



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/04.17.16.08-TDI

## **ESTUDO SOBRE RECONEXÃO MAGNÉTICA NA MAGNETOPAUSA TERRESTRE POR MEIO DE SIMULAÇÃO MHD 3D BATS-R-US**

Paulo Ricardo Jauer

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/ Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Walter Demetrio Gonzalez Alarcon, e Cristiane Loesch de Souza Costa, aprovada em 28 de abril de 2014.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP5W34M/3G66A85>

INPE  
São José dos Campos  
2014

## **PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

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

### **Presidente:**

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

### **Membros:**

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

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

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

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

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

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

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

### **BIBLIOTECA DIGITAL:**

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

### **REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

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

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

### **EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

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

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/04.17.16.08-TDI

## **ESTUDO SOBRE RECONEXÃO MAGNÉTICA NA MAGNETOPAUSA TERRESTRE POR MEIO DE SIMULAÇÃO MHD 3D BATS-R-US**

Paulo Ricardo Jauer

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/ Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Walter Demetrio Gonzalez Alarcon, e Cristiane Loesch de Souza Costa, aprovada em 28 de abril de 2014.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP5W34M/3G66A85>

INPE  
São José dos Campos  
2014

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Jauer, Paulo Ricardo.

J322e      Estudo sobre reconexão magnética na magnetopausa terrestre por meio de simulação MHD 3D BATS-R-US / Paulo Ricardo Jauer. – São José dos Campos : INPE, 2014.  
xxx + 151 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/04.17.16.08-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/ Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2014.

Orientadores : Drs. Walter Demetrio Gonzalez Alarcon, e Cristiane Loesch de Souza Costa.

1. Magnetosfera. 2. Magnetopausa. 3. Vento solar. 4. Simulação 3D MHD. 5. Reconexão magnética I.Título.

CDU 52-854

---



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](#).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](#).

Aprovado (a) pela Banca Examinadora  
em cumprimento ao requisito exigido para  
obtenção do Título de **Doutor(a)** em  
**Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente  
Solar-Terrestre**

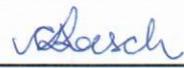
Dra. Inez Staciariini Batista

  
\_\_\_\_\_  
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Walter Demetrio Gonzalez Alarcon

  
\_\_\_\_\_  
Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

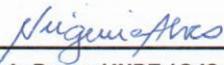
Dra. Cristiane Loesch de Souza Costa

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

Dr. Jonas Rodrigues de Souza

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dra. Maria Virgínia Alves

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dra. Aline de Lucas

  
\_\_\_\_\_  
Convidado(a) / UNIP / Bauru - SP

Dr. Fernando Jaques Ruiz Simões Junior

  
\_\_\_\_\_  
Convidado(a) / UFPEL / Pelotas - RS

**Este trabalho foi aprovado por:**

( ) maioria simples

(x) unanimidade

Aluno (a): **Paulo Ricardo Jauer**



São José dos Campos, 28 de Abril de 2014



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

*Albert Einstein*



*A minha querida mãe Elena Maria Jauer*



## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a Deus por mais esta oportunidade:

Aos meus orientadores Dr. Walter D. Gonzalez e Dra. Cristiane Loesch, pela orientação, conhecimentos partilhados e apoio na realização deste trabalho: Muito obrigado.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pelo subsídio financeiro de quatro 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.

Gostaria de agradecer ao grupo de geomagnetismo do INPE (GEOMA); pelo compartilhamento do cluster fundamental para realização desta tese. Em especial ao Dr. Marcelo Banik pelo suporte computacional e auxílio.

Agradeço 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: Thiago e Vitor pela ajuda e discussões enriquecedoras, Marcelo Essado, Rodolfo, Marcelo Almeida, Wivaldo, Arian, German, Marcos, Tardelli e Daiki. Muito obrigado a todos. Em especial, à Daniela França, pela ajuda, paciência e companheirismo.



## RESUMO

A reconexão magnética é um processo físico fundamental no contexto da interação vento solar-magnetosfera terrestre manifestando-se, por exemplo, na dinâmica dos fluxos de plasma na região da magnetopausa diurna e no conteúdo energético da magnetosfera. Neste trabalho analisamos seus efeitos globais, para diferentes orientações do campo magnético interplanetário (IMF) e parâmetros do vento solar, utilizando-se o modelo MHD 3D Global BATS-R-US. Na magnetopausa observou-se que os fluxos de plasma deslocam-se perpendicularmente à linha-X de reconexão, quando o IMF é puramente sul,  $B_z < 0$ , ou possui, também, uma componente  $B_y$  não nula. Nas simulações a linha-X localiza-se na região equatorial quando  $B_z < 0$  e encontra-se rotacionada em relação ao plano da eclíptica, no sentido anti-horário e horário, respectivamente, para um campo interplanetário com componentes  $(0, B_y, -B_z)$  e  $(0, -B_y, -B_z)$ . Estas orientações foram confirmadas através da aplicação do modelo de Gonzalez e Mozer (1974). A comparação entre o padrão dos deslocamentos dos fluxos modelados pelo BATS-R-US e pelo modelo de Cooling et al. (2001) mostrou que estes diferem suas trajetórias nas regiões dos flancos e altas latitudes. Além disso, estimou-se a taxa de energia eletromagnética em uma região da magnetocauda, via integração da divergência do fluxo do vetor de Poynting. Os resultados desta estimativa foram compilados em uma lista que consta de 22 eventos. Tais eventos revelam aspectos físicos fundamentais relacionados à interação entre o vento solar e a magnetosfera terrestre. Para um IMF- $B_z$  norte, independentemente  $B_y > 0$  ou  $B_y < 0$ , os valores estimados da taxa de energia eletromagnética foram semelhantes. Isso é verificado, também, quando o IMF- $B_z$  é sul. No entanto, a taxa de energia é diferente para os dois casos, sendo maior para  $B_z$  sul. Quando a magnitude do IMF- $B_z$  é aumentada de  $-10 \text{ nT}$  para  $-30 \text{ nT}$ , observa-se um decréscimo no fluxo de energia eletromagnética. Isto ocorreu devido ao domínio da força magnética em relação ao gradiente de pressão na região da bainha magnética (Lopez et al., 2010). Calculou-se, também, a taxa de energia na magnetosfera para o evento de tempestade magnética de 22-23 de setembro de 1999. Os resultados mostraram que, durante o pico máximo da tempestade magnética, a taxa de energia que penetrou a magnetocauda foi de  $2,89 \times 10^{13} \text{ W}$ . Estes resultados foram comparados à taxa de energia dissipada obtida com a equação de Akasofu (1981), que para esta tempestade foi de  $1,63 \times 10^{13} \text{ W}$ . Um balanço energético mostrou que 56% desta energia, é dissipada nas diferentes regiões internas da magnetosfera, enquanto os 44% restantes são liberados juntamente com plasmóides. Os resultados obtidos pela modelagem BATS-R-US concordam com aquele apresentado, por De Lucas et al. (2007), cujo valor foi de  $2,97 \times 10^{13} \text{ W}$  para esta tempestade. Através da modelagem desta tempestade geomagnética pode-se quantificar e testar a robustez e precisão da metodologia desenvolvida para o cálculo da penetração do fluxo do vetor de Poynting para regiões internas da magnetocauda.



## EARTH'S MAGNETOPAUSE MAGNETIC RECONNECTION STUDY THROUGH A 3D MHD BATS-R-US SIMULATION.

### ABSTRACT

The fundamental physical process in the context of the solar wind-magnetosphere interaction is called magnetic reconnection. It plays an important role on the dynamic of the dayside magnetopause plasma flows and in the energy content of Earth's magnetotail. In this study its global effects were analyzed throughout different interplanetary magnetic field (IMF) orientations and solar wind plasma parameters simulations, performed by the 3D MHD global model BATS-R-US. At the dayside magnetopause our results indicate that when IMF is purely southward ( $B_z < 0$ ) or has a non-zero  $B_y$  component, the plasma flows move perpendicularly to the reconnection X-line. The X-line, for a purely southward IMF, was located at the equator. When a non-zero  $B_y$  component was added the X-line rotated relative to the plane of the ecliptic, in a counterclockwise sense for  $B_y > 0$ , and in a clockwise sense for  $B_y < 0$ . The BATS-R-US X-line's location and orientation have been verified by applying the analytical model of Gonzalez and Mozer (1974). The electromagnetic energy rate, within a domain located at the tail, was also estimated by the integration of the Poynting vector divergence. The results were gathered in a list of 22 events. This list revealed fundamental physical aspects regarding the solar wind-magnetosphere interaction. We have found that the electromagnetic energy rate, in the magnetotail, for a due northward and duskward IMF orientation was similar to that of a due northward and dawnward IMF. The same behavior is verified for a southward IMF  $B_z$ , however, larger in this case. We have also simulated the magnetospheric response to a gradual increase in the magnitude of the due southward IMF ( $B_z$ ) component (from  $-10$  to  $-30$  nT). The energy rate was sustained when  $B_z$  decreased from  $-10$  to  $-15$  nT. However, when the  $B_z$  decreased from  $-20$  to  $-30$  nT the energy has also decreased. This was due to the enhanced magnetic field strength at the magnetosheath region in relation to pressure gradient (Lopez et al., 2010). We have, also, modeled the main phase of the September 22-23, 1999 geomagnetic storm. To which we have estimated the energy rate at the tail in  $2,89 \times 10^{13}$  W, during the peak of the storm. This result was compared to the amount of the energy dissipated in the magnetosphere for the storm obtained by the empirical equation derived by Akasofu (1981):  $1,63 \times 10^{13}$  W. Our comparison indicated that 56% of this energy rate was dissipated in different regions of the inner Earth's magnetosphere, whereas the remaining 44% was assumed to be released along with plasmoids. The results obtained with the BATS-R-US simulation agree with that presented by De lucas et al. (2007) whose estimated energy input value was  $2,97 \times 10^{13}$  W for this storm. By modeling an actual geomagnetic storm event we could quantify and test the robustness and accuracy of the methodology developed for the calculation of the penetration of the Poynting vector flows to the inner regions of the Earth's magnetotail.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 1.1 - Registro mais antigo de um flare solar. Observa-se um grupo de manchas solares A, B, C e D. As manchas A e B, representadas em destaque, foram observadas com brilho intenso.....	1
Figura 2.1 - Magnetosfera terrestre e suas diferentes regiões.....	9
Figura 2.2 - Ilustração do modelo de magnetosfera aberta concebido por Dungey (1961). Exemplifica os processos dinâmicos internos à magnetosfera como, por exemplo, a convecção magnetosférica devido ao acoplamento IMF-Magnetosfera.....	11
Figura 2.3 - Variação temporal do índice $SYM - H$ durante a tempestade ocorrida entre os dias 22-23 de setembro de 1999. As linhas verticais de cor preta delimitam as fases de evolução da tempestade: (SSC-1), (2) e (3) mostram, respectivamente, o início súbito juntamente com a fase inicial, a fase principal e a fase de recuperação.....	13
Figura 2.4 - Ilustração simplificada da reconfiguração da lâmina de plasma durante um evento de subtempestade.....	15
Figura 3.1 - Domínios físicos do SWMF. Os domínios destacados em vermelho representam aqueles modelados pelo código BATS-R-US. ....	20
Figura 3.2 - Blocos autossimilares. (A) blocos baseados AMR (B) dupla camada de células fantasmas em ambos os blocos refinados e não-refinados; (C) mostra como os dados são transferidos e armazenados entre a células computacionais e as células fantasmas entre dois blocos vizinhos. ....	25
Figura 3.3 - Solução do bloco de uma grade computacional com 3 níveis de refinamento originário de dois blocos e associado com a estrutura de árvore. A conexão entre os blocos é omitida. ....	26
Figura 3.4 - Célula computacional ou elemento de volume que engloba um nó computacional e seu respectivo vetor unitário apontando para fora da superfície A. ....	29
Figura 3.5 - Método de volumes finitos no plano $x - t$ . A variável $Q_i^n$ é análoga a $\vec{U}_{i,j,k}$ . O valor médio numérico da variável $Q_i^n$ varia somente devido à variação dos fluxos através das faces do volume. ....	30
Figura 3.6 - Ilustração da simulação da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre utilizando-se o conjunto de equações MHD ideais. O mapa de cores representa a densidade do plasma do vento solar. ....	32

Figura 3.7 - Diagrama do espaço de velocidades. $O_{mp}$ representa o sistema de coordenadas fixo na Terra que relaciona diferentes vetores de velocidade após a reconexão em um ponto arbitrário sobre a magnetopausa terrestre.....	34
Figura 3.8 - Projeção no plano $YZ$ do campo geomagnético não reconectado sobre a superfície de contorno da magnetopausa. Observa-se a localização da cúspide norte na posição $5, 0, 10 R_E$ e na posição $5, 0, -10 R_E$ encontra-se a região da cúspide sul, definida também como um sorvedouro de campo.....	37
Figura 3.9 - (A) Ilustração do plano de reconexão magnética para campos antiparalelos. (B) dos campos desiguais porém não antiparalelos; (C) da linha-X de reconexão e dos ângulos $\alpha$ e $\beta$ para o caso de reconexão; (D) do caso em que não ocorre reconexão por componente antiparalela; Os campos elétricos do sistema são ilustrados em (E).....	42
Figura 4.1 - Projeção 3D dos padrões dos fluxos de reconexão no plano $YZ$ . Os retângulos branco e preto indicam, respectivamente, as regiões de estudo para os resultados do BATS-R-US e do modelo de Cooling. Em (B) os losangos representam a região aproximada das cúspides polares.....	46
Figura 4.2 - Sobreposição das trajetórias dos tubos de fluxo obtidas pelo BATS-R-US e pelo modelo analítico de Cooling. As linhas espessas brancas e pretas representam a direção dos tubos de fluxos modelados pelo BATS-R-US e pelo modelo de Cooling, respectivamente.....	47
Figura 4.3 - Sobreposição da dinâmica dos fluxos para IMF com $B_y > 0$ , no plano $YZ$ . A linha na cor vermelha representa a extensão da linha-X de reconexão.....	49
Figura 4.4 - Ilustração do domínio de integração da divergência do fluxo do vetor de Poynting. A caixa, na cor rosa, destaca o volume de integração, e apresenta dimensões: $-10 > x > -130 R_E, -20 < y < 20 R_E, -20 < z < 20 R_E$ .....	53
Figura 4.5 - Interação do vento solar com o campo geomagnético para o caso de $B_z$ sul visto no plano $xz$ . A Figura mostra a convecção do campo magnético devido à $\vec{J} \times \vec{B}$ , bem como, as regiões de conversão $\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$ , e dissipação $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$ de energia. ....	54
Figura 4.6 - Interação do vento solar magnetizado com o campo geomagnético. (A) perfil da intensidade da densidade de plasma vista no plano $xz$ . A região da bainha e do campo geomagnético são identificadas	

	pelas extremidades à esquerda e à direita da seta dupla, respectivamente. (B) perfil do módulo do campo magnético ao longo da linha Sol-Terra.....	56
Figura 5.1 -	Representação da estrutura da grade computacional no plano $XZ$ , com 5 níveis de refinamento. O círculo de cor azul representa a Terra ( $R = 3R_E$ ).....	57
Figura 5.2 -	Interação do vento solar não magnetizado com o campo intrínseco da Terra visto no plano $xz$ . O mapa de cores ilustra a densidade de massa do plasma do vento solar ( $r$ ) em unidades de massa atômica ( $amu$ ) por centímetro cúbico ( $cm^3$ ).....	58
Figura 5.3 -	Representação da interação do vento solar não magnetizado com o campo geomagnético. O mapa de cores representa a pressão térmica do vento solar na escala logarítmica; cores mais quente representam valores mais intensos e cores mais frias representam valores menos intensos. ....	59
Figura 5.4 -	Projeção da interação do vento solar não magnetizado com a magnetosfera terrestre: no plano $xz$ (A) e no plano $yz$ (B). A Terra é representada ao centro pela esfera na cor azul. As cores representam a solução da equação de equilíbrio entre as forças exercidas pelo fluxo do vento solar e a força exercida pelo campo geomagnético. ....	60
Figura 5.5 -	Representação da interação do vento solar não magnetizado com o campo geomagnético. (A) ilustra o padrão isotrópico das linhas de fluxo do vento solar não magnetizado contornando o obstáculo, (B) representa a magnetopausa terrestre pela isossuperfície de balanço de pressão.....	62
Figura 5.6 -	Interação do vento solar magnetizado com a magnetosfera terrestre. As linhas contínuas com setas em cor preta representam as linhas de campo magnético. O mapa de cores mostra a densidade de massa ( $r$ ), em unidade de massa atômica ( $amu$ ) por centímetro cúbico ( $cm^3$ ) do plasma do vento solar. E a Terra é representada pelo círculo vermelho ( $R = 3R_E$ ).....	63
Figura 5.7 -	Mapa de cores da componente $J_y$ da densidade de corrente ( $\vec{J}$ ) no plano $xz$ . Valores negativos de $J_y$ indicam que a corrente está saindo do plano, ilustrado na cor azul mais intensa. As linhas contínuas com setas em cor preta representam o sentido do campo magnético. ....	64
Figura 5.8 -	Vista tridimensional da interação do vento solar magnetizado $B_z = -5nT$ com o campo geomagnético. As linhas contínuas com setas em cor preta representam o sentido do campo magnético. A	

- isossuperfície de densidade de plasma é representada pela cor azul. .... 66
- Figura 5.9 - Campo elétrico vetorial visto a partir do hemisfério norte. A flecha em cor preta representa o campo elétrico na calota polar mapeado ao longo das linhas de campo magnéticas abertas devido à reconexão magnética. As flechas em cor vermelha representam o campo elétrico mapeado ao longo das linhas de campo devido ao movimento do fluxo de plasma reconectado na região da lâmina de plasma que retornam para parte diurna da magnetosfera. .... 67
- Figura 5.10 - Ilustração de duas células de convecção em  $z = 110 \text{ km}$ , associadas ao movimento dos fluxos de plasma na região da ionosfera polar de altas latitudes. Vista a partir do hemisfério norte. O mapa de cores representa a densidade de plasma. .... 68
- Figura 5.11 - Representação tridimensional da interação do vento solar magnetizado  $B_z = 5 \text{ nT}$  com a magnetosfera terrestre. (A) evidencia a reconexão de altas latitudes nas cúspides norte e sul, vista no plano  $xz$ . (B) visão frontal da interação entre o IMF e o campo geomagnético. As linhas contínuas com setas em cor preta representam o sentido do campo magnético. A isossuperfície de densidade de plasma é representada pela cor azul..... 69
- Figura 5.12 - Representação da Interação do vento solar magnetizado ( $B_z = 5 \text{ nT}$ ) com a magnetosfera terrestre. As linhas contínuas, com setas em cor preta, representam o sentido do campo magnético. O mapa de cores mostra a densidade de massa do plasma do vento solar em unidade de massa atômica por centímetro cúbico. As regiões em cor vermelha representam maior valor de densidade. .... 70
- Figura 5.13 - Visão tridimensional da interação da componente  $B_y$  do campo magnético interplanetário com o campo geomagnético. As linhas contínuas, com setas em cor branca, representam o IMF interagindo com o campo geomagnético. O mapa de cores ao fundo representa a densidade de plasma. .... 71
- Figura 5.14 - (A) e (B) representam a interação do vento solar magnetizado para condição do IMF  $B_z$  sul. Tanto as linhas em cor preta quanto as linhas na cor azul representam o fluxo da velocidade na região da magnetopausa terrestre devido ao movimento de convecção dos tubos de fluxos reconectados. As linhas em cor amarela ilustram a convecção do campo reconectado. A isossuperfície é representada pelo balanço de pressão..... 75

- Figura 5.15 - Projeção no plano  $yz$  de um conjunto de linhas de fluxo modelado pelo BATS-R-US. A densidade de plasma é representada pela isossuperfície na cor azul. .... 76
- Figura 5.16 - Sobreposição da dinâmica dos fluxos obtidos pela modelo BATS-R-US, na cor branca, e, na cor preta, pelo modelo analítico de Cooling. A isossuperfície ilustra a solução da equação do balanço de pressão entre a pressão de fluxo exercida pelo vento solar e a pressão exercida pelo campo geomagnético. .... 77
- Figura 5.17 - Zoom do primeiro quadrante ( $Q_1$ ), com seus respectivos setores: setor 1  $0^\circ - 45^\circ$  e o setor 2  $45^\circ - 90^\circ$ . As setas na cor branca indicam as linhas de fluxo de plasma modeladas pelo BATS-R-US. As setas na cor preta representam a direção dos fluxos do modelo de Cooling. Os semicírculos pontilhados representam o raio da magnetopausa nas posições  $x = 5R_E$ ,  $x = 0R_E$  e  $x = -5R_E$ , respectivamente. .... 78
- Figura 5.18 - Ilustração do padrão dos fluxos de reconexão modelados pelo BATS-R-US através de uma projeção no plano  $yz$ . A isossuperfície em azul, representa o balanço de pressão. .... 82
- Figura 5.19 - Representação da sobreposição da dinâmica dos fluxos modelados pelo modelo de Cooling (na cor preta) e o padrão dos fluxos de reconexão modelados pelo BATS-R-US (na cor branca) para o caso 2. A linha na cor vermelha é a provável inclinação da linha-X de reconexão para o modelo BATS-R-US. .... 83
- Figura 5.20 - Dinâmica dos fluxos de reconexão modelados pelo BATS-R-US em uma projeção no plano  $yz$ . A isossuperfície, na cor azul clara representa a densidade de plasma. A seta na cor vermelha representa a direção do IMF. .... 87
- Figura 5.21 - Sobreposição da dinâmica dos fluxos modelados pelo modelo de Cooling, nas cores preta e azul, conforme publicado no artigo de Lindstedt et al. (2009). E, na cor branca, o padrão global de convecção dos tubos de fluxos de reconexão modelados pelo BATS-R-US, em uma projeção no plano  $yz$ . O asterisco (\*), localizado no quadrante  $Q_1$  setor  $45^\circ - 90^\circ$  e na posição ( $5R_E > x > 0R_E$ ), representa a posição do satélite CLUSTER. .... 88
- Figura 5.22 - Sobreposição no plano  $yz$  das linhas de campo magnético reconectadas (linhas pretas) às linhas que indicam a direção dos tubos de fluxo (linhas vermelhas) para a simulação realizada pelo BATS-R-US. Os pequenos círculos brancos na figura, com e sem asterisco, indicam a posição dos satélites Cluster durante o evento

- apresentado por Lindstedt et al. (2009). As coordenadas dos satélites são (3.7, 11.2, 5.7) e (2.3, 9.8, 5.7), respectivamente. ... 90
- Figura 5.23 - Interação do vento solar magnetizado (IMF  $B_z$  norte) com a magnetosfera terrestre. A isossuperfície de balanço de pressão está fixa na posição  $x = -10 R_E$ . (A) topologia de campo magnético (B) dinâmica dos fluxos de reconexão em ambas as cúspides de altas latitudes, modeladas pelo BATS-R-US. As linhas na cor vermelha representam a extensão da linha-X de reconexão. Ao centro, a Terra é ilustrada como uma esfera na cor azul clara. .... 92
- Figura 5.24 - Deslocamento dos tubos de fluxos modelados por Cooling et al. (2001) na cor preta. Na cor branca representa a dinâmica dos fluxos modelados pelo BATS-R-US. As duas linhas na cor vermelha representam extensão da linha-X de reconexão localizadas simetricamente nas regiões de altas latitudes em torno da posição (5, 0, 11) norte e (5, 0, -11) sul, respectivamente. .... 94
- Figura 5.25 - Interação do vento solar com a magnetosfera terrestre para condição do IMF  $B_y = 7 nT$  e  $B_z = 7 nT$ . (A) topologia de campo magnético e regiões das cúspides polares. (B) dinâmica dos fluxos de plasma contornando a região diurna da magnetosfera. As isossuperfícies em (A) e (B) representam o balanço de pressão. A seta na cor preta (B) representa a orientação do IMF. .... 97
- Figura 5.26 - Interação vento solar magnetosfera terrestre para condição do IMF  $B_y = -7 nT$  e  $B_z = 7 nT$ . (A) topologia do campo magnético e as regiões das cúspides polares; (B) dinâmica dos fluxos de plasma contornando a região diurna da magnetosfera. As isossuperfícies em (A) e (B) representam o balanço de pressão..... 99
- Figura 5.27 - Representação do transporte da taxa de energia eletromagnética pelo vetor de Poynting para  $B_z$  puramente norte (linhas pretas). O mapa de cores representa a densidade de plasma, vista nos planos  $z = 0$  e  $y = 0$ . .... 107
- Figura 5.28 - Interação do vento solar magnetizado, (A)  $B_T(0, B_y, 0)$  e (B)  $B_T(0, -B_y, 0)$  com a magnetosfera terrestre. As linhas na cor preta ilustram o fluxo do vetor de Poynting e a caixa de arestas rosa o domínio de integração da energia..... 109
- Figura 5.29 - Interação do vento solar magnetizado, (A)  $B_T(0, B_y, -B_z)$  e (B)  $B_T(0, -B_y, -B_z)$ , com a magnetosfera terrestre. As linhas na cor preta ilustram o fluxo do vetor de Poynting e a caixa de arestas rosa o domínio de integração..... 111

Figura 5.30 - Interação do vento solar magnetizado para condição do IMF sul. O conjunto de linhas na cor preta representa o transporte de energia eletromagnética do vento solar pelo fluxo do vetor de Poynting. O mapa de cores representa a densidade de plasma, vista nos planos $z = 0$ e $y = 0$ . .....	112
Figura 5.31 - Parâmetros de plasma obtidos pelos sensores a bordo do satélite <i>Advanced Composition Explorer</i> (ACE) para os dias 21 a 27/09/1999. ....	117
Figura 5.32 - Série temporal dos índices Auroral (AE) e <i>SYM – H</i> obtida em WDC-Kyoto, durante os dias 22 e 23 de setembro de 1999. (A) e (B) ilustram a amplitude da variação dos índices AE e <i>SYM – H</i> , respectivamente.....	119
Figura 5.33 - Série temporal da taxa de variação da potência dissipada $U_t$ durante a tempestade de 22-23 de setembro de 1999. O quadrado em destaque ilustra a potência máxima dissipada ( $1,6 \times 10^{13} W$ ) durante o pico máximo da fase principal da tempestade, ocorrida às 23h36 minutos.....	120
Figura 5.34 - Parâmetros de entrada do plasma utilizado pelo modelo MHD 3D BATS-R-US para simular a fase principal da tempestade de 22-23 de setembro de 1999. ....	121
Figura 5.35 - Vista tridimensional da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre durante a fase principal da tempestade dos dias 22-23 de setembro de 1999. A isossuperfície na cor azul ilustra a densidade do plasma. O mapa de cores representa a densidade do plasma. As linhas na cor preta representam o fluxo do vetor de Poynting penetrando para regiões internas da magnetosfera terrestre.....	122
Figura 5.36 - Taxa de variação do fluxo do vetor de Poynting ( $E_S(W)$ ) em função do tempo durante a fase principal da tempestade magnética. O pico máximo de potência foi $-2,89 \times 10^{13} W$ , $\sim 63$ minutos após a passagem da região geofetiva da estrutura pelo ACE. ....	124



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 5.1 - Parâmetros de plasma de entrada para as simulações do BATS-R-US.....	73
Tabela 5.2 - Inclinação média angular e direção dos fluxos entre os modelo analítico de Cooling et al. (2001) e o BATS-R-US para uma orientação do IMF igual a $B_{IMF} = 0, 0, -10 \text{ nT}$ .....	80
Tabela 5.3 - Diferença média na inclinação e direção dos fluxos entre os modelos Cooling e BATS-R-US para um $B_{IMF} = 0, 7, -7 \text{ nT}$ .....	85
Tabela 5.4 - Inclinação média angular e direção dos fluxos entre os modelos de Cooling e BATS-R-US para um $B_{IMF} = 0, -7, -7 \text{ nT}$ .....	89
Tabela 5.5 - Inclinação média e direção dos fluxos entre os modelos de Cooling e BATS-R-US para uma orientação do IMF igual a $B_{IMF} = 0, 0, 10 \text{ nT}$ .....	95
Tabela 5.6 - Parâmetros de plasma de entrada para as simulações do BATS-R-US.....	100
Tabela 5.7 - Parâmetros de plasma extraídos do BATS-R-US e resultados obtidos a partir da aplicação do modelo GM74.....	101
Tabela 5.8 - Estimativa da taxa de entrada de energia por unidade de tempo na magnetocauda terrestre durante a interação vento solar-magnetosfera para diferentes configurações do IMF.....	106



## LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS'

ACE	<i>Advanced Composition Explorer</i>
AE	Índice que mede o eletrojato auroral ( <i>Auroral Electrojets</i> )
AMR	<i>Adaptive Mesh Refinement</i>
BATS-R-US	<i>Block Adaptive Tree Solar Wind Roe Upwind Scheme</i>
BL	Camada de contorno ( <i>Boundary Layers</i> )
$B_x$	Componente x do campo magnético interplanetário
$B_y$	Componente y do campo magnético interplanetário
$B_z$	Componente z do campo magnético interplanetário
CCW	Sentido anti-horário ( <i>Counterclockwise</i> )
CFL	Condição de estabilidade numérica ( <i>Courant-Friedrichs-Lewy</i> )
CIR	Região de interação corrotante ( <i>Co-rotating Interaction Regions</i> )
CME	Ejeção de massa coronal ( <i>Coronal Mass Ejections</i> )
CO86	Modelo de Cowley e Owen (1986)
CW	Sentido horário ( <i>Clockwise</i> )
DNL	Linha neutra distante ( <i>Distant Neutral line</i> )
$D_{st}$	<i>Disturbance Storm Time Index</i>
$E_S$	Potência dissipada via integração da divergência do vetor de Poynting na magnetosfera terrestre
EE	Eventos Eruptivos ( <i>Eruptive Event Generator</i> )
eV	Elétron volt
FTE	Eventos de transferência de fluxo ( <i>Flux Transfer Events</i> )
GB	<i>Giga Bits</i>
GIMP	<i>GNU Image Manipulation Program</i>
GM	Magnetosfera Global ( <i>Global Magnetosphere</i> )
GM74	Modelo de Gonzalez e Mozer 1974
GSM	<i>Geocentric Solar Magnetospheric System</i>
HT	Referencial De Hoffmann-Teller onde o campo elétrico é nulo
IE	Eletrodinâmica ionosférica ( <i>Ionospheric Eledrodynamics</i> )
IH	Heliosfera Interna ( <i>Inner Heliosphere</i> )
IM	Magnetosfera interna ( <i>Inner Magnetosphere</i> )
IMF	Campo magnético interplanetário ( <i>Interplanetary Magnetic Field</i> )
$J$	Unidade de energia <i>Joule</i>
$K_B$	Constante de Boltzmann
keV	Kilo elétron volt
KF94	Modelo de Kobel e Fluckiger 1994
LC	Baixa coroa solar ( <i>Lower Corona</i> )
LT	<i>Local Time</i>
MeV	Mega elétron volt
MHD	Magnetohidrodinâmica ( <i>Magnetohydrodynamics</i> )
MPI	<i>Message Passing Interface</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NENL	Linha neutra próxima a Terra ( <i>Near Earth Neutral Line</i> )
OH	Heliosfera Externa ( <i>Outer Heliosphere</i> )

$P$	Potência dissipada na magnetosfera terrestre ( $J/s$ )
PE	Ponto de estagnação
$Q_1$	Primeiro quadrante
$Q_2$	Segundo quadrante
$Q_3$	Terceiro quadrante
$Q_4$	Quarto quadrante
$R_E$	Raio Terrestre
SC	Coroa Solar ( <i>Solar Corona</i> )
SSC	<i>Storm Sudden Commencement</i>
SWMF	<i>Space Weather Modeling Framewok</i>
Sym-H	Índice simétrico (equivalente ao $D_{st}$ , tomado em minutos)

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\vec{A}$	Vetor área de uma superfície
$\hat{b}_{ms}$	Vetor unitário na direção do campo magnético na região da bainha magnética
$\vec{B}_G$	Campo geomagnético no modelo BATS-R-US
$\vec{B}_{gm}$	Campo geomagnético no modelo de Cooling et al. (2001)
$\vec{B}_{ms}$	Campo magnético na região da bainha no modelo de Cooling et al. (2001)
$\vec{B}_n$	Vetor unitário normal a magnetopausa
$\vec{B}_{sh}$	Campo magnético na região da bainha no modelo BATS-R-US
$\vec{S}$	Vetor que representa os valores médios dos termos fontes
$\hat{b}_{gm}$	Vetor unitário na direção do campo geomagnético
$\vec{v}_h$	Velocidade hidrodinâmica do plasma
$\vec{v}_{HTN}$	Velocidade dos tubos de fluxos observada no hemisfério norte no referencial de Hoffmann-Teller
$\vec{v}_{HTS}$	Velocidade dos tubos de fluxos observada no hemisfério sul no referencial de Hoffmann-Teller
$V_p$	Velocidade dos prótons
$\vec{v}_{TF}$	Velocidade dos tubos de fluxo reconectados
$\vec{v}_a$	Velocidade de Alfvén
$cm^3$	Unidade de volume em centímetros cúbicos
$B_T$	Campo magnético transversal à linha Sol-Terra
$E_{mhd}$	Energia MHD total
$\vec{F}$	Tensor de fluxo
$\vec{I}$	Díada unitária
$\vec{J}$	Densidade de Corrente
$O_{HTN}$	Origem de um tubo de fluxo observado no hemisfério norte no referencial de Hoffmann-Teller
$O_{HTS}$	Origem de um tubo de fluxo observada no hemisfério sul no referencial de Hoffmann-Teller
$O_{mp}$	Referencial de um tubo de fluxo fixo à Terra
$P_{sw}$	Pressão térmica do vento solar
$\vec{U}_{i,j,k}$	Vetor médio das variáveis conservadas em torno de um nó computacional $(i, j, k)$
$s$	Unidade de tempo em segundos
$T_p$	Temperatura dos prótons
$T_{sw}$	Temperatura do vento solar
$T_{sh}$	Temperatura na região da bainha magnética
$\vec{U}$	Vetor das quantidades conservadas
$uma$	Unidade de massa atômica em quilograma
$U_t$	Taxa de variação da energia por unidade de tempo

$V_{i,j,k}$	Volume unitário em torno de um nó computacional ( $i, j, k$ )
$\vec{X}$	Posição de um tubo de fluxo no modelo de Cooling et al. (2001)
$n_{sw}$	Densidade do vento solar
$n_p$	Densidade dos prótons
$n_{sh}$	Densidade na região da bainha magnética
$\beta_{sh}$	Parâmetro beta na região da bainha
$\mu_0$	Permeabilidade magnética no vácuo
$\Delta t$	Intervalo de tempo
$V(X)$	Perfil da velocidade do plasma da bainha no modelo de Cooling et al. (2001)
$w$	Símbolo de unidade de potência ( <i>Joule</i> /segundo)
$\nabla$	Operador <i>nabla</i>
$\alpha$	Ângulo Alpha entre o campo geomagnético e o campo transversal
$\beta$	Ângulo Beta entre o campo geomagnético e a linha-X
$\theta$	Ângulo Latitudinal
$\varphi$	Ângulo Longitudinal
$\gamma$	Razão entre os calores específicos
$\varepsilon$	Parâmetro épsilon de Akasofu
$\varepsilon_0$	Permissividade elétrica no vácuo
$\eta$	Resistividade
$\rho(X)$	Perfil da densidade do plasma no modelo de Cooling et al. (2001)
$\sigma$	Condutividade do plasma
$\tau$	Escala temporal de decaimento da corrente de anel

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1	INTRODUÇÃO ..... 1
1.1.	Objetivos ..... 5
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA..... 7
2.1.	Regiões da magnetosfera terrestre ..... 7
2.2.	Reconexão magnética e seus efeitos na dinâmica e no conteúdo energético global da magnetosfera..... 10
2.2.1.	Tempestade Magnética ..... 12
2.2.2.	Subtempestade Magnética..... 15
3	MODELOS NUMÉRICO E ANALÍTICOS DA INTERAÇÃO DO VENTO SOLAR COM A MAGNETOSFERA TERRESTRE ..... 17
3.1.	Descrição do código BATS-R-US ( <i>Block Adaptive Tree Solar Wind Roe Upwind Scheme</i> )..... 18
3.1.1.	Aplicações e aspectos gerais do código BATS-R-US ..... 20
3.1.2.	Equações MHD ideais simetrizadas..... 21
3.1.3.	Refinamento da Grade Adaptativa e estrutura hierárquica de dados tipo árvore..... 24
3.1.4.	Passo Temporal ( <i>Time Step</i> )..... 27
3.1.5.	Esquema Numérico de Volumes Finitos utilizado pelo Modelo MHD BATS-R-US ..... 27
3.1.6.	Técnicas de Controle do Divergente de $\vec{B}$ ..... 31
3.1.7.	A componente magnetosférica..... 31
3.2.	Modelo analítico de Cooling et al. (2001) ..... 33
3.2.1.	Modelo do campo magnético da bainha e geomagnético ..... 36
3.2.2.	Modelo de Fluxo de velocidade da bainha e densidade..... 37
3.2.3.	Teste inicial de reconexão e Linha X de reconexão ( <i>Merging Line</i> ) ..... 39
3.3.	Modelo analítico tridimensional de reconexão por componente de Gonzalez e Mozer (1974) ..... 39
4	METODOLOGIA..... 43
4.1.	Comparação da direção dos fluxos de reconexão na magnetopausa terrestre ..... 44
4.2.	Domínio de integração e cálculo do fluxo do vetor de Poynting ..... 50
4.3.	Provável inclinação da linha-X de reconexão..... 55
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES ..... 57

5.1.	Validação dos resultados .....	57
5.2.	Estudo direcional do fluxo de plasma devido à reconexão magnética na região da magnetopausa terrestre .....	72
5.3.	Inclinação da linha x de Reconexão.....	100
5.4.	Transporte de energia do vento solar para magnetosfera interna.....	104
5.5.	Tempestade magnética de 22-23 de setembro de 1999. ....	116
6	Conclusões.....	127
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	131
	APÊNDICE A - NORMALIZAÇÃO.....	139
A.1	Normalização da equação de conservação da massa.....	140
A.2	Normalização da equação de Conservação do <i>Momentum</i> .....	141
A.3	Normalização da equação da Conservação da Energia .....	142
A.4	Normalização da equação de Conservação do Fluxo Magnético .....	144
A.5	Equação da Densidade de Corrente .....	144
	APÊNDICE B - CONSERVAÇÃO DA ENERGIA E TEOREMA DE POYNTING .....	147
	APÊNDICE C .....	151

## 1 INTRODUÇÃO

O Sol, fonte de energia para todo o sistema solar, emana de forma contínua, radial e supersônica, a partir de sua atmosfera mais externa, a coroa solar, um gás condutor e ionizado, conhecido como vento solar, que permeia todo o geoespaço. O moderno conceito que conhecemos acerca do vento solar foi demonstrado, matematicamente, por Eugene Parker, em 1958. As primeiras medidas, *in situ*, que vieram corroborar o modelo de vento solar proposto por Parker foram obtidas pelos sensores de plasma a bordo do satélite Explorer 10, em 1961, e mais tarde pelo satélite Mariner 2 (CRAVENS, 2004).

O conhecimento de que algo se propaga a partir do Sol, além da luz visível que conhecemos, teve seus primeiros indícios no ano de 1859. Neste ano, o astrônomo britânico Richard Carrington observou um brilho intenso, com duração de alguns minutos, proveniente de um grupo de manchas solares. Tais manchas foram visualizadas numa folha de papel, como resultado da projeção da imagem do telescópio utilizado por Carrington. A Figura 1.1 destaca o grupo de manchas citado; os pontos A e B representam as regiões na fotosfera solar que deram origem ao brilho intenso detectado por Carrington.

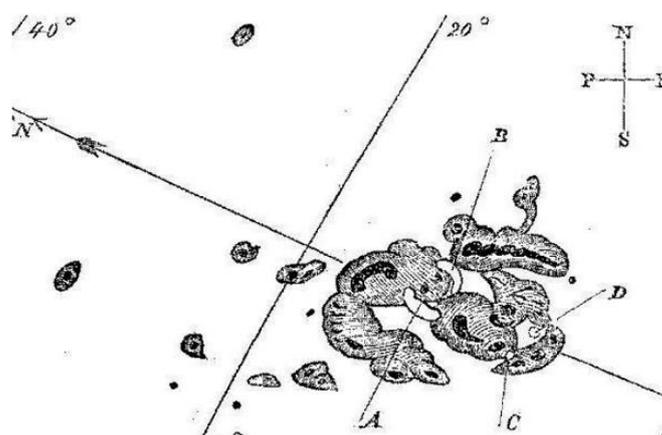


Figura 1.1 - Registro mais antigo de um flare solar. Observa-se um grupo de manchas solares A, B, C e D. As manchas A e B, representadas em destaque, foram observadas com brilho intenso.

Fonte: Carrington (1859).

Algumas horas (17h) após a observação deste brilho, conhecido, atualmente, por solar flare, foi observada na Terra a ocorrência de auroras, em baixas latitudes magnéticas, e.g., 23° (Hawaii e Santiago) (TSURUTANI et al., 2003). Neste mesmo período, houve falha no sistema de telégrafos na Europa e na América do norte. No entanto, a associação entre o solar flare e os respectivos efeitos no ambiente terrestre foi estabelecida somente mais tarde (HALE, 1931; CHAPMAN; BARTELS, 1940).

O vento solar contém uma grande variabilidade de processos físicos em decorrência das complexas estruturas magnéticas que se desenvolvem na atmosfera solar, as quais se manifestam em diferentes escalas espaço-temporais, podendo afetar a dinâmica de diferentes regiões do espaço, inclusive o ambiente próximo à Terra. A evolução das complexas estruturas magnéticas solares (manchas solares) dão origem ao ciclo solar. O ciclo solar é caracterizado pelo número de manchas observadas na superfície do Sol. Durante a fase do máximo de atividade solar, estas estruturas solares podem se tornar extremamente ativas, ocasionando erupções súbitas, das quais são liberadas grandes quantidades de energia em forma de flares solares ou grandes quantidades de massa e fluxo magnético, conhecidas como ejeções coronais de massa (CMEs - Coronal Mass Ejections) (GOSLING, 1975).

As CMEs podem gerar ondas de choque ao se propagarem no meio interplanetário e, como consequência, acelerar partículas a altas energias. Tais partículas podem causar danos aos dispositivos eletrônicos a bordo de satélites, como também colocar em risco a vida de astronautas. Quando uma CMEs possui um campo magnético cuja componente  $B_z$  está orientada na direção sul, por um longo período de tempo (algumas horas) e de grande intensidade ( $\geq -10 \text{ nT}$ ), ao interagir com o campo geomagnético, poderão transferir uma quantidade significativa de massa, momentum e energia para diferentes regiões magnetosféricas, através do processo físico conhecido por reconexão magnética (DUNGEY, 1961; GONZALEZ; MOZER, 1974; AKASOFU, 1981; GONZALEZ; TSURUTANI, 1987; GONZALEZ et al., 1994,

1999, 2001; GOSLING, 1990, 1991; KIVELSON; RUSSELL, 1995; TSURUTANI et al., 1995). Acredita-se, hoje, que a reconexão magnética é o processo físico mais importante e fundamental na conversão da energia magnética em energia cinética e aquecimento de plasma. Como consequência direta do acoplamento CME–Campo Geomagnético têm origem as chamadas tempestades e subtempestades magnéticas, que são manifestações globais e dinâmicas desta interação.

Como um exemplo do acoplamento CME – Campo Geomagnético pode-se citar a série de distúrbios magnéticos que ocorreram entre o final de outubro e o início de novembro de 2003, conhecida como “Halloween Storm”. Seus efeitos foram intensos: danificando 28 satélites; panes em satélites; blackout na Suécia; mudança de rotas aéreas; interrupção de comunicações de rádio de longa distância (devido aos efeitos ionosféricos); e observação de auroras boreais em latitudes mais baixas.

O clima espacial, inserido no contexto da física solar terrestre, tem por objetivo estudar, na teoria e na prática, a relação entre os processos físicos, em um tempo e lugar, no sistema Sol-Terra e a manifestação de seus efeitos no ambiente terrestre. Tais efeitos podem afetar os sistemas tecnológicos, a saúde e a vida humana. O estudo do clima espacial visa criar mecanismos para minimizar ou até mesmo prever seus efeitos com certo grau de confiabilidade (ECHER et al., 2005; TÓTH et al., 2012). Assim, a compreensão da origem da dinâmica e o monitoramento das condições do clima espacial são de grande importância, tanto do ponto de vista humano, quanto do científico e tecnológico.

Uma das ferramentas mais utilizadas para investigar ou estudar cenários como estes são as simulações numéricas computacionais magneto-hidrodinâmicas (MHD) (LEBOEUF et al., 1978; DARREN L. De ZEEUW et al, 2000; GROTH et al., 2000; GOMBOSI et al., 2001). Elas têm como base modelos físico-matemáticos consistentes e bem aceitos pela comunidade científica, que junto aos meios de investigação já existentes tornam-se ferramentas fundamentais

para os cientistas espaciais. As simulações MHD nos auxiliam na compreensão da dinâmica complexa que envolve os fenômenos físicos de transferência de massa, momentum e energia em plasmas espaciais ocorrendo em escala globais. Ou seja, fenômenos com escala espacial maior do que o raio ciclotrônico dos íons. Diferentemente da observação pontual dos satélites científicos que orbitam a Terra, as simulações numéricas MHD são uma das ferramentas fundamentais e poderosas para o monitoramento e previsão, em tempo real, do clima espacial, uma vez que auxiliam na compreensão da dinâmica não-linear que envolve os processos físicos em plasmas espaciais.

Neste trabalho, utilizaram-se as simulações MHD para estudar: os efeitos globais da reconexão magnética na dinâmica dos fluxos de reconexão na região da magnetopausa terrestre; a resposta da magnetosfera terrestre para diferentes configurações dos parâmetros de plasma do vento solar; e a estimativa da taxa de entrada de energia na região da cauda magnética terrestre. As simulações MHD não somente auxiliaram na identificação das principais características de cada evento analisado, mas também forneceram a possibilidade de avaliar os parâmetros físicos em regiões onde as medidas observacionais são escassas ou inexistentes. Deste modo, é possível compreender, em uma escala global, a dinâmica dos fluxos de plasma na magnetopausa terrestre que são consequência do acoplamento vento solar-magnetosfera e, também, obter estimativas do conteúdo energético da magnetosfera terrestre.

## 1.1. Objetivos

Os objetivos desta tese são:

- ❖ Instalar, executar e validar o código BATS-R-US, para diferentes configurações do vento solar, por exemplo, diferentes orientações do campo magnético interplanetário;
- ❖ Determinar a configuração e a dinâmica dos fluxos na magnetopausa terrestre para diferentes orientações do campo magnético interplanetário, e comparar os resultados àqueles apresentados no trabalho de Cooling et al. (2001);
- ❖ Estimar a possível inclinação da linha-X de reconexão e confirmar os resultados utilizando-se o modelo de Gonzalez e Mozer (1974);
- ❖ Calcular o transporte de energia eletromagnética por unidade de tempo para regiões internas da magnetosfera;
- ❖ Elaborar uma lista contendo um conjunto de estados da magnetosfera com resultados dos itens anteriores;
- ❖ Utilizar o modelo BATS-R-US na simulação da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre para o evento ocorrido entre os dias 22-23 de setembro de 1999, que deu origem a uma tempestade intensa com  $D_{st}/SYM - H = -166 \text{ nT}$ .



## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1. Regiões da magnetosfera terrestre

O vento solar propaga-se a partir do Sol, com velocidade supersônica, em todas as direções no meio interplanetário e interage com diferentes obstáculos magnetizados, ou não, durante sua propagação. O campo magnético e o plasma de origem terrestre são um obstáculo eletricamente condutor à propagação supersônica do vento solar. Deste modo, ocorre a interação entre dois regimes diferentes de plasma, formando uma frente de choque, onde o plasma do vento solar é freado aquecido e defletido em torno do obstáculo. A interação destes dois regimes distintos de plasma forma uma região ou cavidade onde quem domina é o campo geomagnético, conhecida como magnetosfera terrestre. A Figura 2.1 ilustra as diferentes regiões formadas pela interação do vento solar com o campo geomagnético. São elas:

- a) **Frente de choque:** formada quando o fluxo do vento solar supersônico encontra um obstáculo eletricamente condutor. A frente de choque, no contexto da interação vento solar-magnetosfera, é a primeira região de conversão da energia de fluxo em energia magnética.
- b) **Bainha magnética:** caracterizada por ser uma região turbulenta, aquecida e densa, onde o vento solar torna-se subsônico, permitindo, deste modo, seu escoamento em torno do obstáculo.
- c) **Magnetopausa:** definida como o contorno que separa dois regimes de plasmas e campos magnéticos distintos: os de origem magnetosférica e os de origem interplanetária. Nesta região, ocorre o acoplamento entre o campo magnético interplanetário (IMF, do inglês Interplanetary Magnetic Field) e o campo geomagnético, ou seja, ocorre o processo físico de reconexão magnética. A reconexão magnética é o processo físico que permite a conversão da energia

armazenada no campo magnético em outras formas de energia, como, por exemplo, o aquecimento do plasma e a aceleração de partículas. Além disso, possibilita o transporte de massa, momentum e energia para regiões internas da magnetosfera, sendo responsável pela dinâmica de diferentes processos físicos de dissipação de energia, conhecidos como tempestades e subtempestades magnéticas.

**d) Magnetocauda terrestre:** a longa extensão da magnetosfera noturna é definida como cauda magnética terrestre, que é uma região de grande importância pois atua como um reservatório de energia e plasma. Durante períodos magneticamente perturbados, chamados de subtempestades magnéticas, o plasma e a energia armazenados na cauda são injetados para dentro da magnetosfera interna dando origem a diversos processos físicos, como, por exemplo, as auroras. Ainda na cauda magnética, mais especificamente no centro, podemos encontrar a lâmina de plasma que separa os lóbulos norte e sul da cauda magnética.

**e) Cinturões de Radiação:** regiões onde a topologia de campo magnético possibilita o aprisionamento de partículas, por exemplo, prótons, elétrons e íons, com diferentes níveis de energia. Os cinturões de radiação são divididos em: cinturão de radiação interno, situado entre 0,1 e 1,5 raios terrestres (a partir da superfície terrestre), e povoado, principalmente, por prótons com energia acima de 19 *MeV* e elétrons com energia de 100 *KeV*; cinturão de radiação externo que se estende de 3 a 10 raios terrestres (à partir da superfície da Terra) e é constituído por elétrons cuja energia varia entre 0,1-10 *MeV*. Em 2012, a missão Van Allen, organizada pela Administração Nacional da Aeronáutica e do Espaço (NASA, do inglês *National Aeronautics and Space Administration*), cujo objetivo foi investigar os cinturões de radiação, descobriu um terceiro cinturão

de radiação ao redor da Terra, localizado entre os cinturões internos e externos. Este terceiro cinturão situa-se entre 3 à 3,5  $R_E$  (acima da superfície da Terra) e é composto de elétrons e prótons de altas energias.

- f) **Corrente de Anel:** formada principalmente por prótons que derivam em torno da Terra. Estende-se entre 2 e 7 raios terrestres (a partir da superfície da Terra) e é intensificada por partículas provenientes da região da cauda, mais especificamente da lâmina de plasma, durante tempestades magnéticas. A energia do plasma da corrente de anel varia de 100  $eV$  a 1000  $keV$ . A dinâmica das partículas carregadas nesta região é governada pelo gradiente e pela curvatura do campo magnético onde os íons derivam para oeste e os elétrons para leste.

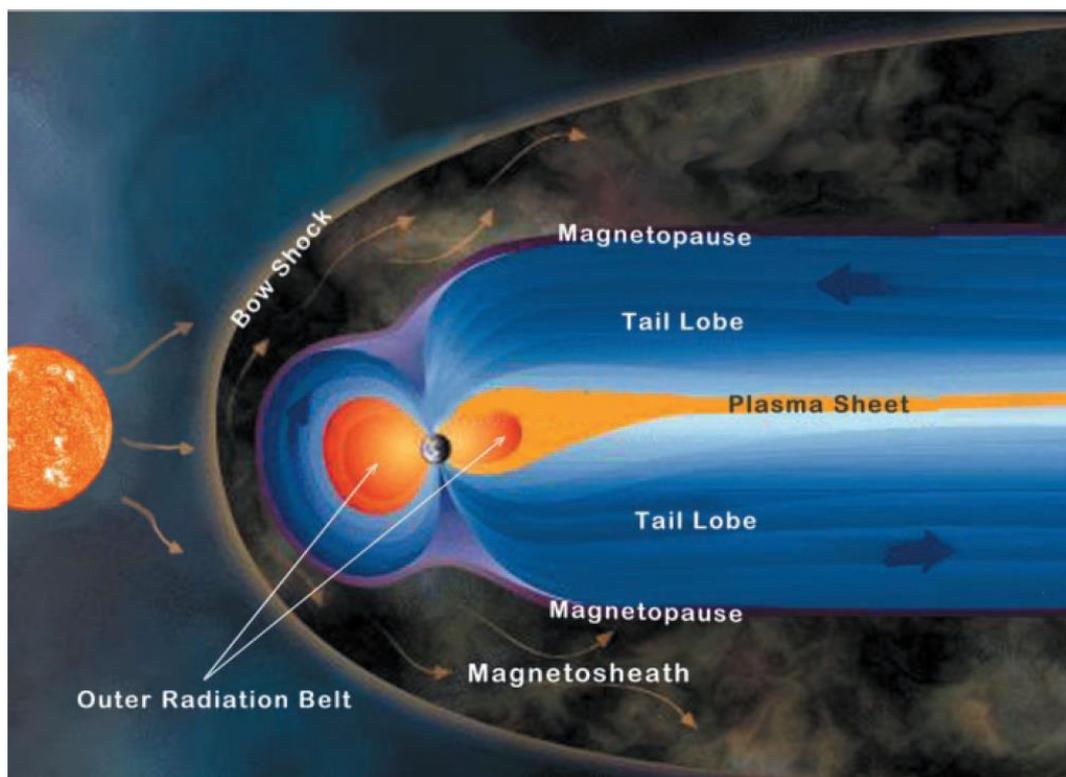


Figura 2.1 - Magnetosfera terrestre e suas diferentes regiões.

Fonte: Lyon (2000).

## 2.2. Reconexão magnética e seus efeitos na dinâmica e no conteúdo energético global da magnetosfera

Através de diversas evidências observacionais acredita-se, hoje, que a reconexão magnética é um processo físico universal inerente a plasmas magnetizados. Tal processo ocorre não só em regiões da magnetosfera terrestre, como na magnetopausa (e.g., PASCHMANN et al., 1979; PHAN et al., 2000) e a magnetocauda (cf., FUSELIER; LEWIS, 2011) como também em outras magnetosferas planetárias (e.g., VOGT et al., 2010), e no vento solar (e.g., GOSLING et al., 2005; PHAN et al., 2006). Durante o processo de reconexão magnética a energia magnética é, eficientemente, convertida em energia cinética e térmica como consequência de uma reestruturação topológica local das linhas de campo magnético. Esta reestruturação topológica estabelece o acoplamento entre regimes distintos de plasmas magnetizados. A reconexão magnética é a interface que conecta diferentes fenômenos observados em diferentes escalas e em diferentes locais do geoespaço, como por exemplo: *flare* solar, ejeção coronal de massa, aquecimento coronal, transferência e conversão de energia na magnetopausa e na região da magnetocauda terrestre.

Dungey (1961) propôs que o campo magnético terrestre se conecta ao campo magnético interplanetário através do processo físico de reconexão magnética. Neste modelo, conhecido como modelo de magnetosfera aberta, o IMF conecta-se ao campo geomagnético em uma pequena região da magnetopausa subsolar terrestre, conhecida como região de difusão. Em seguida, o fluxo de plasma da região e o campo magnético são convectados, ou transportados, sobre as regiões polares, em direção à região noturna da magnetosfera, a chamada, magnetocauda. Na magnetocauda ocorre um segundo processo de reconexão magnética no qual o plasma é convectado em direção à Terra, perfazendo o ciclo idealizado por Dungey (1961). A Figura 2.2 ilustra o modelo de Dungey (1961) para uma magnetosfera aberta.

No modelo de magnetosfera aberta o movimento do plasma dá origem a um campo elétrico de convecção na direção amanhecer-entardecer, este é mapeado, ao longo das linhas de campo abertas, para regiões internas da magnetosfera, como ilustrado na Figura 2.2. O plasma desta região responde, sensivelmente, a este campo elétrico, cuja intensidade está diretamente relacionada com a eficiência da reconexão que, por sua vez, está intimamente ligada com a direção do IMF. A eficiência da reconexão magnética e da convecção magnetosférica têm seus valores intensificados com o aumento da intensidade do campo magnético interplanetário, principalmente, quando este possui orientação sul.

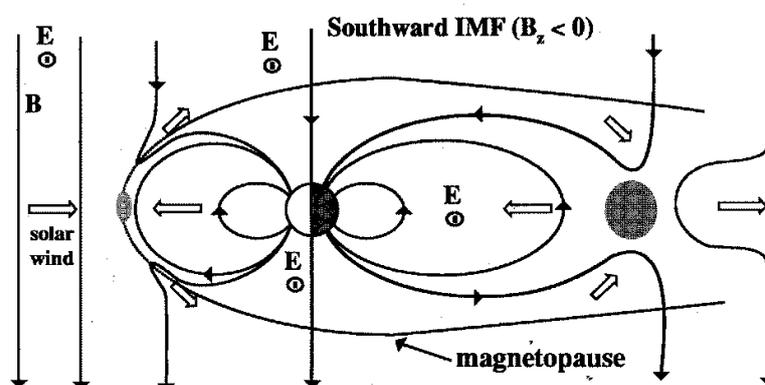


Figura 2.2 - Ilustração do modelo de magnetosfera aberta concebido por Dungey (1961). Exemplifica os processos dinâmicos internos à magnetosfera como, por exemplo, a convecção magnetosférica devido ao acoplamento IMF-Magnetosfera.

Fonte: Adaptada de Cravens (2004).

Em 1961, Axford e Hines propuseram um modelo de magnetosfera fechada, ou modelo de interação viscosa, que durante anos, competiu com o modelo de Dungey. No modelo de interação viscosa, as partículas se difundiam através da magnetopausa gerando um potencial através da magnetosfera, a qual exibia semelhante padrão de convecção como os observados no modelo de magnetosfera aberta. No entanto, este modelo possui muitos problemas, por

exemplo, os plasmas espaciais são não-colisionais necessitariam da adição de uma viscosidade efetiva, devido à interação onda partícula, para fornecer viscosidade suficiente a fim de transferir momentum através da magnetopausa. Além disso, o modelo não prevê a dependência da orientação do IMF. Observações mostram que tanto a convecção quanto a dinâmica das tempestades e subtempestades magnéticas são dependentes da orientação do IMF. Assim, o modelo de Dungey é, ainda hoje, o modelo mais aceito para explicar os processos de acoplamento e transferência de massa, momentum e energia para regiões internas da magnetosfera, os quais, alimentam a dinâmica de diferentes regiões sob diferentes condições do clima espacial.

### 2.2.1. Tempestade Magnética

As tempestades magnéticas são caracterizadas por um decréscimo na componente horizontal do campo magnético terrestre que é registrado ao redor do globo por um conjunto de magnetômetros localizados em baixas latitudes. Esta perturbação na componente horizontal do campo geomagnético está associada a uma variação do conteúdo energético da corrente de anel (GONZALEZ et al., 1994). A principal causa desta variação está associada à interação do campo geomagnético com entidades interplanetárias, como CMEs e regiões de interação corrotante (CIRs, do inglês *Co-rotating Interaction Regions*), que apresentam um campo magnético com a componente  $B_z$  orientada na direção sul. A existência de uma componente  $B_z$  sul de grande intensidade e longa duração em feixes rápidos ou CMEs está associada à ocorrência de tempestades magnéticas intensas (GONZALEZ; TSURUTANI, 1987).

A intensidade de uma tempestade magnética é definida através do valor mínimo registrado pelo índice  $D_{st}$ . Acompanhando-se o decréscimo no perfil do índice  $D_{st}$ , é possível dividir a evolução temporal de uma tempestade magnética em 3 fases: Início súbito, principal e de recuperação. No entanto, o início súbito pode não acontecer em todas as tempestades magnéticas.

A Figura 2.3 ilustra, simplificadamente, a evolução temporal da tempestade magnética de 22-23 de setembro de 1999, conforme registrado pela variação do índice  $SYM - H$ .

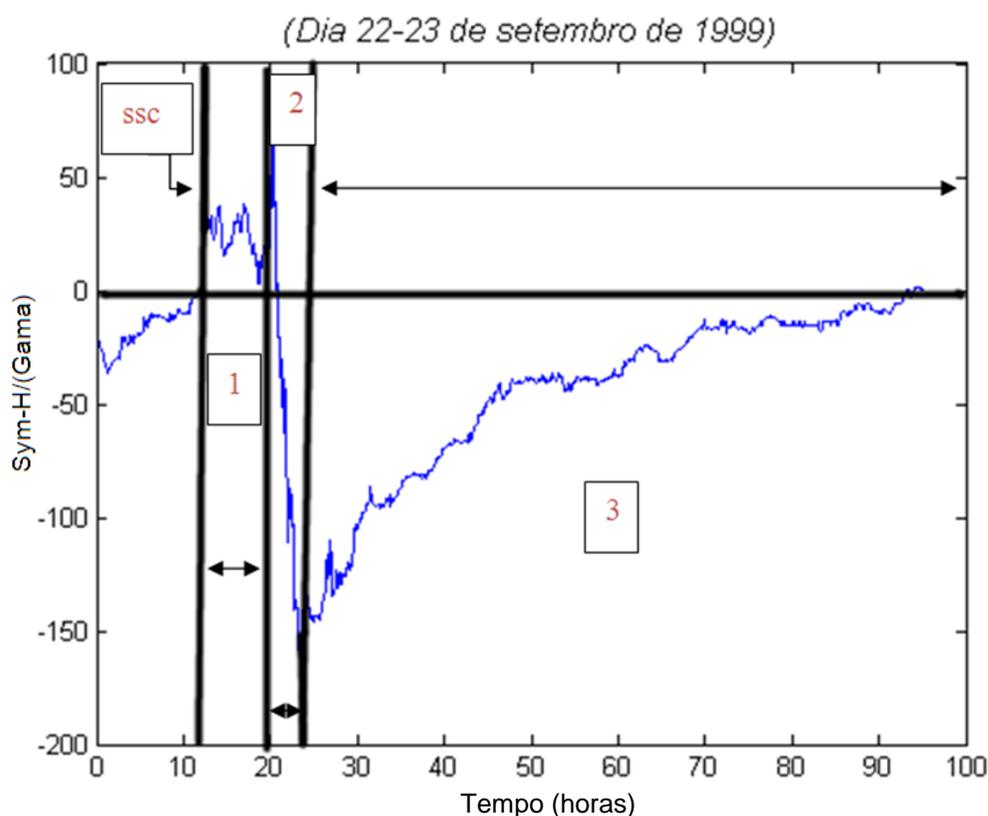


Figura 2.3 - Variação temporal do índice  $SYM - H$  durante a tempestade ocorrida entre os dias 22-23 de setembro de 1999. As linhas verticais de cor preta delimitam as fases de evolução da tempestade: (SSC-1), (2) e (3) mostram, respectivamente, o início súbito juntamente com a fase inicial, a fase principal e a fase de recuperação.

Na Figura 2.3 as linhas verticais de cor preta delimitam as fases de uma tempestade que são elas:

- a) **Fase Inicial (SSC-1):** tem seu início com um impulso súbito, indicado na Figura 2.3 pela sigla SSC (SSC, do inglês *Storm Sudden Commencement*). Nesta fase observam-se valores positivos nos índices  $SYM - H$  e  $D_{st}$ , a diferença entre  $SYM - H$  em relação ao  $D_{st}$  é sua

resolução temporal: o  $D_{st}$  tem resolução horária e o  $SYM - H$  em minutos. Esta incursão positiva está relacionada com a interação da estrutura, neste caso, uma CME, com a magnetopausa terrestre. Como consequência da interação há uma intensificação na corrente Chapman-Ferraro, cuja direção cria um campo magnético com a mesma direção ao do geomagnético, intensificando o campo medido na superfície terrestre.

**b) Fase Principal (2):** definida por um decréscimo abrupto nos índices  $D_{st}/SYM - H$ . Na Figura 2.3 o maior decréscimo é observado para valores próximos a  $-166 nT$ , caracterizando uma tempestade magnética intensa (GONZALEZ et al., 1994). Durante esta fase, há uma intensificação da corrente de anel devido à injeção de partículas de altas energias originárias da lâmina de plasma. Esta intensificação é observada na componente do campo geomagnético no equador. Para estimar o nível energético destas partículas e, por conseguinte, a variação no índice  $D_{st}$ , pode-se utilizar a relação de Dessler-Parker-Sckopke (Dessler; Parker, 1959; Sckopke, 1966). Esta relação correlaciona o nível energético entre as partículas da corrente de anel e a variação no índice  $D_{st}$ . Deste modo, pode-se estimar a intensidade das tempestades magnéticas em termos energéticos durante períodos magneticamente perturbados. Assim, tem-se uma idéia de quão energizada a magnetosfera se encontra e quais poderão ser seus efeitos no ambiente da ionosfera e na alta atmosfera.

**c) Fase de Recuperação (3):** nesta fase observa-se uma lenta recuperação nos valores do índice  $D_{st}$  para valores pré-tempestade, podendo levar horas ou dias. Durante esta fase, a magnetosfera interna está passando por um período de reconfiguração energética e magnética, onde diversos processos físicos como, por exemplo, troca de carga ou interação onda-partícula estão agindo para reestabelecer o equilíbrio e tornar a magnetosfera mais estável.

## 2.2.2. Subtempestade Magnética

As subtempestades magnetosféricas são eventos dinâmicos de conversão e dissipação de energia em diferentes regiões do ambiente magnetosférico-ionosférico e na alta atmosfera. Um exemplo da manifestação deste fenômeno são as auroras (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1997; CRAVENS, 2004). A Figura 2.4 ilustra as diferentes configurações magnéticas da região da lâmina de plasma, durante um evento de subtempestade.

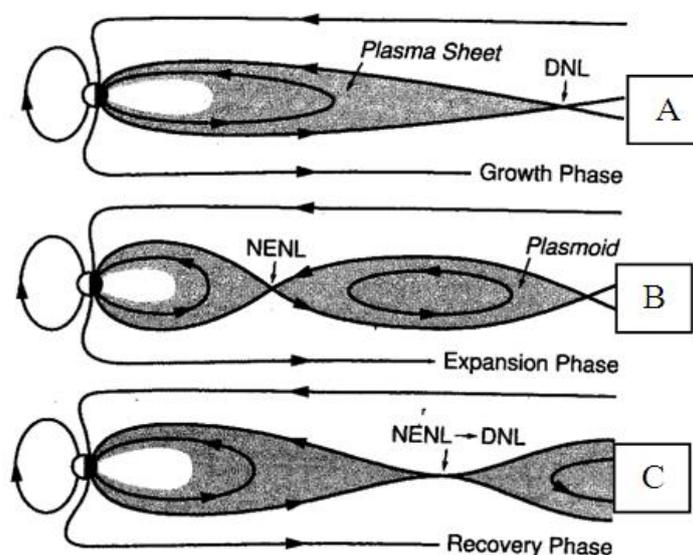


Figura 2.4 - Ilustração simplificada da reconfiguração da lâmina de plasma durante um evento de subtempestade.

Fonte: Adaptada de Baumjohann e Treumann (1997).

A evolução de um evento de subtempestade (ilustrado na Figura 2.4) segue as seguintes etapas:

- Fase de Crescimento:** fase inicial da subtempestade, caracteriza-se por uma mudança na orientação do IMF para o sul e pela formação da região neutra de reconexão preexistente na cauda, conhecida como linha neutra distante (DNL, do inglês *Distant Neutral line*) (ilustrada na Figura 2.4(A)). Neste momento, ocorre um aumento na taxa de reconexão magnética na magnetopausa. O fluxo magnético erodido, ou

retirado desta região, é transportado para a região da cauda e é, em parte, reconectado e retorna para a região frontal da magnetosfera diurna. Neste mesmo intervalo de tempo, observa-se um crescimento da convecção e a intensificação das correntes nas regiões aurorais. Como consequência há um aumento da atividade do eletrojato auroral e, logo, um aumento no índice AE (AE, do inglês *Auroral Electrojets*). Parte do fluxo erodido da magnetopausa diurna, que não foi reconectado na cauda é nela depositado, aumentando o fluxo nesta região e fazendo com que a cauda torne-se comprimida. Neste período há um crescimento da convecção e do fluxo magnético. O tempo característico desta fase é ~ 1 hora.

- b) Início e Expansão:** Durante esta fase, a qual tem duração de aproximadamente 30-60 minutos, ocorre a expansão das regiões aurorais. Neste período, há uma variação abrupta do índice AE devido à intensidade das correntes nesta região. Além disso, observa-se a formação da linha neutra próxima à Terra (NENL, do inglês *Near Earth Neutral Line*) (Figura 2.4(B)), em torno de  $30R_E$ . Devido à pressão magnética nesta região (NENL) e ao acúmulo do fluxo magnético, ocorre reconexão magnética e, como consequência, a reconfiguração magnética e a liberação de um plasmóide. Neste momento ocorre uma reconfiguração do campo geomagnético retornando a sua forma dipolar.
- c) Fase de Recuperação:** Nesta fase, com duração de ~ 1-2 horas, a magnetosfera retorna ao seu estado mais calmo, pré-subtempestade (ilustrada na Figura 2.4 (C)). A forma dipolar na lâmina de plasma deixa de ser predominante, retornando à configuração inicial 'alongada'. Neste instante, as auroras se deslocam para regiões de alta latitude e ao mesmo tempo há um decréscimo de sua atividade. A taxa de reconexão na NENL decresce e a atividade da subtempestade começa a cessar.

### 3 MODELOS NUMÉRICO E ANALÍTICOS DA INTERAÇÃO DO VENTO SOLAR COM A MAGNETOSFERA TERRESTRE

Durante décadas os cientistas espaciais tentam compreender a complexa dinâmica e os efeitos globais da reconexão magnética a partir das observações (AKASOFU, 1981; GONZALEZ et al., 1994; TURNER et al., 2000; VICHARE et al., 2005; PHAN et al., 2006; SHI et al., 2007; TURNER et al., 2009; VASYLIŪNAS, 2010). No entanto, devido à complexa dinâmica que envolve e governa a evolução espaço-temporal destes processos físicos, muitas questões ainda permanecem sem resposta. Não é possível obter, ainda, por exemplo, uma visão global precisa do conteúdo energético do sistema Sol-Terra utilizando, somente, observações de satélites, uma vez que estes não possuem uma amostragem contínua e ampla do sistema. Atualmente, uma ferramenta fundamental no estudo da magnetosfera terrestre são as simulações numéricas computacionais globais (LU et al., 1998; PAPADOPOULOS et al., 1999; PALMROTH et al., 2003; GOMBOSI et al., 2004; DE ZEEUW et al., 2004; TÓTH et al., 2005; LAITINEN et al., 2005; JANHUNEN et al., 2012). Elas permitem estimar os efeitos globais da reconexão magnética onde as medidas de satélites são insuficientes ou inexistentes. Possibilitando, assim, uma interpretação ampla e completa da dinâmica que envolve os processos físicos em plasmas espaciais.

Na seção 3.1 serão discutidos os fundamentos e aspectos gerais do código numérico MHD BATS-R-US (*Block Adaptive Tree Solar Wind Roe Upwind Scheme*), que agrega os últimos avanços em simulação numérica computacional. A discussão terá ênfase na simulação MHD global da magnetosfera terrestre. Também, serão discutidos nas seções 3.2, e 3.3 os principais aspectos dos modelos analíticos de Cooling et al. (2001) e de reconexão por componente de Gonzalez e Mozer (1974). Estes modelos surgiram com o objetivo de auxiliar na ampla compreensão da causa e dos efeitos do acoplamento vento solar- magnetosfera terrestre, tópico central em clima espacial.

### 3.1. Descrição do código BATS-R-US (*Block Adaptive Tree Solar Wind Roe Upwind Scheme*)

Há mais de 25 anos, os cientistas espaciais têm utilizado a simulação magnetohidrodinâmica (MHD) global, que tem como base a teoria MHD, para simular a interação do vento solar com a magnetosfera terrestre (OGINO; WALKER, 1984; LYON et al., 1986; WATANABE; SATO, 1990; RAEDER et al., 1995; TANAKA, 1995; POWELL et al., 1999; JANHUNEN et al., 2012 ). As primeiras simulações utilizavam códigos numéricos, relativamente, simples do ponto de vista numérico. Os métodos numéricos empregados para a solução do conjunto de equações das leis de conservação MHD hiperbólicas eram, frequentemente, os de Lax-Friedrichs ou Rusanov. Porém, sua solução era bastante dissipativa e não capturava soluções com descontinuidades como, por exemplo, ondas de choque. Além disso, a malha computacional mantinha-se constante durante toda a simulação, ou seja, não havia a possibilidade de refinamento em locais de interesse específico. Desde então, muitos esforços concentram-se no desenvolvimento de técnicas numéricas e esquemas numéricos mais eficientes para a solução do conjunto de equações não-lineares MHD hiperbólicas. Além disso, o desenvolvimento de métodos de geração de malhas e blocos adaptativos, em diferentes níveis de refinamento, aliado ao desenvolvimento de algoritmos de paralelização, torna possível a troca de informação de maneira mais eficiente entre um conjunto de microprocessadores, possibilitando acoplar diferentes domínios físicos de forma rápida, eficiente e consistente (GOMBOSI et al., 2004).

Neste cenário, surge o código numérico MHD BATS-R-US, escrito em Fortran 90, com mais de 100.000 linhas, desenvolvido na Universidade de Michigan (POWELL et al., 1999; GOMBOSI, et al., 2001). O BATS-R-US foi criado para interligar diferentes domínios físicos do sistema Sol-Terra, utilizando como padrão o processamento paralelo (MPI, Message Passing Interface), grades cartesianas e blocos adaptativos. Voltado para aplicações de física de plasma espacial, atualmente, o código BATS-R-US está acoplado a outros modelos

como, por exemplo, o de ionosfera (RIDLEY et al., 2001), alta atmosfera (RIDLEY et al., 2003) e o da magnetosfera interna (DE ZEEUW, 2004).

Seguindo este caminho, o centro para desenvolvimento de modelos do ambiente espacial, na Universidade de Michigan, e seus colaboradores estão engajados no projeto Space Weather Modeling Framework (SWMF) (TÓTH et al., 2005; GOMBOSI et al., 2001), que tem como proposta acoplar diversos modelos de diferentes domínios físicos de maneira flexível e eficiente, para que possam ser executados por um conjunto de supercomputadores.

A Figura 3.1 apresenta uma ilustração das diferentes componentes que constituem o projeto SWMF, sendo que cada componente baseia-se em um ou mais modelos físicos particulares. Na Figura 3.1 as componentes destacadas por um quadrado na cor vermelha representam os domínios, hoje, modelados pelo código BATS-R-US, são elas: Baixa coroa solar (*Lower Corona, LC*) cujo domínio inicia-se na fotosfera e se estende até poucos raios solares na coroa solar; a Coroa Solar (*Solar Corona, SC*) que estende-se desde um raio solar até 24 raios solares; o gerador de Eventos Eruptivos (*Eruptive Event Generator, EE*); a Heliosfera Interna (*Inner Heliosphere, IH*), que se estende de 20 raios solares, englobando a órbita da Terra, até 10 unidades astronômicas; a Heliosfera Externa (*Outer Heliosphere, OH*) que se estende de 30 a 1000 unidades astronômicas; e, por fim, a Magnetosfera Global (*Global Magnetosphere, GM*) cujo domínio compreende 32 raios terrestres em direção ao Sol, 240 raios terrestres em direção à magnetocauda e 64 raios terrestres na direção perpendicular à linha Sol-Terra.

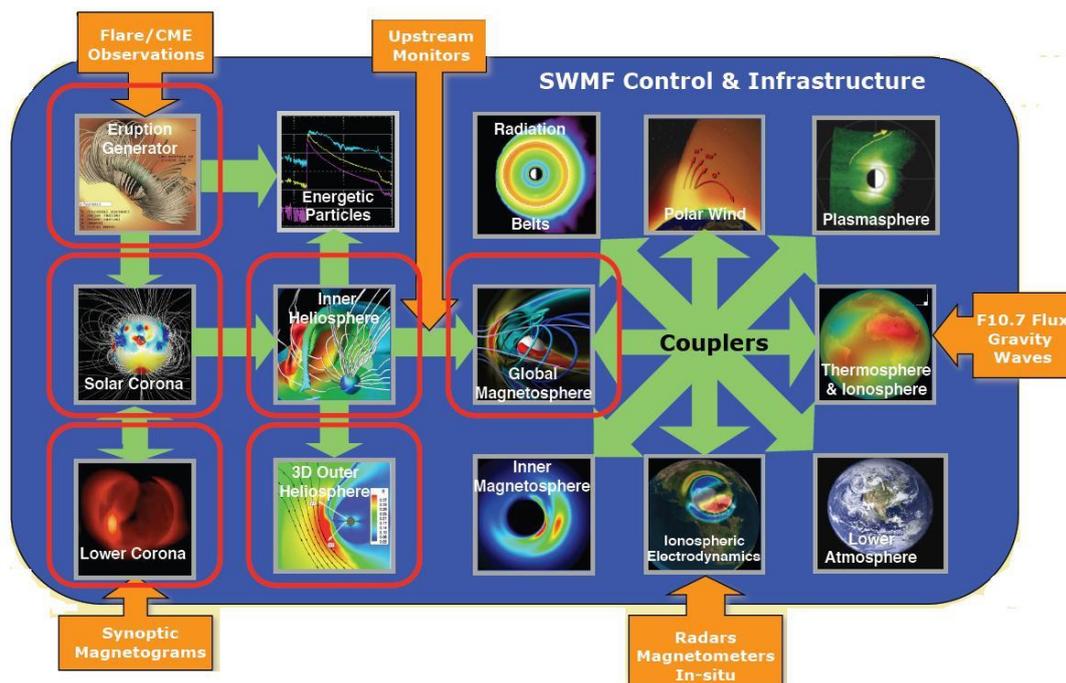


Figura 3.1 - Domínios físicos do SWMF. Os domínios destacados em vermelho representam aqueles modelados pelo código BATS-R-US.

Fonte: Adaptada de Tóth et al. (2012).

### 3.1.1. Aplicações e aspectos gerais do código BATS-R-US

O código numérico BATS-R-US é aplicado nos mais importantes domínios do SWMF, resolvendo várias formas das equações MHD: ideal, resistivo, Hall, semirrelativísticas, multiespécies, multifluidos, pressão anisotrópica, transporte radiativo e condução de calor. Nele a modelagem das diferentes escalas e o acoplamento dos diferentes domínios físicos pelo código são fornecidos pela malha de blocos adaptativos (*Block-Adaptive mesh*) em coordenadas cartesianas. Na última versão do código (2013), coordenadas generalizadas, bem como esféricas, cilíndricas e toroidais, estão incluídas. Nesta tese de doutorado utilizou-se o sistema de coordenadas cartesianas.

O código BATS-R-US utiliza diferentes esquemas numéricos para resolver as múltiplas escalas envolvidas em cada domínio físico (TÓTH et al., 2012). A principal limitação, atual, dos códigos numéricos são os algoritmos com passo

temporal explícito, pois são limitados pelas condições de estabilidade de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL).

O sistema de equações utilizado pelo código BATS-R-US pode ser descrito, numa forma geral, pela equação de conservação de fluxos:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\nabla \cdot \vec{F})^T = \vec{S} \quad (3.1)$$

em que  $\vec{U}$  é o vetor das quantidades conservadas,  $\vec{F}$  é a díada de fluxo e  $\vec{S}$  indica o termo fonte, o qual inclui fontes externas como, por exemplo, gravidade, forças de Coriolis e centrífuga, troca de carga com partículas neutras, resfriamento radioativo, fotoionização, bem como fontes internas, tais como reações químicas ou colisões entre diferentes espécies de íons (TÓTH et al., 2012).

### 3.1.2. Equações MHD ideais simetrizadas

Os métodos numéricos modernos empregados em diversas áreas do conhecimento para modelar processos físicos em fluidos clássicos e magnéticos (MHD), fazem uso do conhecimento e dos estudos das estruturas e propriedades matemáticas das leis de conservação (DE ZEEUW et al., 2000). O pioneiro no desenvolvimento destes estudos do sistema de leis de conservação simetrizada foi Godunov (GODUNOV; PESHKOV, 2008). Godunov demonstrou que somente um sistema de equações na forma simetrizada pode admitir uma lei de conservação adicional. Além disso, uma propriedade desse conjunto de leis de conservação simetrizadas, representado pela Equação 3.1, é a sua invariância pelas transformadas de Galileu. Ou seja, a velocidade característica de propagação das ondas em relação ao fluido é a mesma para todos os referenciais. No entanto, isso não é verdadeiro para o sistema de equações MHD escrito na sua forma tradicional:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\nabla \cdot \vec{F})^T = 0 \quad (3.2)$$

Ou seja, na forma conservativa sem o termo fonte. Estas propriedades, advindas do conjunto de equações na forma simetrizada, tornam os métodos numéricos robustos, precisos e estáveis.

O conjunto de equações MHD ideais, utilizado neste trabalho e descrito abaixo, utiliza as propriedades das leis de conservação na sua forma simetrizada, onde o simples fato de manter o termo proporcional a  $\nabla \cdot \vec{B}$  na derivação do conjunto de equações torna o método robusto e eficiente (POWELL et al., 1999). A não existência de monopolos magnéticos é mantida durante toda a simulação, ou seja, os termos que contêm a divergência de  $\vec{B}$  são advectados a cada passo de tempo, não fazendo parte da solução final.

As equações MHD combinam as leis de conservação da hidrodinâmica com as equações de Maxwell para descrever os campos eletromagnéticos, onde as fontes de campos eletromagnéticos são calculadas de forma auto-consistente com a evolução do movimento do fluido condutor. Em MHD ideal, a pressão é um escalar, não existe fluxo de calor e a condutividade tende ao infinito ( $\sigma \rightarrow \infty$ ). Deste modo, a resistividade tende à zero ( $\eta \rightarrow 0$ ) (PARKS, 1991; BITTENCOURT, 2004). As equações MHD ideais descrevem de forma consistente os processos físicos em baixa frequência, ou seja, longos períodos característicos, em grandes escalas, que ocorrem nos diferentes domínios (SC+EE, IH e GM). Tal conjunto de equações pode ser escrito na forma apresentada pela Equação 3.1, ou seja, na forma de conservação de fluxo. Na Equação 3.1,  $\vec{U}$  representa o vetor das quantidades conservadas,

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{u} \\ \vec{B} \\ E_{mhd} \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

$\vec{F}$  representa o tensor de fluxo

$$\vec{F} = \begin{pmatrix} \rho \vec{u} \\ \rho \vec{u} \vec{u} + \left( p + \frac{\vec{B} \cdot \vec{B}}{2\mu_0} \right) \vec{I} - \frac{\vec{B} \vec{B}}{\mu_0} \\ \vec{u} \vec{B} - \vec{B} \vec{u} \\ \vec{u} \left( E_{mhd} + p + \frac{\vec{B} \cdot \vec{B}}{2\mu_0} \right) - \frac{(\vec{u} \cdot \vec{B}) \vec{B}}{\mu_0} \end{pmatrix}^T, \quad (3.4)$$

e  $\vec{S}$ , representa o vetor dos termos fontes, que não podem ser escritos na forma de divergência de fluxo (Powell et al. (1999)):

$$\vec{S} = -\nabla \cdot \vec{B} \begin{pmatrix} 0 \\ \vec{B} \\ \mu_0 \\ \vec{u} \\ \vec{u} \cdot \vec{B} \\ \mu_0 \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

Na Equação 3.4  $\vec{I}$  representa a díada unitária e  $\vec{B}$  o campo magnético. As variáveis  $\rho$ ,  $\vec{u}$  e  $P$  representam, respectivamente, a densidade, a velocidade e a pressão do plasma e  $\gamma$  representa a razão entre os calores específicos. No código o valor numérico da permeabilidade é dada por  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{Hm}^{-1}$  e a densidade de energia magnetohidrodinâmica total é:

$$E_{mhd} = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho(\vec{u} \cdot \vec{u})}{2} + \frac{\vec{B} \cdot \vec{B}}{2\mu_0}. \quad (3.6)$$

No SWMF/BATS-R-US o conjunto de equações MHD (acima) é resolvido numericamente na sua forma normalizada (vide Apêndice A). O artifício matemático de normalizar as equações visa tornar as grandezas físicas próximas da unidade. Este fato, porém, não muda as propriedades físicas do sistema de equações em estudo. No entanto, a normalização das equações tem implicações numéricas importantes, como por exemplo, a estabilidade numérica.

Na Equação 3.5, lado direito, O termo fonte proporcional à  $\nabla \cdot \vec{B}$  foi mantido com o intuito de controlar os erros numéricos associados à divergência do campo magnético. Para controlar estes erros as equações utilizam a formulação de oito ondas. Nesta formulação os erros são propagados junto ao fluxo, constituindo um método robusto com boa precisão numérica.

### **3.1.3. Refinamento da Grade Adaptativa e estrutura hierárquica de dados tipo árvore**

No BATS-R-US o refinamento é realizado através da técnica de malhas adaptativas (AMR, *Adaptive Mesh Refinement*), que adaptam, automaticamente, a grade computacional à solução das equações, o que torna o código mais eficiente para a solução de problemas que envolvem grande disparidade nas escalas espaciais e temporais. As malhas adaptativas controlam o refinamento da grade e evitam que regiões onde se encontram altos gradientes sejam resolvidas de forma deficiente. Além disso, elas garantem que não haverá excesso de refinamento em regiões onde este não é necessário. Sua principal vantagem é obter boa resolução com menor custo computacional.

Aliado à técnica das grades adaptativas, o BATS-R-US utiliza uma técnica de blocos simples e eficiente e um esquema de volumes finitos. No código as equações são integradas dentro de um volume no qual se obtém o valor médio da solução; este volume é chamado de célula computacional. As células computacionais estão contidas em uma estrutura regular de blocos de células de igual tamanho. Os blocos são geometricamente auto-similares e contém, frequentemente,  $4 \times 4 \times 4 = 64$  e  $12 \times 12 \times 12 = 1728$  células, como apresentado na Figura 3.2. As informações de cada bloco são armazenadas em uma estrutura de dados na forma de uma matriz indexada, simplificando a obtenção das informações das soluções de células vizinhas dentro de cada bloco (GOMBOSI et al., 2004). O compartilhamento de informação entre blocos vizinhos é realizado através das células fantasmas, ilustradas nas Figuras 3.2 (B) e (C).

A Figura 3.2 (C) indica como as células fantasmas comunicam-se com a grade computacional e como são preenchidas com as informações contidas em blocos vizinhos (indicados na Figura pelas áreas sombreadas) (GOMBOSI et al., 2004).

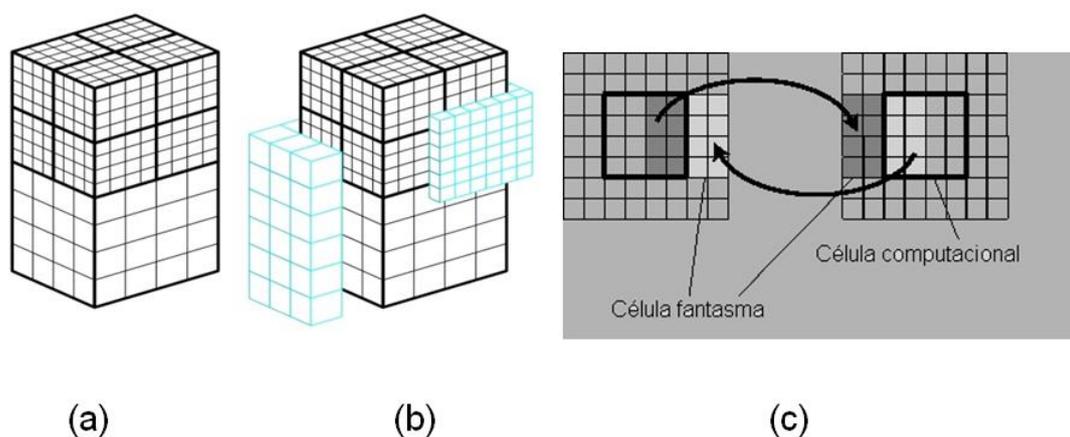


Figura 3.2 - Blocos autossimilares. (A) blocos baseados AMR (B) dupla camada de células fantasmas em ambos os blocos refinados e não-refinados; (C) mostra como os dados são transferidos e armazenados entre a células computacionais e as células fantasmas entre dois blocos vizinhos.

Fonte: Adaptada de Gombosi et al. (2004).

A resolução de cada bloco pode ser aumentada (fator  $2^n$ ) dividindo-se a bloco em oito novos blocos, mantendo-se o número de células por bloco. O processo inverso ou recursivo também é possível, nele 8 blocos 'filhos' convergem em um único bloco 'pai', diminuindo a resolução por um fator 2. Este processo de refinamento de blocos forma uma estrutura hierárquica entre os blocos, chamada de estrutura "tipo árvore" (octree), onde cada bloco é uma raiz da árvore. A Figura 3.3 ilustra a hierarquia entre os blocos para 3 níveis de refinamento do domínio físico. A parte superior da Figura 3.3 é semelhante à Figura 3.2 (A); que ilustra a adaptação de um bloco e a evolução de uma determinada solução, onde são observados os níveis de refinamento que crescem por um fator 2. Na parte inferior da Figura 3.3, observam-se dois

blocos, A e B, que ilustram o procedimento da evolução de uma ‘floresta’, onde a raiz principal é um bloco estruturado A ou B de menor resolução.

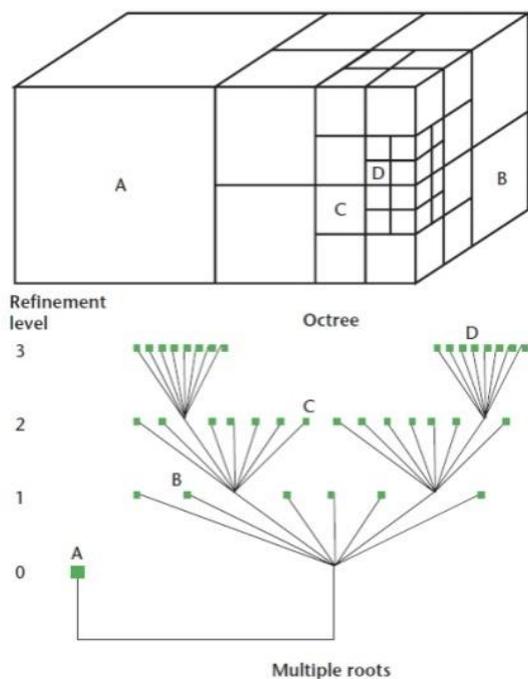


Figura 3.3 - Solução do bloco de uma grade computacional com 3 níveis de refinamento originário de dois blocos e associado com a estrutura de árvore. A conexão entre os blocos é omitida.

Fonte: Adaptada de Gombosi et al. ( 2004).

Na Figura 3.3, por exemplo, o bloco vizinho a A, é refinado em 3 diferentes níveis (B, C, D). O refinamento do bloco é definido pela variação de uma ou mais quantidades físicas como, por exemplo, intensidade de corrente, aumento ou decréscimo de gradiente de densidade ou pressão, etc. Uma vez que a variação, definido pelo usuário, é encontrado pelo modelo (durante a simulação) o bloco é subdividido em 8 novos blocos, mantendo-se o número de células, aumentando-se a resolução espacial. Este processo pode ser feito até se alcançar o nível de resolução desejada para o problema físico em específico.

O SWMF/BATS-R-US, diferencia-se em diversos aspectos quando comparado a um grande número de modelos MHD atuais. Um fato notável é a técnica de blocos adaptativos, que independe da especificação da geometria, tornando-se mais flexível, diferentemente de modelos que são criados especificamente para determinada geometria.

#### **3.1.4. Passo Temporal (*Time Step*)**

O código BATS-R-US utiliza diferentes passos temporais. Como citado anteriormente, utiliza, por exemplo, o passo de tempo local, quando as condições de estabilidade locais determinam o passo temporal para cada célula no domínio computacional. No caso MHD ideal, o passo temporal é determinado pela condição de Courant-Friedrich-Lewy (*CFL*). Isso significa que o passo temporal deve ser menor do que o tempo necessário para que a informação percorra uma célula computacional, cujo tempo característico de propagação é o tempo de Alfvén. A aplicabilidade da técnica de passo temporal local em um determinado esquema numérico depende, fundamentalmente, da evolução do divergente de  $\vec{B}$  em alguns métodos numéricos. Mesmo que a condição seja satisfeita, surgem instabilidades que comprometem o estado estático inicial do sistema, perdendo, desta forma, a aplicabilidade do método.

No código BATS-R-US, implementaram-se condições de passo temporal Explícito/Implícito, dependendo da região em estudo. Por exemplo, em altos gradientes, onde a condição de CFL não é satisfeita utilizam-se esquemas implícitos, pois estes são incondicionalmente estáveis. Nesta tese de doutorado utilizou-se os métodos numéricos explícitos que dependem da condição de CFL.

#### **3.1.5. Esquema Numérico de Volumes Finitos utilizado pelo Modelo MHD BATS-R-US**

O código BATS-R-US resolve o sistema acoplado de equações MHD 3D ideais na sua forma conservativa, utilizando a técnica de discretização em volumes

finitos. A técnica de volumes finitos surge, naturalmente, a partir da discretização da Equação 3.1 na sua forma integral (Equação vetorial de conservação de fluxo). Assim, o domínio físico espacial é subdividido em pequenos intervalos ou células de forma tetraédrica (ou hexaédrica) em torno de cada nó computacional, denominado volume finito (ilustrado na Figura 3.4). O conjunto de equações é integrado em cada elemento de volume para obter um valor médio da grandeza. Este procedimento conduz a um conjunto de equações acopladas no tempo. Desta forma, a taxa de variação das quantidades médias físicas conservadas é igual à variação dos fluxos através da face da superfície, mais a integral de volume do termo fonte, onde cada célula é um pequeno elemento de volume de controle (ilustrado na Figura 3.4). Integrando-se a Equação 3.1, sobre um volume de controle arbitrário:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \bar{U} dv + \iiint_V (\vec{\nabla} \cdot \vec{F}) dv = \iiint_V \bar{S} dv. \quad (3.7)$$

No qual define-se o valor médio das quantidades conservadas dentro de cada volume finito como:

$$\bar{U}_{i,j,k} = \frac{1}{V_{i,j,k}} \iiint_V \bar{U} dv. \quad (3.8)$$

Aplicando-se o teorema da divergência de Gauss ao segundo termo da Equação 3.7, chegamos à seguinte expressão:

$$\iiint_V (\vec{\nabla} \cdot \vec{F}) dv = \iint_S \vec{F} \cdot \hat{n} dA. \quad (3.9)$$

Substituindo (3.9) em (3.7), temos:

$$V_{i,j,k} \frac{\partial \bar{U}_{i,j,k}}{\partial t} + \iint_S \vec{F} \cdot \hat{n} dA = \bar{S}_{i,j,k} V_{i,j,k}. \quad (3.10)$$

Na Equação 3.10 a integral de superfície pode ser interpretada como um somatório sobre todas as faces do elemento de volume. Ou seja,

$$\frac{d\bar{U}_{i,j,k}}{dt} = -\frac{1}{V_{i,j,k}} \sum_{\text{Faces}=i,j,k} \vec{F} \cdot \vec{A} + \bar{S}_{i,j,k} \quad (3.11)$$

em que  $V_{i,j,k}$  é o volume da célula e  $\vec{A}$  é a área da superfície multiplicada pelo vetor normal à face, cuja direção aponta para fora da superfície, e  $\bar{S}$  é o termo fontes médio em um elemento de volume, conforme ilustrado na Figura 3.4. Deste modo, a Equação 3.11 fornece uma atualização tridimensional de  $\bar{U}$  (GOMBOSI et al., 2004). O método resume-se em calcular os fluxos através de cada interface de célula.

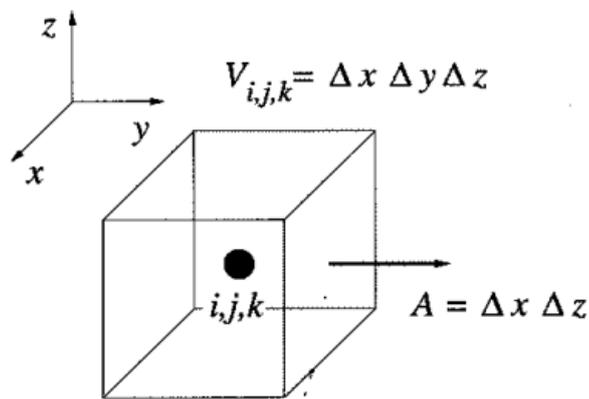


Figura 3.4 - Célula computacional ou elemento de volume que engloba um nó computacional e seu respectivo vetor unitário apontando para fora da superfície A.

Fonte: Adaptada de Groth et al. ( 2000).

A Figura 3.5 ilustra como as quantidades médias de massa, momentum, energia e fluxo magnético variam, em um dado intervalo de tempo, devido à variação dos fluxos através da superfície. Os índices sobrescritos e subscritos  $n$  e  $i$ , das variáveis  $Q_i^n$  e  $F_{i-1/2}^n$ , ilustram o tempo e o espaço, respectivamente.

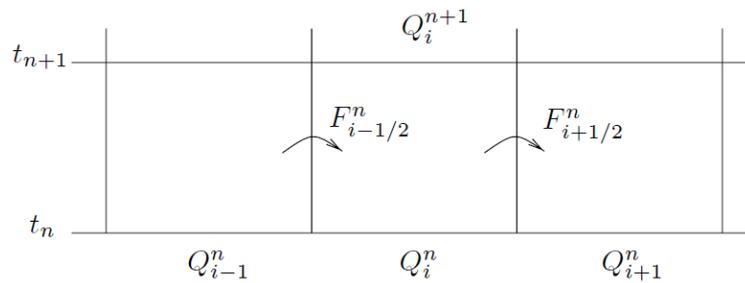


Figura 3.5 - Método de volumes finitos no plano  $(x - t)$ . A variável  $Q_i^n$  é análoga a  $\bar{U}_{i,j,k}$ . O valor médio numérico da variável  $Q_i^n$  varia somente devido à variação dos fluxos através das faces do volume.

Fonte: Adaptada de Leveque (2002).

A discretização a partir de volumes finitos conduz, automaticamente, à captura de choques e descontinuidades na solução e à conservação das quantidades físicas: massa, momentum, energia e fluxo magnético. Deste modo, a precisão da solução vai depender de como os fluxos à direita e à esquerda das faces serão calculados.

No BATS-R-US tem-se implementado um conjunto de funções de fluxo que determina o fluxo na interface à direita e à esquerda, com maior ou menor ordem de precisão e robustez. Por exemplo, Rusanov, Linde e Roe. A função de fluxos conhecida como Roe Flux é a mais precisa, porém a mais complicada em termos de implementação e com o maior custo computacional. Ela baseia-se em uma solução aproximada do problema de Riemann (LEVEQUE, 2002). O problema de Riemann surge na interface da célula e diz que: dado dois vetores  $U^L$  e  $U^R$  que representam o estado do sistema à direita e à esquerda da face do elemento de volume, de que maneira o fluxo através da interface do volume será determinado?

No algoritmo desenvolvido por Roe esta questão é resolvida através da decomposição característica da descontinuidade  $(U^L - U^R)$  para calcular a função de fluxo na interface (Powell et al. (1999)).

Nesta tese de doutorado testou-se todas as funções de fluxos citadas acima. Para os eventos modelados e para os cálculos apresentados não observamos diferenças nas magnitudes das grandezas físicas nem no padrão da dinâmica de fluxo na região da magnetopausa. No entanto, observamos que para um campo magnético de intensidade acima de  $-20 \text{ nT}$  o método de Roe é instável, violando a condição de CFL. Nestes casos, o método de Rusanov foi aplicado.

### **3.1.6. Técnicas de Controle do Divergente de $\vec{B}$**

A essência das técnicas para satisfazer  $\nabla \cdot \vec{B}$  é manter a estabilidade numérica e garantir que a condição da não existência de monopolos magnéticos seja satisfeita ao longo de toda a simulação. O BATS-R-US utiliza-se de diferentes técnicas para garantir o controle do divergente de  $\vec{B}$  como, por exemplo: o esquema da projeção (*Projection Scheme*), o esquema de oito ondas (*eight-wave scheme*), entre outros. Informações mais detalhadas podem ser encontradas em Tóth et al. (2012), bem como, testes numéricos de validação (GOMBOSI et al., 2001).

### **3.1.7. A componente magnetosférica**

No SWMF/BATS-R-US, cada componente representa um domínio físico em particular. A Figura 3.1, ilustra cada domínio físico que corresponde a uma componente do SWMF, a qual pode ou não ser acoplada com as demais. A simulação de um evento de CME, desde a sua formação, propagação até sua interação com a magnetosfera terrestre, por exemplo, exige que pelo menos 3 componentes sejam acopladas: SC+IH+GM. A componente magnetosférica (GM), dependendo do estudo a ser realizado, pode ser acoplada às componentes IE (eletrodinâmica ionosférica), IM (magnetosfera interna), ou até mesmo fazer parte do conjunto SC+IH+GM+IE+IM.

No SWMF cada componente é descrita por um ou mais sistemas de equações que modelam a física particular daquela região. As equações que descrevem a física da componente GM são: MHD ideal, semi-relativística, MHD Hall, MHD

resistivo, anisotrópica e MHD multi-íon. A grade computacional da componente GM pode ser definida por coordenadas cartesianas ou esféricas e seu domínio espacial cartesiano (padrão) é  $32 R_E$  em direção ao Sol,  $240 R_E$  em direção à cauda magnética  $60 R_E$  na direção  $y$  e na direção  $z$   $60 R_E$ . Porém, estas dimensões podem ser alteradas pelo usuário. A Figura 3.6 apresenta uma ilustração da simulação da magnetosfera terrestre utilizando-se a componente GM realizada por equações MHD ideais.

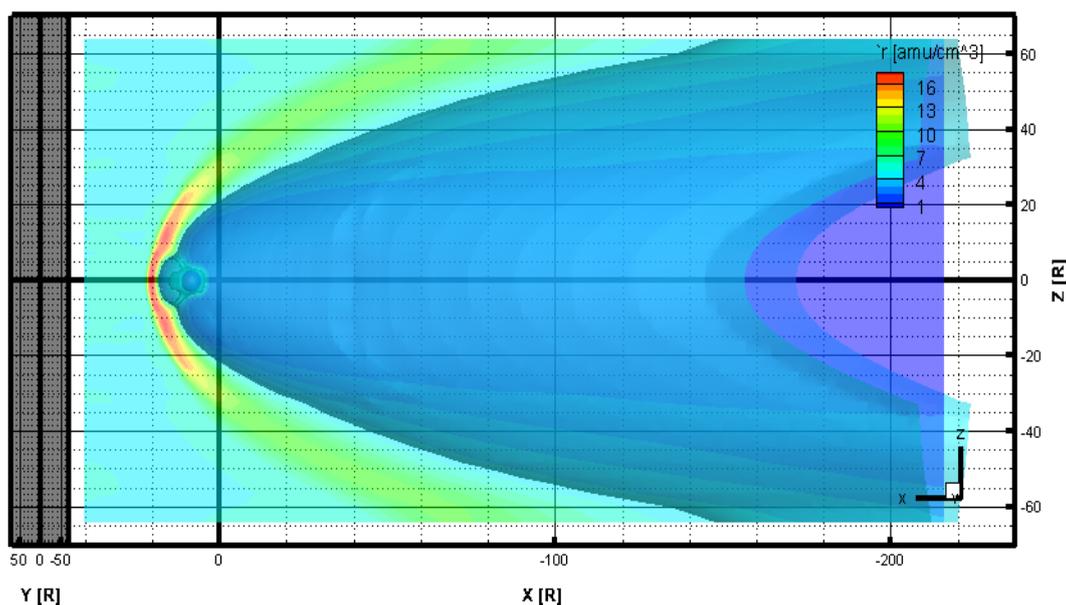


Figura 3.6 - Ilustração da simulação da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre utilizando-se o conjunto de equações MHD ideais. O mapa de cores representa a densidade do plasma do vento solar.

Neste trabalho, modelou-se a interação do vento solar com a magnetosfera global utilizando-se a componente GM e o conjunto de equações MHD ideais. As condições iniciais e de contorno da componente GM podem ser definidas pelo usuário como fixas ou variáveis e são representativas dos parâmetros do vento solar. No caso das condições variáveis, estas podem ser definidas de duas formas: em um arquivo de parâmetros previamente editado pelo usuário, contendo informações como a densidade, temperatura, velocidade e o campo magnético do plasma do vento solar; ou, em um arquivo de dados obtidos por

satélite como, por exemplo, o satélite ACE. As condições iniciais da simulação são, usualmente, definidas no contorno a  $32 R_E$  na direção Sol-Terra.

### 3.2. Modelo analítico de Cooling et al. (2001)

O modelo de Cooling et al. (2001) é uma extensão, mais realística, do modelo analítico desenvolvido por Cowley e Owen (1989), doravante denominado CO89. CO89 calculam o movimento de tubos de fluxo reconectados sobre a superfície da magnetopausa diurna a partir das propriedades de plasma e campo magnético. Neste modelo, evidenciam-se diversas limitações; por exemplo, a magnetopausa é modelada como uma superfície planar, ou seja, a curvatura real da magnetopausa é ignorada, e os campos magnéticos tanto na região da bainha quanto magnetosférico são tratados como sendo uniformes.

Com o intuito de melhor reproduzir as observações dos processos físicos na magnetosfera terrestre, em especial, o movimento dos tubos de fluxo reconectados na região da magnetopausa Cooling et al. (2001) agregaram os modelos de Kobel e Fluckiger (1993) e Spreiter et al. (1966) ao CO89 para descrever o campo magnético na região da bainha magnética, bem como, o campo geomagnético e as propriedades de fluxo de plasma.

No modelo de Cooling a magnetopausa é definida como uma descontinuidade rotacional para a qual a componente do campo magnético é não nula ( $\vec{B}_n \neq 0$ ). Neste modelo, o cálculo da velocidade é feito em cada instante de tempo em um ponto que toca o tubo de fluxo reconectado e a magnetopausa. Esta velocidade instantânea é determinada no sistema de referência de Hoffmann-Teller (*HT*), como ilustra a Figura 3.7. Neste sistema de referência o campo elétrico é transformado e seu valor é nulo, ou seja,  $\vec{v} \times \vec{B} = 0$  (DE HOFFMANN; TELLER, 1950). A Figura 3.7 ilustra o diagrama do espaço de velocidade em dois sistemas de referência:  $\vec{B}_{ms}$  e  $\vec{B}_{gm}$  que representam o campo na bainha magnética e o campo geomagnético, respectivamente. Após um evento de

reconexão são observados um par de tubos de fluxo que são conectados ao hemisfério norte e ao hemisfério sul das cúspides polares ( $O_{HTN}$ ,  $O_{HTS}$ ).

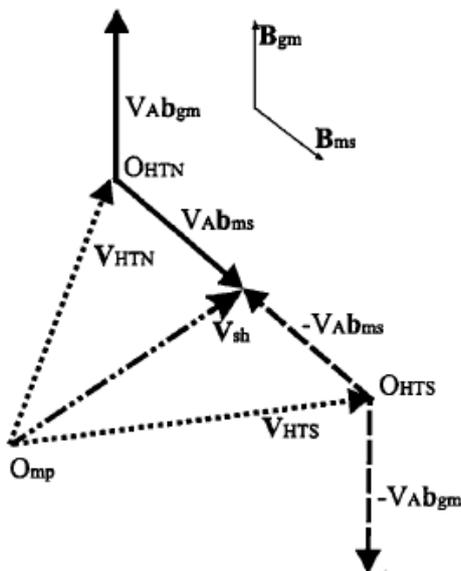


Figura 3.7 - Diagrama do espaço de velocidades.  $O_{mp}$  representa o sistema de coordenadas fixo na Terra que relaciona diferentes vetores de velocidade após a reconexão em um ponto arbitrário sobre a magnetopausa terrestre.

Fonte: Adaptado de Cooling et al. (2001)

No sistema de referência de  $HT$ , as linhas de campo reconectadas, têm suas origem em:  $O_{HTN}$ ,  $O_{HTS}$ , respectivamente, o fluxo de plasma surge alinhado ao campo dado pela velocidade de Alfvén, ilustrada com a seta pontilhada na direção  $-V_A \hat{b}_{gm}$  para o tubo de fluxo conectado ao hemisfério sul e  $V_A \hat{b}_{gm}$  para o tubo de fluxo conectado ao hemisfério norte. Deste modo, pode-se determinar a velocidade instantânea de cada tubo de fluxo, ilustrada pelos vetores pontilhados  $\vec{v}_{HTN}$ ,  $\vec{v}_{HTS}$ .

Os campos de velocidades, são transformados entre estes dois sistemas de referência da seguinte forma:

$$\vec{v}_{HTN} = \vec{v}_{sh} - V_A \hat{b}_{ms}, \quad (3.12)$$

$$\vec{v}_{HTS} = \vec{v}_{Sh} + V_A \hat{b}_{ms}, \quad (3.13)$$

em que  $\vec{v}_{HTN}$ ,  $\vec{v}_{HTS}$  são as velocidades, no sistema de referência de *HT*, dos tubos de fluxo conectados ao hemisfério norte e sul, respectivamente, e  $\hat{b}_{ms}$  representa o vetor unitário do campo magnético da bainha em um ponto onde as linhas de campos reconectadas cruzam a magnetopausa.  $\vec{v}_{Sh}$  é o fluxo de velocidade na bainha magnética e  $\vec{v}_A$  representa a velocidade de Alfvén na bainha magnética.

Para deduzir este conjunto de equações Cowley e Owen (1989) supuseram que não há reflexão de partículas da lâmina de corrente da magnetopausa para a bainha magnética. Deste modo, a densidade de plasma e a pressão de plasma podem ser supostas como isotrópicas, ou seja, enquanto a velocidade do plasma muda, ao cruzar a magnetopausa, as propriedades termodinâmicas permanecem constantes. A intensidade do campo magnético nas camadas de contorno (BL, Boundary Layers) é considerada igual à da região da bainha magnética. Neste sistema, as propriedades de plasma e campo são iguais, exceto na direção dos campos magnéticos e, como consequência, na direção dos fluxos de plasma. O campo magnético da camada de contorno é definido com a mesma direção do campo magnetosférico local, condição está definida para satisfazer a condição de balanço normal à magnetopausa.

Após as definições e a consideração que possibilitaram o cálculo instantâneo da velocidade de um tubo de fluxo no sistema de referência de *HT*, que se desloca ao longo da magnetopausa, Cooling et al. (2001) definiram uma metodologia para o cálculo da trajetória percorrida pelo tubo de fluxo sobre a magnetopausa. Integrando-se o vetor velocidade  $\vec{v}_{HT}$ , em cada intervalo de tempo  $\Delta t$ , têm-se a posição instantânea  $\vec{X} = \vec{v}_{HT} \Delta t$ , ou seja, é definido um incremento em  $\vec{X}$  em cada intervalo de tempo. Deste modo, os parâmetros de plasma e campo são calculados na nova posição para determinar os novos valores de velocidade do novo tubo de fluxo. Realiza-se então um segundo incremento na posição do tubo de fluxo. Este processo pode ser repetido

interativamente até definir a trajetória de um conjunto de tubos de fluxo ao longo da magnetopausa.

### **3.2.1. Modelo do campo magnético da bainha e geomagnético**

Para calcular o campo magnético na região da bainha magnética, o modelo de Cooling et al. (2001), baseia-se no modelo analítico desenvolvido por Fluckiger e Kobel (1993), conhecido como KF94. O KF94 foi desenvolvido com base nas observações de Fairfield (1979) e supõe que a região da bainha magnética é livre de correntes. As correntes estão restritas ao contorno da frente de choque e à região da magnetopausa. Deste modo, o campo magnético da bainha pode ser escrito como um potencial escalar. No modelo de KF94 são definidos apenas três parâmetros de entrada: a distância da frente de choque e da magnetopausa em relação ao centro da Terra e o IMF. Tanto a frente de choque quanto a magnetopausa são descritas como um parabolóide com eixo de simetria em relação à coordenada  $x$ .

Devido às suposições e simplificações adotadas no cálculo do balanço de forças (stress balance), a intensidade do campo magnético das linhas de campo reconectadas é igual em ambos os lados da lâmina de corrente durante toda a evolução da modelagem. Como consequência, é necessário somente que a direção do campo magnetosférico esteja localizada sobre o contorno da magnetopausa. Deste modo, o campo geomagnético não perturbado é modelado supondo-se que sua direção antes da reconexão, em toda região sobre o parabolóide que define a magnetopausa, é tangente. A Figura 3.8 ilustra a configuração do campo geomagnético obtida pelo modelo.

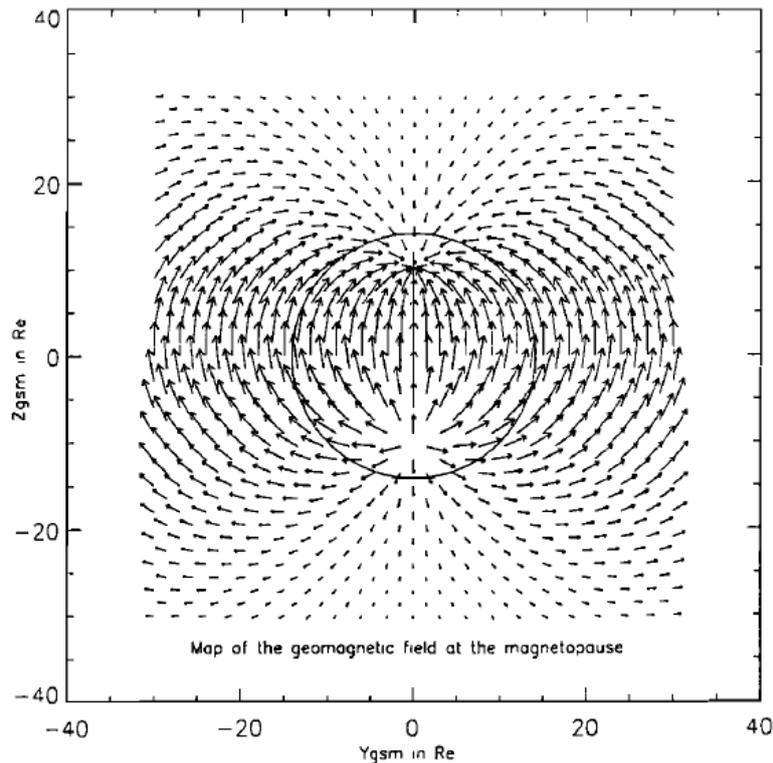


Figura 3.8 - Projeção no plano  $YZ$  do campo geomagnético não reconectado sobre a superfície de contorno da magnetopausa. Observa-se a localização da cúspide norte na posição  $(5, 0, 10) R_E$  e na posição  $(5, 0, -10) R_E$  encontra-se a região da cúspide sul, definida também como um sorvedouro de campo.

Fonte: Adaptado de Cooling et al. (2001).

Na Figura 3.8 as cúspides polares são localizadas em posições simétricas  $(5R_E, 0, \pm 10R_E)$ . Todas as linhas de campo são mapeadas sobre a superfície saindo do polo sul e entrando no polo norte.

### 3.2.2. Modelo de Fluxo de velocidade da bainha e densidade

O modelo de Cooling calcula a velocidade do tubo de fluxo na região da bainha, adjacente à magnetopausa, tendo como base o trabalho desenvolvido por Spreiter et al. (1966). Este trabalho baseia-se nas propriedades de fluxo e termodinâmicas da dinâmica dos gases em torno de um obstáculo para encontrar os perfis de densidade, velocidade e temperatura de um fluido que

interagiu com o obstáculo. No entanto, a geometria utilizada para determinar os parâmetros da dinâmica dos gases no modelo de Cooling baseia-se em uma geometria cilíndrica. Os perfis encontrados são interpolados e estão de acordo com os encontrados por Spreiter et al. (1966). A Equação 3.14 ilustra os perfis analíticos utilizados pelo modelo de Cooling para calcular o campo de velocidades: em que  $V_{sw}$  representa a velocidade do vento solar não perturbado. Onde  $V(X)$  representa o perfil da velocidade em qualquer ponto no domínio e  $R_{mp}$  é o raio da magnetopausa medido a partir do centro da Terra. Os perfis de velocidade, projetados no plano  $YZ$ , são radiais afastando-se do ponto de estagnação ou nariz da magnetopausa. Na Equação 3.14 pode-se constatar que quando  $x$  é igual à  $R_{mp}$  a velocidade é nula, definindo o ponto de estagnação (PE) no modelo de Cooling. O campo de velocidade é dado por:

$$\frac{V(X)}{V_{sw}} = 0,784 \ln \left( 1 + \sqrt{\frac{2(R_{mp} - X)}{R_{mp}}} \right). \quad (3.14)$$

A Equação 3.15 descreve o comportamento analítico do perfil da densidade utilizado pelo modelo de Cooling:

$$\frac{\rho(X)}{\rho_{sw}} = 1,509 \exp \left( \frac{X}{R_{mp}} \right) + 0,1285, \quad (3.15)$$

em que  $\rho_{sw}$  representa o valor da densidade do vento solar não perturbado e  $\rho(X)$  representa o perfil da densidade em qualquer ponto do domínio. Os perfis da densidade derivados e interpolados foram baseados nos trabalhos de Spreiter et al. (1966). Substituindo-se  $X$  por  $R_{mp}$ , na Equação 3.15, pode-se constatar que a razão entre  $\frac{\rho(X)}{\rho_{sw}}$  tem um valor máximo de 4,23 na posição subsolar. Devido às simplificações e suposições tomadas em ambos os lados da magnetopausa, o valor da densidade é igual para os campos magnéticos reconectados durante toda a modelagem.

### **3.2.3. Teste inicial de reconexão e Linha X de reconexão (*Merging Line*)**

Com a finalidade de auxiliar na identificação e localização da reconexão magnética Cooling et al. (2001) desenvolveram um algoritmo impondo limites no tamanho da linha-X de reconexão.

O processo físico de reconexão magnética vem de longa data sendo estudado e muitas suposições, discussões e dúvidas ainda persistem como, por exemplo: onde e como se dá este processo? A reconexão magnética pode ocorrer entre dois regimes distintos de plasma que possuem componentes antiparalelas, perpendiculares à linha-X de reconexão (Gonzalez e Mozer (1974)).

No modelo de Cooling a reconexão é definida no local de interesse. O critério para que ocorra é baseado na análise dos campos da bainha e geomagnético. Caso os campos não estejam, exatamente antiparalelos, o critério é então aplicado. Ou seja, que para valores maiores que o módulo da diferença das componentes de campo perpendiculares à direção da corrente, a reconexão magnética deve ocorrer.

### **3.3. Modelo analítico tridimensional de reconexão por componente de Gonzalez e Mozer (1974)**

A interação vento solar magnetosfera tem sido um tema de muitos debates na comunidade científica há décadas. Dungey, em 1961, para explicar a dinâmica interna da magnetosfera, postulou que o IMF conecta-se ao campo geomagnético em uma região da magnetopausa terrestre. Os campos conectados são transportados para a região noturna da magnetosfera onde são, novamente, reconectados em uma região da lâmina de plasma. Este processo físico, onde topologias distintas de campo magnético e regimes distintos de plasma se fundem, mudando sua conectividade, é conhecido por reconexão magnética. A reconexão magnética controla os processos físicos e a dinâmica interna da magnetosfera. Há um consenso, hoje, que os processos

físicos de conversão e transferência de massa, momentum e energia em diferentes regiões do geoespaço são controlados pela reconexão magnética. Muitas evidências têm sido observadas em diferentes regiões do geoespaço e reportadas ao longo de décadas (PASCHMANN et al., 1986; FUSELIER, 2002; PHAN, 2003; FREY et al., 2003 ).

Do ponto de vista da interação tridimensional vento solar-magnetosfera, o IMF conecta-se ao campo geomagnético ao longo de uma linha, conhecida como linha-X de reconexão. Através desta linha-X de reconexão o campo elétrico interplanetário e o potencial elétrico são mapeados para regiões internas da magnetosfera, desempenhando papel fundamental na dinâmica da magnetosférica. Em 1974, Gonzalez e Mozer desenvolveram um modelo tridimensional, quantitativo e simplificado de reconexão na magnetopausa. O objetivo foi determinar o potencial elétrico de reconexão através da magnetosfera terrestre para uma orientação arbitrária do IMF. Nesta tese iremos nos referir a este modelo utilizando a sigla GM74. A seguir serão descritas as principais características do modelo GM74, cujos princípios físicos se baseiam nas equações de Maxwell e utilizam-se de construções geométricas para determinar as orientações da linha-X de reconexão em relação aos campos reconectantes.

As Figuras 3.9 (A) e (B) ilustram um sistema tridimensional de campos magnéticos se aproximando com velocidade relativa  $\vec{v}_1$  e  $-\vec{v}_2$  em um contorno planar. A Figura 3.9 (A) ilustra os campos da bainha magnética ( $\vec{B}_1 = \vec{B}_{sh}$ ) e geomagnético ( $\vec{B}_2 = \vec{B}_G$ ) com direções antiparalelas. A linha-X de reconexão localiza-se na direção  $y$ . A Figura 3.9 (B) ilustra a aproximação entre os campos  $\vec{B}_{sh}$  e  $\vec{B}_G$ , neste caso, a configuração é arbitrária, de tal modo que os campos magnéticos possuem componentes paralelas e perpendiculares à direção ( $y$ ) da linha-X. Gonzalez e Mozer (1974) supuseram, na construção de seu modelo, que a força magnética deve ser nula ao longo da direção da linha-X. Deste modo, o movimento dos fluxos reconectados são perpendiculares

(direção  $z$ ) à linha-X. As Figuras 3.9 (C) e 3.9 (D) representam a construção geométrica, vista ao longo da direção  $x$  de dois campos  $\vec{B}_{sh}$  e  $\vec{B}_G$ , da linha-X de reconexão, cujo ângulo em relação ao campo  $\vec{B}_G$  é  $\beta$ . O ângulo  $\alpha$  é formado entre os campos  $\vec{B}_G$  e  $\vec{B}_{sh}$ .

No modelo de GM74, a componente  $B_x$  do campo IMF é considerada como sendo nula. Deste modo, a provável inclinação da linha-X de reconexão situa-se na região do PE. As Equações 3.16 e 3.17 representam a construção geométrica do modelo GM74 para estimar a partir dos parâmetros de plasma  $\vec{B}_{sh}$  e  $\vec{B}_G$ , e do ângulo  $\alpha$ , a provável inclinação da linha-X de reconexão:

$$\text{seno}(\beta) = \frac{B_G - B_{sh} \cos(\alpha)}{(B_G^2 + B_{sh}^2 - 2B_G B_{sh} \cos(\alpha))^{1/2}} \equiv G\left(\frac{B_{sh}}{B_G}, \alpha\right) \quad (3.16)$$

$$\text{seno}(\alpha - \beta) = \frac{B_{sh} - B_G \cos(\alpha)}{(B_G^2 + B_{sh}^2 - 2B_G B_{sh} \cos(\alpha))^{1/2}} \equiv F\left(\frac{B_{sh}}{B_G}, \alpha\right) \quad (3.17)$$

Quando  $B_G > B_{sh}$ , a condição para que a reconexão magnética ocorra, no caso é de que  $\text{seno}(\alpha - \beta) > 0$ . Somente neste caso, há componentes antiparalelas para estes dois campos e, por consequência, a ocorrência da reconexão magnética subsolar. Nesta tese de doutorado aplicaram-se as condições definidas pelo modelo de GM74 para estimar a provável inclinação da linha-X de reconexão, bem como, identificar se a reconexão magnética subsolar pode acontecer para outras direções do IMF.

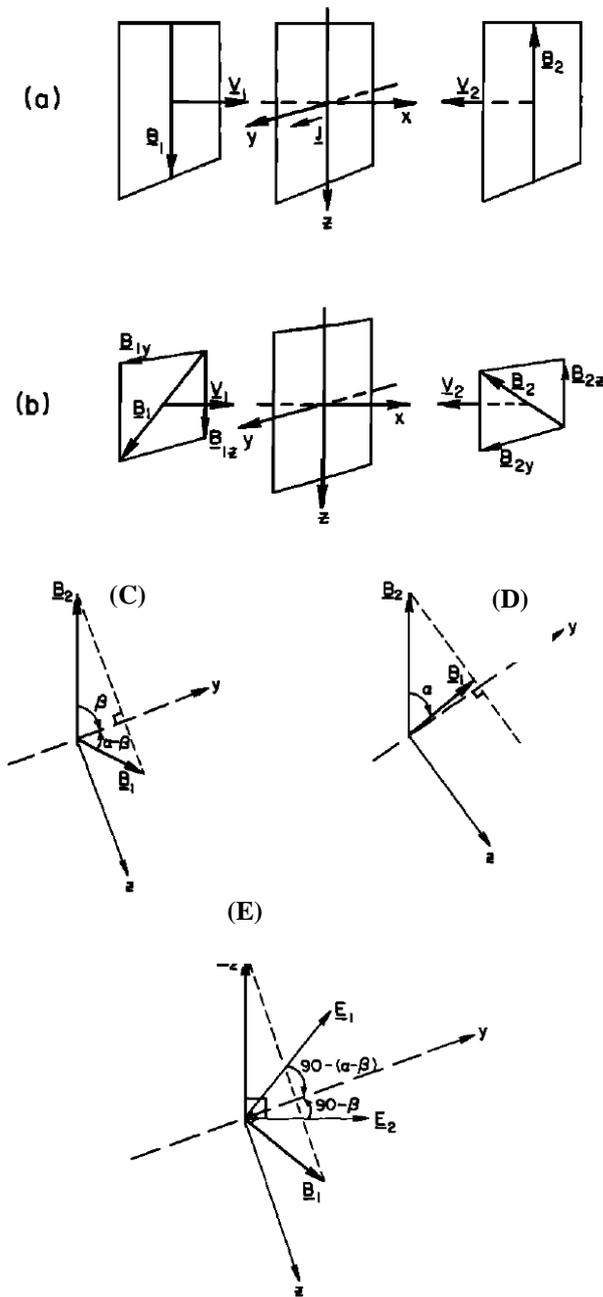


Figura 3.9 - (A) Ilustração do plano de reconexão magnética para campos antiparalelos. (B) dos campos desiguais porém não antiparalelos; (C) da linha-X de reconexão e dos ângulos  $\alpha$  e  $\beta$  para o caso de reconexão; (D) do caso em que não ocorre reconexão por componente antiparalela; Os campos elétricos do sistema são ilustrados em (E).

Fonte: adaptada de Gonzalez e Mozer (1974)

## 4 METODOLOGIA

Para desenvolver este trabalho foram definidas três metodologias distintas para a análise dos resultados computacionais.

Primeiramente, estudamos a direção dos fluxos na magnetopausa à partir dos resultados das simulações realizadas pelo código BATS-R-US. Nesta etapa do trabalho foi realizada uma comparação dos resultados obtidos com aqueles apresentados por Cooling et al. (2001). Na seção 4.1 descreveremos a metodologia empregada para realizar a comparação.

O desenvolvimento da segunda metodologia teve como objetivo estimar a entrada de energia eletromagnética do vento solar, via vetor de Poynting, para a região interna da magnetocauda terrestre, para diferentes orientações do IMF. Os resultados obtidos foram comparados àqueles calculados utilizando-se a equação de Akasofu (1981) descrita, brevemente, neste trabalho e utilizada para estimar a quantidade de energia dissipada na magnetosfera interna durante a tempestade de 22-23 de setembro de 1999.

Uma terceira metodologia foi criada para obter os parâmetros de plasma na região da magnetopausa diurna, mais especificamente, próximo ao ponto de estagnação. Estes parâmetros foram utilizados na estimativa da provável inclinação da linha-X de reconexão, utilizando-se o modelo de Gonzalez e Mozer (1974).

Antes de iniciarmos a descrição das metodologias, faremos alguns comentários sobre a aquisição dos dados através da aplicação do modelo MHD 3D BATS-R-US. O modelo BATS-R-US foi compilado em um supercomputador ou (cluster) do grupo de geomagnetismo, GEOMA-INPE, alocado na própria instituição. Este cluster é constituído de 10 nós computacionais, cada um com oito processadores Intel Xeon 5570, 2.93 GHz, totalizando 80 processadores com capacidade de processamento de 1.87 Tflops. A capacidade de armazenamento em disco total é de 24TB e de memória RAM é de 240 Gb. Em

cada modelagem a média de Giga Bits (GB), de cada arquivo gerado, foi aproximadamente 10 GB. O tempo necessário para que um arquivo de saída seja visualizado pelo software TECPLOT 360 é de 15 a 50 minutos, dependendo da resolução da grade.

#### **4.1. Comparação da direção dos fluxos de reconexão na magnetopausa terrestre**

Após a modelagem de um conjunto de parâmetros do vento solar pelo BATS-R-US, cujos parâmetros de plasma utilizados foram os mesmos daqueles publicados no artigo de Cooling et al. (2001), observaram-se diferentes padrões da dinâmica dos fluxos de plasma provenientes de reconexão na região da magnetopausa terrestre, bem como da relativa inclinação dos tubos de fluxo em relação ao plano equatorial. Apesar das configurações de plasma serem as mesmas para ambos os modelos os padrões das trajetórias dos tubos de fluxo observados diferem, significativamente, afastando-se a partir do ponto de estagnação (PE), nas regiões dos flancos e em altas latitudes. Devido à discrepância na direção dos fluxos de reconexão na região da magnetopausa entre os modelos utilizados, propomos, mais adiante, uma metodologia para corrigir a inclinação e direção dos tubos de fluxo gerados pelo modelo Cooling em relação àqueles gerados pelo BATS-R-US.

Os parâmetros físicos de saída modelados pelo BATS-R-US, tais como: densidade, velocidade, campo magnético, pressão térmica e a densidade de corrente, foram manipulados com a ajuda do software Tecplot 360. Utilizou-se um conjunto de códigos desenvolvidos nesta tese para derivar outras grandezas físicas como: isossuperfície de densidade, balanço de pressão e linhas de fluxo. As Figuras 4.1 (A) e (B) ilustram a interação do vento solar magnetizado para o caso de IMF  $B_z$ , puramente, sul. As Figura 4.1(A) e (B) representam a magnetosfera terrestre, em estado estacionário, obtida pelos modelos MHD 3D BATS-R-US e analítico de Cooling, respectivamente.

Para todos os eventos modelados e utilizados na estimativa da inclinação e direção dos tubos de fluxo, seguiram-se os seguintes passos: As respectivas regiões selecionadas na Figura 4.1 (A) em branco e na Figura 4.1 (B), em preto foram extraídas com as mesmas dimensões:  $20R_E \times 20R_E$ . Em seguida, foram sobrepostas, na mesma escala, com o auxílio do software livre GIMP (GNU, Image Manipulation, Program). Os círculos concêntricos na Figura 4.1 (B) estão espaçados de  $5R_E$ , à partir do ponto de estagnação (PE), e representam cortes em diferentes posições na direção  $x$  ( $-5R_E < x < PE$ ). O primeiro círculo pontilhado na Figura 4.1 (B) localiza-se na posição  $x = 5R_E$  e representa a posição da magnetopausa no plano  $yz$ . A estimativa da inclinação e direção dos tubos de fluxo do modelo de Cooling em relação aos tubos de fluxo gerados pelo BATS-R-US foi realizada até o terceiro círculo, ou seja, na posição  $x = -5R_E$ .

A sobreposição do padrão dinâmico dos tubos de fluxo modelados pelo BATS-R-US (linhas brancas contínuas) e pelo modelo analítico Cooling (linhas pretas contínuas e tracejadas emergindo do plano equatorial  $z = 0$ ) é ilustrado na Figura 4.2. Nela a isossuperfície ilustra a solução da equação de balanço de pressão (pressão de fluxo exercida pelo vento solar e pressão exercida pelo campo geomagnético). Os contornos podem ser visualizados no plano  $YZ$ , fixo na posição  $x = -5R_E$ .

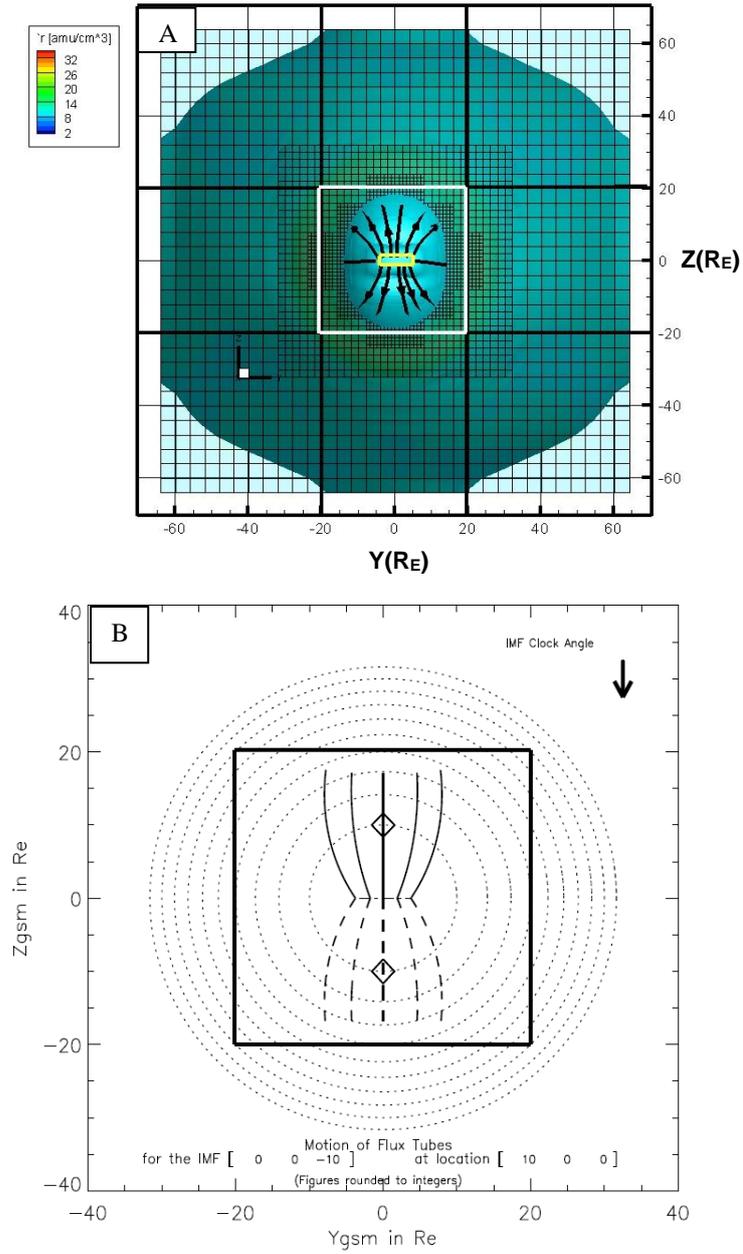


Figura 4.1 - Projeção 3D dos padrões dos fluxos de reconexão no plano YZ. Os retângulos branco e preto indicam, respectivamente, as regiões de estudo para os resultados do BATS-R-US e do modelo de Cooling. Em (B) os losangos representam a região aproximada das cúspides polares. Fonte: Adaptado de Cooling et al. (2001).

Após a sobreposição, dividiu-se a Figura 4.2 em 8 setores, cada um com variação angular de  $45^\circ$ . O primeiro quadrante,  $Q_1$ , possui dois setores, conforme ilustrado na Figura 4.2.

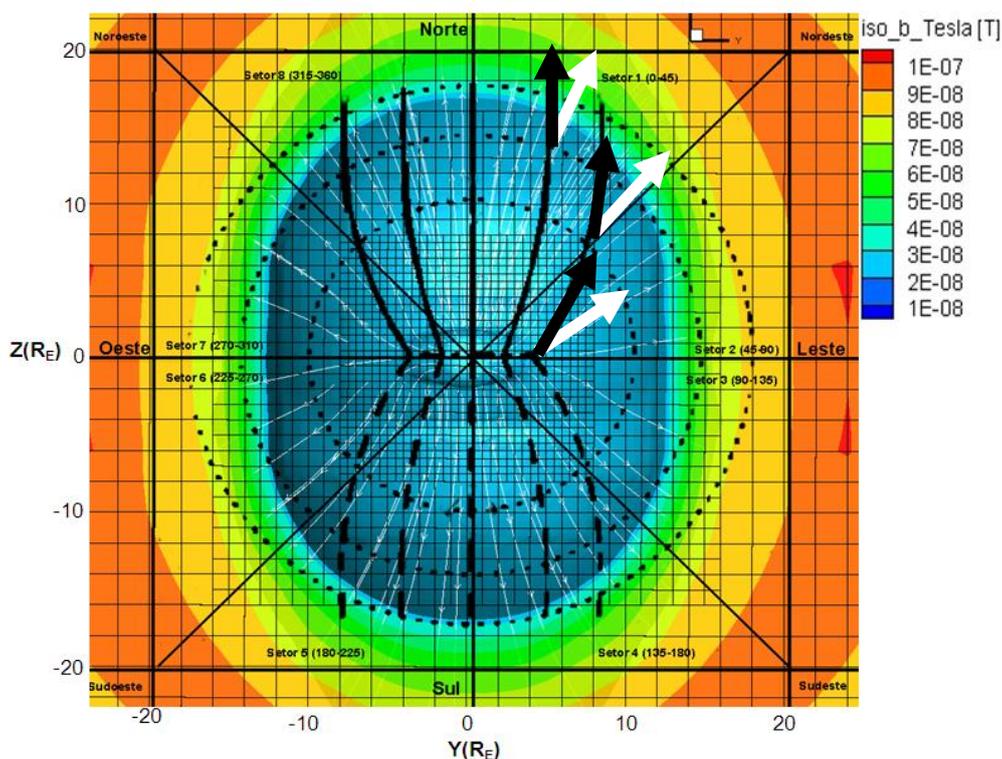


Figura 4.2 - Sobreposição das trajetórias dos tubos de fluxo obtidas pelo BATS-R-US e pelo modelo analítico de Cooling. As linhas espessas brancas e pretas representam a direção dos tubos de fluxos modelados pelo BATS-R-US e pelo modelo de Cooling, respectivamente.

O primeiro passo a ser dado é estimar uma direção média de propagação dos tubos de fluxo gerados pelos modelos em cada setor e em cada domínio da posição  $x$  ( $PE > x > 5R_E$ ;  $5R_E > x > 0R_E$  e  $0R_E > x > -5R_E$ ). Na Figura 4.2, por exemplo, as direções médias dos tubos de fluxo do BATS-R-US, em cada domínio, são representadas pelas setas brancas. De modo análogo, para o modelo de Cooling tais direções são representadas pelas setas pretas. Os ângulos entre as setas pretas e brancas definem a diferença na direção de propagação dos tubos de fluxo gerados pelos modelos. Este ângulo sugere o

valor para o qual os fluxos apresentados pelo modelo de Cooling deveriam ser corrigidos de forma a apresentar resultados mais consistentes. O sentido de giro (horário ou anti-horário) do tubo de fluxo do modelo Cooling no plano  $yz$  será determinado, em cada domínio, relativamente à direção média do tubo de fluxo definido pelo BATS-R-US. No exemplo da Figura 4.2, os tubos de fluxo gerados pelo modelo de Cooling deveriam ser rotacionados no sentido horário (clockwise – CW), uma vez que a correção proposta baseia-se na direção dos tubos de fluxo gerados pelo BATS-R-US. No entanto, em outros domínios, o sentido de rotação poderá ser anti-horária (Counterclockwise - CCW) .

Devido à limitação da extensão da linha-X de reconexão, definida no modelo de Cooling, alguns tubos de fluxo não interceptam todos os domínios em estudo ( $PE > x > 5R_E$ ;  $5R_E > x > 0R_E$  e  $0R_E > x > -5R_E$ ). Em tais domínios extrapola-se a direção média do tubo de fluxo, encontrada no domínio  $PE > x > 5R_E$ , para os domínios restantes e realiza-se o procedimento, citado anteriormente, para determinar o ângulo de correção. No caso da Figura 4.2 isto ocorre, por exemplo, no setor 2 para  $5R_E > x > 0R_E$  e  $0R_E > x > -5R_E$ .

Para os casos nos quais a componente  $B_y$  do IMF é diferente de zero, a linha-X de reconexão encontra-se inclinada em relação ao plano equatorial, no sentido horário para IMF com  $B_y < 0$  ou anti-horário quando IMF  $B_y > 0$ . Nestes casos, para facilitar a correção, traçou-se uma linha paralela à linha-X de reconexão calculada pelo modelo de Cooling (ilustrada na Figura 4.3, pela seta na cor vermelha). Como consequência dois novos setores para análise da direção média dos tubos de fluxo são gerados nos quadrantes  $Q_1$  e  $Q_3$ , indicados na Figura 4.3 pelas setas na cor azul.

Para o caso em que IMF  $B_y < 0$ , os setores interceptados pela extensão da linha-X de reconexão gerada pelo modelo de Cooling localizam-se nos quadrantes  $Q_2$  e  $Q_4$ .

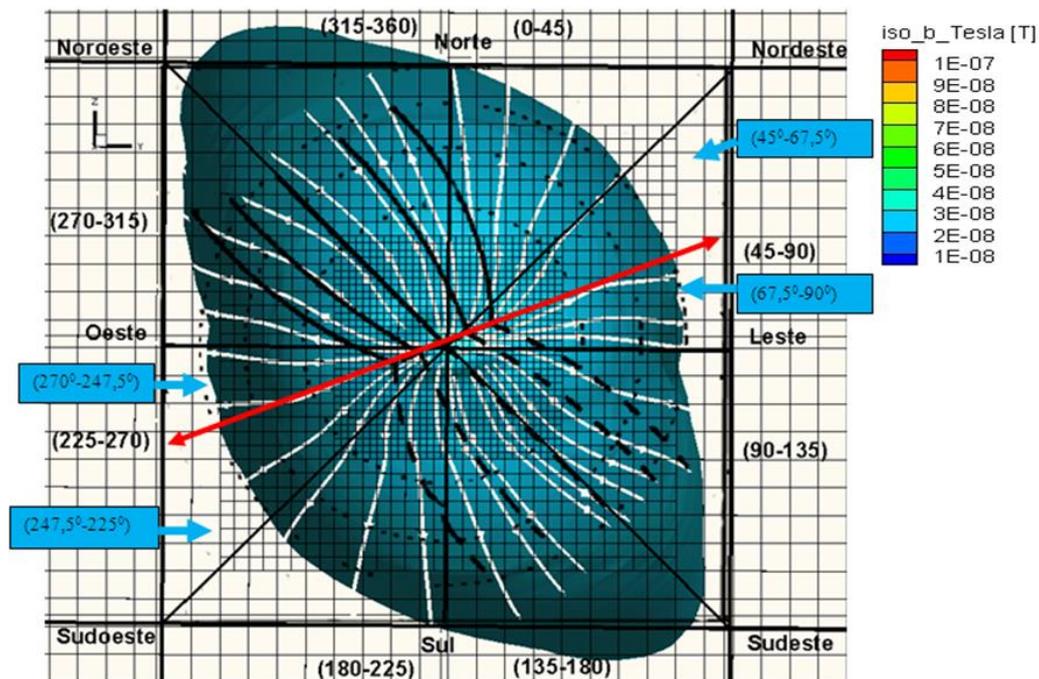


Figura 4.3 - Sobreposição da dinâmica dos fluxos para IMF com  $B_y > 0$ , no plano YZ. A linha na cor vermelha representa a extensão da linha-X de reconexão.

A estimativa da diferença na orientação dos fluxos para os casos nos quais  $B_y$  é diferente de zero segue os mesmos passos citados anteriormente para o caso IMF puramente sul. A única diferença é que, neste caso, surgem quatro novos setores. A definição do intervalo angular dos novos setores depende da inclinação da linha-X com relação ao equador. Por exemplo, na Figura 4.3, para um IMF com  $B_y = 7nT$ , os setores  $(45^\circ - 90^\circ)$  e  $(270^\circ - 225^\circ)$  são interceptados no ponto subcolateral, ou seja,  $22,5^\circ$  pela extensão da linha-X ilustrada na cor vermelha. Como consequência, quatro novos setores são originados, cujos intervalos angulares são  $(45^\circ - 67,5^\circ)$ ,  $(67,5^\circ - 90^\circ)$  no quadrante  $Q_1$  e  $(270^\circ - 247,5^\circ)$  e  $(247,5^\circ - 225^\circ)$  no quadrante  $Q_3$ . De forma análoga, no caso em que  $B_y = -7nT$ , os novos setores surgem nos quadrantes pares ( $Q_2$  e  $Q_4$ ), e possuem o mesmo intervalo angular ( $22,5^\circ$ ). A determinação dos novos setores e a correção é análoga aos casos exemplificados anteriormente.

## 4.2. Domínio de integração e cálculo do fluxo do vetor de Poynting

O pioneiro no estudo e no desenvolvimento de funções de acoplamento da energia entre o vento solar e a magnetosfera terrestre foi Akasofu (1978, 1981). A função de acoplamento derivada por Akasofu (1978) ficou conhecida como épsilon ( $\varepsilon$ ) de Akasofu. O épsilon representa a energia eletromagnética do vento solar que flui através de uma seção de área da magnetopausa. Em 1981, Akasofu deduziu a seguinte equação:

$$U_t = 4 \times 10^{13} x \left[ \frac{dD_{st}(t)}{dt} + \frac{D_{st}(t)}{\tau} \right] + 3 x AE(t) x 10^8, \quad (4.18)$$

a qual foi utilizada para calibrar o  $\varepsilon$  em termos energéticos. A Equação 4.18 representa a energia total por unidade de tempo ( $U_t$ ) dissipada na corrente de anel e nas regiões aurorais, onde as constantes representam valores de normalização. A unidade de potência é o *Watts (Joule/segundo)*. A constante de tempo  $\tau$  (segundos) representa o tempo de decaimento da corrente de anel, que aqui foi suposto ser 6 horas.

Na Equação 4.18 o cálculo da potência dissipada considera que cada região interna da magnetosfera contribui na dissipação de uma fração da energia do vento solar. Tal energia penetra para regiões internas da magnetosfera terrestre através do processo físico de reconexão magnética. Esta entrada de energia por unidade de tempo causa, por exemplo, um aumento no conteúdo energético das partículas que compõem a corrente de anel, o que é observado por um decréscimo na componente horizontal do campo geomagnético (DESSLER; PARKER, 1959; SCKOPKE, 1966). Como consequência, ocorre uma variação no índice  $D_{st}$  que mede a intensidade da tempestade magnética. Do mesmo modo, para regiões aurorais, a variação na intensidade do índice AE deve-se a precipitação de partículas durante eventos de subtempestades magnéticas. Akasofu (1981), a partir destas correlações, deduziu a Equação 4.18, que correlaciona os índices  $D_{st}$  e AE, que medem a intensidade das perturbações geomagnéticas devido à variação na energia por unidade de

tempo dissipada em cada região. Os termos de dissipação, devido ao aquecimento joule, na ionosfera não estão explícitos na Equação 4.18, uma vez que estão correlacionados ao índice AE e as constantes definidas na equação.

Neste trabalho, utilizou-se a Equação 4.18 para estimar o conteúdo empírico da taxa de energia por unidade de tempo dissipada durante a fase principal da tempestade magnética, que ocorreu entre os dias 22-23 de setembro de 1999. A partir desta informação, verificou-se a validade da metodologia desenvolvida para o cálculo da taxa de energia, a partir do teorema de Poynting, que penetra na magnetocauda durante eventos de tempestades (descritas mais adiante). Além disso, avaliou-se a equação de conservação de energia eletromagnética representa parte da taxa de energia por unidade de tempo que penetra para regiões internas da magnetosfera, em especial a magnetocauda.

Para estimar a taxa de entrada de energia eletromagnética do vento solar, para a magnetosfera, interna utilizou-se a equação:

$$\iiint_v [\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{B})(\mu_0)^{-1}] dv = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \iiint_v \left( \frac{B^2}{\mu_0} \right) dv + \iiint_v (\epsilon_0 E^2) dv \right] - \iiint_v (\vec{E} \cdot \vec{J}) dv \quad (4.19)$$

que representa a conservação de energia eletromagnética (JACKSON, 1962; CRAVENS, 2004). Também conhecida como teorema de Poynting, que pode ser demonstrado a partir das equações de Maxwell, em especial, a lei de indução de Faraday juntamente com a lei de Ampère-Maxwell, (vide apêndice B).

A Equação 4.19 está escrita na sua forma integral e representa o fluxo do vetor de Poynting em unidade de Potência ( $W$ ) em um elemento de volume. Os primeiro e o segundo termos à direita da equação representam a densidade de

energia magnética e elétrica, respectivamente. O último termo à direita representa a dissipação da energia ou conversão nas diferentes formas: cinética e térmica. As constantes presentes na Equação 4.19 representam: a permeabilidade magnética,  $\mu_0$ , e a permissividade elétrica,  $\epsilon_0$ . A teoria MHD, trata de fenômenos físicos em baixa frequência, ou seja, que não levam em consideração a corrente de deslocamento na lei de Ampère-Maxwell. Assim, o segundo termo à direita da equação é considerado nulo (vide apêndice B).

Nossa metodologia define a integração da divergência do vetor de Poynting em um domínio cujas dimensões são:  $-10 > x > -130 R_E$ ,  $-20 < y < 20 R_E$ ,  $-20 < z < 20 R_E$ , ilustrado na Figura 4.4 pelo paralelepípedo de arestas cor rosa. A Figura 4.4 representa a simulação da interação do vento solar com o campo geomagnético realizada pela componente GM do código BATS-R-US. Na Figura a isossuperfície ilustra a densidade de plasma. O domínio definido acima engloba toda a região noturna da magnetosfera terrestre (magnetocauda).

A integração numérica da divergência do vetor de Poynting estima para diferentes configurações dos parâmetros de plasma do vento solar, a entrada da taxa de energia para regiões internas da magnetosfera. Os argumentos físicos para a escolha desta região têm como ponto de partida as regiões de conversão ou dínamo ( $\vec{E} \cdot \vec{j} < 0$ ), ilustradas na Figura 4.5. Nesta observa-se a região diurna da magnetosfera terrestre, onde ocorre o acoplamento do IMF com o campo geomagnético e a convecção das linhas de campo reconectadas para regiões noturnas sob a ação da força de Lorentz ( $\vec{j} \times \vec{B}$ ). A região pontilhada na magnetopausa diurna representa a região de dissipação, ou seja, ( $\vec{E} \cdot \vec{j} > 0$ ). Neste caso, a energia convertida na região da magnetopausa diurna em aceleração e aquecimento do plasma é reconvertida nas regiões dos lóbulos em altas latitudes ( $\vec{E} \cdot \vec{j} < 0$ ).

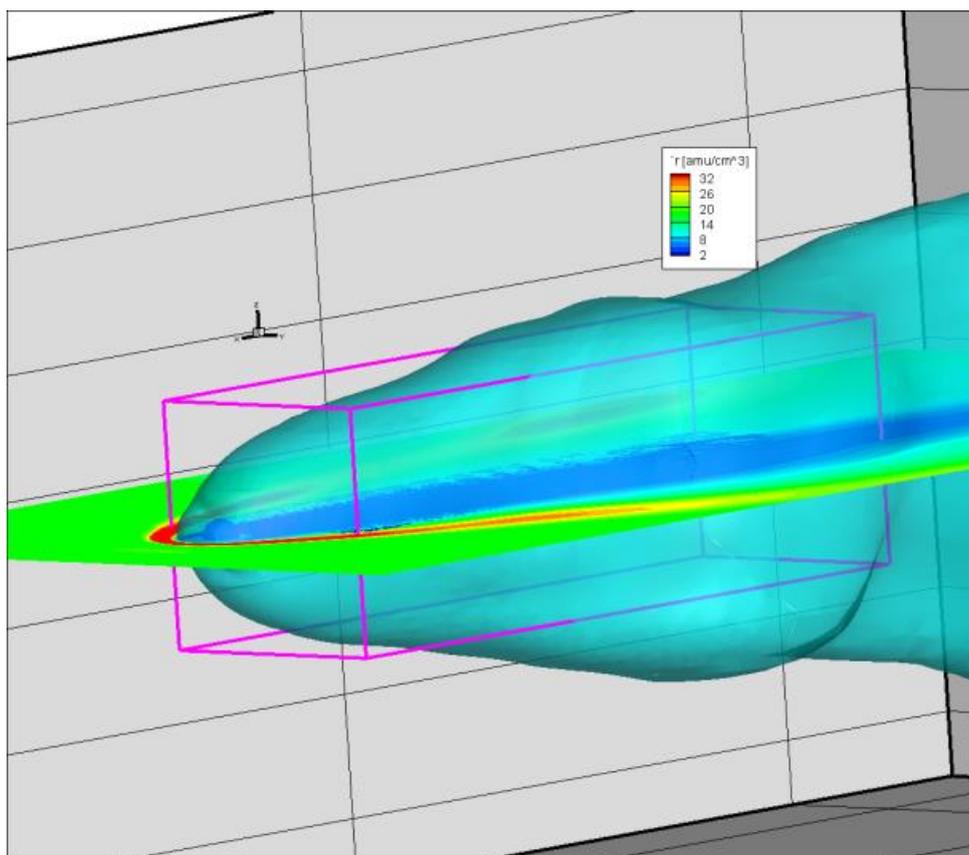


Figura 4.4 - Ilustração do domínio de integração da divergência do fluxo do vetor de Poynting. A caixa, na cor rosa, destaca o volume de integração, e apresenta dimensões:  $-10 > x > -130 R_E$ ,  $-20 < y < 20 R_E$ ,  $-20 < z < 20 R_E$ .

Assim, o domínio físico definido teve por objetivo englobar a região de conversão da energia eletromagnética, ou dínamo. O fluxo magnético retirado da região diurna é depositado na região noturna (cauda magnética) aumentando o conteúdo energético nesta região.

Nesta tese, o desenvolvimento da metodologia do cálculo da taxa de energia eletromagnética teve como base os trabalhos desenvolvidos por PALMROTH et al., (2003). No entanto, ao invés de se utilizar uma integral de superfície, realizou-se a integração da divergência do vetor de Poynting no volume definido anteriormente. Isso significa que, para valores negativos da integração da divergência do vetor de Poynting, a taxa de energia eletromagnética está

penetrando no domínio definido, já para valores positivos, a taxa de energia eletromagnética está deixando o domínio.

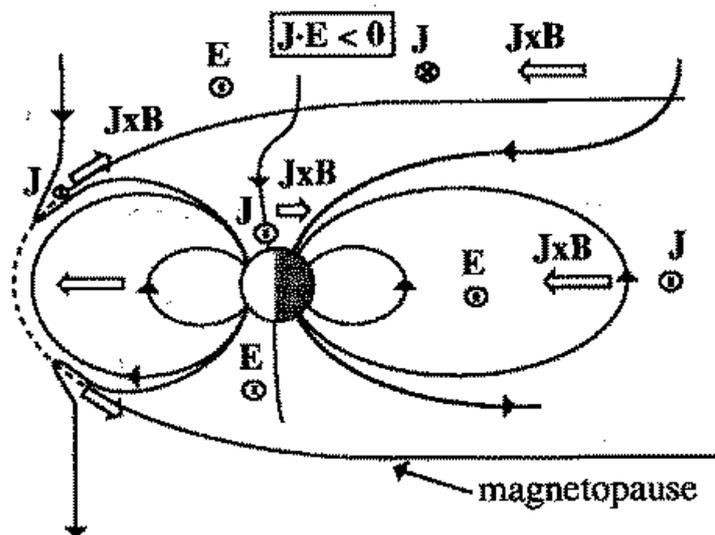


Figura 4.5 - Interação do vento solar com o campo geomagnético para o caso de  $B_z$  sul visto no plano  $xz$ . A Figura mostra a convecção do campo magnético devido à  $\vec{j} \times \vec{B}$ , bem como, as regiões de conversão  $\vec{E} \cdot \vec{j} < 0$ , e dissipação  $\vec{E} \cdot \vec{j} > 0$  de energia.

Fonte: Cravens (2004)

A estratégia abordada em relação à integração da divergência do fluxo do vetor de Poynting torna o método preciso e robusto, pois a região de integração é definida por uma superfície fechada. Esta abordagem evita erros associados à determinação da superfície que delimita a magnetopausa.

### 4.3. Provável inclinação da linha-X de reconexão

A metodologia desenvolvida nesta seção teve por finalidade definir uma região na magnetopausa diurna para obter os parâmetros de plasma que foram utilizados na estimativa da inclinação da linha-X de reconexão. Neste caso, os parâmetros de plasma extraídos foram o campo magnético na região da bainha ( $\vec{B}_{sh}$ ), em torno da coordenada  $10 R_E$  (GSM) na linha Sol-Terra, e o campo geomagnético ( $\vec{B}_G$ ), em torno da coordenada  $8,2 R_E$  (GSM). A Figura 4.6 (A) ilustra o local onde os campos  $\vec{B}_{sh}$  e  $\vec{B}_G$ , foram estimados. Estes campos,  $\vec{B}_{sh}$  e  $\vec{B}_G$  foram utilizados como parâmetros de entrada para o modelo analítico GM74 (discutido na seção 3.3). A Figura 4.6 (A) define a topologia dos campos  $\vec{B}_{sh}$  e  $\vec{B}_G$  na região próxima ao PE interno ao retângulo. A Figura 4.6 (B) exibe o perfil do módulo do campo magnético na linha Sol-Terra.

A análise do perfil do módulo do campo magnético (Figura 4.6 B) indica as seguintes regiões: o meio interplanetário, cujo valor do campo magnético é  $\sim 10 nT$ ; a região da bainha magnética identificada por um aumento de  $\sim 4$  vezes na amplitude do campo ( $42 nT \sim 10 R_E$ ); e a região aproximada da magnetopausa, identificada pelo mínimo valor do módulo do campo magnético ( $\sim 7 nT$ , em torno de  $8,5 R_E$ ). A região da Figura 4.6 (B) onde  $x < 8,2 R_E$  e a amplitude do campo aumenta acima de  $50 nT$  compreende a região aproximada do campo geomagnético.

Os parâmetros de plasma  $\vec{B}_{sh}$  e  $\vec{B}_G$  foram estimados com a ajuda de um satélite artificial, ou sonda, posicionada próximo à região da bainha magnética e do campo geomagnético. De posse da intensidade dos campos  $B_{sh}$  e  $B_G$ , utilizou-se o modelo de GM74 para estimar a provável inclinação da linha-X de reconexão.

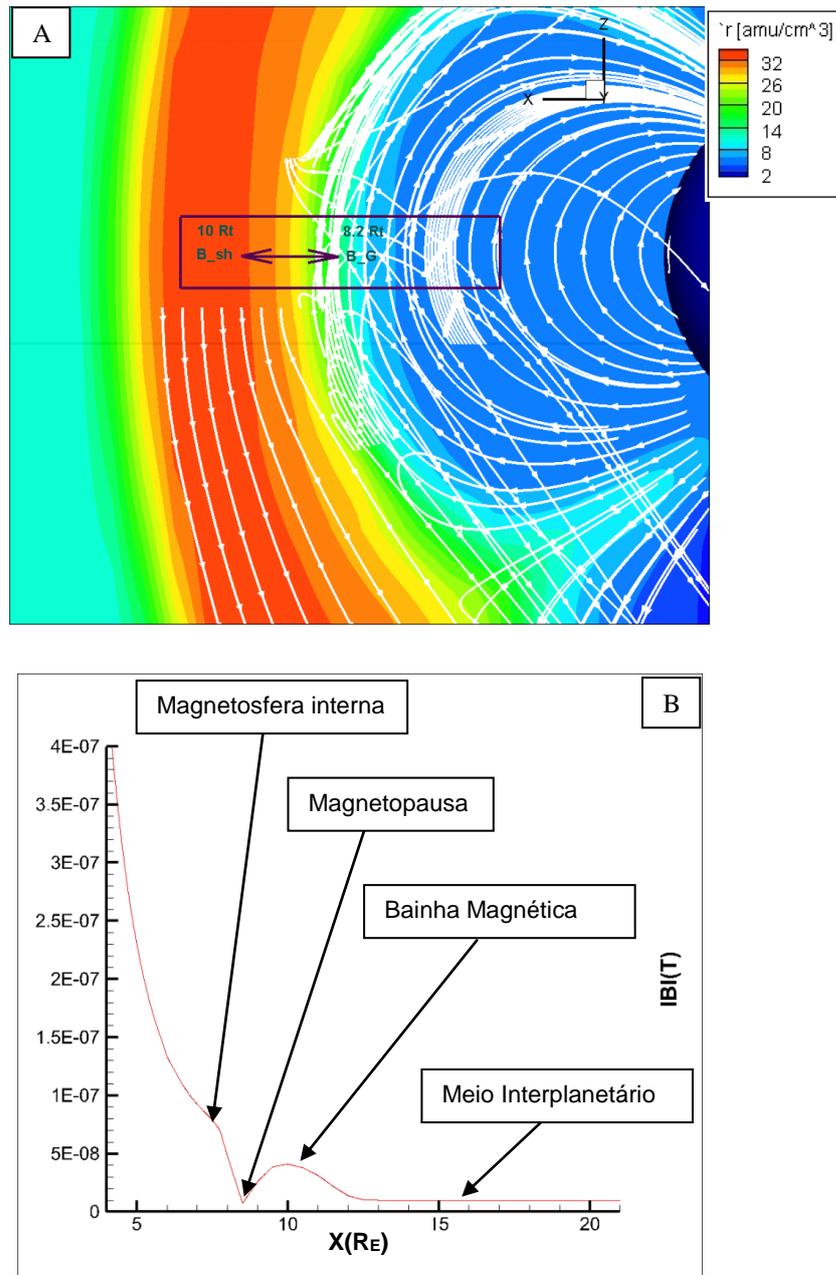


Figura 4.6 - Interação do vento solar magnetizado com o campo geomagnético. (A) perfil da intensidade da densidade de plasma vista no plano  $xz$ . A região da bainha e do campo geomagnético são identificadas pelas extremidades à esquerda e à direita da seta dupla, respectivamente. (B) perfil do módulo do campo magnético ao longo da linha Sol-Terra.

## 5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

### 5.1. Validação dos resultados

Durante a primeira fase deste trabalho realizou-se a simulação da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre utilizando-se a componente GM do código BATS-R-US. O domínio físico adotado para a simulação dos eventos tem dimensões:  $-240 < x < 32 R_E$ ,  $-60 < y < 60 R_E$ ,  $-60 < z < 60 R_E$  e possui maior refinamento ( $0,25xR_E$ ) próximo à Terra. A Figura 5.1 ilustra o refinamento da grade computacional no plano  $xz$ .

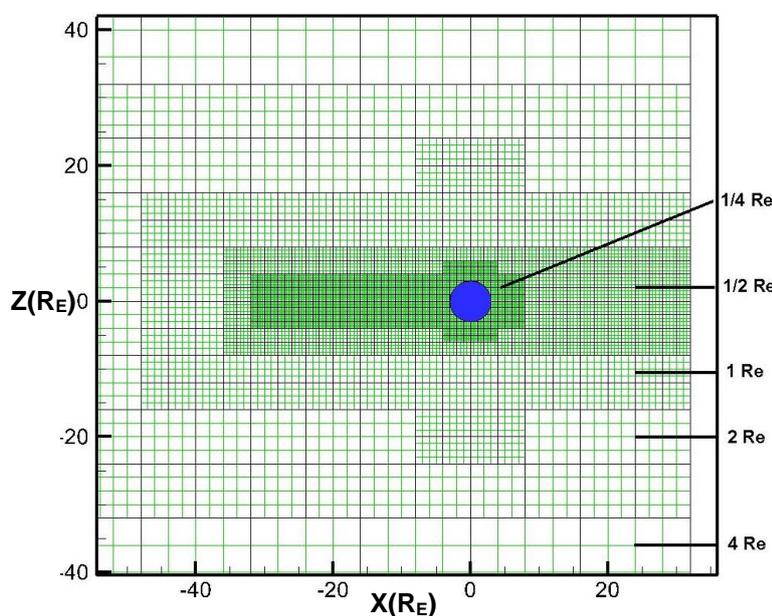


Figura 5.1 - Representação da estrutura da grade computacional no plano  $XZ$ , com 5 níveis de refinamento. O círculo de cor azul representa a Terra ( $R = 3R_E$ ).

Nesta primeira fase de validação foram realizadas quatro diferentes simulações da interação do vento solar com a magnetosfera considerando valores médios dos parâmetros de plasma do vento solar ( $V_x = -400 \text{ km/s}$ ,  $T_{sw} = 1 \times 10^5 \text{ K}$ ,  $n_{sw} = 5(\text{amu})/\text{cm}^3$ ), e variando-se apenas a orientação e intensidade das componentes do campo magnético interplanetário. As simulações realizadas foram executadas até que a solução do conjunto de equações MHD

convergissem a um estado estacionário (TÓTH et al., 2012). Abaixo discutiremos os resultados encontrados, caso a caso.

**Caso 1:** simulação numérica da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre determinada pelos parâmetros do vento solar:  $B = 0$ ,  $V_x = -400 \text{ km/s}$ ,  $T_{sw} = 1 \times 10^5 \text{ K}$  e  $n_{sw} = 5 \text{ (amu)/cm}^3$ .

Neste evento, o plasma não magnetizado do vento solar interage com o campo geomagnético e ocorre a formação da região conhecida por magnetosfera terrestre. A Figura 5.2 ilustra o resultado desta interação (magnetosfera). No centro, o círculo em vermelho representa a Terra ( $R = 3R_E$ ) e na parte negativa do eixo  $x$  observamos as linhas de campo geomagnético sendo arrastadas devido à pressão dinâmica exercida pelo vento solar sobre a fronteira externa do campo geomagnético.

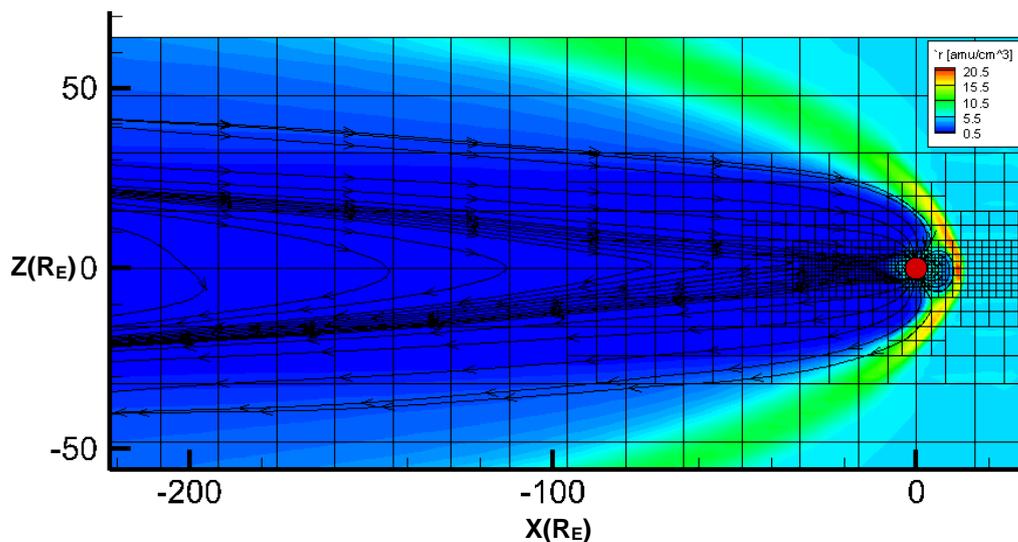


Figura 5.2 - Interação do vento solar não magnetizado com o campo intrínseco da Terra visto no plano  $xz$ . O mapa de cores ilustra a densidade de massa do plasma do vento solar ( $\rho$ ) em unidades de massa atômica ( $amu$ ) por centímetro cúbico ( $cm^3$ ).

Quando o vento solar supersônico interage com o campo geomagnético, observa-se um aumento na pressão do plasma na região frontal da magnetosfera. Este aumento ocorre porque o plasma é freado, comprimido e

aquecido na região da bainha magnética. A Figura 5.3 mostra este aumento da pressão térmica do vento solar à frente da magnetosfera. Observam-se também os lóbulos norte e sul que são separados pela lâmina de plasma, duas regiões caracterizadas por um valor baixo do beta do plasma (razão da pressão térmica pela pressão magnética).

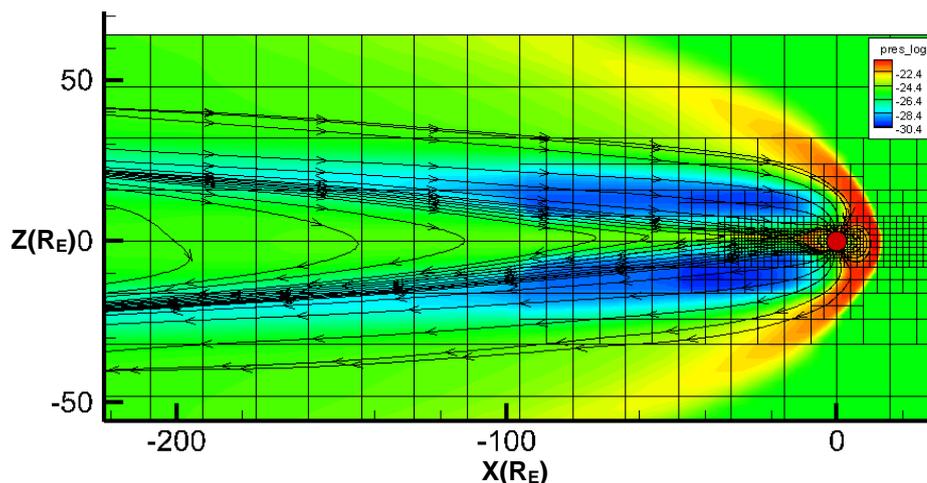


Figura 5.3 - Representação da interação do vento solar não magnetizado com o campo geomagnético. O mapa de cores representa a pressão térmica do vento solar na escala logarítmica; cores mais quente representam valores mais intensos e cores mais frias representam valores menos intensos.

A Figura 5.4 ilustra a solução da equação de balanço de pressão entre as forças exercida pela velocidade de fluxo e a força exercida pelo campo geomagnético, para condições estacionárias do vento solar. Assim, como previsto na teoria, observa-se um equilíbrio destas forças e o confinamento do campo geomagnético em uma região do espaço conhecida como magnetosfera terrestre.

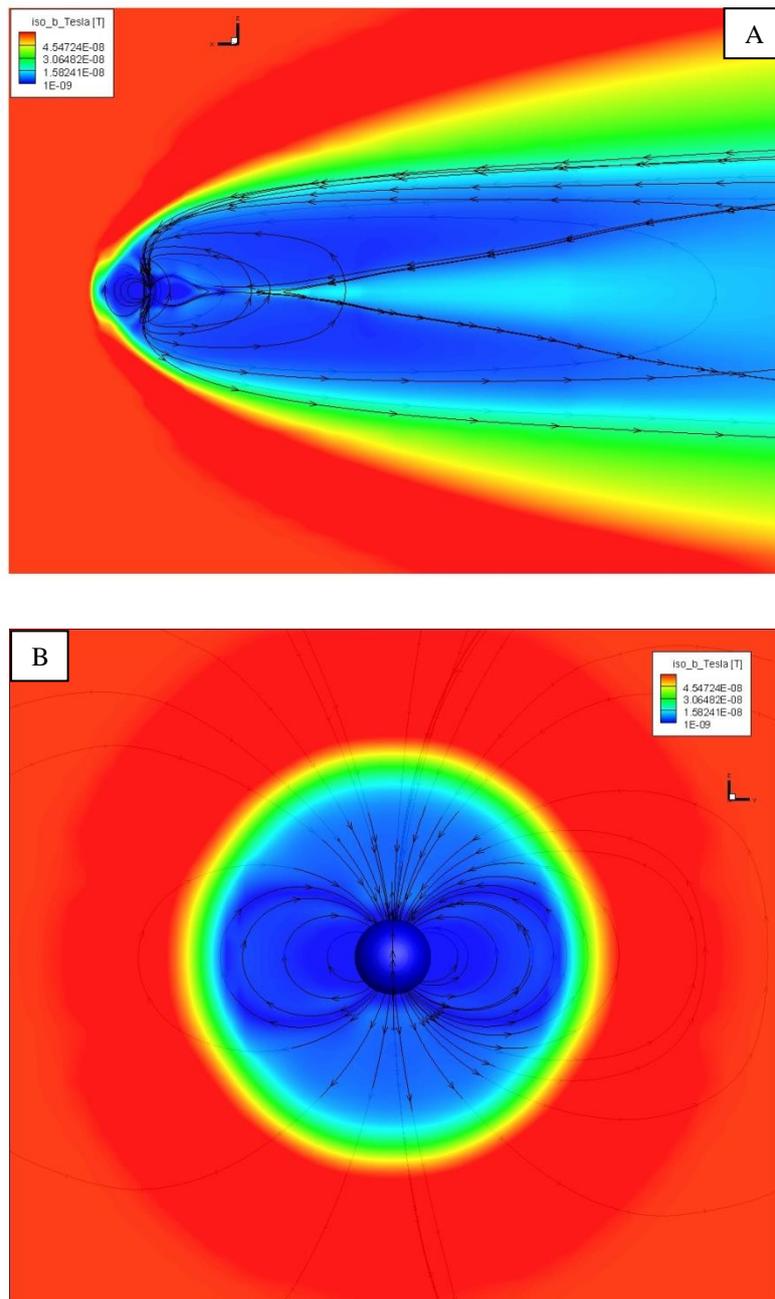


Figura 5.4 - Projeção da interação do vento solar não magnetizado com a magnetosfera terrestre: no plano  $xz$  (A) e no plano  $yz$  (B). A Terra é representada ao centro pela esfera na cor azul. As cores representam a solução da equação de equilíbrio entre as forças exercidas pelo fluxo do vento solar e a força exercida pelo campo geomagnético.

Na Figura 5.4 notam-se diversas estruturas magnetosféricas. Por exemplo, as cúspides polares, o ponto de estagnação na frente da magnetosfera e a região da magnetopausa terrestre, bem como a lâmina de plasma que separa os lóbulos norte e sul na região da cauda. A Figura 5.4 (B) ilustra quatro regiões distintas definidas pelas cores vermelha, amarela, verde e azul. A região em azul representa o domínio do campo geomagnético, ou seja, a magnetosfera terrestre, com a sua topologia de campo magnético. A região em verde representa a bainha magnética. Em amarelo tem-se a frente de choque e entre a região da bainha magnética e a região do campo geomagnético situa-se a magnetopausa terrestre. A magnetopausa terrestre é a região onde ocorre um dos principais processos físicos em plasmas espaciais: a reconexão magnética. Através da reconexão magnética a energia contida no campo magnético pode ser convertida em outras formas de energia. Além disso, durante o processo de reconexão dois regimes distintos de plasmas trocam massa, momentum e energia. Em vermelho apresenta-se a região interplanetária.

Quando o vento solar não é magnetizado o padrão de fluxos observado assemelha-se ao padrão de um fluido clássico contornando um obstáculo. As linhas de fluxo são radiais e afastam-se simetricamente do ponto de estagnação. A Figura 5.5 (A) mostra o padrão do fluxo isotrópico de plasma do vento solar (linhas pretas) contornando o obstáculo magneticamente condutor. A Figura 5.5 (B) ilustra a região aproximada da magnetopausa terrestre pela isossuperfície de balanço de pressão.

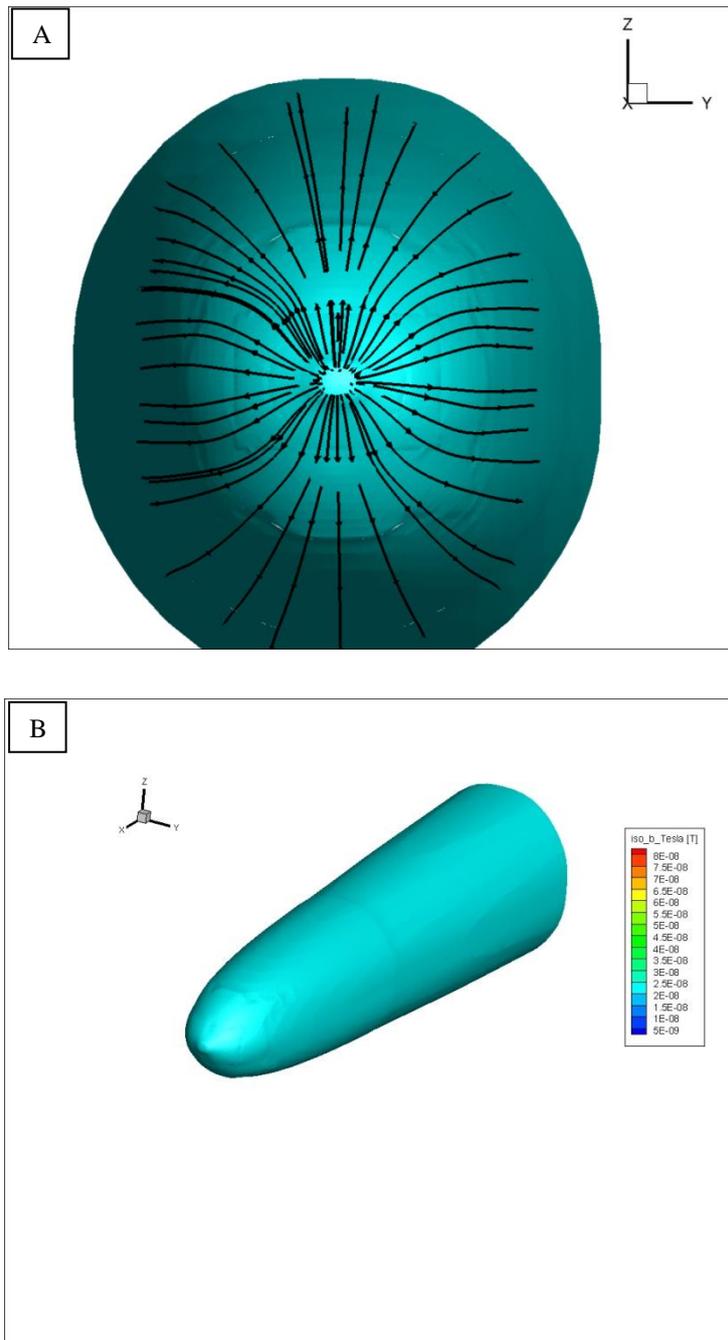


Figura 5.5 - Representação da interação do vento solar não magnetizado com o campo geomagnético. (A) ilustra o padrão isotrópico das linhas de fluxo do vento solar não magnetizado contornando o obstáculo, (B) representa a magnetopausa terrestre pela isossuperfície de balanço de pressão.

**Caso 2:** simulação numérica da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre quando a configuração do campo magnético interplanetário é:  $B_x = B_y = 0$ ,  $B_z = -5nT$ .

Dungey (1961) na tentativa de explicar os processos físicos internos da magnetosfera, bem como a convecção magnetosférica, propôs que o IMF com direção oposta ao campo geomagnético conecta-se a este em uma região na magnetopausa diurna. Nesta região ocorre a reconexão entre duas topologias de campo distintas. Como consequência deste processo físico, plasma e campo são transportados sobre as regiões polares e fluxo magnético é adicionado na região da magnetocauda terrestre, onde ocorre um novo processo de reconexão magnética, desta vez, em uma pequena região da lâmina de plasma. Este ciclo foi idealizado por Dungey (1961) e observado através de medidas de satélites (KELLEY, 2009).

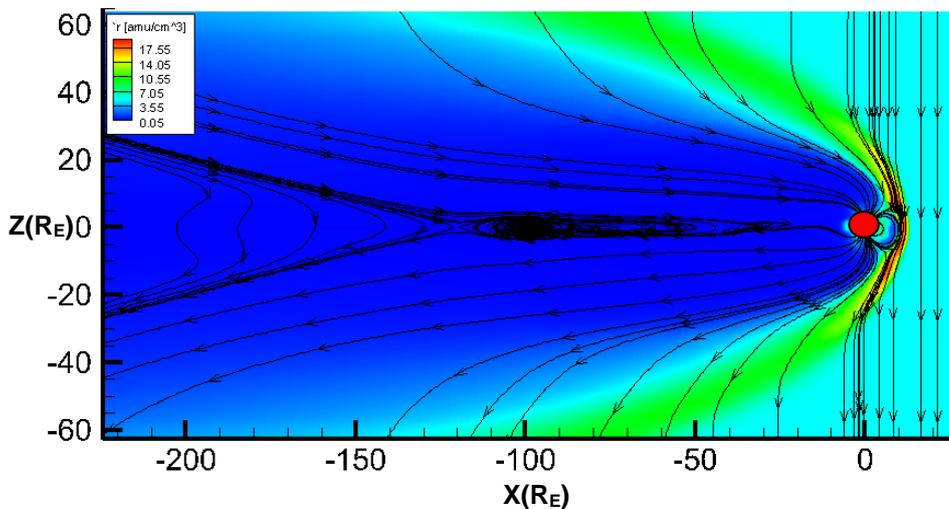


Figura 5.6 - Interação do vento solar magnetizado com a magnetosfera terrestre. As linhas contínuas com setas em cor preta representam as linhas de campo magnético. O mapa de cores mostra a densidade de massa ( $\rho$ ), em unidade de massa atômica ( $amu$ ) por centímetro cúbico ( $cm^3$ ) do plasma do vento solar. E a Terra é representada pelo círculo vermelho ( $R = 3R_E$ ).

A Figura 5.6 ilustra a topologia magnética da magnetosfera terrestre modelada pelo BATS-R-US que é semelhante àquela visionada por Dungey (1931). Na Figura 5.6 observamos no lado diurno as linhas do campo magnético interplanetário (orientas na direção sul) e as linhas do campo geomagnético (orientadas na direção norte) em direções antiparalelas facilitando a ocorrência de reconexão magnética. Com a reconexão magnética ocorrendo no lado diurno, o fluxo e o campo são convectados para as regiões polares em direção à cauda magnética. Na cauda, ocorre um segundo processo de reconexão, na região da lâmina, observado na Figura pela presença do plasmóide que é a manifestação dinâmica desta interação. Após a reconexão o plasmóide propaga-se no sentido do vento solar.

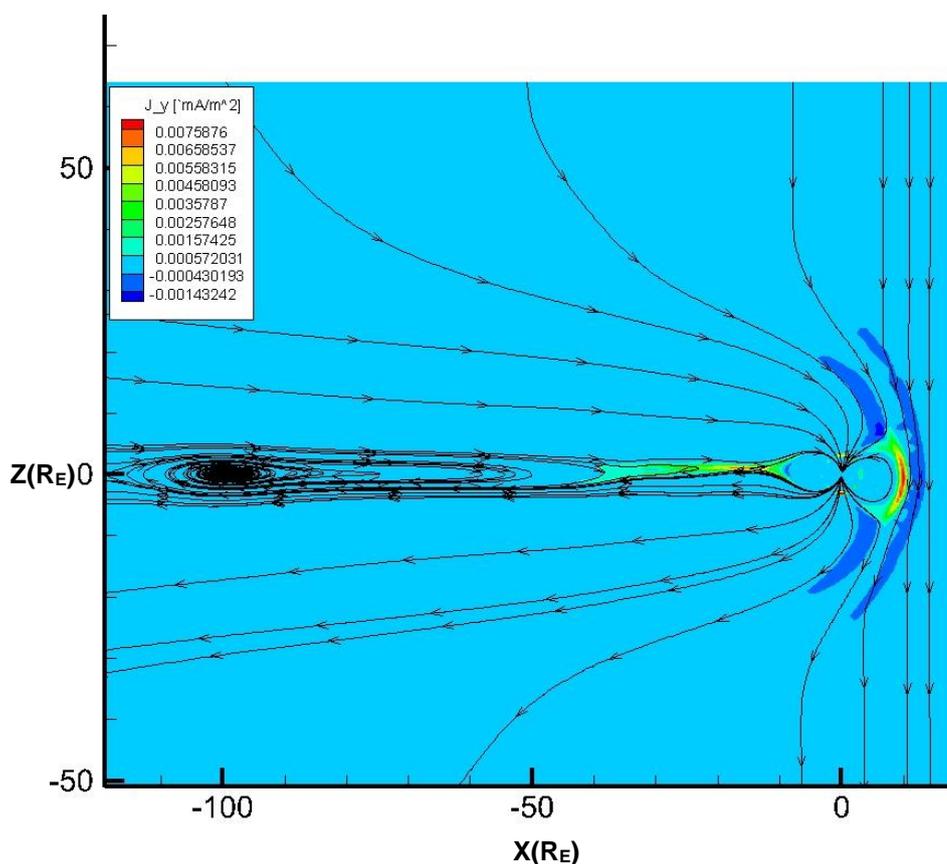


Figura 5.7 - Mapa de cores da componente  $J_y$  da densidade de corrente ( $\vec{J}$ ) no plano  $xz$ . Valores negativos de  $J_y$  indicam que a corrente está saindo do plano, ilustrado na cor azul mais intensa. As linhas contínuas com setas em cor preta representam o sentido do campo magnético.

Outra característica esperada da interação do vento solar-magnetosfera, observada em nossa simulação, é a presença da frente de choque e das correntes de Chapman e Ferraro (1931). Na Figura 5.7 a frente de choque é representada pela primeira região na cor azul escura observada a partir do Sol. As correntes de Chapman e Ferraro são representadas pela cor vermelha entrando no plano  $xz$  e saindo na região de altas latitudes das cúspides polares, fechando o circuito. A Figura 5.7 ilustra, ainda, a intensificação na intensidade da corrente na lâmina de plasma (localizada no centro da magnetocauda terrestre) e na região da magnetopausa. A reprodução das diversas regiões da magnetosfera e de sua resposta mostram a consistência e fidelidade da simulação realizada pelo BATS-R-US.

Na Figura 5.8 mostramos, a título de exemplo, a topologia 3D das linhas de campo magnético. Nela observa-se a presença das duas cúspides polares que podem ser identificadas como duas regiões de campo magnético nulo. Na figura observam-se ainda as linhas de campo não somente sendo transportadas, ou convectadas, sobre as regiões polares devido a reconexão magnética, mas também, sendo arrastadas nos flancos da magnetosfera terrestre.

A Figura 5.9 ilustra a dinâmica do campo elétrico na região da ionosfera polar. A Terra é representada pelo círculo azul marinho e a ionosfera polar é representada no plano em  $z = 110 \text{ km}$ . As flechas em preto e vermelho, indicam o sentido do campo elétrico na região. O vetor campo elétrico, representado pelas flechas na cor preta, está orientado das 6LT para às 18LT, (LT, em inglês, *Local Time*). Este foi mapeado na região da calota polar, ao longo das linhas de campo magnético abertas, devido à reconexão magnética na magnetopausa diurna para condição de  $B_z$  sul. Os vetores campo elétrico na cor vermelha, têm direção das 18LT para 6LT. Estes representam o campo elétrico de convecção interno da magnetosfera. Os campos elétricos representados pelas flechas na cor vermelha originam-se internamente à magnetosfera devido à reconexão magnética na lâmina de corrente (localizada

na magnetocauda terrestre) e são mapeados ao longo das linhas de campo magnético para a região da ionosfera polar.

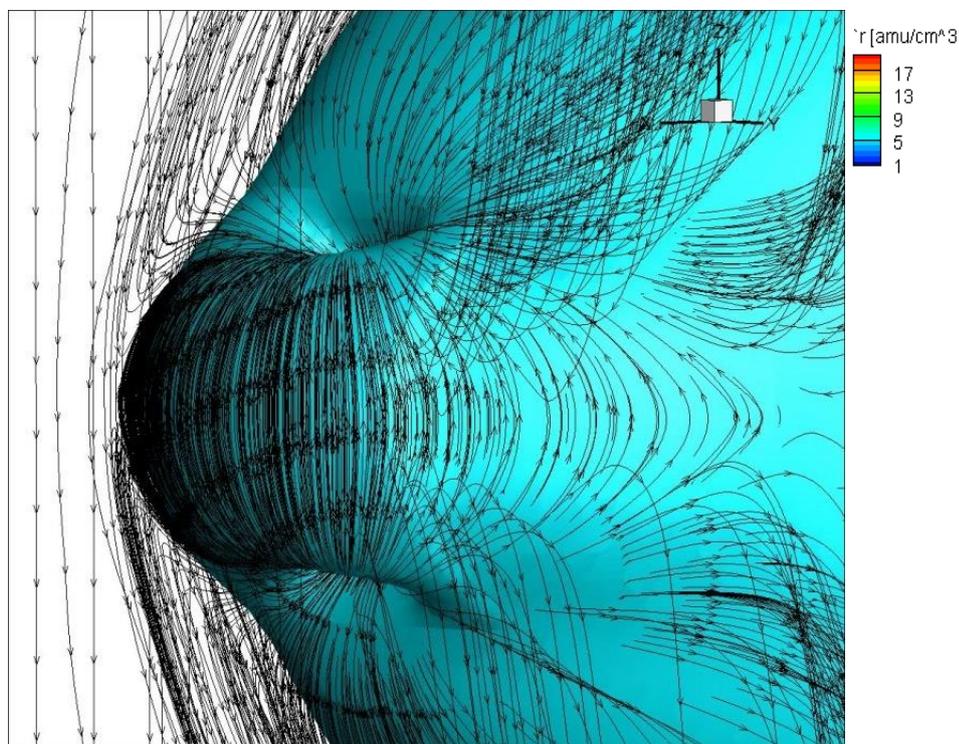


Figura 5.8 - Vista tridimensional da interação do vento solar magnetizado  $B_z = -5nT$  com o campo geomagnético. As linhas contínuas com setas em cor preta representam o sentido do campo magnético. A isossuperfície de densidade de plasma é representada pela cor azul.

O IMF conecta-se ao campo geomagnético e, devido à força magnética, transporta as linhas de campo sobre as regiões polares, estas serão, novamente, reconectadas na região da cauda, mais especificamente, na região da lâmina de plasma. Estes tubos de fluxo retornam para região diurna para suprir a retirada de fluxo desta região. A Figura 5.10 ilustra o padrão de convecção na magnetosfera global e na ionosfera polar para o caso  $B_z$  sul. As células de convecção são representadas pelo mapa vetorial da velocidade de fluxo do plasma no plano  $z = 110 \text{ km}$ . Na parte central da Figura 5.10, ao longo da linha Sol-Terra, as setas na cor preta representam o movimento do fluxo de

plasma, em altas latitudes, das linhas de campo reconectadas na parte diurna da magnetopausa terrestre. Enquanto que em latitudes mais baixas o campo vetorial representa o fluxo de plasma que retorna para a magnetosfera terrestre durante períodos magneticamente perturbados, como, por exemplo, tempestades e subtempestades magnéticas.

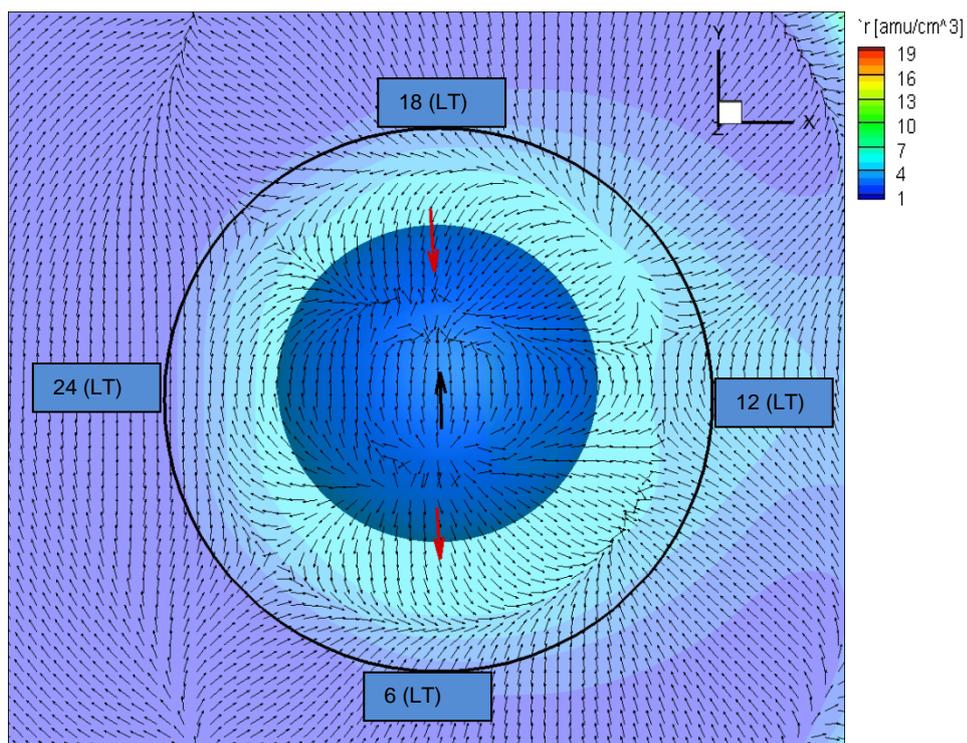


Figura 5.9 - Campo elétrico vetorial visto a partir do hemisfério norte. A flecha em cor preta representa o campo elétrico na calota polar mapeado ao longo das linhas de campo magnéticas abertas devido à reconexão magnética. As flechas em cor vermelha representam o campo elétrico mapeado ao longo das linhas de campo devido ao movimento do fluxo de plasma reconectado na região da lâmina de plasma que retornam para parte diurna da magnetosfera.

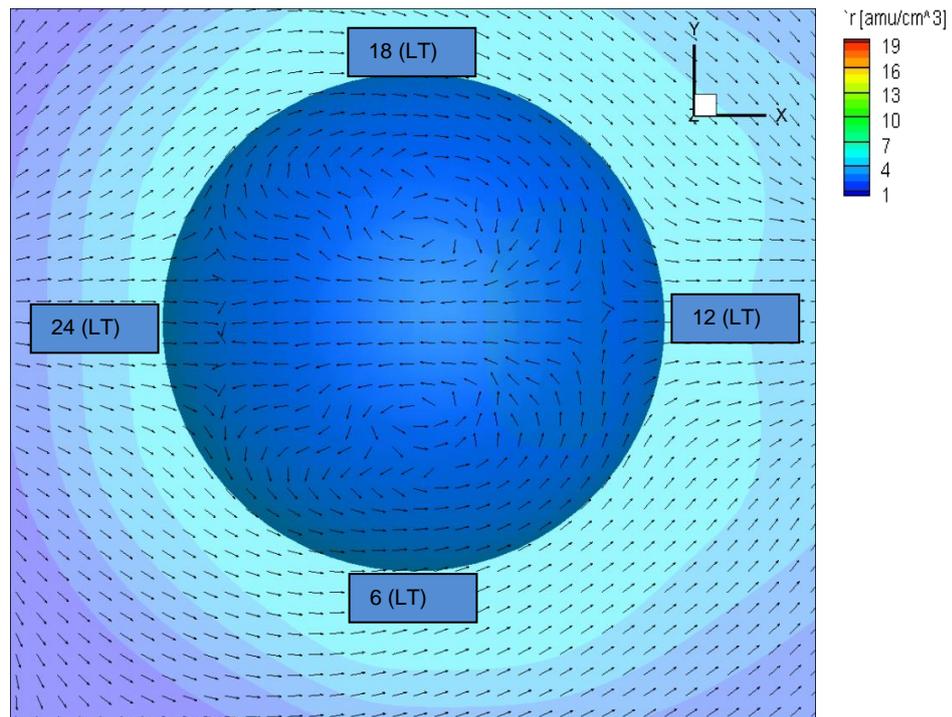


Figura 5.10 - Ilustração de duas células de convecção em  $z = 110 \text{ km}$ , associadas ao movimento dos fluxos de plasma na região da ionosfera polar de altas latitudes. Vista a partir do hemisfério norte. O mapa de cores representa a densidade de plasma.

**Caso 3:** simulação numérica da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre quando a configuração do campo magnético interplanetário é:  $B_x = B_y = 0, B_z = 5nT$ .

Neste caso, o processo físico de reconexão magnética não é somente observado na região subsolar mas também em regiões de altas latitudes, nas cúspides polares, onde os regimes de plasmas interplanetário e magnetosférico possuem condições favoráveis ao acoplamento. A Figura 5.11 ilustra o acoplamento entre os campos IMF e geomagnético nas regiões das cúspides. A Figura 5.11 (A) evidencia a reconexão de altas latitudes. A observação indireta que identifica o processo físico de reconexão magnética ativa nesta região da magnetosfera deve-se à intensa atividade na região das auroras diurnas (Phan, 2003).

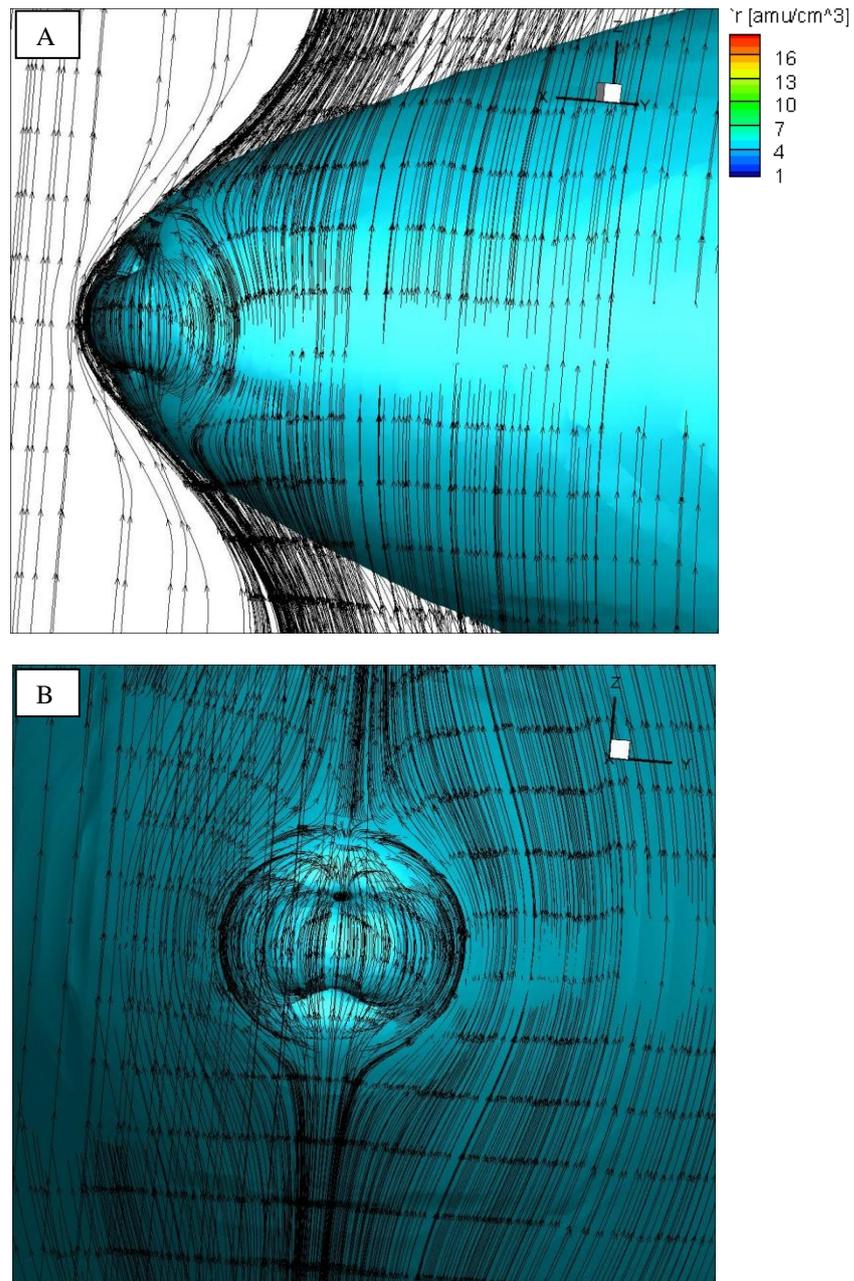


Figura 5.11 - Representação tridimensional da interação do vento solar magnetizado  $B_z = 5 \text{ nT}$  com a magnetosfera terrestre. (A) evidencia a reconexão de altas latitudes nas cúspides norte e sul, vista no plano  $xz$ . (B) visão frontal da interação entre o IMF e o campo geomagnético. As linhas contínuas com setas em cor preta representam o sentido do campo magnético. A isossuperfície de densidade de plasma é representada pela cor azul.

A Figura 5.12, ilustra, no plano  $xz$ , a interação do IMF com  $B_z$ , norte e a magnetosfera. A lâmina de plasma torna-se densa e com baixa atividade, e não há a formação de uma lâmina de corrente. A atividade magnetosférica se concentra, toda, na parte diurna e em altas latitudes. A Figura 5.12 ilustra, ainda, o campo magnético reconectado sendo convectado juntamente com o fluxo de plasma do vento solar. A magnetosfera terrestre quando mantida por longos períodos nesta configuração torna-se dipolar.

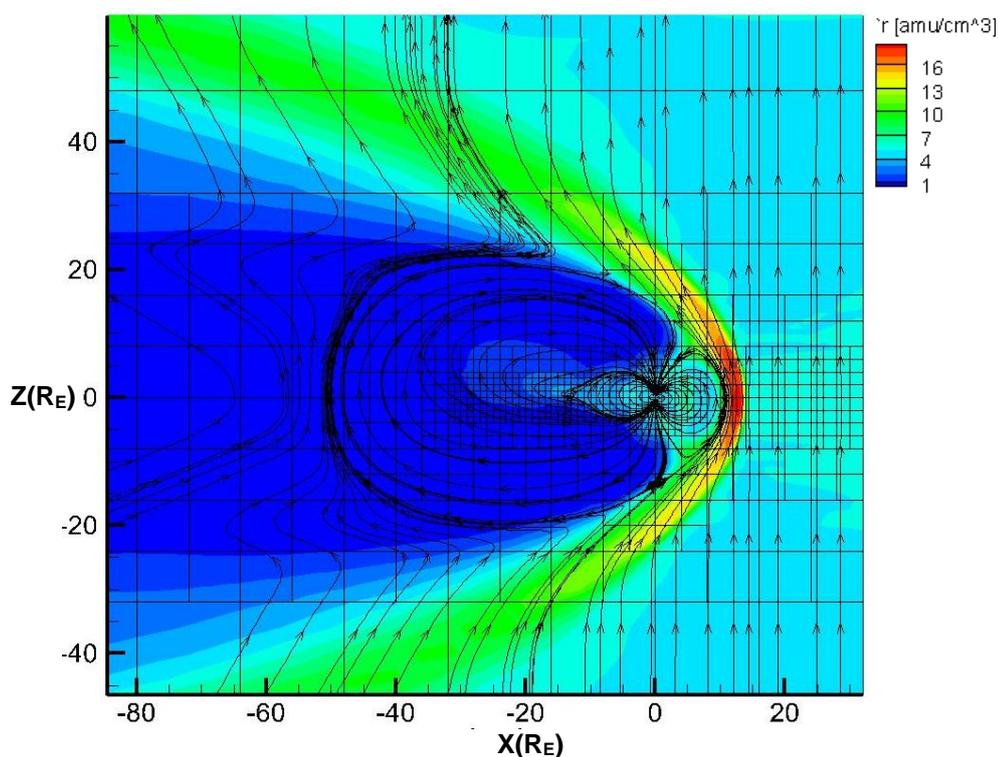


Figura 5.12 - Representação da Interação do vento solar magnetizado ( $B_z = 5nT$ ) com a magnetosfera terrestre. As linhas contínuas, com setas em cor preta, representam o sentido do campo magnético. O mapa de cores mostra a densidade de massa do plasma do vento solar em unidade de massa atômica por centímetro cúbico. As regiões em cor vermelha representam maior valor de densidade.

**Caso 4:** simulação numérica da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre quando a configuração do campo magnético interplanetário é:  $B_x = B_z = 0$ ,  $B_y = 5nT$ .

A Figura 5.13 ilustra a complexa topologia magnética formada pela interação do IMF com o campo geomagnético para o caso do IMF puramente  $B_y$ . A topologia observada na figura se assemelha aos resultados obtidos e publicados por De Zeeuw et al. (2000) e Gombosi et al. (2004). A topologia das linhas de campo magnético durante a interação são semelhantes, também, às esboçadas por Kaymaz e Siscoe (1998). Kaymaz e Siscoe (1998) afirmaram, a partir das análises de dados observacionais, que a torção sofrida pela magnetocauda terrestre, como ilustrado na Figura 5.13, deve-se à presença da componente  $B_y$  do IMF.

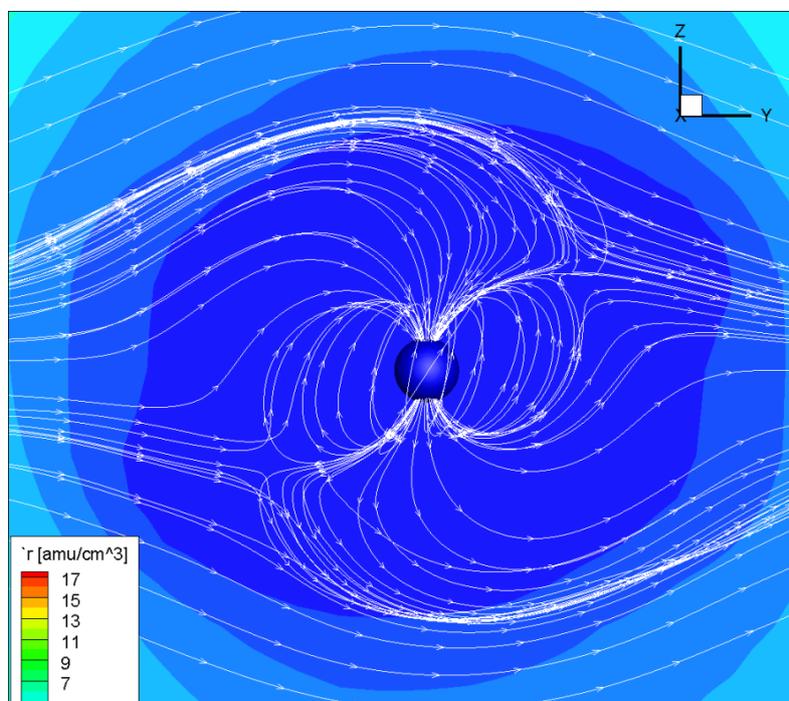


Figura 5.13 - Visão tridimensional da interação da componente  $B_y$  do campo magnético interplanetário com o campo geomagnético. As linhas contínuas, com setas em cor branca, representam o IMF interagindo com o campo geomagnético. O mapa de cores ao fundo representa a densidade de plasma.

Nossos resultados para diferentes orientações do IMF indicam que o modelo MHD 3D BATS-R-US reproduz de forma consistente as variações esperadas

na magnetosfera durante sua interação com o vento solar. Assim, utilizamos o código BATS-R-US para estudar os efeitos globais da reconexão magnética na magnetosfera terrestre.

Nas próximas seções discutiremos a análise da orientação dos fluxos de plasma na magnetosfera terrestre e compararemos nossos resultados àqueles apresentados em Cooling et al. (2001). Discutimos, também, a posição provável da inclinação da linha-X de reconexão, para os casos  $B_z$  sul e componente, e comparamos nossos resultados àqueles esperados utilizando-se o modelo de reconexão de Gonzalez e Mozer (1974). Além disso, apresentamos um estudo sobre a quantidade de energia por unidade de tempo eletromagnética que penetra na região da magnetocauda terrestre para diferentes orientações do IMF e uma estimativa energética realizada durante a fase principal da tempestade magnética de 22-23 de setembro de 1999.

## **5.2. Estudo direcional do fluxo de plasma devido à reconexão magnética na região da magnetopausa terrestre**

Um assunto debatido e estudado durante muitas décadas, que ainda não tem respostas conclusivas, é a reconexão magnética. A reconexão magnética é o processo físico fundamental que permite que a energia armazenada no campo magnético possa ser eficientemente convertida em outras formas de energia (BIRN; HESSE, 2005). Ainda não se tem uma ideia clara, do ponto de vista da microfísica, de como a reconexão magnética permite que dois regimes de plasma distintos interajam. No entanto, do ponto de vista global, há muitas evidências observacionais da reconexão magnética através de medidas de satélites (PASCHMANN et al., 1979). Uma das evidências de reconexão magnética, em grande escala, na magnetopausa terrestre (de alta, média e baixa latitude) é a observação de jatos de fluxo de plasma (FUSELIER et al., 2002). Em teoria, tais fluxos de plasmas deslocam-se perpendicularmente à linha-X de reconexão (GONZALEZ; MOZER, 1974). Phan et al. (2003) mostraram, através da análise de observações do satélite CLUSTER, que tanto

a dinâmica quanto a localização das auroras de prótons diurnas são indicativas de mudanças na orientação do IMF. Ou seja, a interação do vento solar magnetizado com o campo geomagnético pode possuir diferentes padrões de inclinação da linha-X de reconexão e que isto desempenha um papel fundamental na direção dos fluxos de plasma que penetram para regiões internas da magnetosfera terrestre. Deste modo, tornam-se fundamentais, do ponto de vista global, os estudos da direção dos fluxos de reconexão magnética na magnetopausa terrestre e da provável inclinação da linha-X de reconexão.

A interação do vento solar com a magnetosfera foi simulada utilizando-se o modelo MHD 3D global BATS-R-US para seis diferentes configurações do IMF (conforme mostra a Tabela 5.1). Os resultados das simulações para cada configuração do IMF foram investigados através do estudo da dinâmica global dos fluxos de reconexão.

Tabela 5.1 - Parâmetros de plasma de entrada para as simulações do BATS-R-US

Casos	$B_x(nT)$	$B_y(nT)$	$B_z(nT)$	$V_x(km/s)$	$n(amu/cm^3)$	$T(K)$
Caso 1	0	0	-10	-400	10	$1,0 \times 10^5$
Caso 2	0	7	-7	-400	10	$1,0 \times 10^5$
Caso 3	0	-7	-7	-400	10	$1,0 \times 10^5$
Caso 4	0	0	10	-400	10	$1,0 \times 10^5$
Caso 5	0	7	7	-400	10	$1,0 \times 10^5$
Caso 6	0	-7	7	-400	10	$1,0 \times 10^5$

Os casos apresentados, na tabela 5.1, na cor azul, foram discutidos no artigo de Cooling et al., (2001), por este motivo iremos comparar os resultados obtidos em nossa simulação com os resultados discutidos no artigo. O caso 3, ilustrado na Tabela 5.1, na cor verde, será comparado aos resultados discutidos no artigo de Lindstedt et al. (2009), que utilizou o modelo de Cooling para simular o trajeto de tubos de fluxo provenientes de reconexão magnética na região subsolar. Os parâmetros de plasma utilizados em Lindstedt et al. (2009) assemelham-se aos utilizados nesta tese. A modelagem do caso 5, em especial, foi realizada para obter-se os parâmetros de plasma que serão

utilizados como parâmetros de entrada no modelo de Gonzalez e Mozer (1974), para estimar a provável inclinação da linha-X de reconexão.

**Caso 1:**  $B_x = B_y = 0$  ;  $B_z = -10 \text{ nT}$

O modelo MHD 3D BATS-R-US calcula numericamente o conjunto de equações ideais, não lineares, simultaneamente, de forma auto-consistente em cada elemento de volume, para cada passo de tempo. Ou seja, o movimento de um tubo de fluxo, em cada elemento de volume, é calculado a partir da equação de conservação do momentum. Nesta obtém-se a direção das componentes dos fluxos de plasma ( $V_x$ ,  $V_y$  e  $V_z$ ) a partir do cálculo da interação entre os termos da força de Lorentz e do gradiente de pressão. As Figuras 5.14 (A) e (B) ilustram a sobreposição da convecção dos campos magnéticos reconectados IMF e Geomagnético (linhas amarelas) para condições do IMF  $B_z$  puramente sul, juntamente com a direção dos fluxos de plasma (linhas azuis). As linhas na cor amarela representam o movimento do campo reconectado, juntamente com sua direção ilustrada pelas linhas de fluxo na cor preta e azul.

Ambas as Figuras 5.14 (A) e (B) ilustram o papel fundamental da reconexão magnética na determinação da direção dos fluxos de plasma na região da magnetopausa. A Figura 5.15 ilustra a dinâmica dos fluxos de reconexão na região da magnetopausa diurna, vista no plano  $yz$  (GSM). Observa-se que o padrão dos fluxos de plasma modelados pelo BATS-R-US, ilustrado pelas linhas de cor branca, divergem perpendicularmente ao plano equatorial ( $z = 0$ ), ou seja, as linhas de fluxo deslocam-se perpendicularmente à linha-X de reconexão magnética (GONZALEZ; MOZER, 1974).

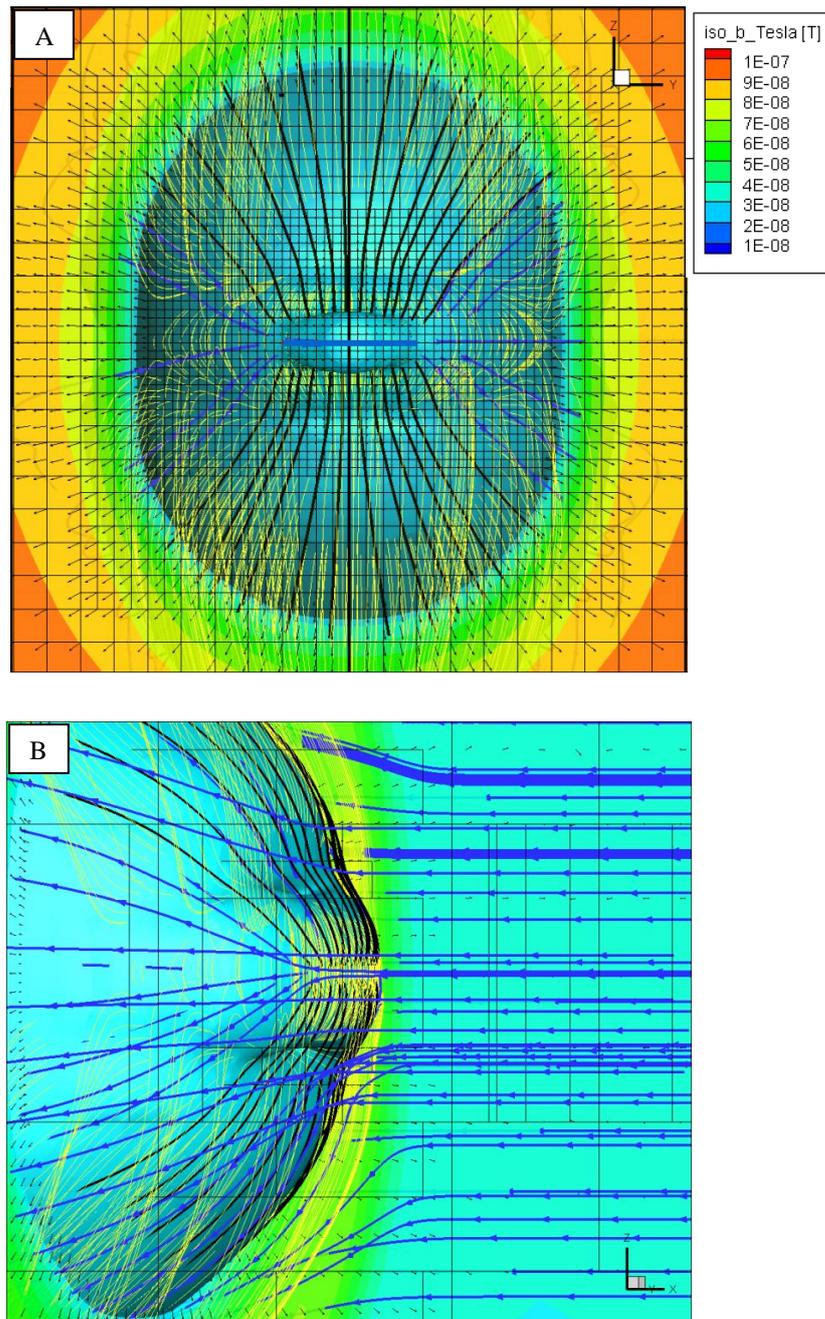


Figura 5.14 - (A) e (B) representam a interação do vento solar magnetizado para condição do IMF  $B_z$  sul. Tanto as linhas em cor preta quanto as linhas na cor azul representam o fluxo da velocidade na região da magnetopausa terrestre devido ao movimento de convecção dos tubos de fluxos reconectados. As linhas em cor amarela ilustram a convecção do campo reconectado. A isossuperfície é representada pelo balanço de pressão.

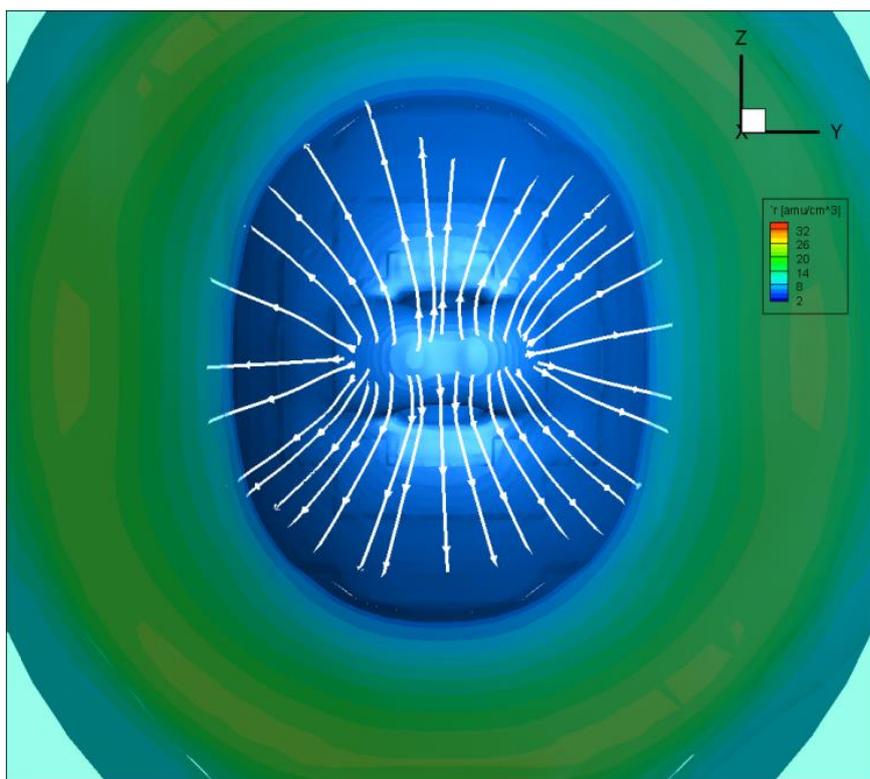


Figura 5.15 - Projeção no plano  $yz$  de um conjunto de linhas de fluxo modelado pelo BATS-R-US. A densidade de plasma é representada pela isossuperfície na cor azul.

A validação dos resultados gerados pelo BATS-R-US, em relação à determinação da provável inclinação da linha-X de reconexão será tratada com maiores detalhes na próxima seção. Uma característica importante observada nas Figuras 5.14 e 5.15 é que os fluxos de plasma afastam-se em relação ao meridiano central, norte-sul, ao se deslocarem na direção dos flancos e de altas latitudes. Observa-se também que, ao contornar a região das cúspides polares, os fluxos tendem a se deslocar na região dos flancos em altas latitudes.

Como citado anteriormente, cada tubo de fluxo está sujeito a um conjunto de forças atuantes, por exemplo: força de Lorentz e gradiente de pressão. A velocidade instantânea com que cada tubo de fluxo ( $\vec{v}_{TF}$ ) convectado deve-se a dois termos: a velocidade hidrodinâmica do plasma na região da bainha

magnética ( $\vec{v}_{sh}$ ) e a velocidade de Alfvén devido ao processo de reconexão ( $\vec{v}_A$ ). Com o objetivo de discutir e comparar os resultados aqui modelados àqueles apresentados em Cooling et al. (2001) aplicamos a metodologia desenvolvida no Capítulo 4, ilustrada na Figura 5.16.

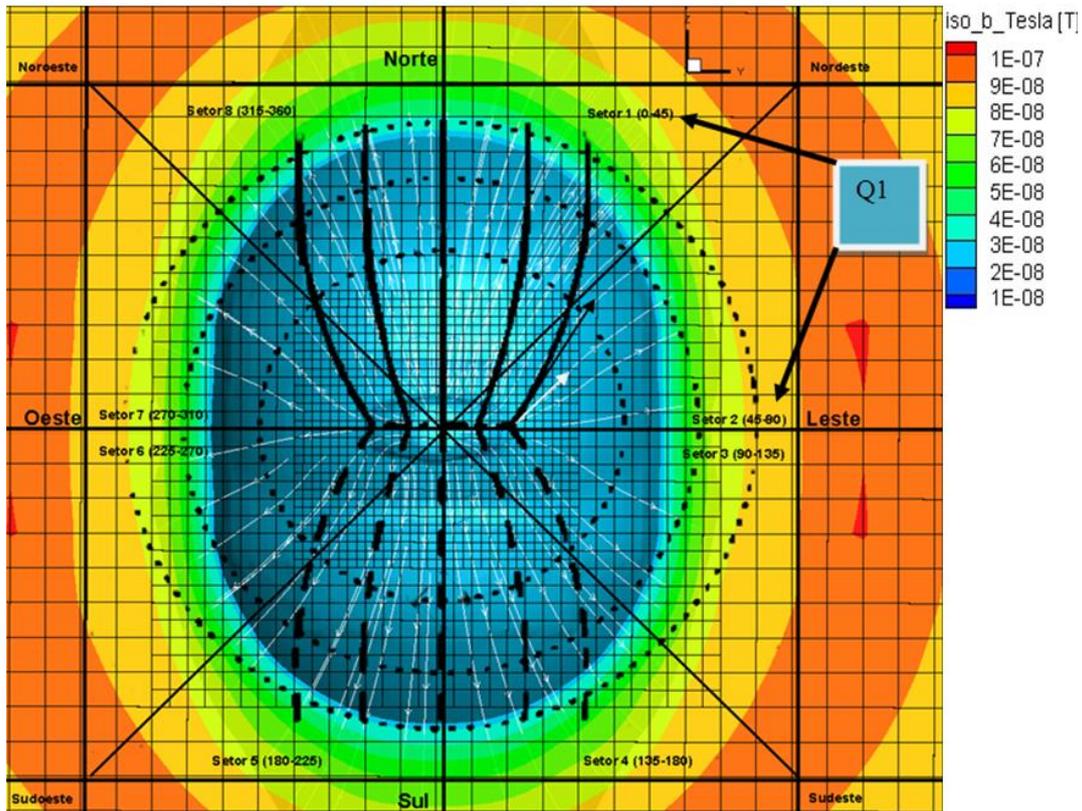


Figura 5.16 - Sobreposição da dinâmica dos fluxos obtidos pela modelo BATS-R-US, na cor branca, e, na cor preta, pelo modelo analítico de Cooling. A isossuperfície ilustra a solução da equação do balanço de pressão entre a pressão de fluxo exercida pelo vento solar e a pressão exercida pelo campo geomagnético.

A Figura 5.16 ilustra a sobreposição da dinâmica dos fluxos modelados pelo BATS-R-US (cor branca) e pelo modelo de Cooling (cor preta). Desta forma, estimou-se um valor absoluto, em cada quadrante e setor, para a inclinação média angular dos tubos de fluxo do modelo de Cooling em relação aos do BATS-R-US, como mostrado na Seção (4.1). Além disso, indicou-se a direção

em que estes fluxos se deslocam em relação ao BATS-R-US. Para simplificar a visualização apresentamos um zoom no primeiro quadrante ( $Q_1$ ), mostrado na Figura 5.17. Definiram-se algumas linhas de fluxo (linhas brancas) como padrão para o cálculo da inclinação relativa, e foram estimadas a inclinação e a direção das trajetórias dos tubos de fluxo (linhas pretas) do modelo de Cooling a partir de uma direção média entre um conjunto de linhas obtidas pelo BATS-R-US, em cada setor e quadrante.

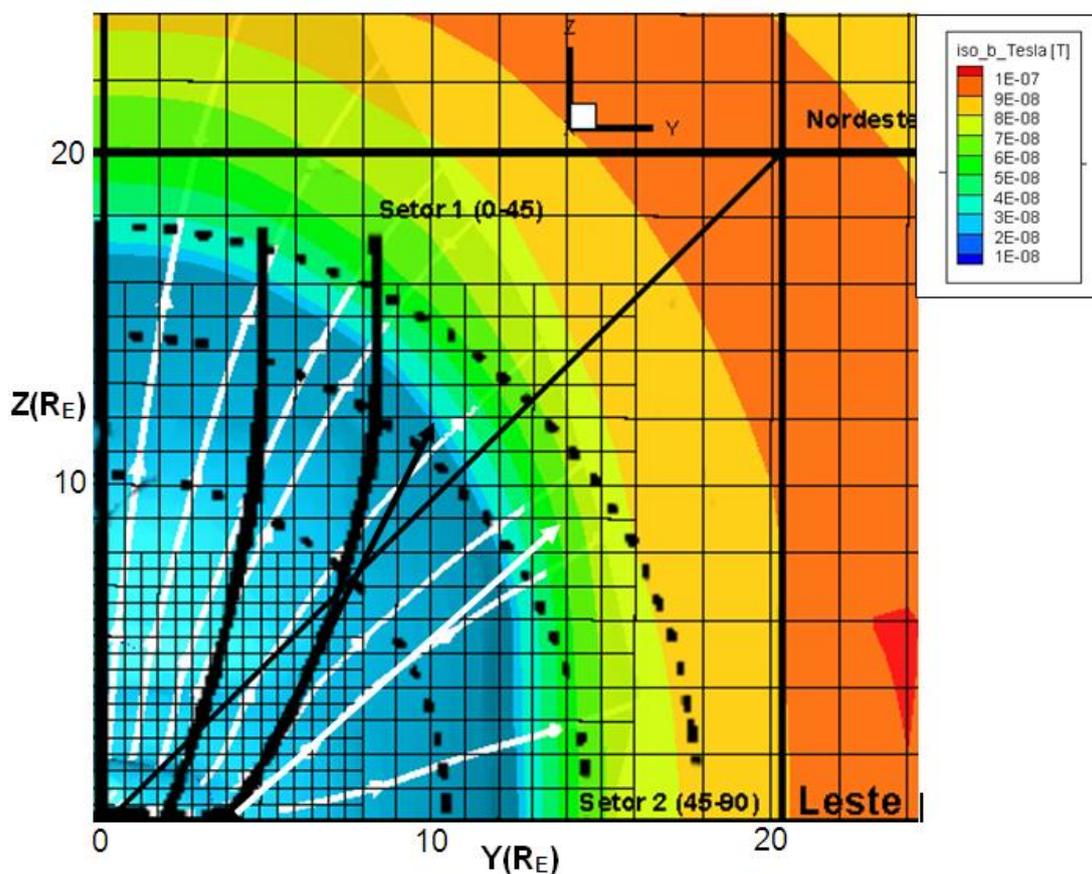


Figura 5.17 - Zoom do primeiro quadrante ( $Q_1$ ), com seus respectivos setores: setor 1 ( $0^\circ - 45^\circ$ ) e o setor 2 ( $45^\circ - 90^\circ$ ). As setas na cor branca indicam as linhas de fluxo de plasma modeladas pelo BATS-R-US. As setas na cor preta representam a direção dos fluxos do modelo de Cooling. Os semicírculos pontilhados representam o raio da magnetopausa nas posições  $x = 5R_E$ ,  $x = 0R_E$  e  $x = -5R_E$ , respectivamente.

Nossa comparação indicou que a direção dos fluxos modelados pelo BATS-R-US apresenta uma simetria de espelhamento em relação aos eixos “z” e “y”. Este padrão é semelhante aos observado na dinâmica dos fluxos modelada por Cooling. No entanto, observou-se uma diferença na direção do padrão dos fluxos modelados, principalmente, na região dos flancos e em altas latitudes.

No segundo setor ( $45^{\circ} - 90^{\circ}$ ) do quadrante  $Q_1$ , para a direção do fluxo entre  $PE > x > -5R_E$ , observamos que a inclinação média gerada pelo afastamento dos tubos de fluxo do modelo de Cooling em relação ao do modelo BATS-R-US foi de  $23^{\circ}$ , no sentido CCW. Já para regiões de altas latitudes, setor 1 ( $0^{\circ} - 45^{\circ}$ ), por exemplo, entre ( $0R_E > x > -5R_E$ ) observou-se que a inclinação média dos fluxos é de  $33,7^{\circ}$ , também no sentido CCW. No entanto, para posições centrais ( $5R_E > x > 0R_E$ ), no quadrante  $Q_1$  de alta latitude, o valor médio na inclinação relativa é  $21,6^{\circ}$ , no sentido CCW. Os cálculos realizados para todos os outros quadrantes estão apresentados na Tabela 5.2. Esta apresenta a inclinação média e a direção (CW-CCW) dos fluxos entre os modelos. A direção apresentada na Tabela 5.2 entre os fluxos gerados pelos modelos de Cooling e BATS-R-US está orientada no sentido contrário ao discutido no texto. Estas observações estendem-se aos demais casos analisados na comparação da orientação dos fluxos. A primeira coluna (Tabela 5.2) representa os 4 quadrantes ( $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_3$  e  $Q_4$ ); a segunda representa os 8 setores; as terceira, quarta e a quinta colunas representam: a inclinação média e sentido (CW-CCW) entre os fluxos nas respectivas posições  $x$  ( $PE$  a  $5R_E$ ,  $5R_E$  a  $0R_E$  e  $0R_E$  a  $-5R_E$ ) de cada semicírculo que ilustra o raio da magnetopausa nas diferentes posições, respectivamente.

No modelo de Cooling, o trajeto descrito pelos tubos de fluxo ao longo da magnetopausa, com exceção do central, tende a convergir para o meridiano central em altas latitudes, conforme ilustrado nas Figuras 5.16 e 5.17. Este trajeto é diferente do caminho traçado pelas linhas de fluxo do BATS-R-US, que divergem em relação ao meridiano central e em altas latitudes.

Tabela 5.2 - Inclinação média angular e direção dos fluxos entre os modelo analítico de Cooling et al. (2001) e o BATS-R-US para uma orientação do IMF igual a  $B_{IMF} = (0, 0, -10) nT$ .

Quadrante	Setor	$(PE > x > 5R_E)$	$(5R_E > x > 0R_E)$	$(0R_E > x > -5R_E)$
$Q_1$	$45^0 - 90^0$	$(23^0)$ (CW)	$(23^0)$ (CW)	$(23^0)$ (CW)
	$0^0 - 45^0$	$(10^0)$ (CW)	$(21,6^0)$ (CW)	$(33,7^0)$ (CW)
$Q_2$	$90^0 - 135^0$	$(23^0)$ (CCW)	$(23^0)$ (CCW)	$(23^0)$ (CCW)
	$135^0 - 180^0$	$(10^0)$ (CCW)	$(21,6^0)$ (CCW)	$(33,7^0)$ (CCW)
$Q_3$	$270^0 - 225^0$	$(23^0)$ (CW)	$(23^0)$ (CW)	$(23^0)$ (CW)
	$225^0 - 180^0$	$(10^0)$ (CW)	$(21,6^0)$ (CW)	$(33,7^0)$ (CW)
$Q_4$	$270^0 - 315^0$	$(23^0)$ (CCW)	$(23^0)$ (CCW)	$(23^0)$ (CCW)
	$315^0 - 360^0$	$(10^0)$ (CCW)	$(21,6^0)$ (CCW)	$(33,7^0)$ (CCW)

Um dos motivos para esta diferença é a limitação do modelo de Cooling no que diz respeito à sua concepção, por exemplo: apesar das significativas contribuições feitas em relação ao modelo original de Cowley e Owen (1989), a magnetopausa no modelo é fixa e definida por um parabolóide; além disso, no modelo de Cooling a extensão da linha-X de reconexão é limitada e definida em  $8R_E$ . A dinâmica dos fluxos na região da bainha é obtida a partir do modelo de dinâmica dos gases de Spreiter et al. (1966), no qual o papel fundamental do campo magnético não é considerado na derivação dos perfis de densidade e velocidade.

O local e a extensão da linha-X de reconexão tem um papel fundamental durante o processo físico de reconexão magnética, pois é na região delimitada pela linha-X que as grandezas físicas macroscópicas, tais como massa, momentum e energia, penetram para as regiões internas da magnetosfera. Além disso, o potencial elétrico de reconexão é mapeado para as regiões internas, ao longo desta linha-X, desempenhando um papel fundamental na circulação de plasma na região da ionosfera polar (GONZALEZ; MOZER, 1974; KELLEY, 2009). No modelo BATS-R-US, a linha-X surge naturalmente devido à solução do conjunto de equações MHD. Além disso, como observado na Figura 5.14, não se limita somente a uma pequena região mas estende-se para regiões dos flancos.

A linha-X de reconexão é definida como uma região em que os fluxos da reconexão magnética deslocam-se em direções opostas e perpendiculares à esta. Neste primeiro caso estudado, no qual temos  $B_z$  puramente sul, a linha-X esperada é observada no plano equatorial. Esta localização para a linha-X,  $90^\circ$  em relação ao eixo  $z$  (GSM, *Geocentric Solar Magnetospheric System*) é reproduzida por ambos os modelos. A diferença, neste caso, é observada apenas em relação à extensão da linha-X devido à restrição imposta pelo modelo de Cooling. Como comentado anteriormente, a discussão sobre a inclinação relativa da linha-X para diferentes orientações do IMF será abordada na próxima seção.

Os resultados mostrados e observados na comparação dos modelos para este primeiro caso sugerem que as limitações impostas pelo modelo de Cooling interferem, significativamente, na direção dos fluxos de reconexão na magnetopausa terrestre. Os resultados apresentados na Tabela 5.2 também confirmam esta afirmação. Uma sugestão seria a correção na orientação dos fluxos do modelo de Cooling, baseado nos valores dispostos na Tabela 5.2.

**Caso 2:  $B_x = 0$ ;  $B_y = 7 \text{ nT}$ ;  $B_z = -7 \text{ nT}$**

Durante a modelagem deste evento, observou-se que a magnetosfera terrestre global respondeu, sensivelmente, tornando-se assimétrica em relação ao plano da eclíptica, revelando características peculiares na direção dos fluxos de reconexão. A componente  $B_y$  do IMF exerce uma força na magnetosfera que sofre um torque em relação a linha Sol-Terra. Como consequência, os tubos de fluxo convectam assimetricamente na direção da cauda magnética. Na Figura 5.18, observam-se os padrões da dinâmica dos fluxos devido à reconexão magnética na região da magnetopausa terrestre. Nota-se que as linhas de fluxo de plasma são inclinadas em relação ao plano da eclíptica e divergem, como observado no primeiro caso, perpendicularmente à linha-X de reconexão. A linha-X de reconexão encontra-se, neste caso, inclinada em relação ao meridiano norte-sul no sentido CCW.

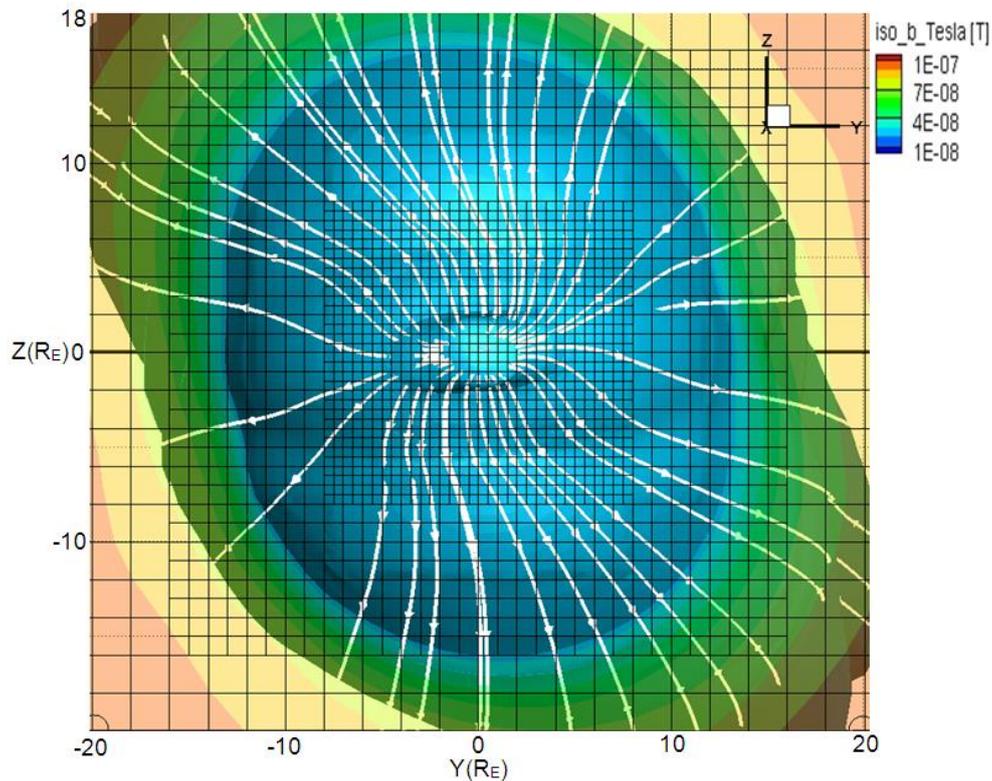


Figura 5.18 - Ilustração do padrão dos fluxos de reconexão modelados pelo BATS-R-US através de uma projeção no plano  $yz$ . A isossuperfície em azul, representa o balanço de pressão.

Na Figura 5.19, observa-se que os fluxos modelados pelo BATS-R-US, afastam-se em relação ao meridiano central, noroeste-sudeste, ao se deslocarem na direção dos flancos e de altas latitudes. Além disso, na região do primeiro círculo ( $PE > x > 5R_E$ ), observa-se que os fluxos tendem a sofrer uma mudança de direção. Esta mudança de direção é explicada pela força magnética aplicada aos tubos de fluxo pela componente  $B_y$  do IMF. Como consequência, estes tubos de fluxo deslocam-se assimetricamente sobre a região da magnetopausa diurna (COWLEY, 1981). Observou-se também que, ao contornar a região das cúspides polares, os fluxos tendem a se deslocar para a região dos flancos em altas latitudes.

Para realizar uma análise comparativa utilizamos os padrões de fluxo modelados e apresentados por Cooling et al. (2001). A Figura 5.19 revela maiores detalhes da comparação apresentando um número maior na densidade de linhas de fluxo modelados pelo BATS-R-US.

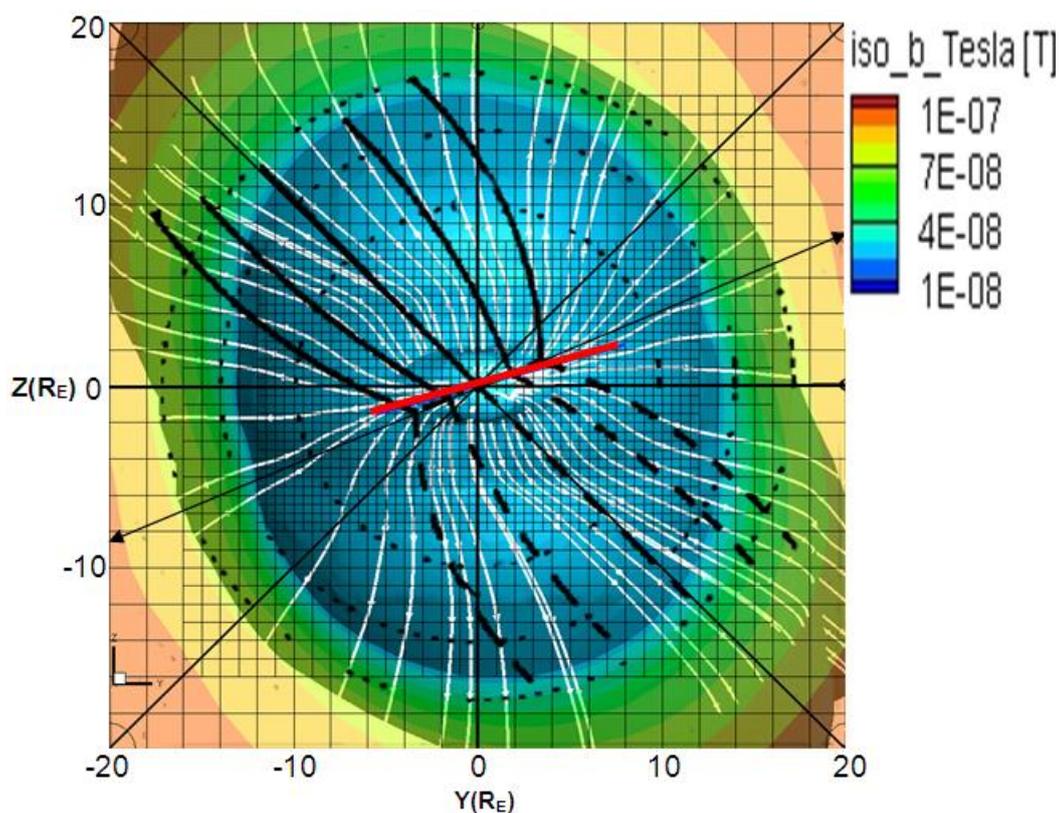


Figura 5.19 - Representação da sobreposição da dinâmica dos fluxos modelados pelo modelo de Cooling (na cor preta) e o padrão dos fluxos de reconexão modelados pelo BATS-R-US (na cor branca) para o caso 2. A linha na cor vermelha é a provável inclinação da linha-X de reconexão para o modelo BATS-R-US.

A sobreposição dos padrões dos fluxos, apresentados na Figura 5.19, revela algumas propriedades importantes de ambos os modelos. No modelo de Cooling os tubos de fluxo tendem, mais uma vez, a convergir para o meridiano central noroeste-sudeste. Observa-se que existe uma simetria de espelhamento no deslocamento dos tubos de fluxo em relação a este

meridiano. No entanto, esta simetria de espelhamento não é observada em relação à linha-X de reconexão. Durante a análise da dinâmica do deslocamento dos fluxos do BATS-R-US não foram encontradas evidências de simetria em nenhum dos eixos.

O estudo deste caso revelou uma dinâmica dos fluxos com padrões complexos quando a interação do vento solar–magnetosfera é reproduzida pelo BATS-R-US. Deste modo, para estimar a inclinação e sentido dos fluxos, realizamos a análise em cada quadrante, setor e posição ( $PE > x > -5R_E$ ). Constatou-se que nos setores ( $45^0 - 67,5^0$ ) e ( $67,5^0 - 90^0$ ) do quadrante  $Q_1$ , para a direção do fluxo para  $PE > x > -5R_E$ , a diferença na inclinação média entre os fluxos do modelo de Cooling em relação aos fluxos do BATS-R-US é de  $28^0$ , tanto na direção CCW quanto na CW. Para as regiões de altas latitudes, setor 1 ( $0^0 - 45^0$ ) e para posição  $x$  ( $5R_E > x > -5R_E$ ) observou-se que a inclinação média é de  $36^0$ , na direção CCW. O menor valor angular constatado foi no quadrante ( $Q_2$ ) setores ( $90^0 - 135^0$ ) e ( $135^0 - 180^0$ ) para regiões onde o  $x$  varia de ( $PE > x > 5R_E$ ), com  $0^0$  e  $8^0$  na direção CW, respectivamente. Os setores que apresentaram valores significativos na inclinação relativa foi o quadrante  $Q_3$ , setor ( $225^0 - 180^0$ ) para posição  $x$  ( $5R_E > x > -5R_E$ ) de  $33^0$  na direção CCW e o setor ( $270^0 - 247,5^0$ ) e ( $247,5^0 - 225^0$ ) para posição  $x$  ( $PE > x > -5R_E$ ) de  $32^0$  na direção CW e CCW, respectivamente. A Tabela 5.3 mostra os resultados em relação à diferença média na inclinação angular e a direção dos fluxos de reconexão entre os modelos para o caso 2.

Os resultados apresentados, para este segundo caso, sugerem novamente que as limitações impostas pelo modelo de Cooling interferem, significativamente, na inclinação e na direção dos fluxos de reconexão na magnetopausa terrestre. Os resultados apresentados na Tabela 5.3, novamente, confirmam esta afirmação.

Tabela 5.3 - Diferença média na inclinação e direção dos fluxos entre os modelos Cooling e BATS-R-US para um  $B_{IMF} = (0, 7, -7) nT$ .

Quadrante	Setor	$(PE > x > 5R_E)$	$(5R_E > x > 0R_E)$	$(0R_E > x > -5R_E)$
$Q_1$	$45^0 - 67,5^0$	$(28^0)$ (CW)	$(28^0)$ (CW)	$(28^0)$ (CW)
	$67,5^0 - 90^0$	$(28^0)$ (CCW)	$(28^0)$ (CCW)	$(28^0)$ (CCW)
	$0^0 - 45^0$	$(18^0)$ (CW)	$(36^0)$ (CW)	$(36^0)$ (CW)
$Q_2$	$90^0 - 135^0$	$(0^0)$	$(20^0)$ (CCW)	$(20^0)$ (CCW)
	$135^0 - 180^0$	$(8^0)$ (CCW)	$(14^0)$ (CW)	$(27^0)$ (CW)
$Q_3$	$270^0 - 247,5^0$	$(32^0)$ (CCW)	$(32^0)$ (CCW)	$(32^0)$ (CCW)
	$247,5^0 - 225^0$	$(32^0)$ (CW)	$(32^0)$ (CW)	$(32^0)$ (CW)
	$225^0 - 180^0$	$(14^0)$ (CW)	$(33^0)$ (CW)	$(33^0)$ (CW)
$Q_4$	$270^0 - 315^0$	$(13^0)$ (CW)	$(20^0)$ (CCW)	$(25^0)$ (CCW)
	$315^0 - 360^0$	$(12^0)$ (CCW)	$(12^0)$ (CW)	$(20^0)$ (CW)

A limitação mais sensível na dinâmica do movimento dos tubos de fluxo reconectados na região da magnetopausa para o modelo Cooling é não considerar a força magnética na derivação das funções analíticas. A força magnética desempenha um papel fundamental e essencial no deslocamento e na convecção global dos tubos de fluxo, como mostrado pelo padrão modelado pelo BATS-R-US.

Portanto, sugere-se, como no caso anterior, uma correção na orientação dos fluxos do modelo de Cooling baseando-se nos valores angulares e nas direções apresentadas na Tabela 5.3.

**Caso 3:  $B_x = 0$ ;  $B_y = -7nT$ ;  $B_z = -7 nT$**

No caso 3, modelou-se a interação do vento solar magnetizado com a magnetosfera terrestre. Os argumentos físicos para analisar e estudar este caso foram semelhantes aos discutidos anteriormente no caso 2, em relação aos padrões de convecção e deslocamento dos tubos de fluxo na região da magnetopausa terrestre. Observa-se na Figura 5.20, para esta configuração do IMF ( $B_z < 0$  e  $B_y < 0$ ), que a linha-X de reconexão está rotacionada em torno da linha Sol-Terra, no sentido horário, como previsto por (GONZALEZ; MOZER, 1974). Os fluxos de plasma deslocam-se perpendicularmente a esta linha-X e ocorre uma mudança na orientação dos fluxos de plasma devido à

componente  $B_y$  do IMF. No entanto, esta acontece na direção oposta à discutida no caso 2. Os fluxos de plasma sob ação de uma força magnética estão sujeitos a um torque, que muda a direção dos fluxos ao contornarem a região das cúspides polares e ao deslocarem-se para regiões de altas latitudes. Observa-se, na Figura 5.20, que o padrão dinâmico dos fluxos modelados pelo BATS-R-US ao se deslocarem para posições  $x$  ( $PE > x > -5R_E$ ) afastam-se do meridiano central nordeste-sudoeste em altas latitudes ( $0R_E > x > -5R_E$ ).

Com o objetivo de comparar os resultados dos padrões e da direção dos fluxos de reconexão modelados pelo BATS-R-US, aplicou-se a mesma metodologia descrita anteriormente aos resultados apresentados por Lindstedt et al. (2009). Nesse artigo, Lindstedt et al. (2009) utilizam o modelo de Cooling no estudo da separatrix e de eventos de transferência de fluxo (FTEs, do inglês *Flux Transfer Events*) e os parâmetros de plasma e a direção dos campos definidos se assemelham aos modelados nesta tese de doutorado.

A Figura 5.21 ilustra o padrão dos fluxos modelados pelo BATS-R-US, representado pelas linhas na cor branca e o movimento de convecção dos tubos de fluxo integrados pelo modelo de Cooling, nas cores preta (direção nordeste) e azul (direção sudoeste). Observa-se que a direção dos tubos de fluxo do Cooling tendem a convergir para o meridiano central nordeste-sudoeste. No entanto, observamos que o movimento dos fluxos gerados pelo BATS-R-US, para os quadrantes  $Q_1$  e  $Q_3$  e para posição  $0R_E > x > -5R_E$ , tendem a divergir deste meridiano. A divergência dos fluxos em regiões de altas latitudes, neste caso, é sutil;  $\sim 19^\circ$ , não é tão acentuada como observado no caso 1:  $\sim 33^\circ$  em relação ao meridiano norte-sul. O asterisco ilustrado na Figura 5.21, no setor  $Q_1$  e para posição  $x$  ( $5R_E > x > 0R_E$ ), mostra a posição dos satélites CLUSTER durante a passagem deste evento

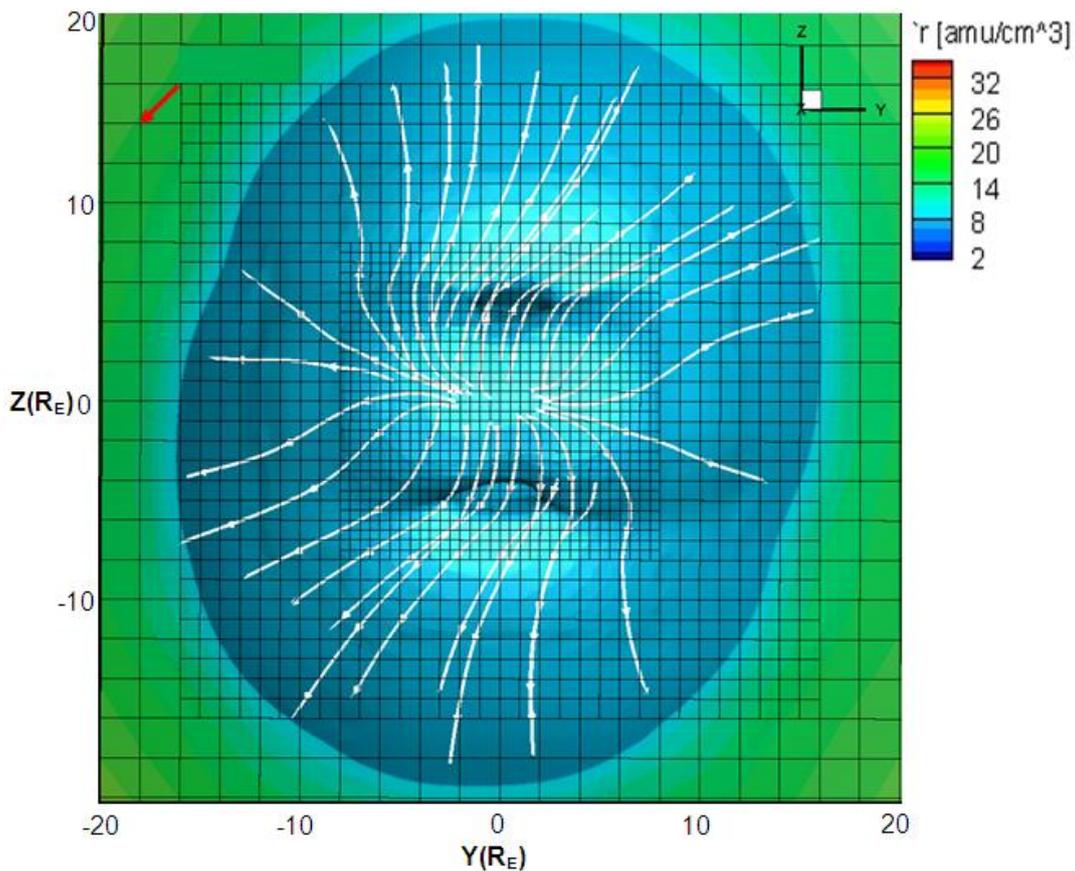


Figura 5.20 - Dinâmica dos fluxos de reconexão modelados pelo BATS-R-US em uma projeção no plano  $yz$ . A isossuperfície, na cor azul clara representa a densidade de plasma. A seta na cor vermelha representa a direção do IMF.

Nossa análise nos setores  $(0^\circ - 45^\circ)$  e  $(225^\circ - 180^\circ)$  (quadrantes  $Q_1$  e  $Q_3$ ), indica um valor mínimo na inclinação entre os padrões do modelo de Cooling em relação ao BATS-R-US. Para o quadrante  $Q_1$ , constatou-se uma diferença angular de  $13^\circ$  no setor  $(0^\circ - 45^\circ)$  na posição  $x$  ( $5R_E > x > 0R_E$ ), no sentido CCW. Já no quadrante  $Q_3$ , setores  $(270^\circ - 225^\circ)$  e  $(225^\circ - 180^\circ)$ , para a posição  $x$  ( $PE > x > 5R_E$ ) e  $(5R_E > x > 0R_E)$ , o valor estimado é de  $13^\circ$  no sentido CW.

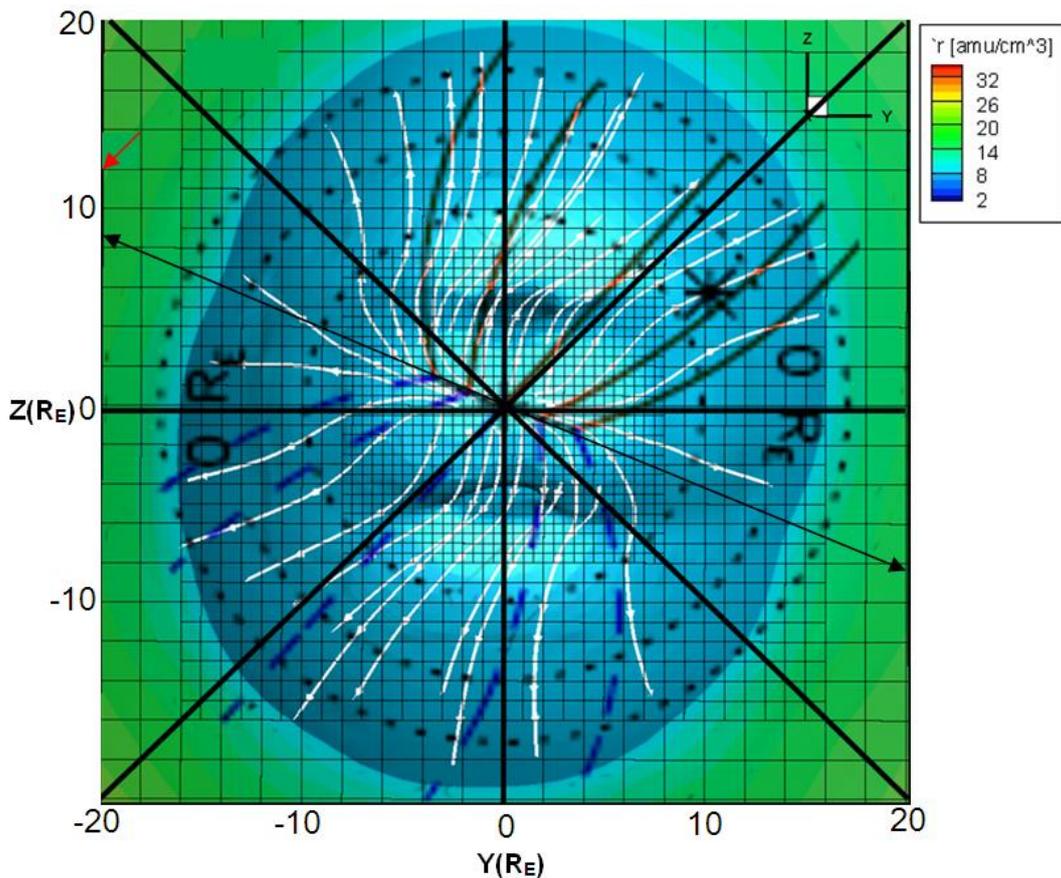


Figura 5.21 - Sobreposição da dinâmica dos fluxos modelados pelo modelo de Cooling, nas cores preta e azul, conforme publicado no artigo de Lindstedt et al. (2009). E, na cor branca, o padrão global de convecção dos tubos de fluxos de reconexão modelados pelo BATS-R-US, em uma projeção no plano  $yz$ . O asterisco (\*), localizado no quadrante  $Q_1$  setor ( $45^\circ - 90^\circ$ ) e na posição ( $5R_E > x > 0R_E$ ), representa a posição do satélite CLUSTER.

No entanto, no setor ( $315^\circ - 360^\circ$ ), quadrante  $Q_4$ , a inclinação relativa foi maior,  $41^\circ$ , para a posição  $x$  ( $0R_E > x > -5R_E$ ), no sentido CW. Outro quadrante que apresentou valores significativos na inclinação, entre os fluxos do modelo de Cooling em relação ao BATS-R-US foi o  $Q_2$ . Para os setores ( $90^\circ - 112,5^\circ$ ) e ( $112,5^\circ - 135^\circ$ ), em todo o domínio da variável  $x$  ( $PE > x > -5R_E$ ), a diferença é de  $23^\circ$  no sentido CCW e CW, respectivamente. Já no quadrante

$Q_4$ , setor  $(270^\circ - 292,5^\circ)$  e  $(292,5^\circ - 315^\circ)$ , em todo domínio da variável  $x$  ( $PE > x > -5R_E$ ), a diferença na inclinação média é de  $25^\circ$  no sentido CCW e CW, respectivamente.

A Tabela 5.4 resume as diferenças angulares médias em cada setor e quadrante e a direção dos fluxos de reconexão entre os dois modelos para este caso. Novamente a Tabela 5.4, apresenta as direções no sentido contrário ao discutido no texto.

Tabela 5.4 - Inclinação média angular e direção dos fluxos entre os modelos de Cooling e BATS-R-US para um  $B_{IMF} = (0, -7, -7) nT$ .

Quadrante	Setor	$(PE > x > 5R_E)$	$(5R_E > x > 0R_E)$	$(0R_E > x > -5R_E)$
$Q_1$	$45^\circ - 90^\circ$	$(15^\circ)$ (CCW)	$(18^\circ)$ (CW)	$(22^\circ)$ (CW)
	$0^\circ - 45^\circ$	$(19^\circ)$ (CW)	$(13^\circ)$ (CW)	$(19^\circ)$ (CCW)
$Q_2$	$90^\circ - 112,5^\circ$	$(23^\circ)$ (CW)	$(23^\circ)$ (CW)	$(23^\circ)$ (CW)
	$112,5^\circ - 135^\circ$	$(23^\circ)$ (CCW)	$(23^\circ)$ (CCW)	$(23^\circ)$ (CCW)
	$135^\circ - 180^\circ$	$(19^\circ)$ (CW)	$(14^\circ)$ (CCW)	$(21^\circ)$ (CCW)
$Q_3$	$270^\circ - 225^\circ$	$(13^\circ)$ (CCW)	$(14^\circ)$ (CW)	$(17^\circ)$ (CW)
	$225^\circ - 180^\circ$	$(16^\circ)$ (CW)	$(13^\circ)$ (CCW)	$(25^\circ)$ (CCW)
$Q_4$	$270^\circ - 292,5^\circ$	$(25^\circ)$ (CW)	$(25^\circ)$ (CW)	$(25^\circ)$ (CW)
	$292,5^\circ - 315^\circ$	$(25^\circ)$ (CCW)	$(25^\circ)$ (CCW)	$(25^\circ)$ (CCW)
	$315^\circ - 360^\circ$	$(25^\circ)$ (CW)	$(21^\circ)$ (CCW)	$(41^\circ)$ (CCW)

A partir das análises comparativas entre as direções dos deslocamentos dos fluxos entre os modelos evidencia-se uma diferença significativa tanto na inclinação quanto no sentido dos fluxos. Sugerimos novamente uma correção na orientação dos fluxos do modelo de Cooling baseado na Tabela 5.4.

A Figura 5.22 tem por objetivo ilustrar as consistências dos resultados, aqui modelados em relação às observações. A Figura 5.22 é a mesma que a Figura 5.21, com a diferença de que sobreposamos as linhas de campo magnético reconectadas (ilustradas na cor preta) à respectiva direção de propagação destes tubos de fluxo (na cor vermelha) conforme fornecida pelo BATS-R-US.

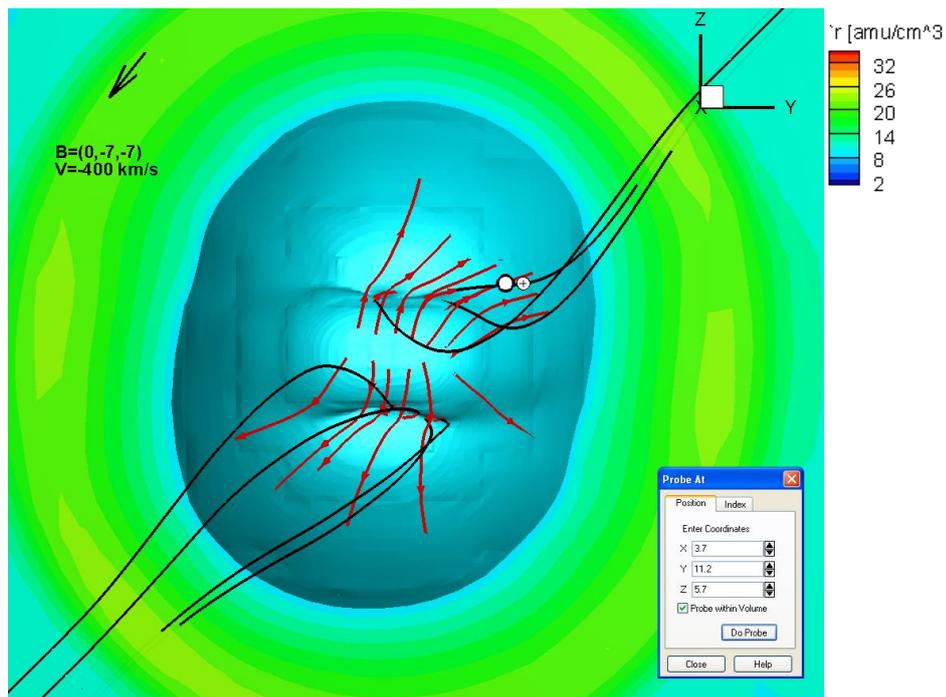


Figura 5.22 - Sobreposição no plano  $yz$  das linhas de campo magnético reconectadas (linhas pretas) às linhas que indicam a direção dos tubos de fluxo (linhas vermelhas) para a simulação realizada pelo BATS-R-US. Os pequenos círculos brancos na figura, com e sem asterisco, indicam a posição dos satélites Cluster durante o evento apresentado por Lindstedt et al. (2009). As coordenadas dos satélites são (3.7, 11.2, 5.7) e (2.3, 9.8, 5.7), respectivamente.

Na Figura 5.22, os dois círculos pequenos brancos ilustram as respectivas posições ocupadas pelos satélites CLUSTER durante um evento de FTE (LINDSTEDT et al., 2009). Nota-se, também, que a passagem do satélite coincide com o deslocamento de um tubo de fluxo conectado ao hemisfério norte modelado pelo BATS-R-US. Este é um resultado importante, pois valida os resultados discutidos, indicando que a modelagem MHD 3D é consistente e revela detalhes sobre reconexão subsolar para esta configuração de IMF.

#### **Caso 4: $B_x = 0$ ; $B_y = 0$ ; $B_z = 10 \text{ nT}$**

O objetivo ao modelar a interação do vento solar magnetizado para a condição de IMF  $B_z$  com orientação puramente norte, é complementar o estudo sobre os efeitos globais da reconexão magnética na dinâmica dos fluxos nas regiões das cúspides. A magnetopausa de altas latitudes, em especial, a região das cúspides, é uma região de grande interesse científico (CHEN; FRITZ, 2005), pois, além da penetração direta de fluxo de plasma do vento solar, nesta região, ocorre, também, o acoplamento entre o IMF e o campo geomagnético, o que é fundamental para manter a dinâmica das auroras diurnas (PASCHMANN et al., 1979; PHAN et al., 2003; FRITZ e FUNG, 2006). Nas Figuras 5.23 (A) e (B), observa-se a topologia magnética e a dinâmica global dos fluxos de reconexão magnética em ambas as regiões das cúspides de altas latitudes modeladas pelo BATS-R-US, respectivamente. Para esta configuração de interação entre o IMF e a magnetosfera terrestre formam-se, naturalmente, duas linhas-X de reconexão magnética simétricas em relação ao plano equatorial, nas posições (5,0,11) norte e (5,0,-11) sul, ilustradas em vermelho na Figura 5.23 (B). A esfera na cor azul clara, ilustrada na Figura 5.23 (B), representa a Terra, enquanto as linhas na cor branca representam a dinâmica global dos fluxos de plasma modelada pelo BATS-R-US. Na Figura 5.23 (B) nota-se, novamente, que em ambas as regiões das cúspides, norte e sul, o fluxo de plasma devido à reconexão convecta-se perpendicularmente em relação a ambas as linhas-X e afastam-se do meridiano norte-sul. Parte desse fluxo de plasma e campo magnético é retirada dos lóbulos norte e sul e desloca-se contornando as regiões da magnetopausa de altas latitudes, seguindo na direção do vento solar. Outra parte desse fluxo de plasma retorna para regiões das cúspides de baixa latitude. Além disso, observa-se que o fluxo de plasma contorna o que se define como a magnetopausa diurna, modelada aqui de forma autoconsistente.

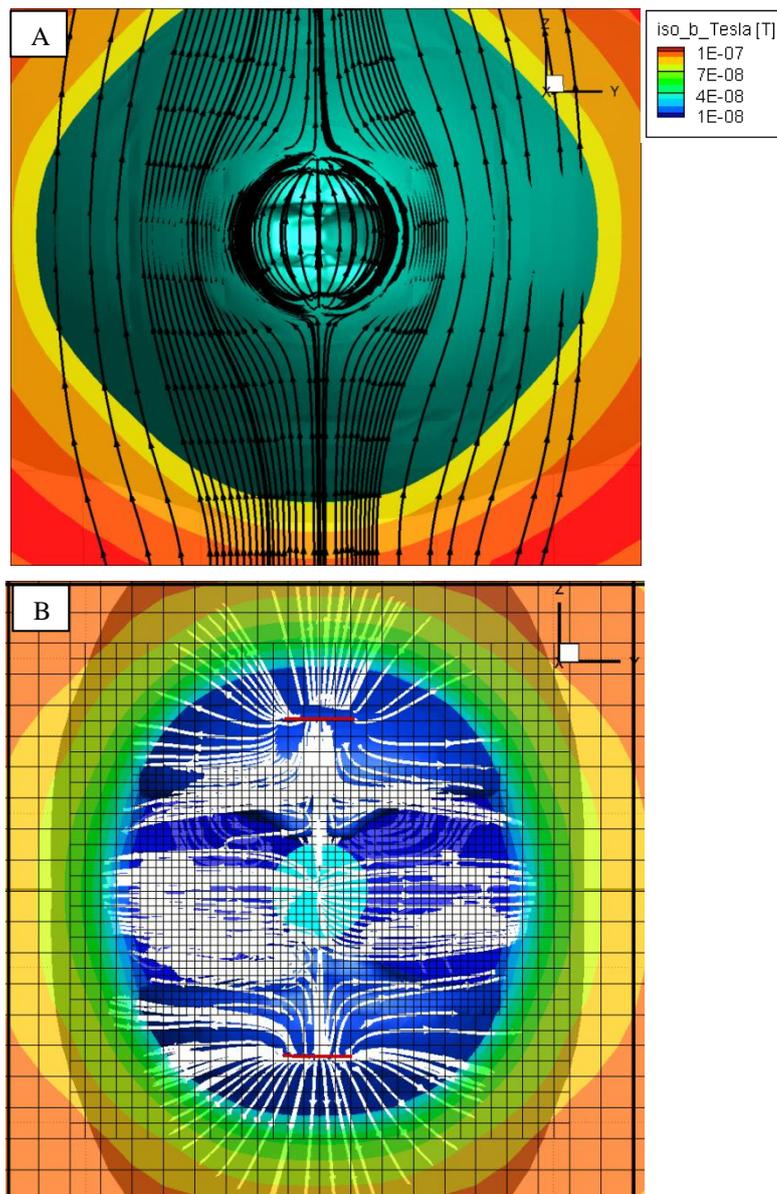


Figura 5.23 - Interação do vento solar magnetizado (IMF  $B_z$  norte) com a magnetosfera terrestre. A isossuperfície de balanço de pressão está fixa na posição  $x = -10 R_E$ . (A) topologia de campo magnético (B) dinâmica dos fluxos de reconexão em ambas as cúspides de altas latitudes, modeladas pelo BATS-R-US. As linhas na cor vermelha representam a extensão da linha-X de reconexão. Ao centro, a Terra é ilustrada como uma esfera na cor azul clara.

Com o objetivo de analisar a direção dos fluxos de reconexão e a dinâmica global dos padrões obtidos pelo modelo BATS-R-US, comparamos os resultados àqueles apresentados por Cooling et al. (2001). A Figura 5.24 ilustra a sobreposição das duas dinâmicas de fluxo, observadas nas regiões das cúspides polares. A metodologia desenvolvida no Capítulo 4 pode ser aplicada a este caso. A única diferença é o ponto de referência que define os quadrantes. Para os casos já discutidos, o ponto de referência para definir o quadrante, por exemplo,  $(0^\circ - 90^\circ)$  localizava-se no PE, enquanto, no caso 4 este foi deslocado para a posição  $(5, 0, 11)$ . Nesta etapa, as comparações serão realizadas somente para a região da cúspide norte, uma vez que no artigo de Cooling et al. (2001) somente esta região foi modelada.

Definiu-se a região de interesse (quadrantes) traçando uma reta paralela à linha-X de reconexão na posição  $(5, y, 11)$ , onde  $(-20 R_E < y < 20 R_E)$  e outra reta perpendicular à linha-X na posição  $(5, 0, z)$ , onde  $(0 < z < 20 R_E)$  coincidindo com o meridiano norte-sul. Devido a região de interesse localizar-se na região da cúspide norte, dividimos a região em quadrantes  $Q_1, Q_2, Q_3$  e  $Q_4$ , para realizar as análises e comparações, como ilustrado na Figura 5.24.

Ambas as linha-X de reconexão dos modelos Cooling e BATS-R-US para a região das cúspide norte situam-se, aproximadamente, tangentes ao primeiro círculo em torno da posição  $(5, 0, 11)$ . Deste modo, não há regiões a serem comparadas entre os modelos nos quadrantes  $Q_1$  e  $Q_2$  para  $(PE > x > 5R_E)$ . Observou-se que os fluxos modelados pelo BATS-R-US e pelo modelo de Cooling são semelhantes em torno de  $4R_E$ , ao sul da linha-X de reconexão, no meridiano central norte-sul. No quadrante  $Q_1$  ( $0^\circ - 90^\circ$ ) para a posição de  $x$  variando  $5R_E > x > 0R_E$ , constatou-se que a diferença na inclinação média, no quadrante, foi  $39,5^\circ$ , no sentido CCW.

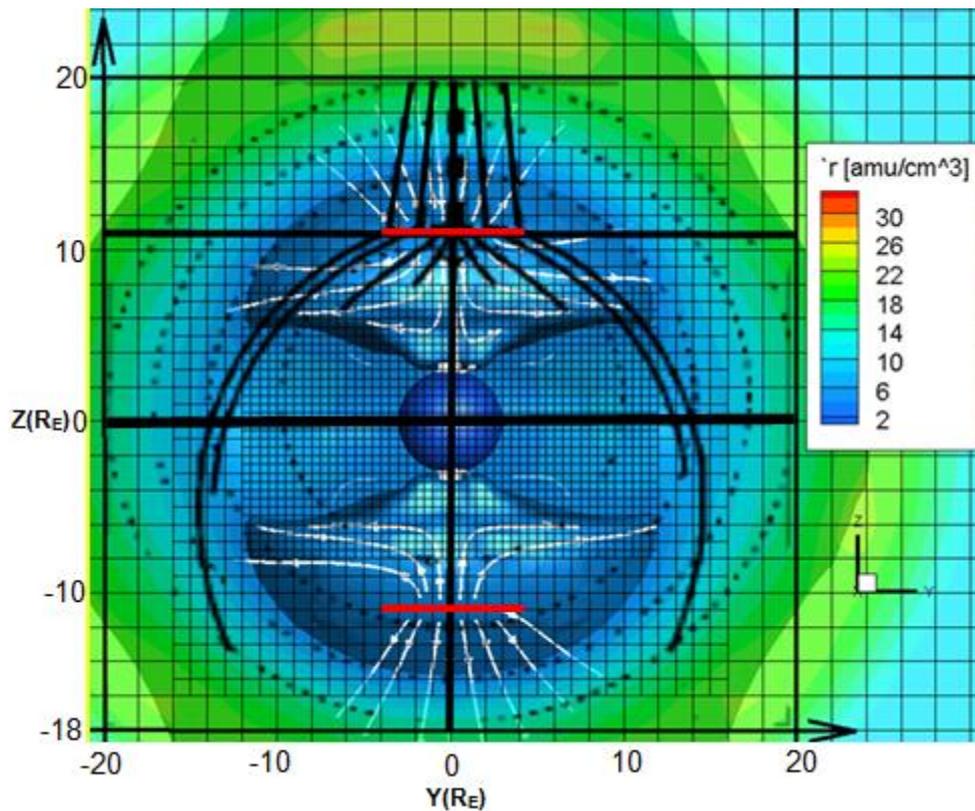


Figura 5.24 - Deslocamento dos tubos de fluxos modelados por Cooling et al. (2001) na cor preta. Na cor branca representa a dinâmica dos fluxos modelados pelo BATS-R-US. As duas linhas na cor vermelha representam extensão da linha-X de reconexão localizadas simetricamente nas regiões de altas latitudes em torno da posição  $(5, 0, 11)$  norte e  $(5, 0, -11)$  sul, respectivamente.

Esta estimativa na inclinação e sentido CCW manteve-se para a posição seguinte,  $0R_E > x > -5R_E$ . Novamente, constatou-se que, neste caso mais evidentemente, para os quadrantes  $Q_1$  e  $Q_4$ , os fluxos modelados pelo BATS-R-US afastam-se do meridiano central norte-sul, enquanto que, no modelo de Cooling, eles convergem para este meridiano. No entanto, nos setores  $Q_2$  e  $Q_3$ , ambas as direções dos fluxos dos modelos tendem a se afastar do meridiano central norte-sul. O valor mínimo angular estimado para este caso ocorreu nos setores  $Q_2$  e  $Q_3$ , para  $(PE > x > 5R_E)$ ,  $\sim 35^\circ$ , no sentido CW e CCW, respectivamente. Entretanto, os maiores valores absolutos angulares

estimados deram-se nas regiões dos flancos, setores  $Q_2$  e  $Q_3$ , aproximadamente de  $42^\circ$  no sentido CW e CCW, respectivamente. A Tabela 5.5 resume os valores angulares estimados na inclinação e direção da dinâmica dos fluxos modelados.

Tabela 5.5 - Inclinação média e direção dos fluxos entre os modelos de Cooling e BATS-R-US para uma orientação do IMF igual a  $B_{IMF} = (0,0,10) nT$

Quadrante	Setor	$(PE > x > 5R_E)$	$(5R_E > x > 0R_E)$	$(0R_E > x > -5R_E)$
$Q_1$	$0^\circ - 90^\circ$	-----	$(39,5^\circ)$ (CW)	$(39,5^\circ)$ (CW)
$Q_2$	$90^\circ - 180^\circ$	$(35^\circ)$ (CCW)	$(42^\circ)$ (CCW)	$(42^\circ)$ (CCW)
$Q_3$	$180^\circ - 270^\circ$	$(35^\circ)$ (CW)	$(42^\circ)$ (CW)	$(42^\circ)$ (CW)
$Q_4$	$270^\circ - 360^\circ$	-----	$(39,5^\circ)$ (CCW)	$(39,5^\circ)$ (CCW)

Neste último caso, igualmente aos resultados das comparações das dinâmicas dos fluxos anteriores, observa-se que as limitações impostas pelo modelo de Cooling interferem, significativamente, na direção dos fluxos de reconexão na magnetopausa terrestre. Os resultados apresentados na Tabela 5.5 também confirmam esta afirmação. Dessa forma, sugere-se também para o caso  $B_z$  norte a correção na orientação dos fluxos do modelo analítico de Cooling et al. (2001), baseado nos valores apresentados na Tabela 5.5.

**Caso 5:  $B_x = 0$ ;  $B_y = 7 \text{ nT}$ ;  $B_z = 7 \text{ nT}$**

Com este caso, ilustramos a dinâmica global dos fluxos de reconexão na região da magnetopausa diurna de altas latitudes. Os dados gerados a partir desta simulação foram utilizados como parâmetros de entrada para o modelo de GM74, que será discutido na próxima seção. Nesta seção tanto o caso 5 quanto o caso 6 serão discutidos do ponto de vista qualitativo.

A interação do vento solar-magnetosfera terrestre é ilustrada nas Figuras 5.25 (A) e (B), para uma orientação do IMF inclinada ( $\alpha = 45^\circ$ ) em relação ao eixo  $z$ . Para esta configuração do IMF, a reconexão magnética ocorre em duas regiões de altas latitudes: nas cúspides polares norte e sul.

Na Figura 5.25 (A) observa-se que as regiões de reconexão magnética não se encontram sobre o meridiano norte-sul, como constatado no caso 4, para condição do IMF puramente norte. Neste caso, ambas as linhas-X encontram-se nas regiões de altas latitudes e deslocaram-se nas direções dos quadrantes  $Q_1$  e  $Q_3$ . A Figura 5.25 (B) ilustra os padrões dos fluxos de plasma contornando o PE e as regiões de altas latitudes das cúspides polares, norte e sul. Observa-se, também, na Figura 5.25 (B), duas regiões em altas latitudes, situadas nos quadrantes  $Q_2$  e  $Q_4$  onde há um aumento na densidade de linhas de fluxo de plasma; estes padrões de fluxo e aceleração de plasma são evidências de reconexão magnética nestas regiões.

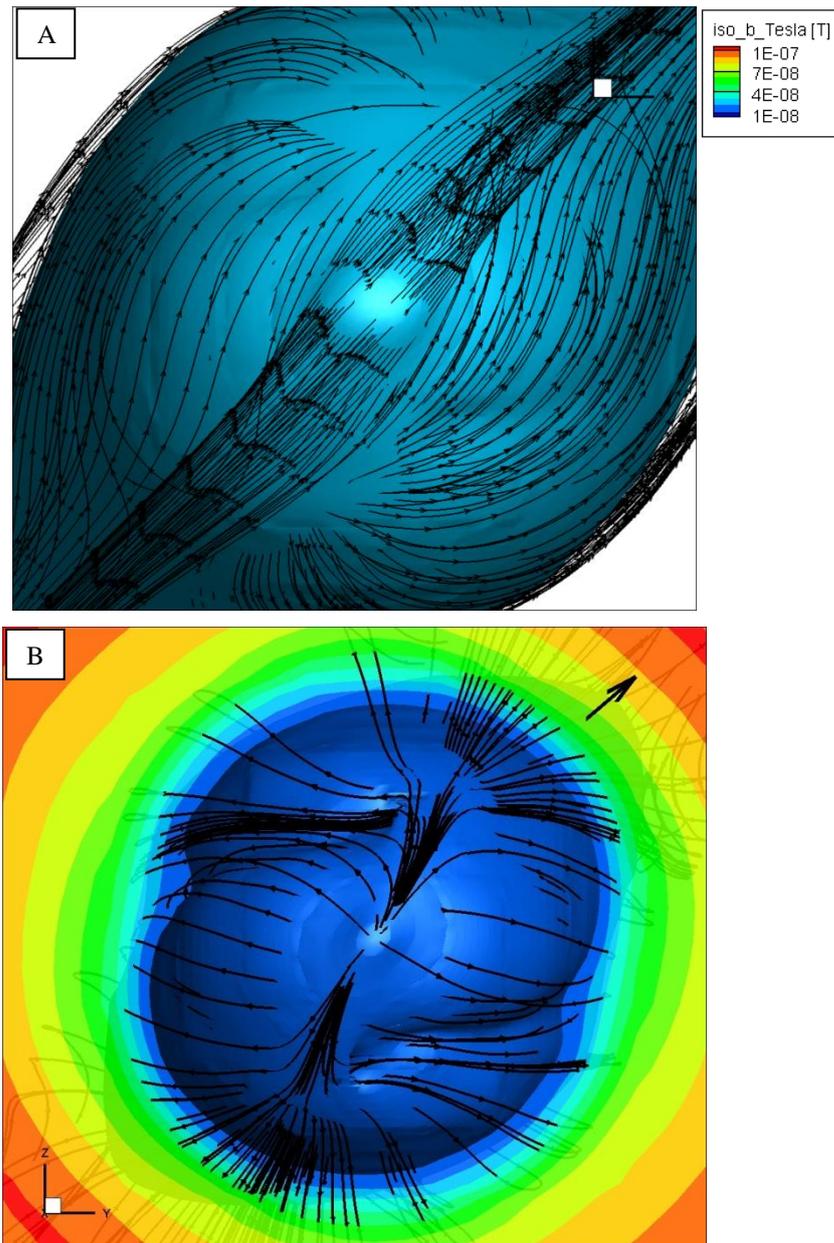


Figura 5.25 - Interação do vento solar com a magnetosfera terrestre para condição do IMF  $B_y = 7 \text{ nT}$  e  $B_z = 7 \text{ nT}$ . (A) topologia de campo magnético e regiões das cúspides polares. (B) dinâmica dos fluxos de plasma contornando a região diurna da magnetosfera. As isossuperfícies em (A) e (B) representam o balanço de pressão. A seta na cor preta (B) representa a orientação do IMF.

**Caso 6:  $B_x = 0$ ;  $B_y = -7 \text{ nT}$ ;  $B_z = 7 \text{ nT}$**

A escolha deste caso visa complementar os estudos da dinâmica global dos fluxos de reconexão na região da magnetopausa diurna de altas latitudes, para um IMF com inclinação  $\alpha = 315^\circ$  em relação ao eixo  $z$ . As Figuras 5.26 (A) e (B) ilustram a topologia e a dinâmica dos fluxos durante a interação entre os campos IMF e geomagnético, respectivamente. As linhas na cor vermelha (ilustradas na Figura 5.26 (A)), revelam a provável localização das linhas-X de reconexão. Nestas duas regiões o fluxo de plasma reconectado é convectado perpendicularmente a estas linhas-X. Na Figura 5.26 (B) observa-se, novamente, um aumento na densidade das linhas de fluxos de plasma, setores  $Q_1$  e  $Q_3$ , evidenciando a reconexão magnética nestas regiões de altas latitudes.

Um detalhe importante a ser notado, não somente neste caso, mas também nos demais já apresentados, é a relativa inclinação da magnetosfera terrestre (ilustrada na Figura 5.26 (B)) em relação ao meridiano norte-sul e a mudança na sua forma, ou seja, a magnetosfera torna-se alongada na direção do IMF. Estas características físicas, particulares, foram também observadas empiricamente, a partir de análises estatísticas dos dados fornecidos pelo satélite CLUSTER. Estas particularidades estão descritas no artigo de Lavraud et al. (2013).

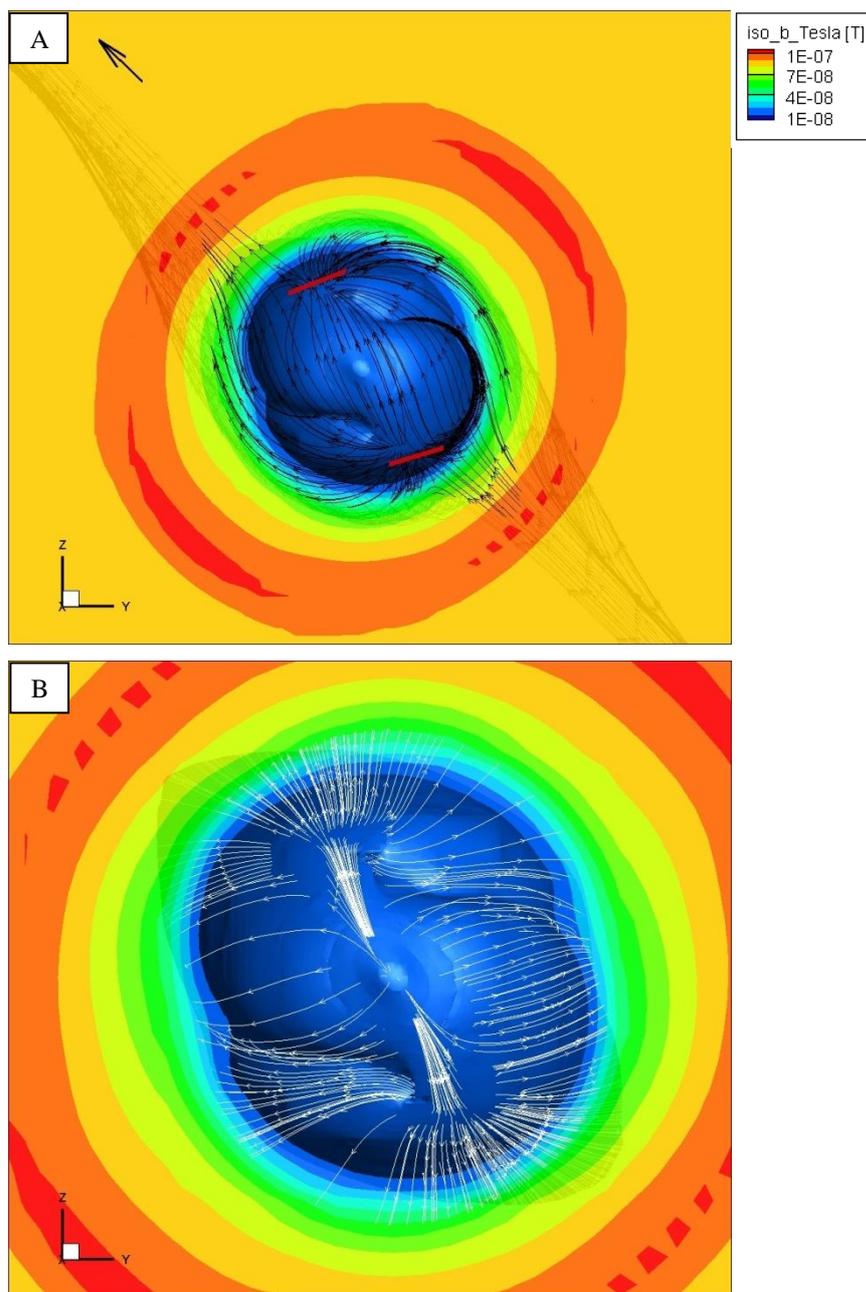


Figura 5.26 - Interação vento solar magnetosfera terrestre para condição do IMF  $B_y = -7 \text{ nT}$  e  $B_z = 7 \text{ nT}$ . (A) topologia do campo magnético e as regiões das cúspides polares; (B) dinâmica dos fluxos de plasma contornando a região diurna da magnetosfera. As isossuperfícies em (A) e (B) representam o balanço de pressão.

### 5.3. Inclinação da linha x de Reconexão

Utilizamos o modelo de GM74 para estimar a provável inclinação da linha-X de reconexão para um conjunto de eventos modelados através do código BATS-R-US, para os quais a orientação do IMF varia. Estes eventos representam simulações distintas da interação do vento solar com o campo geomagnético na região da magnetopausa diurna. Assim, utilizamos os parâmetros de plasma extraídos dos casos 1, 2, 3 e 5, discutidos anteriormente (Tabela 5.1), como entradas para o modelo GM74. Os casos 1, 2 e 3 foram utilizados na seção 5.2 para estudar a dinâmica global dos fluxos de reconexão na região da magnetopausa terrestre. Estes casos foram comparados com a dinâmica dos tubos de fluxos modelados por Cooling et al. (2001). O caso 5 foi discutido do ponto de vista topológico e qualitativo na seção anterior. As condições iniciais e orientações do IMF para cada evento estão apresentadas na Tabela 5.6.

Tabela 5.6 - Parâmetros de plasma de entrada para as simulações do BATS-R-US.

Eventos	$B_x(nT)$	$B_y(nT)$	$B_z(nT)$	$V_x(km/s)$	$n(amu/cm^3)$	$T(K)$
Caso 1	0	0	-10	-400	10	$1 \times 10^5$
Caso 2	0	7	-7	-400	10	$1 \times 10^5$
Caso 3	0	-7	-7	-400	10	$1 \times 10^5$
Caso 5	0	7	7	-400	10	$1 \times 10^5$

Para cada evento da Tabela 5.6 extraiu-se a magnitude dos campos magnéticos na região da bainha magnetosférica e o campo geomagnético próximo ao PE com o auxílio de um satélite artificial. Estes parâmetros de plasma foram aplicados às Equações 3.16 e 3.17 (seção 3.3) para obter o ângulo ( $\beta$ ) entre o campo geomagnético e a linha-X de reconexão. Calculou-se também a inclinação entre o campo geomagnético e o campo na bainha. Os valores estimados para cada caso estão ilustrados na Tabela 5.7.

Tabela 5.7 - Parâmetros de plasma extraídos do BATS-R-US e resultados obtidos a partir da aplicação do modelo GM74.

Eventos	$B_{sh}(nT)$	$B_G(nT)$	$\alpha$	$\beta$	$\text{seno}(\alpha - \beta) > 0$	$q$
Caso 1	41	57	$180^0$	$90^0$	1,0	4,1
Caso 2	41,7	58,6	$135^0$	$71,49^0$	0,89	4,21
Caso 3	41,7	58,6	$225^0$	$71,49^0$	0,89	4,21
Caso 5	51,7	75	$45^0$	$46,43^0$	-0,03	5,2

Segundo GM74 quando  $B_{sh} < B_G$  a condição para que a reconexão magnética subsolar ocorra é que  $\text{seno}(\alpha - \beta) > 0$ . Isso significa que, somente para esta condição, existe uma componente antiparalela dos campos  $B_{sh}$  e  $B_G$  e pode ocorrer reconexão na região subsolar.

O caso 1 ilustra a interação do vento solar com a magnetosfera terrestre para um IMF com  $B_z$  puramente sul ( $\alpha = 180^0$ ). Como constatado na seção anterior, e ilustrado na Figura 5.16, a provável inclinação da linha-X de reconexão, para este caso, localizava-se, supostamente, no plano equatorial ( $z = 0$ ), ou seja,  $90^0$  em relação ao eixo  $z$ , analisando-se somente a dinâmica global da divergência dos fluxos. Na Tabela 5.7, observa-se, a partir da aplicação do modelo GM74, que a provável inclinação da linha-X de reconexão encontra-se, como esperado, na região equatorial, inclinada em um ângulo  $\beta = 90^0$ . Além disso, constatamos que o  $\text{seno}(\alpha - \beta) > 0$ , isso significa que há reconexão subsolar. Estes resultados demonstram que os fluxos de reconexão, modelados pelo BATS-R-US divergem perpendicularmente à linha-X de reconexão, como observados em todas as análises realizadas na seção anterior.

Além da inclinação da provável linha-X de reconexão o modelo de Gonzalez e Mozer (1974) estima também quão amplificado o IMF fica ao cruzar a frente de choque e se aproximar da magnetosfera. Para isso definiu-se o chamado fator de amplificação ( $q$ ) definido por:  $B_{sh} = qB_T$ , onde,  $B_{sh}$  é o campo na região da bainha magnética e  $B_T = \sqrt{B_y^2 + B_z^2}$  é o campo transversal.

O fator de amplificação encontrado para este caso foi de 4,1. Isto significa que o campo transversal ao atravessar a frente de choque teve uma amplificação aproximada de 4,1 vezes em sua magnitude, como observado pelos valores ilustrados na Tabela 5.7.

O caso 2 ilustra a interação do vento solar com a magnetosfera terrestre para um IMF com componente  $B_T$  e  $\alpha = 135^\circ$ . Como discutido na seção anterior e ilustrado na Figura 5.19, a provável inclinação da linha-X de reconexão, neste caso, é inclinada em relação ao plano da eclíptica, no sentido anti-horário ( $B_y$  positivo). Na Tabela 5.7, pode-se constatar, a partir da aplicação do modelo de GM74, que a linha-X de reconexão encontra-se inclinada em relação ao plano da eclíptica ( $\beta = 71,49^\circ$ ) no sentido anti-horário. Além disso, ao considerarmos o  $\text{seno}(\alpha - \beta) > 0$  constatamos que há reconexão por componentes antiparalelas na região subsolar. Estes resultados indicam, novamente, que os fluxos de plasma da reconexão magnética modelados pelo BATS-R-US deslocam-se em sentidos opostos e perpendiculares à linha-X de reconexão. Além disso, estão de acordo com os resultados obtidos na seção anterior. Neste caso, o aumento do campo transversal, ao atravessar a frente de choque, teve valor semelhante ao caso anterior.

O caso 3 ilustra a interação do vento solar com a magnetosfera terrestre para um IMF com componente  $B_T$  e  $\alpha = 225^\circ$ . Neste caso, como ilustrado na Figura 5.20, a provável inclinação da linha-X de reconexão é inclinada em relação ao plano da eclíptica, no sentido horário ( $B_y$  negativo). Na Tabela 5.7, constata-se que a provável inclinação da linha-X de reconexão está inclinada em relação ao plano da eclíptica ( $\beta = 71,49^\circ$ ), no sentido horário. Além disso, ao analisarmos o  $\text{seno}(\alpha - \beta) > 0$ , novamente, observa-se que há reconexão por componente antiparalelas na região subsolar, confirmando o que foi observado na seção 5.2. Estes resultados indicam que a dinâmica global dos fluxos de plasma da reconexão magnética modelados pelo BATS-R-US deslocam-se em sentidos opostos e perpendiculares a linha-X de reconexão. Este resultado,

como os obtidos pelo caso anterior, concordam com os resultados encontrados na seção anterior. O aumento observado do campo transversal, ao atravessar a frente de choque, teve valor semelhante ao caso 2.

O caso 5 representa a interação do vento solar com a magnetosfera terrestre, para inclinação  $\alpha = 45^\circ$  do IMF  $B_T$ . Na Tabela 5.7 observa-se que ângulo  $\beta = 46,43^\circ$  implica em  $\text{seno}(\alpha - \beta) < 0$ , ou seja, segundo o modelo de GM74, não ocorre reconexão na região subsolar. A modelagem realizada pelo BATS-R-US, ilustrada nas Figuras 5.25 e 5.26, confirma este resultado. O modelo de GM74 não impõe nenhuma restrição para que a reconexão magnética aconteça em outras regiões, por exemplo, altas latitudes. Pelo contrário, o modelo GM74 apenas indica que para estas condições não haverá reconexão magnética subsolar. Neste caso, constata-se pelos casos 5 e 6 (seção 5.2), que a reconexão magnética ocorre nas regiões das cúspides polares.

Tanto os resultados modelados pelo BATS-R-US (seção 5.2) quanto os resultados encontrados pela aplicação do modelo GM74, confirmaram as premissas a priori estabelecidas e validaram os resultados encontrados neste trabalho. No caso de  $B_z$  puramente sul, os resultados analisados para ambos os modelos indicam que a provável inclinação da linha-X de reconexão encontra-se no plano equatorial, ou seja,  $\beta = 90^\circ$ . Para um IMF com componente  $B_y$  (positiva e negativa), a aplicação do modelo GM74 estimou uma provável inclinação para linha-X com  $\beta = 71,49^\circ$  no sentido anti-horário e horário, respectivamente. Nos resultados modelados pelo BATS-R-US e ilustrados na Figura 5.19 a provável inclinação estimada para linha-X de reconexão apresenta um ângulo  $\beta = 74^\circ$ , tal linha é representada na figura pela linha vermelha, inclinada em relação ao plano da eclíptica, no sentido anti-horário. Para o caso de IMF inclinado em  $\alpha = 45^\circ$ , o modelo de GM74 não prevê reconexão subsolar confirmando mais uma vez os resultados anteriores. Para os casos 5 e 6, a reconexão magnética ocorre nas regiões das cúspides de altas latitudes.

O objetivo da próxima seção é complementar os estudos, dos efeitos globais da reconexão magnética em termos energéticos. Discutiremos um conjunto de resultados modelados pelo BATS-R-US, como apresentado na Tabela 5.8. Estes eventos representam diferentes configurações do IMF e do plasma do vento solar.

#### **5.4. Transporte de energia do vento solar para magnetosfera interna**

O transporte e a conversão da energia do vento solar para regiões internas da magnetosfera terrestre é o tópico central em clima espacial e tem despertado, durante as últimas décadas, o interesse da comunidade científica. Atualmente, não há meios que possibilitem uma estimativa do conteúdo energético em uma extensão global da magnetosfera terrestre. O que existe são somente estimativas para pequenas regiões, limitadas pelas órbitas de satélites. No entanto, a modelagem MHD 3D global pode preencher esta lacuna. Hoje, a simulação MHD 3D tornou-se uma ferramenta essencial, fundamental e poderosa para a comunidade científica, auxiliando na interpretação dos resultados observacionais e possibilitando o monitoramento do clima espacial. Ao mesmo tempo, possibilita compreender, simultaneamente, um evento em diversas regiões do domínio físico (KOSKINEN; TANSKANEN, 2002; PALMROTH et al., 2003; 2006; LAITINEN et al., 2005).

Atualmente, a estimativa da entrada de energia do vento solar para a magnetosfera permanece um desafio. A energia transportada pelo fluxo do vento solar governa todos os processos físicos e as interações nas diferentes regiões da magnetosfera terrestre. Ao longo de décadas, inúmeros estudos têm sido desenvolvidos para estudar as funções de acoplamento, que têm por objetivo estimar processos de dissipação da energia na corrente de anel, na ionosfera e nas regiões aurorais e correlacioná-los com os parâmetros do vento solar. Nesta etapa, estimou-se o transporte da energia eletromagnética do vento solar, via vetor de Poynting, para regiões internas da magnetosfera, mais especificamente, a magnetocauda. Analisou-se a taxa, de variação do

conteúdo energético na magnetocauda para diferentes configurações do IMF e do plasma do vento solar. Para estimar o conteúdo energético, integrou-se a divergência do vetor de Poynting em uma região interna da magnetocauda terrestre envolvendo a região de dínamo.

Inicialmente, a estimativa da taxa de energia foi realizada para casos teóricos variando-se apenas a orientação do  $B_T$  ( $0^\circ$  a  $360^\circ$ ) com intervalo de  $\alpha = 45^\circ$ . Além disso, modelamos a interação do vento solar com a magnetosfera utilizando valores médios e extremos dos parâmetros do vento solar.

Os resultados de nossa análise foram compilados em uma lista que contém, estimativas da taxa de entrada da energia, ou potência, na magnetocauda para todos os eventos simulados. Esta lista de eventos é apresentada na Tabela 5.8 e engloba 22 casos (eventos) abrangendo todos os quadrantes das orientações do IMF.

Na Tabela 5.8, a coluna 1 dá nome aos casos modelados. Cada caso apresenta uma orientação do IMF, exceto o caso\_0, onde o IMF foi considerado como nulo. As segunda, terceira e quarta colunas representam as componentes do IMF ( $B_x$ ,  $B_y$  e  $B_z$ ). Em todos os casos, a componente  $B_x$  foi considerada nula, como consequência restringiu-se os possíveis sítios de reconexão magnética para a regiões subsolar (quando o IMF possui componente  $B_z$  negativa). As quinta e a sexta colunas representam a componente  $V_x$  da velocidade e a densidade do plasma do vento solar, respectivamente. Na coluna sete temos a temperatura do vento solar e, por último, na coluna oito, apresentamos o valor médio da taxa de variação da energia. Na coluna 8 o sinal negativo indica que a taxa de energia eletromagnética por unidade de tempo penetra para regiões internas do domínio definido (Vide Figura 4.4). No caso o valor é positivo, a taxa de energia está saindo da região. A unidade de energia por segundo utilizada em todos os casos modelados é o *Watts (J/s)*.

Tabela 5.8 - Estimativa da taxa de entrada de energia por unidade de tempo na magnetocauda terrestre durante a interação vento solar-magnetosfera para diferentes configurações do IMF.

Casos	$B_x(nT)$	$B_y(nT)$	$B_z(nT)$	$V_x(km/s)$	$n(amu/cm^3)$	$T(K)$	$P(W)$ Média
Caso_0	0	0	0	-400	5	$1x10^5$	$-7,36x10^{11}$
Caso_1	0	0	5	-400	5	$1x10^5$	$4,766x10^{10}$
Caso_2	0	5	5	-400	5	$1x10^5$	$-1,20x10^{11}$
Caso_3	0	5	0	-400	5	$1x10^5$	$-8,11x10^{11}$
Caso_4	0	5	-5	-400	5	$1x10^5$	$-1,93x10^{12}$
Caso_5	0	0	-5	-400	5	$1x10^5$	$-2x10^{12}$
Caso_6	0	-5	-5	-400	5	$1x10^5$	$-1,92x10^{12}$
Caso_7	0	-5	0	-400	5	$1x10^5$	$-7,89x10^{11}$
Caso_8	0	-5	5	-400	5	$1x10^5$	$-1,02x10^{11}$
Caso_9	0	0	-10	-400	5	$1x10^5$	$-2,7x10^{12}$
Caso_10	0	0	-15	-400	5	$1x10^5$	$-2,7x10^{12}$
Caso_11	0	0	-20	-400	5	$1x10^5$	$-2,19x10^{12}$
Caso_12	0	0	-30	-400	5	$1x10^5$	$-2,16x10^{12}$
Caso_13	0	0	-10	-400	10	$1x10^5$	$-4,02x10^{12}$
Caso_14	0	0	-15	-450	10	$1,5x10^5$	$-5,66x10^{12}$
Caso_15	0	0	-20	-550	22	$2x10^5$	$-1,47x10^{13}$
Caso_16*	0	0	10	-400	10	$1x10^5$	$-5,77x10^{11}$
Caso_17	0	7	7	-400	10	$1x10^5$	$-5,706x10^{11}$
Caso_18*	0	7	-7	-400	10	$1x10^5$	$-3,19x10^{12}$
Caso_19*	0	0	-10	-400	10	$1x10^5$	$-4,042x10^{12}$
Caso_20*	0	-7	-7	-400	10	$1x10^5$	$-3,18x10^{12}$
Caso_21	0	-7	7	-400	10	$1x10^5$	$-5,64x10^{11}$

Iniciaremos a discussão dos resultados seguindo a ordem definida na Tabela 5.8. O primeiro evento modelado, denominado de caso\_0, ilustra o cálculo da taxa de energia quando o IMF = 0. A interação do vento solar não magnetizado com a magnetosfera terrestre apresentou valor de potência média de  $-7,36x10^{11} w$ . No entanto, para este caso, não se esperaria a entrada de potência eletromagnética do vento solar na região da cauda, pois o fluxo do vetor de Poynting é nulo no vento solar. Contudo, durante a formação da magnetosfera a interação do vento solar com o campo geomagnético preenche o domínio pelo fluxo de energia eletromagnética (seção 4.2, Equação 4.19). Assim, observaram-se valores médios da taxa de energia e estes, por sua vez, não mudam após a formação da magnetosfera, ou seja, a taxa de variação do fluxo do vetor de Poynting é nula.

\* O Asterisco indica os casos estudados na dinâmica dos fluxos de reconexão (Seção 5.2).

O caso\_1 ilustra a interação do vento solar com a magnetosfera terrestre para um IMF com  $B_z$  norte. Nestes casos estima-se que o valor médio da taxa de energia (potência) é  $4,766 \times 10^{10} W$ . Quando o IMF contém uma componente  $B_z$  norte a reconexão magnética, ou seja, a interação entre o vento solar magnetizado com a magnetosfera, ocorre na região das cúspides. Nesta interação a atividade se localiza, preferencialmente, na parte diurna e é caracterizada por auroras diurnas (PASCHMANN et al., 1986). O fluxo magnético, conectado nas cúspides é “retirado”, ou convectado, com o fluxo do vento solar, como ilustrado na Figura 5.27. Na região diurna da magnetosfera, representada na Figura 5.27, pode ser constatada uma intensa atividade do fluxo do vetor de Poynting, em ambas as regiões de altas latitudes polares. Nestas regiões há um intenso acúmulo do fluxo do vetor de Poynting, ilustrado pelas linhas na cor preta.

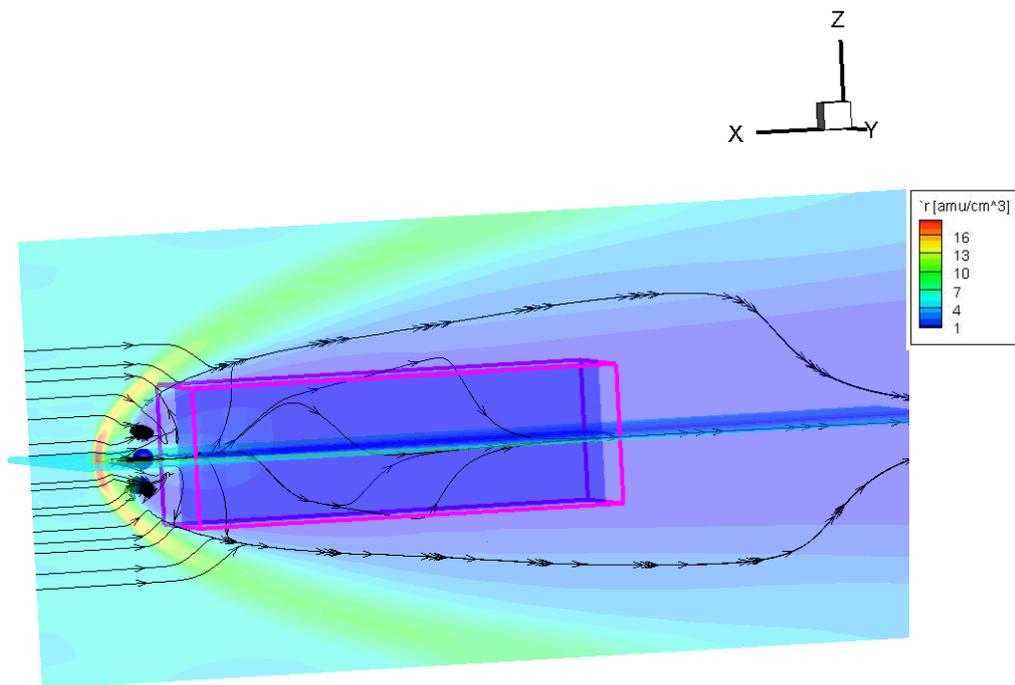


Figura 5.27 - Representação do transporte da taxa de energia eletromagnética pelo vetor de Poynting para  $B_z$  puramente norte (linhas pretas). O mapa de cores representa a densidade de plasma, vista nos planos  $z = 0$  e  $y = 0$ .

Na Tabela 5.8 os caso\_2 e caso\_8 ( $B_z$  norte com  $B_y \neq 0$ ) apresentam a mesma taxa de energia eletromagnética penetrando na magnetosfera. O valor médio da taxa de variação temporal da energia para os dois casos é aproximadamente  $-1,20 \times 10^{11} W$ . Resultados similares foram discutidos por PALMROTH et al. (2003, 2006). Nestes casos, pode-se constatar que a penetração do fluxo do vetor de Poynting independe da direção de  $B_y$  (positivo ou negativo). Esta simetria observada na deposição do fluxo do vetor de Poynting pode ter ocorrido pois as simulações não consideraram a inclinação do dipolo geomagnético. Um estudo mais aprofundado sobre a influência da inclinação do dipolo na entrada de potência será realizado futuramente.

A entrada de energia por unidade de tempo para os caso\_3 e caso\_7, também apresentam características semelhantes em termos de potência. O valor médio da taxa de energia quando a componente  $B_y$  do IMF é positiva é de  $-8,11 \times 10^{11} W$ ; e quando  $B_y$  é negativo é de  $-7,89 \times 10^{11} W$ . Estes dois casos ilustram um aspecto interessante no contexto da interação entre o vento solar-magnetosfera: a taxa de energia transportada pelo fluxo do vetor de Poynting penetra para regiões internas da magnetosfera em baixas latitudes (na região dos flancos), ou seja, nas faces laterais do domínio de integração. A Figura 5.28, ilustra a dinâmica do vetor de Poynting para este caso. Papadopoulos et al. (1999) usou imagens semelhantes para descrever o padrão do fluxo do vetor de Poynting para o caso  $B_z$  sul. As Figura 5.28 (A) e (B) ilustram a interação do vento solar magnetizado para condição  $B_T(0, B_y, 0)$  e  $B_T(0, -B_y, 0)$ , respectivamente. Ambas destacam o conjunto de linhas na cor preta que representam o transporte da taxa de energia eletromagnética pelo fluxo do vetor de Poynting. A caixa ilustrada pelas arestas na cor rosa representa o domínio de integração. O mapa de cores representa a densidade de plasma vista nos planos  $z = 0$  e  $y = 0$ .

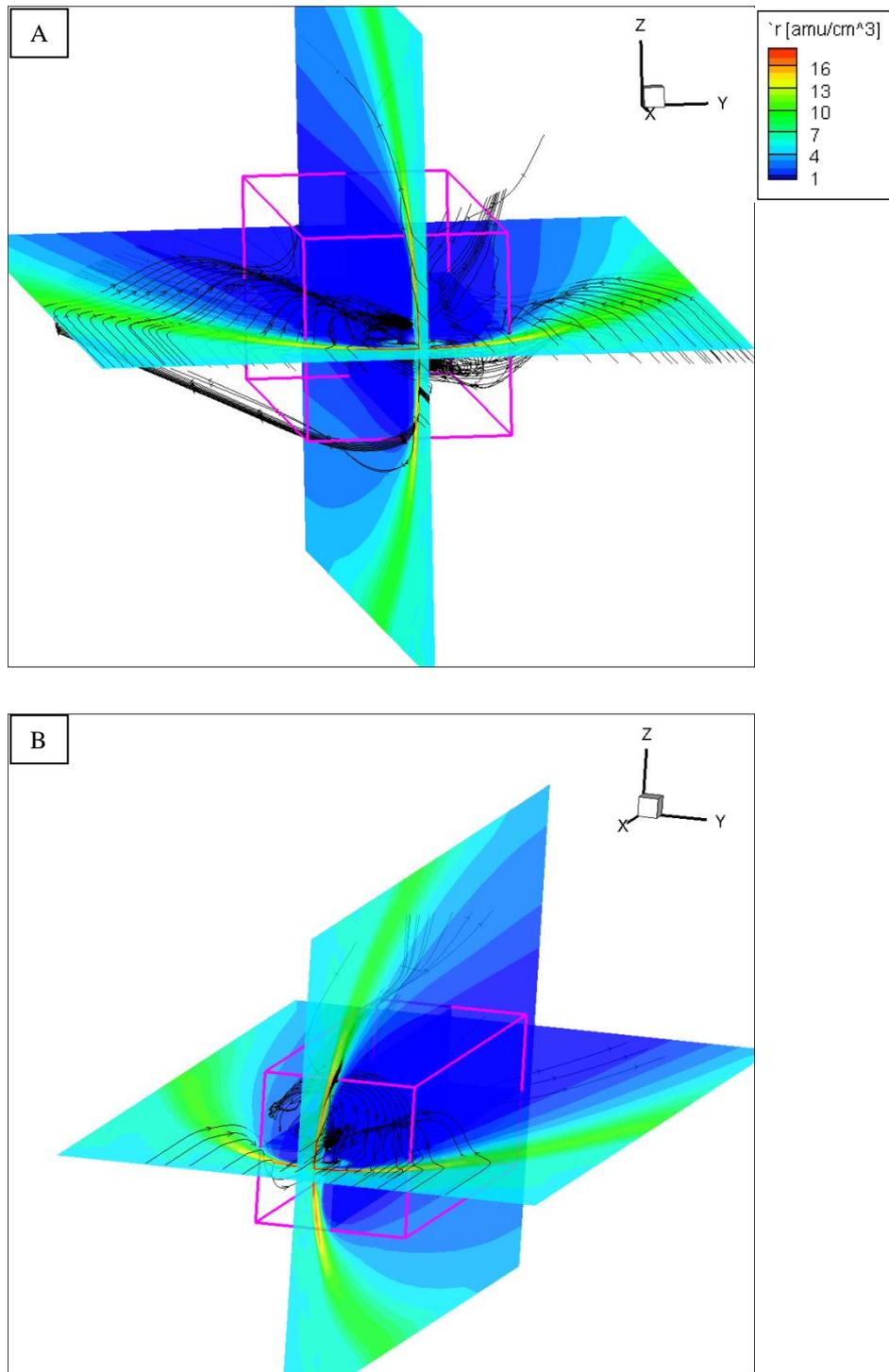


Figura 5.28 - Interação do vento solar magnetizado, (A)  $B_T(0, B_y, 0)$  e (B)  $B_T(0, -B_y, 0)$  com a magnetosfera terrestre. As linhas na cor preta ilustram o fluxo do vetor de Poynting e a caixa de arestas rosa o domínio de integração da energia.

Os casos 4 e 6 também serão analisados conjuntamente. Nestes casos notou-se, novamente, valores próximos de penetração da taxa de energia para a magnetosfera interna. O valor médio da taxa temporal de energia em ambos os casos é  $-1,93 \times 10^{12} W$ . No entanto, houve um aumento, de uma ordem de grandeza, na taxa de energia em relação aos casos anteriormente discutidos. Este aumento está associado à maior eficiência da reconexão magnética quando o  $B_T$  toma valores próximos de  $B_z$  puramente sul. Como consequência, há uma maior quantidade de fluxo magnético sendo transportada em direção à cauda.

As Figuras 5.29 (A) e (B) ilustram a dinâmica do fluxo do vetor de Poynting para estes casos. A penetração do fluxo do vetor de Poynting está ilustrada nas figuras pelas linhas com setas na cor preta. Neste caso, observa-se que a penetração do fluxo do vetor de Poynting é perpendicular à linha-X de reconexão e penetra no domínio de integração em altas latitudes, pelas faces norte no plano  $z = 20$  e sul no plano  $z = -20$ .

O caso\_5 ilustra a interação vento solar-magnetosfera para um IMF com componente  $B_z$  puramente sul. O valor médio estimado da entrada da taxa de energia é  $-2 \times 10^{12} W$ . A dinâmica do fluxo do vetor de Poynting, para este caso, é mostrada na Figura 5.30. Na Figura 5.30 observa-se que o fluxo do vetor de Poynting penetra perpendicularmente à linha-X de reconexão, pelas faces norte, no plano  $z = 20$ , e sul, no plano  $z = -20$ , do domínio de integração (caixa com arestas na cor rosa).

Conforme esperado, a entrada da taxa de energia eletromagnética, via vetor de Poynting teve o seu valor máximo para o evento 5. Quando a componente  $B_z$  do IMF é puramente sul, atinge-se um valor máximo de eficiência na reconexão magnética, e, por consequência, ocorre maior penetração de potência eletromagnética. Ou seja, maior quantidade de fluxo magnético é transportado para regiões da magnetocauda terrestre.

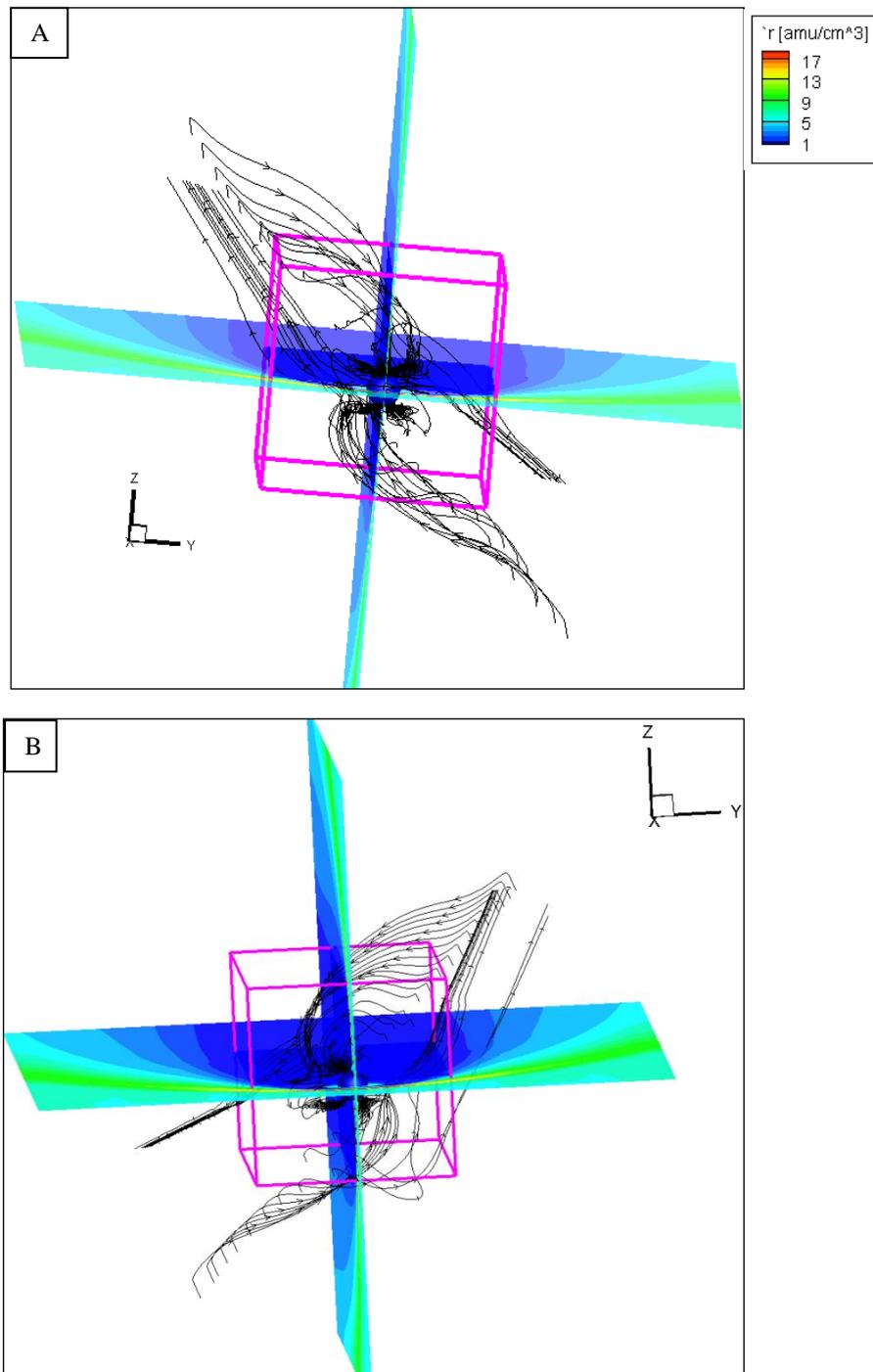


Figura 5.29 - Interação do vento solar magnetizado, (A)  $B_T(0, B_y, -B_z)$  e (B)  $B_T(0, -B_y, -B_z)$ , com a magnetosfera terrestre. As linhas na cor preta ilustram o fluxo do vetor de Poynting e a caixa de arestas rosa o domínio de integração.

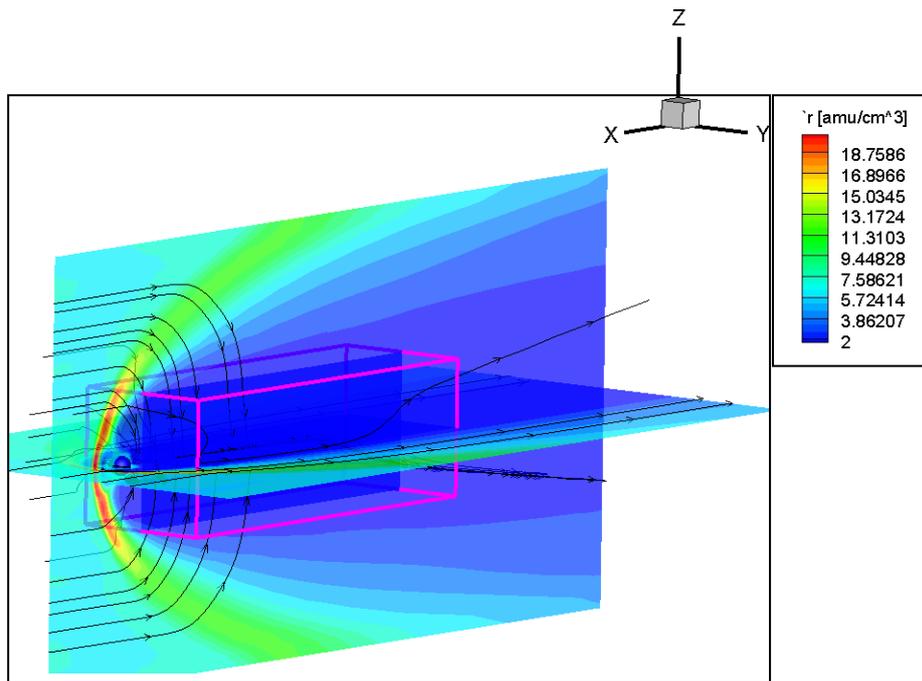


Figura 5.30 - Interação do vento solar magnetizado para condição do IMF sul. O conjunto de linhas na cor preta representa o transporte de energia eletromagnética do vento solar pelo fluxo do vetor de Poynting. O mapa de cores representa a densidade de plasma, vista nos planos  $z = 0$  e  $y = 0$ .

Além dos eventos já discutidos, realizou-se também, a estimativa da entrada de energia por unidade de tempo durante extremos, nos quais, a magnitude do campo magnético interplanetário chega a valores  $-10$ ,  $-15$ ,  $-20$ , até  $-30$   $nT$  (casos 9, 10, 11 e 12, da Tabela 5.8).

Para os casos 9 e 10 o valor da taxa de variação temporal da energia  $-2,7 \times 10^{12}$   $W$  manteve-se inalterado ao longo da simulação. No entanto, com o aumento da intensidade do IMF para valores de  $-20$   $nT$ , houve um decréscimo na penetração de potência na forma eletromagnética, ou seja, uma menor quantidade de fluxo magnético sendo transportado para a região da cauda. Um resultado interessante do ponto de vista físico e no contexto da interação vento solar magnetosfera aconteceu para o caso\_12. A amplitude do campo foi triplicada, em relação ao valor inicial, para  $-30$   $nT$ . O que se

esperaria para este caso seria, no mínimo, o aumento na taxa do conteúdo energético em uma ordem de grandeza em relação aos demais casos, como observado, por exemplo, para os casos 13, 14 e 15. Tal aumento na taxa do conteúdo energético era esperado uma vez que há correlação entre a intensidade e a direção do IMF, característica fundamental na eficiência do processo físico de reconexão magnética. No entanto, o que ocorreu foi um decréscimo na entrada da taxa de energia eletromagnética para regiões internas da magnetosfera. A explicação física para este caso, está relacionada às propriedades físicas do plasma e campo magnético na região da bainha. Do ponto de vista da teoria MHD, em regime estacionário, há um equilíbrio entre o gradiente de pressão e a força magnética. No entanto, no caso\_12, há um domínio da força magnética na região da bainha sobre o gradiente de pressão. A interpretação física plausível pode ser conduzida analisando a magnitude do parâmetro beta do plasma na região da bainha dado pela equação:  $\beta_{sh} = 2n_{sh}K_B T_{sh} \mu_0 B_{sh}^{-2}$ , em que,  $n_{sh}$ ,  $K_B$ ,  $T_{sh}$ ,  $\mu_0$ ,  $B_{sh}^2$  representam a densidade do plasma, a constante de Boltzmann, a temperatura, a permeabilidade magnética e o campo magnético na região da bainha, respectivamente. Quando a magnitude do IMF aumenta significativamente, como no caso\_12, e os demais parâmetros do vento solar na região da bainha são mantidos constantes, tem-se que o  $\beta_{sh} \ll 1$  na região da bainha. Assim, há uma predominância da força magnética em relação ao gradiente de pressão na região logo, o plasma é retirado da região de difusão pela força magnética. Como consequência um número menor de linhas de campo se aproxima da região de difusão para se reconectar (PALMROTH et al., 2006; LOPEZ et al. 2010). Se há um decréscimo do número de linhas de campo reconectando-se na magnetopausa há, também, um decréscimo no fluxo magnético e no plasma convectado para regiões da magnetocauda terrestre. Assim, ocorre um decréscimo no fluxo do vetor de Poynting, como constatado na Tabela 5.8.

Além dos eventos teóricos modelados (casos 0 a 12), modelou-se também a interação vento solar-magnetosfera utilizando-se uma estimativa média dos

parâmetros do vento solar baseado em observações de satélites. Tal modelagem é apresentada na Tabela 5.8 pelos casos 13, 14 e 15, discutidos a seguir.

Os resultados da estimativa da taxa de energia para estes casos indicam um aumento gradativo na penetração da taxa de energia eletromagnética na cauda magnetosférica. No caso 15, por exemplo, o aumento da taxa de energia é cerca de uma ordem de grandeza maior em relação aos demais. Nota-se, neste caso, que a densidade de plasma do vento solar utilizada é duas vezes maior que nos casos anteriores (13 e 14), assim como a amplitude do IMF. O aumento da taxa de energia eletromagnética, neste caso, ocorre segundo Lopez et al. (2004), pois com o aumento da densidade do vento solar, enquanto a componente  $B_z$  sul permanece elevada ( $B_z < -10 \text{ nT}$ ), a taxa de compressão MHD do plasma na região da frente de choque aumenta, consideravelmente, em relação aos casos nos quais a densidade é menor. Como consequência, o campo magnético na região da bainha é intensificado. Quanto maior a amplitude desse campo maior será a taxa de reconexão na região diurna da magnetopausa. Isto implica em aumento do transporte de fluxo magnético para a região da magnetocauda terrestre, o que, por sua vez, acarreta em um acréscimo no transporte do fluxo do vetor de Poynting para tal região.

Os casos 16\*, 17, 18\*, 19\*, 20\* e 21, listados na Tabela 5.8, fizeram parte da seção 5.2, sobre o estudo da dinâmica dos fluxos de reconexão na região da magnetopausa terrestre. Os casos com asteriscos representam aqueles modelados e comparados com a dinâmica dos tubos de fluxo de reconexão obtidos pelo modelo de Cooling.

Os resultados da estimativa da taxa de energia para os casos 16\*, 17 e 21, revelaram valores semelhantes  $\sim -5,7 \times 10^{11} \text{ W}$ . Nota-se, que estes valores são maiores se comparados aos casos com a mesma direção do IMF (casos 1, 2 e 8). Os resultados são consistentes com o esperado, pois além da amplitude

do campo ser diferente, a densidade do vento solar para os casos 16\*, 17 e 21 é maior, como comentado anteriormente. Para os casos 18\* e 20\*, observou-se que os valores estimados da taxa de energia são semelhantes  $\sim -3,1 \times 10^{12} W$ , e maiores do que aqueles obtidos para os casos 4 e 6. O valor máximo de penetração da potência eletromagnética para este conjunto de casos ocorreu para orientação do IMF puramente sul, caso 19\*.

A Tabela 5.8 traz uma lista de 22 eventos que representam diferentes níveis de potência da magnetosfera terrestre durante sua interação com diferentes orientações do IMF e parâmetros do vento solar. Ressaltamos a importância científica desta lista de eventos para a previsão de clima espacial uma vez que esta revelou propriedades físicas fundamentais e importantes, conforme apresentado anteriormente. Nos casos 2 e 8, por exemplo, observou-se que, para um mesmo valor de  $B_z$  norte, a taxa de energia eletromagnética tem valor aproximado e independente da orientação de  $B_y$  (positivo ou negativo). Esta constatação estende-se para os casos 4 e 6. Além disso, analisando o caso\_12 pode-se verificar os efeitos, em termos do transporte do fluxo energia (vetor de Poynting), quando há um desequilíbrio entre as forças atuantes (magnética e gradiente de pressão) na região da bainha magnética. O esperado para este caso seria um aumento gradativo na penetração da taxa de energia eletromagnética para regiões interna da magnetosfera. No entanto, os resultados mostram, justamente o contrário, devido as propriedades físicas outrora mencionadas.

A próxima seção tem por objetivo complementar o estudo dos efeitos globais da reconexão magnética em termos da penetração da taxa de energia (potência) para regiões internas da magnetosfera terrestre. Para isso, simulou-se a fase principal da tempestade de 22-23 de setembro de 1999, utilizando-se o modelo MHD 3D BATS-R-US. Nosso objetivo foi verificar a confiabilidade da metodologia desenvolvida na estimativa da taxa de entrada de energia na magnetosfera.

## 5.5. Tempestade magnética de 22-23 de setembro de 1999.

A metodologia aplicada na estimativa da taxa de variação temporal de energia, ou potência, nos eventos da seção anterior apresentou resultados com ordens de magnitude comparáveis às aquelas observadas na literatura. Assim, aplicou-se a metodologia no estudo da entrada da taxa de energia na magnetosfera durante o evento de tempestade magnética ocorrido em 22-23 de setembro de 1999. A seguir, serão discutidos os resultados obtidos para este evento.

O evento de tempestade magnética ocorrido entre os dias 22 e 23 de setembro de 1999 foi caracterizado por uma tempestade magnética intensa, cujo pico de  $SYM - H \sim -166 \text{ nT}$ . A estrutura interplanetária que deu origem a esta tempestade é uma nuvem magnética, caracterizada pelo baixo parâmetro beta do plasma ( $\beta \ll 1$ ) e pela magnitude e rotação suave do vetor campo magnético (Burlaga et al. (1981)), conforme observado na Figura 5.31.

Na figura as linhas na vertical ilustram a estrutura magnética, bem como dois choques seguidos neste período. Na Figura 5.31, de baixo para cima, podem ser identificados: o beta do plasma  $\beta$ , o campo total ( $B$ ), as componentes  $B_z$ ,  $B_y$  e  $B_x$ , o ângulo latitudinal  $\theta$ , ângulo longitudinal  $\phi$ , a densidade dos prótons ( $N_p$ ), a velocidade dos prótons ( $V_p$ ), e a temperatura dos prótons ( $T_p$ ).

A orientação da componente  $B_z$  da nuvem magnética foi norte-sul. O valor máximo do  $B_z$  foi  $\sim -22 \text{ nT}$ , às 19h34min, em 22 de setembro de 1999. Em nossas análises o tempo de referência ( $t_0$ ) utilizado será 19h34min. Tempo em que a componente  $B_z$  assume valores negativos.

Para estimar a quantidade de energia por unidade de tempo do vento solar transportada para regiões internas da magnetosfera durante este evento, foram utilizados dois métodos distintos: a) função de energia  $U_t$  (Equação 4.18, seção 4.2) de Akasofu (1981); b) e a metodologia do transporte de energia por unidade de tempo via vetor de Poynting.

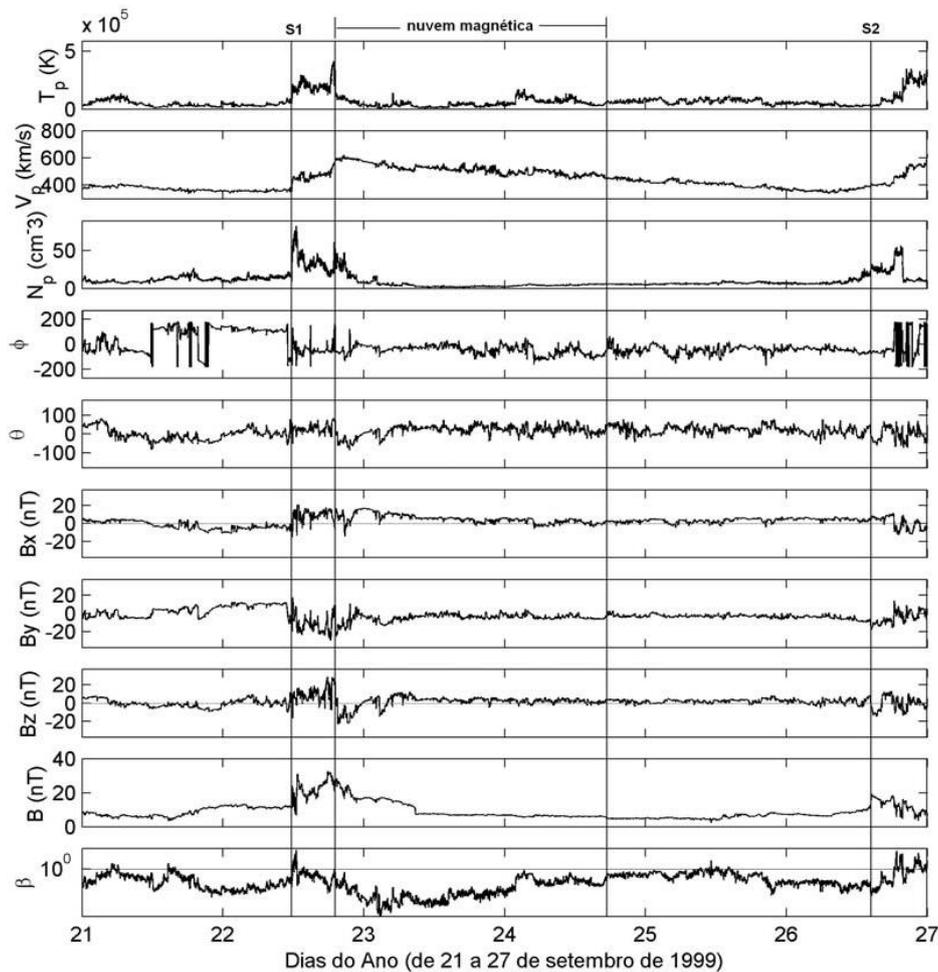


Figura 5.31 - Parâmetros de plasma obtidos pelos sensores a bordo do satélite *Advanced Composition Explorer* (ACE) para os dias 21 a 27/09/1999.

Fonte: Adaptada de De Lucas, (2007).

Durante a interação vento solar-magnetosfera a maior taxa de penetração da potência ocorre durante a fase principal de uma tempestade magnética. Assim, neste trabalho, calculamos a potência dissipada para regiões internas da magnetosfera, durante a fase principal da tempestade de 22-23 de setembro de 1999. Inicialmente resolveu-se, numericamente a equação de Akasofu (Equação 4.18, seção 4.2), tendo como parâmetros de entrada valores empíricos dos índices AE e  $SYM - H$ . Estes dados foram obtidos na página de WDC-Kyoto (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index.html>).

O índice AE, observado para esta tempestade apresenta uma mudança devido à orientação da componente  $B_z$  do IMF para o sul ~ às 19h34min, em 22 de setembro de 1999. A Figura 5.32 (A) ilustra a série temporal do índice AE. Nela observa-se que o índice apresenta dois picos. O primeiro pico é da ordem de  $972 \text{ nT}$ , após ~ 1h desta mudança em  $B_z$ . Já o segundo pico observado ocorre após ~ 2 h. A série temporal do índice  $SYM - H$ , ilustrado na Figura 5.32 (B), apresenta valores de ~  $37 \text{ nT}$  às 20h. No entanto, a estrutura interplanetária interagiu com a magnetopausa ~ às 12h28min do dia 22 de setembro de 1999, intensificando as correntes de Chapman e Ferraro (identificado pelo valor positivo do índice  $SYM - H$ ). A fase principal desta tempestade teve duração ~ 3.4 horas, durante a qual o pico máximo do índice  $SYM - H$  foi  $-166 \text{ nT}$ .

A Figura 5.33 ilustra a série temporal da variação da energia calculada a partir Equação deduzida por Akasofu (1981). Na Figura 5.33, observa-se que o valor máximo da potência,  $1,6 \times 10^{13} \text{ W}$ , ocorre justamente no pico máximo da tempestade.

Com o intuito de validar e comparar, de forma consistente, a metodologia desenvolvida nesta tese de doutorado para o cálculo da transferência de potência, via fluxo do vetor de Poynting, para regiões internas da magnetosfera, modelou-se a fase principal da tempestade de 22-23 de setembro de 1999 utilizando-se o código MHD 3D BATS-R-US. Os parâmetros de entrada da simulação foram definidos pelas variações do plasma durante a fase principal da tempestade, obtidos pelo satélite ACE (como ilustrado na Figura 5.34).

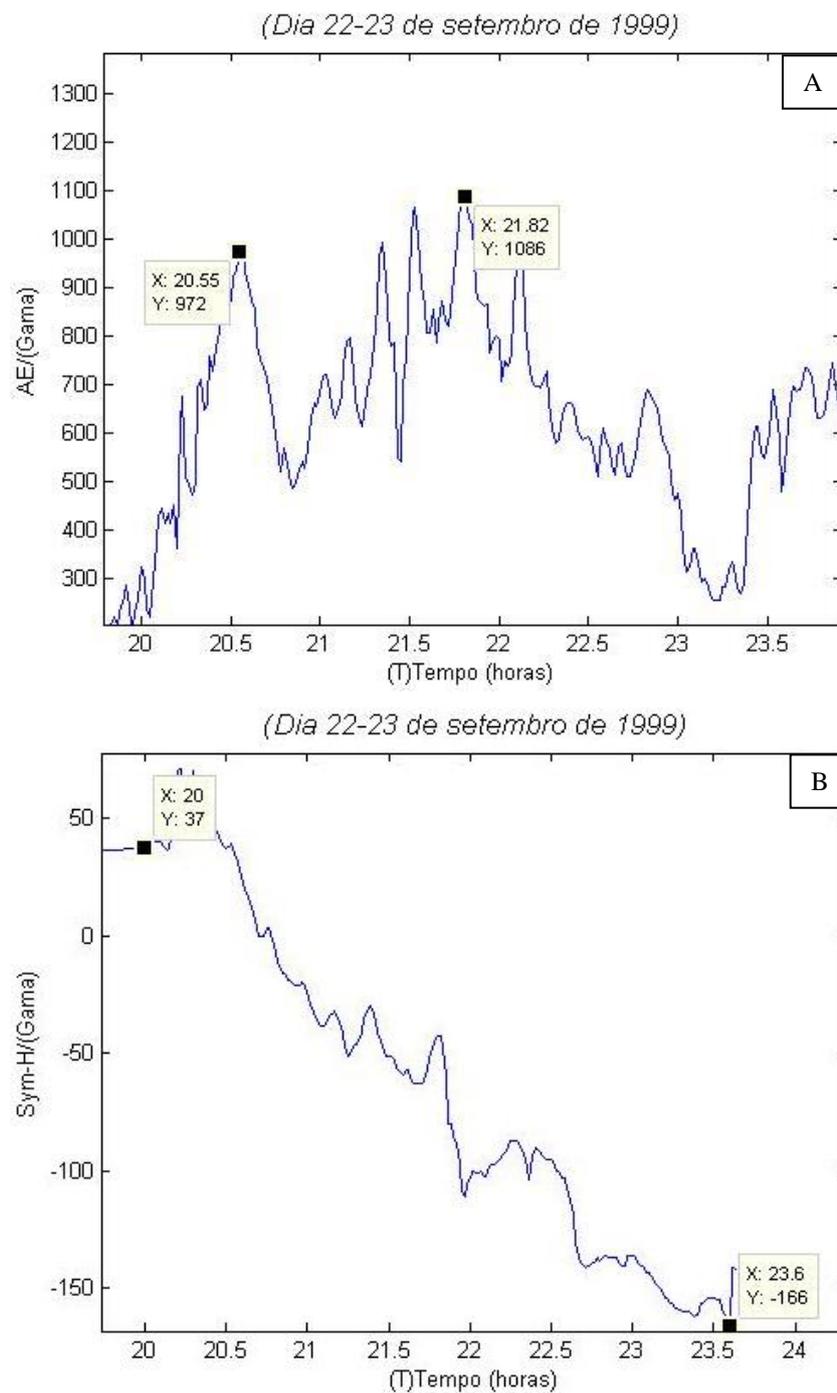


Figura 5.32 - Série temporal dos índices Auroral (AE) e  $SYM - H$  obtida em WDC-Kyoto, durante os dias 22 e 23 de setembro de 1999. (A) e (B) ilustram a amplitude da variação dos índices AE e  $SYM - H$ , respectivamente.

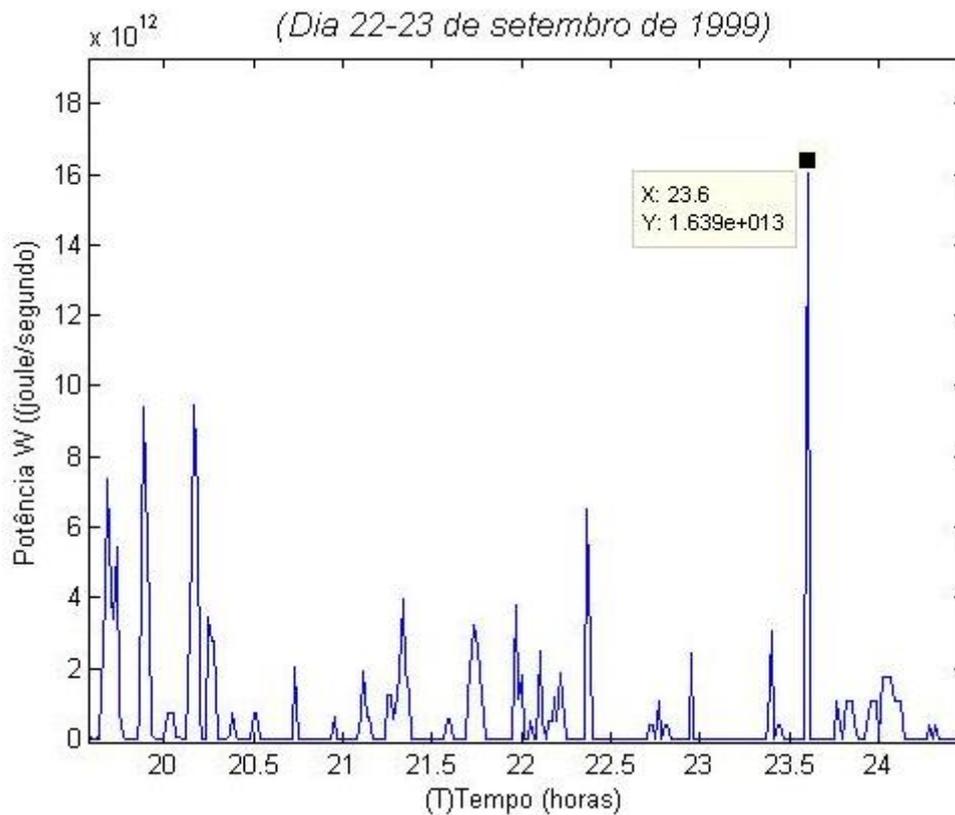


Figura 5.33 - Série temporal da taxa de variação da potência dissipada ( $U_t$ ) durante a tempestade de 22-23 de setembro de 1999. O quadrado em destaque ilustra a potência máxima dissipada ( $1,6 \times 10^{13} \text{ W}$ ) durante o pico máximo da fase principal da tempestade, ocorrida às 23h36 minutos.

O tempo de simulação foi de  $\sim 3,58$  horas. Os dados ilustrados na Figura 5.34 estão todos projetados para o contorno do BATS-R-US que é de  $32 R_E$  na direção do Sol. A Figura 5.35 representa a fase principal da tempestade. Na figura as linhas pretas representam a penetração do fluxo do vetor de Poynting durante o pico máximo da entrada de energia eletromagnética na magnetocauda. O plano, em  $z = 0$ , ilustra a variação da densidade de plasma durante a simulação.

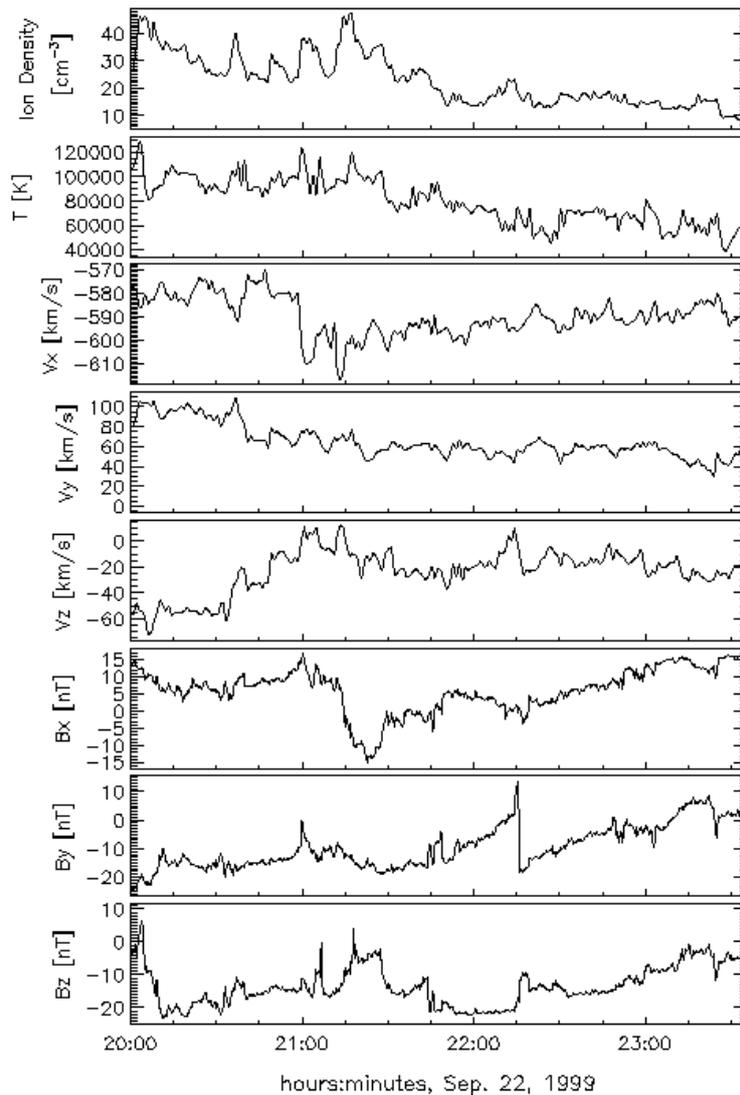


Figura 5.34 - Parâmetros de entrada do plasma utilizado pelo modelo MHD 3D BATS-R-US para simular a fase principal da tempestade de 22-23 de setembro de 1999.

Fonte: CCMC (2013)

Com o objetivo de verificar se a teoria MHD modelada pelo código BATS-R-US reproduz valores de potência na mesma ordem de grandeza das obtidas pela aplicação da equação de Akasofu, estimou-se ao longo da simulação, a taxa de variação da potência, através do cálculo da integração da divergência do vetor de Poynting no domínio definido.

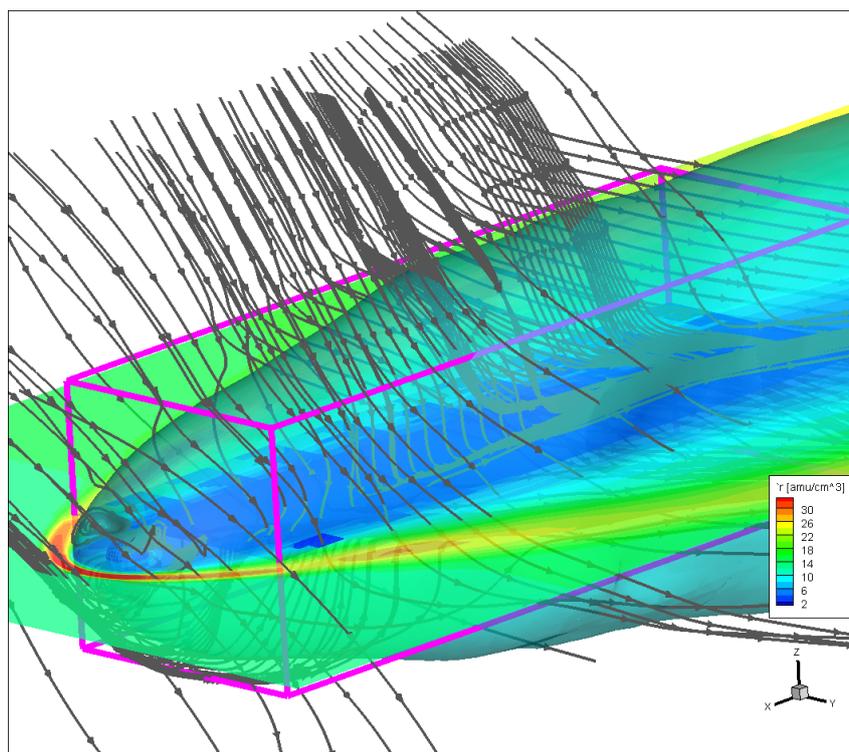


Figura 5.35 - Vista tridimensional da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre durante a fase principal da tempestade dos dias 22-23 de setembro de 1999. A isossuperfície na cor azul ilustra a densidade do plasma. O mapa de cores representa a densidade do plasma. As linhas na cor preta representam o fluxo do vetor de Poynting penetrando para regiões internas da magnetosfera terrestre.

A Figura 5.36 ilustra a taxa de variação para a fase principal da tempestade. Na Figura 5.36, observa-se que o valor máximo da taxa de variação da potência é  $E_S = -2,89 \times 10^{13} \text{ W}$ . O valor máximo da penetração de potência ocorreu após 63 minutos, tempo que a magnetocauda levou para responder à chegada da região geofetiva da nuvem magnética. A estimativa para o cálculo do tempo de resposta (63 minutos) foi realizada em duas etapas: primeiro determinou-se a média de tempo que a estrutura percorre a distância do ACE até o contorno do BATS-R-US. Para isso, estimou-se uma velocidade média, durante a fase principal da tempestade, a partir dos dados do Satélite ACE. A seguir, estimou-se a distância entre o satélite ACE e o contorno do BATS-R-US. Com estas

informações calculou-se um tempo médio que foi em torno de 35 minutos. Depois, através da Figura 5.36 definiu-se que o tempo de resposta da magnetosfera à chegada da estrutura é de 28 minutos, tempo em que há o pico da entrada de potência para a região da magnetocauda.

Observou-se pela Figura 5.33, que o máximo da potência dissipada nas regiões internas da magnetosfera terrestre obtido pela equação de Akasofu, ocorreu no final da fase principal da tempestade magnética ~ às 23h36min, durante o pico máximo da variação  $SYM - H$ . Já no caso da modelagem MHD 3D BATS-R-US, o pico máximo de potência dissipada, observada na Figura 5.36, ocorre ~ 63 minutos após a região geofetiva da nuvem ser identificada pelo satélite ACE. Os máximos observados em termos de variação da potência estão defasados ~ 3 horas. Esta defasagem é consistente, com o fato que a magnetosfera terrestre não responde de imediato à penetração de potência. Uma vez que existem um conjunto de mecanismos envolvidos nos processos de dissipação que ocorre na corrente de anel, regiões aurorais e na ionosfera.

Quando se comparam os resultados da potência obtidos para a simulação com aqueles calculados pela equação de Akasofu, observa-se que estes, além de consistentes, reproduzem valores na mesma ordem de grandeza. A potência que penetra para a região interna da magnetosfera é particionada em diferentes regiões (TURNER et al., 2009). Parte desta taxa de energia por unidade de tempo é dissipada em aquecimento joule na ionosfera, outra parte pela precipitação de partículas nas regiões aurorais e por fim, parte é dissipada na corrente de anel. Além disso, outra parte desta energia por unidade de tempo é carregada com a liberação de plasmóides.

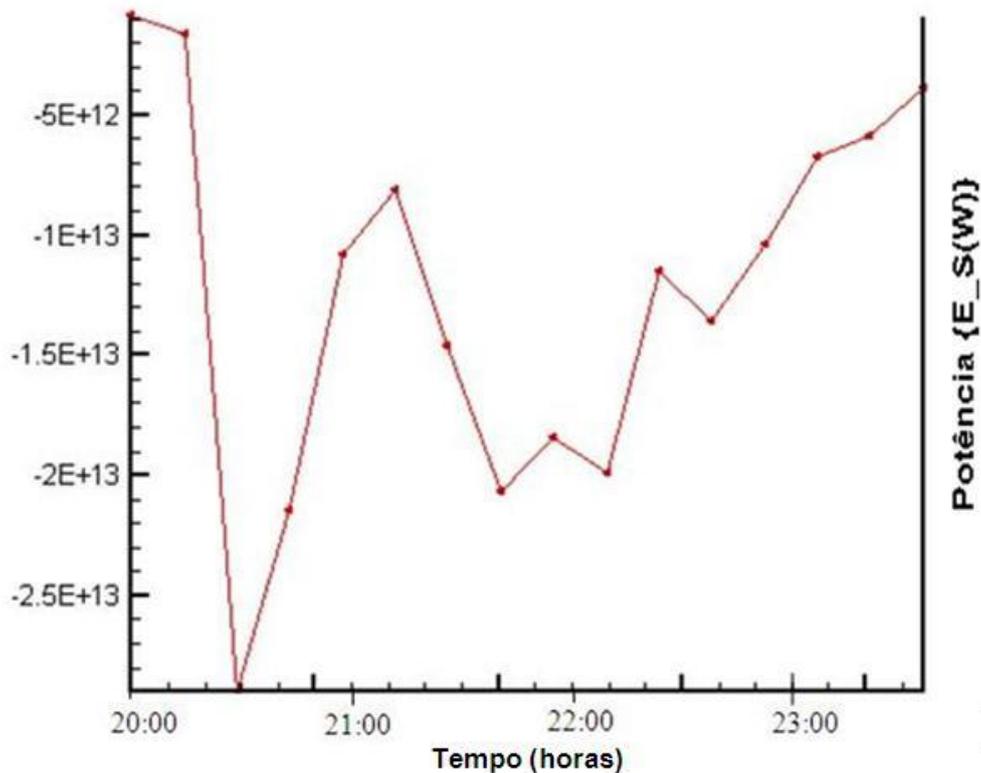


Figura 5.36 - Taxa de variação do fluxo do vetor de Poynting ( $E_S(W)$ ) em função do tempo durante a fase principal da tempestade magnética. O pico máximo de potência foi  $-2,89 \times 10^{13} W$ ,  $\sim 63$  minutos após a passagem da região geoefetiva da estrutura pelo ACE.

Realizando o balanço entre a taxa de energia por unidade de tempo modelada pelo BATS-R-US ( $-2,89 \times 10^{13} W$ ) e o valor de energia por unidade de tempo dissipada obtida pela equação de Akasofu ( $1,6 \times 10^{13} W$ ), observou-se que 56% dessa energia por unidade de tempo é dissipada pelos mecanismos mencionados anteriormente, enquanto 44% desta energia por unidade de tempo é carregada com a liberação dos plasmóides, seguindo, juntamente, com o vento solar. Os resultados obtidos pela modelagem MHD 3D BATS-R-US aliados à metodologia desenvolvida nesta tese de doutorado reproduzem valores esperados com fidelidade aos valores observacionais. Os resultados obtidos estão de acordo com o resultado apresentado por De Lucas et al. (2007), cujo valor estimado foi de  $2,97 \times 10^{13} W$  para este evento de

tempestade. De Lucas et al. (2007) utilizaram, em seu trabalho, uma versão corrigida do  $\epsilon$  de Akasofu.

A interação vento solar magnetosfera simulada pelo modelo MHD 3D BATS-R-US/SWMF mostrou-se uma ferramenta precisa, poderosa e eficiente, devido às razões já abordadas nos capítulos anteriores. Nossas simulações reproduziram-se características fundamentais que somente podem ser observadas com modernos equipamentos a bordo de satélites. Este fato justifica a grande concordância dos resultados aqui obtidos, tanto na dinâmica dos fluxos de reconexão, quanto no cálculo da taxa de energia por unidade de tempo. Aliado a isso, a metodologia desenvolvida para o cálculo da energia por unidade de tempo revelou-se consistente e capaz de reproduzir com grande grau de confiabilidade as observações. A definição das dimensões da caixa de integração, ou domínio físico, do cálculo da divergência do vetor de Poynting, foi guiada por argumentos físicos consistentes e importantes: as dimensões na direção  $z$  englobam a região de dínamo magnetosférico, ou seja, região de conversão da energia eletromagnética; na direção  $x$ , a região da magnetocauda terrestre, que, no cálculo contabiliza parte da potência liberada pelos plasmóides; e na direção  $y$ , toda a extensão da lâmina de plasma.



## 6 Conclusões

A reconexão magnética é um processo físico fundamental no contexto da interação vento solar-magnetosfera terrestre. Busca-se aqui analisar os efeitos globais do processo de reconexão magnética para diferentes orientações do campo magnético interplanetário (IMF) utilizando-se o modelo numérico magnetohidrodinâmico (MHD) tridimensional BATS-R-US. Os efeitos do acoplamento vento solar-magnetosfera terrestre, propiciado pela reconexão magnética, se manifestaram no padrão dos fluxos de plasma na região da magnetopausa terrestre; e no conteúdo energético da magnetosfera terrestre.

Foram desenvolvidas três metodologias (seção 4) para estimar e comparar os efeitos globais da reconexão magnética na inclinação e na dinâmica dos fluxos de reconexão e do conteúdo energético magnetosférico. No caso 1 (IMF puramente sul,  $B_z < 0$ )(na Tabela 5.1, seção 5), constatou-se, a partir da modelagem MHD 3D, que os fluxos de plasma deslocaram-se perpendicularmente à linha-X de reconexão. A linha-X observada pela modelagem MHD 3D BATS-R-US encontrava-se na região equatorial, como confirmado pela aplicação do modelo de GM74 aos dados de plasma modelados pelo BATS-R-US (seção 5.2). A comparação da dinâmica dos fluxos de reconexão entre os modelos de Cooling e BATS-R-US mostraram que ambos divergem a partir da linha-X de reconexão. Os fluxos modelados pelo BATS-R-US ao se deslocarem entre o ponto de estagnação na magnetopausa e a posição  $X_{GSM} = -5R_E$ , divergem em relação ao meridiano central norte-sul e deslocam-se para regiões dos flancos e altas latitudes. No entanto, os fluxos gerados pelo modelo de Cooling et al. (2001) convergem para o meridiano central norte-sul. A Tabela 5.2 (seção 5) resume as comparações encontradas. A partir delas sugeriu-se uma correção para a direção de propagação dos fluxos de plasma teorizados pelo modelo de Cooling com relação àqueles gerados pelo BATS-R-US.

Durante as análises e comparações dos casos 2 (IMF  $B_y > 0$ , IMF  $B_z < 0$ ) e 3 (IMF  $B_y < 0$ , IMF  $B_z < 0$ ) (Tabela 5.1, seção 5) constatou-se que, assim como no caso 1, o deslocamento dos fluxos de reconexão na região da magnetopausa propagam-se perpendicularmente à linha-X de reconexão. No entanto, estes fluxos estão inclinados em relação ao plano da eclíptica no sentido anti-horário e horário, respectivamente. A aplicação do modelo GM74 aos parâmetros de plasma modelados pelo BATS-R-US para as mesmas orientações do IMF apresentadas nos casos 2 e 3, confirmaram as duas prováveis inclinações das linhas-X de reconexão mencionadas acima. De um modo geral, observou-se que a estimativa na diferença das inclinações, para os casos 2 e 3, é mais evidente nas regiões dos flancos e altas latitudes. As comparações foram resumidas nas Tabelas 5.3 e 5.4 (seção 5). A partir desta primeira estimativa na inclinação e direção sugeriu-se uma correção na direção dos fluxos do modelo de Cooling em relação do BATS-R-US.

No caso 4 (IMF puramente norte,  $B_z > 0$ ) constatou-se que as regiões de reconexão magnética localizam-se nas regiões das cúspides polares. A interação vento solar-magnetosfera forma duas linhas-X de reconexão simétricas em relação ao plano equatorial. Constatou-se que os fluxos de plasma e o campo magnético deslocam-se perpendicularmente, à ambas linhas-X. A comparação entre a dinâmica dos tubos de fluxo obtidos pelo modelos de Cooling em relação ao BATS-R-US mostrou que: para regiões ao sul da linha-X de reconexão (quadrantes  $Q_2$  e  $Q_3$ ) ambos os padrões de fluxo divergem em relação ao meridiano norte-sul; para os quadrantes  $Q_1$  e  $Q_4$  somente os padrões modelados pelo BATS-R-US continuam a divergir em relação ao meridiano norte-sul, afastando-se perpendicularmente da linha-X de reconexão. No entanto, os padrões de fluxos resultantes do Cooling et al. (2001) tendem a convergir neste meridiano. A Tabela 5.5 resume as observações realizadas, a partir das quais se sugere uma correção. O objetivo em modelar os casos 5 (IMF  $B_y > 0$ , IMF  $B_z > 0$ ) e 6 (IMF  $B_y < 0$ , IMF  $B_z > 0$ ) foi ilustrar a topologia magnética e a dinâmica dos fluxos de reconexão nas

regiões da magnetopausa terrestre. No caso 5 constatou-se, pelo padrão dinâmico dos fluxos, que as respectivas linhas-X de reconexão encontram-se deslocadas em relação ao meridiano norte-sul, na direção dos quadrantes  $Q_1$  e  $Q_3$ . Já para o caso 6, estas prováveis localizações das linhas-X encontram-se nos quadrantes  $Q_2$  e  $Q_4$ , como constatado pela dinâmica dos fluxos nestas regiões.

Além das contribuições científicas do estudo da dinâmica dos fluxos de reconexão na região da magnetopausa terrestre, foi elaborada uma lista com diferentes estados energéticos da magnetosfera. O intuito desta lista de eventos é servir como guia para auxiliar na compreensão dos efeitos globais de tais padrões de interação. A Tabela 5.8 ilustra os efeitos magnetosféricos em termos energéticos para diferentes orientações dos parâmetros do vento solar. Observou-se, por exemplo, que para um mesmo valor de  $B_z$  sul, casos 4 (IMF  $B_y > 0$ , IMF  $B_z < 0$ ) e 6 (IMF  $B_y < 0$ , IMF  $B_z < 0$ ) (Tabela 5.8, seção 5.4), a orientação do  $B_y$  (positiva ou negativa) não tem influência na entrada de energia eletromagnética. A simetria observada na deposição do fluxo do vetor de Poynting, comentada anteriormente, tem como uma possível causa a simulação não considerar a inclinação do dipolo. Outro fato observado, na lista de eventos, é o decréscimo na taxa de energia eletromagnética quando a amplitude do IMF aumenta a valores extremos  $\sim -30 \text{ nT}$ , mantendo-se os demais parâmetros do vento solar (densidade, temperatura e velocidade) constantes. O esperado seria que o conteúdo energético aumentasse substancialmente. Esta diferença deve-se ao domínio da força magnética sobre o gradiente de pressão na região da bainha. A implicação é um decréscimo na taxa de reconexão e como consequência há um decréscimo no transporte do fluxo do vetor de Poynting para região da magnetocauda terrestre.

A última etapa deste trabalho teve um objetivo crucial e fundamental na validação da metodologia utilizada para o cálculo da taxa de energia eletromagnética. Comparamos a metodologia desenvolvida com valores da

taxa de energia derivados pela equação empírica deduzida por Akasofu (1981). O valor da potência dissipada, estimada, pela equação de Akasofu (1981), durante a fase principal da tempestade, foi de  $1,63 \times 10^{13} \text{ W}$ . Para o mesmo evento, modelado pelo BATS-R-US, estimou-se o valor do pico máximo de potência para a tempestade de  $2,89 \times 10^{13} \text{ W}$ , ou seja, a potência total que penetra para regiões internas da magnetocauda terrestre. Quando realizou-se um balanço de potência, notou-se que 56% desta é dissipada nas diferentes regiões internas da magnetosfera terrestre, enquanto que os 44% restantes supõe-se foram liberados juntamente com plasmóides, propagando-se na cauda geomagnética para o vento solar. Através da modelagem do evento de tempestade geomagnética pôde-se quantificar e testar a robustez e precisão da metodologia, utilizada no cálculo da penetração do fluxo do vetor de Poynting para regiões da magnetocauda.

A modelagem MHD 3D BATS-R-US mostrou-se uma ferramenta capaz de reproduzir, com alto nível de precisão, efeitos globais observados tanto na dinâmica global dos fluxos de reconexão quanto no conteúdo energético da magnetosfera terrestres.

Em trabalhos futuros a idéia é continuar com a aplicação do modelo MHD BATS-R-US, utilizando as metodologias desenvolvidas nesta tese, para simular outros eventos interplanetários associados à variabilidade do clima espacial, tais como: CIRs, CMEs e choques. Outra perspectiva deste trabalho, devido à grande flexibilidade do modelo MHD 3D BATS-R-US, será o acoplamento a outros modelos, por exemplo, o de ionosfera interna (TÓTH et al., 2013). Neste caso, o objetivo seria reproduzir de forma consistente os sistemas de correntes, que têm papel fundamental no acoplamento da magnetosfera global com a ionosfera interna.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AKASOFU, S.-I. Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere. **Space Science Reviews**, v. 28, p. 121–190, 1981. ISSN 0038-6308.

AXFORD, W. I.; HINES, C. O. A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. In: Hines, C.O. (Ed.). **Geophysical Monograph Series**. Washington, D. C. American Geophysical Union, 1974. v. 18, p. 936–967. ISBN 0-87590-018-6. Disponível em: <<http://www.agu.org/books/gm/v018/GM018p0936/GM018p0936.shtml>>.

BAUMJOHANN, W.; TREUMANN, R. A. **Basic Space Plasma Physics**. World Scientific, 1997. ISBN 9781860940798.

BIRN, J.; HESSE, M. Energy release and conversion by reconnection in the magnetotail. **Annales Geophysicae**, v. 23, n. 10, p. 3365–3373, 2005. ISSN 1432-0576.

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. Springer, 2004. ISBN 9780387209753.

BURLAGA, L.; SITTLER, E.; MARIANI, F.; SCHWENN, R. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A8, p. 6673, 1981. ISSN 0148-0227.

CARRINGTON, R. C. Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 20, p. 13–15, 1859. ISSN 0035-8711.

CHAPMAN, S.; BARTELS, J. **Geomagnetism**. Clarendon Press, 1940.  
CHAPMAN, S.; FERRARO, V. C. A. A new theory of magnetic storms. **Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity**, v. 36, n. 3, p. 171–186, 1931. ISSN 0096-8013. . Acesso em: 13 mar. 2014.

COORDINATED MODELING CENTER (CCMC): Multi-agency partnership. Disponível em: <<http://ccmc.gsfc.nasa.gov/requests/fileGeneration.php>>. Acessado em: 10 de maio de 2013.

CHEN, J.; FRITZ, T. A. High-Altitude Cusp: The Extremely Dynamic Region in Geospace. In: FRITZ, T. A.; FUNG, S. F. (Eds.). **The Magnetospheric Cusps: Structure and Dynamics**. Springer Netherlands, 2005. p. 71–93. ISBN 978-1-4020-3438-1, 978-1-4020-3605-7. Disponível em: <[http://link.springer.com/chapter/10.1007/1-4020-3605-1\\_4](http://link.springer.com/chapter/10.1007/1-4020-3605-1_4)>.

COOLING, B. M. A.; OWEN, C. J.; SCHWARTZ, S. J. Role of the magnetosheath flow in determining the motion of open flux tubes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 106, n. A9, p. 18763–18775, 2001. ISSN 2156-2202.

COWLEY, S. W. H. Magnetospheric asymmetries associated with the y-component of the IMF. **Planetary and Space Science**, v. 29, n. 1, p. 79–96, 2001. ISSN 0032-0633.

COWLEY, S. W. H.; OWEN, C. J. A simple illustrative model of open flux tube motion over the dayside magnetopause. **Planetary and Space Science**, v. 37, n. 11, p. 1461–1475, 1989. ISSN 0032-0633.

CRAVENS, T. Cometary magnetospheres: a tutorial. **Advances in Space Research**, v. 33, n. 11, p. 1968–1976, 2004. ISSN 02731177.

CRAVENS, T. E. **Physics of Solar System Plasmas**. University Press, 2004. ISBN 9780521611947.

DESSLER, A. J.; PARKER, E. N. Hydromagnetic theory of geomagnetic storms. **Journal of Geophysical Research**, v. 64, n. 12, p. 2239–2252, 1959. ISSN 2156-2202.

DUNGEY, J. W. Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones. **Physical Review Letters**, v. 6, n. 2, p. 47–48, 1961.

ECHER, E.; GONZALEZ, W. D.; GUARNIERI, F. L.; LAGO, A. D.; VIEIRA, L. E. A. Introduction to space weather. **Advances in Space Research**, v. 35, n. 5, p. 855–865, 2005. ISSN 0273-1177.

FAIRFIELD, D. H. Structure of the magnetopause: Observations and implications for reconnection. **Space Science Reviews**, v. 23, n. 3, p. 427–448, 1979. ISSN 0038-6308, 1572-9672.

FLUCKIGER, E. O.; KOBEL, E. The ground level enhancement on 22 october 1989 as a test of the tsyganenko (1989) magnetospheric magnetic field model. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE., 23., 1993, Alberta, Canada., **Proceedings...** Singapore: World Scientific, 1993. v. 3, p. 793. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1993ICRC....3..793F>>.

FREY, H. U.; PHAN, T. D.; FUSELIER, S. A.; MENDE, S. B. Continuous magnetic reconnection at Earth's magnetopause. **Nature**, v. 426, n. 6966, p. 533–537, 2003. ISSN 0028-0836, 1476-4679.

FRITZ, T. A.; FUNG, S. F. **The Magnetospheric Cusps: Structure and Dynamics: Structure and Dynamics**. Springer, 2006. ISBN 9781402036057.

FUSELIER, S. A. Cusp aurora dependence on interplanetary magnetic field  $B_z$ . **Journal of Geophysical Research**, v. 107, n. A7. ISSN 0148-0227, 2002. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/2001JA900165>>.

FUSELIER, S. A.; FREY, H. U.; TRATTNER, K. J.; MENDE, S. B.; BURCH, J. L. Cusp aurora dependence on interplanetary magnetic field  $B_z$ . **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 107, n. A7, p. SIA 6–1–SIA 6–10, 2002. ISSN 2156-2202.

FUSELIER, S. A.; LEWIS, W. S. Properties of Near-Earth Magnetic Reconnection from In-Situ Observations. **Space Science Reviews**, v. 160, n. 1-4, p. 95–121, 2001. ISSN 0038-6308, 1572-9672.

GODUNOV, S. K.; PESHKOV, I. M. Symmetric hyperbolic equations in the nonlinear elasticity theory. **Computational Mathematics and Mathematical Physics**, v. 48, n. 6, p. 975–995, 2008. ISSN 0965-5425, 1555-6662.

GOMBOSI, T. I.; DEZEEUW, D. L.; GROTH, C. P. T.; et al. From Sun to Earth: Multiscale MHD simulations of space weather. In: SONG, P.; SINGER, H. J.; SISCOE, G. L. (Eds.). **Geophysical Monograph Series**. Washington, D. C.: American Geophysical Union, 2001. v. 125, p. 169–176. ISBN 0-87590-984-1. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/GM125p0169>>.

GOMBOSI, T. I.; POWELL, K. G.; DE ZEEUW, D. L.; et al. Solution-adaptive magnetohydrodynamics for space plasmas: Sun-to-Earth simulations. **Computing in Science Engineering**, v. 6, n. 2, p. 14–35, 2004. ISSN 1521-9615, 2004.

GOMBOSI, T. I.; TÓTH, G.; DE ZEEUW, D. L.; POWELL, K. G.; STOUT, Q. F. Adaptive mesh refinement MHD for global simulations. Space Plasma Simulation. **Anais...** [S.l: s.n.], 2001. v. -1, p. 88. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2001sps.proc...88G>>.

GONZALEZ, W. D.; CLUA DE GONZALEZ, A. L.; SOBRAL, J. H. A.; DAL LAGO, A.; VIEIRA, L. E. Solar and interplanetary causes of very intense geomagnetic storms. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, n. 5, p. 403–412, 2001.

GONZALEZ, W. D.; JOSELYN, J. A.; KAMIDE, Y.; et al. What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 99, n. A4, p. 5771–5792, 1994. ISSN 2156-2202.

GONZALEZ, W. D.; MOZER, F. S. A quantitative model for the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, n. 28, p. 4186–4194, 1974a. ISSN 2156-2202.

GONZALEZ, W. D.; MOZER, F. S. A quantitative model for the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, n. 28, p. 4186–4194, 1974b. ISSN 2156-2202.

GONZALEZ, W. D.; TSURUTANI, B. T. Criteria of interplanetary parameters causing intense magnetic storms ( $Dst < -100$  nT). **Planetary and Space Science**, v. 35, n. 9, p. 1101–1109. ISSN 0032-0633, 1987.

GONZALEZ, W. D.; TSURUTANI, B. T.; GONZALEZ, A. L. C. DE. Interplanetary origin of geomagnetic storms. **Space Science Reviews**, v. 88, n. 3-4, p. 529–562, 1999. ISSN 0038-6308, 1572-9672.

- GOSLING, J. T. Large-scale inhomogeneities in the solar wind of solar origin. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 13, p. 1053–1058, 1975. ISSN 0034-6853.
- GOSLING, J. T. Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space. **Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series**, v. 58, p. 343–364, 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. **Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)**, v. 96, n. A5, p. 7831–7839, 1991.
- GOSLING, J. T.; SKOUG, R. M.; MCCOMAS, D. J.; SMITH, C. W. Direct evidence for magnetic reconnection in the solar wind near 1 AU. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 110, n. A1, p. A01107, 2005. ISSN 2156-2202.
- GROTH, C. P. T.; DE ZEEUW, D. L.; GOMBOSI, T. I.; POWELL, K. G. Global three-dimensional MHD simulation of a space weather event: CME formation, interplanetary propagation, and interaction with the magnetosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. A11, p. 25053, 2000. ISSN 0148-0227.
- HALE, G. E. The Spectroheliograph and its Work. Part III. Solar Eruptions and Their Apparent Terrestrial Effects. **Astrophysical Journal**. v. 73, n. 379, 1931.
- DE HOFFMANN, F.; TELLER, E. Magneto-Hydrodynamic Shocks. **Physical Review**, v. 80, n. 4, p. 692–703, 1950. ISSN 0031-899X, 1536-6065.
- JACKSON, J. D. **Classical electrodynamics**. New York: Wiley, 1962.
- JANHUNEN, P.; PALMROTH, M.; LAITINEN, T.; et al. The GUMICS-4 global MHD magnetosphere–ionosphere coupling simulation. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 80, p. 48–59, 2012. ISSN 13646826.
- KAYMAZ, Z.; SISCOE, G. Open geometry of the magnetotail cross section. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 103, n. A7, p. 14829–14836, 1998. ISSN 2156-2202.
- KELLEY, M. C. **The earth's ionosphere: plasma physics & electrodynamics**. Burlington, MA: Academic Press, 2009. ISBN 9780080916576.
- KIVELSON, M. G.; RUSSELL, C. T. **Introduction to Space Physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. ISBN 9780521457149.
- KOSKINEN, H. E. J.; TANSKANEN, E. I. Magnetospheric energy budget and the epsilon parameter. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 107, n. A11, p. SMP 42–1–SMP 42–10, 2002. ISSN 2156-2202.

LAITINEN, T. V.; PULKKINEN, T. I.; PALMROTH, M.; JANHUNEN, P.; KOSKINEN, H. E. J. The magnetotail reconnection region in a global MHD simulation. **Ann. Geophys.** v. 23, n. 12, p. 3753–3764, 2005. ISSN 1432-0576.

LYON, J. G. The Solar Wind-Magnetosphere-Ionosphere System. **Science**, PMID: 10856203, v. 288, n. 5473, p. 1987–1991, 2000. ISSN 0036-8075, 1095-9203.

LAVRAUD, B.; LARROQUE, E.; BUDNIK, E.; et al. Asymmetry of magnetosheath flows and magnetopause shape during low Alfvén Mach number solar wind. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 118, n. 3, p. 1089–1100, 2013. ISSN 2169-9402.

LEBOEUF, J. N.; TAJIMA, T.; KENNEL, C. F.; DAWSON, J. M. Global simulation of the time-dependent magnetosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 5, n. 7, p. 609–612, 1978. ISSN 1944-8007.

LEVEQUE, R. J. **Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems**. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. ISBN 9780521009249.

LINDSTEDT, T.; KHOTYAINTEV, Y. V.; VAIVADS, A.; et al. Separatrix regions of magnetic reconnection at the magnetopause. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 10, p. 4039–4056, 2009. ISSN 1432-0576.

LOPEZ, R. E.; BRUNTZ, R.; MITCHELL, E. J.; et al. Role of magnetosheath force balance in regulating the dayside reconnection potential. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A12, p. n/a–n/a, 2010. ISSN 2156-2202.

LOPEZ, R. E.; WILTBERGER, M.; HERNANDEZ, S.; LYON, J. G. Solar wind density control of energy transfer to the magnetosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 31, n. 8, p. L08804, 2004. ISSN 1944-8007.

LU, G.; BAKER, D. N.; MCPHERRON, R. L.; et al. Global energy deposition during the January 1997 magnetic cloud event. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 103, n. A6, p. 11685–11694, 1998. ISSN 2156-2202.

DE LUCAS, A.; GONZALEZ, W. D.; ECHER, E.; et al. Energy balance during intense and super-intense magnetic storms using an Akasofu  $\epsilon$  parameter corrected by the solar wind dynamic pressure. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 69, n. 15, p. 1851–1863, 2007. ISSN 1364-6826.

LYON, J. G.; FEDDER, J. A.; HUBA, J. D. The effect of different resistivity models on magnetotail dynamics. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. A7, p. 8057, 1986. ISSN 0148-0227.

MARTINS, N. **Introdução à teoria da eletricidade e do magnetismo**. 2. ed. São Paulo: Edgard Blucher, 1975.

D. N. BAKER, T. I. P. A quantitative assessment of energy storage and release in the Earth's magnetotail. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, p. 7159–7168, 1997. ISSN 0148-0227.

OGINO, T.; WALKER, R. J. A magnetohydrodynamic simulation of the bifurcation of tail lobes during intervals with a northward interplanetary magnetic field. **Geophysical Research Letters**, v. 11, n. 10, p. 1018–1021, 1984. ISSN 1944-8007.

PALMROTH, M.; LAITINEN, T. V.; PULKKINEN, T. I. Magnetopause energy and mass transfer: results from a global MHD simulation. **Annales Geophysicae**, [S.l.], 21 Dez 2006. v. 24, n. 12, p. 3467–3480, 2006. ISSN 1432-0576.

PALMROTH, M.; PULKKINEN, T. I.; JANHUNEN, P.; WU, C.-C. Stormtime energy transfer in global MHD simulation. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A1, p. n/a–n/a, 2003. ISSN 2156-2202.

PAPADOPOULOS, K.; GOODRICH, C.; WILTBERGER, M.; LOPEZ, R.; LYON, J. G. The physics of substorms as revealed by the ISTP. **Physics and Chemistry of the Earth, Part C: Solar, Terrestrial & Planetary Science**, v. 24, n. 1–3, p. 189–202, 1999. ISSN 1464-1917.

PARKS, G. K. **Physics of space plasmas: an introduction**. Reading, MA.: Perseus Books, 1991. ISBN 0201489872 9780201489873.

PASCHMANN, G.; PAPAMASTORAKIS, I.; BAUMJOHANN, W.; et al. The magnetopause for large magnetic shear: AMPTE/IRM observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 91, n. A10, p. 11099–11115, 1986. ISSN 2156-2202.

PASCHMANN, G.; SONNERUP, B. U. Ö.; PAPAMASTORAKIS, I.; et al. Plasma acceleration at the Earth's magnetopause: evidence for reconnection. **Nature**, v. 282, n. 5736, p. 243–246, 1979.

PHAN, T. Simultaneous Cluster and IMAGE observations of cusp reconnection and auroral proton spot for northward IMF. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 10, 2003. ISSN 0094-8276. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/2003GL016885>>.

PHAN, T. D.; GOSLING, J. T.; DAVIS, M. S.; et al. A magnetic reconnection X-line extending more than 390 Earth radii in the solar wind. **Nature**, v. 439, n. 7073, p. 175–178, 2006. ISSN 0028-0836.

PHAN, T. D.; KISTLER, L. M.; KLECKER, B.; et al. Extended magnetic reconnection at the Earth's magnetopause from detection of bi-directional jets. **Nature**, v. 404, n. 6780, p. 848–850, 2000. ISSN 0028-0836.

PHAN, T.; FREY, H. U.; FREY, S.; et al. Simultaneous Cluster and IMAGE observations of cusp reconnection and auroral proton spot for northward IMF. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 10, p. n/a–n/a, 2003. ISSN 1944-8007.

POWELL, K. G.; ROE, P. L.; LINDE, T. J.; GOMBOSI, T. I.; DE ZEEUW, D. L. A Solution-Adaptive Upwind Scheme for Ideal Magnetohydrodynamics. **Journal of Computational Physics**, v. 154, n. 2, p. 284–309, 1999. ISSN 00219991.

RAEDER, J.; WALKER, R. J.; ASHOUR-ABDALLA, M. The structure of the distant geomagnetic tail during long periods of northward IMF. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 4, p. 349–352, 1995. ISSN 1944-8007.

RIDLEY, A. J.; RICHMOND, A. D.; GOMBOSI, T. I.; DE ZEEUW, D. L.; CLAUER, C. R. Ionospheric control of the magnetospheric configuration: Thermospheric neutral winds. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A8, p. n/a–n/a, 2003. ISSN 2156-2202.

RIDLEY, A. J.; DE ZEEUW, D. L.; GOMBOSI, T. I.; POWELL, K. G. Using steady state MHD results to predict the global state of the magnetosphere-ionosphere system. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 106, n. A12, p. 30067–30076, 2001. ISSN 2156-2202.

SCKOPKE, N. A general relation between the energy of trapped particles and the disturbance field near the Earth. **Journal of Geophysical Research**, v. 71, n. 13, p. 3125–3130, 1966. ISSN 2156-2202.

SHI, J. K.; QURESHI, M. N. S.; MA, S. Z.; XIA, L. D.; WANG, J. S. The energy release of substorm and magnetic storm: Its present state and future improvements by KuaFu mission. **Advances in Space Research**, v. 40, n. 12, p. 1842–1851, 2007. ISSN 0273-1177.

SPREITER, J. R.; SUMMERS, A. L.; ALKSNE, A. Y. Hydromagnetic flow around the magnetosphere. **Planetary and Space Science**, v. 14, n. 3, p. 223–253, 1966. ISSN 00320633.

TANAKA, T. Generation mechanisms for magnetosphere-ionosphere current systems deduced from a three-dimensional MHD simulation of the solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling processes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 100, n. A7, p. 12057–12074, 1995. ISSN 2156-2202.

TÓTH, G.; VAN DER HOLST, B.; SOKOLOV, I. V.; et al. Adaptive numerical algorithms in space weather modeling. **Journal of Computational Physics**, v. 231, n. 3, p. 870–903, 2012. ISSN 00219991.

TÓTH, G.; SOKOLOV, I. V.; GOMBOSI, T. I.; et al. Space Weather Modeling Framework: A new tool for the space science community. **Journal of Geophysical Research**, v. 110, n. A12. ISSN 0148-0227, 2005. Disponível em: <<http://www-personal.umich.edu/~tamas/TIGpublications/TIGcontributed.htm>>.

TSURUTANI, B. T.; GONZALEZ, W. D.; GONZALEZ, A. L. C.; et al. Interplanetary origin of geomagnetic activity in the declining phase of the solar cycle. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 100, n. A11, p. 21717–21733, 1995. ISSN 2156-2202.

- TSURUTANI, B. T.; GONZALEZ, W. D.; LAKHINA, G. S.; ALEX, S. The extreme magnetic storm of 1-2 September 1859. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v. 108, p. 1268, 2003. ISSN 0148-0227.
- TURNER, N. E.; BAKER, D. N.; PULKKINEN, T. I.; MCPHERRON, R. L. Evaluation of the tail current contribution to Dst. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 105, n. A3, p. 5431–5439, 2000. ISSN 2156-2202.
- TURNER, N. E.; CRAMER, W. D.; EARLES, S. K.; EMERY, B. A. Geoefficiency and energy partitioning in CIR-driven and CME-driven storms. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 71, n. 10–11, p. 1023–1031, 2009. ISSN 1364-6826.
- VASYLIŪNAS, V. M. Physics of Magnetospheric Variability. **Space Science Reviews**, v. 158, n. 1, p. 91–118, 2010. ISSN 0038-6308, 1572-9672.
- VICHARE, G.; ALEX, S.; LAKHINA, G. S. Some characteristics of intense geomagnetic storms and their energy budget. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 110, n. A3, p. n/a–n/a, 2005. ISSN 2156-2202.
- VOGT, M. F.; KIVELSON, M. G.; KHURANA, K. K.; JOY, S. P.; WALKER, R. J. Reconnection and flows in the Jovian magnetotail as inferred from magnetometer observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A6, p. A06219, 2010. ISSN 2156-2202.
- WATANABE, K.; SATO, T. Global simulation of the solar wind-magnetosphere interaction: The importance of its numerical validity. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 95, n. A1, p. 75–88, 1990. ISSN 2156-2202.
- DE ZEEUW, D. L. Coupling of a global MHD code and an inner magnetospheric model: Initial results. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, n. A12, 2004. ISSN 0148-0227. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/2003JA010366>>.
- DE ZEEUW, D. L.; GOMBOSI, T. I.; GROTH, C. P. T.; POWELL, K. G.; STOUT, Q. F. An adaptive MHD method for global space weather simulations. **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. 28, n. 6, p. 1956–1965, 2000. ISSN 00933813.
- DE ZEEUW, D. L.; SAZYKIN, S.; WOLF, R. A.; et al. Coupling of a global MHD code and an inner magnetospheric model: Initial results. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 109, n. A12, p. n/a–n/a, 2004. ISSN 2156-2202.

## APÊNDICE A - NORMALIZAÇÃO

A seguir, é demonstrada uma etapa essencial e fundamental na construção de quaisquer modelos numéricos, precisos e robustos. A essência da normalização das quantidades físicas não se restringe ao conjunto de equações MHD, mas aplica-se a qualquer área da física cuja intenção é resolver numericamente um conjunto de equações. A normalização de um conjunto de equações tem, na sua essência, por objetivo tornar as equações adimensionais. Neste modelo, as quantidades físicas modeladas ficam próximas da unidade. Na modelagem MHD 3D utilizando-se o BATS-R-US, o conjunto de equações foi normalizado, usando como grandezas físicas fundamentais que representam propriedades fundamentais do sistema, por exemplo: Raio terrestre, velocidade de Alfvén, campo magnético a um raio terrestre no Equador, tempo de Alfvén, densidade do vento solar calmo, temperatura do vento solar calmo. No entanto, o modelo MHD 3D BATS-R-US permite que as grandezas físicas fundamentais possam ser combinadas a outras, por exemplo: ao invés da velocidade característica de Alfvén, pode-se utilizar a velocidade sônica. No módulo do usuário, há grande liberdade de mudar estes parâmetros fundamentais.

Nesta tese de doutorado, as equações foram normalizadas fazendo uso das grandezas físicas fundamentais citadas acima. Todas as demais grandezas físicas são derivadas a partir das fundamentais, por exemplo: campo elétrico, densidade de corrente, etc. As grandezas físicas fundamentais utilizadas para normalizar as equações MHD 3D usadas pelo BATS-R-US são as seguintes:

$$\bar{r}'' = \frac{\bar{r}}{R_0} \quad \text{Raio normalizado} \quad (\text{A.1})$$

$$\rho'' = \frac{\rho}{\rho_0} \quad \text{Densidade normalizada} \quad (\text{A.2})$$

$$\bar{u}'' = \frac{\bar{u}}{u_0} \quad \text{Velocidade normalizada} \quad (\text{A.3})$$

$$p'' = \frac{p}{\rho_0 u_0^2} \quad \text{Pressão térmica normalizada} \quad (\text{A.4})$$

$$\vec{B}'' = \frac{\vec{B}}{\sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2}} \quad \text{Campo magnético normalizado} \quad (\text{A.5})$$

$$\vec{E}'' = \frac{\vec{E}}{u_0^2 \sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad \text{Campo elétrico normalizado} \quad (\text{A.6})$$

$$\vec{j}'' = \frac{R_0 \sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\rho_0 u_0^2}} \vec{j} \quad \text{Densidade de corrente normalizada} \quad (\text{A.7})$$

$$t'' = \frac{t}{\tau_0} \quad \text{Tempo característico normalizado} \quad (\text{A.8})$$

$$\tau_0 = \frac{R_0}{u_0} \quad \text{Tempo de Alfvén} \quad (\text{A.9})$$

$$\vec{\nabla}'' = R_0 \vec{\nabla} \quad \text{Operador Nabla normalizado} \quad (\text{A.10})$$

Onde as variáveis com ('') são adimensionais.

### A.1 Normalização da equação de conservação da massa

Substituindo as equações A.2, A.3, A.8 e A.10, na Equação A.11, têm-se:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial(\rho'' \rho_0)}{\partial(t'' \tau_0)} = -\frac{1}{R_0} \vec{\nabla}'' \cdot (\rho'' \rho_0 \vec{u}'' u_0) \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\rho_0 \partial(\rho'')}{\tau_0 \partial(t'')} = -\frac{\rho_0 u_0}{R_0} \bar{\nabla}'' \cdot (\rho'' \bar{u}'') \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{\partial \rho''}{\partial t''} = -\frac{u_0 \rho_0 \tau_0}{R_0 \rho_0} \bar{\nabla}'' \cdot (\rho'' \bar{u}'') \quad (\text{A.14})$$

Reorganizando os termos e observando que:  $\frac{u_0 \rho_0 \tau_0}{R_0 \rho_0} = 1$ ,

Forma normalizada da equação da conservação da massa

$$\frac{\partial \rho''}{\partial t''} = -\bar{\nabla}'' \cdot (\rho'' \bar{u}'') \quad \text{Equação da conservação da Massa} \quad (\text{A.15})$$

## A.2 Normalização da equação de Conservação do *Momentum*

Substituindo as equações A.2, A.3, A.4, A.5, A.8 e A.10, na Equação A.16, tem-se:

$$\frac{\partial(\rho \bar{u})}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \left[ \rho \bar{u} \bar{u} + \bar{\mathbb{I}} \left( \rho + \frac{1}{2\mu_0} \bar{B} \cdot \bar{B} \right) - \frac{\bar{B} \bar{B}}{\mu_0} \right] = \frac{-1}{\mu_0} (\bar{\nabla} \cdot \bar{B}) \bar{B} \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{(\rho_0 \mu_0) \partial(\rho'' \bar{u}'')}{(\tau_0) \partial(t'')} = -\frac{\bar{\nabla}''}{R_0} \cdot \left[ (\rho_0 \mu_0^2) \rho'' \bar{u}'' \bar{u}'' + \bar{\mathbb{I}} \left( (\rho_0 \mu_0^2) \rho'' + \frac{(\sqrt{\mu_0 \rho_0 \mu_0^2})^2}{2\mu_0} \bar{B}'' \cdot \bar{B}'' \right) - \frac{(\sqrt{\mu_0 \rho_0 \mu_0^2})^2 \bar{B}'' \bar{B}''}{\mu_0} \right] \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{-1}{\mu_0} \left( \frac{\bar{\nabla}''}{R_0} \cdot \bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 \mu_0^2} \right) \bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 \mu_0^2},$$

$$\frac{\partial(\rho''\bar{u}'')}{\partial(t'')} = -\bar{\nabla}'' \cdot \left[ \begin{aligned} & \left( \frac{\rho_0 U_0^2 \tau_0}{R_0 \rho_0 U_0} \right) \rho'' \bar{u}'' \bar{u}'' + \hat{\mathbb{I}} \left( \rho'' \left( \frac{\rho_0 U_0^2 \tau_0}{R_0 \rho_0 U_0} \right) + \left( \frac{\mu_0 \rho_0 U_0^2 \tau_0}{2 \mu_0 R_0 \rho_0 U_0} \right) \bar{\mathbf{B}}'' \cdot \bar{\mathbf{B}}'' \right) \\ & - \left( \frac{\mu_0 \rho_0 U_0^2 \tau_0}{\mu_0 R_0 \rho_0 U_0} \right) \bar{\mathbf{B}}'' \bar{\mathbf{B}}'' \end{aligned} \right] \quad (\text{A.18})$$

$$- \frac{\tau_0 \mu_0 \rho_0 U_0^2}{(\mu_0 \rho_0 U_0) R_0} (\bar{\nabla}'' \cdot \bar{\mathbf{B}}'') \bar{\mathbf{B}}''$$

Reorganizando os termos e observando que:  $\frac{\rho_0 U_0^2 \tau_0}{R_0 \rho_0 U_0} = 1$  (A.19)

Forma normalizada da equação da conservação do *Momentum*

$$\frac{\partial(\rho''\bar{u}'')}{\partial(t'')} + \bar{\nabla}'' \cdot \left[ \rho'' \bar{u}'' \bar{u}'' + \hat{\mathbb{I}} \left( \rho'' + \frac{1}{2} \bar{\mathbf{B}}'' \cdot \bar{\mathbf{B}}'' \right) - \bar{\mathbf{B}}'' \bar{\mathbf{B}}'' \right] = -(\bar{\nabla}'' \cdot \bar{\mathbf{B}}'') \bar{\mathbf{B}}'' \quad (\text{A.20})$$

### A.3 Normalização da equação da Conservação da Energia

Substituindo as equações A.2, A.3, A.4, A.5, A.8 e A.10, na Equação A.21, tem-se:

$$\frac{\partial E_{MHD}}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \left[ \bar{u} \left( E_{MHD} + p + \frac{1}{2\mu_0} \bar{\mathbf{B}} \cdot \bar{\mathbf{B}} \right) - \frac{1}{\mu_0} (\bar{u} \cdot \bar{\mathbf{B}}) \bar{\mathbf{B}} \right] = \frac{-1}{\mu_0} (\bar{\nabla} \cdot \bar{\mathbf{B}}) \bar{\mathbf{B}} \cdot \bar{u} \quad (\text{A.21})$$

Com o auxílio da equação  $E_{MHD} = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\rho(\bar{u} \cdot \bar{u})}{2} + \frac{\bar{\mathbf{B}} \cdot \bar{\mathbf{B}}}{2\mu_0}$ , segue a normalização:

$$\frac{\partial \left( \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\rho(\bar{u} \cdot \bar{u})}{2} + \frac{\bar{\mathbf{B}} \cdot \bar{\mathbf{B}}}{2\mu_0} \right)}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \left[ \bar{u} \left( \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\rho(\bar{u} \cdot \bar{u})}{2} + \frac{\bar{\mathbf{B}} \cdot \bar{\mathbf{B}}}{2\mu_0} + p + \frac{1}{2\mu_0} \bar{\mathbf{B}} \cdot \bar{\mathbf{B}} \right) - \frac{1}{\mu_0} (\bar{u} \cdot \bar{\mathbf{B}}) \bar{\mathbf{B}} \right] = \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{-1}{\mu_0} (\bar{\nabla} \cdot \bar{\mathbf{B}}) \bar{\mathbf{B}} \cdot \bar{u}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \left[ \frac{(\rho_0 u_0^2) p''}{\gamma - 1} + \frac{\rho_0 \rho'' (\bar{u}'' u_0 \cdot \bar{u}'' u_0)}{2} + \frac{(\bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2} \cdot \bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2})}{2\mu_0} \right]}{\partial (t'' \tau_0)} = \\
& - \frac{\bar{\nabla}''}{R_0} \cdot \left\{ u_0 \bar{u}'' \left[ \left( \frac{(\rho_0 u_0^2) p''}{\gamma - 1} + \frac{\rho_0 \rho'' (\bar{u}'' u_0 \cdot \bar{u}'' u_0)}{2} + \frac{(\bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2} \cdot \bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2})}{2\mu_0} \right) \right. \right. \\
& \left. \left. + (\rho_0 u_0^2) p'' + \frac{1}{2\mu_0} \bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2} \cdot \bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2} \right] \right. \\
& \left. - \frac{1}{\mu_0} (u_0 \bar{u}'' \cdot \bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2}) \bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2} \right. \\
& \left. - \frac{1}{\mu_0} \frac{\bar{\nabla}''}{R_0} \cdot (\bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2}) \bar{B}'' \sqrt{\mu_0 \rho_0 u_0^2} \cdot \bar{u}'' u_0 \right)
\end{aligned} \tag{A.23}$$

Isolando os termos em comum do lado direito da equação  $\rho u_0^2, \tau_0$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \left[ \left( \frac{p''}{\gamma - 1} + \frac{\rho'' (\bar{u}'' \cdot \bar{u}'')}{2} + \frac{\bar{B}'' \cdot \bar{B}''}{2} \right) \right]}{\partial (t'')} = \\
& - \bar{\nabla}'' \cdot \left\{ \bar{u}'' \left[ \left( \frac{(\rho_0 u_0^3) \tau_0 p''}{(\rho_0 u_0^2) R_0 (\gamma - 1)} + \frac{(\rho_0 u_0^3) \tau_0 \rho'' (\bar{u}'' \cdot \bar{u}'')}{(\rho_0 u_0^2) R_0 2} + \frac{(\mu_0 \rho_0 u_0^3) \tau_0 \bar{B}'' \cdot \bar{B}''}{(\rho_0 u_0^2) R_0 2\mu_0} \right) \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{\rho_0 u_0^3 \tau_0}{(\rho_0 u_0^2) R_0} p'' + \frac{\mu_0 \rho_0 u_0^3 \tau_0}{(\rho_0 u_0^2) R_0 2\mu_0} \bar{B}'' \cdot \bar{B}'' \right] \right. \\
& \left. - \frac{\mu_0 \rho_0 u_0^3 \tau_0}{(\rho_0 u_0^2) R_0 \mu_0} (\bar{u}'' \cdot \bar{B}'') \bar{B}'' \right. \\
& \left. - \frac{\tau_0 \mu_0 \rho_0 u_0^3}{(\rho_0 u_0^2) R_0 \mu_0} (\bar{\nabla}'' \cdot \bar{B}'') \bar{B}'' \cdot \bar{u}'' \right)
\end{aligned} \tag{A.24}$$

Observa-se novamente que  $\frac{\rho_0 u_0^3 \tau_0}{R_0 \rho_0 u_0^2} = 1$ . Além disso, definiu-se que:

$$E''_{MHD} = \frac{p''}{\gamma - 1} + \frac{\rho'' (\bar{u}'' \cdot \bar{u}'')}{2} + \frac{\bar{B}'' \cdot \bar{B}''}{2}. \text{ Assim, reescrevendo-se tal equação tem-se:}$$

Equação da conservação da Energia normalizada

$$\frac{\partial E''_{MHD}}{\partial t} + \bar{\nabla}'' \cdot \left[ \bar{u}'' \left( E''_{MHD} + p'' + \frac{1}{2} \bar{B}'' \cdot \bar{B}'' \right) - (\bar{u}'' \cdot \bar{B}'') \bar{B}'' \right] = -(\bar{\nabla}'' \cdot \bar{B}'') \bar{B}'' \cdot \bar{u}'' \tag{A.25}$$

#### A.4 Normalização da equação de Conservação do Fluxo Magnético

Substituindo as equações A.3, A.5, A.8 e A.10, na Equação A.26, tem-se:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{B}} - \bar{\mathbf{B}}\bar{\mathbf{u}}) = -(\vec{\nabla} \cdot \bar{\mathbf{B}})\bar{\mathbf{u}} \quad (\text{A.26})$$

$$\frac{\partial(\bar{\mathbf{B}}''\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2})}{\partial(t''\tau_0)} = -\frac{\bar{\nabla}''}{R_0} \cdot (\bar{\mathbf{u}}''u_0\bar{\mathbf{B}}''\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2} - \bar{\mathbf{B}}''\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2}\bar{\mathbf{u}}''u_0) - \frac{\bar{\nabla}''}{R_0} \cdot (\bar{\mathbf{B}}''\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2})\bar{\mathbf{u}}''u_0 \quad (\text{A.27})$$

$$\frac{\partial(\bar{\mathbf{B}}'')}{\partial(t'')} = -\frac{u_0(\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2})(\tau_0)}{(\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2})R_0} \bar{\nabla}'' \cdot (\bar{\mathbf{u}}''\bar{\mathbf{B}}'' - \bar{\mathbf{B}}''\bar{\mathbf{u}}'') - \left(\frac{u_0(\tau_0)\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2}}{(\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2})R_0}\right)(\bar{\nabla}'' \cdot \bar{\mathbf{B}}'')\bar{\mathbf{u}}'' \quad (\text{A.28})$$

Reorganizando os termos, a forma normalizada da equação de conservação de fluxo magnético:

$$\frac{\partial(\bar{\mathbf{B}}'')}{\partial(t'')} = -\bar{\nabla}'' \cdot (\bar{\mathbf{u}}''\bar{\mathbf{B}}'' - \bar{\mathbf{B}}''\bar{\mathbf{u}}'') - (\bar{\nabla}'' \cdot \bar{\mathbf{B}}'')\bar{\mathbf{u}}'' \quad (\text{A.29})$$

#### A.5 Equação da Densidade de Corrente

Substituindo as equações A.5, A.7 e A.10, na Equação A.30, tem-se:

$$\vec{\nabla} \times \bar{\mathbf{B}} = \mu_0 \vec{\mathbf{j}} \quad (\text{A.30})$$

$$\frac{\bar{\nabla}''}{R_0} \times \bar{\mathbf{B}}''(\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2}) = \mu_0 \vec{\mathbf{j}}'' \frac{\sqrt{\rho_0u_0^2}}{R_0\sqrt{\mu_0}} \quad (\text{A.31})$$

$$\left(\frac{\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2}}{R_0}\right)(\bar{\nabla}'' \times \bar{\mathbf{B}}'') = \mu_0 \vec{\mathbf{j}}'' \left(\frac{\sqrt{\rho_0u_0^2}}{R_0\sqrt{\mu_0}}\right) \quad (\text{A.32})$$

$$(\bar{\nabla}'' \times \bar{\mathbf{B}}'') = \vec{\mathbf{j}}'' \left[ \frac{(\mu_0 R_0)(\sqrt{\rho_0u_0^2})}{(R_0\sqrt{\mu_0})(\sqrt{\mu_0\rho_0u_0^2})} \right] \quad (\text{A.33})$$

Reorganizando os termos, têm-se:

$$(\vec{\nabla}'' \times \vec{B}'') = \vec{j}'' \left[ \frac{(\mu_0 R_0)(\sqrt{\rho_0 u_0^2})}{(R_0 \sqrt{\mu_0} \sqrt{\mu_0})(\sqrt{\rho_0 u_0^2})} \right] \quad (\text{A.34})$$

Equação normalizada da densidade de corrente

$$(\vec{\nabla}'' \times \vec{B}'') = \vec{j}'' \quad (\text{A.35})$$



## APÊNDICE B - CONSERVAÇÃO DA ENERGIA E TEOREMA DE POYNTING

A seguir, será demonstrado o teorema de Poynting utilizado nesta tese de doutorado. Maiores detalhes encontram-se em Jackson (1962) e Martins (1975).

A lei de conservação da energia eletromagnética, ou teorema de Poynting, pode ser derivada a partir da equação de Maxwell. Todas as equações encontram-se no sistema internacional de unidades (SI).

$$(\nabla \times \vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Lei da indução de Faraday} \quad (\text{B.1})$$

$$(\nabla \times \vec{B}) = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Lei de Ampère-Maxwell} \quad (\text{B.2})$$

Multiplicando, escalarmente, a primeira Equação B.1 pelo vetor  $\vec{B}$  tem-se:

$$\vec{B} \cdot (\nabla \times \vec{E}) = -\vec{B} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{B.3})$$

Em seguida, multiplicando-se escalarmente a segunda Equação (B.2) pelo vetor  $\vec{E}$  encontra-se a seguinte forma:

$$\vec{E} \cdot (\nabla \times \vec{B}) = \vec{E} \cdot \mu_0 \left( \vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (\text{B.4})$$

Subtraindo a segunda Equação (B.2) da primeira Equação (B.1), segue que:

$$\vec{B} \cdot (\nabla \times \vec{E}) - \vec{E} \cdot (\nabla \times \vec{B}) = -\vec{B} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \mu_0 \vec{E} \cdot \vec{J} - \varepsilon_0 \mu_0 \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{B.5})$$

Em seguida, utilizou-se a identidade vetorial (Bittencourt, 2004), e

$$\nabla \cdot (\vec{A} \times \vec{C}) = \vec{C} \cdot (\nabla \times \vec{A}) - \vec{A} \cdot (\nabla \times \vec{C}) \quad (\text{B.6})$$

Redefinido as variáveis da seguinte forma:

$$\vec{C} = \vec{B} \quad e \quad \vec{E} = \vec{A} \quad (\text{B.7})$$

Substituindo na identidade vetorial Equação, B.6, e observando que os dois primeiros termos da Equação B.5 podem ser escritos da seguinte forma:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{B}) = \vec{B} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E}) - \vec{E} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad (\text{B.8})$$

Substituindo Equação (B.8) na Equação (B.5) e reorganizando os termos, a seguinte equação da conservação de energia surge:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{B}) = -\frac{1}{2} \frac{\partial B^2}{\partial t} - \mu_0 \vec{E} \cdot \vec{J} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{1}{2} \frac{\partial E^2}{\partial t} \quad (\text{B.9})$$

Multiplicando a Equação B.9 pela constante  $1/\mu_0$ , chega-se a seguinte equação de conservação de energia:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{B}) 1/\mu_0 = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{B^2}{\mu_0} + \epsilon_0 E^2 \right) - \vec{E} \cdot \vec{J} \quad (\text{B.10})$$

A Equação B.10 é conhecida como conservação da energia eletromagnética ou teorema de Poynting. Esta equação ilustra o transporte de energia eletromagnética via vetor de Poynting, representado pelo termo do lado esquerdo. O termo responsável pela conversão nas diferentes formas de energia é representado pelo último termo no lado direito. Enquanto que os dois primeiros termos do lado direito da equação representam as taxas com que a energia elétrica e magnética varia em uma região. Ou seja, a taxa de variação da energia elétrica e magnética é igual ao seu transporte e à respectiva conversão nas diferentes formas.

A Equação B.10 pode ser integrada em um elemento de volume, como segue:

$$\iiint_v [\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{B}) 1/\mu_0] dv = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \iiint_v \frac{B^2}{\mu_0} dv + \iiint_v \epsilon_0 E^2 dv \right) - \iiint_v (\vec{E} \cdot \vec{J}) dv \quad (\text{B.11})$$

Nota-se que o primeiro termo pode ser reescrito fazendo o uso do teorema da divergência de Gauss, que fica na seguinte forma:

$$\iiint_V [\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{B}) / \mu_0] dV = \iint_S (\vec{E} \times \vec{B}) / \mu_0 \cdot \hat{n} ds \quad (\text{B.12})$$

A Equação B.11 mostra que a variação da energia eletromagnética em um elemento de volume ocorre somente se há um fluxo de energia através da superfície que delimita este volume. Substituindo Equação B.12 na Equação B.11, tem-se a forma integral da lei de conservação de energia eletromagnética ou teorema de Poynting, dado por:

$$\iint_S (\vec{E} \times \vec{B}) / \mu_0 \cdot \hat{n} ds = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \iiint_V \frac{B^2}{\mu_0} dV + \iiint_V \epsilon_0 E^2 dV \right) - \iiint_V (\vec{E} \cdot \vec{J}) dV \quad (\text{B.13})$$

em que  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  são, respectivamente, a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética no vácuo, onde os termos à direita e à esquerda na equação (B.13), têm as seguintes unidades de energia:

$$w_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \quad [J/m^3] \quad \text{Densidade de energia elétrica} \quad (\text{B.14})$$

$$w_B = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \quad [J/m^3] \quad \text{Densidade de energia magnética} \quad (\text{B.15})$$

$$\vec{S} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0} \quad [W/m^2] \quad \text{Vetor de Poynting} \quad (\text{B.16})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0} \right) \quad [W/m^3] \quad \text{Fluxo de energia ou transporte} \quad (\text{B.17})$$

$$\vec{E} \cdot \vec{J} \quad [W/m^3] \quad \text{Termo de dissipação} \quad (\text{B.18})$$



## APÊNDICE C

Ilustra os passos seguidos para obter a coleta de dados que foram utilizados como parâmetros de entrada no modelo de Gonzalez e Mozer (1974).

