 2.5 - Configuração do campo magnético da magnetosfera aberta. A magnetopausa é indicada pela linha pontilhada.

Fonte: Adaptada de Sonnerup e Cahill Jr. (1967).

O processo de reconexão magnética na magnetopausa é um dos mecanismos que possibilita a entrada de plasma do vento solar para dentro da magnetosfera (PHAN et al., 2005). Então torna-se importante uma breve discussão sobre as características deste processo na magnetopausa.

Uma questão importante sobre a magnetopausa é se a reconexão nesta região é sempre intermitente, ou se pode ser estacionária. A reconexão é intermitente quando possui pequena duração (alguns minutos). A reconexão contínua pode operar à taxa variável, porém nunca cessa. Durante seus três primeiros anos, a missão Cluster fez significantes contribuições para entender as propriedades de larga escala da reconexão na magnetopausa. Durante esse tempo, foram encontradas evidências convincentes de que a reconexão magnética na magnetopausa é intermitente quando o IMF muda de direção e contínua quando o IMF é estável. Mesmo quando o IMF muda de direção a reconexão não para, porém muda sua localidade. Então, a reconexão pode ser intermitente em uma localidade da magnetopausa mas contínua em escala global (PHAN et al., 2005).

O processo de reconexão magnética ao longo da magnetopausa e ao longo da cauda magnética não ocorrem em um ponto singular do espaço, como esquematizado na Figura 2.1, a reconexão ocorre ao longo de uma linha denominada linha-X de reconexão. Essa linha

também pode ser chamada de linha neutra pois o campo magnético ao longo da linha-X é aproximadamente zero quando as direções das componentes de campo magnético são completamente anti-paralelas. O nome linha neutra é comumente utilizado para se referir a linha-X na parte noturna (BAUMJOHANN; TREUMANN, 2012). Esse assunto será tratado com mais detalhes em [Seção 3.2](#).

Um outro ponto importante a ser discutido a respeito da reconexão na magnetopausa é se ela segue o modelo de reconexão por componente ou reconexão antiparalela. A reconexão por componente se caracteriza por possuir um campo guia finito ao longo da linha-X de reconexão, ou seja, um campo magnético finito na direção da linha-X, enquanto que a reconexão antiparalela se caracteriza por possuir um campo guia nulo ou muito pequeno. A missão Cluster detectou, em baixas latitudes, fortes campos guias ao longo da linha-X, o que representa uma evidência direta de reconexão por componente na magnetopausa (PHAN et al., 2005).

A reconexão magnética pode acontecer de duas formas diferentes, podendo ser simétrica ou assimétrica. A reconexão simétrica ocorre quando os regimes de plasma que entram na região de difusão possuem densidades e módulo do campo magnético semelhantes. A reconexão assimétrica ocorre quando os regimes de plasmas que entram na região de difusão possuem um ou ambos parâmetros citados muito distintos. A reconexão magnética próxima ao ponto sub-solar na magnetopausa é um exemplo canônico de reconexão assimétrica, esse é exatamente o caso dos dados do satélite Polar que são analisados neste trabalho (MOZER; PRITCHETT, 2011).

2.3 Relação Entre Tempestades Magnéticas e Reconexão Magnética

A [Figura 2.6](#) ilustra as principais características presentes no acoplamento Sol-meio interplanetário-magnetosfera durante um máximo solar, mostrando os principais mecanismos de dissipação de energia na magnetosfera, tempestades e sub-tempestades, e as características básicas do dínamo magnetosférico (GONZALEZ et al., 1994). Quando o campo magnético do vento solar está na direção sul, ele se reconecta às linhas de campo fechadas da magnetopausa terrestre. Após a reconexão as linhas de campo serão abertas, possuindo uma extremidade ligada ao vento solar e a outra ligada à Terra. O vento solar irá transportar essas linhas de campo abertas para a parte noturna através dos pólos magnéticos formando os lóbulos da cauda magnética. Devido a tensão magnética as linhas de campo da parte noturna de origem terrestre da magnetosfera também serão transportadas rumo à cauda. Por fim, as linhas de campo abertas irão se encontrar no final da cauda magnética e sofrer outra reconexão fechando-as.

Devido à tensão magnética as linhas de campo magnético que estavam esticadas em direção à cauda se movem, juntamente com o plasma que está congelado a essas linhas,

em direção à Terra pelo plano equatorial, fortalecendo a corrente anelar (BAUMJOHANN; TREUMANN, 2012). Quando mais partículas da cauda são injetadas na corrente anelar ocorre um aumento de sua energia e o campo magnético próximo a superfície da Terra diminui na região equatorial. Essa diminuição do campo magnético da Terra é chamada Tempestade magnética e possui duas fases identificadas por meio do índice Dst que mede os distúrbios médios do campo magnético próximo ao equador terrestre.

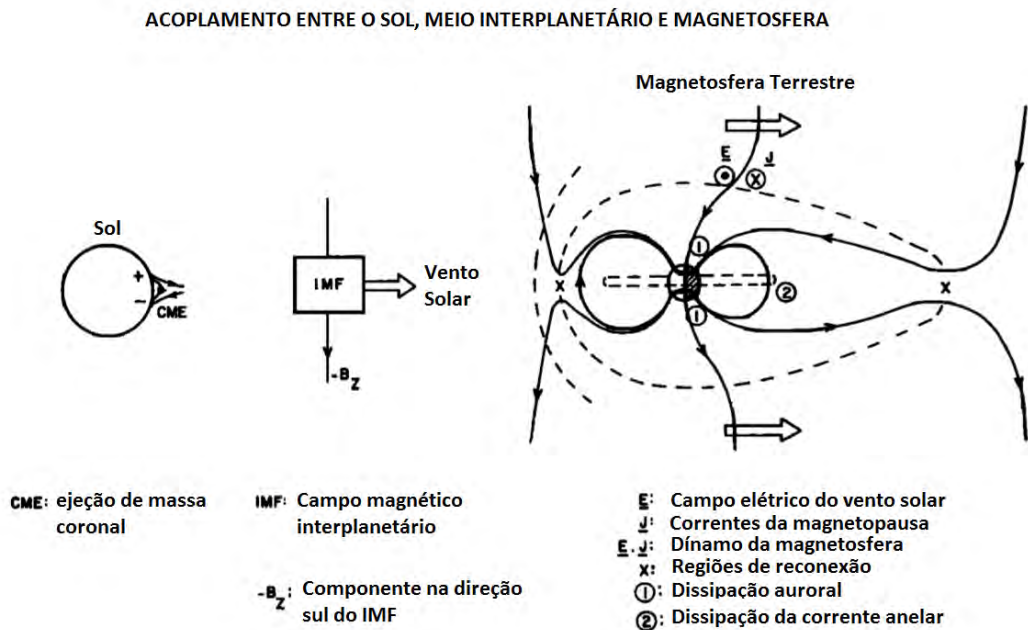


Figura 2.6 - Esquema de acoplamento Sol-meio interplanetário-magnetosfera durante um ano de máximo solar. Durante anos de máximo solar ejeções de massa coronal são o principal mecanismo causador de distúrbios no meio interplanetário e na magnetosfera.

Fonte: Adaptada de Gonzalez et al. (1994).

Na primeira fase da tempestade magnética um campo elétrico aumentado injeta uma grande quantidade de partículas na parte interior da magnetosfera, aumentando a corrente anelar e causando os distúrbios magnéticos apresentados na Figura 2.7. Esta primeira fase pode durar entre algumas horas ou alguns dias. Depois de alguns dias, o campo elétrico e a taxa de injeção de partículas voltam ao nível normal. Então, o campo magnético da Terra começa a se recuperar pois a corrente anelar perde cada vez mais partículas da tempestade devido colisão de partículas carregadas e neutras e ao espalhamento para ângulo de passo (pitch angle). Essa fase de recuperação dura por volta de alguns dias (BAUMJOHANN; TREUMANN, 2012).

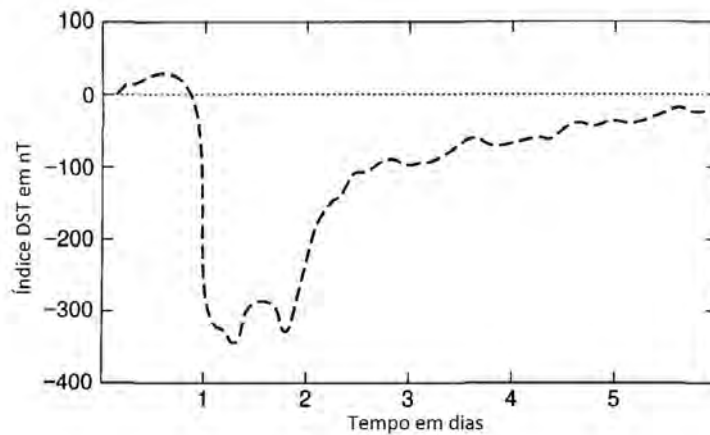


Figura 2.7 - Depressão do campo magnético devido à tempestade magnética.
 Fonte: Adaptada de Baumjohann e Treumann (2012).

As principais causas de tempestades magnéticas são as ICMEs (*Interplanetary Coronal Mass Ejections*) e CIRs (*corotating interaction regions*). As ICMEs são estruturas remanescentes de ejeções de massa coronal e predominam durante a fase de máximo solar. Quando a velocidade relativa entre a ICME e o vento solar é maior do que a velocidade magnetossônica um choque frontal rápido se forma à frente da ICME. Entre o choque frontal rápido e a ICME se forma uma região de bainha que se caracteriza por campos magnéticos intensos formados por compressão do plasma desta região. Durante a fase descendente e a fase de mínimo solar as estruturas predominantes são as CIRs. As CIRs são regiões de interação entre o vento solar típico e um feixe de partículas rápidas de campo magnético aberto emitidas por buracos coronais (GUARNIERI et al., 2007).

2.4 Seleção de Eventos de Reconexão

Este trabalho utiliza seis eventos de reconexão magnética que ocorreram próximos ao ponto subsolar da magnetopausa. A seleção de eventos foi feita no trabalho de Mozer e Hull (2010) em que foram selecionados cruzamentos do satélite Polar pela magnetopausa que utilizou os seguintes critérios:

- Os cruzamentos do Polar pela magnetopausa deveriam estar entre uma latitude magnética de $\pm 40^\circ$. O que caracteriza um cruzamento próximo ao nariz da magnetopausa.
- Velocidade do fluxo de plasma que deixa a região de difusão deveria ser maior que 300km/s. Grandes velocidades tornam as medidas mais confiáveis pois indica que o satélite passou próximo à região de difusão.

- Deve ser medido um campo elétrico diferente de zero na direção do campo magnético. Este campo elétrico serve como evidencia de reconexão pois isolando-se o campo elétrico na lei de Ohm generalizada obtem-se:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{J}}{\sigma} - \frac{\nabla \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{P}}_e}{ne} - \frac{m_e}{ne^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{\sigma \mathbf{j} \times \mathbf{B}}{ne}. \quad (2.22)$$

Em que $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{P}}_e$ é o tensor de pressão do elétron. Observa-se que o primeiro termo desta equação representa o campo elétrico de regimes de plasma que carregam campos magnéticos congelados, como expressa a [Equação 2.11](#). O primeiro termo dará origem apenas a campos elétricos perpendiculares ao campo magnético. Então, pode-se utilizar a existencia de campo elétrico paralelo ao campo magnético como evidencia da quebra das condições de congelamento de campo magnético. O segundo termo é o termo de resistividade que está relacionado à dissipação de energia eletromagnética. O terceiro termo é o termo de pressão. O quarto termo é o termo de inercia. O último termo representa o efeito Hall.

3 METODOLOGIA E OS PARÂMETROS RELACIONADOS À RECONEXÃO MAGNÉTICA

3.1 Transformação de Coordenadas - O sistema de coordenadas normal à magnetopausa

No estudo da física da magnetosfera geralmente utiliza-se o sistema de coordenadas GSM (Geocentric Solar Magnetospheric). O GSM é baseado na linha que une o Sol e a Terra, o centro do sistema de coordenadas é definido na Terra, seu eixo X aponta da Terra para o Sol, o eixo Z é a projeção do eixo do dipolo terrestre (positivo para o norte) no plano perpendicular ao eixo X (HAPGOOD, 1992). No GSM a posição da magnetopausa não fica bem definida. Porém, os eventos de reconexão magnética estudados neste trabalho ocorrem na parte diurna da magnetopausa o que torna necessário conhecer suas fronteiras, que a separam da magnetosfera e da bainha magnética.

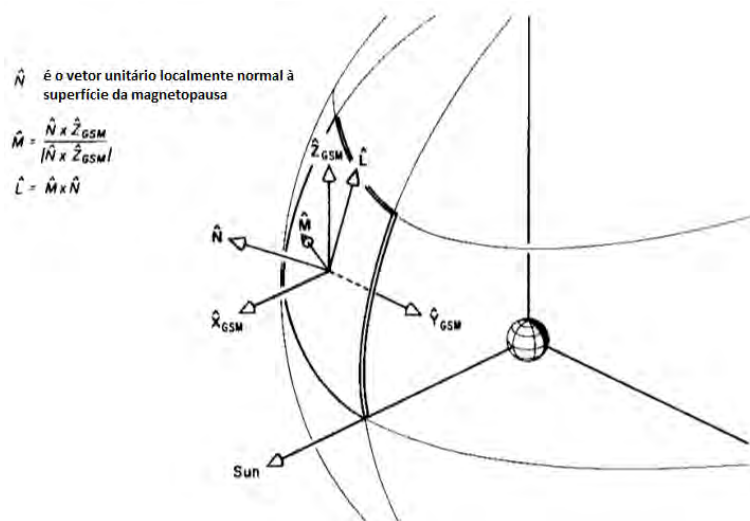


Figura 3.1 - Definição de sistema de coordenadas normal à magnetopausa
 Fonte: Adaptada de Elphic e Russell (1979).

O Sistema de Coordenadas Normal à Magnetopausa é um sistema mais adequado ao trabalho que será desenvolvido. Para tal sistema \hat{n} é a direção normal à magnetopausa, \hat{l} é a projeção de \hat{Z}_{GSM} na magnetopausa e \hat{m} completa o sistema (ELPHIC; RUSSELL, 1979). A Figura 3.1 ilustra o sistema de coordenadas GSM e o Sistema de coordenadas Normal à Magnetopausa para um determinado ponto na parte diurna da magnetopausa. Para transladar o sistema de coordenadas GSM para esse novo sistema, será seguido o procedimento utilizado em Elphic e Russell (1979):

- Primeiramente encontrar a direção normal $\hat{\mathbf{n}}$ à magnetopausa. Existem três técnicas diferentes que podem ser empregadas: obter a direção normal baseada em um modelo de magnetopausa cilindricamente simétrica, ou assumir que a magnetopausa é uma descontinuidade tangencial, ou encontrar a direção de mínima variância. Neste trabalho, foi adotada a direção de mínima variância, cuja técnica será explicada em detalhes na [Subseção 3.1.1](#).
- Encontrar a direção $\hat{\mathbf{m}}$ por meio da identidade:

$$\hat{\mathbf{m}} = \frac{\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{Z}}_{GSM}}{|\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{Z}}_{GSM}|}. \quad (3.1)$$

- Encontrar a direção $\hat{\mathbf{l}}$ por meio da identidade:

$$\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}. \quad (3.2)$$

Desta forma um vetor \mathbf{V}_{GSM} no sistema GSM pode ser transformado em um vetor \mathbf{V}_{LMN} no Sistema Normal a Magnetopausa:

$$\mathbf{V}_{LMN} = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{n}} & \hat{\mathbf{m}} & \hat{\mathbf{l}} \end{bmatrix} \cdot \mathbf{V}_{GSM}. \quad (3.3)$$

3.1.1 Análise de Mínima Variância - Determinação da direção normal à magnetopausa

A análise de mínima variância (MVA) é uma técnica empregada para encontrar a direção normal à uma camada de transição. Tal camada de transição pode ser uma lâmina de corrente ou uma frente de onda ou outra camada de transição do plasma ([SONNERUP; SCHEIBLE, 1998](#)).

A camada de transição que estamos interessados em encontrar a direção normal é a magnetopausa terrestre. [Sonnerup e Cahill Jr. \(1967\)](#), utilizaram dados de campo magnético coletados pelo satélite Explorer para estudar a natureza desta descontinuidade. Esse estudo mostra que a magnetosfera fechada está associada à uma descontinuidade tangencial da magnetopausa, e a magnetosfera aberta está associada à uma descontinuidade rotacional ([SONNERUP; SCHEIBLE, 1998](#)).

Considerando o modelo idealizado de camada unidimensional ($\partial/\partial x = 0, \partial/\partial y = 0$), segue da divergência de \mathbf{B} :

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (3.4)$$

ou seja, a componente B_z é independente de z . Da lei de Faraday segue que:

$$(\nabla \times \mathbf{E})_z = \frac{\partial B_z}{\partial t} \hat{\mathbf{z}}. \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} \hat{\mathbf{z}} = \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \hat{\mathbf{z}} = 0. \quad (3.6)$$

Portanto a componente B_z também é independente do tempo. Nas equações acima, (x, y, z) representa o sistema de coordenadas normal a descontinuidade sendo que z aponta na direção normal $\hat{\mathbf{n}}$, \mathbf{B} e \mathbf{E} representam os vetores indução magnética e campo elétrico, respectivamente.

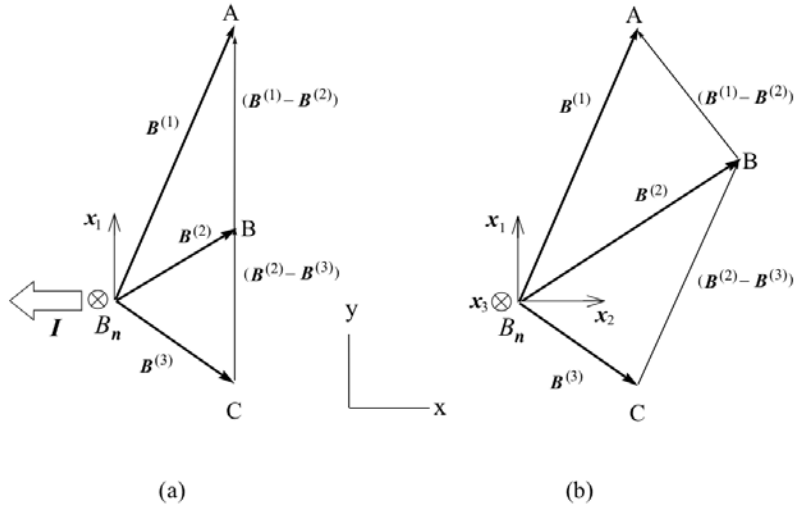


Figura 3.2 - Projeção no plano tangente a camada de transição no caso (a) em que os vetores diferença $\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2$ e $\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_3$ são paralelos e no caso (b) em que os vetores diferença não são paralelos. O método apresentado na Equação 3.8 só é valido no caso (b).

Fonte: Adaptada de Sonnerup e Scheible (1998).

Para tal estrutura idealizada (B_z constante no tempo e no espaço), três medidas diferentes de \mathbf{B} devem possuir a mesma componente na direção $\hat{\mathbf{n}}$:

$$\mathbf{B}^{(1)} \cdot \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{B}^{(2)} \cdot \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{B}^{(3)} \cdot \hat{\mathbf{n}} \quad (3.7)$$

onde, $\mathbf{B}^{(1)}, \mathbf{B}^{(2)}, \mathbf{B}^{(3)}$ são três medidas do vetor campo magnético, necessárias para a determinação da direção normal. Observando que $(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)})$ e $(\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})$ são tangentes à descontinuidade e portanto seu produto vetorial é paralelo à direção normal, podemos calcular $\hat{\mathbf{n}}$. Um satélite que atravesse a descontinuidade pode medir $\mathbf{B}^{(1)}$ e $\mathbf{B}^{(3)}$ nas extremidades da camada de transição e $\mathbf{B}^{(2)}$ no centro da mesma. Assim, para o caso de vetores $(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)})$ e $(\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})$ não alinhados resulta em:

$$\hat{\mathbf{n}} = \pm \frac{(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)}) \times (\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})}{\left| (\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)}) \times (\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)}) \right|}. \quad (3.8)$$

Sempre devemos escolher o sinal de $\hat{\mathbf{n}}$ de forma que este vetor aponte para fora da magnetopausa. No caso de $(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)})$ e $(\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})$ serem alinhados devemos acrescentar a condição $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0$ para que $\hat{\mathbf{n}}$ seja unicamente determinado.

O método apresentado acima não é adequado para situações em que se tem uma variação temporal ou espacial da estrutura, por exemplo curvatura. Então precisamos de um novo método para determinar a direção da normal em estruturas 2-D e 3-D. A técnica da mínima variância para estruturas 2-D e 3-D é válida quando não há mudanças temporais sistemáticas da camada de transição. Esta técnica identifica a direção ao longo da qual o conjunto de componentes $\{\mathbf{B}^{(m)} \cdot \hat{\mathbf{n}}\}$, com $m = (1, 2, \dots, M)$, minimizam o resíduo:

$$\sigma^2 = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left| (\mathbf{B}^{(m)} - \langle \mathbf{B} \rangle) \cdot \hat{\mathbf{n}} \right|^2, \quad (3.9)$$

onde $\langle \mathbf{B} \rangle$ é o valor médio de \mathbf{B} , definido por:

$$\langle \mathbf{B} \rangle \equiv \sum_{m=1}^M \mathbf{B}^m. \quad (3.10)$$

Aplicando o método dos multiplicadores de Lagrange, λ , à equação 3.9 com o vínculo $|\hat{\mathbf{n}}|^2 = 1$ obtemos um conjunto de três equações diferenciais que quando resolvidas resultam em um sistema de linear de equações:

$$\sum_{\nu=1}^3 M_{\mu\nu}^B n_\nu = \lambda n_\mu, \quad (3.11)$$

em que os índices subscritos $\mu, \nu = 1, 2, 3$ representam o sistema de coordenadas em que os dados de campo magnético são coletados, GSM em nosso caso, e $M_{\mu\nu}^B$ é a matriz de covariância definida por:

$$M_{\mu\nu}^B \equiv \langle B_\mu B_\nu \rangle - \langle B_\mu \rangle \langle B_\nu \rangle \quad (3.12)$$

onde B_μ e B_ν representam componentes do vetor campo magnético de uma única medida do satélite. Encontrar a direção de mínima variância equivale a encontrar o autovetor que corresponde ao menor autovalor, λ , que satisfaz equação 3.11. O menor autovalor, λ , corresponde à variação do campo magnético ao longo da direção normal (SONNERUP; SCHEIBLE, 1998).

3.1.2 Método Bootstrap - Estimativa de erros

O método Bootstrap pode ser aplicado a MVA para estimar os erros estatísticos que aparecem na direção de mínima variância e para estimar a média da componente de mínima variância. Neste trabalho, foi adotado o método Bootstrap apresentado em Kawano e Higuchi (1995) para obter uma melhor estimativa da direção de mínima variância.

Dado o conjunto de dados originais obtidos do satélite, $X^0 = [B_{(1)}, B_{(2)}, \dots, B_{(l)}, \dots, B_{(k)}]$, em que $B_{(l)} = [B_{x(l)}, B_{y(l)}, B_{z(l)}]^T$ representa uma única medida do satélite e k representa o número total de medidas do satélite, T representa a transposição da matriz, devemos gerar uma nova amostra $X^{(*i)}$ partindo da matriz de dados originais e supondo que cada medida possui probabilidade $1/k$ de ocorrer. Tal processo pode ser implementado gerando números randômicos no computador que selecionam inteiros j_1, j_2, \dots, j_k entre 1 e k . Então geramos uma nova amostra:

$$X^{(*i)} = [B_{(j_1)}, B_{(j_2)}, B_{(j_3)}, \dots, B_{(j_k)}] = [B_{(1)}^*, B_{(2)}^*, B_{(3)}^*, \dots, B_{(k)}^*]. \quad (3.13)$$

Vejamos um exemplo: Dado o conjunto de valores originais de campo magnético medidos, em nT, por um satélite:

$$X^0 = \begin{bmatrix} 31.50 & 29.17 & 30.30 & 31.02 & 31.45 & 29.89 & 25.01 \\ 25.72 & 20.62 & 19.52 & 21.42 & 20.66 & 18.85 & 15.96 \\ -8.49 & -9.21 & -5.91 & -9.54 & -11.79 & -13.45 & -14.46 \end{bmatrix},$$

em que cada coluna representa uma medida diferente e as linhas representam as componentes na direção x, y e z nas coordenadas do satélite. Podemos gerar outra amostra:

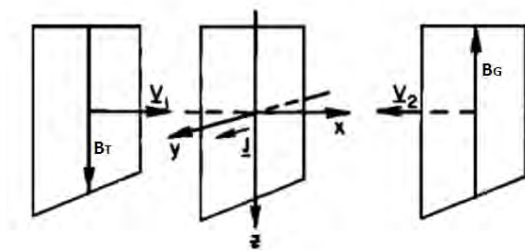
$$X^{(*1)} = \begin{bmatrix} 31.45 & 31.02 & 31.50 & 25.01 & 29.17 & 29.89 & 31.50 \\ 20.66 & 21.42 & 25.72 & 15.96 & 20.62 & 18.85 & 25.72 \\ -11.79 & -9.54 & -8.49 & -14.46 & -9.21 & -13.45 & -8.49 \end{bmatrix}.$$

Note que algumas medidas podem ser contadas repetidas vezes e outras não serem contadas nenhuma vez na [Equação 3.13](#). Devemos criar um grande número de amostras, N , geradas pelo bootstrap. Quanto maior o N melhor se torna qualquer estimativa, porém devido ao tempo computacional é necessário limitar esse valor a um número finito, para esse trabalho $N=1000$. O próximo passo é aplicar o MVA a cada uma das amostras geradas pelo bootstrap. Procedendo desta forma obtemos 1000 valores para a direção de mínima variância, $\hat{\mathbf{n}}^{*i}$, e para a componente média do campo magnético na direção de mínima variância, $\langle \mathbf{B}^{*i} \rangle$. A distribuição destas quantidades podem ser caracterizadas em termos de médias, variâncias, desvio padrão, entre outros ([KAWANO; HIGUCHI, 1995](#); [SONNERUP; SCHEIBLE, 1998](#)).

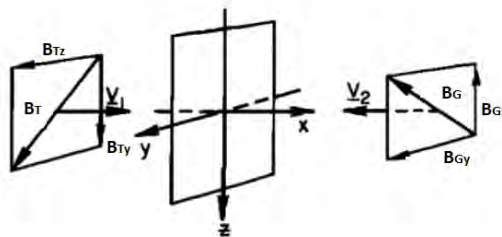
3.2 Direção da Linha-X

Para um modelo tridimensional de reconexão magnética o ponto neutro do modelo bidimensional se torna uma linha, denominada linha-X de reconexão. Esta linha possui dimensão igual a escala do sistema na direção normal aos fluxos que entram e saem da região de difusão, ela segue paralela à corrente que surge para satisfazer a lei de Ampère, como ilustrado na [Figura 3.3\(a\)](#). Esta figura representa esquematicamente o modelo tridimensional de reconexão. Os dois fluxos de plasma que entram na região de difusão se movem em direção a linha-X com velocidades ao longo das direções $\pm x$, seus campos magnéticos estão dirigidos idealmente ao longo da direção $\pm z$ e a linha-X está dirigida ao longo da direção y . Após a reconexão os dois novos regimes de plasma possuem velocidades ao longo das direções $\pm z$ ([GONZALEZ; MOZER, 1974](#)).

A [Figura 3.3\(b\)](#) ilustra um sistema mais geral em que os campos magnéticos dos fluxos de plasmas que entram na região de difusão, \mathbf{B}_T e \mathbf{B}_G , não são necessariamente antiparalelos. Para esse sistema os campos \mathbf{B}_T e \mathbf{B}_G fazem um ângulo α entre si e se aproximam do plano da reconexão com velocidades \mathbf{V}_1 e \mathbf{V}_2 respectivamente, que estão direcionadas ao longo de $\pm x$. O eixo y é escolhido de forma que as componentes dos dois campos sejam iguais ao longo de y e antiparalelas ao longo do eixo z sendo, portanto, essas as componentes que vão se reconectar. Como os campos magnéticos estão confinados ao plano yz a corrente elétrica que surge para satisfazer a lei de Ampère aponta na direção y e a linha-X também aponta nesta direção (perpendicular às velocidades e aos campos magnéticos antiparalelos). A condição de que as componentes do campo magnético ao longo de y sejam iguais é necessária para garantir que a força magnética na direção da linha-X seja nula e portanto os fluxos de plasma estarão confinados a direções perpendiculares a linha-X ([GONZALEZ;](#)



(a) Campos magnéticos ao longo do eixo Z



(b) Campos magnéticos inclinados

Figura 3.3 - Esquema de reconexão magnética 3D
 Fonte: Adaptada de Gonzalez e Mozer (1974)

MOZER, 1974).

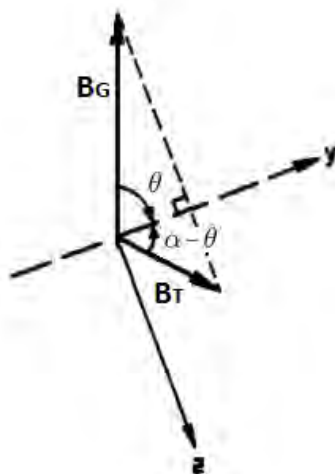


Figura 3.4 - Diagrama ilustrando a direção da Linha-X de reconexão (eixo y) e os ângulos α , entre os campos \mathbf{B}_T e \mathbf{B}_G , e θ , entre a linha-X e \mathbf{B}_G , no caso em que a geometria dos campos é propícia a reconexão.
 Fonte: Adaptada de Gonzalez e Mozer (1974).

Para obter a direção da linha-X referente ao conjunto de dados do satélite Polar será utilizada a construção geométrica de [Gonzalez e Mozer \(1974\)](#). A [Figura 3.4](#) ilustra o plano yz do modelo tridimensional de reconexão. Se traçarmos uma linha unindo as extremidades dos vetores \mathbf{B}_T e \mathbf{B}_G , a direção perpendicular a essa linha é a direção da linha-X. Sendo α o ângulo entre \mathbf{B}_T e \mathbf{B}_G e θ o ângulo entre a linha-X e \mathbf{B}_G , θ é obtido da geometria da [Figura 3.4](#) como:

$$\text{sen}\theta = \frac{B_G - B_T \cos \alpha}{(B_T^2 + B_G^2 - 2B_TB_G \cos \alpha)^{1/2}}. \quad (3.14)$$

Seguindo-se o método exposto [Seção 3.1](#) passa-se todos os dados de campo magnético para sistema de coordenadas normal à magnetopausa, neste sistema é possível obter os campos médios na magnetosfera e na bainha magnética e fazer a seguinte associação entre o sistema de coordenadas apresentado na [Figura 3.2](#) e na [Figura 3.4](#) e o normal à magnetopausa:

- o eixo x corresponde ao eixo n , y corresponde a m e z corresponde a l .
- \mathbf{B}_T corresponde a projeção do campo magnético da bainha magnética no plano ml e \mathbf{B}_G corresponde a projeção do campo magnético da magnetosfera neste mesmo plano.

Finalmente, determinamos α e θ com um algoritmo que segue os passos:

- Lê o arquivo de dados de campo magnético e armazena esses dados em um vetor. Recebe as posições inicial e final que os dados da magnetopausa e bainha magnética ocupam neste vetor.
- Calcula o módulo do vetor que une \mathbf{B}_T e \mathbf{B}_G , ilustrado pela linha pontilhada na [Figura 3.4](#), como o módulo do vetor diferença entre eles.
- Calcula α na [Figura 3.4](#) por meio da lei dos cossenos.
- Calcula θ na [Figura 3.4](#) por meio da [Equação 3.14](#).

As direções de \mathbf{B}_T e \mathbf{B}_G são conhecidas no sistema de coordenadas normal à magnetopausa. Então, os ângulos α e θ definem a direção da linha-X no plano M-L.

3.3 Taxa de Reconexão Magnética

Com base no trabalho de [Mozer e Retinò \(2007\)](#), desenvolvemos o cálculo da taxa de reconexão para os eventos estudados neste trabalho. Como visto na [Subseção 2.1.1](#) a taxa de reconexão magnética pode ser definida como a velocidade com que o fluxo de

plasma entra na região de difusão dividida pela velocidade com que ele sai da região de difusão. Fisicamente, a taxa de reconexão representa a taxa com que a energia magnética é convertida em energia cinética do plasma. A [Figura 3.5](#) esquematiza os fluxos de plasma entrando e saindo da região de difusão. Para a reconexão magnética na região diurna da magnetopausa, e utilizando sistema de coordenadas normal à magnetopausa, o fluxo de plasma da bainha magnética entra na região de difusão com velocidade paralela ao eixo n , V_n . Após a reconexão os novos regimes de plasmas saem da região de difusão com velocidade ao longo do plano M-L.

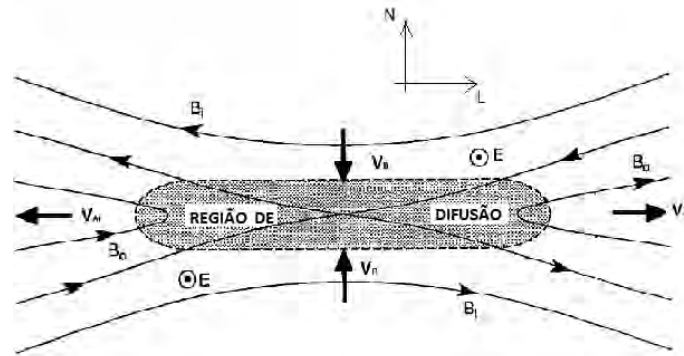


Figura 3.5 - Geometria da reconexão magnética, onde são representados os campos magnéticos da reconexão e velocidades dos fluxos de plasmas que entram na região de difusão e saem da região de difusão após a reconexão.
Fonte: Adaptada de (KIVELSON; RUSSELL, 1995).

Como visto na [Subseção 2.1.1](#), a velocidade do fluxo de plasma saindo da região de difusão, na direção normal à linha-X, corresponde à velocidade de Alfvén, V_{Ai} . Lembrando que na região em que os campos magnéticos estão congelados, o campo elétrico \mathbf{E} é dado por:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}. \quad (3.15)$$

Essa condição de linhas de campo congeladas é utilizada juntamente com a condição de fronteira da lei de Faraday para determinar o módulo do campo elétrico paralelo à linha-X, E_{LX} . Tal campo é tangente à magnetopausa, que é a fronteira que deve obedecer à lei de Faraday. Portanto, E_{LX} deve ser o mesmo para os dois lados da fronteira da magnetopausa. Desta forma, podemos fazer a seguinte relação:

$$E_{LX} = V_n B_T \sin(\alpha - \theta) = V_{Ai} B_n, \quad (3.16)$$

onde B_T representa o módulo do campo magnético medido na bainha magnética paralelo ao plano M-L, $V_n B_T \sin(\alpha - \theta)$ é a componente antiparalela de B_T , e B_n representa o módulo do campo magnético medido na magnetopausa paralelo ao eixo n . O campo magnético B_T pode ser escrito de forma explícita como:

$$B_T = (\mathbf{B}_l^2 + \mathbf{B}_m^2)^{1/2}, \quad (3.17)$$

em que \mathbf{B}_l e \mathbf{B}_m são os campos magnéticos ao longo dos eixos m e l respectivamente, medidos na bainha magnética. Rearranjando os termos podemos concluir que a taxa de reconexão, R , é dada por:

$$R = \frac{V_n}{V_{Ai}} = \frac{B_n}{B_T \sin(\alpha - \theta)}. \quad (3.18)$$

Assim, para determinar a taxa de reconexão média de cada evento basta criar um algoritmo no computador que:

- Lê o arquivo de dados de campo magnético e armazena esses dados em um vetor. Recebe as posições inicial e final que os dados da magnetopausa e bainha magnética ocupam neste vetor. Em seguida recebe os valores médios dos ângulos α e θ e armazena-os.
- Calcula os valores médios de B_m e B_l no intervalo de tempo em que o satélite está cruzando a bainha magnética mas ainda se encontra próximo da magnetopausa. Em seguida calcula B_T por meio da [Equação 3.17](#).
- Calcula o valor médio de $|B_n|$ no intervalo de tempo em que o satélite está cruzando a magnetopausa. Para alguns eventos estudados a componente B_n do campo magnético oscila muito em torno de zero, então estimou-se um valor B_n como a média da norma de seu valor médio.
- Finalmente, calcula a taxa de reconexão R com a [Equação 3.18](#).

3.4 Campo Elétrico Paralelo à Linha-X e Velocidade de Alfvén

O campo elétrico paralelo à linha-X, E_{LX} , surge devido ao encontro dos dois campos magnéticos em direções opostas, e é de grande interesse para o estudo da reconexão magnética. Os campos magnéticos e velocidades da bainha magnética e da magnetosfera são muito diferentes, tornando a reconexão assimétrica. Para este trabalho utilizou-se a igualdade entre o primeiro e o último membro da [Equação 3.16](#) para obter o campo elétrico paralelo à linha-X:

$$E_{LX} = V_{Ai}B_n, \quad (3.19)$$

em que V_{Ai} é a velocidade de Alfvén e B_n é o módulo campo magnético na direção normal medido na magnetopausa. A velocidade de Alfvén para a reconexão assimétrica pode ser calculada de acordo com o artigo de [Cassak e Shay \(2007\)](#):

$$N_0 = \frac{N_2B_1 + N_1B_2}{B_1 + B_2}, \quad (3.20)$$

$$V_{Ai} = \left[\frac{B_1B_2}{\mu_0mN_0} \right]^{1/2}. \quad (3.21)$$

Para esta seção e para as tabelas que serão apresentadas no [Capítulo 5](#), B_1 , B_2 representam os módulos dos campos magnéticos na direção perpendicular à linha-X que se encontram no plano M-L na magnetosfera e na bainha magnética respectivamente, N_1 e N_2 representam a densidade do plasma na magnetosfera e na bainha magnética respectivamente.

Portanto, para obter um valor médio para E_{LX} foi criado um algoritmo que:

- Lê o arquivo de dados de campo magnético e de densidade e armazena esses dados em um vetor. Recebe as posições inicial e final que os dados da magnetosfera e bainha magnética ocupam neste vetor. Em seguida recebe os valores médios dos ângulos α e θ , e da taxa de reconexão, R , e armazena-os.
- Calcula um valor médio para B_G como a média do módulo do campo magnético no plano M-L na magnetosfera próximo a magnetopausa. Calcula o valor médio de B_1 , como $B_G \text{sen}(\theta)$.
- Calcula um valor médio para B_T como a média do o módulo do campo magnético no plano M-L na bainha magnética próximo a magnetopausa. Calcula o valor médio de B_2 , como $B_T \text{sen}(\alpha - \theta)$.
- Estima um valor médio de B_n como o valor médio de $|B_n|$ no intervalo de tempo em que o satélite está cruzando a magnetopausa.
- Calcula os valores médios das densidades na magnetosfera, N_1 , e na bainha magnética, N_2 .
- Com os valores de B_1 , B_2 , N_1 e N_2 , calcula N_0 utilizando a [Equação 3.20](#) e calcula V_{Ai} utilizando a [Equação 3.21](#).
- Finalmente utilizamos a [Equação 3.19](#) para calcular E_{LX} .

3.5 Velocidade do Plasma que Entra na Região de Difusão pelo Lado da Bainha Magnética

Para calcular a taxa de reconexão foi utilizado o conceito de linhas de campo congeladas e a condição de fronteira da lei de Faraday obtendo-se a [Equação 3.18](#). A primeira igualdade da [Equação 3.18](#) pode ser reescrita como:

$$V_n = RV_{Ai}. \quad (3.22)$$

Em que V_n é velocidade do plasma que entra na região de difusão pelo lado da bainha magnética e V_{Ai} é o valor da velocidade de Alfvén obtido por meio da [Equação 3.21](#). Uma forma prática de obter V_n é incluir mais uma linha no algoritmo que calcula o campo E_{\parallel} com a equação [Equação 3.22](#).

3.6 Comparação de Campo Magnético e Densidade de Plasma entre os satélites ACE e Polar

A frente de choque (*bow shock*) é uma descontinuidade que surge devido à interação da magnetosfera terrestre com o vento solar supersônico. A frente de choque divide o fluxo do vento solar em duas regiões: uma região pré-choque, e uma região pós-choque, a bainha magnética ([BAUMJOHANN; TREUMANN, 2012](#)).

Com o objetivo de entender a compressão causada pela frente de choque, o campo magnético e a densidade do plasma serão comparados antes e depois de passar pela frente de choque durante os eventos de reconexão magnética. Este processo segue os passos:

- Calcular o tempo que o plasma leva para atravessar a bainha magnética. O calculo deste tempo será explicado em detalhes neste texto.
- Interpolar os dados de campo magnético e densidade de plasma da região pré-choque, resolução de 1 minuto, para gerar dados com a mesma resolução dos dados de campo magnético coletados pelo Polar, 0,12 segundos. Na escolha do intervalo de tempo dos dados referentes à região pré-choque utilizados para interpolação, devemos levar em consideração o tempo que o plasma leva para atravessar a bainha magnética.
- Fazer o gráfico do campo magnético total da bainha magnética e da região pré-choque em um mesmo quadro. Fazer o mesmo para as três componentes dos campos magnéticos na bainha e na região pré-choque, um exemplo deste tipo de gráfico foi feito para a componente z do campo magnético do 5º evento de reconexão na [Figura 3.7](#). Calcular a média do valor absoluto das componentes do

campo magnético e do campo magnético total nas duas regiões para comparação.

- Fazer o gráfico da densidade de partículas da bainha magnética e da região pré-choque em um mesmo gráfico, um exemplo deste tipo de gráfico foi feito para a densidade do 5º evento de reconexão na [Figura 3.8](#). Calcular a densidade média nas duas regiões para comparação.

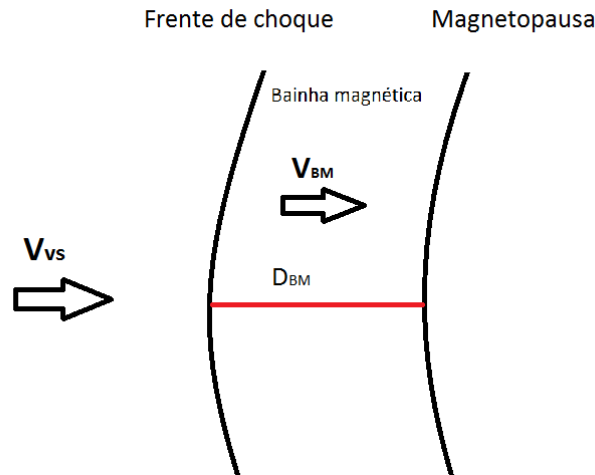


Figura 3.6 - O esquema que representa a bainha magnética e a região pré-choque. Em que V_{vs} é a velocidade do plasma antes de atravessar a frente de choque, V_{BM} representa a velocidade média do plasma que atravessa a bainha magnética e D_{BM} representa a distância que o plasma atravessa dentro da bainha magnética para chegar à magnetopausa.

Quando comparamos os parâmetros de plasma mencionados acima, na região pré-choque e na bainha magnética, devemos lembrar que o plasma do vento solar leva um certo tempo para atravessar a bainha magnética. Para uma análise mais precisa das mudanças que o plasma sofre ao atravessar a frente de choque é preciso comparar dados da região pré-choque referente a algum momento anterior a passagem do Polar pela bainha magnética.

O tempo de atraso corresponde ao tempo que o plasma leva para atravessar a bainha magnética. Para estimar este tempo precisamos estimar uma velocidade média dentro da bainha magnética e a distância que o plasma atravessa, como é representado pela [Figura 3.6](#). Apesar do satélite ACE orbitar o ponto lagrangeano seus dados no site da NASA (OMNIWeb) são corrigidos para a frente de choque, então o tempo de atraso pode ser entendido como o tempo que o plasma detectado na região pré-choque leva para ser detectado pelo Polar. Este tempo é obtido por meio do seguinte algoritmo:

- Interpolarmos os dados de posição do Polar e de posição da região pré-choque, ambos

com resolução de 1 minuto, no período em que está acontecendo reconexão para gerar dados com a mesma resolução dos dados de campo magnético do Polar, 0,12 segundos.

- Interpolar os dados de velocidade do vento solar, número Mach e campo magnético do ACE, todos com resolução de 1 minuto, no período em que está acontecendo reconexão para gerar dados com a mesma resolução dos dados de campo magnético do Polar.
- Assumindo que a velocidade média do plasma na bainha magnética, V_{BM} , é a média entre a velocidade de Alfvén da bainha magnética próximo a frente de choque, V_{0BM} , e a velocidade na bainha magnética próxima a região de difusão, V_n , pode-se calculá-la por meio da expressão:

$$V_{BM} = \frac{V_n + V_{0BM}}{2} \text{ (km/s)}, \quad (3.23)$$

$$V_{0BM} = \frac{\eta B_{pc}}{(\eta \mu_0 \rho_{pc})^{1/2}} \text{ (km/s)}, \quad (3.24)$$

em que B_{pc} é o módulo do campo magnético total na região pré-choque, ρ_{pc} é a densidade de massa na região pré-choque, o fator de compressão é dado por $\eta = ((\gamma + 1)M^2)/((\gamma - 1)M^2 + 2)$ (PARKS, 1995), M é o número de Mach sônico para o vento solar $M = V_{VS}/C_{VS}$, C_{VS} é a velocidade do som para o plasma do vento solar e $\gamma = 5/3$.

- Os dados de posição da frente de choque obtidos do satélite ACE, (x_{vs}, y_{vs}, z_{vs}) , estão no sistema de Coordenadas Geocentric Solar Ecliptic (GSE)¹, desta forma se torna conveniente utilizar os dados de posição do satélite Polar no momento em que ele atravessa a magnetopausa (x_p, y_p, z_p) no mesmo sistema. O tamanho da bainha magnética na direção Sol-Terra, D_{BM} , é dado por:

$$D_{BM} = |x_p - x_{vs}| \text{ (km)}. \quad (3.25)$$

- Finalmente calcula-se o tempo de atraso, T_A :

$$T_A = \frac{D_{BM}}{V_{BM}} \text{ (s)}. \quad (3.26)$$

¹O GSE é o sistema de coordenadas cujo centro é definido na terra, seu eixo X aponta da Terra para o Sol, o eixo Z é perpendicular ao plano da eclíptica (positivo para o norte) (HAPGOOD, 1992).

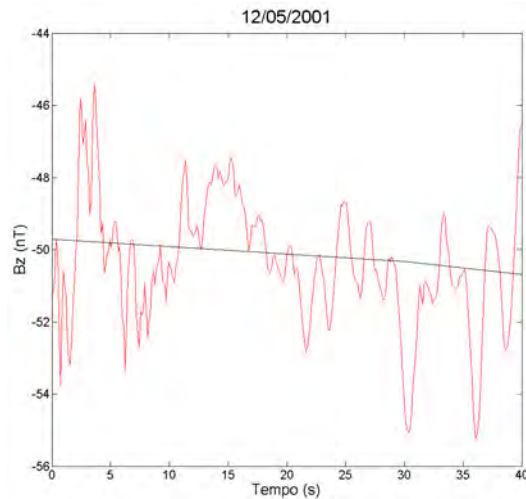


Figura 3.7 - Na figura são apresentadas medidas do campo magnético na direção z no sistema de coordenadas GSM medidos na bainha magnética (em vermelho) e na frente de choque multiplicado por um fator 5.744 (em preto), para o dia 12 de maio de 2001 entre 9:59:30 UT e 10:00:10 UT para o mesmo dia entre 9:51:40 UT e 9:56:15 UT respectivamente.

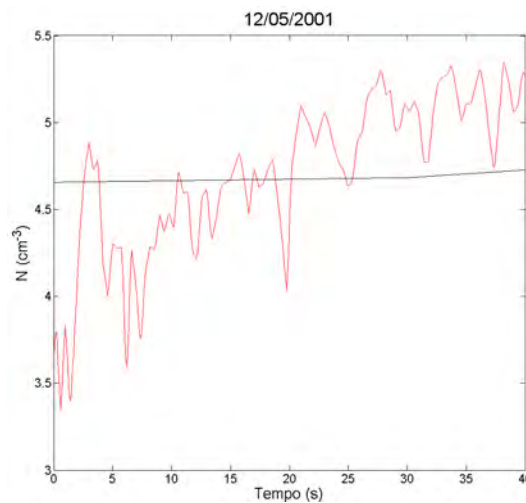


Figura 3.8 - Na figura são apresentadas medidas de densidade do plasma na bainha magnética (em vermelho), e na frente de choque multiplicado por um fator 0,922 (em preto), para o dia 12 de maio de 2001 entre 9:59:30 UT e 10:00:10 UT para o mesmo dia entre 9:51:40 UT e 9:56:15 UT respectivamente.

4 DADOS E INSTRUMENTOS

Para a realização deste trabalho foram selecionados 6 eventos de reconexão magnética registrados pelos equipamentos do satélite Polar, a escolha feita se baseia no trabalho desenvolvido em [Mozer e Hull \(2010\)](#). Foram selecionados dados em que a velocidade do fluxo de plasma deixando a região de difusão era maior que 300km/s. A grande velocidade do fluxo indica que o satélite deve ter passado muito próximo a região de difusão tornando essas medidas mais confiáveis.

O principal objetivo do satélite Polar é contribuir para estudos em regiões da Polar cusp, diferente de outros satélites que realizam órbitas próximas ao plano equatorial, as órbitas do satélite Polar são Polares. Apesar do satélite Polar passar a maior parte do tempo no apogeu da Polar cusp ele também realiza medidas em regiões de baixa latitude, o que possibilita o estudo de reconexão magnética na magnetopausa que foi realizado neste trabalho ([RUSSELL et al., 1995](#)).

Dados de campo magnético foram obtidos por meio dos magnetômetros do satélite Polar Magnetic Field Experiment (MFE). Esses magnetômetros são instrumentos de alta precisão que medem o campo magnético tanto em altas quanto em baixas latitudes, essas medidas são feitas em 3 faixas de 700, 5700 e 47000 nT ([RUSSELL et al., 1995](#)).

O satélite Polar realiza medidas das 3 componentes do campo elétrico ambiente e de densidade térmica dos elétrons por meio do Electric Field Instrument (EFI). Esse instrumento realiza medidas de campo elétrico numa faixa entre 0,02 a 1000mV/m, enquanto que medidas de densidade do plasma faixa de 0.01 a 100 partículas por centímetro cúbico. Para esse trabalho foram utilizadas medidas de densidade do plasma, calculadas com base na densidade térmica dos elétrons ([HARVEY et al., 1995](#)).

As medidas de campo magnético, com resolução de 8 Hertz, e densidade de plasma, com resolução de 2,5 Hertz, posição do Polar, com resolução de 0,0167 Hertz, obtidas pelo satélite Polar estão disponíveis no site: <http://Polarefi.ssl.berkeley.edu/go.html>.

Dados referentes a medidas do vento solar foram obtidos do satélite ACE. Este satélite orbita o ponto lagrangeano L1, ponto de equilíbrio gravitacional entre o Sol e a Terra, se localiza aproximadamente a $1,5 \cdot 10^6$ de km da Terra e $148,5 \cdot 10^6$ de km do sol (http://www.srl.caltech.edu/ACE/ace_mission.html). As medidas de campo magnético, e densidade de plasma, velocidade do vento solar e posição da frente de choque, com resolução de 0,0167 Hertz, obtidas pelo satélite ACE, estão disponíveis no site: <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>.

Logo abaixo está a [Tabela 5.4](#) com a data e hora de cada evento utilizado:

Tabela 4.1 - Data e Hora dos Eventos de Reconexão

Evento	Data: dia/mês/ano	horário hora: minuto
01	04/05/1998	05:40 UT
02	18/02/1999	10:35 UT
03	01/04/2001	23:10 UT
04	03/05/2001	09:35 UT
05	12/05/2001	10:00 UT
06	14/04/2003	11:40 UT

5 RESULTADOS

5.1 Evento 1 - 4 de maio de 1998

Em 4 de maio de 1998 às 5:40 UT, o satélite Polar registrou o primeiro evento de reconexão magnética discutido neste trabalho. A [Figura 5.1](#), referente ao meio interplanetário, o horário do evento sofre uma pequena correção referente ao tempo de atraso, que foi calculado de acordo com [Seção 3.6](#), e passa a ser 5:39 UT (linha preta). Como pode ser visto na [Figura 5.1](#), no dia do evento às 3:00 UT, ocorre um choque frontal rápido (linha verde) que intensifica todas as componentes do campo magnético, a velocidade, a densidade, a pressão dinâmica, o beta do plasma e a temperatura do plasma. Segundo [Richardson e Cane \(2010\)](#) às 10:00 UT do dia 4 de maio de 1998 se inicia uma ICME (linha vermelha). A região entre o choque interplanetário e o início da ICME é uma região de bainha. Analisando o índice SYM-H e o campo B_z negativo, infere-se que o evento aconteceu durante a fase de recuperação de uma tempestade magnética intensa, logo após o pico. O índice SYM-H atingiu -275 nT às 5:30 UT do mesmo dia. Esta tempestade foi provocada pelo campo sul da região de bainha.

Após o choque frontal rápido, o perfil do campo magnético muda, as componentes B_y e B_z deixam de ser praticamente zero e se tornam negativas. Pouco tempo após o evento, o campo magnético sofre um giro e B_y e B_z se tornam positivas. As componentes B_y e B_z do campo magnético são as componentes que mais contribuem para o campo magnético perpendicular à linha-X, B_2 . A existência de um campo magnético B_z negativo é uma condição necessária para que aconteça reconexão magnética.

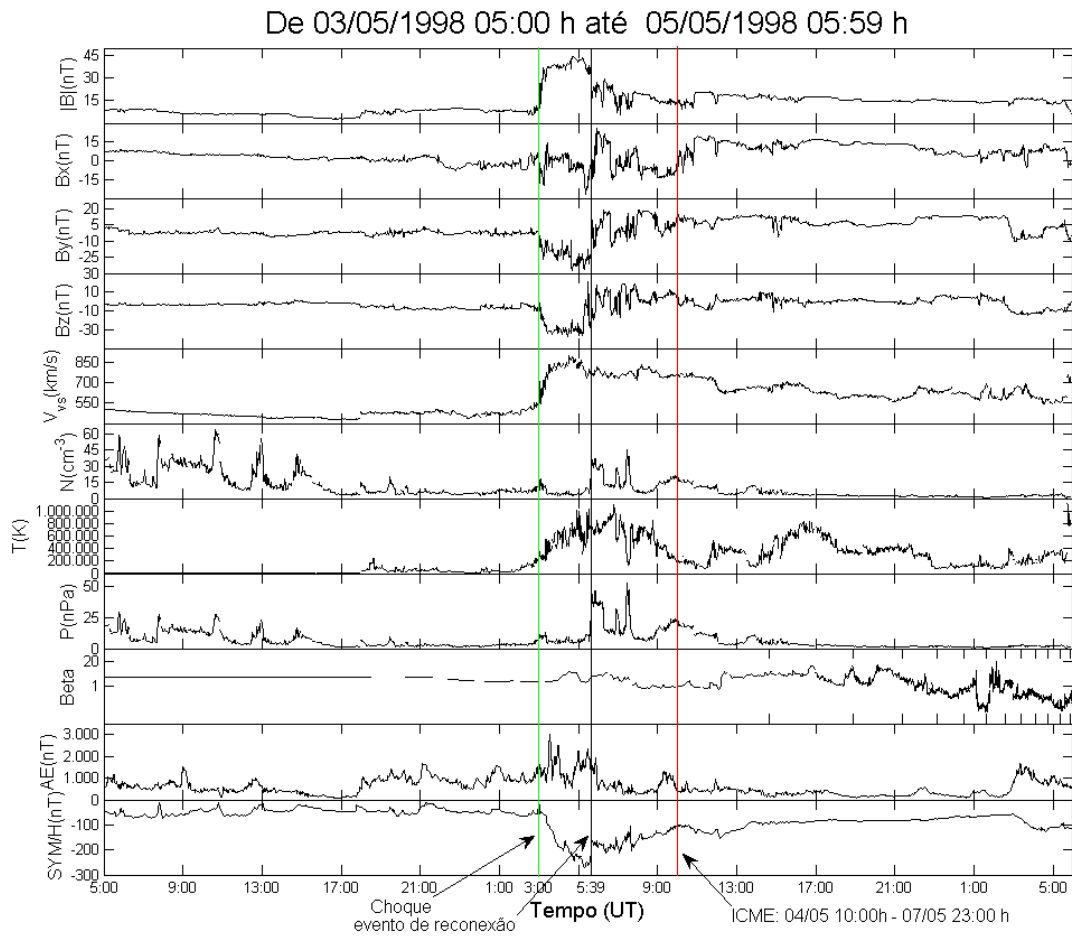


Figura 5.1 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $|B|$, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H entre o dia 3 de maio de 1998 às 05:00:00 UT e o dia 5 de maio 1998 às 05:59:00 UT.

A Figura 5.2 apresenta medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o primeiro evento. Em todos os eventos estudados, para definir os limites das regiões da magnetosfera, magnetopausa e bainha magnética, utilizou-se o conhecimento de que B_l deve ser positivo na magnetosfera, e ser negativo na bainha magnética, a densidade numérica N deve ser pequena na magnetosfera e grande na bainha magnética. Além destes conceitos básicos o conjunto de dados escolhidos para representar essas três regiões também obedece a condição de que o intervalo de tempo de dados referente a cada uma das regiões deve ser pequeno. Desta forma, todo o conjunto de dados utilizado está bem próximo do horário do evento.

Para este primeiro evento utilizou-se o conjunto de dados entre 5:41:03 UT e 5:41:15 UT

para a magnetosfera, entre 5:41:15 UT e 5:41:48 UT para a magnetopausa e entre 5:41:48 UT e 5:42:16 UT para a bainha magnética. Na [Figura 5.2](#) estes intervalos de dados são marcados por linhas verticais pretas. Devido às condições do meio interplanetário na hora deste evento a posição da magnetopausa não é estável, o que fica registrado nas oscilações da componente B_l do campo magnético após as 5:42:16 UT. A [Figura 5.2](#) mostra que o Polar estava cruzando a magnetopausa às 5:41 UT. Neste momento, sua posição no sistema GSM correspondia a: $x = 4,910$, $Re\ y = -1,726$, $Re\ z = 0,671$ Re aproximadamente.

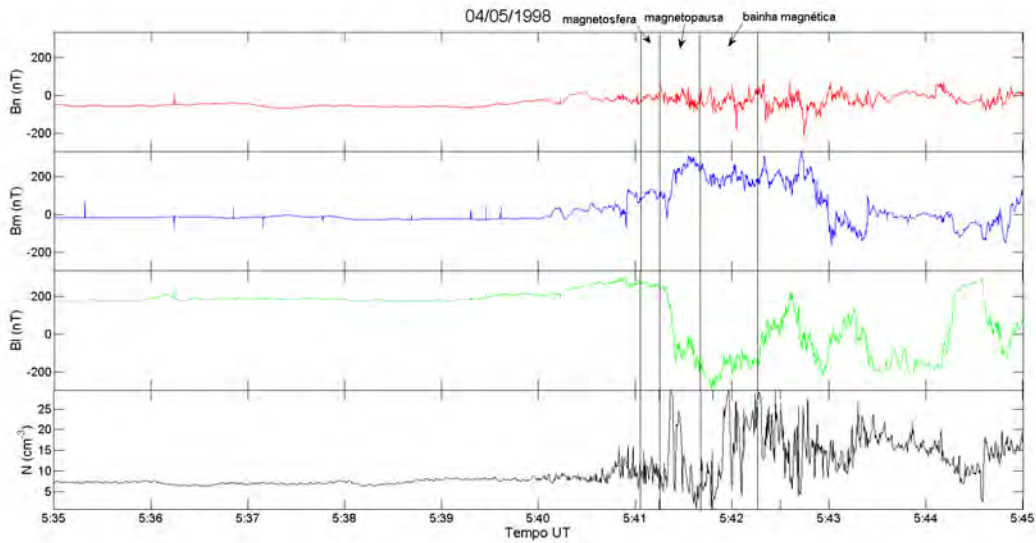


Figura 5.2 - Evento do dia 4 de maio de 1998. Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 4 de maio de 1998 entre 05:35:00 UT e 05:45:00 UT.

Utilizando-se a construção geométrica de [Gonzalez e Mozer \(1974\)](#) foi calculado o ângulo médio entre os campos magnéticos da bainha magnética e da magnetosfera no plano da reconexão, α , e o ângulo médio entre o campo magnético da magnetosfera e a linha-X de reconexão, θ . A [Figura 5.3](#) é uma representação geométrica da reconexão, figuras como esta foram plotadas para os demais eventos estudados e são apresentadas no [Apêndice A](#). A [Figura 5.3](#) representa a projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (linha verde) e da bainha magnética (linha azul) no plano ML juntamente com a direção da linha-X (linha vermelha). A reconexão é antiparalela quando o ângulo α está entre 135° e 180° , reconexão por componente quando o ângulo α está entre 45° e 135° e paralela quando o ângulo α está entre 0° e 45° . No caso deste evento, o ângulo α é de $109^\circ 14'$, portanto este é um caso de reconexão por componente.

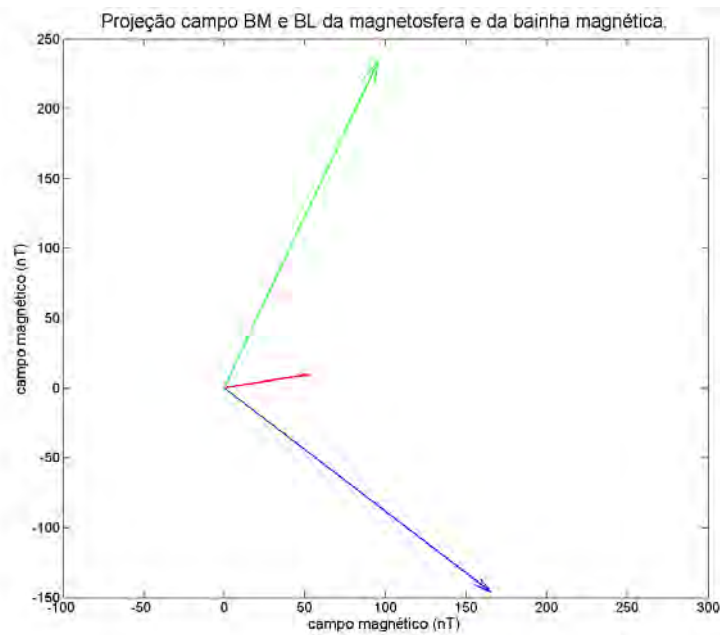


Figura 5.3 - Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.

5.2 Evento 2 - 18 de fevereiro de 1999

Em 18 de fevereiro de 1999 às 10:35 UT, o satélite Polar registrou o segundo evento de reconexão magnética analisado neste trabalho. Como pode ser visto na [Figura 5.4](#), no dia deste evento às 2:45 UT, ocorre um choque frontal rápido (linha verde) que intensifica todas as componentes do campo magnético, velocidade, densidade numérica, pressão e temperatura do plasma. Analisando o índice SYM-H, e campo Bz negativo, infere-se que o evento aconteceu durante a fase de recuperação de uma tempestade magnética intensa em que o índice SYM-H atingiu -128 nT às 9:38 UT do mesmo dia em que ocorre o evento. Segundo [Richardson e Cane \(2010\)](#) às 10:00 UT do dia 18 de fevereiro de 1999 se inicia uma ICME (linha vermelha). A região entre o choque interplanetário e o início da ICME é uma região de bainha. O campo Bz negativo da região de bainha é a causa da tempestade magnética.

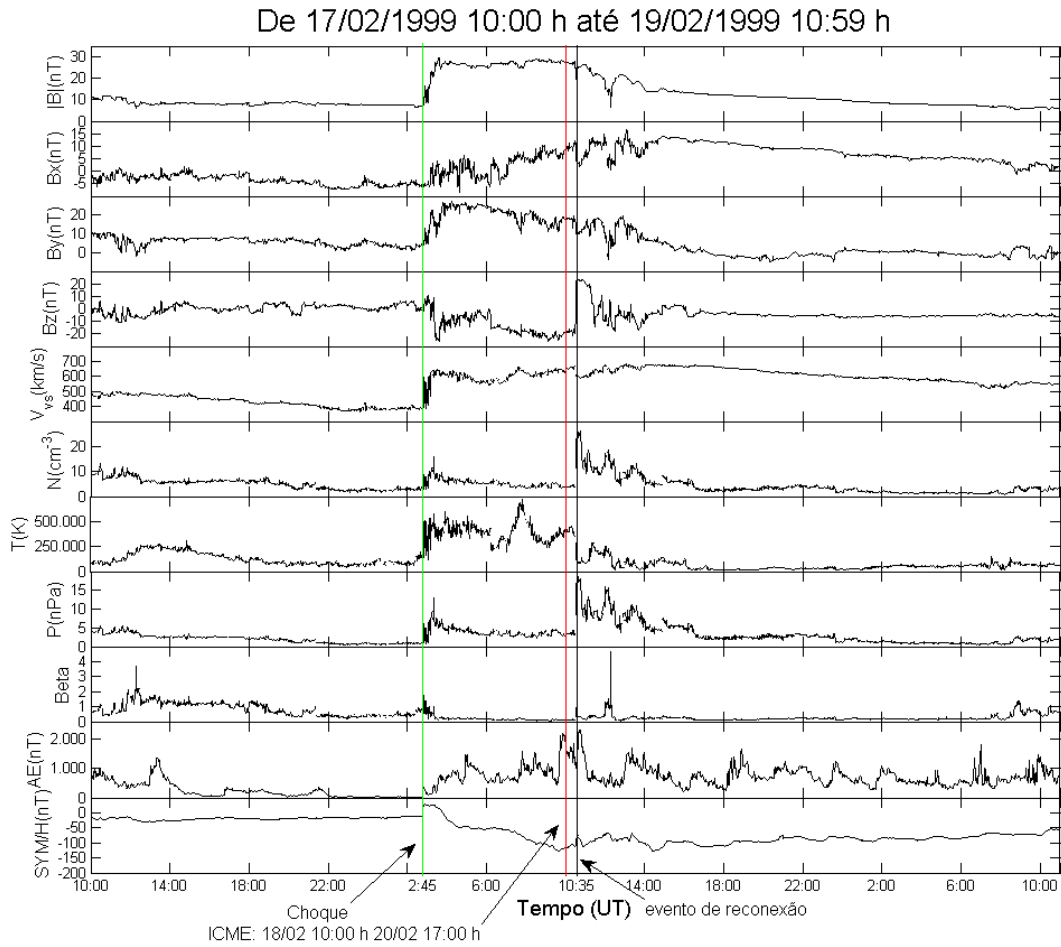


Figura 5.4 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $|B|$, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H entre o dia 17 de fevereiro de 1999 às 10:00:00 UT e o dia 19 de fevereiro de 1999 às 10:59:00 UT.

A Figura 5.5 apresenta medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o segundo evento. Era esperado que o satélite estivesse cruzando a magnetopausa da magnetosfera para a bainha magnética. Neste caso, antes do satélite atravessar a descontinuidade o campo magnético na direção B_l deveria ser positivo e a densidade deveria ser baixa, após de atravessar a descontinuidade B_l deveria ser negativo e a densidade deveria ser alta. Porém a Figura 5.5 mostra um campo magnético B_l negativo e baixa densidade antes do Polar atravessar a descontinuidade e um campo magnético B_l positivo e alta densidade após atravessar a descontinuidade. Portanto, não se trata de um cruzamento da magnetosfera para a magnetopausa.

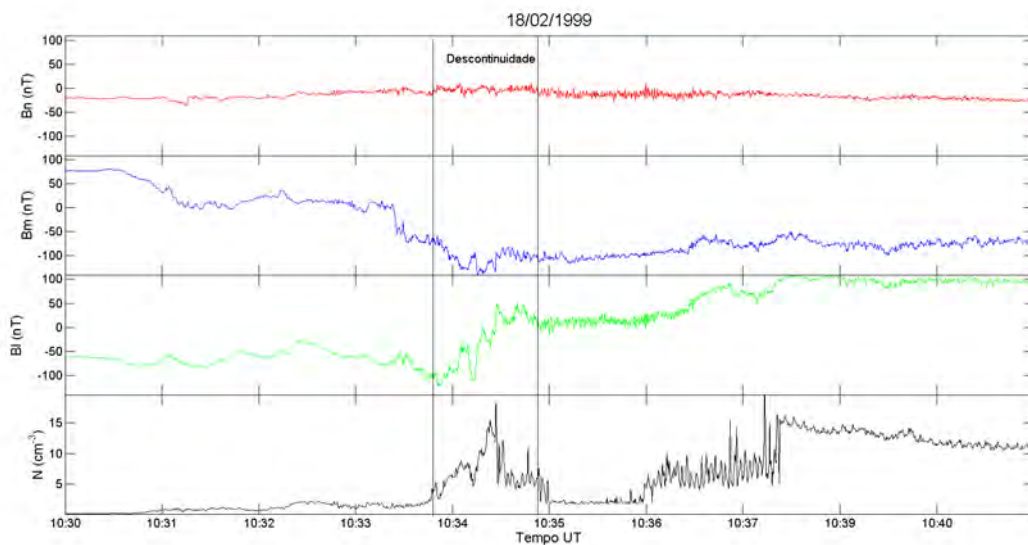


Figura 5.5 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N entre o dia 17 de fevereiro de 1999 às 10:30:00 UT e o dia 19 de fevereiro de 1999 às 10:40:00 UT.

Uma possível explicação para um campo B_l negativo na região da magnetosfera é que o satélite estivesse orbitando a região da cúspide “cusp”. Entretanto, entre 10:30:00 UT e 10:40:00 UT a hora magnética local esteve entre 15:38:37 MLT e 15:40:57 MLT, a latitude magnética local esteve entre $36^\circ 25' 45''$ e $37^\circ 36' 57''$. Portanto, o satélite orbitava a camada de contorno de baixa latitude “low-latitude boundary layer (LLBL)”.

Parece que o plasma estava atravessando uma estrutura do meio interplanetário e que a topologia da magnetosfera estava em uma fase de transição, isso torna complicado definir a região que o satélite atravessou. Devido à complexidade desta nova topologia, não é possível aplicar a mesma metodologia que foi utilizada para estudar os demais eventos. Os únicos resultados obtidos foram a direção normal à descontinuidade da Figura 5.5, (0,898, 0,272, 0,337) e a posição da magnetopausa no GSM $x = 2,671 \text{ Re}$, $y = 5,685 \text{ Re}$, $z = 5,906 \text{ Re}$.

5.3 Evento 3 - 1 de abril de 2001

Em 1 de abril de 2001 às 23:10 UT, o satélite Polar registrou o terceiro evento de reconexão magnética analisado neste trabalho. A Figura 5.6, referente ao meio interplanetário, o horário do evento sofre uma pequena correção referente ao tempo de atraso e passa a ser 23:07 UT (linha preta). Observa-se um choque frontal rápido (linha verde) às 0:52 UT do dia 31 de março de 2001 e segundo Richardson e Cane (2010) se inicia uma ICME (linha

vermelha) às 5:00 UT do mesmo dia. Analisando o índice SYM-H e o campo Bz negativo da Figura 5.6 infere-se que ocorreu uma supertempestade magnética no dia 31 de março com pico do índice SYM-H de -435 nT às 8:12 UT do dia 31 de março. A tempestade foi causada pelo campo Bz negativo da região de bainha e pelo campo Bz negativo da ICME. O terceiro evento ocorre durante a fase de recuperação dessa supertempestade. O campo magnético continua tendo uma componente Bz negativa no momento da reconexão, o que é uma condição necessária para a reconexão.

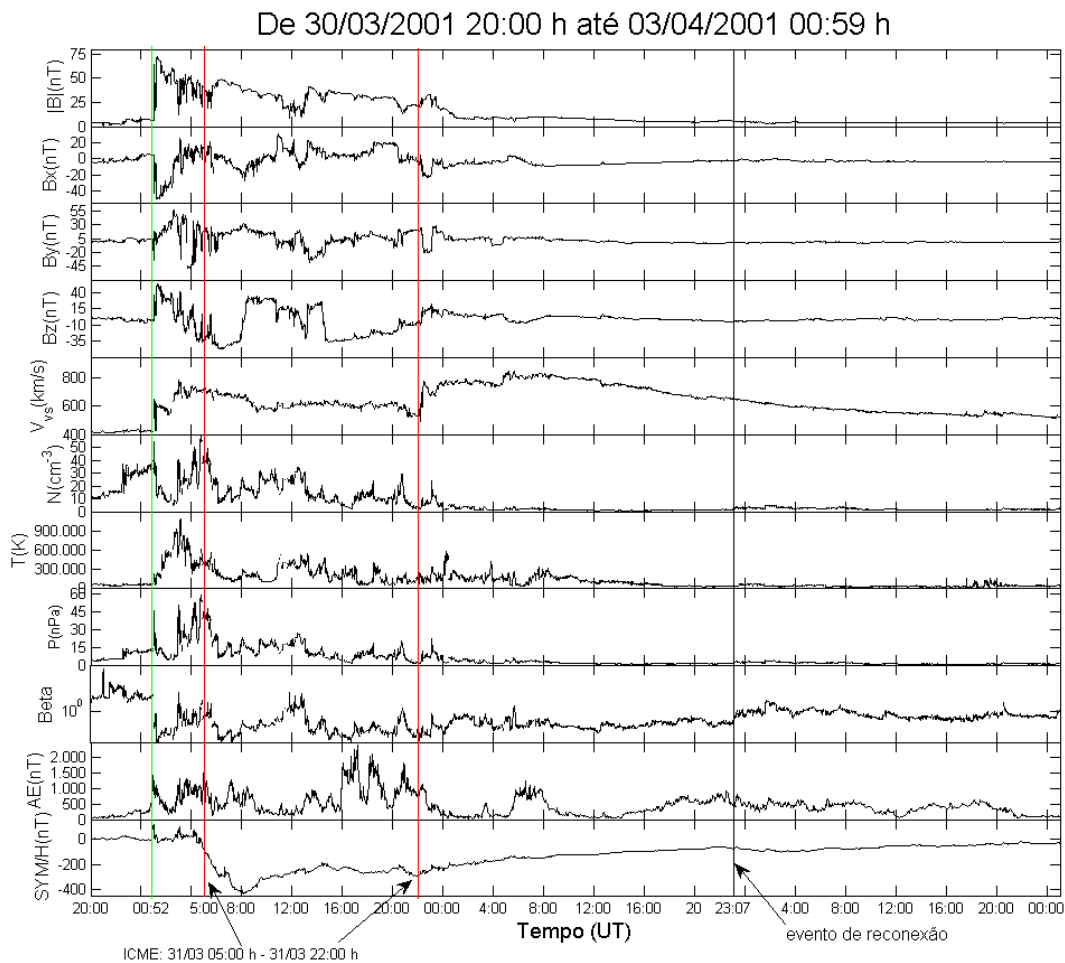


Figura 5.6 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $|B|$, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H entre o dia 30 de março de 2001 às 20:00:00 UT e o dia 3 de abril de 2001 às 00:59:00 UT.

A Figura 5.7 apresenta medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal

à magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o terceiro evento. Para este evento utilizou-se o conjunto de dados do Polar entre 23:10:02 UT e 23:10:30 UT para a magnetosfera, entre 23:10:30 UT e 23:11:50 UT para a magnetopausa e entre 23:11:50 UT e 23:12:33 UT para a bainha magnética. Na Figura 5.7 estes intervalos de dados são marcados por linhas verticais pretas. No momento em que o satélite Polar estava cruzando a magnetopausa sua posição no sistema GSM correspondia a aproximadamente: $x = 8,998 R_e$, $y = -0,980 R_e$ $z = 0,8837 R_e$.

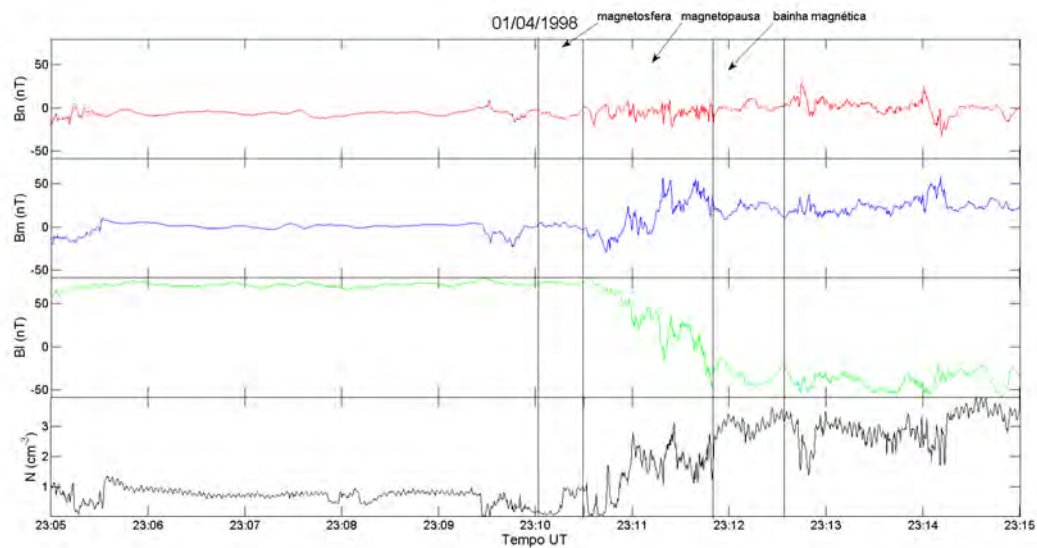


Figura 5.7 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 1 de abril de 2001 entre 23:05:00 UT e 23:15:00 UT.

5.4 Evento 4 - 3 de maio de 2001

Em 3 de maio de 2001 às 9:35 UT, o satélite Polar registrou o quarto evento de reconexão magnética analisado neste trabalho. A Figura 5.8, referente ao meio interplanetário, o horário do evento sofre uma pequena correção referente ao tempo de atraso e passa a ser 9:30 UT (linha preta). Como pode ser visto na Figura 5.8, às oscilações nas componentes do campo magnético, na velocidade, densidade, temperatura e pressão são pequenas no período que antecede o evento, caracterizando um período quieto. Próximo ao horário do evento inicia-se uma subtempestade magnética. Durante a subtempestade o índice SYM-H tinge um pico de -12 nT às 11:34 UT do dia 3 de maio e o índice AE atinge um pico de 662 nT às 10:57 horas do mesmo dia. Observa-se também uma importante rotação do campo magnético próximo ao horário do evento, que faz o campo magnético na direção z passar de positivo à negativo.

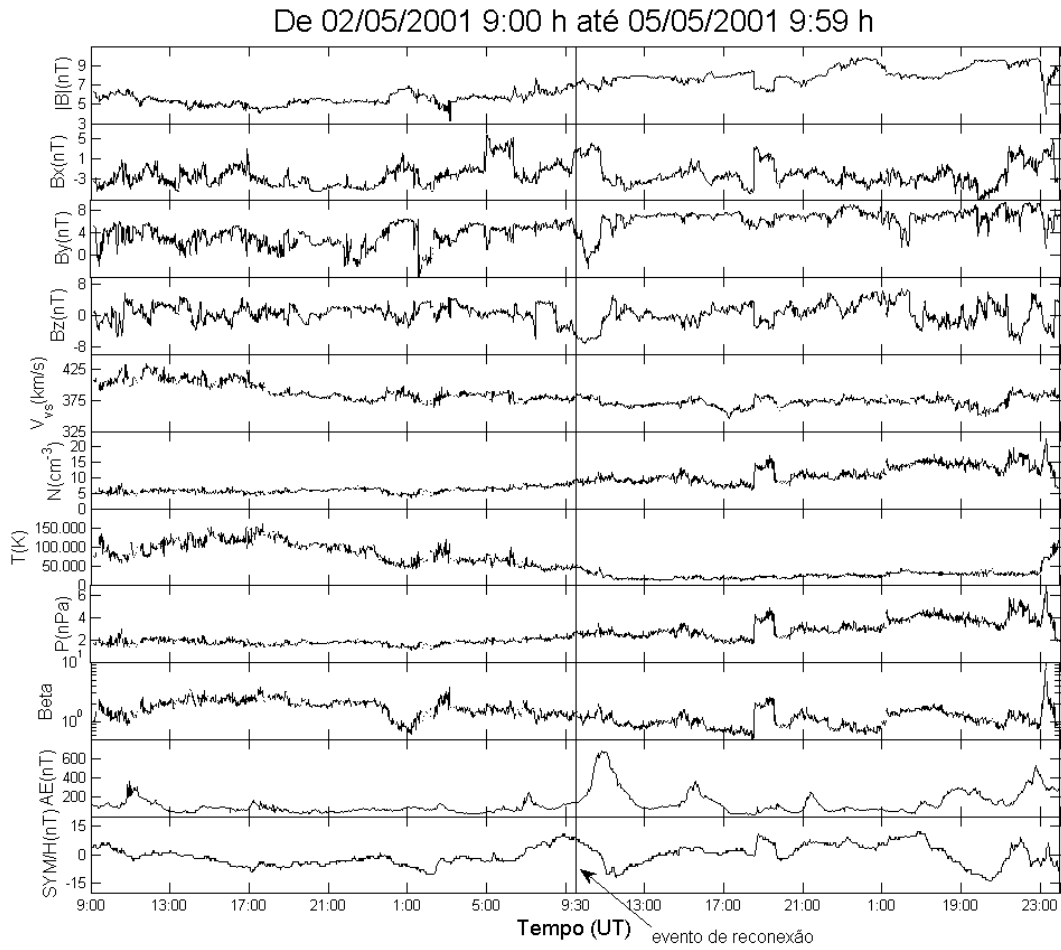


Figura 5.8 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $|B|$, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H para o dia 2 de maio de 2001 às 09:00:00 UT e o dia 4 de maio de 2001 às 09:59:00 UT.

A Figura 5.9 apresenta medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o quarto evento. Para este evento utilizou-se o conjunto de dados do Polar entre 9:35:36 UT e 9:36:05 UT para a magnetosfera, entre 9:36:05 UT e 9:36:25 UT para a magnetopausa e entre 9:36:25 UT e 9:37:24 UT para a bainha magnética. Na Figura 5.9 estes intervalos de dados são marcados por linhas verticais pretas. No momento em que o satélite Polar estava cruzando a magnetopausa sua posição no sistema GSM correspondia a aproximadamente: $x = 7,733$ Re, $y = -3.741$ Re, $z = 3,313$ Re.

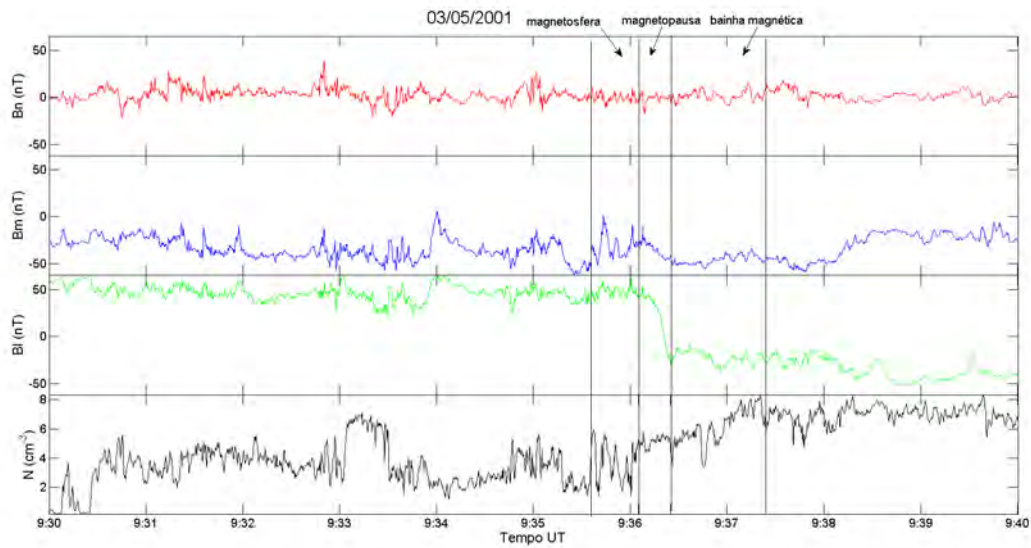


Figura 5.9 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 3 de maio de 2001 entre 09:30:00 UT e 09:40:00 UT.

5.5 Evento 5 - 12 de maio de 2001

Em 12 de maio de 2001 10:00, o satélite Polar registrou o quinto evento de reconexão magnética analisado neste trabalho. A Figura 5.10, referente ao meio interplanetário, o horário do evento sofre uma pequena correção referente ao tempo de atraso e passa a ser 9:56 UT (linha preta). Este evento ocorreu durante uma tempestade magnética fraca em que o índice SYM-H atingiu -62 nT às 5:54 UT do dia 10 de maio de 2001. Como pode ser visto na Figura 5.10, entre às 9:40 UT e às 18:00 UT do dia em que ocorre este evento observa-se uma região de interação corrotante “Corotating Interaction Region (CIR)” (linhas azuis), que é caracterizada pelas oscilações bruscas em todas as componentes do campo magnético e pelo feixe de alta velocidade “High Speed Stream (HSS)”. A CIR é a causa da tempestade magnética que ocorre durante o primeiro evento. Após esta primeira tempestade ocorrem outras tempestades fracas causadas por flutuações alfvênicas do feixe rápido. Apesar das oscilações bruscas do campo magnético, causadas pela CIR, a componente B_z do campo magnético é negativa no momento da reconexão.

A Figura 5.11 apresenta medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o quinto evento. Para este evento utilizou-se o conjunto de dados do Polar entre 9:58:32 UT e 9:58:47 UT para a magnetosfera, entre 9:58:57 UT e 9:59:24 UT para a magnetopausa e entre 9:59:30 UT e 10:00:10 UT para a bainha magnética. Na Figura 5.11 estes intervalos de dados são marcados por linhas verticais pretas. No momento em que o satélite Polar cruzava a

magnetopausa sua posição no sistema GSM correspondia a aproximadamente: $x = 7,026$ Re, $y = -6,091$ Re, $z = 1,370$ Re.

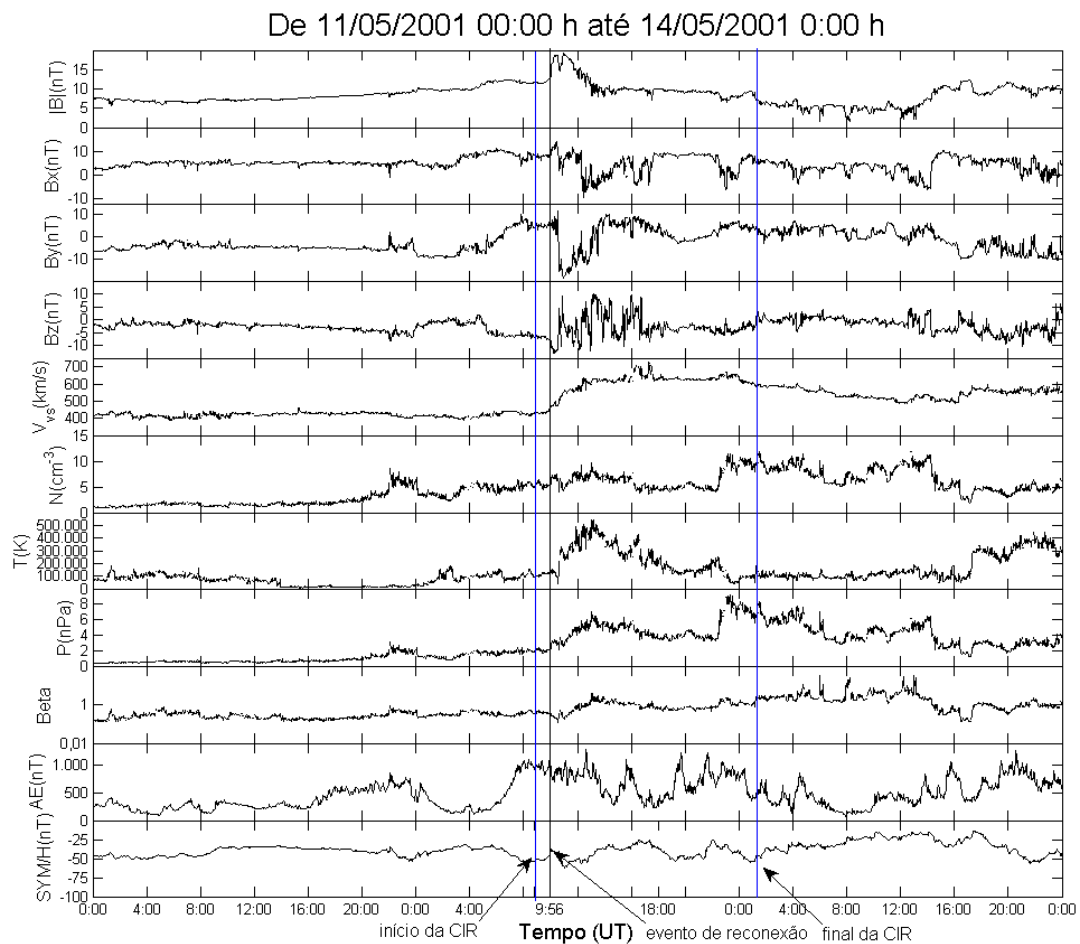


Figura 5.10 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $|B|$, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H para o dia 11 de maio de 2001 às 10:00:00 UT e o dia 13 de maio de 2001 às 10:59:00 UT.

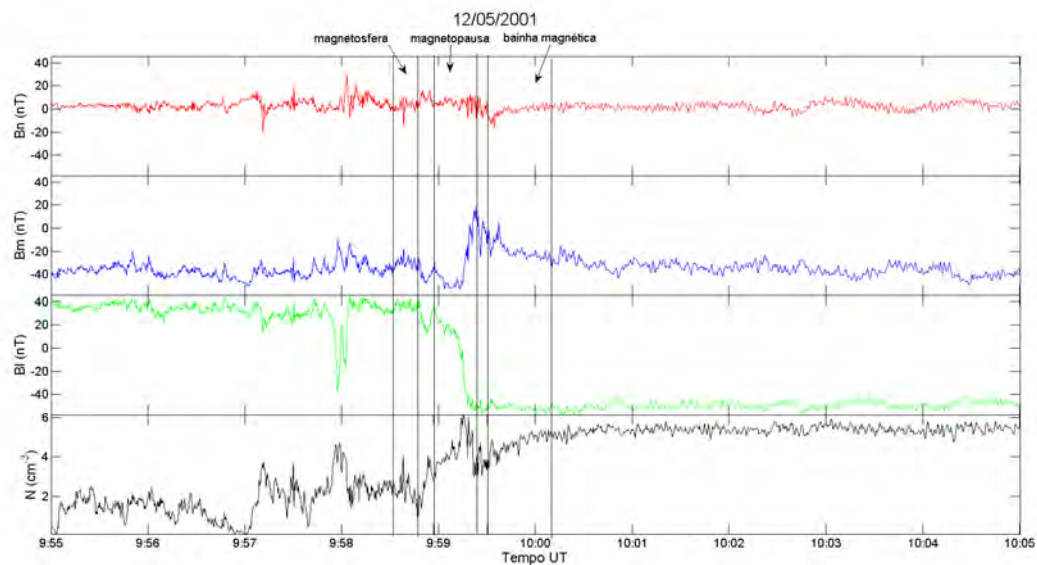


Figura 5.11 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 12 de maio de 2001 entre 09:55:00 UT e 10:05:00 UT.

5.6 Evento 6 - 14 de abril de 2003

Em 14 de abril de 2003 às 11:40 UT, o satélite Polar registrou o sexto evento de reconexão magnética analisado neste trabalho. A Figura 5.6, referente ao meio interplanetário, o horário do evento sofre uma pequena correção referente ao tempo de atraso e passa a ser 11:38 UT (linha preta). Este evento ocorre durante a fase de expansão de uma subtempestade magnética em que o índice SYM-H atinge um pico de -31 nT e o índice AE atinge um pico de 1152 nT. Como pode ser visto na Figura 5.12, entre às 00:00 UT e às 19:00 UT do dia em que ocorre este evento observa-se uma CIR (linhas azuis) que é caracterizada pelas oscilações bruscas em todas as componentes do campo magnético e pelo HSS (feixe de alta velocidade). A subtempestade foi causada pela CIR. Apesar das oscilações bruscas do campo magnético, causadas pela CIR, a componente B_z do campo magnético é negativa no momento da reconexão.

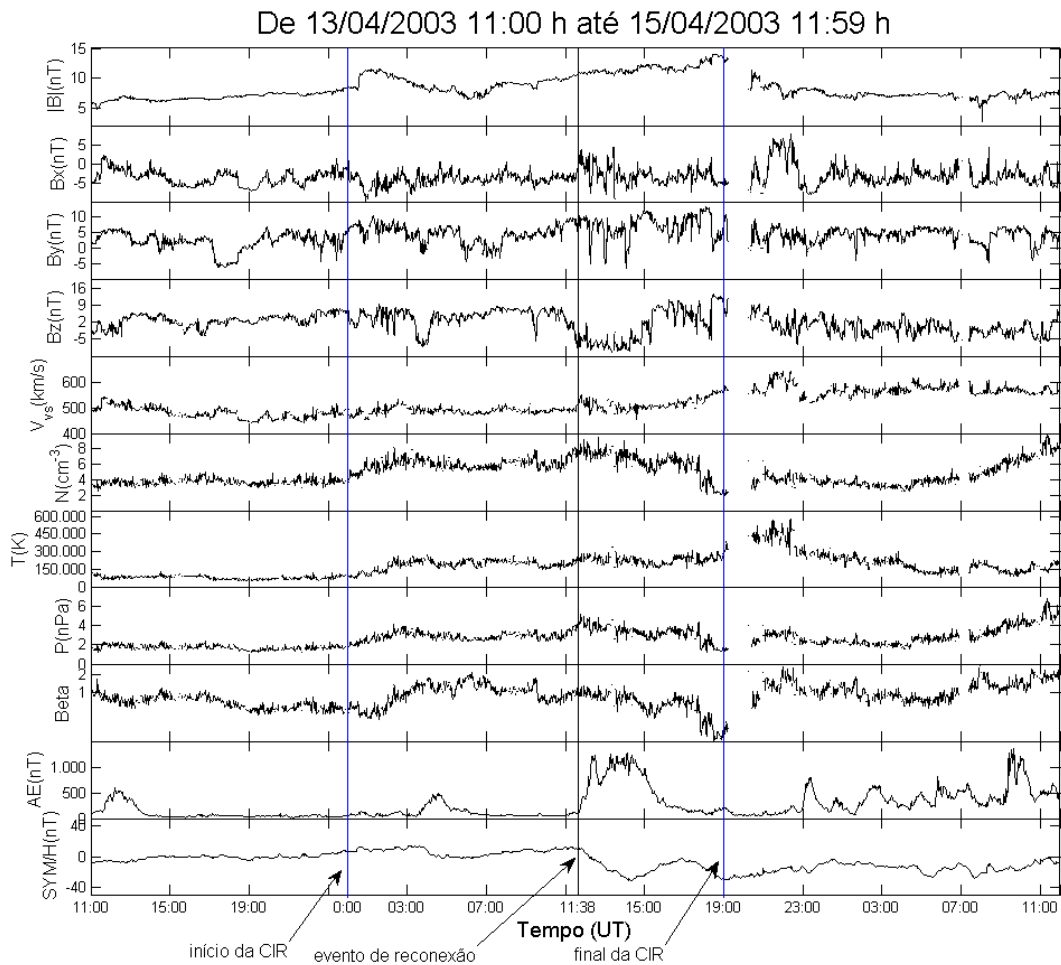


Figura 5.12 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do módulo do campo magnético total, $|B|$, campo magnético no sistema GSM, B_x , B_y , B_z , da velocidade do Plasma V_{vs} , densidade numérica, N , Temperatura, T , pressão, P , índices AE e SYM-H para o dia 13 de abril de 2003 às 11:00:00 UT e o dia 15 de abril 2003 às 11:59:00 UT.

A Figura 5.13 apresenta medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o sexto evento. Para este evento utilizou-se o conjunto de dados do Polar entre 11:37:40 UT e 11:38:15 UT para a magnetosfera, entre 11:38:15 UT e 11:39:24 UT para a magnetopausa e entre 11:39:24 UT e 11:39:57 UT para a bainha magnética. Na Figura 5.11 estes intervalos de dados são marcados por linhas verticais pretas. No momento em que o satélite Polar cruzava a magnetopausa sua posição no sistema GSM correspondia a aproximadamente: $x = 7,781 \text{ Re}$, $y = -5,129 \text{ Re}$, $z = -1,415 \text{ Re}$.

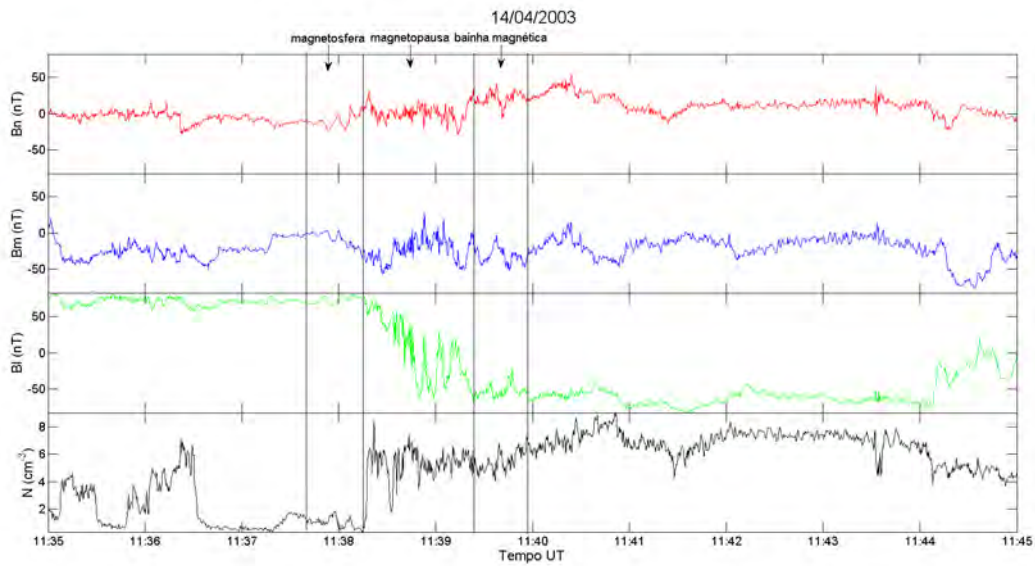


Figura 5.13 - Do topo para a base da figura são apresentadas medidas do campo magnético no sistema de coordenadas normal a magnetopausa, B_n , B_m , B_l e densidade numérica N para o dia 14 de abril de 2003 entre 11:35:00 UT e 11:45:00 UT.

5.7 Análise dos parâmetros de plasma e campos magnéticos

A Tabela 5.1, mostra os valores da direção normal à magnetopausa para os 6 eventos de reconexão estudados neste trabalho. A razão, λ_2/λ_1 , entre o autovalor intermediário e o menor autovalor é uma medida da confiabilidade da direção de mínima variância, resultados para os quais esta razão é maior que 2 são considerados confiáveis. Portanto os resultados apresentados na Tabela 5.1 são confiáveis. Para confirmar os resultados da direção normal também foi feita uma pequena análise qualitativa utilizando a posição dos eventos. Por exemplo, no primeiro evento o cruzamento da magnetopausa ocorre na posição: $x = 4,891 \text{ Re}$, $y = -1,725 \text{ Re}$, $z = 0,6429 \text{ Re}$ do GSM. Era esperado que a direção de mínima variância possuísse uma componente positiva na direção x , que a componente y fosse negativa e que a componente z fosse positiva.

Tabela 5.1 - Direção Normal

	direção normal	λ_2/λ_1
Evento 1	(0,960, -0,197, 0,199)	3,739
Evento 2	(0,898, 0,272, 0,337)	30,795
Evento 3	(0,987, -0,049, 0,146)	2,229
Evento 4	(0,862, -0,142, 0,489)	5,153
Evento 5	(0,946, -0,224, 0,238)	53,043
Evento 6	(0,936, -0,190, -0,294)	2,664

A Tabela 5.2 mostra os campos magnéticos nas direções y e z do sistema GSM, B_y e B_z respectivamente, a velocidade do vento solar, V_{vs} , e a densidade numérica de partículas, N , para os 5 eventos de reconexão listados. Estes valores foram obtidos dos dados do satélite ACE no momento da reconexão com uma pequena correção referente ao tempo de atraso. Nota-se que todos os parâmetros do meio interplanetário são mais intensos durante o primeiro evento, possivelmente porque este evento ocorreu pouco depois de acontecer um choque frontal rápido que intensificou todos os parâmetros apresentados na Tabela 5.2. De uma forma geral, pode-se dizer que os eventos analisados possuem características bem diferentes para todos os parâmetros do meio interplanetário apresentados nesta tabela. Isto já era esperado pois, de acordo com a análise dos gráficos do meio interplanetário, os eventos ocorreram em condições bem diferentes.

Tabela 5.2 - Meio interplanetário

	B_y (nT)	B_z (nT)	V_{vs} (km/s)	N (cm^{-3})
Evento 1	-15,27	-23,36	776,7	23,82
Evento 3	-2,50	-4,71	654,8	2,53
Evento 4	3,45	-5,23	383,6	8,95
Evento 5	6,17	-8,13	454,4	5,38
Evento 6	4,71	-8,99	518,6	7,47

A Tabela 5.3 apresenta os valores médios das densidades numéricas de partículas na magnetosfera N_1 e na bainha magnética (próximo a magnetopausa) N_2 , componentes de campo magnético na direção normal à linha-X de reconexão na magnetosfera, B_1 , e na bainha magnética (próximo a magnetopausa), B_2 . Observa-se que, para cada um dos eventos, as densidades do plasma na magnetosfera e na bainha magnética são diferentes o mesmo ocorre com o campo magnético na magnetosfera e na bainha magnética. Isto caracteriza a reconexão como assimétrica para os 5 eventos listados.

Tabela 5.3 - Densidades e campos magnéticos médios

	N_1 (cm^{-3})	N_2 (cm^{-3})	B_1 (nT)	B_2 (nT)
Evento 1	9,964	17,386	238,585	194,934
Evento 3	0,491	3,038	71,832	36,281
Evento 4	3,700	6,136	40,512	30,858
Evento 5	2,330	4,699	39,863	48,936
Evento 6	0,980	5,483	69,622	57,056

A Tabela 5.4 apresenta os resultados obtidos para os ângulos α e θ , taxa de reconexão, R , e velocidade de Alfvén, V_0 para os 5 eventos listados. Observa-se que o ângulo α

está entre $142^{\circ}6'$ e $82^{\circ}06'$, portanto a reconexão acontece de forma antiparalela ou por componente para todos os eventos. A taxa de reconexão se encontra entre 0,089 e 0,153, estes valores estão próximos do valor médio esperado de 0,1. Os valores da velocidade de Alfvén encontram-se entre 342,080 (Km/s) e 1255,022 (Km/s), o que está de acordo com o trabalho de Mozer e Hull (2010).

Tabela 5.4 - Resultados que caracterizam a reconexão

	Ângulo α (graus)	Ângulo θ (graus)	R	V_0 (km/s)
Evento 1	$109^{\circ}14'$	$57^{\circ}20'$	0,141	1255,022
Evento 3	$146^{\circ}16'$	$78^{\circ}22'$	0,153	753,569
Evento 4	$82^{\circ}06'$	$44^{\circ}54'$	0,089	342,080
Evento 5	$119^{\circ}56'$	$57^{\circ}26'$	0,110	522,972
Evento 6	$142^{\circ}6'$	$72^{\circ}48'$	0,142	739,643

A Tabela 5.5 apresenta os resultados obtidos para a velocidade do plasma que entra na região de difusão pelo lado da bainha magnética V_n , campo elétrico paralelo à linha-X de reconexão do plasma entrando na região de difusão, E_{LX} . Observa-se que para todos os eventos V_n é muito menor que a velocidade do plasma no meio interplanetário. Isto já era esperado pois o plasma é desacelerado pela frente de choque e pela magnetopausa.

Tabela 5.5 - Velocidade e Campo elétrico na bainha magnética

	V_n (km/s)	E_{LX} (mV/m)
Evento 1	176,692	34,837
Evento 3	115,609	4,214
Evento 4	30,594	0,953
Evento 5	57,609	2,837
Evento 6	105,628	6,132

Neste trabalho foram comparados alguns parâmetros da região pré-choque à parâmetros da bainha magnética, desta forma podemos medir uma compressão ou amplificação destes parâmetros ao passar de uma região para outra. Para melhorar a qualidade desta comparação estimou-se o tempo que o plasma leva para atravessar a bainha magnética e comparou-se o plasma da bainha magnética ao plasma da região pré-choque considerando-se esta diferença de tempo. A Tabela 5.6 apresenta resultados do tempo de atraso, T_A , velocidade média do plasma na bainha magnética, V_{BM} , da distância que o plasma deve atravessar para chegar à magnetopausa D_{BM} e o fator de compressão, η .

Tabela 5.6 - Resultados obtidos por meio do cálculo do tempo de atraso

	T_A (s)	V_{BM} (km/s)	D_{BM} (Re)	η
Evento 1	80,759	158,527	2,009	3,696
Evento 3	176,966	129,213	3,589	3,818
Evento 4	399,370	65,579	4,111	3,639
Evento 5	225,147	137,002	4,842	3,248
Evento 6	127,889	133,926	2,688	3,556

A Tabela 5.7 apresenta as comparações feitas entre os campos magnéticos totais (BT_{bm} e BT_{pc}) e entre as componentes dos campos magnéticos no sistema GSM (Bx_{bm} e Bx_{pc} , By_{bm} e By_{pc} , Bz_{bm} e Bz_{pc}) entre as regiões da bainha magnética ($_{bm}$) e na região pré-choque ($_{pc}$) respectivamente. Observa-se uma amplificação em todas as componentes do campo magnético e uma amplificação no campo magnético total.

Tabela 5.7 - Resultados obtidos comparando bainha magnética e região pré-choque

	$\left\langle \frac{BT_{bm}}{BT_{pc}} \right\rangle$	$\left \frac{\langle Bx_{bm} \rangle}{\langle Bx_{pc} \rangle} \right $	$\left\langle \frac{ By_{bm} }{ By_{pc} } \right\rangle$	$\left\langle \frac{ Bz_{bm} }{ Bz_{pc} } \right\rangle$
Evento 1	12,892	57,168	34,872	9,134
Evento 3	7,282	2,524	8,427	7,332
Evento 4	7,448	6,585	12,737	3,570
Evento 5	4,385	2,034	2,712	6,191
Evento 6	6,139	51,159	3,119	12,458

A Tabela 5.8 apresenta as comparações feitas entre a densidade do plasma na bainha magnética, N_{bm} , e a densidade do plasma na região pré-choque N_{pc} . Para o terceiro evento, ocorre um aumento da densidade quando o plasma atravessa a frente de choque.

Tabela 5.8 - Resultados obtidos comparando bainha magnética e região pré-choque

	$\left\langle \frac{N_{bm}}{N_{pc}} \right\rangle$
Evento 1	0,533
Evento 3	1,163
Evento 4	0,672
Evento 5	0,870
Evento 6	0,665

O β do plasma pode ser definido como pressão térmica, (nkT_e), dividida pela pressão mag-

nética, $\left(\frac{B^2}{2\mu_0}\right)$. Neste trabalho calculou-se o valor do β do plasma para a magnetopausa, magnetosfera e bainha magnética por meio da expressão: $\beta = \frac{2\mu_0 nkT_e}{B^2}$. Para obter a temperatura do elétron, T_e , em cada região utilizamos os dados de energia do elétron W_e do site: <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov> que foram coletados por meio do instrumento HYDRA presente no satélite Polar. Este site fornece dados de energia do elétron com resolução de 13,8 segundos. Os dados de energia em elétron-volts são convertidos em dados de temperatura em kelvin por meio da expressão: $T_e = 1.16 \times 10^4 \times W_e$.

A [Tabela 5.9](#) apresenta os resultados obtidos para os valores de beta do plasma na magnetosfera, magnetopausa e bainha magnética e $\Delta\beta$. Onde, $\Delta\beta$ representa a diferença entre os valores de beta na magnetosfera e na bainha magnética. O valor de β do plasma representa a razão entre a pressão térmica do plasma e a pressão magnética. Procurou-se uma relação entre o β do plasma e a taxa de reconexão. Porém, nenhuma relação entre estes dois parâmetros fica clara.

Tabela 5.9 - Resultados que caracterizam a magnetosfera

	β na magnetosfera	β na magnetopausa	β na bainha magnética	$\Delta\beta$
Evento 1	0,0095	0,0142	0,0224	0,013
Evento 3	0,0031	0,0479	0,1322	0,129
Evento 4	0,0188	0,0361	0,0344	0,016
Evento 5	0,0282	0,0490	0,0387	0,011
Evento 6	0,0237	0,2041	0,0349	0,011

6 CONCLUSÃO

Da análise do meio interplanetário pode-se concluir que os eventos de reconexão ocorreram em condições bem diferentes: logo após o pico de uma tempestade intensa em que o índice SYM-H atingiu -275 nT, fase de recuperação de uma tempestade magnética intensa em que o índice SYM-H atingiu -128 nT, fase de recuperação de uma supertempestade em que o índice SYM-H atinge -435 nT, durante um período quieto de atividade magnética, durante uma tempestade fraca em que o índice SYM-H atinge -62 nT e durante a fase de expansão de uma subtempestade magnética em que o índice SYM-H atinge -31nT. Estas informações são complementadas pelas informações da [Tabela 5.2](#) em que verifica-se que de uma forma geral os parâmetros de plasma listados possuem características diferentes para cada evento.

Não foi possível definir a região que o Polar estava atravessando durante o segundo evento de reconexão, por isso não foram feitos os cálculos dos parâmetros de plasma que foram feitos para os demais eventos.

Utilizando-se a construção geométrica de [Gonzalez e Mozer \(1974\)](#) foi calculado o ângulo médio entre os campos magnéticos da bainha magnética e da magnetosfera no plano da reconexão, α , e o ângulo médio entre o campo magnético da magnetosfera e a linha-X de reconexão, θ para os eventos 1, 3, 4, 5, 6. O ângulo α entre as componentes de campo magnético na magnetosfera e na bainha magnética no plano ML está entre $82^{\circ}06'$ e $146^{\circ}16'$. Portanto a reconexão é antiparalela ou por componente para todos os eventos.

Para os eventos 1, 3, 4, 5 e 6 taxa de reconexão se encontra entre 0,089 e 0,153, estes valores estão próximos do valor médio esperado de 0,1. Para esses eventos valores da velocidade de Alfvén encontram-se entre 342,080 (Km/s) e 1255,022 (Km/s), o que está de acordo com o trabalho de [Mozer e Hull \(2010\)](#), $V_{Ai} > 300$ km/s.

Para os eventos 1, 3, 4, 5 e 6 os valores da taxa de reconexão estão entre 0,089 e 0,153, estes valores estão próximos do valor médio esperado de 0,1. Calculou-se os valores de beta do plasma na magnetosfera, magnetopausa e na bainha magnética na tentativa encontrar uma relação entre esses valores e a taxa de reconexão. Porém nenhuma relação entre esses dois parâmetros fica clara. Talvez seja necessário um conjunto de dados maior para que possa ser feita uma análise estatística.

Por meio da análise da [Tabela 5.3](#) vemos que os campos magnéticos e as densidades de plasma são muito diferentes nas regiões da bainha magnética e da magnetosfera para cada um dos eventos analisados. Pode-se concluir que para os eventos 1, 3, 4, 5 e 6 a reconexão acontece de forma assimétrica.

Para os eventos 1, 3, 4, 5 e 6 o módulo das componentes do campo magnético B_x , B_y , B_z

no sistema GSM e o campo magnético total se amplificam quando comparamos o plasma da bainha magnética próximo à magnetopausa ao plasma da região pré-choque. A razão entre campo magnético total entre essas duas regiões se encontra entre 4,385 e 12,892.

A densidade do plasma não muda muito quando o plasma atravessa a frente de choque e passa para região da bainha magnética. Para o evento 3 a densidade aumenta por um fator de 1,163. Para todos os eventos 1, 4, 5 e 6 ela diminui, sendo que a compressão está entre 0,533 e 0,870.

A metodologia utilizada para este trabalho pode ser expandida para outros eventos de reconexão registrados por outros satélites. Por exemplo, pode-se utilizar os satélites da missão THEMIS, Cluster e MMS (que será lançada em 2014) para criar um grande espaço amostral. Desta forma, torna-se possível fazer uma análise estatística dos resultados.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BAUMJOHANN, W.; TREUMANN, R. A. **Advanced space plasma physics**. 1. ed. London: Icp, 1997. ISBN 1860940269. 7, 8, 9, 10

_____. **Basic space plasma physics**. Revised. London: Imperial College Press, 2012. ISBN 1848168942. 6, 7, 11, 12, 13, 14, 15, 28

BIERMANN, L. Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. **Z. Astrophys.**, v. 29, p. 274, 1951. 10

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. 3. ed. New York: Springer Verlag, 2004. 710 p. Acesso em: 28 mar. 2013. 4, 5, 6

CASSAK, P. A.; SHAY, M. A. Scaling of asymmetric magnetic reconnection: General theory and collisional simulations. **Physics of Plasmas**, v. 14, n. 10, p. 102114, out. 2007. 27

CHAPMAN, S.; FERRARO, V. C. A. A new theory of magnetic storms. **Journal of Geophysical Research**, v. 36, n. 3, p. 171–186, 1931. 10

ELPHIC, R. C.; RUSSELL, C. T. ISEE-1 and 2 magnetometer observations of the magnetopause. In: B. Battrock, J. Mort, G. Haerendel, & J. Ortner (Ed.). **Magnetospheric Boundary Layers**. Paris: ESA, 1979. (ESA Special Publication, v. 148), p. 43–50. 10, 17

GONZALEZ, W. D.; JOSELYN, J. A.; KAMIDE, Y.; Kroehl, H. W.; Rostoker, G.; Tsurutani, B. T.; Vasyliunas, V. M. What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research**, v. 99, p. 5771–5792, abr. 1994. 13, 14

GONZALEZ, W. D.; MOZER, F. S. A quantitative model for the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, p. 4186–4194, out. 1974. 2, 22, 23, 24, 37, 53

GUARNIERI, F. L.; TSURUTANI, B. T.; ALARCON, W. D. G.; GRANDE, M.; SORAAS, F.; ECHER, E. Icm and cir storms with particular emphases on hildcaa events. In: GOPALSWAMY, N. o.; BHATTACHARYYA, A. o. . (Ed.). **The solar influence on the heliosphere and Earth's environment: recent progress and prospects**. [S.l.: s.n.], 2007. p. 19–24. Acesso em: 28 mar. 2013. 15

GURNETT, D. A.; BHATTACHARJEE, A. **Introduction to plasma physics: with space and laboratory applications**. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2005. ISBN 0521367301. 3

HAPGOOD, M. A. Space physics coordinate transformations - A user guide. **Planetary Space Science**, v. 40, p. 711–717, maio 1992. 17, 30

HARVEY, P.; MOZER, F. S.; PANKOW, D.; WYGANT, J.; MAYNARD, N. C.; SINGER, H.; SULLIVAN, W.; ANDERSON, P. B.; PFAFF, R.; AGGSON, T.; PEDERSEN, A.; FÄLTHAMMAR, C.-G.; TANSKANNEN, P. The Electric Field Instrument on the Polar Satellite. **Space Science Reviews**, v. 71, p. 583–596, fev. 1995. 33

KAWANO, H.; HIGUCHI, T. The bootstrap method in space physics: Error estimation for the minimum variance analysis. **Geophysical Research Letters**, v. 22, p. 307–310, fev. 1995. 21, 22

KIVELSON, M. G.; RUSSELL, C. T. **Introduction to space physics**. New York: Cambridge University Press, 1995. 228 p. ISBN 0-521-45714-9. 10, 11, 25

MOZER, F. S.; HULL, A. Scaling the energy conversion rate from magnetic field reconnection to different bodies. **Physics of Plasmas**, v. 17, n. 10, p. 102906–102906–5, out. 2010. ISSN 1070664X. Disponível em:

http://pop.aip.org/resource/1/phpaen/v17/i10/p102906_s1. 1, 2, 15, 33, 50, 53

MOZER, F. S.; PRITCHETT, P. L. Electron Physics of Asymmetric Magnetic Field Reconnection. **Space Science Reviews**, v. 158, p. 119–143, jan. 2011. 3, 13

MOZER, F. S.; RETINÒ, A. Quantitative estimates of magnetic field reconnection properties from electric and magnetic field measurements. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v. 112, p. 10206, out. 2007. 2, 24

PARKER, E. N. Sweet's Mechanism for Merging Magnetic Fields in Conducting Fluids. **Journal of Geophysical Research**, v. 62, p. 509–520, dez. 1957. 3

PARKS, G. K. **Physics of space plasmas: an introduction**. Boulder, Colorado: Westview Press, 1995. ISBN 0201489872. 11, 12, 30

PETSCHEK, H. E. Magnetic Field Annihilation. In: AAS-NASA SYMPOSIUM, 1963, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD. Edited by Wilmot N. Hess. Washington, DC. National Aeronautics and Space Administration, Science and Technical Information Division: NASA, 1964. p. 425. 9

PHAN, T. D.; ESCOUBET, C. P.; REZEAU, L.; TREUMANN, R. A.; VAIVADS, A.; PASCHMANN, G.; FUSELIER, S. A.; ATTIE, D.; ROGERS, B.; SONNERUP, B. U. . Magnetopause processes. In: PASCHMANN, G.; SCHWARTZ, S. J.; ESCOUBET, C. P.; HAALAND, S. (Ed.). **Outer magnetospheric boundaries: cluster results**. Springer Netherlands, 2005, (Space Sciences Series of ISSI, v. 20). p. 367–424. ISBN

978-1-4020-4582-0. Disponível em:

<<http://www.springerlink.com/content/n20241m745568718/abstract/>>. 12, 13

PRIEST, E.; FORBES, T. **Magnetic reconnection: MHD theory and applications**. 1. ed. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2007. ISBN 0521033942. 3, 7, 8, 9

RICHARDSON, I. G.; CANE, H. V. Near-earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996 - 2009): catalog and summary of properties. **Solar phys**, v. 264, p. 189–237, jun. 2010. 35, 38, 40

RUSSELL, C. T.; SNARE, R. C.; MEANS, J. D.; PIERCE, D.; Dearborn, D.; Larson, M.; Barr, G.; Le, G. The GGS/POLAR magnetic fields investigation. **Space Science Reviews**, v. 71, p. 563–582, fev. 1995. 33

SONNERUP, B. U. Ö.; CAHILL JR., L. J. Magnetopause Structure and Attitude from Explorer 12 Observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 72, n. 1, p. 171–183, jan 1967. 11, 12, 18

SONNERUP, B. U. Ö.; SCHEIBLE, M. Minimum and maximum variance analysis. **ISSI Scientific Reports Series**, v. 1, p. 185–220, 1998. 18, 19, 21, 22

SWEET, P. A. The neutral point theory of solar flares. In: Lehnert, B. (Ed.). **Electromagnetic phenomena in cosmical physics**. Cambridge: University Press, 1958. (IAU Symposium, v. 6), p. 123. 3

APÊNDICE

As figuras abaixo representam as projeções do campo magnético da bainha magnética e da magnetosfera no plano ml e a direção da linha-X de reconexão.

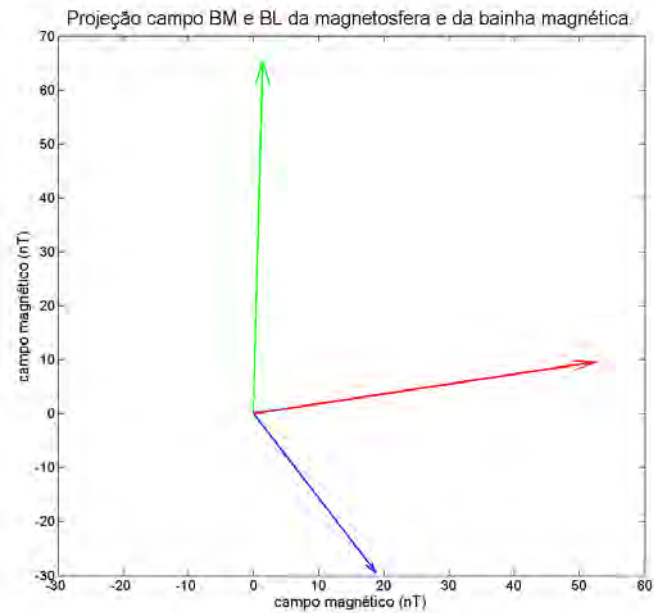


Figura A.1 - Evento do dia 1 de abril de 2001. Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.

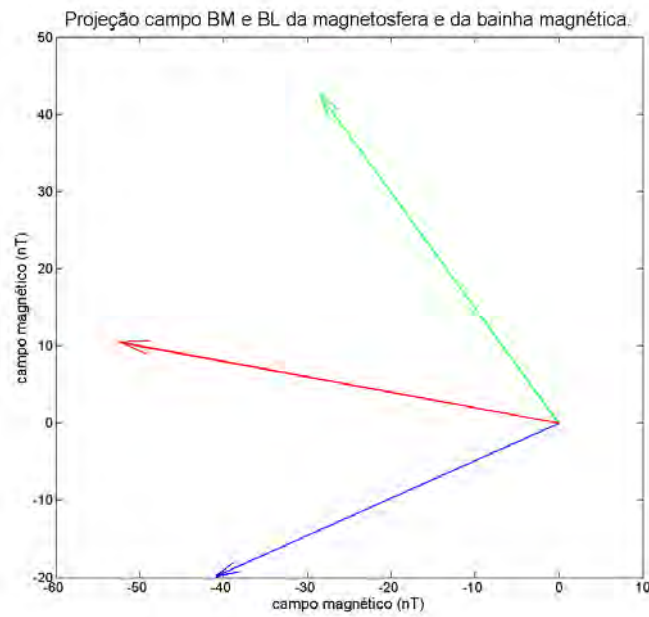


Figura A.2 - Evento do dia 3 de maio de 2001. Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.

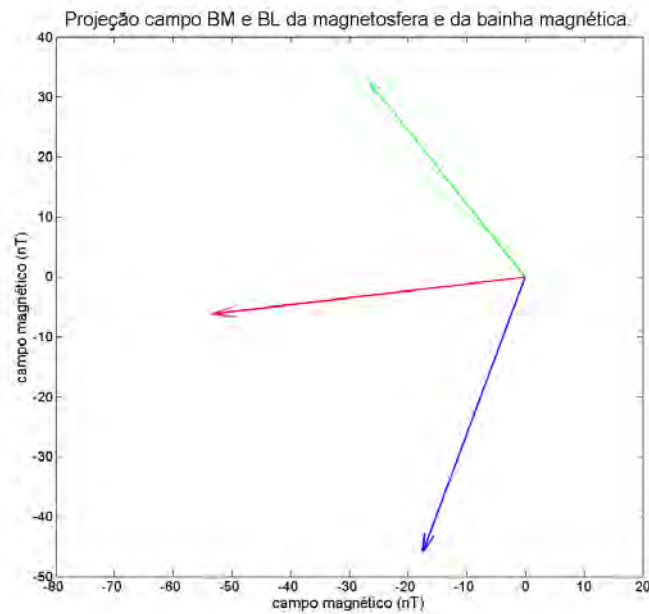


Figura A.3 - Evento do dia 12 de maio de 2001. Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.

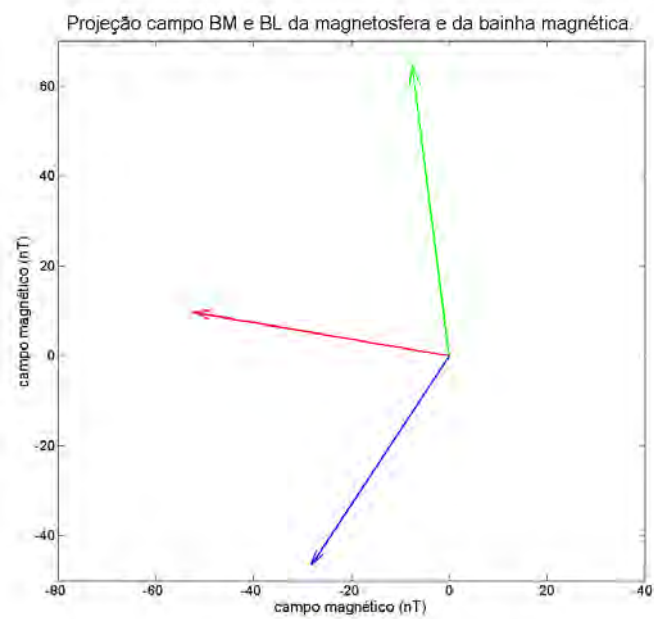


Figura A.4 - Evento do dia 14 de abril de 2003. Projeção dos campos magnéticos da magnetosfera (em verde) e da bainha magnética (em azul) no plano MxL. A direção da linha x é dada pelo vetor vermelho.

