



Ministério da  
Ciência e Tecnologia



INPE-16688-TDI/1632

**SIMULAÇÃO MAGNETO-HIDRODINÂMICA DA  
RESPOSTA DA MAGNETOCAUDA DA TERRA ÀS  
VARIAÇÕES DO CAMPO MAGNÉTICO  
INTERPLANETÁRIO**

Paulo Ricardo Jauer

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial,  
orientada pelos Drs. Ezequiel Echer, e Maria Virgínia Alves, aprovada em 25 de  
fevereiro de 2010.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19@80/2010/02.03.11.28>>

INPE  
São José dos Campos  
2010

## **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:**

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

### **Membros:**

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr<sup>a</sup> Regina Célia dos Santos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

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

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Horácio Hideki Yanasse - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

### **BIBLIOTECA DIGITAL:**

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

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

Deicy Farabello - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

### **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:**

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
Ciência e Tecnologia



INPE-16688-TDI/1632

**SIMULAÇÃO MAGNETO-HIDRODINÂMICA DA  
RESPOSTA DA MAGNETOCAUDA DA TERRA ÀS  
VARIAÇÕES DO CAMPO MAGNÉTICO  
INTERPLANETÁRIO**

Paulo Ricardo Jauer

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial,  
orientada pelos Drs. Ezequiel Echer, e Maria Virgínia Alves, aprovada em 25 de  
fevereiro de 2010.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19@80/2010/02.03.11.28>>

INPE  
São José dos Campos  
2010

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Jauer, Paulo Ricardo.

J322si Simulação magneto-hidrodinâmica da resposta da magneto-cauda da terra às variações do campo magnético interplanetário / Paulo Ricardo Jauer. – São José dos Campos : INPE, 2010. xviii + 85 p. ; (INPE-16688-TDI/1632)

Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2010.

Orientadores : Drs. Ezequiel Echer, e Maria Virgínia Alves.

1. Magnetosfera. 2. Vento solar. 3. MHD (Magneto-hidrodinâmica). 4. Simulação numérica. I. Título.

CDU 550.08.013

---

Copyright © 2010 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 © 2010 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. Polinaya Muralikrisna



---

Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

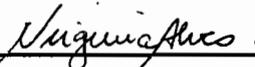
Dr. Ezequiel Echer



---

Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dra. Maria Virgínia Alves



---

Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

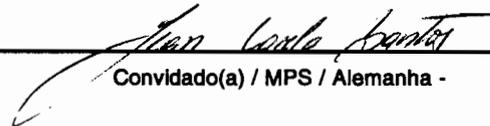
Dr. Severino Luiz Guimarães Dutra



---

Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Jean Carlo Santos



---

Convidado(a) / MPS / Alemanha -

Aluno (a): Paulo Ricardo Jauer

São José dos Campos, 25 de fevereiro de 2010



*“A mente que se abre a uma nova idéia jamais voltará ao seu tamanho original”.*

*Albert Einstein*



## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a Deus...

Aos meus orientadores Dr. Ezequiel Echer e Dra. Maria Virgínia Alves pela orientação, pelos conhecimentos partilhados e apoio na realização deste trabalho.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico (CNPq) pelo subsídio financeiro de dois anos de bolsa durante a realização deste trabalho.

Agradeço ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), pela oportunidade de estudo e a utilização de suas instalações.

A meus Pais, Valdemar Olivo Jauer e Elena Maria Jauer, pelo incentivo e ajuda.

A meu irmão Dr. Adilson Jauer, minha cunhada Mara Adriana, minha sobrinha Anaclara e meu tio Ivo Julio Jauer pelo apoio e ajuda.

Agradeço aos amigos: Aline de Lucas, Amita Muralikrishna, Marlos Rockenbach, Rafael Chagas, Flavia, Wesley, Marcos, Carlos, Rafael, Daniel Uhry, Virnei, Daniel Michelin, Marcelo (Bossa), Virginia Piccinini, Gisele, Antônio, José Valentin, Rosangela, Vandoir, Fabio, Marcelo Essado, Wivaldo, Thiago Duarte, Francisco Carlos (Chico), Rogério, Rodolfo, Cristiano Strieder, Judith, Marcelo Gomes...

Em especial à Daniela França, pela ajuda, paciência e companheirismo.



## RESUMO

No presente trabalho, realizou-se um estudo da resposta da dinâmica dos parâmetros macroscópicos (densidade, pressão e velocidade) da magnetocauda da Terra às variações do componente  $B_z$  do campo magnético interplanetário (IMF, do inglês Interplanetary Magnetic Field), presentes em algumas das estruturas interplanetárias geoféticas. A abordagem deste estudo foi feita via modelagem magneto-hidrodinâmica. Modificou-se o código magneto-hidrodinâmico bidimensional desenvolvido por Ogino et al. (1986). Este código opera em condições estacionárias de IMF, limitando-se a simular a formação da magnetosfera terrestre. Após as modificações realizadas no código original, pôde-se observar a dinâmica da magnetosfera e, com isso, fazer o estudo da resposta das diferentes regiões, em especial da magnetocauda da Terra, resultante da interação da magnetosfera com o vento solar magnetizado. Foram simulados quatro casos distintos de configuração do IMF interagindo com a magnetosfera da Terra. Dentre os casos considerados, encontravam-se uma estrutura de choque positivo, uma estrutura de choque negativo, um evento HILDCAA idealizado com uma flutuação de  $B_z$  similar a uma flutuação Alfvénica, e, por fim, uma estrutura similar a uma nuvem magnética. As mudanças nas configurações do campo magnético possibilitaram a observação de diversos processos físicos, dentre estes a formação de uma linha neutra magnética próxima à Terra (NENL, do inglês Near-Earth Neutral Line), para o caso de choque com variação de  $B_z$  negativo. Além disso, foi observada a liberação de um grande plasmóide, que está associada a um dos fenômenos físicos mais dinâmicos da magnetosfera terrestre: a subtempestade.



# MAGNETOHYDRODYNAMIC SIMULATION OF THE EARTH'S MAGNETOTAIL RESPONSE TO THE INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD VARIATIONS

## ABSTRACT

In the present work, a study of the dynamical response of the macroscopic parameters, density, pressure, and velocity, of the Earth's magnetotail, was carried out. The goal of this work was to study the variation of such parameters as a response to the different topologies of the Interplanetary Magnetic Field (IMF) present in some of the geoeffective solar wind magnetic structures. We used Magnetohydrodynamic simulation in order to approach this problem. The bi-dimensional Magnetohydrodynamic code was originally developed by Ogino et al. (1986), being restricted to the formation of the terrestrial magnetosphere with a stationary IMF. After we performed the necessary modifications in the original code, the magnetospheric dynamics was observed. Based on that, we investigated the response of the different regions of the magnetosphere (specially the magnetotail) to different IMF conditions. Four different configurations of the IMF were analyzed when interacting with the Earth's magnetosphere. Among these different topologies, one could find a representative for a positive shock, i.e, a shock with a positive  $B_z$ , another for a negative shock, i.e, a shock with a negative  $B_z$ , an idealized HILDCAA event with a  $B_z$  squared fluctuation similar to an Alfvénic one, and, finally, a structure similar to a Magnetic Cloud. The considered changes in the IMF configuration favored the observation of different physical processes. Among these processes, it was possible to observe the formation of the Near-Earth Neutral Line for the IMF configuration representative of a negative  $B_z$  (negative shock). Furthermore, a plasmoid release was observed, which is associated with one of the most dynamics phenomena in the terrestrial magnetosphere: the substorm.



## LISTA DE FIGURAS

	<b>Pág.</b>
FIGURA 2.1 - regiões formadas devido a interação do vento solar magnetizado, com o campo geomagnético intrínseco. ....	8
FIGURA 3.1 - icme propagando-se no meio interplanetário e causando um choque. ....	12
FIGURA 3.2 – Esquemas mostrando a interação entre um feixe rápido e um feixe lento. ....	15
FIGURA 4.1 - Diagrama de bloco do código MHD mostrando o local da modificação. ....	20
FIGURA 4.2 - Diagrama com o procedimento numérico de duas etapas Lax-Wendroff (Potter, 1973). ....	29
FIGURA 4.3 - Figura representativa do plano de coordenadas bidimensional da caixa de simulação. ....	33
FIGURA 5.1 - Gráfico em escala de cores da pressão de plasma mostrando o estado inicial da magnetosfera. As linhas de campo do dipolo são mostradas na cor preta, para condições de IMF nulo e inclinação de dipolo nula. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ , $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo $N_z = 0$ . ....	37
FIGURA 5.2 - Gráfico em escala de cores da pressão para condições de IMF de $-20 \text{ nT } B_z$ sul e inclinação de dipolo nula, 14 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ , $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo $N_z = 0$ . ....	38
FIGURA 5.3 - Gráfico em escala de cores da pressão para condições de IMF de $-20 \text{ nT } B_z$ sul e inclinação de dipolo nula, 129 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ , $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo $N_z = 0$ . ....	39
FIGURA 5.4 - Gráfico em escala de cores da pressão para condições de IMF de $-20 \text{ nT } B_z$ sul e inclinação de dipolo nula, 147 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ , $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo $N_z = 0$ . ....	41
FIGURA 5.5 – O gráfico representa a formação da linha x de reconexão para a condição de IMF $B_z$ sul, obtida pelo modelo MHD 2D de Lyon et al. (1981). ....	42
FIGURA 5.6 - Gráfico em escala de cores da pressão, para condições de IMF de $-20 \text{ nT } B_z$ sul e inclinação de dipolo nula, 159 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ , $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo $N_z = 0$ . ....	43
FIGURA 5.7 - Gráfico em escala de cores da pressão para condições de IMF de $-20 \text{ nT } B_z$ sul e inclinação de dipolo nula, 392 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ , $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo $N_z = 0$ . ....	44
FIGURA 5.8 - Gráfico da pressão em escala real, e de linhas de fluxo do vento solar em cor preta, para condições de IMF de $-20 \text{ nT } B_z$ sul e inclinação de dipolo nula, 392 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ , $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . ....	45

FIGURA 5.9 - Gráfico representa variação do campo magnético interplanetário entre os valores $0 nT$ a $-20 nT$ . Correspondência numérica: valor de IMF utilizado para normalização $= 3.12 \times 10^{-5} T$ .	47
FIGURA 5.10 - Variações temporais da pressão na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização $= 7.75 \times 10^{-4} N/m^2$ .	48
FIGURA 5.11 - Variações temporais da densidade na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor da densidade utilizada para normalização $= 10^{10} Partículas/m^3$ .	49
FIGURA 5.12 - Gráfico representa variação da componente $V_x$ da velocidade em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização $= 6.68 \times 10^6 m/s$ .	51
FIGURA 5.13 - A figura representa a variação dos parâmetros de plasma na magnetocauda terrestre, obtidos pelo satélite Geotail.	52
FIGURA 5.14 - Gráfico representa a variação periódica quadrada do IMF $B_z$ com período de 42.4 minutos com amplitudes entre $-5 nT$ a $5 nT$ . Valores do IMF utilizado para normalização $= 3.12 \times 10^{-5} T$ .	53
FIGURA 5.15 - Gráfico representa a variação periódica quadrada do IMF com período de 42.4 minutos com amplitudes entre $-5 nT$ e $5 nT$ . Valores do IMF utilizado para normalização $= 3.12 \times 10^{-5} T$ .	54
FIGURA 5.16 - Gráfico representa variação periódica da densidade em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor da densidade utilizada para normalização $= 10^{10} Partículas/m^3$ .	55
Figura 5.17 - Variações temporais periódica da densidade de plasma, em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor densidade utilizada para normalização $= 10^{10} Partículas/m^3$ .	56
FIGURA 5.18 - Variações temporais periódica da densidade de plasma, em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor densidade utilizada para normalização $= 10^{10} Partículas/m^3$ .	57
FIGURA 5.19 - Variações temporais da pressão de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização $= 7.75 \times 10^{-4} N/m^2$ .	58
FIGURA 5.20 - Variações temporais da pressão de plasma, em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização $= 7.75 \times 10^{-4} N/m^2$ .	59
FIGURA 5.21 - Variações temporais da pressão de plasma, em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização $= 7.75 \times 10^{-4} N/m^2$ .	60
FIGURA 5.22 - Gráfico representa variação periódica da componente da velocidade na direção $V_x$ em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização $= 6.68 \times 10^6 m/s$ .	61
FIGURA 5.23 - Gráfico representa variação periódica da componente da velocidade na direção $V_x$ em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno.	

Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização = $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .	62
FIGURA 5.24 - Gráfico representa variação periódica da componente da velocidade na direção $V_x$ em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização = $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .	63
FIGURA 5.25 - Gráfico em escala de cores da pressão, para condições de IMF $B_z$ $20 \text{ nT}$ norte e inclinação de dipolo nula, 14 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo $N_z = 0$ .	64
FIGURA 5.26 - Gráfico em escala de cores da pressão, para condições de IMF $B_z$ $20 \text{ nT}$ norte e inclinação de dipolo nula, 129 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo $N_z = 0$ .	65
FIGURA 5.27 - Gráfico representa variação do campo magnético interplanetário entre os valores $0 \text{ nT}$ a $20 \text{ nT}$ . Correspondência numérica: valor de IMF utilizado para normalização = $3.12 \times 10^{-5} \text{ T}$ .	66
FIGURA 5.28 - Variações temporais da densidade na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor da densidade utilizada para normalização = $10^{10} \text{ Partículas/m}^3$ .	67
FIGURA 5.29 - Variações temporais da pressão na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ .	68
FIGURA 5.30 - Gráfico representa variação da componente $V_x$ da velocidade em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização = $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .	69
FIGURA 5.31 - Gráfico representa variação sinusoidal do campo magnético interplanetário caracterizando MC com amplitude de $B_z$ $-20 \text{ nT}$ a $20 \text{ nT}$ . Correspondência numérica: valor de IMF utilizado para normalização = $3.12 \times 10^{-5} \text{ T}$ .	70
FIGURA 5.32 - Variações temporais da densidade na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor da densidade utilizada para normalização = $10^{10} \text{ Partículas/m}^3$ .	71
FIGURA 5.33 - Variações temporais da pressão na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização = $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ .	72
FIGURA 5.34 - Gráfico representa variação da componente $V_x$ da velocidade em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização = $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .	73



## SUMÁRIO

	<b><u>Pág.</u></b>
<b>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
1.1 Revisão da Literatura.....	1
1.2 Justificativa.....	4
1.3 Objetivos.....	5
1.3.1 <i>Objetivo Geral</i> .....	5
1.3.2 <i>Objetivos Específicos</i> .....	5
<b>CAPÍTULO 2 - AS REGIÕES DA MAGNETOSFERA DA TERRA .....</b>	<b>7</b>
<b>CAPÍTULO 3 - AS ESTRUTURAS INTERPLANETÁRIAS.....</b>	<b>11</b>
3.1 Ejeções Coronais de Massa Interplanetárias .....	11
3.2 Feixes Rápidos.....	13
3.3 Choques interplanetários .....	15
<b>CAPÍTULO 4 - METODOLOGIA.....</b>	<b>17</b>
4.1 Surgimento da linguagem de programação Fortran .....	17
4.2 Descrição do código, modificações realizadas e procedimentos para realizar a simulação .....	19
4.3 Equações Diferenciais Parciais.....	22
4.4 Descrição das equações MHD utilizadas no código.....	23
4.5 Aproximações usadas em MHD .....	25
4.6 Normalização das Equações MHD.....	26
4.7 Método numérico de Lax-Wendroff de duas etapas (“two steps”) .....	29
4.8 Condições Iniciais e de Contorno .....	30
4.8.1 <i>Condições Iniciais</i> .....	30
4.8.2 <i>Condições de Contorno</i> .....	32
<b>CAPÍTULO 5 - RESULTADOS E DISCUSSÕES .....</b>	<b>35</b>
5.1 Introdução .....	35
5.2 Evolução temporal da interação do vento solar com a magnetosfera da Terra	35
5.3 Simulação das estruturas magnéticas interplanetárias.....	46
<b>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS</b>	<b>75</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>79</b>
<b>ANEXO A - VÍDEOS - 1 DVD ANEXO.....</b>	



## **CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO**

### **1.1 Revisão da Literatura**

Nas últimas décadas, a humanidade tem passado por profundas transformações em diversos campos, em especial no âmbito tecnológico, tornando-se cada vez mais dependente de sistemas espaciais, que são sensivelmente influenciados pelos processos de interação entre o Sol, o meio interplanetário e a Terra. Sendo assim, a pesquisa sobre o clima espacial tem sido de fundamental importância, uma vez que permite a investigação e o entendimento do ambiente tempestuoso e adverso do geoespaço, além de criar mecanismos para tornar possível e segura a integração entre o homem, a atividade tecnológica e o espaço (HARGREAVES, 1992, ECHER ET AL. 2005).

Neste cenário de investigação da dinâmica dos processos físicos que governam o estado do geoespaço, a simulação computacional surgida em meados dos anos 1960 (SATO; TSUDA, 1967), teve como intuito somar-se aos meios de investigação já existentes. Desde então, obtiveram-se grandes avanços, no sentido de desenvolver novos métodos para entender a dinâmica não-linear e os processos físicos de interação que governam o ambiente solar-terrestre.

Segundo Watanabe e Sato (1990), existem duas aproximações magneto-hidrodinâmicas (MHD) para estudar problemas de transporte de energia: uma local e outra global. A aproximação local estuda os processos físicos fundamentais de transporte de energia, ignorando os efeitos magnetosféricos em grande escala. A reconexão magnética é uma aproximação local que desempenha uma importante relação na rápida relaxação da energia (WATANABE; SATO, 1990). Por outro lado, a aproximação global estuda as leis físicas que governam a dinâmica magnetosférica em grande escala.

O primeiro trabalho de simulação global MHD da magnetosfera terrestre com dependência temporal foi realizado por LEBOUF ET AL. (1978), que utilizou um código MHD bidimensional (2D), onde as macropartículas são tratadas como elementos de fluidos. Os resultados obtidos foram qualitativos, reproduzindo a topologia da magnetosfera de Dungey para condições de campo magnético interplanetário com direção sul no sistema GSM ( $x$  positivo aponta para o Sol), cuja maior vantagem é ser numericamente estável. LEBOUF ET AL. (1981), em seguida, desenvolveram um código tridimensional de partículas com dependência temporal. Porém, devido à alta dissipação numérica, não foi observado o fluxo do campo IMF em torno da magnetosfera da Terra, como se observa em um caso real. No entanto, o modelo ainda reproduzia as características da magnetosfera, como no caso bidimensional, embora a lâmina de plasma continuasse curta, como consequência da alta difusão numérica.

A magnetosfera terrestre foi também modelada utilizando um código MHD de mínima difusão (LYON ET AL., 1980), empregando o fluxo de transporte corrigido (FCT) para variáveis hidrodinâmicas, bem como o método da célula doadora parcial (PDM) para o campo magnético. Com isso, observaram-se as características básicas da magnetosfera, como a magnetopausa, a frente de choque e a longa magnetocauda. Com o intuito de aplicar este código a processos dinâmicos magnetosféricos, como as subtempestades, LYON ET AL. (1981; 1986) modificaram o código bidimensional MHD, onde o esquema de integração temporal Leapfrog era empregado, com aproximação até a 20ª ordem nas diferenças finitas. Enquanto que, para derivadas espaciais, eles utilizaram o fluxo corrigido de transporte (FCT). Como resultado, o código MHD reproduziu uma longa cauda magnética ( $> 60R_E$ ). Os resultados obtidos foram consistentes com modelos empíricos de subtempestades dependentes de termos resistivos, conhecidos como modelos da linha magnética neutra próxima à Terra.

A fim de estudar as características tridimensionais (3D) da interação entre o vento solar e a magnetosfera terrestre, Brecht et al. (1981, 1982) desenvolveram uma versão do modelo MHD tridimensional, com dependência temporal, incluindo as componentes  $y$  (leste-oeste) e  $z$  (norte-sul), onde o esquema PDM foi utilizado, em uma grade homogênea. O objetivo principal do trabalho era modelar a dinâmica da magnetocauda, quando submetida a uma série de eventos de reconexão. Os resultados obtidos foram satisfatórios, havendo a formação de uma longa magnetocauda ( $-90 R_T$ ). O resultado daquela simulação revelou a natureza bastante discreta da dinâmica e a produção de múltiplas ilhas magnéticas que, por sua vez, assemelham-se a plasmóides. Observa-se também uma dependência entre a componente  $y$  do IMF e o surgimento de uma componente  $B_y$  na cauda, acarretando na rotação dos lóbulos e tornando a magnetocauda assimétrica. Esta configuração está de acordo com os dados observacionais.

Utilizando um modelo MHD tridimensional (3D), com esquema numérico de Rusanov (WU ET AL., 1981) simularam o estado estático da magnetosfera para reproduzir muitas características magnetosféricas e observar a frente de choque (em inglês, "bow shock"), a magnetopausa e a lâmina de plasma, além das correntes superficiais e magnetosféricas. Também aplicaram o modelo para estudar os efeitos do dipolo inclinado na estrutura da magnetosfera. Como resultado, observou-se a correlação entre a lâmina de corrente da cúspide polar e a lâmina de corrente da cauda com a inclinação dipolar.

A partir do trabalho de Fedder e Lyon (1987), o foco da simulação MHD tridimensional muda para o acoplamento entre a dinâmica magnetosférica e os sistemas de correntes ionosféricas. Utilizando um modelo 3D para mapear as correntes na magnetosfera e na ionosfera, aqueles autores obtiveram resultados em bom acordo com dados observacionais. O resultado foi surpreendente, porque o cálculo utilizado tinha um tamanho de grade mínima de  $2R_E$  (FEDDER ET AL., 1984). Esta simulação havia sido originalmente

concebida para estudar a dinâmica da magnetocauda, de modo que possuía uma mínima resolução na região da frente de choque e próximo à Terra. Este resultado pode sugerir que o sistema de corrente ionosférico seja controlado por uma dinâmica de grande escala. Ogino e colaboradores (OGINO, 1986; WALKER E OGINO, 1984; OGINO ET AL., 1985, 1986), utilizando modelo MHD tridimensional com esquema numérico modificado (*leap-frog* e *two step Lax-Wendroff*), demonstraram um padrão do sistema de convecção magnetosférica e correntes alinhadas ao campo que eram dependentes da orientação do IMF.

No entanto, a simulação global MHD não se restringe somente à magnetosfera terrestre. Schmidt e Wegmann (1980, 1982), Wegmann et al. (1987), Fedder et al. (1984), Ogino et al. (1986, 1988) e Sydora e Reader (1988) investigaram a magnetosfera de cometas. Walker e Ogino (1986) simularam a magnetosfera joviana, enquanto que Linker et al. (1988) desenvolveram um modelo de interação do plasma joviano com Io (OGINO, 1993).

Nos últimos anos, a simulação global, que utiliza como base a teoria MHD, tem sido uma ferramenta fundamental na investigação de processos físicos que envolvem a transferência de energia e momentum entre diferentes regiões do geoespaço, por exemplo, Shibata (2003) utilizou um modelo MHD bidimensional, dependente de termos resistivos, para estudar a física básica de formação de *flares* e ejeções coronais de massa (CMEs). Desta forma, é possível interpretar e comparar com os dados observacionais de forma mais ampla e clara.

## **1.2 Justificativa**

Os processos físicos nos plasmas solar-terrestres e espaciais são complexos e, muitas vezes, restritos somente às medidas *in situ* fornecidas por satélites ou às teorias puras. Isto ocorre porque os fenômenos solar-terrestres possuem características particulares, como alta heterogeneidade, alta não-linearidade e grandes variações temporais (OGINO, 1993, KIVELSON; RUSSEL, 1995).

A investigação da dinâmica em larga escala dos processos físicos de interação Sol, meio interplanetário, magnetosfera, alta atmosfera e ionosfera, utilizando a teoria global MHD, encontra-se em um ponto singular, especialmente pelas seguintes razões: a grande capacidade de processamento fornecida hoje pelos microprocessadores, que possibilita a investigação de um determinado fenômeno global com maior resolução espaço-temporal; e a utilização de novas técnicas de solução numérica do conjunto de equações não-lineares, que permitem a adição de um maior número de termos à série, com o objetivo de reter a física minimizando os efeitos de caráter numérico.

Portanto, justifica-se o uso da simulação MHD como uma ferramenta que vem aliar-se aos meios de investigação já existentes, onde medidas *in situ* feitas por satélites são poucas ou limitadas pela sua trajetória, ou os modelos teóricos possuem alto grau de complexidade na solução de suas equações. Dessa forma, a simulação MHD fornece em especial a possibilidade de investigação da dinâmica da magnetocauda terrestre, em regiões e locais de interesse específicos, como os estudados neste trabalho.

### **1.3 Objetivos**

#### **1.3.1 Objetivo Geral**

O objetivo geral desta Dissertação de mestrado é o estudo da resposta da dinâmica dos parâmetros do plasma da magnetocauda da Terra às variações do campo magnético interplanetário, via simulação MHD.

#### **1.3.2 Objetivos Específicos**

- Modelagem da resposta da magnetocauda terrestre a um trem de ondas similar às ondas Alfvénicas, com amplitude entre  $-5 nT$  e  $5 nT$ , e obtenção da evolução temporal dos parâmetros (densidade, pressão, velocidade), em pontos localizados na lâmina de plasma, como resposta às flutuações do IMF;

- Modelagem da resposta da magnetocauda terrestre a uma estrutura simulada de choque frontal rápido, com variação de amplitude do IMF de 0 a  $-20 \text{ nT}$ , e obtenção da evolução temporal dos parâmetros (densidade, pressão, velocidade), em pontos localizados na lâmina de plasma;
- Modelagem da resposta da magnetocauda terrestre a uma estrutura simulada de choque frontal rápido, com variação de amplitude do IMF entre 0 a  $20 \text{ nT}$ , e obtenção da evolução temporal dos parâmetros (densidade, pressão, velocidade), em pontos localizados na lâmina de plasma;
- Modelagem da resposta da magnetocauda terrestre a uma estrutura simulada de nuvem magnética, com suas propriedades magnéticas, espaciais e angulares e obtenção da evolução temporal.

Esta dissertação está estruturada da seguinte forma: o Capítulo 2 apresenta uma introdução geral sobre as regiões da magnetosfera da Terra. Uma breve revisão das estruturas interplanetárias é apresentada no Capítulo 3. Na sequência, o Capítulo 4 descreve a metodologia empregada. O capítulo 5 contém a apresentação e a discussão dos resultados, enquanto o Capítulo 6 apresenta as conclusões desta pesquisa, bem como sugestões para trabalhos futuros.

## CAPÍTULO 2 - AS REGIÕES DA MAGNETOSFERA DA TERRA

A ação do dínamo solar produz intensos campos magnéticos na atmosfera solar, que são transportados com o plasma da coroa solar para o meio interplanetário, constituindo o vento solar (PARKER, 1958; HUNDHAUSEN, 1972; KIVELSON; RUSSELL, 1995; NEUGEBAUER; SYDER, 1996). O vento solar, que é composto de um plasma magnetizado altamente condutor e ionizado, propaga-se com velocidade supersônica a partir do Sol em todas as direções através do sistema solar. A interação deste vento solar com o meio interestelar local cria um “bolha” ao redor do sistema solar, a Heliosfera.

Quando o vento solar interage com a magnetosfera da Terra, uma cavidade é formada no meio interplanetário, onde o campo geomagnético é quem domina. Isto acontece devido à pressão dinâmica exercida pelo vento solar sobre as fronteiras externas do campo geomagnético. Tal cavidade é alongada na direção antisolar como resultado desta pressão, conforme representado na Figura 2.1.

A magnetosfera, conforme ilustrado na Figura 2.1, é formada por diferentes regiões, que são descritas em mais detalhes, conforme segue:

**Frente de choque:** Quando o vento solar supersônico encontra um obstáculo eletricamente condutor a sua passagem, uma frente de choque é formada. A Terra é um obstáculo no caminho do vento solar supersônico e, como consequência, forma uma frente de choque. Esta frente de choque foi sugerida pela primeira vez por Gold (1953), para explicar o início súbito de perturbações magnéticas ocorridas na Terra, observado através dos índices geomagnéticos.

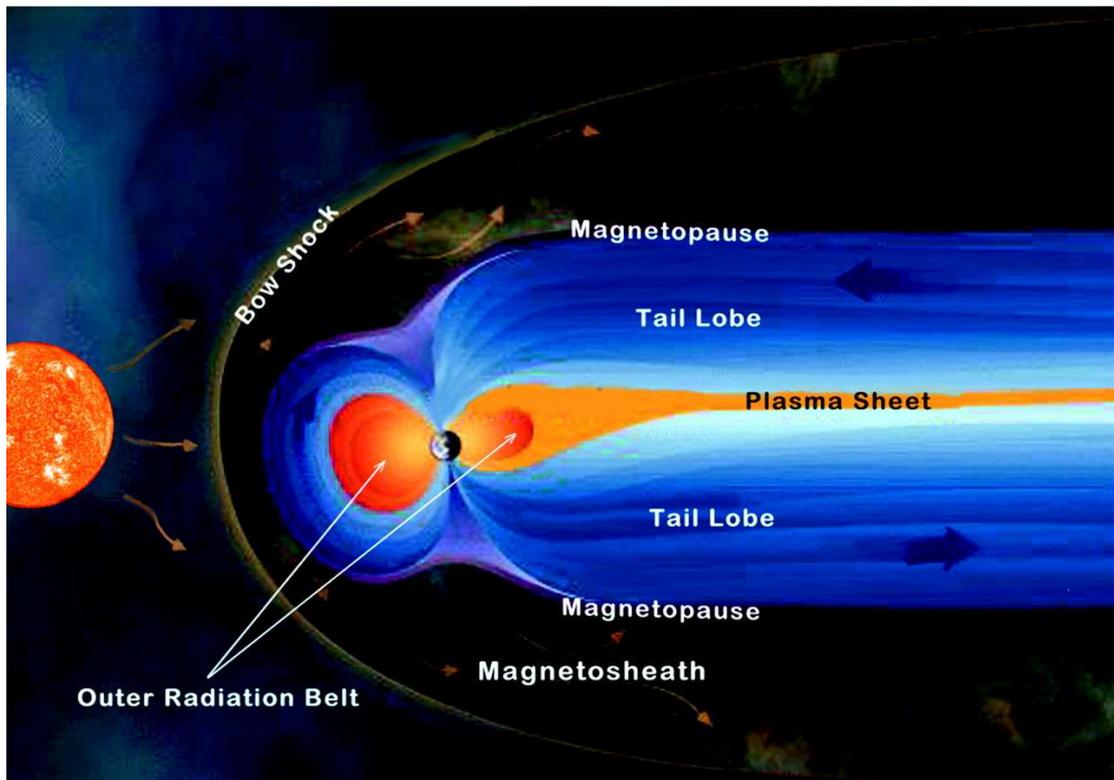


Figura 2.1 - Regiões formadas devido a interação do vento solar magnetizado, com o campo geomagnético intrínseco.

Fonte: <http://www.sciencemag.org/cgi/content/full/288/5473/1987/F1>

**Magnetopausa:** É a fronteira entre o vento solar afetado pelo choque e o plasma magnetosférico. Entretanto, a magnetopausa não é limitada em termos de campo magnético, mas há um fluxo magnético considerável atravessando ou cruzando-a. Então, não é fácil definir precisamente sua fronteira, pois é variável de acordo com a variação das condições do vento solar. É uma região altamente importante, porque os processos físicos nesta fronteira controlam a entrada de plasma, momentum e energia para a magnetosfera.

**Bainha Magnética:** É a região entre a magnetopausa da Terra, ou de algum outro planeta, e a frente de choque causada pela interação com o vento solar. Constitui-se do plasma do vento solar afetado pela frente de choque (aquecido, defletido e comprimido).

**Cinturões de radiação:** Dentro da magnetosfera da Terra, podemos encontrar os cinturões de radiação, no qual as partículas energéticas carregadas, principalmente prótons e elétrons, são aprisionadas, deslocando-se em trajetórias complexas e espiralam ao longo das linhas de campo geomagnético. Ao mesmo tempo, as partículas aprisionadas derivam lentamente em torno da Terra. A origem dos cinturões internos é atribuída aos raios cósmicos, que penetram dentro da atmosfera, e aos pares de prótons-elétrons, aprisionados pelo campo geomagnético. A origem dos cinturões externos pode ser considerada como sendo uma consequência da interação da magnetosfera com feixes de plasma, prótons e elétrons ejetados do Sol (BITTENCOURT, 1995).

**Magnetocauda:** É uma longa extensão da magnetosfera, em forma de cauda no lado noturno, formada devido ao arraste das linhas magnéticas da Terra, pelo vento solar, para o lado noturno da Terra. A magnetocauda é uma região dinâmica, onde a variação ocorre primariamente em resposta direta às condições variáveis do vento solar e do IMF. Variações adicionais envolvem a conversão da energia do campo magnético que se transmite para a magnetocauda, a partir do vento solar. A magnetocauda é uma região chave da magnetosfera, que conecta a magnetosfera interior com o vento solar, além de comportar uma grande diversidade de regimes de plasma (NISHIDA, 2000).

A energia e o plasma armazenados na magnetocauda são liberados dentro da magnetosfera, aperiodicamente, durante episódios magneticamente perturbados, denominados subtempestades magnetosféricas (HUGHES, 1995).

**Plasmasfera:** localizada na parte inferior da magnetosfera terrestre situada entre 4 a 5  $R_E$  dentro de linhas de campo magnético fechadas, onde o plasma tende a corrotacionar com a Terra. A região é preenchida por um plasma de alta densidade e baixa temperatura composto predominantemente por íons de hidrogênio e hélio que se originam na parte alta da ionosfera e cuja

concentração decresce exponencialmente com altitude. A plasmasfera é afetada pela variação do ciclo solar.

Em se tratando da interação do vento solar com o ambiente magnetosférico, dois possíveis cenários são comumente considerados: os modelos de magnetosfera aberta e fechada. Estes dois modelos descrevem como a pressão e a tensão exercidas pelo vento solar magnetizado podem vir a transportar momentum e energia de origem solar para dentro da magnetosfera, alterando a forma da cavidade magnetosférica.

O modelo de magnetosfera fechada decorre do fato de que o fluxo de plasma do vento solar e do plasma terrestre, respectivamente congelados ao IMF e ao campo geomagnético, não se misturam. Desta forma, o vento solar inibe a influência do campo geomagnético a uma região em torno do planeta, a chamada magnetosfera, ilustrada na Figura 2.1. No entanto, quando o IMF está direcionado antiparalelamente ao campo geomagnético, a condição de congelamento das linhas de campo é quebrada em uma pequena região da magnetopausa. Ocorre então a difusão do IMF em relação ao fluxo de plasma e a violação da condição de congelamento, permitindo a conexão do IMF e do campo geomagnético através da magnetopausa. Este mecanismo é conhecido como reconexão magnética (DUNGEY, 1961). Tal processo, que configura um modelo aberto de magnetosfera, conduz à formação de regiões na fronteira onde o fluxo de plasma do vento solar penetra nas regiões internas na magnetosfera.

## **CAPÍTULO 3 - AS ESTRUTURAS INTERPLANETÁRIAS**

### **3.1 Ejeções Coronais de Massa Interplanetárias**

O ciclo solar é definido em termos do número de manchas solares. Estas estruturas solares, por sua vez, podem se tornar extremamente ativas e ocasionar erupções súbitas durante o máximo solar, liberando grandes quantidades de energia em forma de flares solares, que foram observados pela primeira vez por Carrington, em 1859 (ECHER ET AL., 2005), ou grandes quantidades de massa e campo magnéticos, conhecidas como ejeções coronais de massa (CMEs - Coronal Mass Ejections, em inglês) (GOSLING ET AL., 1975). Apesar de flares e CMEs muitas vezes ocorrerem um após o outro, não se pode afirmar que há uma associação clara entre os mesmos (GOSLING, 1993). Porém, se estas CMEs possuírem um campo magnético orientado para o sul ao atingirem a Terra, de grande intensidade e longa duração, podem ser geofetivas, causando distúrbios geomagnéticos intensos devido à maior eficiência em transferir energia do vento solar para a magnetosfera da Terra, por meio do mecanismo de reconexão magnética (DUNGEY, 1961; AKASOFU, 1981; GONZALEZ E TSURUTANI, 1987; GONZALEZ ET AL., 1994, 1999, 2001; GOSLING ET AL., 1990, 1991; KIVELSON E RUSSELL, 1995; TSURUTANI ET AL., 1995).

Quando se propagam no meio interplanetário, as CMEs recebem o nome de ejeções coronais de massa interplanetárias (ICMEs). Como resultado das velocidades de propagação, de aproximadamente 280 km/s até valores maiores que 1000 km/s, estas estruturas geralmente estão associadas a ondas de choque no meio interplanetário (GOSLING ET AL., 1987). Dentre as ICMEs, as nuvens magnéticas (MCs), que parecem constituir cerca de 1/3 de todas as ICMEs (GOSLING, 1990), são estruturas com características bem definidas. Elas apresentam intenso campo magnético, que varia lentamente no tempo, descrevendo grandes ângulos de rotação das componentes, além das características do vento solar geralmente presentes nas ICMEs, com baixa

densidade e temperatura dos prótons (BURLAGA ET AL., 1981) e baixo valor do beta de plasma (razão entre a pressão térmica e a pressão magnética).

A Figura 3.1 representa a propagação de uma MC no meio interplanetário. Observa-se que entre o choque e a estrutura forma-se uma região turbulenta com intenso campo magnético. Esta região é denominada *bainha*.

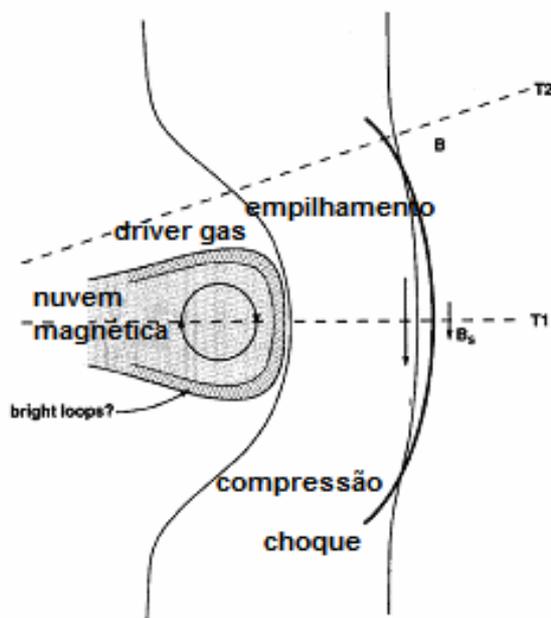


Figura 3.1 - ICME propagando-se no meio interplanetário e causando um choque.

Fonte: Adaptada de Gonzalez et al. (1999).

As ICMEs precedidas por choques estão entre as principais causas de tempestades geomagnéticas não-recorrentes (DUNGEY, 1961; AKASOFU, 1981; GONZALEZ E TSURUTANI, 1987; GONZALEZ ET. AL., 1994, 1999, 2001; GOSLING ET. AL., 1990, 1991; KIVELSON E RUSSELL, 1995; TSURUTANI ET AL., 1995; BURLAGA ET AL., 1981; KLEIN E BURLAGA, 1982; BURLAGA, 1995; ECHER ET AL., 2008).

Como muitas outras estruturas no meio interplanetário, as MCs sofrem expansão. Observações feitas por satélites fornecem importante informação a

respeito da propagação e da expansão das nuvens magnéticas no meio interplanetário.

### **3.2 Feixes Rápidos**

Durante um longo período de tempo, aproximadamente 80 anos, prevaleceram as discussões a respeito da fonte dos feixes rápidos do vento solar, até que fosse demonstrado que se originam nos buracos coronais (CHs, do inglês coronal holes), regiões caracterizadas por linhas de campo abertas (unipolar) direcionadas para o meio interplanetário (KRIEGER ET AL., 1973).

Uma característica importante dos feixes rápidos é que a região à frente deles tem uma densidade de plasma alta, enquanto que, no próprio feixe, a densidade é baixa. A transição entre regiões de alta e baixa densidade é abrupta e ocorre coincidentemente com o rápido aumento da velocidade. A temperatura dos feixes tende a ser superior a do vento solar e o campo magnético também tende a ser intensificado na parte frontal.

Os feixes rápidos diferem em muitos aspectos do vento solar lento, ou o vento solar que constantemente flui do Sol. Primeiramente, em termos da velocidade característica de cada um, que é maior para os feixes rápidos. Além disso, a densidade e o fluxo de prótons no vento solar lento são duas vezes maiores que as respectivas quantidades para os feixes rápidos. A variabilidade no conteúdo de Hélio nos feixes rápidos é praticamente nula, enquanto que para o vento solar, ambiente varia de 0 a 20% (SCHWENN, 1990; 2006).

As flutuações Alfvénicas de grande amplitude estão sempre presentes nos feixes rápidos, causando grandes flutuações na densidade e no vetor campo magnético numa escala de tempo de minutos a horas (BELCHER; DAVIS JR., 1971). Os feixes rápidos co-rotam com o Sol, às vezes por vários meses, e uma vez que chegam à Terra, as deflexões para o sul do IMF devido às turbulências Alfvénicas podem levar a uma atividade geomagnética denominada HILDCAAs (High-Intensity Long-Duration Continuous AE

Activity). Tais eventos estão associados à atividade intensa, e de longa duração, do eletrojato auroral, medidos pelos índices AE, de grande intensidade e longa duração (TSURUTANI; GONZALEZ, 1987., GUARNIERI ET AL 2006). Tal fenômeno se dá pelo fato de que ocorrem rápidas injeções de energia para dentro da magnetosfera, devido às flutuações do campo magnético.

Durante a fase do declínio do ciclo solar, os buracos coronais são grandes e podem estender-se na direção de baixas latitudes, próxima ao plano da eclíptica (BURLAGA ET AL 1978; SHEELEY E HARVEY, 1981; JACKSON, 1997; ALVES ET AL., 2006). Com a rotação solar, o vento solar rápido alcança o vento lento e comprime o plasma na fronteira entre os dois, aumentando a densidade na região do vento solar lento. No vento solar rápido, a energia cinética é convertida em energia térmica, resultando no aquecimento do plasma e decréscimo da densidade (rarefação). Este contato entre os ventos solares rápido e lento é chamado de interface de feixes. Se a configuração da coroa solar é estável, o padrão da região de interação é repetido em cada rotação solar e sob a influência da rotação solar, estas regiões são chamadas de regiões de interação corotantes (CIRs, do inglês corotating interaction regions) (SMITH; WHOLF, 1976). Durante a fase de declínio do ciclo solar, a quantidade de ejeções coronais de massa é menor, enquanto que os feixes corotantes são mais frequentes (FEIYNMAN; GU, 1986).

A figura 3.2 ilustra a formação de uma região de interação corotante (PIZZO, 1978). Na representação, observamos que as linhas do campo magnético no vento solar ambiente são mais encurvadas do que aquelas do vento solar rápido, as quais são mais radiais. As regiões de compressão e rarefação podem ser precedidas por um rápido choque reverso especialmente a distâncias superiores a 2 UA (Unidade Astronômica). A distâncias em torno de 1 AU as CIRs não são bem desenvolvidas (KAMIDE ET AL., 1998).

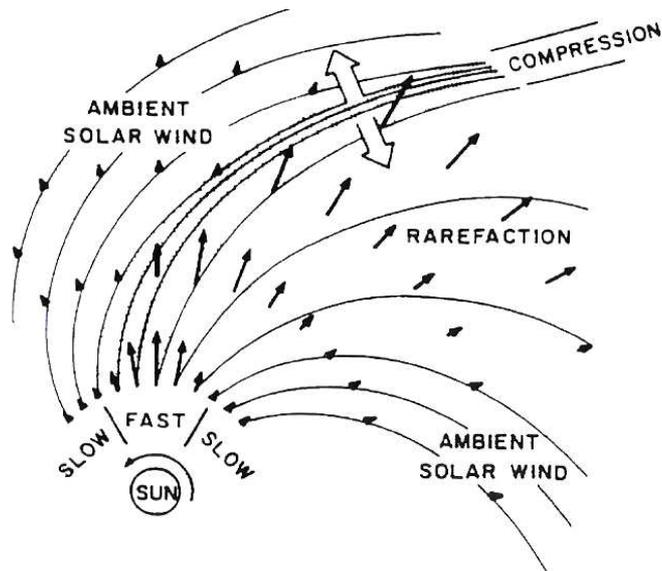


Figura 3.2 – Esquemas mostrando a interação entre um feixe rápido e um feixe lento.  
 FONTE: Adaptada de Pizzo (1978).

### 3.3 Choques interplanetários

No meio interplanetário, observam-se os choques lentos e os rápidos. O choque rápido é caracterizado por um aumento na magnitude do IMF, enquanto que, para o choque lento, observa-se uma queda na intensidade do campo magnético. Tanto os choques lentos como os rápidos, que se movem radialmente para longe do Sol, são chamados de choques frontais (em inglês, forward shocks), ao passo que aqueles que se movem na direção do Sol são definidos como choques reversos.

Geralmente formados a partir da propagação de estruturas como as ejeções coronais de massa, as ondas de choque são detectadas no meio interplanetário pelos sensores a bordo dos satélites. Há um fluxo de massa através do choque e o que se observa é que a entropia, a temperatura e a densidade crescem através do mesmo. Independente do tipo de onda de choque, esta possui um vetor normal cuja direção aponta para a região de menor entropia. Além do vetor de superfície, esta onda possui um campo magnético  $\vec{B}$  que forma um ângulo  $\alpha$  com o vetor normal. Dependendo do

valor de  $\alpha$ , o choque é classificado como choque perpendicular, quase-perpendicular, paralelo, quase-paralelo ou oblíquo (BURLAGA, 1995).

A teoria MHD descreve o plasma antes e depois do choque, podendo fornecer as informações necessárias para a caracterização do choque (ECHER ET AL., 2006). Todavia, todos os tipos de choques devem satisfazer as relações físicas fundamentais de conservação de massa, momentum e energia.

## **CAPÍTULO 4 - METODOLOGIA**

Neste capítulo, as seções são divididas da seguinte forma: na seção 4.1, apresentamos um breve comentário sobre a linguagem de programação Fortran; na seção 4.2 descrição do código MHD e procedimento para realizar a simulação; na seção 4.3; apresentamos um panorama sobre algumas equações Diferenciais Parciais; na seção 4.4 são mostradas as equações MHD utilizadas no modelo; as aproximações básicas usadas em MHD são mostradas na seção 4.5; na seção 4.6 é feita a descrição e exemplificação da normalização; na seção 4.7; o método numérico Lax-Wendroff é descrito; enquanto que na seção 4.8 são apresentadas às condições iniciais e de contorno.

### **4.1 Surgimento da linguagem de programação Fortran**

Com o surgimento dos computadores de uso geral, a partir dos anos de 1950, também surgiu a necessidade de encontrar uma maneira simples e eficiente para aproveitar o potencial dos computadores. Com isso, criou-se o conceito de linguagens de programação de alto nível. A primeira linguagem a surgir foi a FORTRAN, desenvolvida entre 1954 e 1957, por um grupo de pesquisadores da IBM, liderados por John Backus (CUNHA, 2005).

O próprio nome já mostra essa característica: “FORmula TRANslation”. De início a linguagem Fortran apresentava somente variáveis tipo real e inteiro e não possuía recursos de sub-rotinas. Com seu intenso uso, diversos problemas são identificados. Para corrigi-los, a IBM lançou em 1958 o Fortran II. Seu desenvolvimento continuou em 1962, quando foi lançado o Fortran IV. No ano de 1966, alcança o padrão ANSI (American National Standards Institute), passando a ser reconhecido como Fortran 66 (CUNHA, 2005).

As atualizações e correções do programa continuaram: no ano de 1977, foram incluídos blocos IF, o qual permite a execução de um bloco de comandos, bem como uma melhor manipulação de caracteres.

A atualização do Fortran 77 passou a ser chamada Fortran 90. Foram efetuadas mudanças significativas em relação à manipulação de matrizes (*array*). Nesta mesma versão, as variáveis reais e complexas receberam dois tipos de precisão, sendo também inserido um conjunto de funções numéricas e subrotinas. No ano de 1996, a versão da linguagem de programação Fortran 90 teve algumas revisões e passou a ser chamada de Fortran 95. O principal objetivo foi a compatibilização da linguagem de programação Fortran 90 com a linguagem HPF (*High Performace Fortran* <http://hpff.rice.edu/index.htm>), através da inclusão do comando *forall*, fazendo com que as operações sobre elementos de arranjos sejam feitas de modo paralelo (CUNHA, 2005).

A atualização para a linguagem de programação Fortran 2000 teve início em 1997. Foram incorporadas mudanças importantes, como por exemplo: programação orientada a objeto, suporte ao padrão IEE-754, comunicação e acesso às bibliotecas escritas em Fortran pela linguagem C, suporte ao padrão ISSO 10646 (CUNHA, 2005).

A versão do Fortran 2003 foi lançada em 18 de novembro de 2004, sendo compatível com as demais extensões antecedentes, tendo como características principais: maior interação com as bibliotecas da linguagem C, manipulação de exceções e programação orientada a objeto. Por fim, a atualização para a linguagem de programação Fortran 2008 terá pequenas modificações em relação à versão 2003. Maiores informações, bem como revisões da linguagem de programação Fortran, podem ser encontradas no site <http://www.nag.co.uk/SC22WG5/>.

## 4.2 Descrição do código, modificações realizadas e procedimentos para realizar a simulação

O código magnetohidrodinâmico bidimensional desenvolvido por Ogino (MATSUMOTO E OMURA, 1993), escrito em linguagem Fortran 77 e utilizado neste trabalho. Fornece a solução de um conjunto de equações hidrodinâmicas e de Maxwell, como um problema de valor inicial e contorno utilizando o método numérico de Lax-Wendroff (POTTER, 1973).

O código pode ser acessado gratuitamente através do site <http://www.terrapub.co.jp/e-library/cspp/index.html>, bem como através do livro *Computer Space Plasma Physics: Simulation Techniques and Software*, de autoria de Matsumoto e Omura (1993). Além do presente código, outras técnicas de simulação computacional na área de física espacial são abordadas, tanto no livro quanto no site.

O código original MHD limitava-se à resolver as equações que permitiam simular a formação da magnetosfera a partir de determinadas condições iniciais e IMF apenas na direção  $z$ , com valores definidos como 5, 0 e -5 nT.

Com a finalidade de investigar a resposta dos parâmetros de plasma na região da magnetocauda terrestre, como pressão, velocidade e densidade, às variações do IMF, foram necessárias, realizar modificações no código MHD original, com a finalidade de adaptá-lo ao objetivo do presente estudo.

O campo magnético interplanetário, presente no código original não possuía variação temporal, ou seja, o IMF mantinha-se constante ao longo de todo tempo de simulação. Assim, a magnetosfera formava-se para cada caso de IMF considerado (0 nT, 5 nT, -5 nT). Portanto, para corrigir esta limitação e tornar dinâmica a interação entre vento solar e a magnetosfera da Terra, foi necessário adaptar ao código original a variação temporal na componente  $B_z(t)$  do IMF. A figura a seguir mostra um simples diagrama de blocos com o local da modificação.

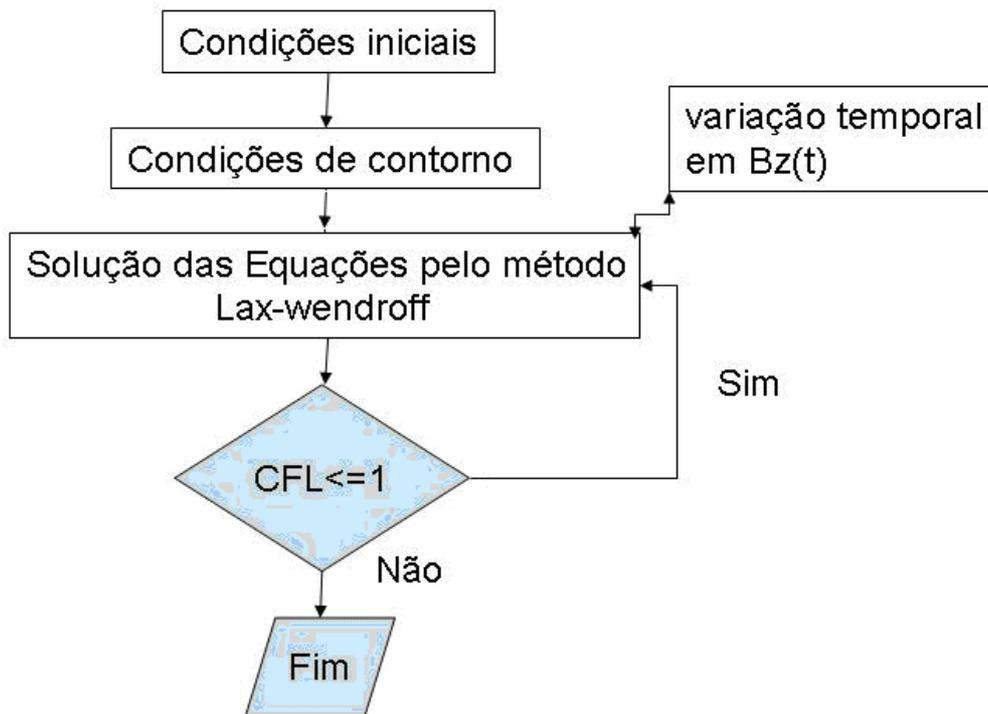


Figura 4.1 - Diagrama de bloco do código MHD mostrando o local da modificação.

Implementadas as modificações acima comentadas, foi possível simular a interação do vento solar com a magnetosfera da Terra e investigar o seu comportamento dinâmico. A seguir descrevemos quais foram os parâmetros iniciais utilizados pelo modelo assim como as etapas seguidas.

A solução do conjunto de equações MHD é realizada em apenas um hemisfério, devido à simetria do sistema. O dipolo terrestre é suposto ter inclinação nula com relação ao eixo de rotação; a resolução espacial escolhida para as simulações aqui apresentadas é de  $1R_E$ , tanto na direção  $x$  quanto na  $z$ ; o número de pontos na grade espacial é  $(N_x, N_z) = (200, 100)$ , o passo temporal escolhido para manter a condição de estabilidade de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) foi  $4,7s$  e a velocidade do vento solar é  $312 km/s$ . Os demais parâmetros estão citados na seção condições iniciais e de contorno.

O código MHD original possui dois modelos de resistividade: o modelo de resistividade constante e o modelo de resistividade dependente da

temperatura. Durante o desenvolvimento deste trabalho observou-se que a simulação com o modelo de resistividade dependente da temperatura conduzia a uma configuração de magnetosfera instável, ou seja, não possuía um estado de relaxação necessário para nosso estudo. Sendo assim, utilizamos o outro modelo de resistividade constante e obtivemos um estado de relaxação onde a magnetosfera apresentou um comportamento estável, fornecendo um conjunto de resultados que estão de acordo com dados observacionais e com outros modelos de simulação MHD.

Procedemos da seguinte forma para realizar a simulação de quatro casos aqui apresentados:

A magnetosfera, durante o intervalo de tempo de 156 min, tornou-se relaxada, ou seja, próxima do equilíbrio. Somente após alcançar este estado de equilíbrio é que introduzimos o IMF variável no tempo, para os diferentes casos. Inicialmente, consideramos a variação de uma estrutura de choque frontal rápido com perfil do IMF variando de 0 a  $-20 \text{ nT}$ , depois a variação de uma onda similar a uma onda Alfvénica, com período de 42,4 minutos e amplitude entre  $-5 \text{ nT}$  e  $5 \text{ nT}$ , a variação de uma estrutura de choque frontal rápido, com perfil do IMF variando de 0 a  $20 \text{ nT}$  e por último, apresenta-se o perfil do IMF variando harmonicamente caracterizando uma MC com período de 19 horas e amplitude  $-20 \text{ nT}$  a  $20 \text{ nT}$ .

Para cada um dos casos citados acima obtivemos a evolução temporal dos parâmetros de interesse em diversos pontos na lâmina de plasma.

A compilação e a geração do conjunto de dados após a solução numérica das equações MHD são realizadas no ambiente Windows, utilizando-se um compilador Fortran 90. Para avaliar a consistência dos resultados a partir de gráficos, figuras, bem como vídeos, programas em Matlab foram desenvolvidos especificamente para este trabalho. Também foram adotadas algumas rotinas em Matlab aplicadas no trabalho de (CARDOSO, 2006).

O tempo médio de processamento depende de diversos fatores: a possibilidade do código ser utilizado por uma rede de computadores (que não é nosso caso), o número de pontos considerados na grade, o desempenho do microprocessador, bem como o tempo necessário para avaliar determinado fenômeno. Nas simulações, do presente trabalho o tempo computacional total envolvido é de aproximadamente 1 hora, sendo que, no final, obtêm-se os gráficos, mapas de cores e vídeos.

### **4.3 Equações Diferenciais Parciais**

O estudo analítico e numérico das equações diferenciais parciais é de grande importância, pois um número considerável de sistemas físicos pode ser descrito matematicamente por um sistema de equações diferenciais.

As equações diferenciais parciais (EDPs), que aparecem na descrição de sistemas físicos, podem ser classificadas em três categorias: hiperbólicas, parabólicas e elípticas. As duas primeiras são ditas transientes, descrevem a evolução temporal de sistemas físicos. Enquanto que a elíptica descreve problemas de equilíbrio ou estacionários. Um exemplo típico de equação hiperbólica é a equação da onda. Quando possuem mecanismos dissipativos, por exemplo, a equação de difusão do calor pertence ao grupo das equações parabólicas. A equação de Laplace, por implicar um estado onde as grandezas físicas não mudam com o tempo, são classificadas como elípticas. Esta classificação é importante, pois a grande maioria das equações diferenciais, que aparecem na descrição de fenômenos físicos, não possui solução analítica, ou seja, são equações não lineares. Sendo assim, deve-se investigar qual o método numérico que melhor aproxima a solução real. Todavia, o método numérico que melhor aproxima a solução para um determinado conjunto de EDPs não é apropriado para outro (POTER, 1973).

Para tornar possível o tratamento numérico das equações diferenciais parciais, a região de interesse  $\Omega$  onde procuramos a solução numérica aproximada

deve ser discretizada, ou seja, devemos construir uma malha de pontos  $(x, y)$  discretos sobre a região de interesse, passando a região  $\Omega$  do contínuo para discreto. Desta forma, podemos computacionalmente realizar procedimentos aritméticos sobre esta região discretizada. A próxima etapa é encontrar aproximações discretas, em função dos pontos da malha, para os operadores diferenciais que aparecem nas EDPs. Este procedimento é conhecido como discretização das equações diferenciais parciais. Assim, obtem-se uma equação algébrica que pode ser resolvida computacionalmente, em todo domínio  $\Omega$  discreto utilizando um método numérico (FORTUNA, 2000).

#### **4.4 Descrição das equações MHD utilizadas no código**

Quando estudamos a interação do vento solar com a magnetosfera da Terra podemos descrever a evolução do plasma em grande escala, considerando-o como um fluido altamente condutor, que interage com campos magnéticos dentro de um limite de baixas frequências e deve possuir neutralidade macroscópica. Assim, as equações que governam o comportamento macroscópico são conhecidas como equações magnetohidrodinâmicas (MATSUMOTO; SATO, 1985), que combinam as equações da dinâmica de fluidos com as equações de Maxwell do eletromagnetismo. As propriedades físicas advindas dessas equações dizem respeito à conversão de energia macroscópica que governa o comportamento global da magnetosfera. Tal estado de energia do sistema consiste de energia magnética, energia térmica (pressão) e a energia de fluxo (cinética) (MATSUMOTO; SATO, 1985).

As equações MHD combinam as equações hidrodinâmicas e as equações de Maxwell, com algumas aproximações, uma vez que se considera um fluido condutor na presença de campos magnéticos. Além disso, o fluido tem alto grau de condutividade. Deste modo, foi feito o uso desse conjunto de equações, devidamente normalizado (OGINO, 1993), que são apresentadas a seguir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{V}) + D_\rho \nabla^2 \rho, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} = -(\bar{V} \cdot \bar{\nabla})\bar{V} - \frac{1}{\rho} \bar{\nabla} p + \frac{1}{\rho} \bar{J} \times \bar{B} + \bar{g} + \frac{1}{\rho} \bar{\Phi}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(\bar{V} \cdot \bar{\nabla})p - \gamma p \bar{\nabla} \cdot \bar{V} + D_p \nabla^2 p, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \bar{\nabla} \times (\bar{V} \times \bar{B}) + \eta \nabla^2 \bar{B}, \quad (4)$$

$$\bar{J} = \bar{\nabla} \times (\bar{B} - \bar{B}_d), \quad (5)$$

Onde,  $\rho$  é a densidade de plasma,  $\bar{V}$  é a velocidade de fluxo,  $p$  é a pressão do plasma,  $\bar{J}$  é a densidade de corrente,  $\bar{B}$  é o campo magnético,  $\bar{B}_d$  é o campo dipolar intrínseco da Terra,  $\bar{g}$  é a aceleração da gravidade,  $\bar{\Phi} \equiv \mu \nabla^2 \bar{V}$  é o termo que representa viscosidade,  $\gamma = 2$  é a razão dos calores específicos que corresponde ao grau de liberdade do sistema,  $D_p$  e  $D_\rho$  são os coeficientes de difusão da pressão e densidade, respectivamente,  $\eta = \eta_0$  representa a resistividade constante.

- A equação da continuidade, descreve a taxa de variação da densidade causada pela divergência do fluxo e pelo termo de difusão da densidade.

- A taxa de variação da velocidade, na equação do momento, é causada pela força de Lorentz, pelo gradiente de pressão, juntamente com a força da gravidade e força de viscosidade.

- A equação da energia, representa a taxa de variação da pressão, devido à variação de energia causada pela entrada de partículas em um elemento de volume com velocidade  $\vec{V}$  e pela difusão da pressão.

- A evolução temporal do campo magnético é dependente do termo de fluxo ou convecção e do termo de difusão magnética.

Os termos de difusão e viscosidade acrescentados têm a função de diminuir flutuações MHD, que são oscilações de origem numérica que surgem de forças não balanceadas, no início da simulação, e ocorrem principalmente na frente de choque (bow shock) e na magnetopausa.

#### 4.5 Aproximações usadas em MHD

As equações de Maxwell são utilizadas considerando algumas aproximações. Não se considera a polarização e a magnetização da matéria e nem a corrente de deslocamento. A corrente de deslocamento pode ser negligenciada, já que a teoria MHD considera fenômenos de baixas frequências, onde o termo de variação temporal do campo elétrico ( $\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ ), na equação (6), pode ser desconsiderado (BITTENCOURT, 1995).

Podemos investigar a validade da equação (5), com o auxílio da lei de Ohm e da equação de Ampère - Maxwell (6).

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Lei de Ampère - Maxwell}), \quad (6)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{Lei de Ohm}), \quad (7)$$

Então, podemos fazer a análise dimensional como segue:

$$J \approx \sigma E, \quad (8)$$

$$\varepsilon_0 \left| \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right| \approx \varepsilon_0 E / \tau, \quad (9)$$

Para a maioria dos fluidos considerados em problemas MHD,  $\sigma$  é muito grande; valores típicos são maiores que  $1 \text{ mho/m}$  e  $\varepsilon_0$  é da ordem de  $10^{-11} \text{ Farad/m}$ . Por meio da razão entre (8) e (9), obtém-se:

$$\frac{\left| \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right|}{J} \varepsilon_0 \approx \frac{10^{-11}}{\tau}. \quad (10)$$

Com  $\tau$  em segundos, observa-se que na equação (10) esta aproximação não possui validade para tempos característicos muito pequenos. Portanto, para a teoria MHD, que trata de longos períodos característicos, a aproximação é válida.

#### 4.6 Normalização das Equações MHD

O procedimento de normalização das equações MHD é uma etapa fundamental, pelas seguintes razões: as quantidades físicas observáveis diferem muito em ordem de grandeza, a temperatura do vento solar calmo é  $2 \times 10^4 \text{ K}$  e valores típicos do campo magnético interplanetário são  $5 \times 10^{-9} \text{ T}$ . Quando estes valores são inseridos diretamente em cálculos numéricos, surgem erros numéricos que geram instabilidades e que comprometem a simulação. Para contornar este problema, pode-se normalizar as equações, através da transformação dos parâmetros e variáveis de forma adequada, para que não variem muito além da unidade.

Na simulação MHD, os valores típicos usados para normalização dependerão do local de estudo. No presente trabalho, que trata da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre, os valores usados para normalização são: o raio da Terra  $L_0 = R_e = 6,37 \times 10^6 \text{ m}$ , o campo magnético da Terra a um raio terrestre  $B_0 = B_E = 3,12 \times 10^{-5} \text{ T}$ , na região do Equador, a densidade da ionosfera

$\rho_0 = mn_0 (n_0 = 10^{10} m^{-3})$ , a velocidade de Alfvén a um raio terrestre,  $V_0 = V_A = B_0 / (\mu_0 \rho_0)^{\frac{1}{2}} = 6,8 \times 10^6 m/s$ , o tempo de Alfvén  $\tau_0 = t_A = L_0 / V_A = 0.937 s$ , a pressão dinâmica  $p_0 = \rho_0 V_A^2 = B_0^2 / \mu_0 = 7,75 \times 10^{-4} N/m^2$ , a densidade de corrente  $J_0 = B_0 / \mu_0 L_0 = 3,90 \times 10^{-6} A/m$ , e o valor da aceleração de Alfvén  $a_A = V_A / t_A = 7,26 \times 10^6 m/s$ . Todos os outros valores do sistema são definidos a partir destes.

A seguir, será mostrado um exemplo de como é realizada a normalização, utilizando a equação da continuidade (1) e desconsiderando o termo de difusão da densidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}), \quad (11)$$

Podemos reescrever a equação (11), na seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\left(\hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z}\right) \cdot (\rho \vec{V}), \quad (12)$$

pois a simulação é feita no plano bidimensional, ou seja, o sistema possui dois graus de liberdade. Então, pode-se normalizar cada variável que aparece na equação (12), pelas quantidades típicas escolhidas do sistema, como abaixo:

$$\rho' = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \text{e} \quad \rho = \rho' \rho_0;$$

$$\vec{V}' = \frac{\vec{V}}{V_A}, \quad \text{e} \quad \vec{V} = \vec{V}' V_A;$$

$$x' = \frac{x}{L_0}, \quad \text{e} \quad x = x' L_0;$$

$$z' = \frac{z}{L_0}, \quad \text{e} \quad z = z'L_0;$$

$$\vec{V}' = \vec{V}L_0, \quad \text{e} \quad \vec{V} = \frac{\vec{V}'}{L_0};$$

$$t' = \frac{t}{\tau_0}, \quad \text{e} \quad t = t'\tau_0.$$

Então, substituindo as quantidades  $\rho$ ,  $\vec{V}$ ,  $\vec{V}$  e  $t$  na equação (11), pelos seus valores normalizados temos:

$$\frac{\partial(\rho'\rho_0)}{\partial(t'\tau_0)} = -\frac{\vec{V}' \cdot (\rho'\rho_0\vec{V}'V_A)}{L_0}, \quad (13)$$

Permutando os termos temos,

$$\frac{\rho_0\partial(\rho')}{\tau_0\partial(t')} = -\frac{\rho_0V_A}{L_0}\vec{V}' \cdot (\rho'\vec{V}'), \quad (14)$$

Organizando os termos, tem-se:

$$\frac{\partial\rho'}{\partial t'} = -\left(\frac{\tau_0V_A}{L_0}\right)\vec{V}' \cdot (\rho'\vec{V}'). \quad (15)$$

Observa-se que, para manter a forma original, o termo  $\frac{\tau_0V_A}{L_0}$  deve ser igual a

um, donde  $\frac{\tau_0V_A}{L_0} = 1$  e  $\tau_0 = \frac{L_0}{V_A}$ , é o tempo deve ser então normalizado pela

quantidade  $\tau_0 = \frac{L_0}{V_A}$ . Assim, a equação da continuidade toma a forma

normalizada:

$$\frac{\partial\rho'}{\partial t'} = -\vec{V}' \cdot (\rho'\vec{V}'). \quad (16)$$

#### 4.7 Método numérico de Lax-Wendroff de duas etapas (“two steps”)

Para obter a solução das equações MHD e de Maxwell como um problema de valor inicial e com condições de contorno, utiliza-se o método numérico de Lax-Wendroff (POTTER, 1973). Este esquema é bem tradicional na área de pesquisas física e computacional. Sua característica é centrar o tempo durante a integração, para definir valores intermediários, das variáveis dependentes, em meias etapas temporais  $t^{n+\frac{1}{2}}$ . A figura 4.2 mostra o passo auxiliar e o principal da equação de conservação de fluxo.

As equações MHD, que descrevem o comportamento de um fluido magnetizado imerso em campos magnéticos, podem ser escritas na forma conservativa  $\frac{\partial U}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{F}$ . Estas equações representam o sistema físico conservativo, por exemplo, para massa, momento e energia. Portanto, o método numérico escolhido deve refletir esta conservação. Na ausência de fontes e sorvedouros, as quantidades físicas que saem de uma região devem ser as mesmas que entram. Assim, discretizações que apresentam tal propriedade são ditas conservativas (POTTER, 1973; OGINO, 1993).

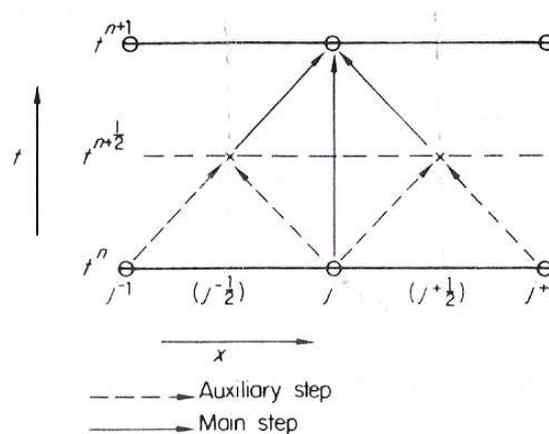


Figura 4.2 - Diagrama com o procedimento numérico de duas etapas Lax-Wendroff (Potter, 1973).

$$\text{Auxiliar: } U_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}(U_j^n + U_{j+1}^n) - \frac{\Delta t}{2\Delta}(F_{j+1}^n - F_j^n), \quad (17)$$

$$\text{Auxiliar: } U_{j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}(U_j^n + U_{j-1}^n) - \frac{\Delta t}{2\Delta}(F_{j-1}^n - F_j^n), \quad (18)$$

As equações (17) e (18), são os passos auxiliares, usados para calcular as variáveis e para definir os fluxos, em pontos espaciais e temporais intermediários. O segundo passo é o principal e que utiliza os valores em espaços e tempos intermediários, para obter o valor final, em posições inteiras da grade.

$$\text{Principal: } U_j^{n+1} = U_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta} \left( F \left( U_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) - F \left( U_{j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \right). \quad (19)$$

Após cada passo principal, os valores intermediários das variáveis dependentes,  $U_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}$  e  $U_{j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}$  são descartados, não fazendo parte da solução (POTTER, 1973).

O critério para que o método numérico obedeça à estabilidade é dado pela condição de Courant-Friedrichs-Lewy, a qual é verificada em todo o domínio, sendo dada por:  $\frac{V_A^{\max} \cdot \Delta t}{\Delta x} \leq 1$ , onde o termo  $V_A^{\max} (= \xi_a^{-1})$  é a velocidade de Alfvén máxima de grupo calculada no domínio (WALKER; OGINO, 1989).

## 4.8 Condições Iniciais e de Contorno

### 4.8.1 Condições Iniciais

A condição inicial para a simulação requer uma ionosfera estacionária próxima às regiões vizinhas da Terra. No caso bidimensional, as seguintes condições ionosféricas são estabelecidas (OGINO, 1993):

Condição inicial para densidade:

$$\rho_0 = \xi^{-2} , \quad \text{se} \quad \rho \geq 0.2\rho_{sw} , \text{ e} \quad (20)$$

$$\rho_0 = 0.2\rho_{sw} , \quad \text{se} \quad \rho_0 < 0.2\rho_{sw} .$$

Condições iniciais para pressão de plasma:

$$p_0 = p_{00}\xi^{-1} , \quad \text{se} \quad p_0 \geq 0.2p_{sw} , \text{ e} \quad (21)$$

$$p_0 = p_{sw} , \quad \text{se} \quad p_0 < p_{sw} .$$

Por fim, a aceleração da gravidade é dada por:

$$\vec{g} = \frac{g_0}{\xi^2}(x, z). \quad (22)$$

No código original MHD, a expressão que representa as linhas de campo magnético sem inclinação é:

$$\vec{B}_d = \frac{1}{\xi^4}(-2xz, x^2 - z^2). \quad (23)$$

Portanto, os valores supostos para as constantes são:

$g_0 = 1.35 \times 10^{-6}$  e  $p_{00} = (\gamma - 1)g_0/\gamma = 6.8 \times 10^{-7}$ , onde  $\gamma$  representa a razão entre os calores específicos que é igual a 2, no presente caso, devido aos graus de liberdade e  $\xi$  representa a distância na caixa de simulação na qual serão realizados os cálculos até o centro do planeta. O valor utilizado da densidade do vento solar normalizada é  $\rho_{sw} = 5 \times 10^{-4}$  que corresponde a  $5/cm^3$ , e a

pressão normalizada corresponde a  $P_{sw} = 12 \times 10^{-8}$ . Os parâmetros iniciais utilizados  $\bar{V}_{sw}$ ,  $\rho_{sw}$  e  $T_{sw}$  são encontrados no vento solar calmo exceto a temperatura,  $T_{sw} = 7 \times 10^5 K$  (OGINO ET AL 1994).

#### 4.8.2 Condições de Contorno

Observa-se, na figura 4.3, a caixa onde será efetuada a simulação entre a interação vento solar – magnetosfera terrestre, onde  $x$  e  $z$  possuem seus intervalos de variação  $x_0 \leq x \leq x_1$  e  $-z_0 \leq z \leq z_0$ , no sistema de coordenadas cartesiano. Então, o centro da Terra encontra-se no ponto  $(x_0, z_0) = (100, 0)$ .

As condições de contorno para cada quantidade física  $\phi = (\rho, \bar{V}, \bar{B}, P)$  são dadas por:

- Contorno fixo:  $\phi$  é constante em  $x = x_0$ ,

- Contorno de espelhamento:  $\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial V_x}{\partial z} = \frac{\partial B_x}{\partial z} = 0$ ,  $V_z = B_x = 0$  em  $z = 0$ .

- Contorno livre:  $\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$  em  $x = x_0$ .

- Então, as quantidades físicas são fixas para  $\xi = (x^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} \leq \xi_a (= 16)$ , onde  $\xi_a$  representa o contorno da ionosfera (OGINO, 1993).

A cada etapa de tempo, as quantidades internas da ionosfera no seu estado inicial são conectadas com as quantidades externas pela função  $f \equiv a_0 h^2 / (a_0 h^2 + 1)$ , por meio da equação a seguir:

$$\phi = f\phi_{ex} + (1-f)\phi_{in}. \quad (24)$$

Onde o termo  $a_0 = 100$ ,  $h = (\xi/\xi_a)^2 - 1$  para  $\xi \geq \xi_a$  e  $h = 0$  para  $\xi < \xi_a$ . O vento solar sempre flui para dentro da caixa de simulação pelo contorno  $x = x_0$  acompanhado pelo IMF e interage com o dipolo da Terra. Porém, o estado nas vizinhanças da Terra não varia do estado inicial. Responsável por isso é a função (24) (*Smooth Function*, do inglês), que suaviza as quantidades ionosféricas, inclusive as correntes paralelas (WALKER E OGINO, 1989).

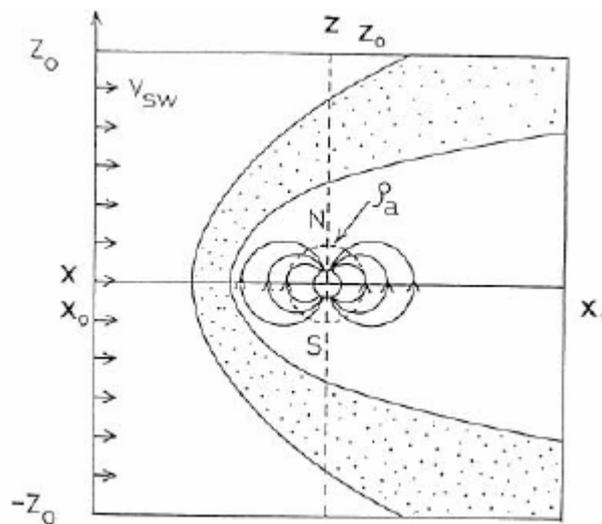


Figura 4.3 - Figura representativa do plano de coordenadas bidimensional da caixa de simulação.

Fonte: Adaptada de Ogino (1993, p.171).



## **CAPÍTULO 5 - RESULTADOS E DISCUSSÕES**

### **5.1 Introdução**

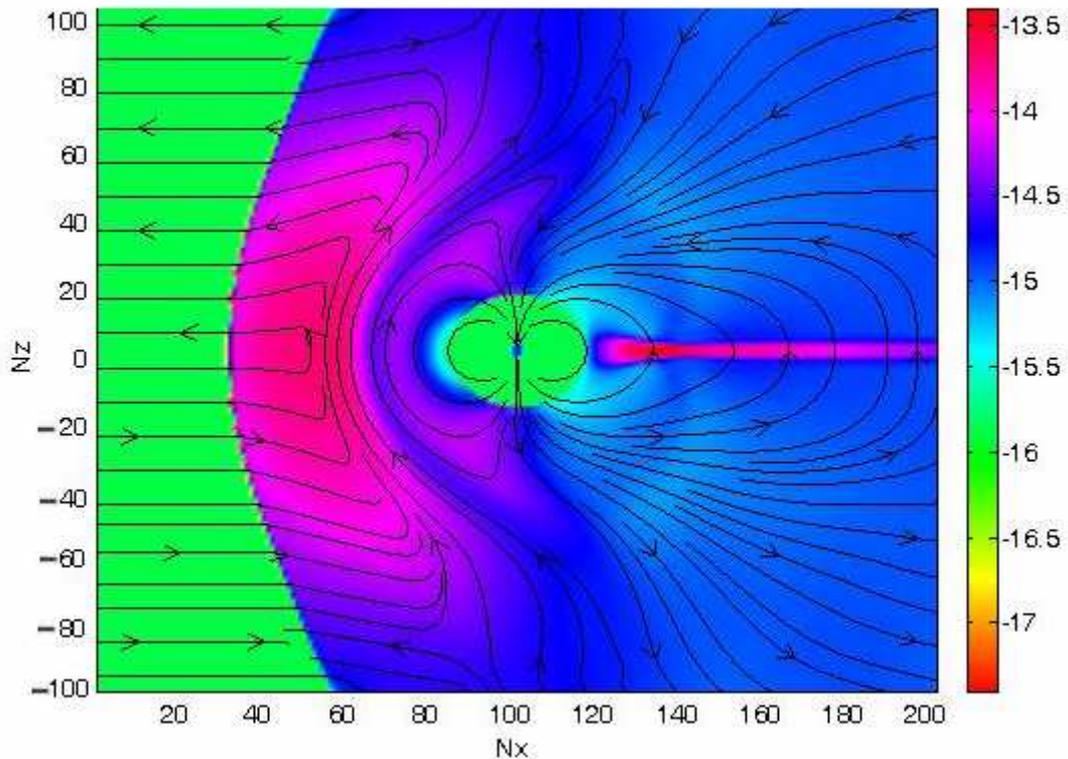
Apresenta-se, a seguir, o conjunto de resultados obtidos com a simulação numérica MHD para a interação da magnetosfera da Terra com o vento solar magnetizado. A seção 5.2 mostra os resultados para a evolução temporal da pressão de plasma resultante da interação do vento solar com a magnetosfera da Terra, por meio de gráficos em escala de cores, para cada um dos quatro casos aqui investigados: variação de uma estrutura de choque frontal rápido com perfil do IMF, variando de 0 a  $-20 \text{ nT}$ ; variação de uma onda similar à uma onda Alfvénica com amplitude entre  $-5 \text{ nT}$  e  $5 \text{ nT}$ ; variação de uma estrutura de choque frontal rápido, com perfil do IMF variando de 0 a  $20 \text{ nT}$ ; e, por último, é apresentado o perfil do IMF característico de uma MC, com período de 19 horas e amplitude  $-20 \text{ nT}$  a  $20 \text{ nT}$ . Na seção 5.3, os resultados obtidos para as variações dos parâmetros macroscópicos de plasma na região da magnetocauda são apresentados.

### **5.2 Evolução temporal da interação do vento solar com a magnetosfera da Terra**

A seguir, é apresentado um conjunto de gráficos em escalas de cores para a variação da pressão de plasma, considerando-se a evolução temporal da interação do vento solar com o campo geomagnético formando a estrutura conhecida como magnetosfera terrestre, para os instantes de tempo (em minutos):  $t(47)$ ,  $t(170)$ ,  $t(285)$ ,  $t(303)$ ,  $t(315)$ ,  $t(400 \text{ a } 548)$ . A barra de cores representa a variação da pressão, tomada em escala logarítmica. No topo da barra de cores, encontra-se o máximo valor, enquanto que, na base, o mínimo valor para a pressão é observado. A visualização deste conjunto de gráficos em escala de cores é importante para o estudo dos fenômenos físicos de larga escala, os quais auxiliarão no decorrer da análise dos resultados.

A evolução da interação do vento solar com a magnetosfera da Terra para todos os gráficos e para as diferentes condições de IMF segue o seguinte padrão. Em todas as distintas estruturas magnéticas simuladas, inicialmente, ou seja, de 0 a 156 minutos, a magnetosfera interage somente com o fluxo de plasma do vento solar não-magnetizado ( $B_z = 0$ ), tornando-se relaxada. Em seguida, um IMF de intensidade não-nula ( $B_z \neq 0$ ), congelado ao fluxo do vento solar, entra próximo ao contorno  $x = x_0 = 20R_E$ . O processo de interação com o campo geomagnético inicia 20 minutos após, ou seja, no instante de tempo equivalente a 176 minutos e próximo à coordenada  $80 R_E$ . Entre aproximadamente 176 a 548 minutos, a magnetosfera evoluirá para o estado final, devido à interação com a estrutura magnética, onde toda a seqüência de simulação é contínua e ininterrupta.

As figuras 5.1 a 5.7 fazem parte da mesma rodada, para o caso da estrutura de choque frontal rápido com IMF de  $-20 nT$  ocorrendo em 156 min, e mostram a seqüência de evolução. A Figura 5.1 representa o estado inicial da magnetosfera para todos os casos simulados durante o intervalo de tempo de 0 a 156 min. Logo após, a configuração magnetosférica torna-se particular a cada caso.



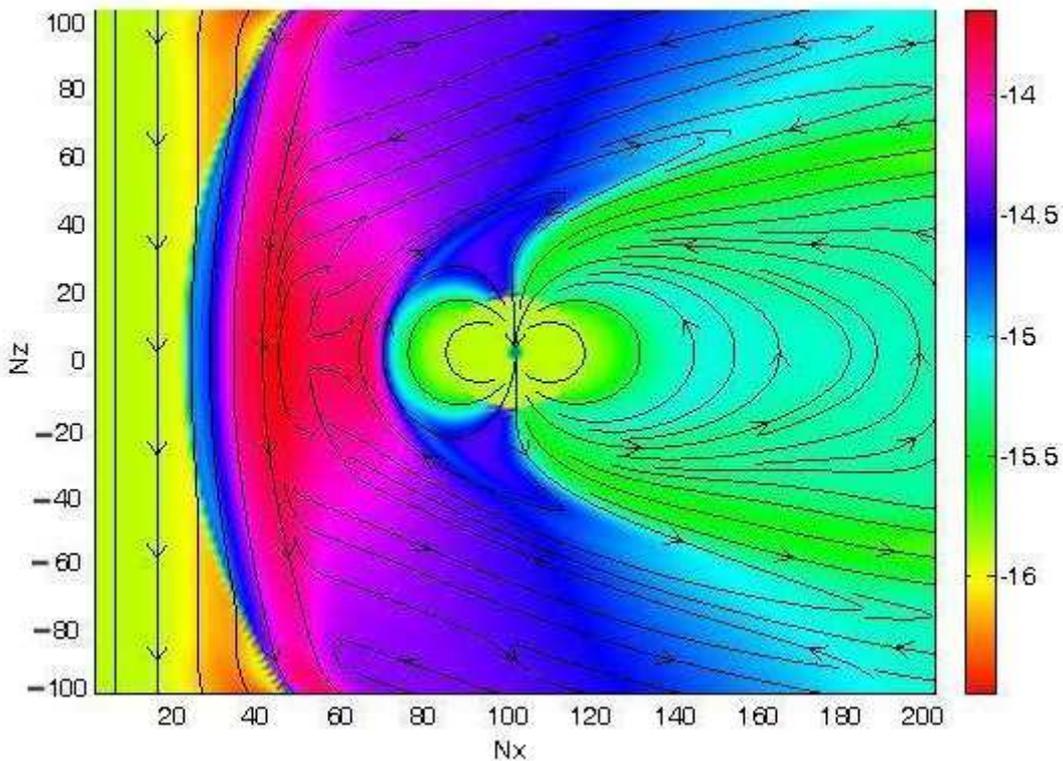
Instante de tempo 47 min.

Figura 5.1 - Gráfico em escala de cores da pressão de plasma mostrando o estado inicial da magnetosfera. As linhas de campo do dipolo são mostradas na cor preta, para condições de IMF nulo e inclinação de dipolo nula. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização  $= 7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ ,  $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo  $Nz = 0$ .

O fluxo do vento solar não-magnetizado entra na caixa de simulação, pelo contorno esquerdo  $x = x_0 = 20R_E$ . Após o intervalo de tempo de 0 a 47 minutos, observa-se a formação de duas regiões de alta pressão (WATANABE ET AL., 1990): uma na parte diurna, devido à interação do vento solar supersônico com o campo geomagnético, o qual é um obstáculo a sua passagem. Conseqüentemente é formada uma frente de choque comprimindo e aquecendo o plasma e outra na parte noturna, devido à tensão tangencial entre

o vento solar e o campo geomagnético, arrastando as linhas do campo geomagnético e plasma para o lado noturno da Terra formando uma longa cauda magnética (MCPHERRON, 1995).

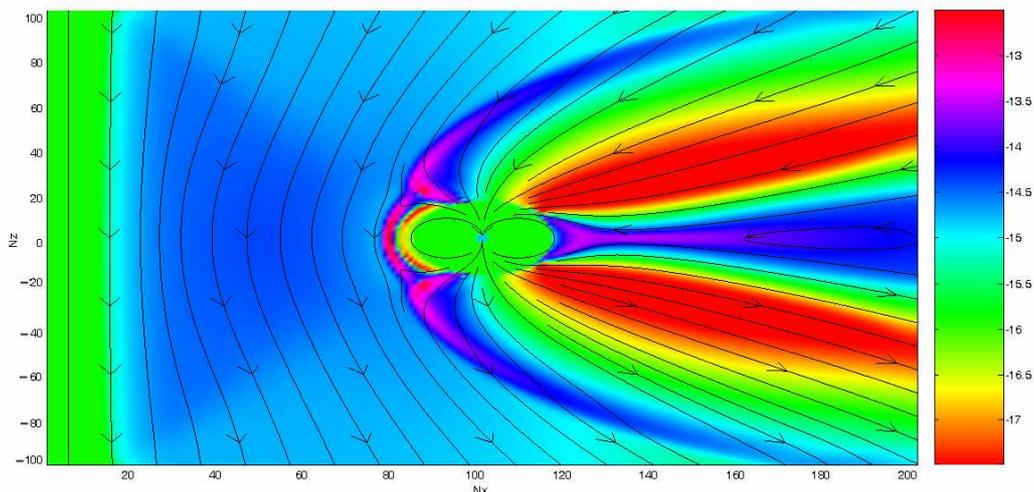
A figura 5.2, mostra a configuração magnetosférica em  $t = 170$  min, tempo este posterior à aplicação de um IMF  $B_z$  de  $-20$  nT sul, caracterizando um choque frontal rápido, no contorno  $x = x_0 = 20R_E$  e congelado ao fluxo de plasma do vento solar. Observa-se o início do processo de interação, bem como as primeiras mudanças na configuração próxima a magnetosfera.



Instante de tempo 170 min.

Figura 5.2 - Gráfico em escala de cores da pressão para condições de IMF de  $-20$  nT  $B_z$  sul e inclinação de dipolo nula, 14 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização  $= 7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ ,  $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo  $Nz = 0$ .

A figura 5.3 mostra a interação de uma estrutura de choque cuja intensidade do IMF é de  $-20 \text{ nT}$  com a magnetosfera da Terra 129 minutos após a ocorrência do choque. Observa-se um intenso processo de reconexão entre o IMF e o campo geomagnético na parte diurna, onde esta região, sujeita a um  $B_z$  intenso por um período de tempo maior do que 2 horas torna-se erodida. O fluxo magnético e o plasma erodido desta região são transportados para o lado noturno, que por sua vez exerce uma intensa pressão magnética sobre a magnetocauda, onde novamente é reconectado. Parte desse plasma segue em direção à Terra, enquanto a outra parcela segue em direção à magnetocauda.



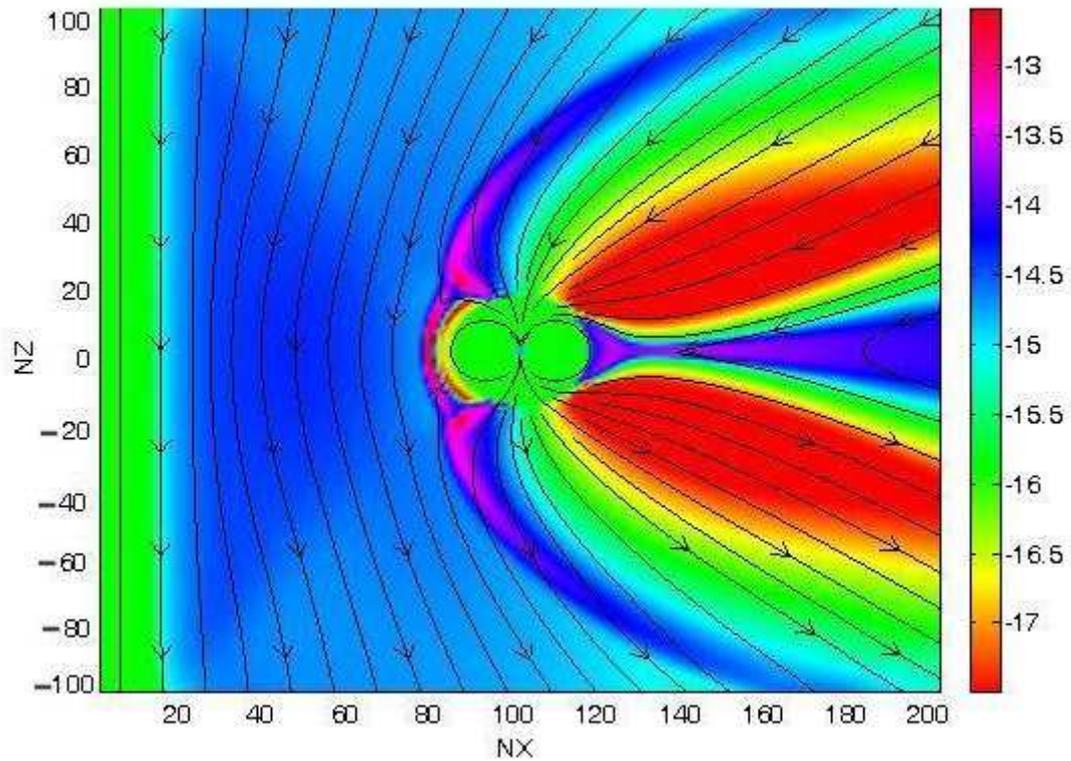
Instante de tempo 285 min.

Figura 5.3 - Gráfico em escala de cores da pressão para condições de IMF de  $-20 \text{ nT}$   $B_z$  sul e inclinação de dipolo nula, 129 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização  $= 7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ ,  $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo  $N_z = 0$ .

Nota-se uma característica importante dos processos físicos que ocorrem em consequência da mudança de direção do campo magnético interplanetário. Na figura 5.3, é possível verificar a formação de um plasmóide no lado noturno da

magnetosfera, associado a um dos processos mais dinâmicos que ocorrem na magnetosfera: a sub-tempestade. A liberação do plasmóide é representativa da fase de recuperação da subtempestade. A liberação do plasmóide deu-se cerca de 1,8 horas após a ocorrência do choque, resultado este de acordo com os anteriormente obtidos por Lyon et al. (1981) e Baumjohann e Treumann (1996). Contudo, quando o IMF de  $B_z$  sul tem orientação estável, a fase de recuperação de uma subtempestade pode coincidir com a fase de crescimento da próxima subtempestade (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1996).

É possível observar, na figura 5.4, o fenômenos da reconexão em ambos os lados da magnetosfera: diurno e noturno. A pressão magnética intensa e contínua na magnetocauda comprime o plasma, acelerando-o gradualmente em ambos os sentidos, o que pode ser observado na figura 5.4, e está de acordo com o trabalho de Lyon et al. (1981), representado na figura 5.5. Observa-se ainda a presença da linha magnética neutra próxima a Terra (NENL, do inglês *Near-Earth Neutral Line*), movendo-se em direção a magnetocauda e localizada próxima a  $140 R_E$  observado na figura 5.4.



Instante de tempo 303 min.

Figura 5.4 - Gráfico em escala de cores da pressão para condições de IMF de  $-20 nT B_z$  sul e inclinação de dipolo nula, 147 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização =  $7.75 \times 10^{-4} N/m^2$ ,  $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo  $N_z = 0$ .

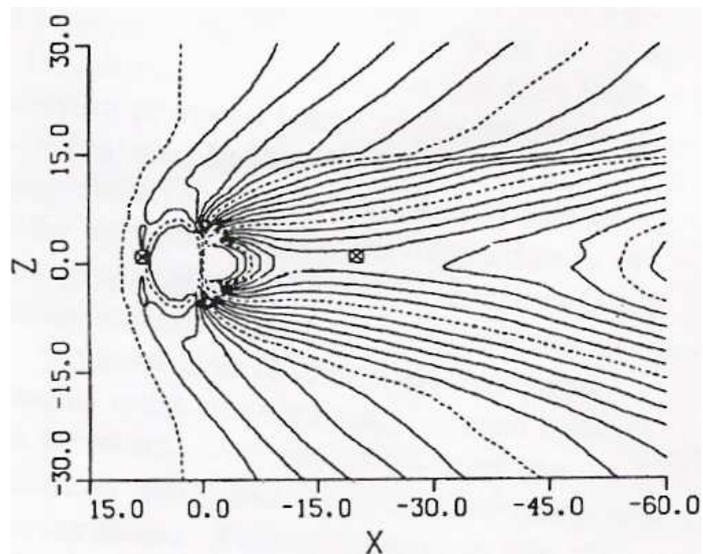
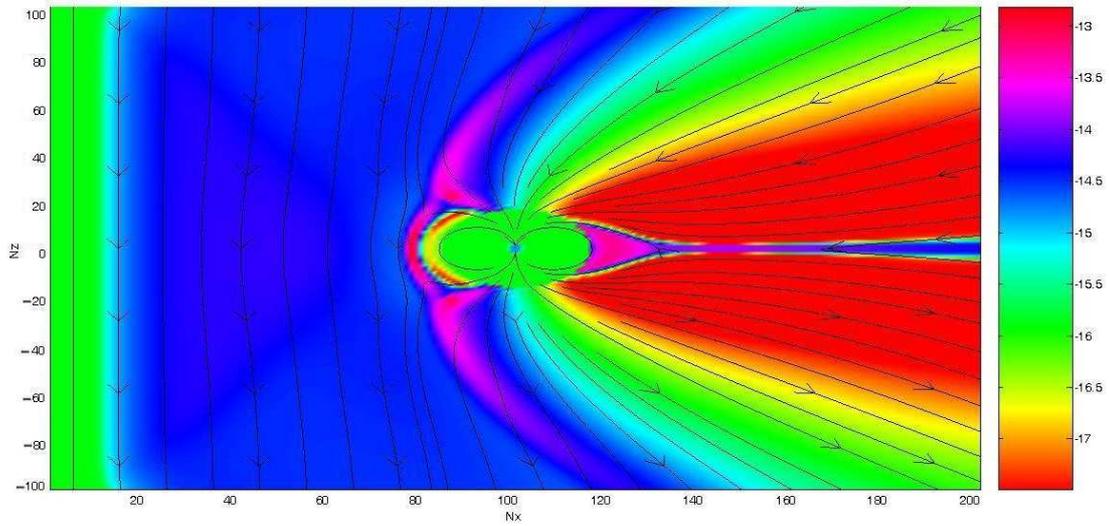


Figura 5.5 – O gráfico representa a formação da linha x de reconexão para a condição de IMF  $B_z$  sul, obtida pelo modelo MHD 2D de Lyon et al. (1981).

Fonte: Adaptada de Lyon et al. (1981)

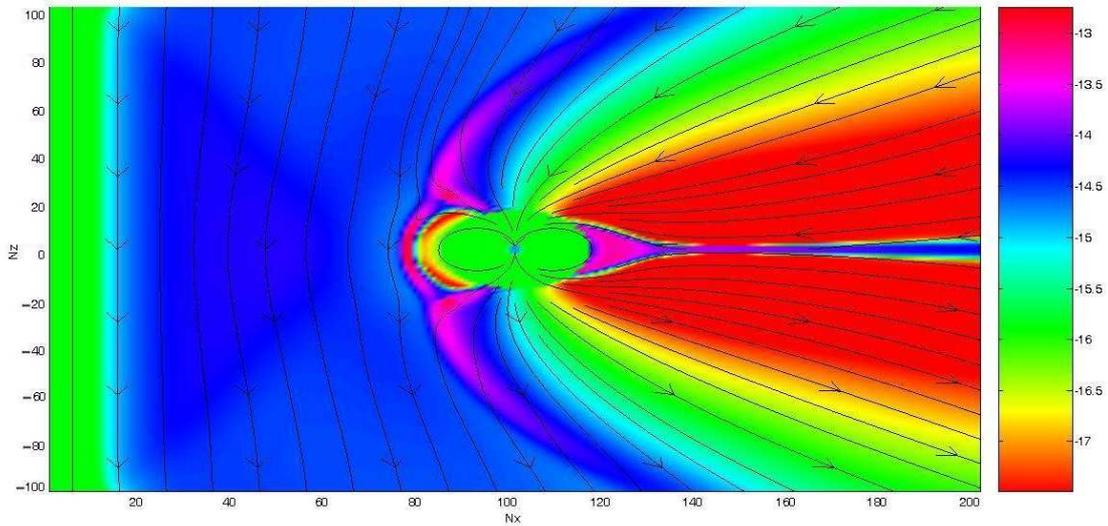
Nas figuras 5.6 e 5.7 observa-se uma região contendo plasma com alta temperatura, próximo à Terra, como consequência do processo de interação continuada com o IMF intenso e de longa duração.



Instante de tempo 315 min.

Figura 5.6 - Gráfico em escala de cores da pressão, para condições de IMF de  $-20 nT B_z$  sul e inclinação de dipolo nula, 159 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização  $= 7.75 \times 10^{-4} N/m^2$ ,  $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo  $N_z = 0$ .

A figura 5.7 mostra o estado final, da magnetocauda onde todos os parâmetros se tornam aproximadamente constantes.



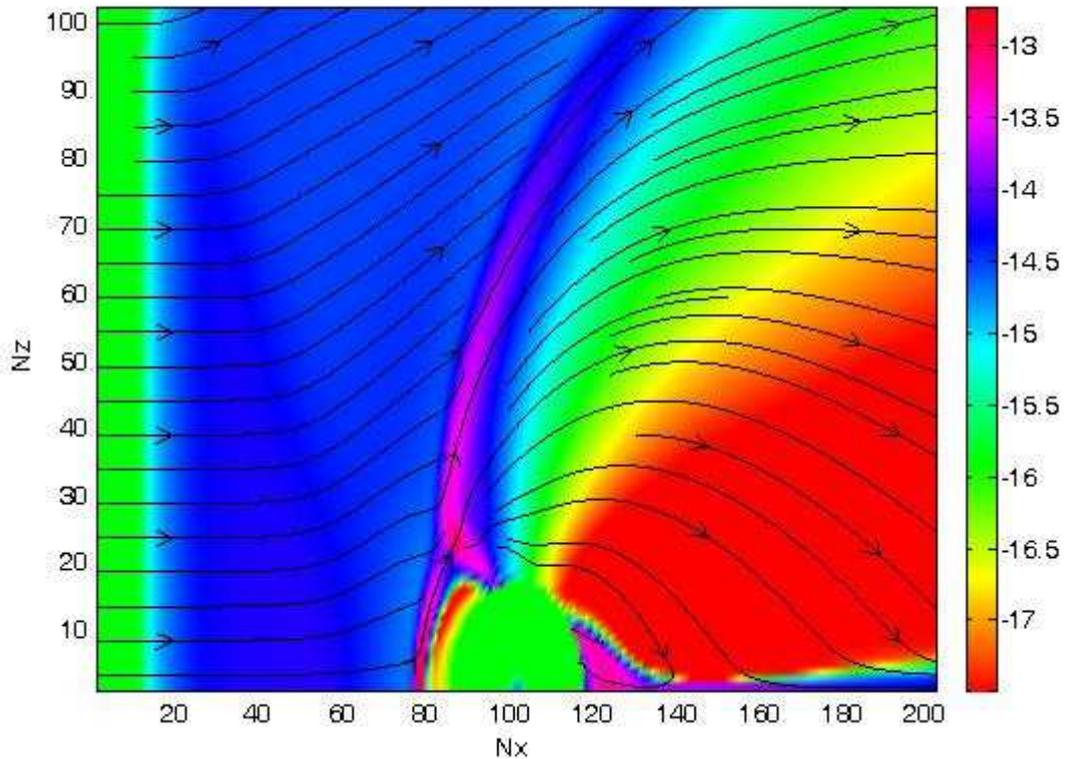
Instante de tempo 548 min.

Figura 5.7 - Gráfico em escala de cores da pressão para condições de IMF de  $-20 nT B_z$  sul e inclinação de dipolo nula, 392 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização =  $7.75 \times 10^{-4} N/m^2$ ,  $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo  $N_z = 0$ .

A figura 5.8 revela diversas informações relevantes sobre a direção do fluxo de plasma dentro da magnetosfera. As linhas na cor preta representam o fluxo de plasma do vento solar, que entra pelo contorno  $x = x_0 = 20R_E$ , e interage com a magnetosfera da Terra próximo a  $x = 80 R_E$ . As cores representam a variação da pressão térmica do vento solar nas diferentes regiões consideradas. Observa-se que o processo de interação entre a estrutura simulada e a magnetosfera torna-se cíclico, ou seja, a taxa de reconexão entre o IMF, no lado diurno, e o campo geomagnético torna-se constante.

O fluxo de plasma e campo magnético é transportado em direção à cauda, comprimindo-a, aquecendo-a até que uma nova reconexão é observada novamente na magnetocauda. Parte do plasma segue em direção ao fluxo do vento solar e parte penetra em regiões da alta atmosfera e ionosfera, o que não

se pode observar em outros mapas pelo fato do processo ser rápido quando visualizados os vídeos. Este é o caminho onde o plasma é conduzido, onde é encontrada uma singularidade no campo, ou seja, a região onde a linha magnética neutra (NENL) encontra-se próxima à Terra.



Instante de tempo 548 min.

Figura 5.8 - Gráfico da pressão em escala real, e de linhas de fluxo do vento solar em cor preta, para condições de IMF de  $-20 \text{ nT } B_z$  sul e inclinação de dipolo nula, 392 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor da pressão utilizada para normalização =  $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ ,  $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ .

Como comentado anteriormente, devido ao processo cíclico, a linha neutra magnética próxima à Terra sob um IMF e de longa duração torna-se estacionária. Identificamos como sendo uma região de divergência onde parte do plasma flui em direção à Terra e parte é acelerada em direção à cauda. A figura 5.8, que é o plano de simulação real onde o número de pontos na grade

coincide com a distância em ambas as direções  $x$ ,  $z$  mostra que a direção do vetor velocidade muda nas proximidades de  $140 R_E$ . Isto significa que um olhar cuidadoso nesta região permitirá observar valores de velocidade em sentido oposto e algumas mudanças nos parâmetros de densidade e pressão térmica, confirmando tal suspeita.

### **5.3 Simulação das estruturas magnéticas interplanetárias**

#### **Caso 1: Análise dos parâmetros de plasma na magnetocauda para estrutura de choque negativo $-20 nT$ .**

Na figura 5.9, observa-se o perfil da estrutura de choque negativo que interagiu com a magnetosfera da Terra, durante 372 min. Como descrito anteriormente, durante o intervalo de 156 minutos, dá-se a formação da magnetosfera e obtenção de um estado estacionário. Em seguida, o IMF congelado ao fluxo de plasma do vento solar entra na caixa de simulação pelo contorno  $x = x_0 = 20R_E$ , logo em seguida, próximo a  $80R_E$ , inicia-se o processo de reconexão com o campo geomagnético.

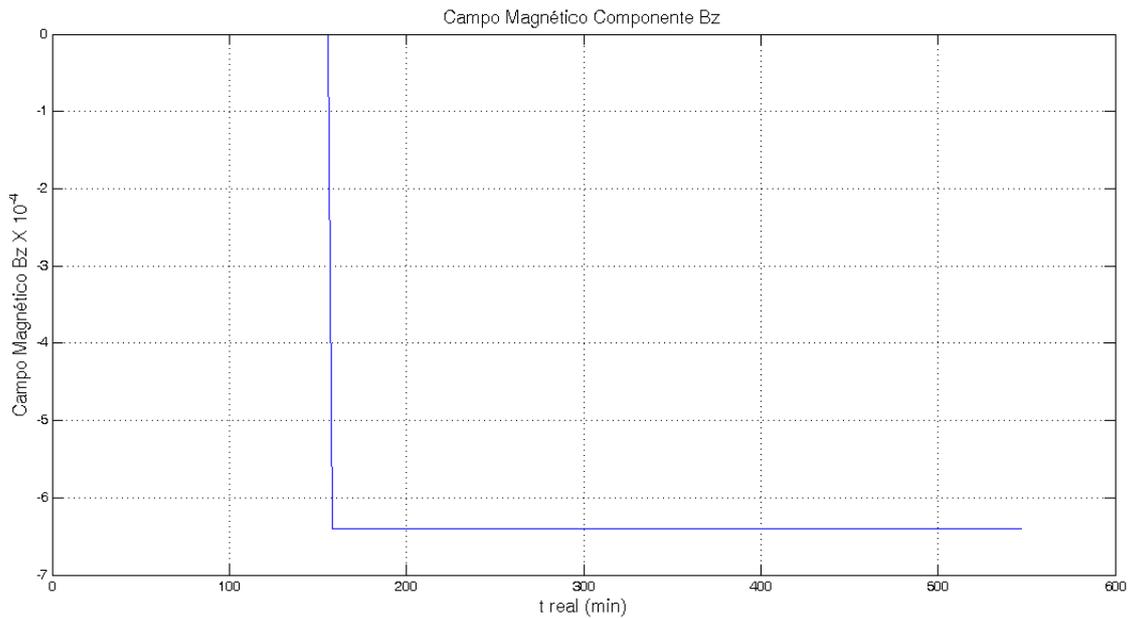


Figura 5.9 - Gráfico representa variação do campo magnético interplanetário entre os valores  $0 \text{ nT}$  a  $-20 \text{ nT}$ . Correspondência numérica: valor de IMF utilizado para normalização =  $3.12 \times 10^{-5} \text{ T}$ .

A evolução temporal da pressão é observada, na figura 5.10, em nove pontos da lâmina de plasma, durante o intervalo de tempo de 372 min. O tempo médio de resposta dos parâmetros da magnetocauda fica em torno de 35 minutos e depende das condições iniciais (OGINO ET AL., 1994).

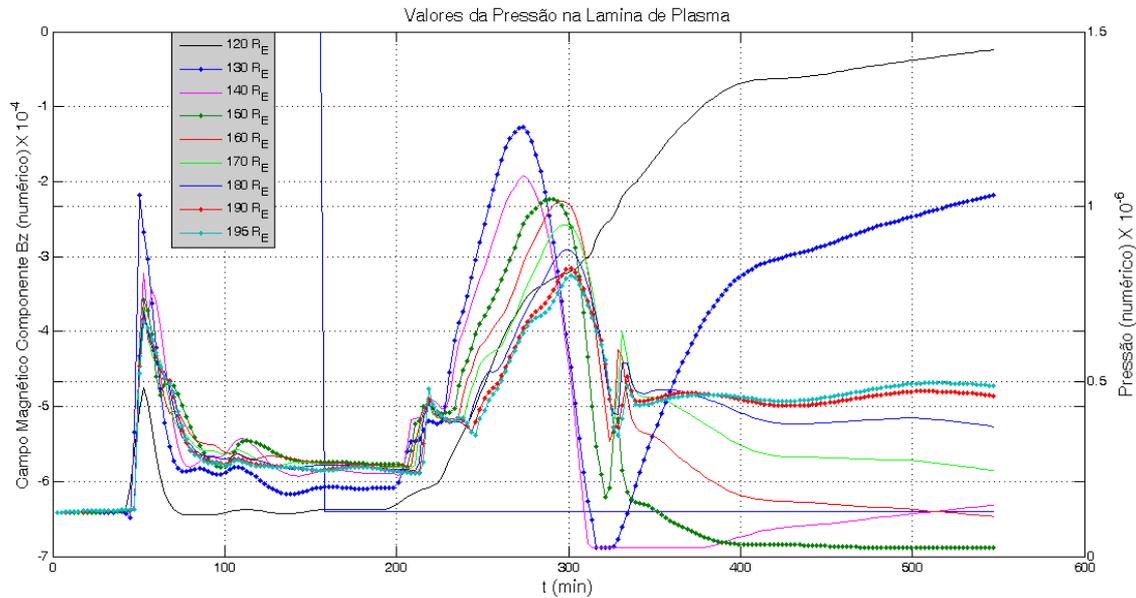


Figura 5.10 - Variações temporais da pressão na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização  $= 7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ .

Na figura 5.10, é mostrada uma variação abrupta na pressão térmica entre os instantes de tempo 213 e 300 minutos, como consequência da pressão magnética exercida sobre o plasma da magnetocauda. Observa-se, também, um comportamento anômalo da pressão térmica entre 120 e 130 Raios terrestres no lado noturno. A razão pela qual há aumento anômalo é o fato da sua localização próxima à NENL. Note que há uma separação na direção do fluxo de plasma do vento solar na região próxima à linha neutra. Algumas linhas se apresentam com direção para a Terra enquanto outras mostram que o fluxo está direcionado de volta para o vento solar, para longe da Terra. A intensa reconexão nesta região, onde o plasma é comprimido e acelerado contra o dipolo magnético, faz com que haja um aumento abrupto na temperatura. Como é contínuo o processo, o fluxo de plasma para outros pontos é acelerado pela pressão magnética, tornando-se constante em seguida.

A figura 5.11 mostra a evolução temporal da densidade na lâmina de plasma em nove pontos, durante o intervalo de tempo considerado. No intervalo de

tempo entre 176 a 548 min, o IMF possui valor igual a  $-20 \text{ nT}$ . Observa-se um aumento de aproximadamente 3 vezes na densidade de plasma para os pontos, variando entre 140 a 195  $R_E$ , no intervalo de 213 a 305 minutos, em comparação ao estado inicial. Foi novamente observado que os pontos 120 e 130  $R_E$  apresentaram comportamento diferente dos demais. Vamos analisar em duas partes:

No intervalo de 213 a 320 min, os dois pontos situam-se próximo à Terra, no lado esquerdo do ponto de reconexão da cauda (NENL). Durante este intervalo de tempo, o plasma é transportado em direção à Terra, diminuindo a densidade. Enquanto que, para pontos à direita da NENL, há uma grande quantidade de plasma entrando, em seguida estacionando. Porém, a dinâmica não cessa. O aumento dos valores da densidade nos pontos 120 e 130  $R_E$  são explicados pelo fato de que o plasma entra continuamente, sendo comprimido pela pressão magnética, e acelerado em direção à Terra figura 5.11.

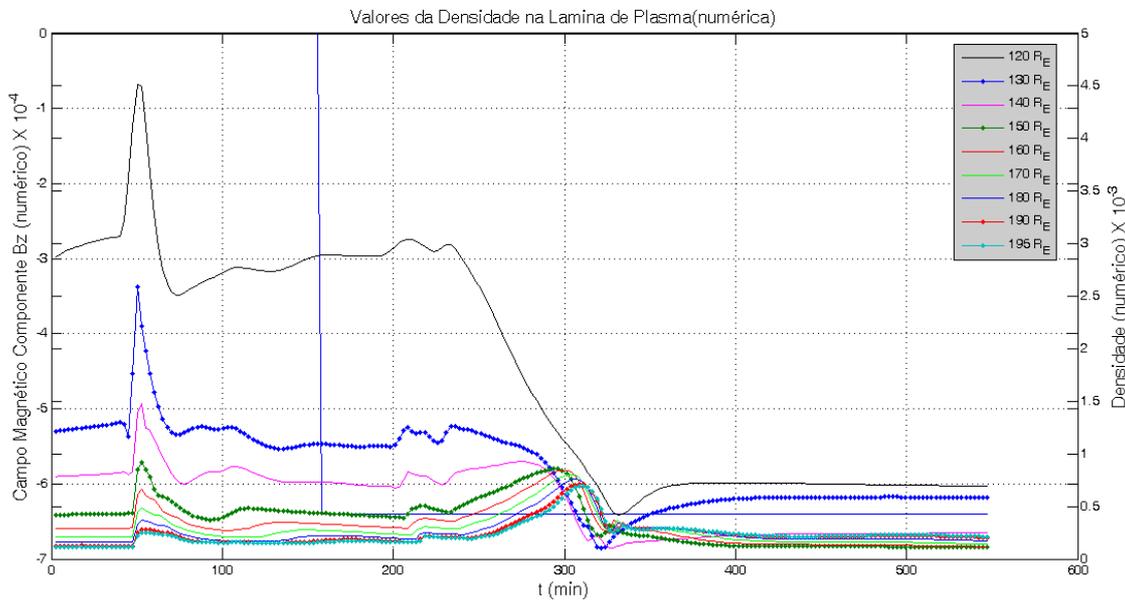


Figura 5.11 - Variações temporais da densidade na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor da densidade utilizada para normalização =  $10^{10} \text{ Partículas}/\text{m}^3$ .

A figura 5.12 corresponde ao gráfico da componente da velocidade  $V_x$  na lâmina de plasma. Foi observada, nos pontos 120, 130 e 140  $R_E$ , uma velocidade negativa no sentido negativo do eixo  $x$ . Isto significa que realmente há uma convecção de plasma em direção à Terra. Nota-se, também, que esta velocidade negativa aparece em 140  $R_E$  no gráfico da velocidade embora não seja observada nos gráficos de pressão e da densidade. Observe que a velocidade é bem baixa, próxima a zero. Dessa forma, a densidade e a pressão são insensíveis e não identificadas neste ponto. Outros dois detalhes importantes são observados: a aceleração devido à intensa pressão magnética sobre o plasma da cauda conforme mostrado na figura 5.12, sugere a aceleração como função de potência.

Entre o intervalo de tempo de 280 a 300 min, nota-se um “joelho suave” na velocidade, ou seja, um valor aproximadamente constante, que foi identificado como sendo o plasmóide, pelas imagens de vídeo. Comparando-se os tempos, foi verificada uma grande coincidência entre o “joelho suave”, a formação e o deslocamento do plasmóide. Não se sabe ao certo qual é o ponto em que o plasmóide é gerado pelo vídeo. Contudo, o gráfico de velocidade o mostra próximo à coordenada 150  $R_E$ .

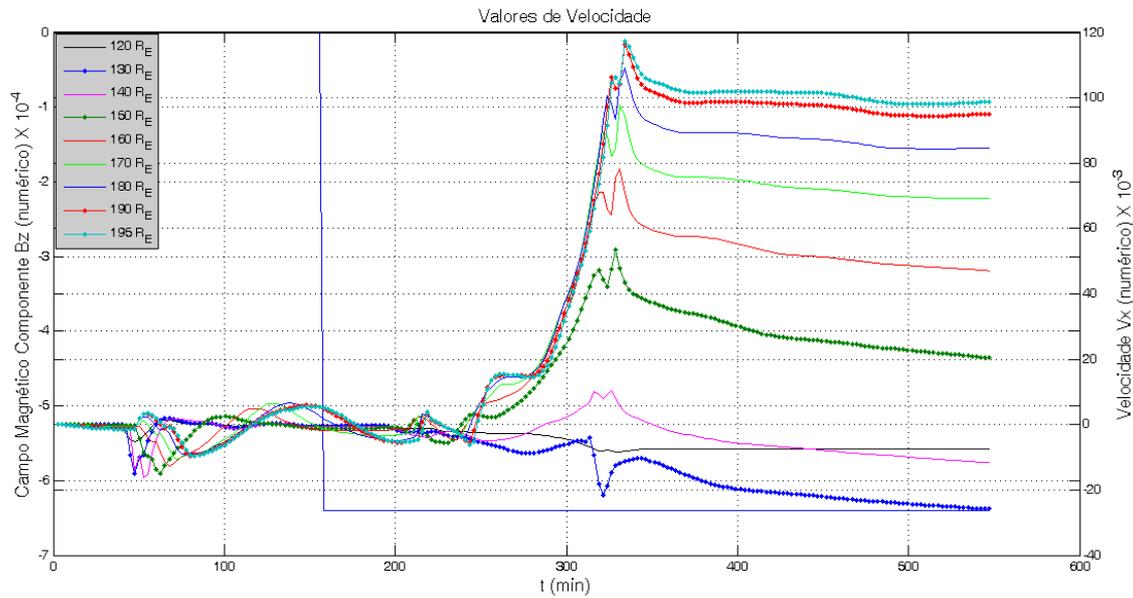


Figura 5.12 - Gráfico representa variação da componente  $V_x$  da velocidade em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização =  $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .

Os resultados obtidos pelo código para um  $B_z$  negativo de  $-20 \text{ nT}$ , tomando-se um tempo de simulação de 1 hora entre 213 a 305 minutos, estão de acordo com as medidas da Geotail, das 5:00 às 6:00 UT, no dia 17 de abril de 1994 (KOKUBUN,1997), como mostra a figura 5.13.

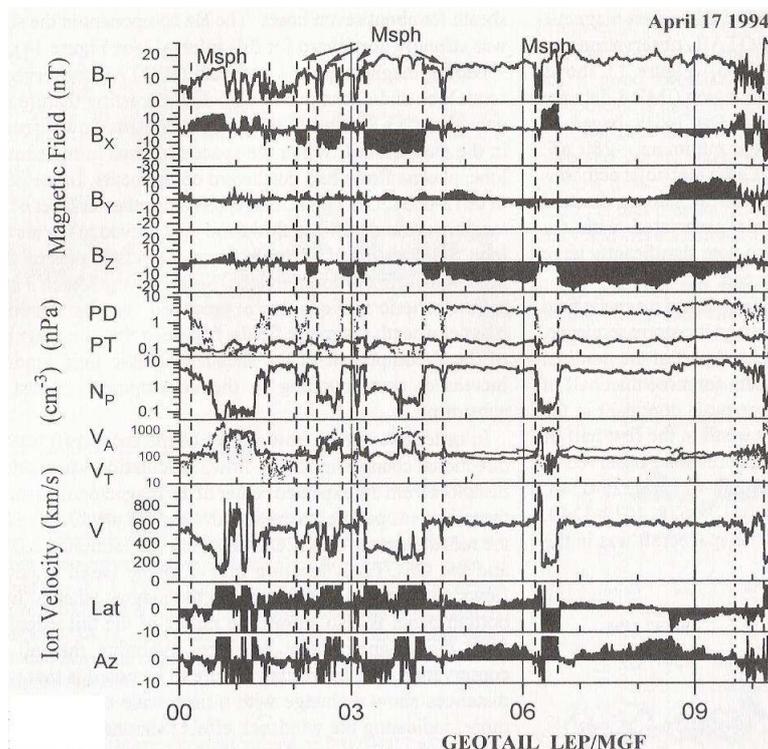


Figura 5.13 – A figura representa a variação dos parâmetros de plasma na magnetocauda terrestre, obtidos pelo satélite Geotail.

Fonte: Adaptada de (KOKUBUN,1997).

**Caso 2: Análise dos parâmetros de plasma na magnetocauda devido à flutuação quadrada do IMF  $B_z$  - 5 nT a 5 nT similar a uma flutuação Alfvénica com período de 42.4 min.**

Nos gráficos a seguir, observa-se a resposta magnetosférica durante um evento HILDCAA idealizado, com o IMF  $B_z$  apresentando uma flutuação similar à de uma onda Alfvénica. Um conjunto de gráficos é apresentado com o perfil da perturbação Alfvénica inicial e a resposta dos parâmetros de plasma da magnetocauda, como pressão, densidade e velocidade para cada caso. Os mesmos foram comparados com os resultados de Gonzalez et al. (2006). A fim de possibilitar a comparação dos resultados, foram selecionados pontos próximos à NENL.

A figura 5.14 representa a flutuação de uma onda quadrada similar a uma onda Alfvénica com período de 42,4 minutos, que interage com a magnetosfera da Terra durante um intervalo de tempo de 372 minutos. A transferência de energia do vento solar para regiões internas da magnetosfera da Terra, durante eventos HILDCAAs, esta associada a flutuações Alfvénicas ou trem de ondas no vento solar, que causam sucessivas reconexões em regiões da magnetopausa. Para observarmos como a magnetosfera da Terra responde a estas flutuações do vento solar, mais especificamente a magnetocauda, simulou-se um trem de ondas similar as ondas de Alfvén para observarmos o comportamento idealizado dos eventos HILDCAAs. Também foi avaliada a evolução temporal dos parâmetros de pressão, densidade e velocidade, na lâmina de plasma.

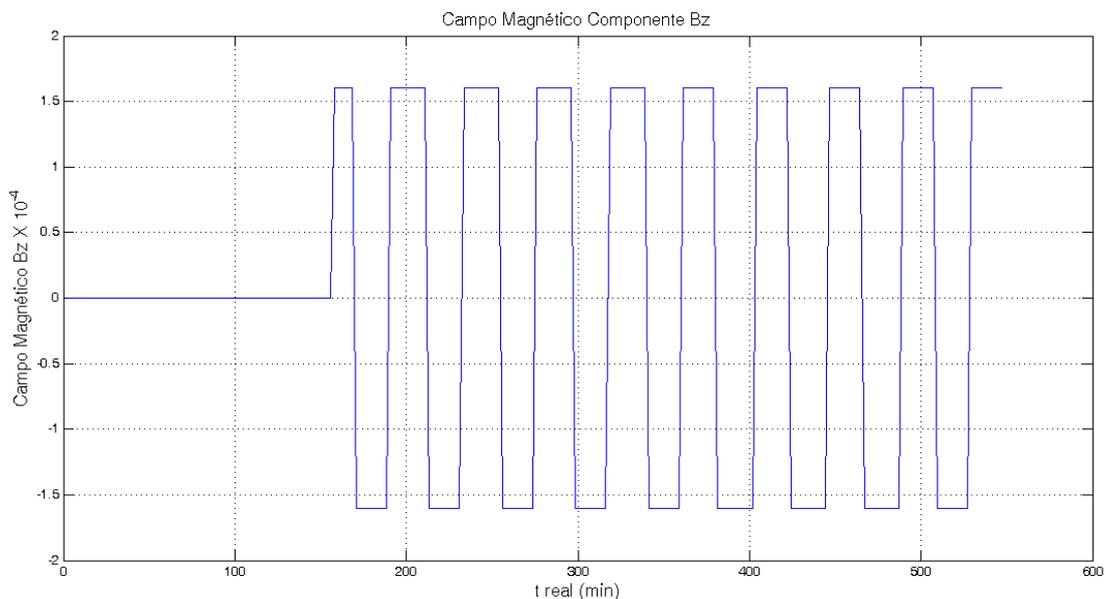


Figura 5.14 - Gráfico representa a variação periódica quadrada do IMF  $B_z$  com período de 42.4 minutos com amplitudes entre  $-5 \text{ nT}$  a  $5 \text{ nT}$ . Valores do IMF utilizado para normalização =  $3.12 \times 10^{-5} \text{ T}$ .

No gráfico 5.15, foram selecionados dois pares de coordenadas  $(x, y)$ , que representam dois períodos, para verificar se a perturbação Alfvénica inicial está modelada corretamente. Observa-se que a onda quadrada é levemente

distorcida, pelo fato de o tempo na simulação ser uma variável discreta, medida em intervalos de tempos pré-definidos (*time step*).

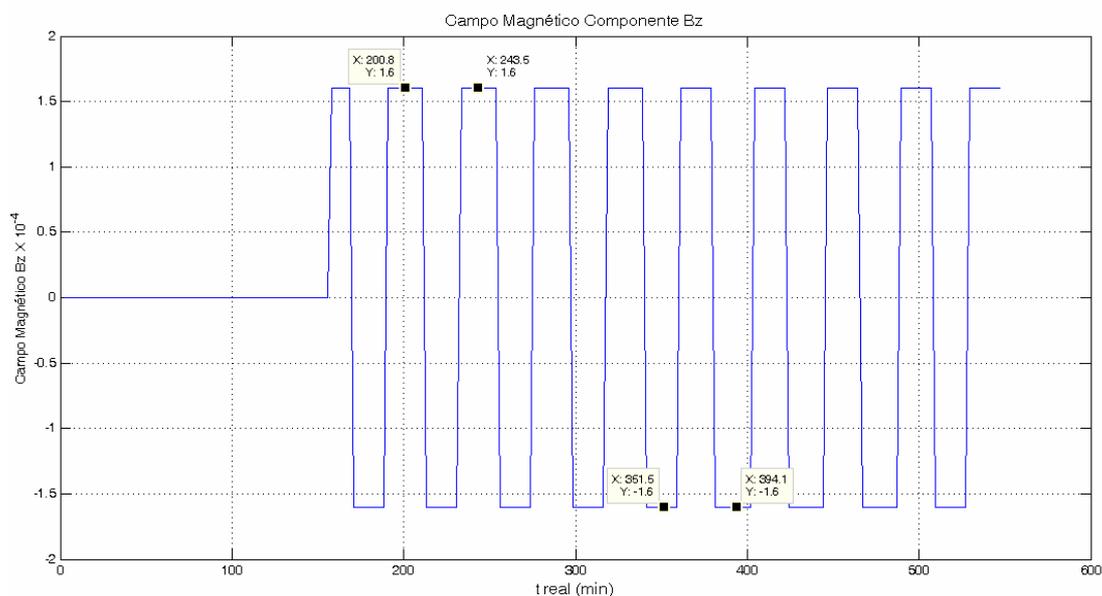


Figura 5.15 - Gráfico representa a variação periódica quadrada do IMF com período de 42.4 minutos com amplitudes entre  $-5 \text{ nT}$  e  $5 \text{ nT}$ . Valores do IMF utilizado para normalização =  $3.12 \times 10^{-5} T$ .

A figura 5.16 mostra a evolução temporal da densidade, em diversos pontos da lâmina. Como observado na figura 5.16, a densidade da lâmina de plasma responde às flutuações Alfvénicas, com um atraso em média de 10 min, ou seja, o máximo da componente de  $B_z$  é defasado do máximo dos parâmetros de densidade em 10 minutos. Gonzalez et al. (2006) encontraram 15 minutos de defasagem nas medidas de pressão, campo elétrico de convecção e velocidade na lâmina de plasma nas proximidades da Terra, obtidas através do modelo de simulação MHD tridimensional, em relação ao IMF- $B_z$ . No modelo utilizado neste trabalho, notou-se que as flutuações da densidade tornaram-se mais atenuadas para pontos acima de  $160 R_E$ .

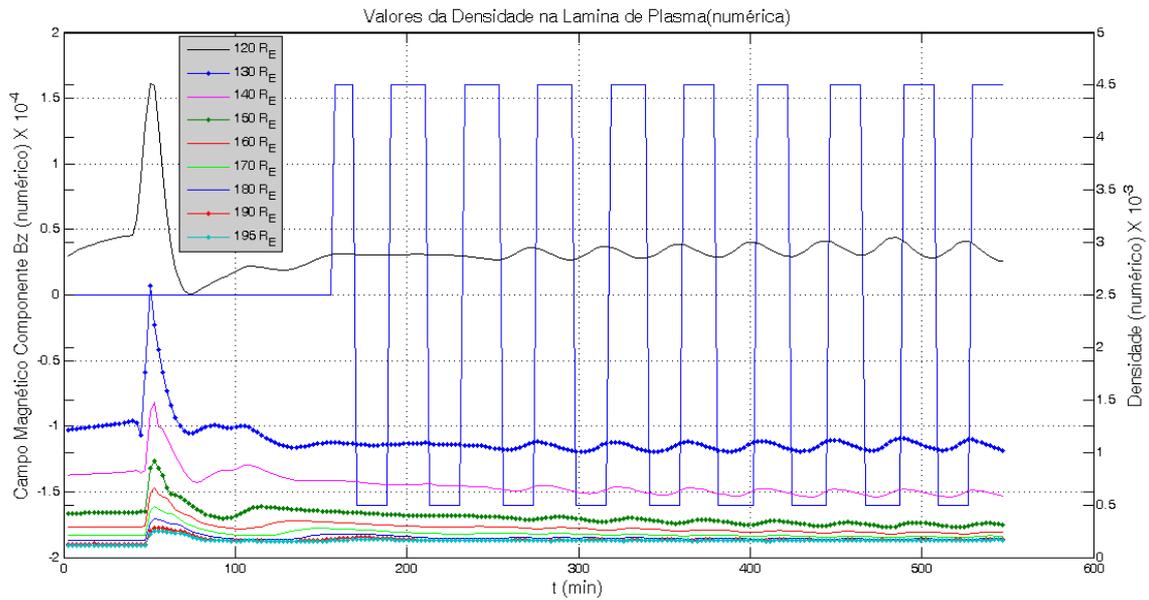


Figura 5.16 - Gráfico representa variação periódica da densidade em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor da densidade utilizada para normalização =  $10^{10} \text{ Partículas}/\text{m}^3$ .

Na figura 5.17, foram selecionados os pontos 120, 130 e 137, considerados mais próximos da NENL para a comparação com os resultados de Gonzalez et al. (2006). Foi obtido em média, 10 minutos de atraso entre o máximo do IMF e o máximo entre os pontos.

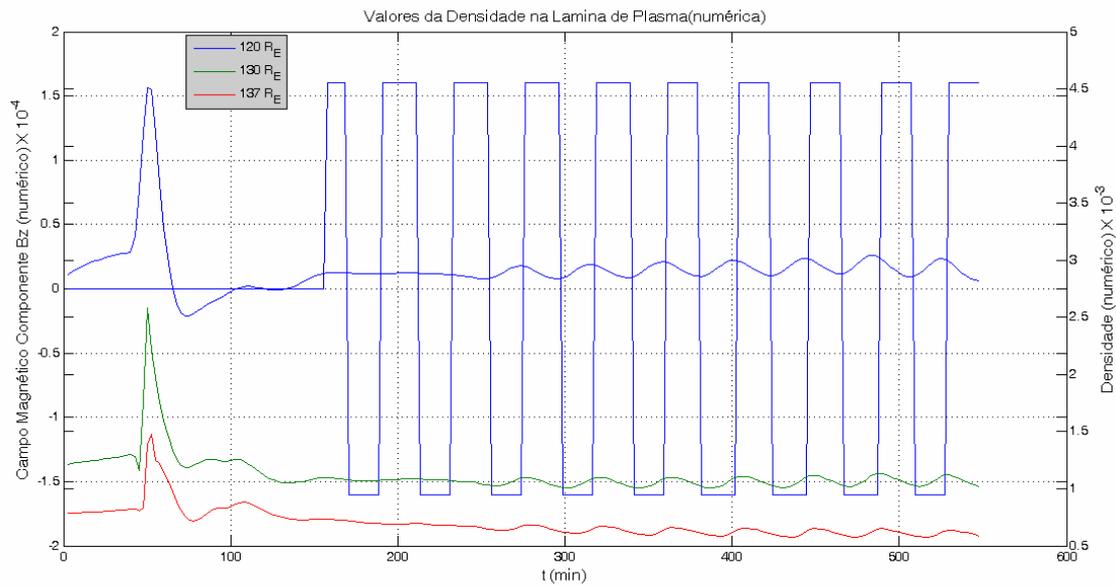


Figura 5.17 - Variações temporais periódica da densidade de plasma, em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor densidade utilizada para normalização  $= 10^{10} \text{ Partículas}/\text{m}^3$ .

Vale ressaltar que, em todos os gráficos e todos os casos, o IMF é plotado simultaneamente, como os parâmetros de plasma, ou seja, todos estão sobre o mesmo intervalo de tempo, diferindo somente no eixo  $y$ . A figura 5.18 mostra que as flutuações dos parâmetros da densidade na magnetocauda possuem o mesmo período.

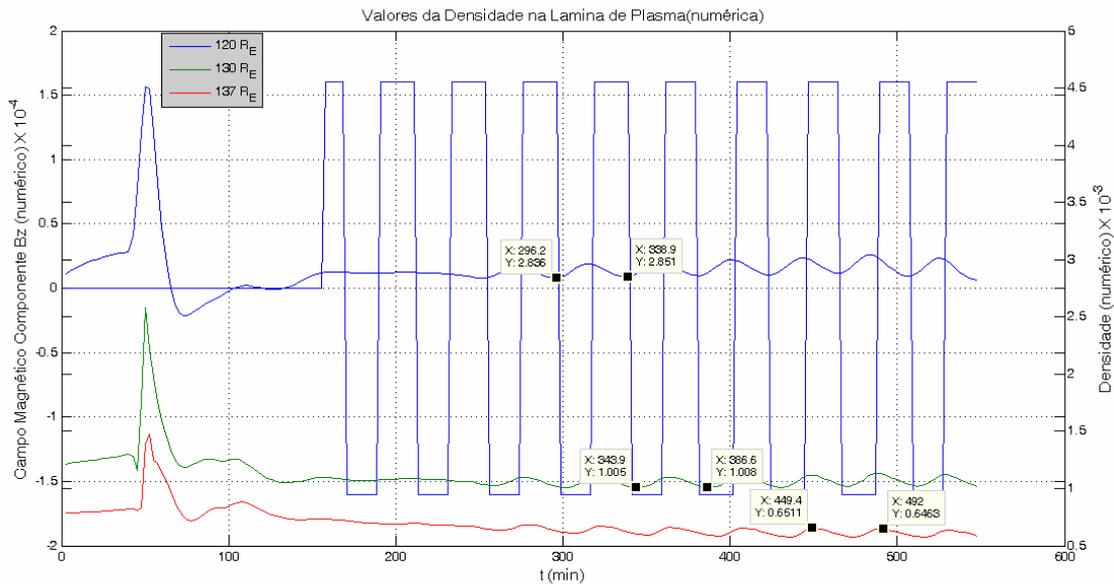


Figura 5.18 - Variações temporais periódica da densidade de plasma, em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor densidade utilizada para normalização =  $10^{10} \text{ Partículas}/\text{m}^3$ .

A figura 5.19 mostra a variação periódica da pressão na lâmina de plasma. A pressão teve em média 10 minutos de atraso entre o máximo do IMF e o máximo dos parâmetros observados na magnetocauda. Nota-se que para distâncias maiores, ou seja, valores crescentes na direção positiva do eixo x, o atraso entre o IMF e os parâmetros de plasma da magnetocauda aumentam.

Observa-se na figura 5.19, um crescimento suave da pressão térmica à medida que o tempo aumenta o que pode ser uma evidência de que o aumento da pressão térmica está associado a algum processo físico intrínseco da magnetosfera, onde as sucessivas reconexões aumentam o estado energético até um ponto em que a energia armazenada deve ser liberada.

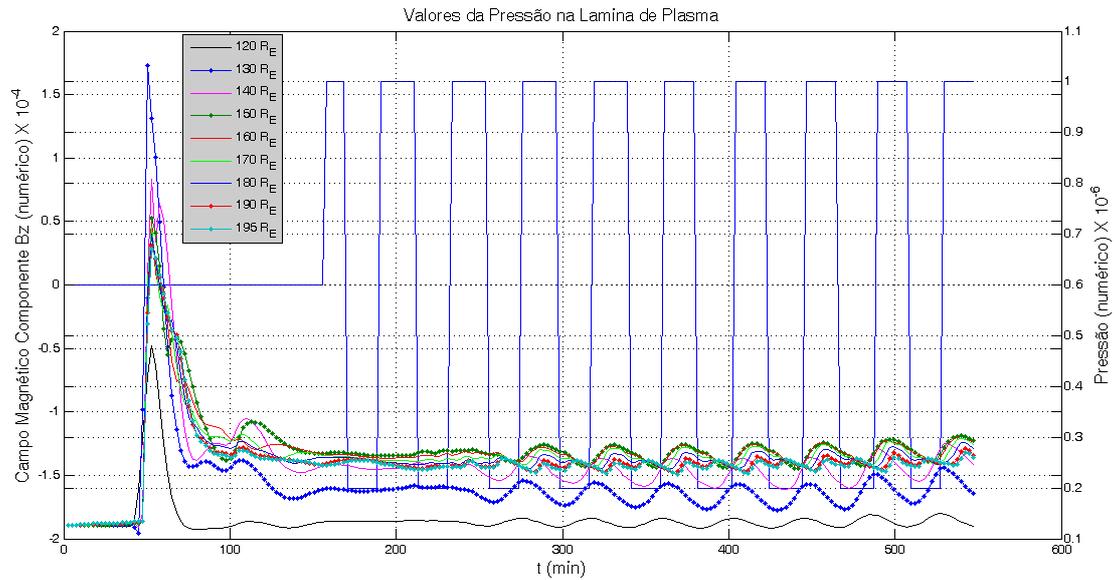


Figura 5.19 - Variações temporais da pressão de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização  $= 7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ .

A figura 5.20 mostra os parâmetros de plasma selecionados nos pontos próximos à NENL, os quais são 120, 130 e 137  $R_E$ .

Observa-se o atraso de 10 min, como no caso anterior, entre o IMF e os parâmetros da pressão nos pontos considerados.

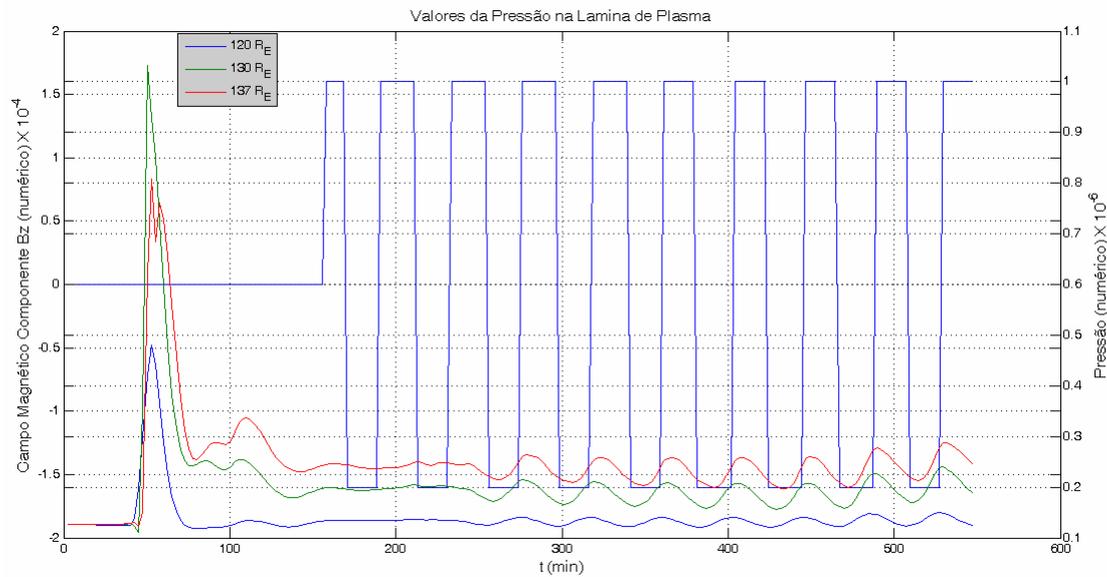


Figura 5.20 - Variações temporais da pressão de plasma, em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização  $= 7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ .

Na figura 5.21, é mostrado novamente, um conjunto de pares de coordenadas em diversos pontos. As flutuações dos parâmetros da cauda possuem o mesmo período que a perturbação que o originou.

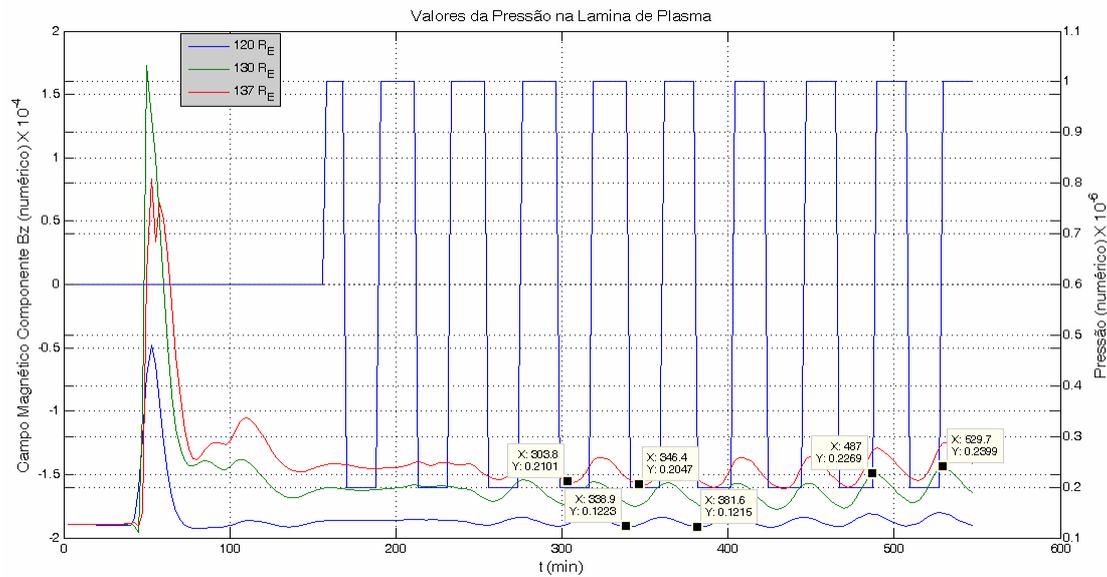


Figura 5.21 - Variações temporais da pressão de plasma, em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização  $= 7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ .

O gráfico da figura 5.22 apresenta a resposta da componente da velocidade,  $V_x$ , em diversos pontos na lâmina de plasma, às flutuações do IMF. Observa-se que, para pontos mais próximos à NENL, as flutuações são mais suaves comparadas com pontos afastados.

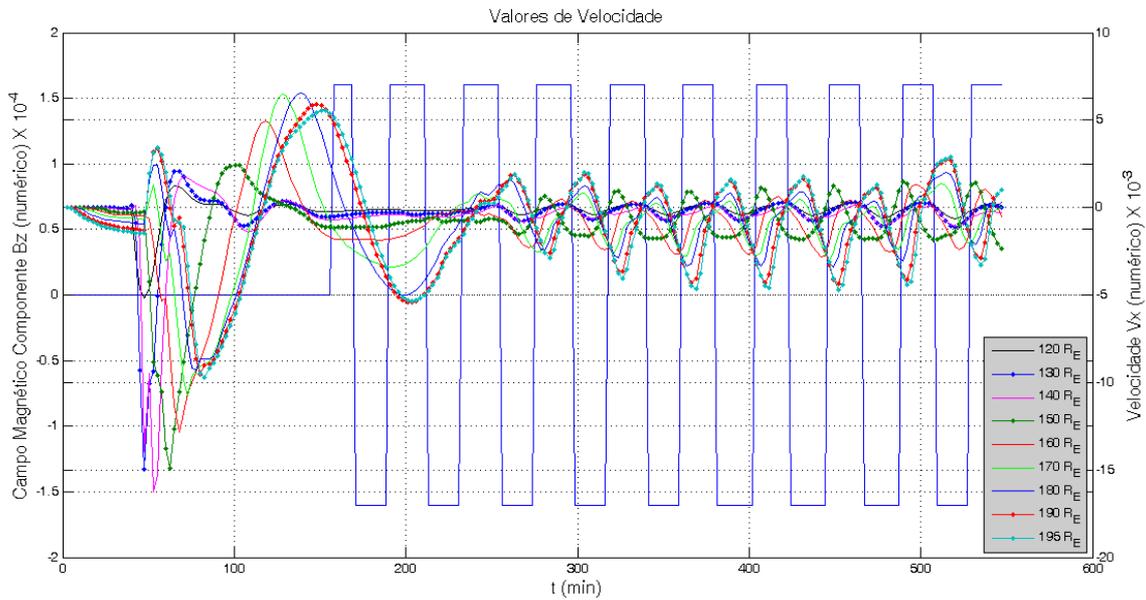


Figura 5.22 - Gráfico representa variação periódica da componente da velocidade na direção  $V_x$  em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização =  $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .

Na figura 5.23, são mostrados os pontos selecionados próximo à NENL, a resposta da componente da velocidade  $V_x$  à variação do IMF. A variação da onda quadrada similar às flutuações Alfvénica e o atraso de 10 minutos entre o máximo do IMF e a velocidade na lâmina de plasma. Também podemos observar que para distâncias maiores o atraso entre o IMF e os parâmetros de plasma da magnetocauda aumenta.

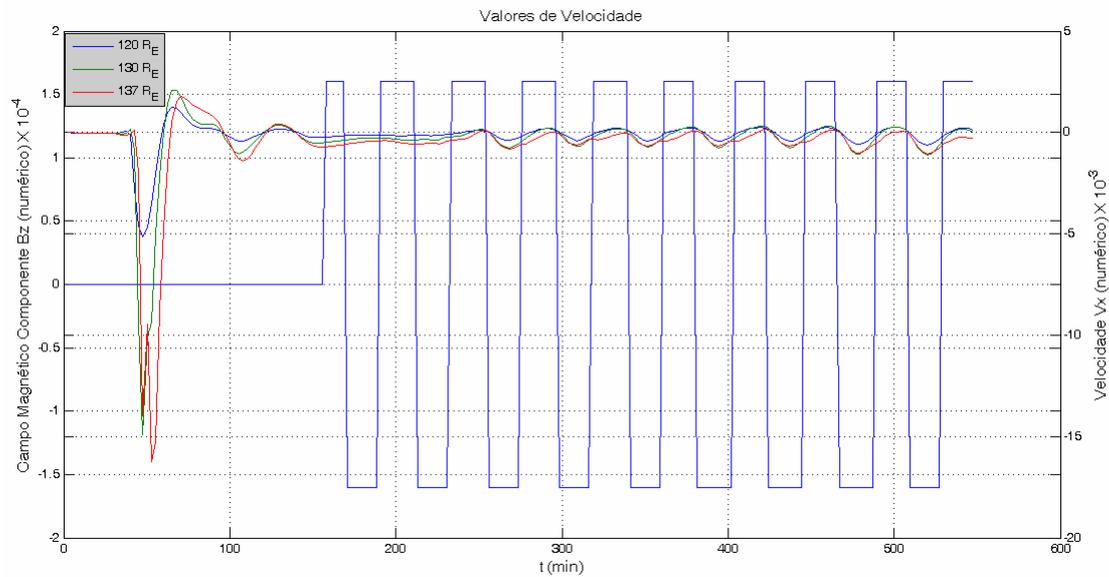


Figura 5.23 - Gráfico representa variação periódica da componente da velocidade na direção  $V_x$  em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização =  $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .

Por fim, na figura 5.24, foram selecionados novamente duas coordenadas representando dois períodos mostrando que tanto a flutuação Alfvénica quanto a flutuação nos parâmetros da velocidade possuem o mesmo período.

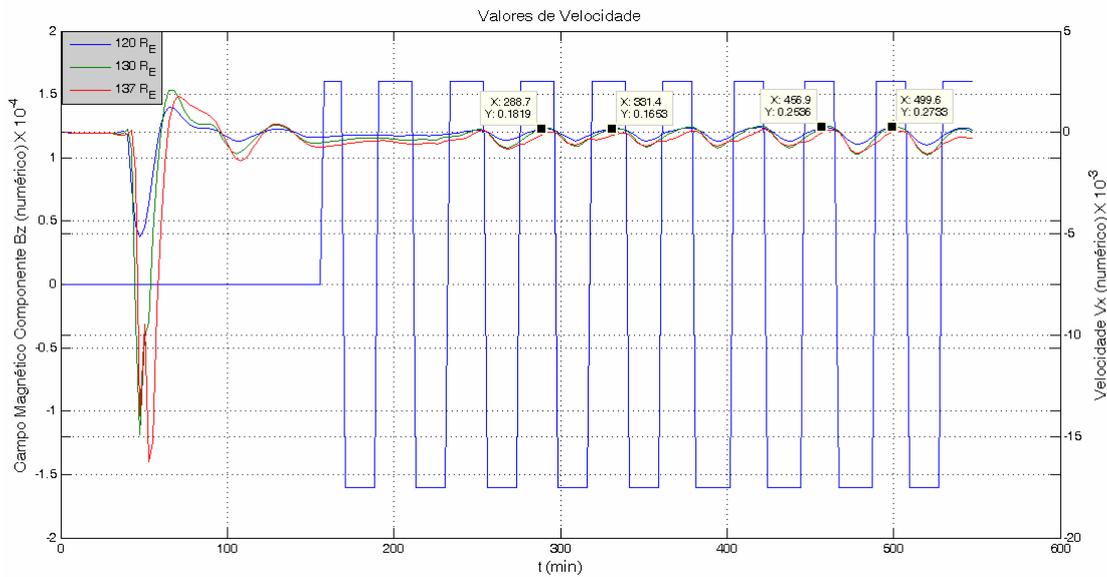
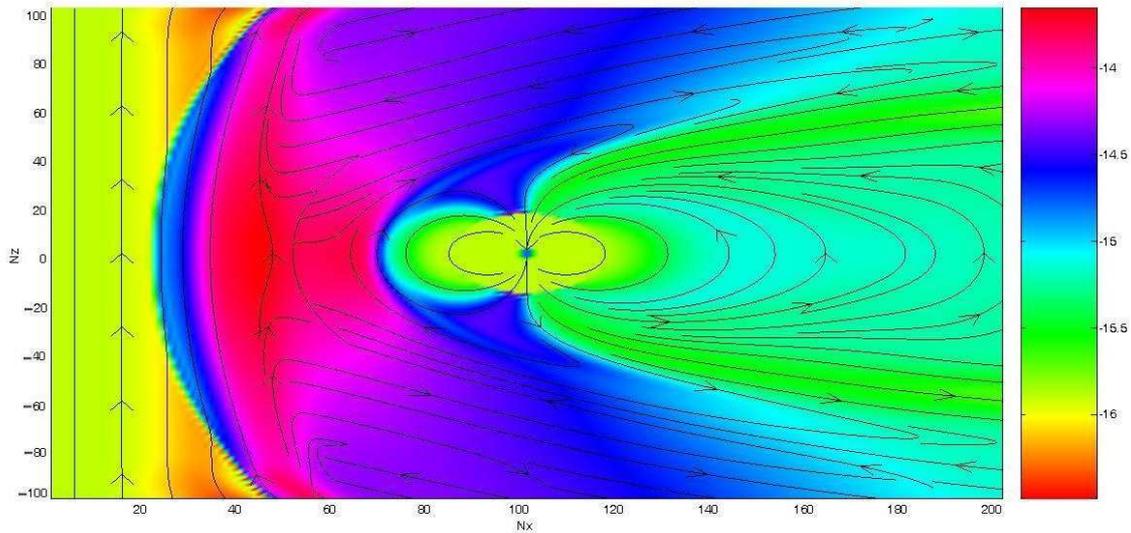


Figura 5.24 - Gráfico representa variação periódica da componente da velocidade na direção  $V_x$  em três pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização =  $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .

### Caso 3: Análise dos parâmetros de plasma na magnetocauda para estrutura choque positivo $20 \text{ nT}$ .

A figura 5.25 mostra a configuração da magnetosfera em  $t=170 \text{ min}$ , tempo este posterior à aplicação de um IMF  $B_z$  de  $20 \text{ nT}$  norte, caracterizando um choque frontal rápido, no contorno  $x = x_0 = 20R_E$  e congelado ao fluxo de plasma do vento solar. Observa-se o início do processo de interação, bem como as primeiras mudanças na configuração próxima a magnetosfera.



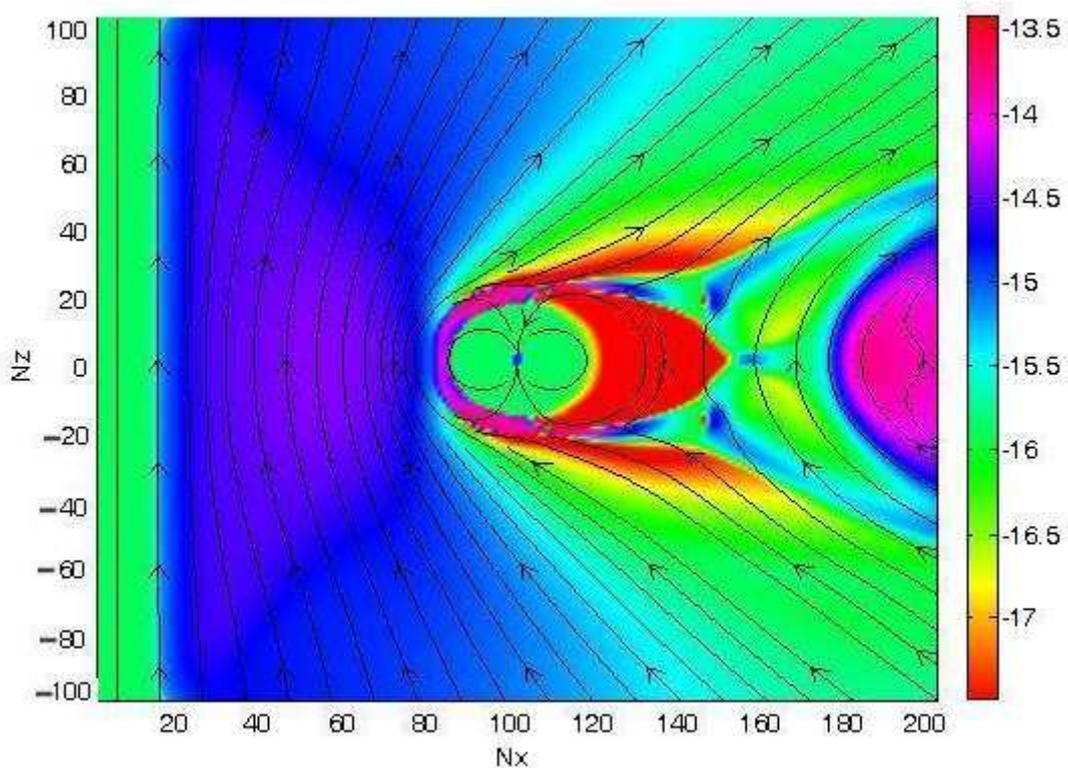
Instante de tempo 170 min.

Figura 5.25 - Gráfico em escala de cores da pressão, para condições de IMF  $B_z$  20  $nT$  norte e inclinação de dipolo nula, 14 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização =  $7.75 \times 10^{-4} N/m^2$   $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo  $N_z = 0$ .

A figura 5.26 mostra a configuração resultante da interação de uma estrutura de choque, com IMF 20  $nT$ , com a magnetosfera da Terra. É observado um intenso processo de reconexão entre o IMF e o campo geomagnético na cúspide onde o plasma penetra para dentro da magnetosfera da Terra. Nota-se, ainda, que a lâmina de plasma se encurta, e uma região de plasma e campo magnético saindo pelo contorno, no lado noturno.

A magnetosfera, após o intervalo de tempo de 300 minutos, torna-se fechada e dipolar, como mostrado na figura 5.26.

A figura 5.27 mostra o perfil do IMF de 20  $nT$ , que após o intervalo de tempo de 156 minutos entrará pelo contorno  $x = x_0 = 20R_E$ , congelado ao fluxo de plasma do vento solar. Próximo a  $80R_E$ , dá-se início ao processo de interação com o campo geomagnético da Terra.



Instante de tempo 285 min.

Figura 5.26 - Gráfico em escala de cores da pressão, para condições de IMF  $B_z$  20  $nT$  norte e inclinação de dipolo nula, 129 minutos após a ocorrência do choque. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização =  $7.75 \times 10^{-4} N/m^2$   $\Delta x = \Delta z = 1R_E$ . A figura é espelhada em relação ao eixo  $N_z = 0$ .

Na figura 5.28, é apresentada a evolução dos parâmetros de plasma na magnetocauda, devido à interação de uma estrutura de choque positivo. O atraso ou resposta dos parâmetros de plasma é o mesmo que no caso do choque negativo em média 35 minutos.

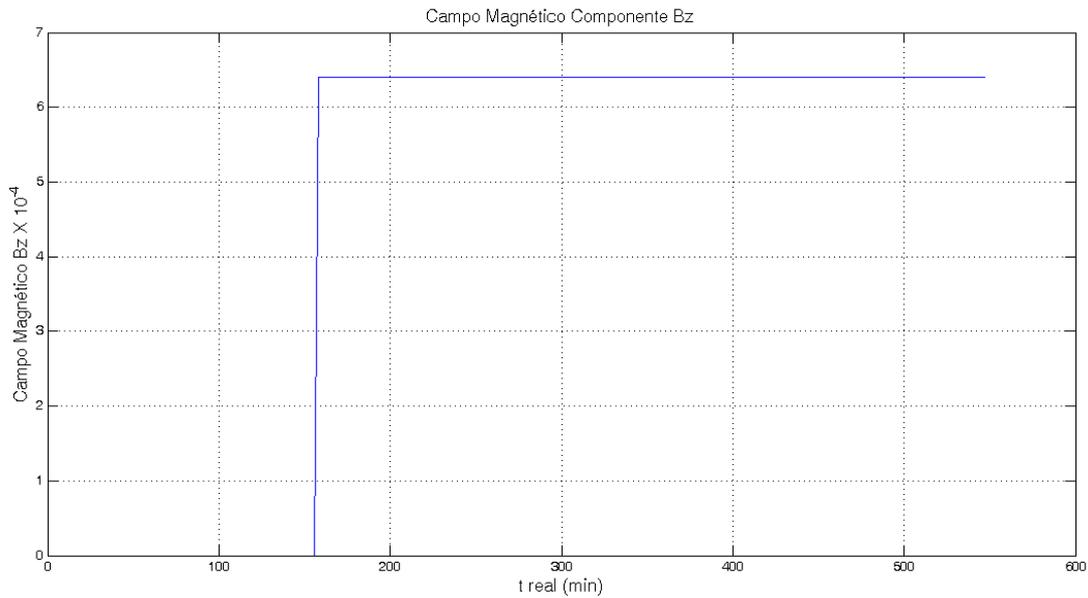


Figura 5.27 - Gráfico representa variação do campo magnético interplanetário entre os valores  $0 \text{ nT}$  a  $20 \text{ nT}$ . Correspondência numérica: valor de IMF utilizado para normalização =  $3.12 \times 10^{-5} \text{ T}$ .

A figura 5.28 mostra a evolução temporal da densidade onde observa-se um leve aumento na densidade da lâmina de plasma para os pontos  $140$  a  $195 R_E$  durante o intervalo de tempo  $213$  a  $300$  minutos. Os pontos  $120$ ,  $130$  e  $140 R_E$  indicam uma variação, que se mantém constante em seguida. A magnetosfera sob intenso IMF torna-se estática, durante um período de tempo maior do que  $3$  horas (FEDDER ET AL., 1984).

O resultado obtido na figura 5.28 mostra um intervalo de resposta entre  $213$  e  $305$  minutos, com os parâmetros tornando-se constantes logo após este intervalo de tempo.

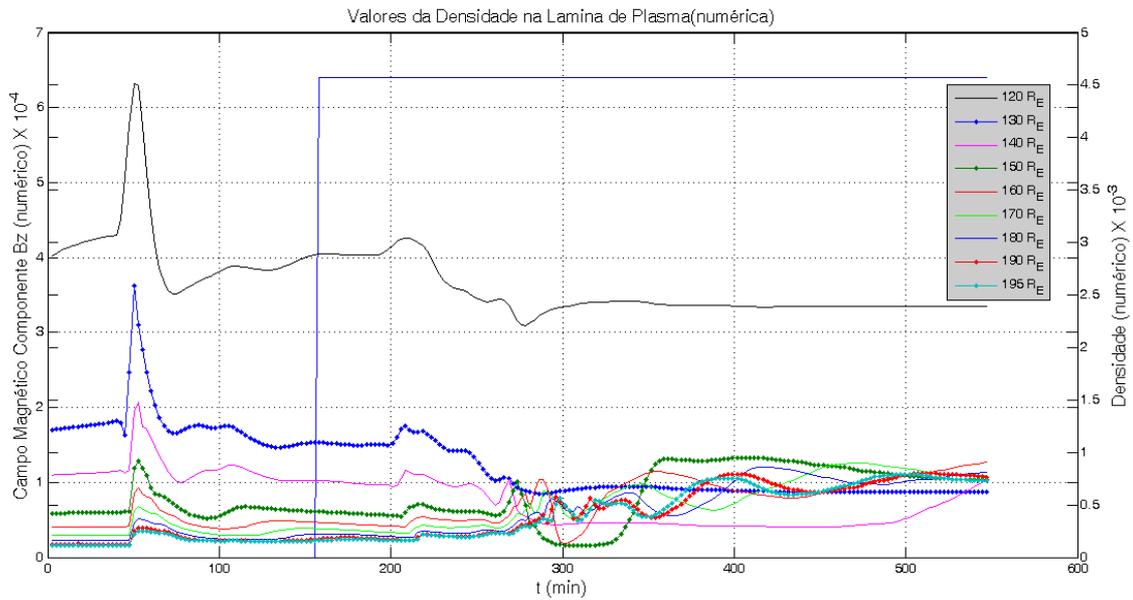


Figura 5.28 - Variações temporais da densidade na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor da densidade utilizada para normalização =  $10^{10}$  Partículas/m<sup>3</sup>.

A figura 5.29 mostra a variação da pressão em resposta ao choque. Nota-se um aumento abrupto na pressão térmica, próximo a 300 minutos. Enquanto que, no intervalo de 300 a 548, ocorre uma pequena oscilação e estabilização dos parâmetros.

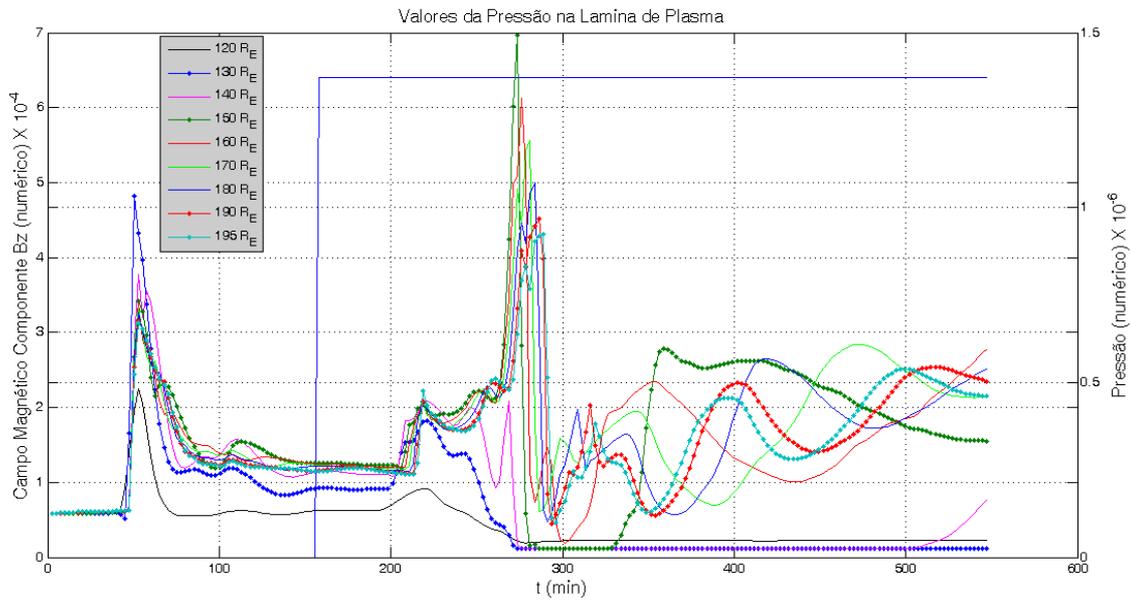


Figura 5.29 - Variações temporais da pressão na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização =  $7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ .

A velocidade mostrada na figura 5.30 ocorre devido à interação de uma estrutura choque positivo. É importante frisar que  $V_x$  não possui componente negativa da velocidade, ou seja, convecção em direção à Terra. Observa-se, também, um aumento acentuado logo em seguida, mantendo constantes seus valores, semelhante ao caso negativo.

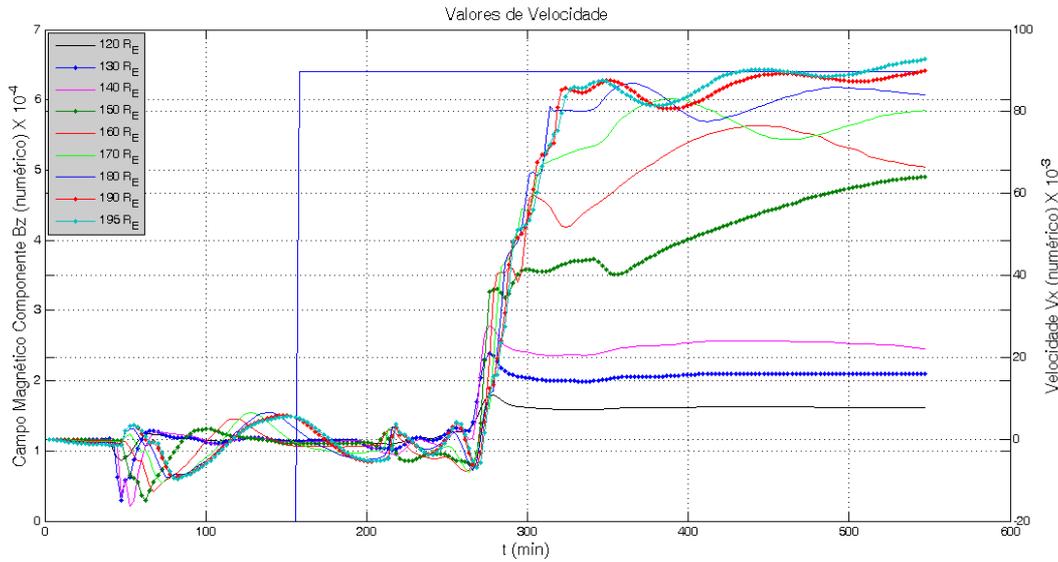


Figura 5.30 - Gráfico representa variação da componente  $V_x$  da velocidade em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização =  $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .

**Caso 4: Análise dos parâmetros de plasma na magnetocauda para estrutura MC com período de 19 horas.**

O último caso simulado e analisado neste trabalho corresponde ao perfil do IMF com amplitude de  $-20$  a  $20 \text{ nT}$  e período de 19 horas. A figura 5.31 representa o perfil do IMF de uma estrutura interplanetária tipo nuvem magnética cuja orientação de  $B_z$  é Norte-Sul (NS), por um longo período de tempo. A partir da simulação da interação desta estrutura com a magnetosfera, obtivemos a resposta dos parâmetros de plasma da magnetocauda.

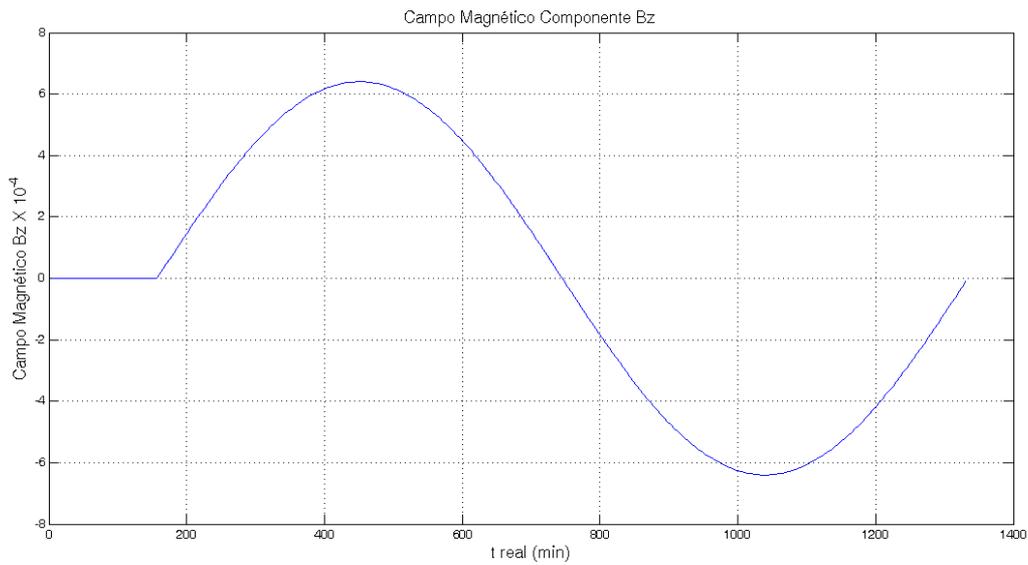


Figura 5.31 - Gráfico representa variação sinusoidal do campo magnético interplanetário caracterizando MC com amplitude de  $B_z$   $-20 \text{ nT}$  a  $20 \text{ nT}$ . Correspondência numérica: valor de IMF utilizado para normalização =  $3.12 \times 10^{-5} T$ .

Na figura 5.32, observa-se a resposta da densidade na lâmina de plasma a uma estrutura de nuvem magnética.

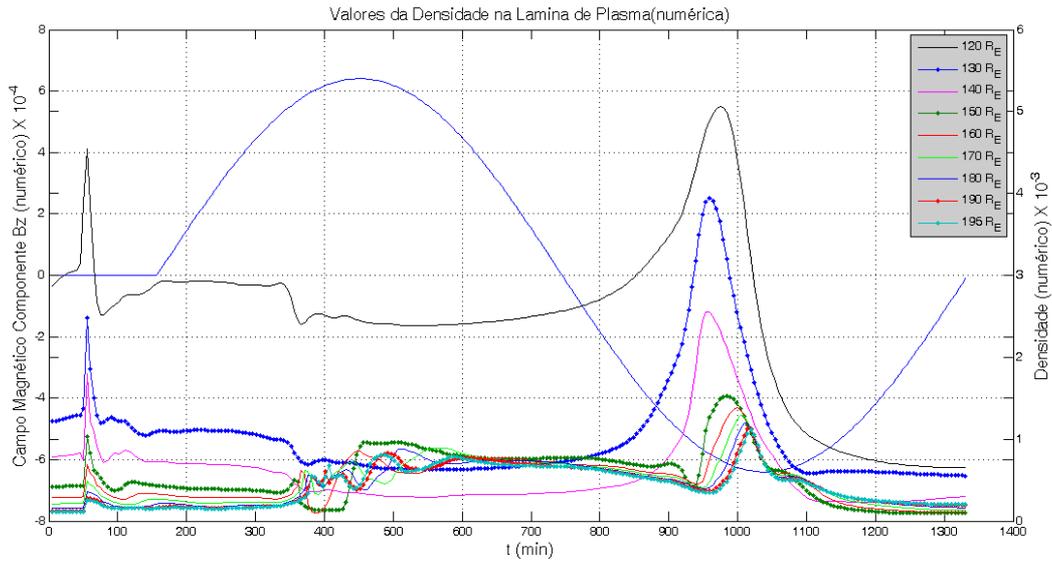


Figura 5.32 - Variações temporais da densidade na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor da densidade utilizada para normalização =  $10^{10} \text{ Partículas}/\text{m}^3$ .

Foi feita a análise da resposta da magnetocauda à presença da nuvem magnética, por meio da separação em parte positiva do IMF e parte negativa. Na parte positiva, observou-se, para pontos próximos a 120 e 130  $R_E$ , a ocorrência de um decréscimo na densidade. Não há entrada de plasma para estas regiões, devido à convecção. Porém, a resposta da lâmina é complexa e foram observados picos de densidades para o ponto 140  $R_E$ .

Na parte negativa da nuvem magnética quando a polaridade foi invertida, ficou claro o aumento na densidade em todos os pontos da cauda, devido ao processo de reconexão. Em seguida, os valores decresceram acompanhando a diminuição da componente do IMF. Nota-se, no intervalo de tempo entre 1100 e 1300 minutos, novamente a ocorrência de um aumento na densidade pela convecção, nos pontos 120 e 130  $R_E$ , ou seja, a parte negativa da MC tem comportamento similar ao choque negativo.

Na figura 5.33, um detalhe interessante pode ser observado: as amplitudes tanto do choque negativo quanto do positivo e da nuvem magnética são iguais. Entretanto, nota-se que a maneira de interação é totalmente diferente. Observa-se que o pico na pressão térmica é bem menor, comparado aos outros casos. Quando a MC inverte a polaridade novamente, é observado um abrupto aumento na pressão térmica, nos pontos 120 e 130  $R_E$ , devido à intensa tensão magnética e compressão dos parâmetros de plasma nesta região.

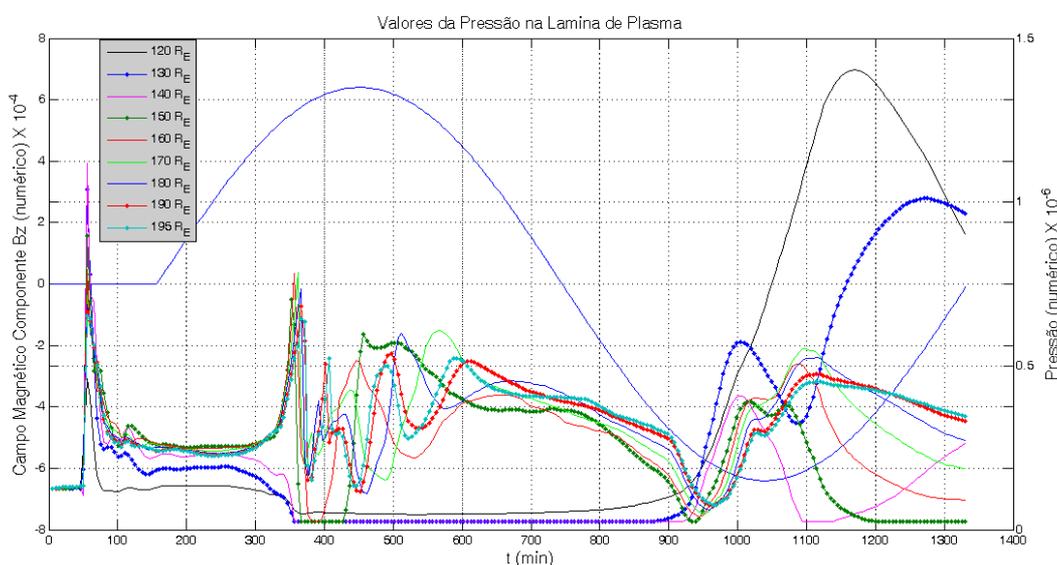


Figura 5.33 - Variações temporais da pressão na lâmina de plasma, em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de pressão utilizada para normalização  $= 7.75 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ .

Na figura 5.34, que corresponde ao gráfico da componente da velocidade, é interessante observar as duas regiões diferentes, para o  $B_z$  positivo e negativo.

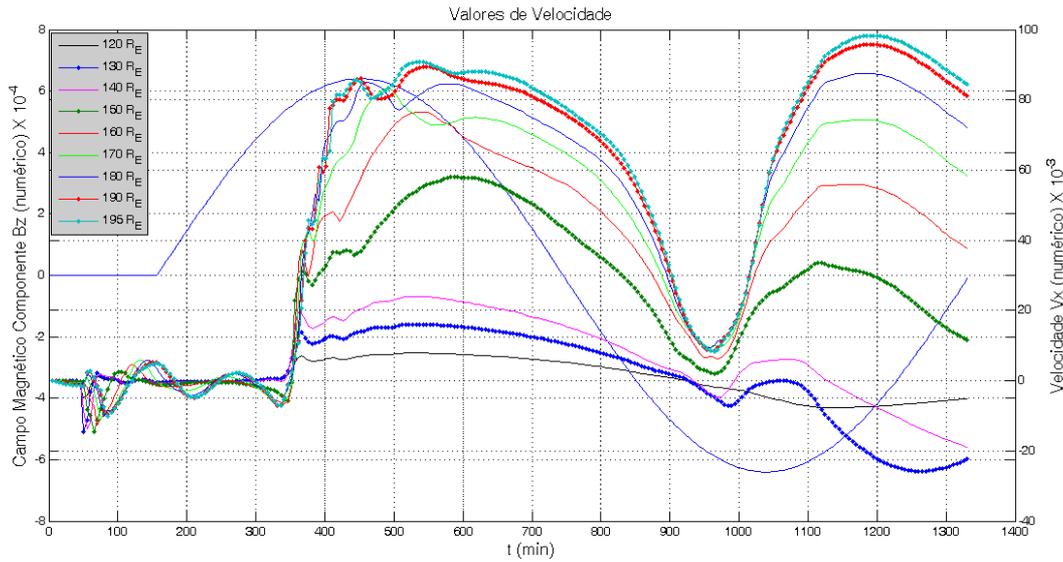


Figura 5.34 - Gráfico representa variação da componente  $V_x$  da velocidade em nove pontos situados na cauda magnética na linha Sol-Terra no lado noturno. Correspondência numérica: valor de velocidade utilizada para normalização =  $6.68 \times 10^6 \text{ m/s}$ .

Quando a componente do IMF é positiva, a velocidade tem somente uma direção e seus valores são todos positivos, ou seja, nos pontos 120, 130 e 140  $R_E$  não há convecção de plasma em direção à Terra, sendo que a linha magnética neutra próxima à Terra não aparece para o caso positivo. Observa-se, também, que a aceleração é mais abrupta do que no caso negativo. Quando se inverte a polaridade, há um aumento na velocidade, porém, menos acentuado. Novamente, a convecção em direção à Terra é caracterizada pelas velocidades negativas. Concluímos que a polaridade da MC negativa tem o comportamento similar ao choque negativo.



## CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS

Inicialmente, o modelo de simulação MHD bidimensional, desenvolvido por Ogino (1986), limitava-se a simular a interação do vento solar com o campo magnético terrestre para formar a magnetosfera terrestre para condições de IMF 0, -5 e 5 nT. Após a modificação realizada no código original, neste trabalho de Dissertação de Mestrado, pôde-se observar a resposta da magnetosfera a variações do campo magnético interplanetário. Com essa modificação, é possível o estudo da resposta das diferentes regiões da magnetosfera a diferentes condições no vento solar. Com a inclusão da variação temporal na componente  $B_z$  do IMF, foi possível simular condições representativas de algumas estruturas interplanetárias geofetivas: trens de ondas similares aos trens de ondas Alfvénicas de feixes rápidos do vento solar, choques interplanetários e nuvens magnéticas. Tais estruturas estão geralmente associadas à injeção de energia do vento solar para dentro da cavidade magnetosférica através de um processo conhecido como reconexão magnética.

Os resultados obtidos após a modificação do código MHD original, como comentado na metodologia, estão de acordo com os resultados de Lyon et al (1981), que, por sua vez, estão de acordo com modelos empíricos de subtempestade que apóiam a existência de uma linha neutra de reconexão próximo à Terra (NENL). Também comparamos um intervalo de simulação, com condições do IMF com  $B_z = -20$  nT por aproximadamente 1 hora, com as medidas do IMF e do vento solar feitas pela espaçonave Geotail para um determinado evento apresentado no trabalho de Kokubun (1997). As variações nos parâmetros de plasma durante o intervalo de 1 hora para o evento apresentado por Kokubun (1997) assemelham-se às variações observadas em nosso modelo.

Para o caso da estrutura tipo choque frontal rápido com  $B_z = -20$  nT, observamos diversas características. As mudanças no código MHD e a

metodologia adotada possibilitaram-nos a visualização de uma característica particular de um dos fenômenos mais dinâmicos que ocorrem na magnetosfera terrestre: a subtempestade. A liberação de um grande plasmóide ocorre cerca de 1,8 hora após a mudança de orientação do IMF, estando de acordo com os resultados de Lyon et al. (1981) e Baumjohann e Treumann (1997). A confirmação da existência da NENL é verificada através da direção do fluxo de plasma para dentro da magnetosfera, após a interação deste tipo de choque frontal com a magnetosfera. Observa-se que nas proximidades da lâmina de plasma, em torno de  $x=140R_E$ , há uma divergência de fluxo de plasma, mostrando que ali, provavelmente, há um processo de reconexão acelerando o plasma em direções opostas. Isto é facilmente visualizado na figura 5.7 através das linhas de fluxo. Além disso, em todos os parâmetros de plasma foi possível observar variações características da presença da NENL em torno de  $x=140R_E$ . Na velocidade, por exemplo, a presença de valores positivos e negativos deixa clara a mudança de direção do vetor velocidade (componente radial,  $V_x$ ).

Um segundo caso considerado foi a resposta da magnetocauda quando da interação entre uma flutuação na componente  $B_z$ , representativa de uma flutuação Alfvénica (evento HILDCAA idealizado), e a magnetosfera. A resposta dos parâmetros da magnetocauda terrestre, como densidade, pressão e velocidade, respondem com um atraso médio de 10 minutos em relação ao IMF, sendo que os parâmetros da magnetocauda apresentam o mesmo período da flutuação do IMF  $B_z$ . Tais resultados estão de acordo com os resultados obtidos por Gonzalez et al (2006). Outro resultado interessante, o qual será objeto de estudo futuro aplicado a um código MHD tridimensional, está relacionado às flutuações que foram observadas na pressão térmica. À medida que o tempo cresce as flutuações crescem em amplitude, e isto ocorre suavemente, sem alterar o período característico da flutuação. Acredita-se que tal comportamento seja resultado da energização da magnetosfera devido às

sucessivas reconexões que ocorrem na magnetopausa e depositam energia nas regiões internas da magnetosfera.

Para o caso da estrutura tipo choque frontal rápido de  $B_z = 20 \text{ nT}$ , as evidências de reconexão aparecem nas cúspides polares da magnetosfera, onde foi observado um aumento na pressão térmica. Observa-se que a lâmina de plasma responde às variações com um atraso de aproximadamente 35 minutos, como no caso de variação de  $B_z$  negativo. No entanto, o comportamento dos parâmetros de plasma é distinto, porque a magnetosfera torna-se fechada após um intervalo de tempo maior que 3 horas sob a ação de um IMF intenso (evento extremo). A velocidade do plasma na lâmina de plasma para este caso apresentou somente valores positivos, o que mostra que as regiões de reconexão são diferentes, não apresentando uma NENL, como observada no caso de choque com variação de  $B_z$  negativo. Nossas conclusões para o caso positivo são qualitativas e devem ser estudadas com mais detalhes em um trabalho futuro, considerando-se diferentes condições de contorno para o modelo, uma vez que estamos dando ênfase às regiões das cúspides.

A resposta da magnetocauda da Terra a uma estrutura simulada que se assemelha a uma MC foi estudada observado o comportamento do IMF quando possui valores positivos (fase norte) e quando valores negativos são observados (fase sul). Para a fase norte, a velocidade possui somente valores positivos assemelhando-se ao choque positivo. No entanto, quando se inverte a polaridade, todos os parâmetros, tais como densidade, pressão e velocidade têm comportamento similar à estrutura de choque negativa. Um detalhe importante observado para modelar uma estrutura de MC de polaridade SN exigirá condições de contorno diferentes das existentes no presente código.

Para trabalhos futuros, complementando-se o que já foi comentado acima, nosso objetivo é o estudo de diferentes parâmetros de plasma (densidade, pressão, velocidade e densidade de corrente), utilizando um código MHD

tridimensional para investigar a dinâmica dos processos físicos em grande escala o mais próximo possível da realidade, Não somente investigar a magnetosfera Terrestre, mas também as de outros planetas, bem como modelar e investigar regiões específicas, como a magnetopausa, que desempenha um papel fundamental na transferência de energia e momentum do vento solar para regiões internas da magnetosfera.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AKASOFU, S.I. Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere. **Space Science Reviews**, v. 28, n. 2, 121-190 p., 1981.
- ALVES, M. V.; ECHER, E.; GONZALEZ, W. D. Geoeffectiveness of corotating interaction regions as measured by Dst index. **J. Geophys. Res.**, v. 111, 7 p., 2006.
- BAUMJOHANN, W.; TREUMANN, R. A. **Basic space plasma physics**. Londres: Imperial College Press, 73-100 p., 1996.
- BELCHER, J. W.; DAVIS, J. R. L. Large Amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium. **J. Geophys. Res.**, v. 76, 3534 p., 1971.
- BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. São José dos Campos: José Augusto Bittencourt, 1995. 167-391 p.
- BRECHT, S. H.; LYON, J.; FEDDER, J. A.; HAIN, K. A simulation study of east-west IMF effects on the magnetosphere. **Geophys. Res. Lett.**, v. 8, 397-400 p., 1981.
- BRECHT, S. H.; LYON, J. G.; FEDDER, J. A.; HAIN, K. A time dependent three-dimensional simulation of the earth's magnetosphere - Reconnection events. **J. Geophys. Res.**, v. 87, 6098-6108 p., 1982.
- BURLAGA, L. F. **Interplanetary magnetohydrodynamics**. New York: Oxford University Press, 1995.
- BURLAGA, L. F.; BEHANNON, K. W.; HANSEN, S. F.; PNEUMAN, G. W.; FELDMAN, W. C. Sources of magnetic fields in recurrent interplanetary streams. **J. Geophys. Res.**, v. 83, 4177-4185 p., 1978.
- BURLAGA, L. F.; SITTNER, E.; MARIANI, F.; SCHWENN, R. Magnetic loop Behind an Interplanetary Shock: Voyager, Helios and IMP-8 Observations, **J. Geophys. Res.**, v. 86, 6673 p., 1981.
- BURLAGA, L. F.; LEPPING, R. P.; JONES, J. A. Global configuration of a magnetic cloud. **Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series**, v. 58, 373- 377 p., 1990.
- CARDOSO, F. R. **Simulação MHD Bi-Dimensional da interação do vento solar com magnetosferas planetárias**. 2006. 92 p. (INPE-14643-TDI/1203). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2006. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/MTC-m13@80/2006/07.24.19.02>>. Acesso em: 20 abr. 2010.

DA CUNHA, R. **Introdução á linguagem de programação fortran**. Porto Alegre: Editora da UFRGS, 209-215 p., 2005.

DUNGEY, J. W. Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones. **Physical Review Letters**, v. 6, 47 p., 1961.

ECHER, E.; GONZALEZ, W. D.; GUARNIERI, F.L.; DAL LAGO, A.; VIEIRA, L.E.A. Introduction to space weather. **Advances in Space Research**, v. 35, 855-865 p., 2005.

ECHER, E.; ALVES, M. V.; GONZALEZ, W. D. Ondas de choque não-colisionais no espaço interplanetário. **Rev. Bras. Ensino Fís.**, v. 28, 51-66 p., 2006.

ECHER, E.; A. KORTH.; Q.G. ZONG.; M. FRÄNZ.; W. D. GONZALEZ.; F. L. GUARNIERI.; S. Y. FU.; H. REME. (2008). Cluster observations of O<sup>+</sup> escape in the magnetotail due to shock compression effects during the initial phase of the magnetic storm on 17 August 2001, **J. Geophys. Res.**, 113, A05209, doi:10.1029/2007JA012624.

FEDDER, J. A.; LYON, J. G. The solar wind-magnetosphere-ionosphere current-voltage relationship. **Geophys. Res. Lett.**, v. 14, 880-883 p., 1987.

FEDDER, J. A.; BRECHT, S. H.; LYON, J. G. MHD (Magnetohydrodynamic) simulation of a comet magnetosphere. **NASA STI/ Recon Technical Report N.**, 5397 p., 1984.

FEYNMAN, J.; GU, X. Y. Prediction of geomagnetic activity on time scales of one to ten years. **Reviews of Geophysics**, v. 24, 650-666 p., 1986.

FORTUNA, A. O. **Técnicas computacionais para dinâmica dos fluídos**. São Paulo: Editora da Universidade de São Paulo, 49-75 p., 2000.

GOLD, T. **Gas Dynamics of cosmic clouds**. Amsterdam: H. C. van de Hulst and J. M. Burgers, North-Holland Publishing Company, 1955.

GONZALEZ, W. D.; TSURUTANI, B. T. Criteria of Interplanetary Parameters causing Intense Magnetic Storms (Dst<-100 nT). **Planetary Space Science**, v. 35, 1101 p., 1987.

GONZALEZ, W. D.; JOSELYN, J. A.; KAMIDE, Y.; KROÉL, H. W.; ROSTOKER, G.; TSURUTANI, B. T.; VASYLIUNAS, V. M. What Is a Geomagnetic Storm? **J. Geophys. Res.**, v. 99, 5771-5792 p., 1994.

GONZALEZ, W. D.; TSURUTANI, B. T.; CLUA DE GONZALEZ, A. L. Interplanetary origin of geomagnetic storms (Dst < - 100 nT). **Space Science Reviews**, v. 88, 529-562 p., 1999.

GONZALEZ, W. D.; GONZALEZ, A. L. C.; SOBRAL, J. H. A.; DAL LAGO, A.; VIEIRA, L. E. A. Solar and interplanetary causes of very intense geomagnetic storms. **J. Atmos. Sol-Terr. Phys.**, v. 63, 403-412 p., 2001.

GONZALEZ, W. D.; GUARNIERI, F. L.; CLUA-GONZALEZ, A. L.; ECHER, E.; ALVES, M. V.; OGINO, T.; TSURUTANI, B. T. Magnetospheric energetics during HILDCAAs. In: BRUCE TSURUTANI, ROBERT MCPHERRON, WALTER GONZALEZ, GANG LU, JOSÉ H. A. SOBRAL AND NATCHIMUTHUKONAR GOPALSWAMY. (eds.). **Recurrent magnetic storms: corotating solar wind streams**. Washington, DC USA: AGU Books Board . 2006. p.175. Geophysical Monograph 167. ISBN-13: 978-0-87590-432-0.

GOSLING, J. T. **Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space** - physics of magnetic flux ropes, Washington, DC: American Geophysical Union-AGU, p. 343-364, 1990.

GOSLING, J. T. The solar flare myth. **J. Geophys. Res.**, v. 98, p. 18937-18950, 1993.

GOSLING, J. T.; HILDNER, E.; MACQUEEN, R. M.; MUNRO, R. H.; POLAND, A. I.; ROSS, C. L. Direct observations of a flare related coronal an solar-wind disturbance. **Solar Phys.**, v.40, 439-448 p., 1975.

GOSLING J. T.; BAKER D. N.; BAME S. J.; FELDMAN W. C.; ZWICKL R. D.; SMITH E. J. The eastward deflection of fast coronal mass ejecta in interplanetary space. **J. Geophys. Res.**, v. 92, 12399-12406 p., 1987.

GOSLING, J. T.; BAME, S. J.; MCCOMAS, D. J.; PHILLIPS, J. L. Coronal mass ejections and large geomagnetic storms. **Geophys. Res. Lett.**, v. 17, 901-904 p., 1990.

GOSLING, J. T.; MCCOMAS, D. J.; PHILLIPS, J. L.; BAME, S. J. Geomagnetic activity associated with Earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections. **J. Geophys. Res.**, v. 96, 7831-7839 p., 1991.

GUARNIERI, F. L. **Estudo da origem interplanetária e solar de eventos de atividade auroral contínua e de longa duração**. 2005. 316 p. (INPE-13604-TDI/1043). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2005. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/iris@1913/2005/04.28.12.15>>. Acesso em: 10 Março 2009.

GUARNIERI, F.L.; TSURUTANI, B. T.; ECHER, E.; GONZALEZ, W. D. Geomagnetic activity and auroras caused by high speed streams: a review. In: Anil Bhardwaj and Marc Duldig. (Org.). **Advances in Geosciences**, 8, p. 1–12, 2007.

HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment**. Cambridge University Press, Cambridge, Great Britain, 1992.

HUGHES, W. J. The Magnetopause, magnetotail and magnetic reconnection. In: Kivelson, M. G.; Russell, C. T. **Introduction to space physics**. Cambridge, UK: University Press, p. 227- 287, 1995.

HUNDHAUSEN, A. J. **Coronal mass expansion and solar wind**. New York: Springer-Verlag, 1972.

JACKSON, B.V. Heliospheric Observations of Solar Disturbances and Their Potential Role in the Origin of Geomagnetic Storms. In: Tsurutani, B. T.; Gonzalez, W. D.; Kamide, Y.; Arballo, J. K. (eds.). **Magnetic storms**. Washington DC: American Geophysical Union, Geophysical Monograph Series, v. 98.1997, 59 p.

KAMIDE, Y.; BAUMJOHANN, W.; DAGLIS, I. A.; GONZALEZ, W. D.; GRANDE, M.; JOSELYN, J. A.; MCPHERRON, R. L.; PHILLIPS, J. L.; REEVES, E. G. D.; ROSTOKER, G.; SHARMA, A. S.; SINGER, H. J.; TSURUTANI, B. T.; VASYLIUNAS, V. M. Current Understanding of Magnetic Storms: Storm-Substorm Relationships. **J. Geophys. Res.**, v. 103, 17.705-17.728 p., 1998.

KIVELSON, M. G.; RUSSELL, C. T. **Introduction to space physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.

KLEIN, L. W.; BURLAGA, L. F. Interplanetary Magnetic Clouds at 1 AU. **J. Geophys. Res.** , v. 87, 613-624 p., 1982.

KOKUBUN, S. Dynamics of the Magnetotail During Magnetic Storms: Review of ISEE 3 and GEOTAIL Observations. In: Tsurutani, B. T.; Gonzalez, W. D.; Kamide, Y.; Arballo, J. K. (eds). **Magnetic storms**. Washington DC: American Geophysical Union, Geophysical Monograph Series, 1997. p. 117-130.

KRIEGER, A. S.; TIMOTHY, A. F.; ROELOF, E. C. A Coronal Hole and Its Identification as the source of a High Velocity Solar Wind Stream. **Solar Phys.**, v. 29, p.505-525, 1973

LYON, J.; BRECHT, S. H.; FEDDER, J. A.; PALMADESSO, P. The effects on the earth's magnetotail from shocks in the solar wind. **Geophys. Res. Lett.**, v. 7, 721-724 p.,1980.

LYON, J. G.; BRECHT, S. H.; HUBA, J. D.; FEDDER, J. A.; PALMADESSO, P. J. computer simulation of a geomagnetic substorm. **Physical Review Letters**, v. 46, 1038-1041 p., 1981.

LYON, J. G.; FEDDER, J. A.; HUBA, J. D. The effect of different resistivity models on magnetotail dynamics. **J. Geophys. Res.**, v. 91, 8057-8064 p.,1986.

LEBOEUF, J. N.; TAJIMA, T.; KENNEL, C. F.; DAWSON, J. M. Global simulation of the time-dependent magnetosphere. **Geophys. Res. Lett.**, v. 5, 609-612 p., 1978.

LEBOEUF, J. N.; TAJIMA, T.; KENNEL, C. F.; DAWSON, J. M. Global simulations of the three-dimensional magnetosphere. **Geophys. Res. Lett.**, v.8, 257-260 p., 1981.

LINKER, JON A.; KIVELSON, MARGARET G.; WALKER, RAYMOND J. An MHD simulation of plasma flow past Io - Alfvén and slow mode perturbations. **Geophys. Res. Lett.**, v. 15, 1311-1314 p., 1988.

MATSUMOTO, H.; OMURA, Y. **Computer space plasma physics** :simulation techniques and software. Tokyo: TERRAPUB, 1993. 161-207 p. 27, 29, 33, 36, 38, 39, 41, 46, 54.

MATSUMOTO, H.; SATO, T. **Computer simulation of space plasmas**. Tokyo: Terra Scientific Publishing Company, 1985. 134-153 p. 24, 29, 30.

MCPHERRON, R. L. Magnetospheric Dynamics. In: Kivelson, M. G.; Russel, C. T. **Introduction to space physics**. United Kingdom: Cambridge University Press, 1995. p. 400-458.

NEUGEBAUER, M.; SNYDEAR, C.W. Mariner 2 observations of the solar wind.1-Average properties. **J. Geophys. Res.**71, 4469-4475 p., 1966.

NISHIDA, A. The Earth's Dynamic Magnetotail. **Space Science Reviews**, v. 91, n. 3/4, p. 507-577, 2000.

OGINO, T.; WALKER, R. J.; MAHA, A.A. A global magnetohydrodynamic simulation of the response of the magnetosphere to a northward turning of the interplanetary magnetic field. **J. Geophys. Res.**, v. 99, n. A6, p.11027-11042, 1994.

OGINO, T.; WALKER, R. J.; MAHA, A.A. A three-dimensional MHD simulation of the interaction of the solar wind with Comet Halley. **J. Geophys. Res.**, v. 93, 9568-9576 p., 1988.

OGINO, T.; WALKER, R. J. A magnetohydrodynamic simulation of the bifurcation of tail lobes during intervals with a northward interplanetary magnetic field. **Geophys. Res. Lett.** , v. 11, 1018-1021 p.,1984.

OGINO, T.; WALKER, R. J.; MAHA, A.A.; DAWSON, J. M. An MHD simulation of the effects of the interplanetary magnetic field By component on the interaction of the solar wind with the earth's magnetosphere during southward interplanetary magnetic field. **J. Geophys. Res.**, v. 91, 10029-10045 p.,1986.

OGINO, T.; WALKER, R. J.; MAHA, A.A. An MHD simulation of the interaction of the solar wind with the outflowing plasma from a comet. **Geophys. Res. Lett.**, v. 13, 929-932 p., 1986.

OGINO, T. A three-dimensional MHD simulation of the interaction of the solar wind with the earth's magnetosphere - The generation of field-aligned currents. **J. Geophys. Res.**, v. 91, 6791-6806 p., 1986.

OGINO, T.; WALKER, R. J.; MAHA, A.A.; DAWSON, J. M. An MHD simulation of By-dependent magnetospheric convection and field-aligned currents during northward IMF. **J. Geophys. Res.**, v. 90, 10,835-10,842 p., 1985.

PARKER, E. N. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. **Astrophysical Journal**, v. 128, 664 p. 664., 1958.

PIZZO, V. A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind. I Theoretical foundations. **J. Geophys. Res.**, v. 83, 5563-5572 p., 1978.

POTTER, D. **Computational physics**. London: John Wiley & Sons., 1973.

PIZZO, V. J. A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind. 1: Theoretical foundations. **J. Geophys. Res.**, v. 83, Dec. 1, 5563-5572 p., 1978.

SATO, T.; TSUDA, T. computer study of nonlinear cross-field instability, **Phys. Fluids**, v. 10, 1262-1268 p., 1967.

SHEELEY, N. R. JR.; HARVEY, J. W. Coronal holes, solar wind streams, and geomagnetic disturbances during 1978 and 1979. **Solar Physics**, v. 70, 237-249 p., 1981.

SHIBATA, K. Progress on numerical simulations of solar flares and coronal mass ejections. In: IAU Asian-Pacific Regional Meeting, 8. 2002, Tokyo. **Proceedings...** Tokyo, Japan: Astronomical Society of the Pacific, 2002. v.1, p. 381.

SCHWENN, R. Large-scale structure of the interplanetary medium. In: Schwenn, R; Marsch, E. (ed.). **Physics of the Inner Heliosphere**. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1990. 99 p.

SCHWENN, R. Solar Wind Sources and Their Variations Over the Solar Cycle. **Space Science Reviews**, v. 124, n. 1-4, p. 51-76, 2006.

SCHMIDT, H. U.; WEGMANN, R. MHD-calculations for cometary plasmas. **Computer Physics Communications**, v.19, n. 3, p.309-326, 1980.

SCHMIDT, H. U.; WEGMANN, R. **Plasma flow and magnetic fields in comets**. Arizona: University Press., 1982. 538 p. Space Science Series

SMITH, E. J.; WOLFE, J. H. Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU - Pioneers 10 and 11. **Geophys. Res. Lett.**, v. 3, 137-140 p., 1976.

SYDORA, R. D.; RAEDER, J. A Particle MHD simulation approach with application to a global comet-solar wind interaction model. In: Buti, B. (ed.). **Cometary and solar plasma physics**. Singapore: World Scientific, 1988. 310 p.

TSURUTANI, B. T.; GONZALEZ, W. D.; GONZALEZ, A. C.; FRANCES, T.; ARBALLO, J. K.; MASAKI, O. Interplanetary origin of geomagnetic activity in the declining phase of the solar cycle. **J. Geophys. Res.**, v. 100, Issue A11, p. 21717-21734.

TSURUTANI, B. T.; GONZALEZ, W. D. The future of geomagnetic storm predictions: Implications from recent solar and interplanetary observations. **J. Atmos. Terr. Phys.**, v. 57, No. 12, 1369 – 1384 p., 1995.

WALKER, R. J.; OGINO, T.; RAEDER, J.; ASHOUR-ABDALLA, M. A global magnetohydrodynamic simulation of the magnetosphere when the interplanetary magnetic field is southward: The onset of magnetotail reconnection. **J. Geophys. Res.**, v. 98, 17235-17250p., 1993.

WU, C. C.; WALKER, R. J.; DAWSON, J. M. A three dimensional MHD model of the earth's magnetosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 8, 523-526 p., 1981.

WALKER, R. J.; OGINO, T. Global magnetohydrodynamic simulations of the magnetosphere. **Transactions on Plasma Science** , v. 17, 135-149 p., 1989.

WATANABE, K.; SATO, T. Global simulation of the solar wind-magnetosphere interaction - The importance of its numerical validity. **J. Geophys. Res.**, v. 95, 75-88 p., 1990.

WEGMANN, R.; SCHMIDT, H. U.; HUEBNER, W. F.; BOICE, D. C. Cometary MHD and chemistry. **Astronomy and Astrophysics** , v. 187, 339-350 p., 1987.