sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/05.04.15.21-TDI

MECANISMOS ENVOLVIDOS EM TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA EM RECONEXÃO MAGNÉTICA SIMÉTRICA E ASSIMÉTRICA VIA SIMULAÇÕES POR PARTÍCULAS

Roberta Gonçalves Schmitz

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pela Dra. Maria Virginia Alves, aprovada em 21 de maio de 2020.

URL do documento original:
<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/42E9MNL>

INPE
São José dos Campos
2020

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE
Gabinete do Diretor (GBDIR)
Serviço de Informação e Documentação (SESID)
CEP 12.227-010
São José dos Campos - SP - Brasil
Tel.:(012) 3208-6923/7348
E-mail: pubtc@inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):

Presidente:

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Membros:

Dra. Carina Barros Mello - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Alisson Dal Lago - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dr. Evandro Albiach Branco - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação - (CPG)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Cauê Silva Fróes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/05.04.15.21-TDI

MECANISMOS ENVOLVIDOS EM TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA EM RECONEXÃO MAGNÉTICA SIMÉTRICA E ASSIMÉTRICA VIA SIMULAÇÕES POR PARTÍCULAS

Roberta Gonçalves Schmitz

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pela Dra. Maria Virginia Alves, aprovada em 21 de maio de 2020.

URL do documento original:
<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/42E9MNL>

INPE
São José dos Campos
2020

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Schmitz, Roberta Gonçalves.

Sc34m Mecanismos envolvidos em transferência de energia em reconexão magnética simétrica e assimétrica via simulações por partículas / Roberta Gonçalves Schmitz. – São José dos Campos : INPE, 2020.

xxii + 121 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/05.04.15.21-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2020.

Orientadora : Dra. Maria Virginia Alves.

1. Reconexão de campo magnético. 2. Magnetosfera terrestre. 3. Técnica de partícula em célula. 4. Plasmas espaciais. I.Título.

CDU 52-854:52-337

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.

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÕES

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS
Serviço de Pós-graduação - SEPGR
Curso de Pós-graduação em Geofísica Espacial

ATA DE DEFESA FINAL DE TESE DE ROBERTA GONÇALVES SCHMITZ

No dia 21 de maio de 2020, as 10h00, por videoconferência, a aluna mencionada acima defendeu seu trabalho final (apresentação oral seguida de arguição) perante uma Banca Examinadora, cujos membros estão listados abaixo. A aluna foi APROVADA pela Banca Examinadora, por unanimidade, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de DOUTOR em Geofísica Espacial. O trabalho precisa da incorporação das correções sugeridas pela Banca Examinadora e revisão final pela orientadora Dra. Maria Virginia Alves.

Título: 'MECANISMOS ENVOLVIDOS EM TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA EM RECONEXÃO MAGNÉTICA SIMÉTRICA E ASSIMÉTRICA VIA SIMULAÇÕES POR PARTÍCULAS'

Eu, Alisson Dal Lago, como Presidente da Banca Examinadora, assino esta ATA em nome de todos os membros.

Membros da Banca
Dr. Alisson Dal Lago - Presidente (INPE)
Dra. Maria Virginia Alves - Orientadora (INPE)
Dr. Vitor Moura Cardoso e Silva Souza - Convidado (INPE)
Dra. Inez Staciarini Batista- Convidado (INPE)
Dr. Marcos Vinicius Dias Silveira - Convidado (Goddard Institute for Space Studies)
Dra. Flávia Reis Cardoso Rojas - Convidado (USP-EEL/Lorena-SP)

---

sei! assinatura eletrônica

Documento assinado eletronicamente por **Alisson Dal Lago**, **Pesquisador**, em 11/12/2020, às 16:20 (horário oficial de Brasília), com fundamento no art. 6º, § 1º, do Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015.

A autenticidade deste documento pode ser conferida no site http://sei.mctic.gov.br/verifica.html, informando o código verificador **6236663** e o código CRC **16E2937A**.

Referência: Processo nº 01340.004344/2020-51 SEI nº 6236663

"Eu liberto nas palavras
Transmuto a minha vida em versos
Da maneira que eu bem quiser
Depois de tanto tempo de estudo
Venho pra cá em busca de mim."

Satolep
Vitor Ramil

A meus pais ***Gerson*** *e* ***Gilcleres****.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha querida orientadora, Dra. Maria Virginia Alves, por todo o apoio.

A toda minha família que sempre me incentivou a estudar.

Ao Marcos, sem sua ajuda não seria possível a realização deste trabalho.

A meus amigos, não listarei um por um mas vocês sabem que sempre estarão comigo.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) e a todos colegas e pesquisadores do curso de Geofísica Espacial, pela oportunidade de conhecer essa maravilhosa área de estudos.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pela bolsa de estudos e auxílio financeiro que permitiram apresentações de trabalhos em eventos científicos.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001

RESUMO

Nesta tese foram tratados alguns cenários possíveis de reconexão magnética na magnetosfera terrestre. A partir dos resultados obtidos usando simulações por partículas com o código iPIC3D, foram analisadas as regiões de difusão dos íons e dos elétrons, a formação de frentes de reconexão e os principais mecanismos de conversão de energia que ocorrem na região de dissipação e nas frentes de reconexão, bem como a taxa de reconexão nos diferentes cenários. O processo de reconexão magnética pode ser classificado em dois tipos: simétrico (RMS) e assimétrico (RMA), dependendo das configurações de campo magnético, densidade, temperatura e velocidade das partículas nos dois regimes de plasma envolvidos. Na magnetosfera terrestre, a RMS ocorre mais frequentemente na região da cauda magnética, onde tanto os campos magnéticos quanto as densidades dos lóbulos norte e sul são da mesma ordem de intensidade. Na magnetopausa o processo mais comum é a RMA, que ocorre frequentemente quando as intensidades de campo magnético e/ou densidade da magnetosfera são significantemente diferentes dos valores da bainha magnética. RMS e RMA possuem assinaturas características e têm sido bastante estudadas através de observações de satélites e de simulações. Por exemplo, em RMS o campo magnético perpendicular ao plano de reconexão magnética, conhecido como campo magnético Hall, apresenta um comportamento quadrupolar devido ao movimento relativo entre os íons e elétrons. Já no caso de RMA o campo magnético Hall possui um aspecto bipolar. Neste trabalho foram apresentados resultados de simulações de RMS e RMA, com ênfase em um caso em particular em que foi encontrado padrão quadrupolar do campo magnético Hall em observações de RMA. Nossas simulações mostraram que as assimetrias presentes não foram suficientes para apresentar assinaturas de RMA neste caso. A análise de conversão de energia para RMS mostra que a energia eletromagnética é em grande parte convertida para íons nas frentes de reconexão, o que não ocorreu no caso RMA, já que a conversão de energia neste caso ficou restrita à região das separatrizes do lado que possui campo magnético mais intenso.

Palavras-chave: Reconexão de campo magnético. Magnetosfera terrestre. Técnica de partícula em célula. Plasmas espaciais.

MECHANISMS INVOLVED IN ENERGY TRANSFER IN SYMMETRIC AND ASYMMETRIC MAGNETIC RECONNECTION VIA PARTICLE SIMULATIONS

ABSTRACT

In this thesis some possible scenarios of magnetic reconnection in the terrestrial magnetosphere were treated. From the results obtained using particle simulations with the iPIC3D code, the ion and electron diffusion regions, the formation of reconnection fronts (RF) and the main energy conversion mechanisms that occur in the dissipation region and in the RFs were analyzed, as the reconnection rate in different scenarios. The magnetic reconnection process can be classified into two types: symmetric (SMR) and asymmetric (AMR), depending on the settings of the magnetic field, density, temperature and velocity of the particles in the two plasma regimes involved. In the terrestrial magnetosphere, SMR occurs more frequently in the magnetotail region, where both the magnetic fields and the densities of the northern and southern lobes are of the same order of intensity. At the magnetopause the most common process is AMR, which occurs quite frequently when the magnitude of magnetic field and/or the density of the magnetosphere are significantly different than in the magnetic sheath. SMR and AMR have characteristic signatures and have been extensively studied through satellite observations and simulations. For example, in SMR the magnetic field perpendicular to the plane of magnetic reconnection, known as the Hall magnetic field, presents a quadrupolar behavior due to the relative movement between ions and electrons. In the case of ARM, the Hall magnetic field has a bipolar aspect. In this thesis, results of SMR and AMR simulations were presented, with emphasis on a particular case in which a quadrupolar pattern of the Hall magnetic field was found in AMR observations. Our simulations showed that the asymmetries we have considered were not enough to present AMR signatures. The energy conversion analysis for SMR shows that the electromagnetic energy is largely converted to ions in the reconnection fronts, which did not occur in the ARM case, since the energy conversion in this case was restricted to the separator region on the side that presents more intense magnetic field.

Keywords: Magnetic field reconnection. Earth Magnetosphere. Particle in cell technique. Space Plasmas.

LISTA DE FIGURAS

Pág.

2.1 Regiões da magnetosfera 8
2.2 Representação da reconexão na magnetosfera terrestre. 11
2.3 Esquema da evolução da reconexão magnética. 15
2.4 Representação das regiões de difusão dos íons e dos elétrons. 20
2.5 Balanço de energia eletromagnética. 22
2.6 Conversão de energia em reconexão na cauda magnética. 23
2.7 Campo magnético Hall em RMS com e sem campo guia. 24
2.8 Representação esquemática da região de RMS com campo guia. 25
2.9 Diagrama da região de reconexão assimétrica. 27
2.10 Reconexão simétrica e assimétrica. 28
2.11 Campos magnético e elétrico em RMS. 29
2.12 Campos magnético e elétrico em RMA. 30
2.13 Simulação híbrida 2D de reconexão assimétrica. 31
2.14 Evolução temporal dos fluxos de energias na região de reconexão. 33
2.15 Termo $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ paralelo e perpendicular ao plano de RM. 34
2.16 Termo $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ paralelo e perpendicular ao plano de RM, velocidade e densidade dos íons. 35

3.1 Perfis de densidade e campo magnético em RMA. 41

4.1 Campo magnético B_x para o caso RMS. 46
4.2 Configuração inicial da densidade dos íons e do campo magnético B_x. . . 47
4.3 Evolução temporal da taxa de reconexão para o caso RMS. 48
4.4 Campos Hall no caso RMS. 49
4.5 Regiões de difusão dos elétrons e dos íons no caso RMS, estimadas através do termo $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$. 50
4.6 Espessuras das regiões de difusão no caso RMS a partir de $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ no instante $t = 600\,{\omega_{\rm pi}}^{-1}$. 51
4.7 Espessuras das regiões de difusão das espécies da lâmina de corrente no caso RMS a partir de $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$. 52
4.8 Variação da densidade de energia eletromagnética em RMS no instante $t = 600\,{\omega_{\rm pi}}^{-1}$. 53
4.9 Trabalho realizado sobre os elétrons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 600\,{\omega_{\rm pi}}^{-1}$ para o caso RMS. 54

4.10 Trabalho realizado sobre os íons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 600\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ para o caso RMS. 55
4.11 Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 600\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ para o caso RMS. 56
4.12 Evolução temporal da taxa de reconexão para o caso simétrico com campo guia $B_z = 0{,}4B_0$. 57
4.13 Campos Hall em RMS com campo guia. 58
4.14 Fluxo de elétrons em RMS sem e com campo guia no instante $t = 600\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$. 59
4.15 Termos $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$, $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ e $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ no caso RMS com campo guia em $600\,\omega_{pi}^{-1}$. . 60
4.16 Espessuras das regiões de difusão no caso RMS com campo guia. 61
4.17 Espessura e intensidade das regiões de difusão dos elétrons e dos íons da lâmina de corrente em três instantes diferentes da simulação no caso RMS com campo guia. 62
4.18 Trabalho realizado sobre os elétrons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 600\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$, no caso RMS com campo guia. 63
4.19 Trabalho realizado sobre os íons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 600\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ no caso RMS com campo guia. 64
4.20 Variação da densidade de energia eletromagnética em RMS com campo guia no instante $t = 600\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$. 65
4.21 Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 600\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ no caso RMS com campo guia. 66
4.22 Evolução temporal da taxa de reconexão para o caso RMQS. 68
4.23 Perfis de campo magnético e densidade dos íons no caso RMQS no instante inicial $t = 0$. 69
4.24 Campo magnético Hall e campo elétrico Hall no caso RMQS. 70
4.25 Termos $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$, $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ e $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ no caso RMQS em $1000\,\omega_{pi}^{-1}$. 71
4.26 Buracos de elétrons em RMQS no tempo $t = 1000\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$. 72
4.27 Espessuras das regiões de difusão a partir de $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E}$ no tempo $t = 1000\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ no caso RMQS. 73
4.28 Trabalho realizado sobre os elétrons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 1000\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ no caso RMQS. 74
4.29 Trabalho realizado sobre os íons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 1000\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ no caso RMQS. 75
4.30 Variação da densidade de energia eletromagnética em RMQS no instante $t = 1000\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ no caso RMQS. 76
4.31 Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 1000\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ no caso RMQS. 77
4.32 Evolução temporal da taxa de reconexão para o caso RMQS sem campo guia. 78

4.33 Campos Hall no caso RMQS sem campo guia 79
4.34 Diagrama esquemático do sistema de correntes e estrutura do campo magnético em RMA. 80
4.35 Regiões de difusão a partir de $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E}$ no tempo para o caso RMQS sem campo guia. 81
4.36 Variação da densidade de energia eletromagnética no instante $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMQS sem campo guia. 82
4.37 Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMQS sem campo guia. 83
4.38 Configuração inicial de densidade e campo magnético no caso RMA. . . . 85
4.39 Evolução temporal da taxa de RM para o caso RMA. 86
4.40 Campos Hall de RM para o caso RMA. 87
4.41 Termos $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E}$ para os elétrons, íons e total no caso RMA. 88
4.42 Espessuras das regiões de difusão a partir de $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E}$ no tempo $t = 600$. . . 89
4.43 Trabalho realizado sobre os elétrons pelas componentes do campo elétrico no caso RMA. 90
4.44 Trabalho realizado sobre os íons pelas componentes do campo elétrico no caso RMA. 91
4.45 Variação da densidade de energia eletromagnética no instante $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMA. 92
4.46 Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMA. 93
4.47 Evolução temporal da taxa de RM no caso RMA com campo magnético simétrico. 95
4.48 Campos Hall no caso RMA com campo magnético simétrico. 96
4.49 Regiões de difusão dos elétrons e dos íons no caso RMA com campo magnético simétrico em $t = 200\,\omega_{\mathrm{pi}}^{-1}$. 97
4.50 Trabalho realizado sobre os elétrons pelas componentes do campo elétrico no caso RMA com campo magnético simétrico. 98
4.51 Trabalho realizado sobre os íons pelas componentes do campo elétrico no caso RMA com campo magnético simétrico. 99
4.52 Variação das densidades de energia eletromagnética, cinética e térmica no instante $t = 200\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMA com campo magnético simétrico. 100
4.53 Evolução temporal da taxa de RM no caso RMA com densidade simétrica. 102
4.54 Campos Hall no caso RMA com densidade simétrica. 103
4.55 Regiões de difusão dos elétrons e dos íons no caso RMA com densidade simétrica em $t = 300\,\omega_{\mathrm{pi}}^{-1}$. 104
4.56 Trabalho realizado sobre os elétrons por cada componente do campo elétrico no caso RMA com densidade simétrica. 105

4.57 Trabalho realizado sobre os íons por cada componente do campo elétrico no caso RMA com densidade simétrica. 106
4.58 Variação da densidade de energia eletromagnética no caso RMA com densidade simétrica no instante $t = 300\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. 107
4.59 Variação das densidades de energia eletromagnética, cinética e térmica no instante $t = 300\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMA com densidade simétrica. 108

LISTA DE TABELAS

Pág.

3.1 Principais parâmetros utilizados nas simulações. 44

4.1 Parâmetros normalizados do RMS. 45
4.2 Parâmetros normalizados do caso RMQS. 67
4.3 Parâmetros normalizados do caso RMA. 84
4.4 Parâmetros normalizados do caso RMA com campo magnético simétrico. 94
4.5 Parâmetros normalizados do caso RMA com densidade simétrica. 101

SUMÁRIO

Pág.

1 INTRODUÇÃO 1

2 RECONEXÃO MAGNÉTICA NA MAGNETOSFERA TERRESTRE 5

2.1 Plasmas espaciais 5

2.2 Estrutura da magnetosfera terrestre 7

2.3 Reconexão magnética na magnetosfera 9

2.4 Transporte de energia 15

2.5 Características da reconexão magnética simétrica 17

2.6 Geometria da região de difusão dos íons e dos elétrons 19

2.7 Simulações envolvendo transferência de energia na cauda magnética . . . 21

2.8 Reconexão magnética com campo guia 23

2.9 Características da reconexão assimétrica 26

2.10 Simulações envolvendo transferência de energia em reconexão assimétrica 30

3 SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS EM RECONEXÃO MAGNÉTICA 37

3.1 Simulações em plasmas 37

3.2 Simulações por partículas 38

3.3 Código utilizado nas simulações 39

3.4 Modificação do código para incluir assimetrias 40

3.5 Parâmetros e normalizações das simulações 42

4 RESULTADOS 45

4.1 Simulações 45

4.1.1 Reconexão magnética simétrica (RMS) 45

4.1.2 RMS com campo guia 56

4.1.3 Reconexão magnética “quase simétrica” (RMQS) 67

4.1.4 RMQS sem campo guia 77

4.1.5 Reconexão magnética assimétrica (RMA) 84

4.1.6 RMA com campo magnético simétrico 93

4.1.7 RMA com densidade simétrica 101

5 CONCLUSÕES **109**

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS **113**

1 INTRODUÇÃO

A magnetosfera terrestre é a região formada devido à interação entre o campo geomagnético e o vento solar, onde os processos sobre as partículas carregadas são dominados pelo campo geomagnético. O vento solar, por sua vez, é um fluxo de plasma formado predominantemente por elétrons e prótons, que surge como resultado da grande diferença de pressão entre o espaço interplanetário e a coroa solar. O termo vento solar foi introduzido por Parker (1959), ao estudar fluxos de partículas provenientes do Sol.

Sendo continuamente ejetado do Sol, o vento solar é acelerado a altas velocidades, da ordem de centenas de quilômetros por segundo e com uma densidade de energia da ordem de $10^{-10}\,\mathrm{J/m^3}$. Considerado um plasma altamente condutor, ele carrega consigo as linhas de campo magnético do Sol e ao se propagar no espaço interplanetário encontra alguns obstáculos, como por exemplo o campo magnético terrestre, formando então a magnetosfera (WALKER, 1993; COSTA JUNIOR et al., 2011).

Um dos mais importantes mecanismos de acoplamento entre o vento solar e a magnetosfera é a reconexão magnética (RM), a qual ocorre mais intensamente quando o campo magnético interplanetário é orientado na direção oposta à do campo geomagnético, havendo uma reestruturação da topologia causada pela aniquilação entre os campos. Esse processo de reconexão das linhas de campo permite que partículas do vento solar penetrem na magnetosfera terrestre (DRAKE, 1995; PRIEST; FORBES, 2000).

No sistema solar a RM é um fenômeno que ocorre também em outras regiões, tais como regiões ativas do Sol, sendo um dos processos que contribui para a formação de ejeção de massa coronal e para o aquecimento coronal (HESSE et al., 2011; TREUMANN; BAUMJOHANN, 1997).

No processo de RM ocorre uma reestruturação da topologia dos campos magnéticos dos plasmas, causada pela mudança de conectividade das linhas de campo (PRIEST; FORBES, 2000). A RM ocorre em um pequeno espaço onde a condição MHD (magnetohidrodinâmica) ideal é quebrada devido a algum mecanismo que possa introduzir resistividade ao sistema. Essa região é conhecida como região de difusão ou região de dissipação, pois envolve processos de difusão magnética e processos não-ideais de conversão de energia magnética (ZENITANI et al., 2011; ZENITANI; UMEDA, 2014). Embora Zenitani et al. (2013) argumente que a física de pequenas escalas na região de reconexão controla a evolução do sistema de larga escala ao redor, esse ainda é um

tópico em debate. De acordo com Lopez (2016), a taxa de RM pode ser controlada por condições do vento solar, ou seja, fenômenos de escala global podem controlar a evolução do sistema em escalas locais.

De acordo com Pritchett e Mozer (2009), a região de difusão pode ser compreendida como uma estrutura multi-escala. É formada por uma região externa, conhecida como *região de difusão dos íons* (RDI), a qual possui um tamanho da ordem de $d_i = c/\omega_{pi}$, comprimento inercial dos íons, em que ω_{pi} é a frequência de plasma dos íons e c a velocidade da luz. Nessa região os íons se desacoplam das linhas de campo magnético, mas os elétrons continuam se movimentando junto com o campo. A partir do momento em que os elétrons se desacoplam do campo magnético, surge uma estrutura interna conhecida como *região de difusão dos elétrons* (RDE), com tamanho da ordem de $d_e = c/\omega_{pe}$, em que ω_{pe} é a frequência de plasma dos elétrons.

Na região de difusão dos elétrons ocorrem os processos dissipativos e é onde as linhas de campo se reconectam. Ou seja, os fenômenos relacionados a essa região são os pontos chaves da RM (GONZALEZ; PARKER, 2016). Acredita-se que um grande contribuidor para isso seja a presença de anisotropia no tensor de pressão dos elétrons, ou seja, elementos fora da diagonal principal, caracterizando uma não girotropia dos elétrons na região de difusão (HESSE et al., 1999; HESSE et al., 2011). Também há indicações de que interações onda-partículas podem ser importantes em alguns casos (DRAKE et al., 2003). As escalas espaciais associadas aos elétrons variam de acordo com o sistema de interesse. Por exemplo, na magnetosfera terrestre são da ordem de quilômetros, na coroa solar da ordem de centímetros e em alguns plasmas de laboratórios chegam a ser da ordem de nanômetros ou micrômetros (LAPENTA et al., 2017).

Devido a sua grande importância, a RM tem sido estudada tanto em laboratórios quanto teoricamente e através de observações *in situ*. Em 2015, a NASA lançou uma missão que possui como objetivo estudar os processos relacionados à região de difusão dos elétrons. A *Magnetospheric Multiscale Mission*, ou MMS, pretende fornecer medidas em escalas comparadas ao raio de giro dos elétrons na magnetosfera (CASSAK, 2016). Além disso, ao longo dos anos foram desenvolvidos diversos modelos numéricos para simular reconexão magnética. Simulações MHD estudam o comportamento global da magnetosfera, pois consideram o plasma como um fluido magnetizado. Em escalas menores, as simulações por partículas têm sido úteis no estudo da região de difusão dos elétrons e dos íons (PRITCHETT, 2000; WANG et al., 2018; SONG et al., 2019).

O interesse pelo estudo da RM na magnetosfera se dá pelo fato de que este é o lugar mais próximo da Terra onde o processo ocorre de forma natural, possibilitando a obtenção de dados *in situ* através de medidas de satélites (GONZALEZ; PARKER, 2016). Ainda, a entrada de partículas energéticas na magnetosfera seria mínima se não houvesse o processo de reconexão, dessa forma o campo magnético terrestre atuaria como um escudo que permitiria apenas uma pequena transferência de energia e partículas para a Terra através de outros processos, tais como ondas Kelvin-Helmholtz na magnetopausa (PU; KIVELSON, 1983; LU et al., 2019; MARE et al., 2019).

Um dos principais aspectos da RM é permitir a conversão de energia magnética, armazenada no campo magnético, em energia cinética e térmica, aquecendo e acelerando partículas a altas velocidades na magnetosfera. Uma vez que a sociedade atual é altamente dependente de tecnologias, os impactos causados por essas partículas energéticas podem ser grandes. De acordo com Eastwood et al. (2017), correntes elétricas induzidas podem levar a instabilidades e causar apagões nas malhas energéticas. Uma das áreas mais fortemente impactadas é a das comunicações, onde redes de telefonia correm risco de interferência devido a ondas de alta frequência provenientes de *flares* solares. Além disso, sistemas de localização GPS podem ser afetados devido a danos em satélites na órbita terrestre, astronautas podem adquirir problemas de saúde e voos em altas latitudes correm risco devido à radiação de partículas de alta energia (EASTWOOD et al., 2017; RILEY et al., 2018).

O processo de RM pode ser classificado em dois tipos: simétrico e assimétrico (MOZER; PRITCHETT, 2011), dependendo das configurações de campo magnético, densidade e velocidade das partículas nos dois regimes de plasma envolvidos. Na magnetosfera terrestre, a reconexão magnética simétrica (RMS) ocorre mais frequentemente na região da cauda magnética, onde tanto os campos magnéticos quanto as densidades dos lóbulos norte e sul são da mesma ordem de intensidade. Na magnetopausa o processo mais comum é a RMA, que ocorre quando as intensidades de campo magnético e/ou densidade da magnetosfera são significantemente diferentes dos valores da bainha magnética. A assimetria também pode ser causada por diferenças nas temperaturas e velocidades das partículas em ambos os lados da lâmina de plasma.

Os comportamentos tanto dos campos eletromagnéticos quanto das partículas dos plasmas são distintos em ambos os casos, simétrico e assimétrico (PRITCHETT, 2008; MOZER; PRITCHETT, 2011). Por exemplo, em RMS o campo magnético perpendicular ao plano de RM, conhecido como campo magnético Hall, apresenta um compor-

tamento quadrupolar devido ao movimento relativo entre os íons e elétrons. Já no caso de RMA o campo magnético Hall possui um aspecto bipolar, como será visto mais adiante. Embora essas assinaturas sejam bem distintas e usadas como critérios para identificar RMS e RMA, observações recentes da missão MMS encontraram padrão quadrupolar do campo magnético Hall em RMA no dia 22 de outubro de 2015 (WANG et al., 2017). Em 15 de dezembro de 2016, houve outro evento de RMA com características de RMS (PENG et al., 2017). Este último evento será explorado neste trabalho, sendo caracterizado como reconexão magnética quase simétrica, ou RMQS.

Esta tese tem como objetivo explorar as semelhanças e diferenças entre os processos de conversão de energia em RMA e RMS, dando ênfase para o caso peculiar de RMQS e procurando entender os limites entre casos simétricos e assimétricos. É feita uma análise da conversão de energia magnética em energia cinética e térmica na região de difusão e na região de saída do fluxo de plasma. O código utilizado neste trabalho é o iPIC3D (MARKIDIS et al., 2010), modificado para incluir simulações de RMA. Os parâmetros utilizados nas simulações aqui apresentadas são baseados em eventos reais observados em satélites.

O trabalho está organizado da seguinte forma: No Capítulo 2 são apresentados mais detalhadamente os conceitos sobre reconexão magnética, como se dá o processo de transferência de energia, destacando características de RMS e RMA e mostrando algumas aplicações de simulações em RM. No capítulo 3 é feita uma introdução sobre simulações em plasmas espaciais e o código iPIC3D. No capítulo 4 são apresentados os resultados das simulações e no capítulo 5 as conclusões finais.

2 RECONEXÃO MAGNÉTICA NA MAGNETOSFERA TERRESTRE

Para entender os processos físicos que ocorrem na magnetosfera terrestre faz-se necessário introduzir alguns conceitos em física dos plasmas espaciais.

2.1 Plasmas espaciais

De acordo com as definições de Bittencourt (2004) e Akhiezer et al. (1975), um plasma é geralmente descrito como um gás parcialmente ou totalmente ionizado, ou ainda como um conjunto de partículas que, do ponto de vista macroscópico, é eletricamente neutro e que apresenta comportamento coletivo. É também visto como um quarto estado da matéria, considerando que as forças de ligação entre as partículas que o constituem são praticamente nulas.

Embora o plasma possa ser considerado um gás ionizado, não significa que todo o gás ionizado seja um plasma; existem alguns critérios que definem o que é um plasma. A seguir são explicadas algumas das principais características de um plasma e os critérios de definição.

Em física dos plasmas, é muito importante o conceito de comprimento de Debye, λ_D. Supondo que uma partícula carregada seja colocada dentro de um plasma neutro, o campo elétrico exerce uma força nas outras partículas do plasma. As partículas de carga oposta são atraidas de forma a "blindar" esse campo elétrico dentro do plasma. A distância com que ocorre essa blindagem é o comprimento de Debye (CHEN, 2016), definido por

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{ne^2}\right)^{1/2}, \tag{2.1}$$

em que ϵ_0 é a constante de permissividade elétrica, e a carga elementar, k a constante de Boltzman, T a temperatura e n a densidade do plasma. Em diferentes sistemas o comprimento de Debye possui tamanhos diferentes, uma vez que depende da densidade e temperatura do plasma. Por exemplo, em plasmas interestelares pode chegar a alguns metros, enquanto na ionosfera terrestre é da ordem de 10^{-3} m (BITTENCOURT, 2004).

Supondo que L seja a dimensão de um plasma, sendo que $L \gg \lambda_D$, qualquer flutuação no potencial elétrico dentro do plasma será blindada a uma distância λ_D, o que nos leva à próxima definição, que é a quasineutralidade de carga: o plasma

é macroscopicamente neutro na ausência de forças externas. Dessa forma, pode-se dizer que $n_i \simeq n_e \simeq n$, em que os subíndices i e e representam os íons e os elétrons, respectivamente. Importante notar que essas condições são válidas apenas se o número de partículas dentro de uma esfera de Debye, que é uma região dentro do plasma com raio igual a λ_D, for muito grande, ou seja, $n\lambda_D^3 \gg 1$.

Quando o plasma é submetido a alguma perturbação eletrostática, as partículas oscilam em torno da posição de equilíbrio a fim de restaurar a neutralidade. A frequência com que ocorrem essas oscilações é conhecida como frequência de plasma, ω_p. Um outro critério para que um gás ionizado seja considerado um plasma é $\omega_p\tau > 1$, em que τ representa o tempo médio de colisões entre as partículas. Ou seja, o período em que as oscilações características do plasma ocorrem deve ser menor que o tempo entre as colisões.

Portanto, chegamos aos critérios de definição de um plasma, que são:

- $n_i \simeq n_e \simeq n$,
- $L \gg \lambda_D$,
- $n\lambda_D^3 \gg 1$ e
- $\omega_p\tau > 1$.

É sabido que a grande maioria do universo conhecido é composta de plasma (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1997; BITTENCOURT, 2004). O Sol, o vento solar, a magnetosfera terrestre, plasmas interestelares, descargas elétricas (raios) são exemplos de plasmas naturais. Também existem plasmas criados em laboratórios para estudar fenômenos como, por exemplo, fusão termonuclear controlada.

Os plasmas citados acima existem em várias escalas temporais e espaciais, dependendo de parâmetros como densidade e temperatura. O vento solar, por exemplo, possui parâmetros típicos da ordem de $n_e \approx 5\,\mathrm{cm}^{-3}$ e $T_e \approx 10^5\,\mathrm{K}$. Já a ionosfera terrestre possui $n_e \approx 10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$ e $T_e \approx 5 \times 10^3\,\mathrm{K}$, de acordo com Baumjohann e Treumann (1997).

Os avanços tecnológicos nos permitem estudar plasmas *in loco* cada vez mais detalhadamente, como é o caso de missões como a *Parker Solar Probe* (VENZMER; BOTHMER, 2018), que foi lançada em 2018 com o objetivo de chegar a 6,4 milhões de quilômetros da superfície solar, contribuindo para o estudo de processos como

aceleração do vento solar e o aquecimento da coroa solar. Em 2015 foi lançada a missão *Magnetospheric Multiscale Mission*, ou MMS (BURCH et al., 2016), que permite estudar a física dos elétrons na região de reconexão magnética na magnetosfera terrestre.

Além de avanços experimentais, diversos modelos de simulações computacionais têm sido desenvolvidos para a compreensão de sistemas complexos de plasmas. Dentre as principais vantagens das simulações, pode-se citar a obtenção de diagnósticos não invasivos, uma vez que medidas realizadas em experimentos causam uma perturbação no sistema estudado. Além disso, simulações apresentam a vantagem de permitir o estudo de fenômenos lineares, não lineares e dependentes do tempo (BIRDSALL; LANGDON, 1991; WINSKE; OMIDI, 1996).

2.2 Estrutura da magnetosfera terrestre

Para compreender mais detalhadamente os fenômenos que ocorrem na magnetosfera terrestre se faz necessário conhecer sua estrutura. A *magnetopausa* separa o campo geomagnético do campo magnético interplanetário, ou seja, é a fronteira entre a magnetosfera e o vento solar. Em uma primeira aproximação, sua forma e distância são determinadas pelo balanço entre a pressão cinética do vento solar e a pressão magnética do campo geomagnético (WALKER, 1993). As condições típicas da magnetopausa diurna são de grande importância para a RM. Os parâmetros de plasma no lado magnetosférico em geral não variam em grandes quantidades, embora as condições do vento solar estejam sempre mudando (GONZALEZ; PARKER, 2016).

O campo magnético interplanetário congelado com o vento solar contorna a Terra, exercendo pressão sobre o campo geomagnético e deformando sua configuração majoritariamente dipolar. O lado diurno da magnetosfera é comprimido, enquanto o lado noturno é alongado. Assim, várias regiões distintas são criadas, algumas das quais estão representadas na Figura 2.1 e descritas a seguir.

Figura 2.1 - Regiões da magnetosfera

Representação das principais regiões da magnetosfera.
Fonte: Adaptada de COSTA JUNIOR et al. (2011).

Quando se estuda fenômenos relacionados à magnetosfera é padrão se referir a distâncias em unidades de raios terrestres, em que $1R_T = 6371\,\text{km}$. Em condições típicas, a magnetosfera se estende por cerca de $10R_T$ no lado diurno e $80R_T$ no lado noturno, onde o campo geomagnético é alongado, ocorrendo RM na região chamada de *cauda magnética* e formando estruturas de linhas de campo magnético fechadas conhecidas como plasmóides. A cauda magnética é uma região de grande importância por atuar como um reservatório de energia e plasma, que esporadicamente penetram na magnetosfera interior podendo causar um fenômeno conhecido como subtempestades geomagnéticas. A *lâmina de plasma* é uma região que possui plasma relativamente quente, cerca de 1keV (PRIEST; FORBES, 2000), e possui uma lâmina de corrente que separa os dois lóbulos da cauda, onde no lóbulo norte as linhas de campo apontam em direção à Terra e no lóbulo sul apontam na direção oposta, para longe da Terra (KIVELSON; RUSSELL, 1995). Os lóbulos contém um plasma frio (50eV) e são formados devido ao alongamento das linhas de campo geomagnético no lado noturno.

Como o vento solar se move com alta velocidade em relação a Terra, cerca de $500\,\text{km/s}$, é formada uma frente de choque a uma distância por volta de $2R_T$ a $3R_T$ à frente da magnetopausa, região conhecida como *arco de choque*. Ao atraves-

sar essa região o vento solar é defletido ao redor da Terra e fortemente desacelerado, causando aquecimento e dissipação de energia (KALLENRODE, 2013; COSTA JUNIOR et al., 2011; GONZALEZ; PARKER, 2016). A região entre o arco de choque e a magnetopausa é a *bainha magnética*, sendo caracterizada por turbulência e irregularidades. A *plasmasfera* é uma região de linhas de campo geomagnético fechadas, que possui um plasma mais denso, entre $10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$ e $10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$, e frio, com temperatura da ordem de $1\,\mathrm{eV}$.

2.3 Reconexão magnética na magnetosfera

As investigações sobre o fenômeno de RM na magnetosfera começaram com Dungey (1961), com o estudo sobre aceleração de partículas aurorais. Foi Dungey (1961) quem desenvolveu a premissa básica da RM como uma mudança na topologia do campo magnético. Em seu modelo, quando trata-se o problema considerando uma geometria bi-dimensional, existe um ponto neutro que se forma quando o campo magnético interplanetário está direcionado para o sul, em direção oposta ao campo geomagnético, podendo haver reconexão.

Dungey (1961) propôs ainda que a RM ocorre também quando o campo interplanetário está direcionado para o norte, mas o processo é um pouco diferente, pois no equador magnético as linhas do campo geomagnético estão essencialmente paralelas às linhas do campo do vento solar. Dessa forma, o fluxo de campo é arrastado da magnetopausa subsolar em direção à magnetopausa noturna e a reconexão acontece no cúspide polar, a região onde as linhas de campo geomagnético saem dos polos magnéticos. A transferência de energia do vento solar para a magnetosfera nesse caso é muito menos eficiente do que a que ocorre no caso do campo magnético interplanetário na direção sul (GONZALEZ; PARKER, 2016).

RM na magnetopausa é um dos processos mais importantes de entrada de fluxo magnético, massa e energia do meio interplanetário para a magnetosfera terrestre. É, em muitos aspectos, diferente da RM na cauda magnética. Por exemplo, a reconexão no lado noturno está associada a uma fase de grande acúmulo de energia magnética e uma repentina liberação, responsável pelas subtempestades magnéticas. Já a RM diurna é um processo que persiste e sempre acontece, pois o vento solar está sempre se propagando e pressionando a magnetopausa (PRITCHETT, 2008). É importante notar que as condições no espaço interplanetário constantemente variam e isso afeta a distância em que a magnetopausa se situa. Assim, a RM responde às mudanças do vento solar de forma crucial ao entendimento da dinâmica da magnetosfera (LAITINEN et al., 2007; BIRN et al., 2008).

Reconexão magnética pode ser um processo simétrico ou assimétrico, dependendo da intensidade do campo magnético, da temperatura e da densidade nas regiões de entrada de partículas. Um exemplo de reconexão simétrica é o que ocorre na cauda magnética, onde a intensidade do campo magnético nos lóbulos norte e sul são aproximadamente iguais. Na magnetopausa, as intensidades dos campos da magnetosfera e da bainha magnética diferem em um fator de 2 a 3, enquanto as densidades diferem em uma ordem de magnitude ou mais (MOZER; PRITCHETT, 2011). Portanto, pode-se dizer que no lado noturno ocorre RMS e no lado diurno RMA. Por exemplo, a Figura 2.2 ilustra a reconexão na magnetosfera, dando ênfase ao processo na cauda magnética. É mostrada uma representação das regiões de difusão durante a detecção de RM não colisional pelo satélite Wind, que possui sua trajetória representada na Figura 2.2 (b) pela seta verde (ØIEROSET et al., 2001). A dinâmica na região de RMS é descrita nas próximas sessões.

Figura 2.2 - Representação da reconexão na magnetosfera terrestre.

O painel superior (a) mostra um plano meridional da magnetosfera quando o campo magnético interplanetário possui componente sul, com RM acontecendo na magnetopausa e na cauda magnética. O painel inferior (b) mostra um zoom na região de RM na cauda magnética. A região de difusão dos íons é representada pela área sombreada em rosa e a dos elétrons pelo retângulo acinzentado no centro.

Fonte: Adaptada de Øieroset et al. (2001).

De acordo com Kivelson e Russell (1995), na descrição de fluidos do plasma é necessário supor que as escalas temporais dos fenômenos de interesse sejam longas comparadas ao tempo de movimento das partículas (período de cíclotron e inverso da frequência de plasma) e que as escalas espaciais sejam grandes comparadas ao comprimento de Debye e ao raio de giro das partículas.

O conjunto de equações MHD (magnetohidrodinâmica) incorporam leis mecânicas mas também levam em conta propriedades eletromagnéticas do plasma (KIVELSON; RUSSELL, 1995). O conceito de reconexão magnética está relacionado à quebra da condição de congelamento de fluxo nas linhas de campo magnético, obtida através da aproximação MHD resistiva. A teoria MHD considera o plasma como um fluido magnetizado e eletricamente neutro, no qual além das equações eletrodinâmicas existe um conjunto de equações que expressam conservação de massa, energia e momento para cada espécie do plasma (teoria multi-fluidos) ou para o plasma como um todo (teoria de fluido único) (BITTENCOURT, 2004). Dessa forma, as principais equações da teoria MHD resistiva se resumem a:

Equações de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \tag{2.2}$$

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

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \tag{2.4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0; \tag{2.5}$$

equação da conservação da massa:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}) = 0; \tag{2.6}$$

equação da continuidade da corrente:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0; \tag{2.7}$$

equação do momento:

$$\rho_m \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho_m \frac{\mathbf{F}}{m}; \tag{2.8}$$

lei de Ohm:

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \tag{2.9}$$

Nas Equações 2.2 a 2.9 $\mathbf{E}$ representa o campo elétrico, $\mathbf{B}$ o campo magnético, ρ a densidade de carga, ρ_m a densidade de massa, ϵ_0 a permissividade elétrica, μ_0 a

permeabilidade magnética no vácuo, $\mathbf{J}$ a densidade de corrente, m a massa e σ a condutividade elétrica.

Usando a Lei de Ohm para eliminar o campo elétrico na Lei de Faraday (Equação 2.3) obtém-se:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \mathbf{J}/\sigma). \tag{2.10}$$

Ainda, usando a Lei de Ampère (Equação 2.4) e a Equação 2.5, obtém-se a equação da indução, a qual descreve a evolução do campo magnético no tempo, sendo de grande importância para reconexão magnética. A equação da indução é escrita como:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \tag{2.11}$$

em que $\eta = \frac{1}{\sigma \mu_0}$ é o coeficiente de difusão magnética.

Analisando dimensionalmente as escalas de variação da Equação 2.11, pode-se definir o número magnético de Reynolds, R_M, como a razão entre o primeiro e o segundo termo, em ordem de magnitude (PRIEST; FORBES, 2000). Assim

$$R_M = \frac{L_0 V_0}{\eta}, \tag{2.12}$$

em que L_0 e V_0 são, respectivamente, escala de comprimento e velocidade características do sistema.

Quando a condutividade σ do plasma é muito alta, o primeiro termo do lado direito da Equação 2.11 prevalece sobre o segundo, ou seja, $R_M \gg 1$. Dessa forma, o termo de difusão pode ser desconsiderado e

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \tag{2.13}$$

Por exemplo, em uma região ativa da coroa solar, onde $T \approx 10^6\,\mathrm{K}$, $\eta \approx 1\,\mathrm{m}^2/\mathrm{s}$, $V_0 \approx 10^4\,\mathrm{m/s}$ e $L_0 \approx 10^5\,\mathrm{m}$, temos $R_M \approx 10^9$ (PRIEST; FORBES, 2000). Neste caso as linhas de campo magnético são congeladas no plasma, e a Equação 2.9 se resume a

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \tag{2.14}$$

A Equação 2.12 é conhecida como condição de congelamento de fluxo magnético, do inglês *frozen-in flux*, situação onde o plasma flui perpendicularmente às linhas de campo, carregando-as consigo. Essa estrutura é conhecida como tubo de fluxo magnético, e as propriedades do plasma são uniformes ao longo do campo. O congelamento de fluxo se dá quando as linhas de campo magnético estão de fato "congeladas" no plasma, ou seja, elas se movem junto com o plasma, de forma que as partículas que em um dado instante estão sobre uma linha de campo, em um instante posterior ainda estão sobre a mesma linha (KIVELSON; RUSSELL, 1995; BITTENCOURT, 2004; WALKER, 1993).

Por outro lado, em determinadas situações quando $\mathbf{E} \neq -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ocorre a difusão, as partículas fluem e as linhas de campo não estão mais congeladas no plasma (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1997). Assim, pode-se dizer que quando $R_M \approx 1$ a condição de congelamento não é mais válida e a Equação 2.11 se torna a equação da difusão, 2.14. Neste caso o plasma pode fluir livremente pelo campo magnético, o qual decai com taxa da ordem de $\tau_D = L^2 \mu_0 \sigma$ (BITTENCOURT, 2004):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B}. \tag{2.15}$$

A Figura 2.3 mostra o esquema da evolução da reconexão magnética descrito por Priest (2014), supondo dois sistemas de plasma nos quais as linhas de campo magnético são antiparalelas e estão congeladas no plasma. Na figura, os dois regimes de plasma estão se aproximando em (a). A reconexão ocorre em uma pequena região do espaço conhecida como região de difusão, representada pela área cinza em (b). Pode-se observar na referida figura que há uma mudança na conectividade das linhas de campo, de AB em (a) para AC em (c).

Figura 2.3 - Esquema da evolução da reconexão magnética.

Reconexão das linhas de campo magnético.
Fonte: Adaptada de Priest (2014).

2.4 Transporte de energia

Reconexão magnética é um dos mais importantes processos de conversão de energia na magnetosfera terrestre. Para compreender melhor esse processo, é importante entender o que acontece momentos antes da reconexão. Devido à alta condutividade do vento solar, o plasma está congelado nas linhas de campo magnético. À medida que os dois regimes de campo magnético se aproximam um do outro, há um acúmulo de energia magnética. A reconexão entre as linhas de campo ocorre quando a condição MHD ideal é violada, causando liberação da energia magnética e conversão em energia cinética e térmica.

Nesta seção serão analisadas as equações que governam os diferentes tipos de energia, começando pelo balanço de energia eletromagnética, segundo as abordagens de Birn e Hesse (2005) e de Gonzalez e Parker (2016):

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{\epsilon_0 E^2}{2}\right) + \nabla \cdot \mathbf{S} = -\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}, \tag{2.16}$$

onde os termos $\frac{B^2}{2\mu_0}$ e $\frac{\epsilon_0 E^2}{2}$ representam as densidades de energia magnética e elétrica, respectivamente. O termo $\nabla \cdot \mathbf{S} = \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}/\mu_0)$ representa o fluxo de energia eletromagnética, ou vetor de Poynting. No lado direito da Equação 2.16, o termo $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ representa o trabalho realizado pelo campo elétrico $\mathbf{E}$ sobre as partículas. Em plasmas espacias devemos ficar sempre atentos à condição de neutralidade de carga.

Devido a isso, a densidade de energia eletrostática pode ser desprezada e a Equação 2.16 reduz-se a:

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{B^2}{2\mu_0} + \nabla \cdot \mathbf{S} = -\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}. \tag{2.17}$$

Ao considerar o campo elétrico no sistema de referência do plasma, temos $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$, o que nos fornece:

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{B^2}{2\mu_0} = -\nabla \cdot \mathbf{S} - \mathbf{v} \cdot (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) - \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'. \tag{2.18}$$

O campo elétrico $\mathbf{E}'$ é descrito através da lei de Ohm generalizada. Esse é o campo elétrico responsável pela dissipação da energia dos elétrons no processo de reconexão e é escrito por:

$$\mathbf{E}' = \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{ne} - \frac{\nabla \cdot \mathbf{p}_e}{ne} + \frac{m_e}{e}\frac{d(\mathbf{J}/ne)}{dt} + \eta \mathbf{J}. \tag{2.19}$$

O transporte de energia cinética e térmica é descrito pela teoria MHD através da Equação (2.20):

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(u + \frac{\rho}{2}v^2\right) + \nabla \cdot \left[(u+p)\mathbf{v} + \frac{\rho}{2}v^2\mathbf{v}\right] = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}, \tag{2.20}$$

em que $p = n_e T_e + n_i T_i$ representa a pressão térmica e $u = (3/2)p$ a densidade de energia térmica do plasma. Ainda, $\mathbf{H} = (u+p)\mathbf{v}$ representa o fluxo de entalpia e $\mathbf{K} = (\rho/2)v^2\mathbf{v}$ o fluxo de energia cinética. Um termo importante que pode ser considerado quando se trata de MHD multi-fluido, modificando a Equação (2.20), é o fluxo de calor $\mathbf{q}$. Dessa forma, a Equação (2.20) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(u + \frac{\rho}{2}v^2\right) + \nabla \cdot [\mathbf{H} + \mathbf{K} + \mathbf{q}] = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}. \tag{2.21}$$

Ao combinar as Equações 2.17 e 2.21, a equação de transporte de energia total, considerando as densidades de energias eletromagnética, cinética e térmica, fica:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{B^2}{2\mu_0} + u + \frac{\rho}{2}v^2\right) + \nabla \cdot [\mathbf{S} + \mathbf{H} + \mathbf{K} + \mathbf{q}] = 0. \tag{2.22}$$

A fim de analisar a conservação de energia no processo de reconexão magnética, é conveniente dividir a Equação (2.22) de acordo com as contribuições de cada tipo (AUNAI et al., 2011). Dessa forma, as seguintes equações são formadas:

$$\frac{\partial B^2/(2\mu_0)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = S_m, \tag{2.23}$$

$$\frac{\partial K_s}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{K}_s = S_{k_s}, \tag{2.24}$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{q}_s + \mathbf{H}_s) = S_{u_s}. \tag{2.25}$$

em que os termos S_m, S_{k_s} e S_{u_s} representam, respectivamente, a evolução dos fluxos de energia eletromagnética, cinética e térmica. O subíndice s representa a espécie do plasma, íons ou elétrons. Através da análise das Equações (2.23) a (2.25) em RMS e RMA é possível identificar a influência de cada termo e quais as regiões onde ocorrem as trocas de energia em cada caso.

2.5 Características da reconexão magnética simétrica

A dinâmica da região de RM é controlada pela Lei de Ohm generalizada, que nada mais é do que a equação de movimento dos elétrons (DRAKE, 1995; VASYLIUNAS, 1975). O fato de que os íons e os elétrons se desacoplam das linhas de campo magnético em escalas diferentes devido à diferença de massa pode ser mais bem entendido através da equação escrita em termos do campo elétrico $\mathbf{E}$ (GONZALEZ; PARKER, 2016; BIRN; PRIEST, 2007):

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{ne} - \frac{\nabla \cdot \mathbf{p}_e}{ne} + \frac{m_e}{e}\frac{d(\mathbf{J}/ne)}{dt} + \eta \mathbf{J}, \tag{2.26}$$

em que $\mathbf{v}$ é a velocidade do fluxo de massa do fluido, $\mathbf{B}$ o campo magnético, $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}/\mu_0$ a densidade de corrente, n a densidade numérica, e a carga do elétron, $\mathbf{p}_e$ o tensor de pressão dos elétrons, m_e a massa do elétron e η a resistividade. Importante lembrar que quando o lado direito da Equação 2.26 é nulo a condição MHD ideal é

válida novamente, ou seja, $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$.

O processo de RM não colisional se dá quando o termo resistivo ($\eta\mathbf{J}$) não domina sobre os outros. Nesse caso, todos os termos restantes podem ser importantes e possuem escalas espaciais associadas a eles (DRAKE, 1995). Para determinar qual dos termos é dominante, pode-se comparar as escalas espaciais associadas a cada um. Por exemplo, comparando dimensionalmente o termo Hall ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}/ne$) com o de convecção ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$), nota-se que a escala de importância para o termo Hall é da ordem do raio de giro do íon que se move com a velocidade de Alfvén (GONZALEZ; PARKER, 2016), ou seja

$$d_i = \frac{c_A}{\Omega_{ci}} = \frac{c}{\omega_{pi}} = \left(\frac{\epsilon_0 m_i c^2}{n q_i^2}\right)^{1/2}, \tag{2.27}$$

em que q_i é a carga do íon, $\Omega_{ci} = q_i B/m_i$ a frequência de giro, ou frequência ciclotrônica dos íons, ω_{pi} a frequência de plasma dos íons e c_A é a velocidade de Alfvén. Equivalentemente para os elétrons:

$$d_e = \frac{c_A}{\Omega_{ce}} = \frac{c}{\omega_{pe}} = \left(\frac{\epsilon_0 m_e c^2}{n e^2}\right)^{1/2}, \tag{2.28}$$

em que Ω_{ce} é a frequência ciclotrônica e e a carga dos elétrons.

As expressões 2.27 e 2.28 referem-se a escalas de grande importância para reconexão magnética, são também conhecidas como *ion skin depth* e *electron skin depth* ou comprimento inercial, do inglês *inertial length*. A região de difusão dos elétrons possui espessura da ordem de $1d_e$ e a dos íons da ordem de $1d_i$ (HESSE et al., 2011; GONZALEZ; PARKER, 2016).

O processo de RM no lado noturno da magnetosfera é bem diferente do que o do lado diurno, não apenas por acontecer em regimes de plasmas diferentes, mas também por envolver fenômenos diferentes (PRIEST; FORBES, 2000). Estimativas mostram que a reconexão na cauda magnética ocorre em uma região em torno de $100 - 200\,\mathrm{R_T}$ conhecida como DNL, do inglês *distant neutral line* (GONZALEZ; PARKER, 2016). Outro aspecto importante da reconexão noturna é a conversão de energia cinética do vento solar em energia magnética armazenada nas linhas de campo magnético.

Características mais detalhadas da RM na cauda magnética foram inicialmente re-

latadas por Nagai et al. (1998) baseadas em observações do satélite Geotail. Além disso, Øieroset et al. (2001) detectaram uma estrutura quadrupolar de campo magnético consistente com o campo magnético Hall na região de difusão dos íons, comportamento consistente com RMS.

2.6 Geometria da região de difusão dos íons e dos elétrons

Uma apresentação didática sobre a geometria da região de difusão pode ser encontrada no trabalho de Mozer et al. (2002). A geometria foi construída pelos autores a partir de dados do satélite Polar coletados durante uma de suas passagens pela magnetopausa subsolar. A Figura 2.4 mostra uma representação das regiões de difusão dos íons e dos elétrons durante um evento de reconexão magnética em 1 de abril de 2001. É importante notar que esse evento refere-se a um processo de RMS na magnetopausa, embora na grande maioria dos casos ocorra de forma assimétrica. Nesse caso em particular a intensidade do campo da bainha magnética estava grande o suficiente para ser comparável ao da magnetosfera, caracterizando RMS. A seta verde na Figura 2.4 representa a trajetória do satélite ao passar de uma região mais densa e com um campo magnético na direção sul, a bainha magnética, para uma região de mais baixa densidade e com campo magnético voltado para o norte, a magnetosfera, embora neste caso específico as densidades das duas regiões estavam comparáveis.

A formação das duas regiões de difusão está relacionada com a desmagnetização dos íons e elétrons em diferentes escalas. Quando os íons chegam a uma distância da ordem de um raio de giro da magnetopausa eles se desacoplam do campo magnético. Nesse momento a condição MHD ideal para os íons não é mais válida, ou seja, $\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B} \neq 0$, mas os elétrons continuam congelados às linhas de campo, pois o raio de giro dos elétrons é muito menor que o dos íons. A região onde isso ocorre é conhecida como região de difusão dos íons, representada pela área rosa da Figura 2.4.

Figura 2.4 - Representação das regiões de difusão dos íons e dos elétrons.

A região de difusão dos íons é representada pela área sombreada em rosa e a dos elétrons pelo retângulo acinzentado no centro.

Fonte: Adaptada de Mozer et al. (2002).

Devido à diferença de velocidade entre os íons e os elétrons, na região de difusão dos íons é formada uma corrente direcionada para fora da magnetopausa, $\mathbf{J} = q_i n \mathbf{v}_i - en\mathbf{v}_e$, conhecida como corrente Hall e representada pela linha tracejada na figura. Essa corrente está associada a um campo magnético de estrutura quadrupolar conhecido como campo magnético Hall, pois o termo Hall $\mathbf{J} \times \mathbf{B}/ne$ na Equação 2.26 possui um papel dominante. O campo elétrico Hall, as setas vermelhas apontando em direção à região de difusão dos elétrons, é formado pela separação entre as cargas dos íons e dos elétrons (GONZALEZ; PARKER, 2016). Os elétrons se desacoplam das linhas de campo quando chegam a uma distância da ordem de um raio de giro da magnetopausa, onde $\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} \neq 0$, constituindo então a região de difusão dos elétrons. Essa região é de extrema importância para a reconexão magnética, pois é nela que ocorrem os processos difusivos e dissipativos (HESSE et al., 1999; GONZALEZ; PARKER, 2016). É uma região cerca de 43 vezes mais fina que a região

de difusão dos íons e está representada pelo retângulo cinza no centro da Figura 2.4.

2.7 Simulações envolvendo transferência de energia na cauda magnética

O modelo descrito por Mozer et al. (2002) é conhecido como modelo de reconexão Hall e simulações PIC (do inglês *particle-in-cell*) são consideradas uma ótima ferramenta para estudar estruturas com escalas da ordem da região de difusão dos elétrons. Por exemplo, simulações PIC sugerem que a região de difusão dos elétrons não é simplesmente uma região localizada dentro da região de difusão dos íons, mas uma estrutura multi-escala, constituída de uma região interna e uma região externa que se estende e é alongada na direção da saída do fluxo de plasma (LE et al., ; KARIMABADI et al., 2007; ZENITANI et al., 2011; PHAN et al., 2007).

Lapenta et al. (2017) encontraram que a maior troca de energia ocorre não na região de RM propriamente dita, mas na região onde o fluxo de saída desta região é desestabilizado. A ênfase ali foi dada à transferência de energia, onde foi analisado o balanço de energia no fluxo de plasma que sai da região de reconexão através de simulações PIC tridimensionais. Foi utilizado o código iPIC3D (MARKIDIS et al., 2010), o mesmo utilizado nesta tese e os parâmetros das simulações são típicos da cauda magnética. Foram consideradas as energias eletromagnética, cinética e térmica. A Figura 2.5 mostra o balanço de energia eletromagnética no tempo $\omega_{ci}t = 21.82$, referente ao ciclo 18000 da simulação.

Consideramos que o balanço de energia eletromagnética em qualquer sistema pode ser escrito como:

$$\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0}B^2\right) = -\mathbf{J}\cdot\mathbf{E} - \nabla\cdot\mathbf{S}. \tag{2.29}$$

A Figura 2.5 mostra o balanço entre cada um dos termos do lado direito da Equação 2.29 a partir da análise da integral da contribuição de cada termo ao longo das direções y e z. Observa-se que a contribuição dos íons é maior que a dos elétrons. Além disso, as trocas de energias não ocorrem necessariamente na região de reconexão, em torno de $x = 20$ na Figura 2.5, painel direito, mas em grande parte nas regiões de saída de fluxo, onde o jato de plasma é acelerado e desestabilizado.

Figura 2.5 - Balanço de energia eletromagnética.

À esquerda: contribuição de cada termo da Equação 2.29 a partir da integral em y e média em z. À direita: integral cumulativa de cada termo da Equação 2.29 ao longo de x pela direita (acima) e pela esquerda (abaixo).

Fonte: Lapenta et al. (2017).

Um outro exemplo de simulações envolvendo RM, com ênfase em conversão de energia na cauda magnética, é o trabalho de Birn e Hesse (2014), onde foram usadas simulações PIC e MHD. A Figura 2.6 mostra a variação nas densidades de energias entre os tempos $t = 60\omega_{ci}^{-1}$ e $t = 100\omega_{ci}^{-1}$ em uma simulação PIC. No painel (a) está representada a variação da densidade de energia magnética, em (b) e (c) as variações das densidades de energias térmica e cinética, respectivamente. Observa-se que a energia magnética é convertida principalmente em energia térmica na região interna da cauda, próximo a $x = 5$. Ainda, há um aumento na energia cinética, como mostra o painel (c), referente ao jato de partículas na lâmina de plasma. Também é observada uma redução na energia térmica na região de reconexão, devido ao transporte do plasma da lâmina de plasma na direção da Terra e na direção da cauda.

Figura 2.6 - Conversão de energia em reconexão na cauda magnética.

Variações nas densidades de energia entre $t = 60\omega_{ci}^{-1}$ e $t = 100\omega_{ci}^{-1}$, onde $\Delta u = u(100\omega_{ci}^{-1}) - u(60\omega_{ci}^{-1})$. Em (a), energia magnética, em (b) energia térmica e em (c) energia cinética.

Fonte: Birn e Hesse (2014).

2.8 Reconexão magnética com campo guia

Um outro tipo de assimetria em RM também pode existir se as linhas de campo magnético não são exatamente antiparalelas, mas formam um ângulo entre si. Isto pode ocorrer no caso da presença de um campo magnético uniforme na direção da lâmina de corrente, também conhecido como campo guia, do inglês *guide field*, (LAPENTA et al., 2010; CASSAK et al., 2017). Como resposta a este campo guia surge um fluxo de partículas na direção das linhas separatrizes, fazendo com que ocorra uma distorção na região de RM. As separatrizes são linhas que saem do ponto X onde ocorre a RM; elas separam o campo magnético que já se reconectou daquele que não foi reconectado ainda (LAPENTA et al., 2015). A Figura 2.7 exemplifica o

processo, mostrando a evolução temporal do campo magnético Hall em RMS com campo guia e RMS sem campo guia através de simulação PIC (HUANG et al., 2010).

Figura 2.7 - Campo magnético Hall em RMS com e sem campo guia.

Esquerda: Campo magnético Hall em quatro tempos diferentes da simulação no caso sem campo guia. Direita: O mesmo campo Hall em outra simulação com campo guia de intensidade $B_g = 0{,}5B_0$.

Fonte: Huang et al. (2010)

Na Figura 2.7 h) nota-se que no lugar do padrão quadrupolar são formadas duas regiões distintas: uma região mais fina ao longo das separatrizes, que possui campo magnético mais fraco; e outra com campo magnético mais intenso que ocupa a maior parte da região de saída de fluxo (PRITCHETT, 2001).

Uma representação da passagem dos satélites 1 e 3 da missão Cluster pela região

de RM na cauda magnética é mostrada na Figura 2.8. O sistema de coordenadas utilizado na imagem é o LMN, no qual L aponta para a Terra e está na direção do campo magnético de reconexão, M é a coordenada perpendicular ao plano de RM e contém o campo guia e N aponta na direção normal à lâmina de corrente (EASTWOOD et al., 2010). O campo magnético reconectado é representado pelas linhas pretas; o campo magnético Hall e o campo guia pelos símbolos $\odot$ e $\otimes$, nas direções positiva e negativa, respectivamente. O campo elétrico é indicado pelas flechas vermelhas, a densidade de corrente pelas linhas verdes e o fluxo de entrada e saída de partículas pelas flechas azuis. Ainda, os satélites Cluster 1 e Cluster 3 estão indicados pelos círculos preto e verde, respectivamente.

Figura 2.8 - Representação esquemática da região de RMS com campo guia.

Representação esquemática da região de RM com campo guia.
Fonte: Eastwood et al. (2010)

A presença do campo guia faz com que as correntes sejam alteradas devido ao surgimento de uma força $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, como mostra a Figura 2.8, induzindo um fluxo de elétrons na região das separatrizes. A assimetria, como menciona Eastwood et al. (2010), está na direção N e não na direção L. Isso significa que o fluxo de saída das partículas sofre um deslocamento na direção normal à lâmina de corrente, ou seja, na direção N, provocando os padrões assimétricos dos campos magnético e elétrico (XIANG-SHENG et al., 2015).

2.9 Características da reconexão assimétrica

A fim de estudar as propriedades básicas da região de difusão em reconexão assimétrica, foi desenvolvido um modelo teórico por Cassak e Shay (2007), no qual foram derivadas expressões analíticas considerando assimetrias nas densidades e nos campos magnéticos.

Uma característica notável na reconexão assimétrica é que a linha X, onde o campo magnético é nulo (no caso de RM sem campo guia), devido à reconexão entre as linhas de campo, e o ponto de estagnação, que é onde a velocidade de entrada do plasma na região de RM é nula, não estão na mesma posição. Isso implica em um fluxo de partículas na linha X, o qual é frequentemente observado na magnetopausa. A Figura 2.9 ilustra um esquema da região de difusão no caso assimétrico, onde estão mostrados a linha X e o ponto S (ponto de estagnação). Na figura, as linhas de campo magnético são representadas pela linha azul e as velocidades pelo tracejado vermelho. Os campos magnéticos, densidades e velocidades são representados por $\mathbf{B}$, ρ e $\mathbf{v}$, respectivamente, com subscritos 1 e 2 referentes às regiões acima e abaixo da região de reconexão. O subscrito *out* representa as quantidades do fluxo de saída, do inglês *outflow*. Ainda, δ é definido como a metade da largura da região de difusão dos íons e L como a metade do comprimento, ambos marcados com linha pontilhada.

Figura 2.9 - Diagrama da região de reconexão assimétrica.

As quantidades acima e abaixo da região de difusão possuem subscrito 1 e 2, respectivamente e as quantidades referentes ao fluxo de saída da região de reconexão possuem subscrito *out*, de *outflow*.

Fonte: Cassak e Shay (2007).

As assimetrias presentes na região de reconexão na magnetopausa diurna são facilmente observáveis por satélites. Por exemplo, ao analisar a Figura 2.10 são notáveis as diferenças entre reconexão simétrica e assimétrica. O painel à esquerda na figura mostra dados do satélite Polar analisados por Mozer et al. (2002) durante um evento de reconexão simétrica; no painel à direita são apresentados dados do satélite THEMIS (MOZER et al., 2008) durante um evento de reconexão assimétrica. Ambos os casos representam evento de reconexão magnética na magnetopausa subsolar. Neste caso, a direção x está voltada para o Sol e a direção z, que é a direção de saída do fluxo magnético, é aproximadamente perpendicular ao plano da eclíptica.

Figura 2.10 - Reconexão simétrica e assimétrica.

Exemplos de reconexão simétrica (à esquerda) e assimétrica (à direita) observadas próximo à magnetopausa subsolar.

Fonte: Adaptada de Mozer e Pritchett (2011).

Uma das principais assinaturas da reconexão simétrica é a presença de um campo magnético quadrupolar na componente perpendicular ao plano de reconexão, como foi mostrado na seção 2.5. Essa característica pode ser observada na Figura 2.10 no painel (d) à esquerda, onde está representada a componente B_y. Além disso, um campo elétrico bipolar, E_x, perpendicular à lâmina de corrente também é observado no painel (f) à esquerda.

O painel superior da Figura 2.11 mostra o campo magnético Hall em uma simulação PIC feita por Sitnov et al. (2009) ao estudar RM na cauda magnética. A RM na simulação ocorre no plano xz, por sua vez o campo magnético Hall está representado por B_y. O campo elétrico Hall, E_z, e sua característica bipolar é observado no painel inferior.

Figura 2.11 - Campos magnético e elétrico em RMS.

Acima: campo magnético Hall, B_y. Abaixo: campo elétrico Hall, E_z. Ambos os gráficos são representados no tempo $t = 12\,\omega_{\rm ci}^{-1}$.

Fonte: Sitnov et al. (2009)

No entanto, quando se trata de RMA essas assinaturas se modificam. A característica quadrupolar do campo magnético Hall desaparece, sendo identificado apenas um campo bipolar devido à assimetria em ambos os lados da lâmina de corrente, que causa modificação nas trajetórias das partículas (MOZER; PRITCHETT, 2011). Nota-se no painel (d) à direita da Figura 2.10 apenas um desvio do campo magnético ambiente. Além disso, o campo elétrico bipolar presente na reconexão simétrica não aparece no caso assimétrico, conforme o painel (f) à direita, também é observado apenas um desvio.

A presença de um fluxo de partículas na região da linha X provoca um intenso campo elétrico Hall negativo, em vez do comportamento bipolar em ambos os lados, como ocorre em RMS. A Figura 2.12 mostra os campos magnético e elétrico no caso

de RMA em uma simulação PIC com parâmetros típicos da magnetopausa terrestre (PRITCHETT, 2008). A RM nesta simulação ocorre no plano xz; sendo assim o campo magnético Hall, no painel à esquerda, é representado por B_y e o campo elétrico Hall, no painel à direita, por E_x.

Figura 2.12 - Campos magnético e elétrico em RMA.

Esquerda: campo magnético Hall em RMA. Direita: campo elétrico Hall em RMA.
Fonte: Adaptada de Pritchett (2008)

2.10 Simulações envolvendo transferência de energia em reconexão assimétrica

Para analisar o processo de transferência de energia em reconexão assimétrica, um bom exemplo é o trabalho de Aunai et al. (2011), onde foi feita uma comparação entre os casos simétrico e assimétrico através de simulações híbridas. Códigos híbridos em geral tratam os íons como partículas e os elétrons como um fluido sem massa.

Naquele trabalho foram analisados fluxos de energia em uma área próxima à região de reconexão. A Figura 2.13 mostra a velocidade dos íons na direção x em $t = 105\Omega_{ci}^{-1}$, em que o retângulo branco é o contorno utilizado para avaliar a transferência

de energia no entorno da região de reconexão. As arestas são representadas por Γ_i (região de entrada) e Γ_o (região de saída), em que os subscritos 1 e 2 em Γ_i são referentes aos dois regimes de plasma acima e abaixo da lâmina de corrente.

Figura 2.13 - Simulação híbrida 2D de reconexão assimétrica.

Velocidade dos íons no tempo $t = 105\Omega_{ci}^{-1}$. O retângulo branco é o contorno utilizado para avaliar a transferência de energia.

Fonte: Adaptado de Aunai et al. (2011).

A evolução temporal de diferentes fluxos de energia nas regiões de entrada e saída é mostrada na Figura 2.14. Foram analisados fluxos de energia cinética, magnética e térmica, dados respectivamente pelas equações:

$$\phi_{k_s}^{i,o}(t) = \frac{1}{|\phi_m(t)|} \int_{\Gamma_{i,o}} K_s(l,t)\mathbf{v}(l,t) \cdot \mathbf{dl}, \tag{2.30}$$

$$\phi_m(t) = \int_{\Gamma_i} \mathbf{S}(l,t) \cdot \mathbf{dl}, \tag{2.31}$$

$$\phi_{u_s}^{i,o} = \frac{1}{|\phi_m(t)|} \int_{\Gamma_{i,o}} (\mathbf{H_s}(l,t) + \mathbf{q_s}(l,t)) \cdot \mathbf{dl}, \tag{2.32}$$

em que o fluxo de energia térmica é definido em termos do fluxo de entalpia, ϕ_{H_s}, e do fluxo de calor, ϕ_{q_s}, de forma que $\phi_{u_s}^{i,o} = \phi_{H_s}^{i,o} + \phi_{q_s}^{i,o}$. Ainda, $K_s = m_s n_s v_s^2/2$ é a densidade de energia cinética das espécies.

A Figura 2.14 mostra a contribuição de cada fluxo de energia em cada região. Observa-se uma leve simetria nos fluxos de entalpia e energia magnética nos dois primeiros painéis, referente às regiões de entrada Γ_{i1} e Γ_{i2}. Embora o fluxo de calor

não possua contribuição significativa na região Γ_{i2}, onde o plasma é mais quente, na região superior Γ_{i1} nota-se uma contribuição positiva. Isso significa que existe fluxo de calor saindo da região. Nos painéis à direita da Figura 2.14 são mostradas as interpretações dos fluxos entrando ou saindo de cada região, conforme valores positivos ou negativos nos quadros. Na região de saída Γ_o nota-se claramente que a maior contribuição é do fluxo de entalpia, além de fluxo de energia magnética relativamente pequeno saindo da região. Novamente o fluxo de calor comporta-se em sentido contrário aos outros fluxos, tendo uma pequena contribuição. Em nenhuma das regiões foi observada contribuição significativa do fluxo de energia cinética.

Figura 2.14 - Evolução temporal dos fluxos de energias na região de reconexão.

Evolução temporal dos fluxos de energia magnética ($\phi_m^{i,o}$), térmica ($\phi_H^{i,o} + \phi_q^{i,o}$) e cinética ($\phi_k^{i,o}$) nas regiões de entrada e saída. No painel superior, a evolução dos fluxos na região de entrada Γ_{i1}. No painel central, na região Γ_{i2} e no painel inferior na região de saída Γ_o.

Fonte: Aunai et al. (2011).

Wang et al. (2018) investigaram a partição de energia em RMA através de simulações PIC 2D e de resultados observados pela missão MMS. Foram rodadas três simulações variando o campo guia, a fim de estudar sua influência no processo de partição de

energia. Na simulação, a RM ocorre no plano xz, de tal forma que a coordenada y é perpendicular ao plano de RM. A Figura 2.15 mostra o trabalho realizado sobre os elétrons pelos campos elétricos perpendicular e paralelo ao plano de RM, ou seja, os termos $\mathbf{J}_{ey} \cdot \mathbf{E}_y$ e $\mathbf{J}_{e,xz} \cdot \mathbf{E}_{xz}$, em que $\mathbf{J}_{e,xz} \cdot \mathbf{E}_{xz} = (J_{ex}E_x + J_{ez}E_z)$. Os painéis a) e c) mostram o caso de uma simulação sem campo guia, ou seja, $B_g = 0$. Abaixo, em b) e d) o caso em que $B_g = 1B_0$. Ainda, é feito um corte em $x = 0$, nos painéis e), f) e g), para as intensidades de $\mathbf{J}_{ey} \cdot \mathbf{E}_y$, $\mathbf{J}_{e,xz} \cdot \mathbf{E}_{xz}$ e do termo dP_{ezz}/dz, que é o termo dominante de $\nabla \cdot \mathbf{P}_e$; a partir destas variações é possível estimar a espessura da RDE.

Figura 2.15 - Termo $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ paralelo e perpendicular ao plano de RM.

Perfis de $\mathbf{J}_{ey} \cdot \mathbf{E}_y$ e $\mathbf{J}_{e,xz} \cdot \mathbf{E}_{xz}$ para os casos: $B_g = 0$ (a e c) e $B_g = 1$ (b e d). Abaixo, em e, f e g, um corte em $x = 0$ que mostra as intensidades de $\mathbf{J}_{ey} \cdot \mathbf{E}_y$, $\mathbf{J}_{e,xz} \cdot \mathbf{E}_{xz}$ e dP_{ezz}/dz ao longo de z.

Fonte: Wang et al. (2018).

Observa-se que a contribuição do campo elétrico perpendicular nos painéis a) e b), $\mathbf{J}_{ey} \cdot \mathbf{E}_y$ é positiva em ambos os casos. O campo guia contribui para um aumento

da intensidade do campo magnético na RDE, deixando a região com uma espessura mais fina, como mostra o painel e) da figura. No caso do campo elétrico paralelo, observa-se que $\mathbf{J}_{e,xz} \cdot \mathbf{E}_{xz}$ é positivo na região mais próxima à linha X e negativo em distâncias maiores. Como a presença do campo guia faz com que a RDE seja menor, diminui o ganho de energia na região, como mostra o painel f) da Figura 2.15.

Na análise dos íons observa-se que o campo elétrico paralelo produz trabalho negativo na RDE e positivo conforme se distancia da linha X. Segundo Wang et al. (2018) e Pritchett (2008) o campo elétrico E_z desacelera os íons da bainha magnética e é responsável por $J_{iz}E_z < 0$ na região central da RDE, característica típica de RMA.

Figura 2.16 - Termo $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ paralelo e perpendicular ao plano de RM, velocidade e densidade dos íons.

a-c) Termos $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$, $\mathbf{J}_{iy} \cdot \mathbf{E}_y$ e $\mathbf{J}_{i,xz} \cdot \mathbf{E}_{xz}$ para $B_g = 1$, respectivamente, d) velocidade V_{iy} e e) densidade dos íons, N_i.

Fonte: Wang et al. (2018).

O termo perpendicular $\mathbf{J}_{iy} \cdot \mathbf{E}_y$ cresce na região de saída de fluxo e se estende até fora da RDI, como mostra a Figura 2.16. Wang et al. (2018) argumentam que o campo guia contribui apenas para uma distorção na direção x no caso dos íons, enquanto que para os elétrons ele provoca a redução na espessura da região de difusão vista na Figura 2.15. O ganho de energia das partículas é devido principalmente ao campo elétrico de reconexão, E_y; na região mais próxima da linha X os elétrons são mais energizados do que os íons, conforme se distancia da RDE os íons passam a ganhar mais energia.

3 SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS EM RECONEXÃO MAGNÉTICA

Neste capítulo são abordados os principais conceitos de simulações em plasmas espaciais, com ênfase em simulações por partículas. Também é introduzido o código iPIC3D utilizado durante o trabalho e a modificação feita para simular RMA, incluindo os principais parâmetros utilizados nas simulações.

3.1 Simulações em plasmas

Plasmas espaciais são essencialmente um complexo sistema multi-escala, isto é, existem várias estruturas e ondas que são espontaneamente excitadas e formadas em diferentes escalas (SUGIYAMA; KUSANO, 2007). Devido a esse amplo espectro de escalas espaciais e temporais, é necessária uma abordagem diferente para cada problema a ser estudado. Em escalas globais, como no caso da dinâmica da magnetosfera terrestre ou no estudo de manchas solares, o plasma pode ser considerado um fluido magnetizado. Nesse caso, são utilizadas equações MHD para descrever o sistema e as simulações MHD resolvem essas equações numericamente. A principal limitação desse tipo de abordagem é a impossibilidade de lidar com processos cinéticos, como por exemplo as interações onda-partícula.

Em escalas intermediárias, quando se deseja compreender fenômenos na escala dos íons, por exemplo, são utilizadas simulações híbridas. Nesse caso, os íons são tratados como partículas e os elétrons como um fluido sem massa. Uma aplicação bastante utilizada de simulação híbrida é em reconexão magnética, no estudo de campos elétricos e correntes na região de difusão dos íons (AUNAI et al., 2011).

Já as simulações cinéticas consideram um modelo mais localizado e detalhado do plasma. Um exemplo são as simulações por partículas, que resolvem numericamente as equações de movimento de partículas carregadas sujeitas a campos eletromagnéticos, os quais podem ser gerados pelo próprio movimento das partículas e/ou aplicados externamente. Em reconexão magnética, a evolução e mudanças topológicas do campo magnético em larga escala dependem de mecanismos cinéticos em pequenas escalas (MARKIDIS et al., 2010). Devido a isso, simulações por partículas são bastante úteis para descrever a evolução cinética de estruturas como a região de difusão dos elétrons e íons.

3.2 Simulações por partículas

Conceitualmente, o método de simulação por partículas é o método mais simples, pois consiste em seguir o movimento dos íons e elétrons do plasma, resolvendo numericamente as equações de movimento das partículas sujeitas a campos eletromagnéticos aplicados externamente e/ou gerados pelo próprio movimento das partículas (PRITCHETT, 2000; BIRDSALL; LANGDON, 1991).

Existem diversos modelos de simulações por partículas, dependendo do conjunto de equações que são utilizadas podem ser eletrostáticos, eletromagnéticos ou magnetostáticos. Ainda devem ser determinadas condições de contorno, geometria do sistema (uma, duas ou três dimensões) e condições iniciais.

Um dos métodos mais utilizados em simulações por partículas é o PIC, do inglês *particle-in-cell*, ou partícula em célula. Em códigos PIC eletromagnéticos, as equações de Maxwell e equações de movimento são resolvidas de forma auto-consistente. Os campos elétricos e magnéticos e as densidades de carga e de corrente são definidos em pontos de uma grade espacial, enquanto as partículas carregadas podem assumir posições arbitrárias. Os campos eletromagnéticos em um ponto na grade são interpolados pelos valores dos campos nos pontos adjacentes. Por outro lado, as densidades de carga e corrente em cada ponto da grade são calculadas a partir das velocidades e posições das partículas (UMEDA et al., 2003). Uma revisão mais detalhada sobre simulações por partículas pode ser encontrada em Dawson (1983) e Birdsall e Langdon (1991).

A resolução numérica das equações pode ser feita através de um grande número de algoritmos. A implementação de esquemas explícitos é mais simples, pois as forças eletromagnéticas no tempo atual são usadas para avançar as velocidades e posições das partículas. Porém, só há estabilidade numérica para valores de passos temporais (Δt) e espaçamento da grade (Δx) muito pequenos, da ordem do período e raio de giro dos elétrons (VU; BRACKBILL, 1992). Em muitos casos as escalas espaciais e temporais de interesse são muito grandes comparados a Δx e Δt, dessa forma são necessários muitos passos temporais e uma grade com muitos pontos para satisfazer o problema (BRACKBILL; FORSLUND, 1982). Uma condição que garante estabilidade numérica aos esquemas explícitos é a condição de Courant-Fredericks-Lewi, ou CFL:

$$\Delta x > v_{max} \Delta t. \tag{3.1}$$

A condição CFL dada pela Equação 3.1 garante que a distância percorrida pelas partículas com velocidade máxima v_{max} em um passo temporal Δt não seja maior que um espaçamento da grade Δx (BIRDSALL; LANGDON, 1991). Em contraste, em esquemas implícitos a solução das quantidades envolve conhecer as mesmas quantidades no tempo posterior, formando um complexo sistema de equações não lineares. A vantagem do uso de esquemas implícitos é a estabilidade para valores maiores de Δt, eliminando a necessidade de satisfazer a condição CFL (PRITCHETT, 2000).

Embora sejam mais difíceis de implementar e executar do que os métodos explícitos, quando se trata de fenômenos de baixa frequência os métodos implícitos podem ser de grande ajuda por economizar tempo computacional. Um dos maiores problemas enfrentados em simulações PIC é o recurso computacional necessário. Uma vez que códigos PIC resolvem equações referentes a cada partícula do sistema, o custo computacional é alto, armazenando grande quantidades de dados. Esquemas implícitos necessitam de mais armazenamento ainda comparado aos explícitos, pois são guardadas informações de todas as partículas e campos em variáveis intermediárias (VU; BRACKBILL, 1992). Apesar de consumir maior espaço em disco, os métodos implícitos ainda valem a pena devido à rapidez da resolução das equações.

Soluções estáveis têm sido encontradas em simulações da eletrodinâmica magnetosférica com métodos implícitos utilizando passos temporais da ordem de 50 a 100 vezes maiores do que os permitidos com métodos explícitos (PRITCHETT, 2000). Diversos códigos PIC com métodos implícitos (VU; BRACKBILL, 1992; MARKIDIS et al., 2010) têm desempenhado um importante papel nas simulações da região de reconexão magnética e de outros fenômenos com escalas cinéticas em plasmas (WU et al., 2019), pois permitem resolver as equações tanto nas escalas da região de difusão dos elétrons quanto dos íons. Uma revisão mais detalhada sobre simulações por partículas pode ser encontrada em Dawson (1983) e Birdsall e Langdon (1991).

3.3 Código utilizado nas simulações

Nesta tese foi utilizado o iPIC3D, código escrito na linguagem de programação C++ desenvolvido por Markidis et al. (2010), com o objetivo de investigar processos de transferência de energia em regiões de reconexão magnética. O iPIC3D é um código por partículas eletromagnético, tridimensional, paralelizado e que utiliza métodos implícitos para resolver as equações. A paralelização é importante devido ao grande número de partículas por células necessário para simular os fenômenos envolvidos em RM. Códigos não paralelizados demandam um tempo muito maior para rodar simulações com número de partículas tão grande. Apesar de ser otimizado para

rodar simulações em supercomputadores com milhares de processadores, também é possível rodar o iPIC3D em computadores pessoais.

3.4 Modificação do código para incluir assimetrias

O código iPIC3D possui diversas configurações iniciais de campo magnético. Uma delas é o equilíbrio de Harris (HARRIS, 1962), que descreve bem a cauda magnética e é ideal para simulações de RMS. Os perfis de campo magnético e de densidade estão descritos pelas Equações 3.2 e 3.3, respectivamente. Assim, considerando a lâmina de corrente no plano xz:

$$B_{0x}(y) = B_0 \tanh(y/\lambda), \tag{3.2}$$

$$n(y) = n_0 \operatorname{sech}^2(y/\lambda), \tag{3.3}$$

em que λ é a metade da largura da lâmina de corrente.

No entanto, em situações onde o campo magnético não possui a mesma intensidade nos dois regimes de plasma é preciso fazer modificações. Uma configuração de equilíbrio não-cinético para reconexão assimétrica pode ser encontrada em Coroniti (1980) e foi aplicada em simulações PIC por Pritchett (2008) e Pei-Ran et al. (2013). Para RMA a condição de equilíbrio inicial para o campo magnético é escrita como:

$$B_{0x}(y) = B_0[\tanh(y/\lambda) + R]. \tag{3.4}$$

O parâmetro R indica a assimetria do campo, satisfazendo o ponto nulo em $B_{x0}(y_0) = 0$ de tal forma que $|R| < 1$.

O perfil de densidade numérica possui a forma:

$$n(y) = n_0[1 - \alpha_1 \tanh(y/\lambda) - \alpha_2 \tanh^2(y/\lambda)]. \tag{3.5}$$

A fim de satisfazer o balanço de pressão através da lâmina de corrente, tem-se $\alpha_1 = \frac{B_0^2/2\mu_0}{n_0(T_{i0}+T_{e0})}$ e $\alpha_2 = 2R\alpha_1$. O equilíbrio de Harris, caso simétrico, é alcançado quando $R = 0$ e $\alpha_2 = 1$.

As Equações 3.4 e 3.5 são mostradas nos painéis superiores da Figura 3.1. Representados pelas linhas azuis, à esquerda é mostrado o perfil de densidade e à direita o do campo magnético. Os painéis inferiores, representados por linhas vermelhas, mostram os perfis resultados de uma simulação com o código iPIC3D modificado. Em ambos os casos foram utilizados os parâmetros $\alpha_1 = \alpha_2 = 0{,}45$ e $R = 0{,}5$.

Figura 3.1 - Perfis de densidade e campo magnético em RMA.

Acima: representados pelas linhas azuis, perfil densidade do plasma (esquerda) e campo magnético B_x (direita) no equilíbrio assimétrico segundo as Equações 3.4 e 3.5. Abaixo: em linhas vermelhas, perfil de densidade dos íons (esquerda) e campo magnético B_x (direita) no instante inicial de uma simulação usando o iPIC3D.

Fonte: Produção do autor.

As simulações aqui apresentadas possuem parâmetros baseados em dados de RM observados na magnetosfera terrestre. São considerados casos simétricos, assimétri-

cos e um caso em particular observado pela missão MMS o qual se trata de RMA mas possui características de RMS (PENG et al., 2017). Foi explorada a assimetria tanto do campo magnético quanto da densidade, assim como a presença do campo guia, somando um total de sete simulações. Os detalhes de cada um dos casos são discutidos nas próximas seções.

3.5 Parâmetros e normalizações das simulações

Alguns parâmetros básicos comuns a todas as simulações são: L_x e L_y que representam os comprimentos da grade nas direções x e y, respectivamente, e são normalizados pelo comprimento inercial dos íons $d_i = \omega_{pi}/c$. Embora seja possível realizar simulações tridimensionais com o iPIC3D (LAPENTA et al., 2017), as simulações aqui são bidimensionais. Isso significa que as equações são resolvidas em x, y e z, mas não há variação espacial na direção z, ou seja, $\partial/\partial z = 0$.

A lâmina de corrente está representada na direção z, perpendicular ao plano de RM, e possui meia espessura $\lambda = 0{,}5\,\mathrm{d_i}$ em todas as simulações. No código iPIC3D, os parâmetros do sistema são normalizados pelos parâmetros físicos dos íons, mas podem ser normalizados pelos parâmetros dos elétrons, se necessário (ERIKSSON, 2016). O número de células da grade espacial é dado por nx e ny, de forma que $\Delta x = L_x/nx$ e $\Delta y = L_y/ny$ representam o tamanho de cada célula em cada direção.

O passo temporal nas simulações é representado por Δt e normalizado pelo período de plasma dos íons, $t = 1/\omega_{pi}$, enquanto que o número de passos da simulação é nt. Dessa forma, o total de períodos de plasma da simulação é dado por $\omega_{pi}^{-1} = nt\Delta t$. Ainda, as velocidades são normalizadas de acordo com a velocidade da luz, c. Alguns outros parâmetros normalizados são:

- massa dos íons: $m_i = 1$,
- carga dos elétrons: $e = 1$,
- velocidade da luz: $c = 1$,
- densidade: $\rho = 1/4\pi$,
- permeabilidade magnética: $\mu_0 = 1$.

A velocidade de Alfvén é dada pela expressão $v_A = B/\sqrt{4\pi\mu_0\rho}$. Uma vez que $4\pi\mu_0\rho = 1$, então o campo magnético é normalizado por $B_0 = v_A$. O campo elétrico é normalizado por $E = B_0 V_A/c$.

Em todos os casos foi introduzida uma perturbação, que tem como função acelerar o processo de reconexão e garantir que ele ocorra neste ponto, pois embora a reconexão seja um fenômeno rápido, pode levar um longo tempo até ele acontecer (MARKIDIS et al., 2010; GOLDMAN et al., 2016). A perturbação se dá na componente z do potencial vetor, δA_z, e possui a forma

$$\delta A_z = A_{z0} \cos(2\pi x/L_\Delta) \cos(\pi y/L_\Delta) e^{-(x^2+y^2)/\lambda^2}, \tag{3.6}$$

em que $L_\Delta = 10\lambda$ (MARKIDIS et al., 2012).

As condições de contorno do código são definidas no arquivo de entrada. Nas simulações dessa tese, as condições são periódicas nas direção x, ou seja, dada uma grade de comprimento L_x, as quantidades na posição x são iguais às quantidades em $(x + L_x)$ (HOCKNEY; EASTWOOD, 1988). Já na direção y, as partículas são reemitidas conforme saem da caixa de simulação. As condições de contorno dos campos eletromagnéticos em y são de um condutor perfeito para simulações de RMS, ou seja, valor nulo nas bordas. Porém, com a adição dos perfis de campo magnético e densidade em RMA, a condição de contorno foi modificada de forma que o campo magnético tenha valores constantes nas bordas, a fim de obedecer os perfis iniciais de equilíbrio.

A Tabela 3.1 descreve os principais parâmetros das simulações, tanto as quantidades físicas quanto os parâmetros das grades espacial e temporal. Ainda, são consideradas quatro espécies no plasma: duas (íons e elétrons) da lâmina de corrente e duas do plasma de fundo. O número total de partículas na caixa de simulação é calculado através da expressão $(npcelx * npcely * npcelz * nx * ny * nz) * ns$, em que $npcelx/y/z$ representam o número de partículas em cada direção das células e ns representa o número de espécies utilizado na simulação (ERIKSSON, 2016).

Tabela 3.1 - Principais parâmetros utilizados nas simulações.

Parâmetro	Descrição
B_{x0}	Campo magnético x
B_z	Campo magnético perpendicular ao plano de RM (campo guia)
v_{the}, v_{thi}	Velocidade térmica dos elétrons e dos íons
n_0	Densidade
m_i/m_e	Razão entre a massa dos íons e dos elétrons
L_x, L_y	Comprimento da grade nas direções x e y
nx, ny	Número de células na simulação
Δt	Passo temporal
nt	Número de passos temporais

Fonte: Produção do autor.

Para a análise dos resultados foi escrito um código na linguagem Python que lê os arquivos de saída do iPIC3D e calcula as equações necessárias. Todas as imagens referentes aos resultados foram produzidas utilizando bibliotecas de análise e visualização de dados em Python.

4 RESULTADOS

A liberação de energia magnética via RM é um processo fundamental em plasmas espaciais, astrofísicos e também de laboratório. Ela é usada para entender instabilidades dente de serra e rupturas em tokamaks, subtempestades na magnetosfera terrestre, explosões solares, explosões de raios gama, dentre outros (CHAPMAN et al., 2010; ZWEIBEL; YAMADA, 2009). Grande parte da física relevante a esta liberação de energia ocorre numa região estreita, onde dissipação sem colisões permite a alteração na topologia do campo magnético (PRITCHETT; MOZER, 2009). Porém, não é apenas nessa região que ocorrem os processos de conversão de energia. Conforme o plasma flui para fora da região de RM ocorrem trocas de energia em regiões como as separatrizes e as frentes de reconexão, como será visto nas próximas seções (LAPENTA et al., 2014; LAPENTA et al., 2017). A partir destas considerações, nesta tese analisaremos as trocas de energia na região de reconexão, levando em conta as energias eletromagnética, cinética e térmica, além de considerar o aquecimento Joule sofrido por íons e elétrons.

4.1 Simulações

4.1.1 Reconexão magnética simétrica (RMS)

O primeiro caso trata-se de RMS, que possui quantidades físicas de mesma magnitude em ambos os lados da lâmina de corrente. A Tabela 4.1 mostra os parâmetros dessa simulação, já normalizados conforme foi detalhado na Seção 3.5. Estes parâmetros são baseados em observações e simulações de RM na cauda magnética, de acordo com Birn et al. (2001), Markidis et al. (2010) e Lapenta et al. (2017). Parâmetros similares foram recentemente observados pela missão MMS por Torbert et al. (2018), confirmando estudos anteriores.

Tabela 4.1 - Parâmetros normalizados do RMS.

Parâmetro	Valor	Parâmetro	Valor
B_{x0}	0,0195	L_x	20
B_z	0	L_y	10
v_{the}	0,045	nx	240
v_{thi}	0,0126	ny	120
m_i/m_e	64	Δt	0,03
		nt	30000

Fonte: Produção do autor.

É importante observar a partir dos parâmetros da Tabela 4.1 que a resolução da grade espacial consegue capturar a física em escalas abaixo do comprimento inercial dos elétrons. Para que isso ocorra, o tamanho das células, Δx e Δy, deve ser menor que d_e. Nesse caso:

$$d_e = \frac{d_i}{\sqrt{m_i/m_e}} = \frac{d_i}{\sqrt{64}} = 0{,}125 d_i. \tag{4.1}$$

Dessa forma, temos $\Delta x = 0{,}08 d_i$ e $\Delta x = 0{,}64 d_e$. Sendo assim, a simulação possui resolução suficiente para resolver as equações nas escalas dos íons e dos elétrons.

A Figura 4.1 mostra a configuração do campo magnético B_x no instante inicial da simulação, $t = 0$, neste caso simétrico. Na Figura 4.1, a barra de cores representa a intensidade da quantidade; em vermelho são valores positivos e em azul valores negativos. Esta representação também é usada nas figuras posteriores.

Figura 4.1 - Campo magnético B_x para o caso RMS.

Campo magnético B_x no instante inicial da simulação, $t = 0$, no caso RMS. A barra de cor representa a intensidade da quantidade.

Fonte: Produção do autor.

O equilíbrio inicial da simulação é o equilíbrio de Harris, dado pelas Equações 3.2 e 3.3. A Figura 4.2 mostra a intensidade do campo magnético B_x e da densidade dos íons da lâmina de corrente ao longo da linha $x = 10$, metade da grade, no instante inicial da simulação. Note que devido a esse perfil o pico de densidade encontra-se na metade da lâmina de corrente.

Figura 4.2 - Configuração inicial da densidade dos íons e do campo magnético B_x.

Esquerda: perfil de densidade dos íons. Direita: campo magnético B_x para o caso RMS no instante inicial da simulação, $t = 0$.

Fonte: Produção do autor.

A evolução temporal da taxa de RM é mostrada na Figura 4.3. O cálculo da taxa de RM foi feito com base no valor do campo elétrico E_z na região da linha X de reconexão de acordo com a expressão $(c/v_A)E_z/B_0$ (GOLDMAN et al., 2016; LIU et al., 2017). Para calcular o valor de E_z na linha X..... Observa-se que a simulação atinge estabilidade por volta do tempo $t = 600\omega_{pi}^{-1}$ e a taxa de RM atinge um pico pouco maior que 0,4, valor comparável ao que foi obtido por Song et al. (2019) em simulações de RMS.

Figura 4.3 - Evolução temporal da taxa de reconexão para o caso RMS.

Fonte: Produção do autor.

O comportamento quadrupolar da componente z do campo magnético, também chamado de campo magnético Hall, é observado nesta simulação para $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$, como mostra o painel superior da Figura 4.4. Essa estrutura se dá devido à corrente Hall gerada pela diferença de velocidades entre os íons e elétrons na região de difusão dos íons. Outra característica de RMS é o campo elétrico Hall, E_y, possuir estrutura bipolar, a qual aparece no painel inferior da mesma figura. Ambas as figuras mostram que os resultados estão de acordo com a teoria (SITNOV et al., 2009). Além disso, as linhas de campo magnético estão representadas pelas linhas cinza, com setas indicando a direção do campo magnético na Figura 4.4. Nas próximas figuras as linhas cinzas também representam a mesma variável, assim facilita a visualização do processo de RM.

Figura 4.4 - Campos Hall no caso RMS.

Painel superior: Padrão quadrupolar do campo magnético Hall B_z. Painel inferior: Padrão bipolar do campo elétrico Hall, E_y, ambos no tempo $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

Uma das formas de identificar a região de difusão é onde $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E} \neq 0$. Nesse local o campo elétrico realiza trabalho sobre as densidades de corrente dos elétrons e dos íons, resultando em variação da densidade de energia das espécies (GOLDMAN et al., 2016). Dessa forma, o gráfico de $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E}$ ajuda a identificar a região de difusão. A Figura 4.5 mostra a região de difusão dos elétrons e dos íons, respectivamente, para o caso simétrico, resultados que estão de acordo com Birn e Hesse (2014). O painel inferior da figura mostra $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ total.

Nota-se que o ganho de energia dos elétrons, $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} > 0$, ocorre em maior parte na região central e na linha X, enquanto que o dos íons, $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E} > 0$, ocorre na região de saída de fluxo. Mais precisamente, a região da Figura 4.5 onde $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ é mais intenso é conhecida como frente de reconexão, ou também frente de dipolarização. A FR é uma região que possui um grande acúmulo de energia e é formada através da interação do fluxo de plasma reconectado com o plasma de fundo (LAPENTA et al.,

2017; SONG et al., 2019; GONZALEZ; PARKER, 2016). Em RM na cauda magnética, a FR é composta por uma região de intenso fluxo de plasma e campo magnético que se move em direção à Terra e está relacionada com a atividade auroral (SERGEEV et al., 2000; GUZDAR et al., 2010).

Figura 4.5 - Regiões de difusão dos elétrons e dos íons no caso RMS, estimadas através do termo $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$.

Representação de $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ (painel superior), $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ (painel central) e $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{J}_e + \mathbf{J}_i) \cdot \mathbf{E}$ (painel inferior) no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

A partir das medidas de $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ é possível aferir a espessura das regiões de difusão.

A Figura 4.6 mostra um gráfico dos valores de $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ ao longo do eixo y em $x = 10$. Observa-se que a região de difusão dos elétrons possui espessura menor que $1d_i$, mais estreita que a dos íons, como esperado. Uma vez que na simulação foi utilizada a razão entre as massas $m_i/m_e = 64$, as escalas espaciais acabam sendo alteradas em comparação com as escalas reais, embora os fenômenos físicos permaneçam os mesmos (GOLDMAN et al., 2016).

Figura 4.6 - Espessuras das regiões de difusão no caso RMS a partir de $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

A região de difusão dos elétrons é identificada em azul e a dos íons em vermelho.

Fonte: Produção do autor.

Analisando somente os elétrons e íons da lâmina de corrente em $x = 10$, é observada uma redução no ganho de energia dos elétrons ao longo da simulação, como mostra a Figura 4.7. Nota-se que inicialmente os elétrons ganham mais energia que os íons, onde $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} > \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ em $t = 400\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ quando a taxa de reconexão começa a crescer. Ao longo da simulação há uma inversão; em $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ quando a simulação estabiliza o ganho de energia dos íons é bem maior que dos elétrons, devido ao fato de que a densidade de corrente dos elétrons na região central é reduzida mas a dos íons permanece alta.

Figura 4.7 - Espessuras das regiões de difusão das espécies da lâmina de corrente no caso RMS a partir de $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$.

Painel superior: $t = 400\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. Painel central: $t = 500\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. Painel inferior: $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. A região de difusão dos elétrons é identificada em azul e a dos íons em vermelho.

Fonte: Produção do autor.

Através do estudo do transporte de energia descrito na Seção 2.4 foi feita uma análise dos termos das Equações 2.23 a 2.25 em cada uma das simulações. A Figura 4.8 mostra o termo $\frac{1}{2\mu_0}\frac{\partial B^2}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S}$, que representa a variação no fluxo de energia eletromagnética no sistema em $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. Lembrando da Equação (2.17) e comparando com o painel inferior da Figura 4.5, que mostra o termo $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$, observam-se as

regiões onde ocorrem as trocas de energia. Valores negativos indicam regiões onde a energia eletromagnética está sendo convertida dos campos para as partículas; valores positivos indicam o oposto.

Na região das frentes de reconexão ocorre a maior perda de fluxo de energia eletromagnética, justamente onde ocorre o maior ganho de energia das partículas. Segundo Song et al. (2019), em RMS a maior parte da energia dos campos eletromagnéticos é convertida para os íons na FR, o que também se observa em nossos resultados.

Figura 4.8 - Variação da densidade de energia eletromagnética em RMS no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

Ao analisar mais detalhadamente os termos $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$, é possível identificar qual componente do campo elétrico é responsável pelo trabalho sobre partículas. Para esta verificação analisaremos as componentes $\mathbf{J}_{s,xy} \cdot \mathbf{E}_{xy}$ e $J_{s,z}E_z$, respectivamente paralela e perpendicular ao plano de RM. Na Figura 4.9 pode-se ver que a conversão de energia dos campos para os elétrons ocorre em grande parte devido ao E_z, enquanto que o campo elétrico coplanar faz com que os elétrons sejam desacelerados na região de saída do fluxo (PRITCHETT, 2010), fazendo com que $\mathbf{J}_{e,xy} \cdot \mathbf{E}_{xy} < 0$ nesta região.

Figura 4.9 - Trabalho realizado sobre os elétrons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ para o caso RMS.

Fonte: Produção do autor.

Tanto o campo elétrico paralelo quanto perpendicular realizam trabalho positivo sobre os íons na região das FR, como mostra a Figura 4.10. Este resultado está de acordo com Wang et al. (2018), que também mostra que em regiões próximas à RDE o ganho de energia dos íons devido ao campo elétrico paralelo é praticamente nulo, como pode-se ver no painel superior da Figura 4.10. Ainda há uma contribuição do campo elétrico perpendicular no trabalho realizado sobre os íons na RDE, mas é pequena comparável à região de FR.

Figura 4.10 - Trabalho realizado sobre os íons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ para o caso RMS.

Fonte: Produção do autor.

As variações de energia cinética e térmica descritas através das Equações 2.24 e 2.25 podem ser visualizadas na Figura 4.11. No painel superior nota-se um aumento na energia cinética na região externa da RDE, por volta de $x = 9$ e $x = 11$, enquanto diminui na região mais interna. A energia térmica diminui também na região central e aumenta por toda a região de saída do fluxo, em $x < 8$ e $x > 12$, se espalhando como mostra o painel inferior da Figura 4.11. Estes resultados estão de acordo com a Figura 2.6, que representa uma simulação PIC de RM na cauda magnética. Segundo Birn e Hesse (2014), este comportamento está relacionado com a expansão da lâmina de plasma e o transporte de partículas na direção da Terra e na direção da cauda magnética, para RM ocorrendo no lado noturno da magnetosfera.

Figura 4.11 - Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ para o caso RMS.

Painel superior: Variação da densidade de energia cinética. Painel inferior: Variação da densidade de energia térmica.

Fonte: Produção do autor.

4.1.2 RMS com campo guia

Uma segunda simulação de RMS foi rodada a fim de identificar as mudanças causadas pela presença de um campo guia. De acordo com Ricci et al. (2004) e Huba (2005), o campo guia provoca uma distorção na região de RM, além de reduzir a taxa de RMS. Os parâmetros utilizados nesta simulação foram os mesmos da simulação anterior descritos na Tabela 4.1. Além disso, foi utilizado um campo guia de

intensidade $B_z = 0{,}4B_0$. A taxa de reconexão nesse caso é mostrada na Figura 4.12. Nota-se que o pico é levemente menor que no caso sem campo guia, como é esperado de acordo com Ricci et al. (2004).

Figura 4.12 - Evolução temporal da taxa de reconexão para o caso simétrico com campo guia $B_z = 0{,}4B_0$.

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.13 mostra os campos B_z e E_y no tempo $t = 600\omega_{pi}^{-1}$. O campo guia faz com que o padrão quadrupolar do campo magnético Hall e bipolar do campo elétrico sejam modificados, pois uma força $\mathbf{J}_{\text{Hall}} \times \mathbf{B}_g$ é adicionada ao sistema devido ao campo guia (HUBA, 2005), distorcendo a região de reconexão e adicionando uma assimetria na direção x. Ainda de acordo com Huba (2005), se o campo guia for forte o suficiente, o padrão quadrupolar de B_z é totalmente perdido, o que não é o caso em nossas simulações. Observa-se no painel superior da Figura 4.13 o padrão quadrupolar distorcido de B_z, formando uma região onde $B_z < 0$, nas separatrizes, e outra região maior onde $B_z > 0$, na saída de fluxo. Ainda, no painel inferior, o campo elétrico E_y possui um comportamento bipolar também distorcido pelo campo guia, o que é provocado pela alteração no fluxo de partículas na região de saída, como foi discutido na seção 2.8.

Figura 4.13 - Campos Hall em RMS com campo guia.

Painel superior: campo magnético B_z no tempo $t = 600\omega_{pi}^{-1}$. Painel inferior: Campo elétrico E_y em $t = 600\,\omega_{pi}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

O fluxo de elétrons é mostrado na Figura 4.14 para visualizar melhor as mudanças devido ao campo guia. As linhas de campo magnético estão representadas pelas linhas vermelhas e o fluxo pelas setas pretas. Como se trata de um caso simétrico, a RM ocorre no centro da caixa de simulação, em $x = 10$ e $y = 5$. Dessa forma, a entrada de partículas ocorre na direção y apontando para o centro. A saída do fluxo ocorre na direção x, apontando para fora da caixa de simulação. No painel superior da Figura 4.14 é mostrado o fluxo no caso RMS sem campo guia. Observa-se que o fluxo de saída é concentrado na região central na direção x e se espalha em torno das separatrizes em ambos os lados. O campo guia provoca uma alteração na simetria desse fluxo, como mostra o painel inferior da Figura 4.14, fazendo com que a entrada de partículas ocorra principalmente por duas separatrizes distintas: em um quadrante onde $x < 10$ e $y > 5$ e em outro onde $x > 10$ e $y < 5$. Assim surge nas outras duas separatrizes um fluxo de elétrons na direção para fora da região de

RM.

Figura 4.14 - Fluxo de elétrons em RMS sem e com campo guia no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Painel superior: fluxo de elétrons no caso RMS sem campo guia. Painel inferior: fluxo de elétrons no caso RMS com campo guia $B_g = 0{,}4B_0$. As linhas de campo magnético estão representadas em vermelho.

Fonte: Produção do autor.

A transferência de energia dos campos eletromagnéticos para as partículas é mostrada na Figura 4.15, através dos termos $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ e $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$. Percebe-se que o trabalho realizado pelo campo elétrico sobre os elétrons é localizado principalmente na região central, assim como no caso RMS sem campo guia. Ainda, observa-se uma região onde $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} > 0$ nas FR e nas separatrizes surge uma região onde $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} < 0$. Assim como no trabalho de Lapenta et al. (2010), o campo guia provoca uma mudança significativa em $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$, mas não afeta muito o que ocorre com os íons, visto que

o comportamento de $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ em comparação com o caso anterior sem campo guia não é alterado, ocorrendo apenas na região das FR, embora seja mais intenso, como mostra a Figura 4.16.

Figura 4.15 - Termos $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$, $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ e $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ no caso RMS com campo guia em $600\,\omega_{pi}^{-1}$.

Painel superior: $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$. Painel central: $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$. Painel inferior: $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} + \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$.

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.16 mostra a estimativa da espessura da região de difusão através da intensidade de $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ e de $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ ao longo de um corte em $x = 10$ no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. Nota-se um aumento de 40% na intensidade de $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ em relação ao caso RMS sem campo guia, mostrado na Figura 4.6. Já a RDI permanece com a

mesma intensidade do caso anterior.

Figura 4.16 - Espessuras das regiões de difusão no caso RMS com campo guia.

Em azul está representado o termo $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ e em vermelho $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$, ambos no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ ao longo de $x = 10$.

Fonte: Produção do autor.

Assim como no caso RMS sem campo guia, a evolução dos diferentes ganhos de energia dos elétrons e dos íons da lâmina de corrente ao decorrer da simulação pode ser observada na Figura 4.17. Também ocorre uma inversão dos termos $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ e $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ ao longo do tempo, quando inicialmente os elétrons ganham mais energia e assim que a simulação atinge um nível estável os íons passam a ter um ganho maior, pois os elétrons da lâmina de corrente já foram transportados para fora da região central de RM. Ao analisar todas as quatro espécies, tanto as espécies da lâmina de corrente quanto as do plasma de fundo, não ocorre essa troca, pois os elétrons do plasma de fundo estão sempre ganhando energia, ou seja, $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} > \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ ao longo de toda a simulação. Isso ocorre no caso RMS independente da presença do campo guia.

Figura 4.17 - Espessura e intensidade das regiões de difusão dos elétrons e dos íons da lâmina de corrente em três instantes diferentes da simulação no caso RMS com campo guia.

Termos $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ (em azul) e $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ (em vermelho) nos instantes $t = 400\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ (painel superior), $t = 500\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ (painel central) e $t = 650\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ (painel inferior).

Fonte: Produção do autor.

Ao analisar as componentes de $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ paralelas e perpendicular ao plano de RM,

assim como no caso sem campo guia observa-se que a componente perpendicular é responsável pela energização dos elétrons e íons nas FR. No painel superior da Figura 4.18 é representado o termo $\mathbf{J}_{e,xy} \cdot \mathbf{E}_{xy}$, mostrando que o campo elétrico E_{xy} realiza trabalho negativo sobre os elétrons na região de saída do fluxo. $\mathbf{J}_{e,xy} \cdot \mathbf{E}_{xy} < 0$ em duas regiões: nas FR, que são levemente deslocadas na direção y devido ao campo guia, e nas duas separatrizes próximas às FR. Já a componente perpendicular, mostrada no painel inferior, indica que os elétrons ganham energia na RDE e nas FR. $J_{e,z}E_z > 0$ também nas regiões das separatrizes, embora seja menos intenso.

Figura 4.18 - Trabalho realizado sobre os elétrons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$, no caso RMS com campo guia.

Fonte: Produção do autor.

O comportamento de $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ é semelhante ao do caso sem campo guia, com ambas as componentes, $\mathbf{J}_{i,xy} \cdot \mathbf{E}_{xy}$ e $J_{i,z}E_z$ positivas nas regiões das FR, significando que tanto o campo elétrico paralelo quanto o perpendicular cedem energia para os íons

nesta região, como é possível visualizar na Figura 4.19.

Figura 4.19 - Trabalho realizado sobre os íons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMS com campo guia.

Fonte: Produção do autor.

Também é nas regiões das FR onde ocorre a maior perda de energia eletromagnética no sistema. A Figura 4.20 mostra o termo $\frac{1}{2\mu_0}\frac{\partial B^2}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S}$. Assim como no caso sem campo guia, a maior parte da energia é cedida para os íons nas FR e para os elétrons na região central.

Figura 4.20 - Variação da densidade de energia eletromagnética em RMS com campo guia no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

As variações de densidade de energia cinética e térmica são mostradas na Figura 4.21. O painel superior mostra a variação da densidade de energia cinética, onde é observado um aumento na energia na região das duas separatrizes que possuem fluxo de elétrons saindo da região de RM, como visto anteriormente na Figura 4.14 (painel inferior). Na região central do painel superior da Figura 4.21 é observada uma diminuição da energia cinética, assim como no caso sem campo guia. Ainda, no painel inferior é mostrada a variação da energia térmica. Nota-se também um aumento nas separatrizes onde os elétrons saem da região de RM. Um resultado interessante é a diminuição da energia térmica na região de entrada de fluxo, entre $x = 8$ e $x = 12$, próximas às separatrizes onde há fluxo de elétrons entrando na região de RM. Isso pode ser explicado pela desaceleração das partículas nessa região.

Figura 4.21 - Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 600\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMS com campo guia.

Painel superior: Variação da densidade de energia cinética. Painel inferior: Variação da densidade de energia térmica.

Fonte: Produção do autor.

4.1.3 Reconexão magnética "quase simétrica" (RMQS)

Nesta sessão apresentaremos os resultados para um evento de características peculiares. Em 3 de dezembro de 2015 foi observado por Peng et al. (2017) um evento de reconexão magnética assimétrica na magnetopausa com características de RM simétrica com campo guia. Foi observada na bainha magnética uma densidade de partículas duas vezes maior do que na magnetosfera. Além disso, o campo magnético na magnetosfera apresentou intensidade 20% maior do que na bainha magnética. Apesar dessas assimetrias o campo magnético Hall apresentou um padrão quadrupolar, o qual é observado somente em RM simétrica. Além disso, o campo elétrico Hall também apresentou comportamento característico de reconexão simétrica. Aqui este caso será abreviado como RMQS, ou seja, reconexão magnética quase simétrica. A Tabela 4.2 mostra os parâmetros utilizados na simulação.

Tabela 4.2 - Parâmetros normalizados do caso RMQS.

Parâmetro	Valor	Parâmetro	Valor
B_{x0}	0,006	L_x	30
B_z	0,0024	L_y	15
v_{the}	0,01082	nx	360
v_{thi}	0,00302	ny	180
m_i/m_e	64	Δt	0,02
		nt	60000

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.22 apresenta a evolução temporal da taxa de RM ao longo da simulação. Apesar de apresentar mais ruido do que nos casos anteriores, pode-se notar que a taxa de RM variou entre 0,06 e 0,08 durante a maior parte da simulação, o que é um valor dentro do previsto, de acordo com Hesse et al. (2013) e Cassak et al. (2017).

Figura 4.22 - Evolução temporal da taxa de reconexão para o caso RMQS.

Fonte: Produção do autor.

Neste caso foi utilizado o código iPIC3D modificado para realizar simulações de RMA, de acordo com as Equações 3.4 e 3.5. Os parâmetros referentes à assimetria são $R = 0{,}25$ e $\alpha_1 = \alpha_2 = 0{,}25$, os quais formam os perfis de campo magnético e densidade representados na Figura 4.23, ao longo de $x = 15$. O valor de R está associado à assimetria no campo magnético. No trabalho de Peng et al. (2017) foi observada no campo magnético B_L, referente ao B_x nas simulações aqui apresentadas, uma variação de $+35\,\mathrm{nT}$ do lado da magnetosfera para $-30\,\mathrm{nT}$ no lado da bainha magnética. A densidade de partículas sofreu uma variação de $8\,\mathrm{cm}^{-3}$ para $16\,\mathrm{cm}^{-3}$, a qual está representada nas simulações pelo valor de α.

Além disso, neste evento também foi observado um campo guia, $B_z = 0{,}4B_0$, o que introduz mais assimetria no sistema, além da assimetria já observada no campo magnético e na densidade. Todas essas características indicam um evento de RMA mas foram observados comportamentos comumente observados em RMS, o que mostra que toda assimetria presente não foi suficiente para exibir padrões geralmente encontrados neste tipo de situação.

Figura 4.23 - Perfis de campo magnético e densidade dos íons no caso RMQS no instante inicial $t = 0$.

Direita: perfil do campo magnético B_x. Esquerda: perfil de densidade dos íons.

Fonte: Produção do autor.

O painel superior da Figura 4.24 apresenta a componente z do campo magnético, onde é possível observar o comportamento quadrupolar presente geralmente em casos simétricos com campo guia, como pode-se comparar com o painel superior da Figura 4.13. Já o campo elétrico Hall está mostrado no painel inferior da Figura 4.24, na qual nota-se o mesmo padrão bipolar típico de RMS com campo guia. Em casos de RMA é esperado que o campo elétrico E_y possua apenas um pico negativo devido aos diferentes movimentos das partículas em ambos os lados da lâmina de corrente, conforme foi visto na Seção 2.9. Ambos os casos são mostrados no instante $t = 1000\omega_{pi}^{-1}$ da simulação, quando a taxa de RM se manteve razoavelmente estável.

Esta simulação aconteceu com um pouco mais de ruído do que os casos simétricos, o que pode ser explicado pelo perfil de densidade assimétrico inicial. No caso de RMS a densidade das partículas tende a zero fora da lâmina de corrente, enquanto que no caso RMA as partículas estão presentes em toda a caixa de simulação, o que pode ocasionar eventuais flutuações.

Figura 4.24 - Campo magnético Hall e campo elétrico Hall no caso RMQS.

Campo magnético Hall (acima) e campo elétrico Hall (abaixo) no caso 2 em $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

A conversão de energia entre campos e partículas é visualizada na Figura 4.25, na qual observa-se um comportamento diferente do caso simétrico apresentado anteriormente. Nota-se no painel superior que os elétrons ganham energia na RDE, onde $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} > 0$, ao passo que para os íons a conversão de energia ocorre mais na região da saída de fluxo e nas separatrizes. Nesta simulação não foram observadas as frentes de RM.

Uma diferença é observada em $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ em comparação com os casos anteriores; pois na região acima da lâmina de corrente é observado $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E} > 0$ e na região abaixo $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E} < 0$. Uma explicação para isso é devido à densidade mais alta no lado inferior, há um fluxo maior de íons na direção da região de RM. Dessa forma, os íons sofrem uma

desaceleração nesta região e transferem energia para os campos eletromagnéticos. Também nota-se que este comportamento que se observa nos íons é predominante, uma vez que também aparece em $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$.

Figura 4.25 - Termos $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$, $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ e $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ no caso RMQS em $1000\,\omega_{pi}^{-1}$.

No painel superior, a representação de $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ no tempo $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. No painel central, o equivalente para os íons, $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$, e no painel inferior o total $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$.

Fonte: Produção do autor.

Outro fenômeno que se destaca no painel superior da Figura 4.25 são as estruturas conhecidas como buracos de elétrons. Elas aparecem próximo a $x = 11$ e $y = 6$ e podem ser melhor visualizadas na Figura 4.26. Os buracos de elétrons são estruturas bipolares de campo elétrico que aparecem em geral na presença de um campo guia. Os elétrons são fortemente acelerados ao longo do campo guia e surge uma deriva em relação aos íons, causando instabilidade Buneman (TREUMANN; BAUMJOHANN, 2013; LAPENTA et al., 2010). Huang et al. (2014) argumenta que os buracos de elétrons também podem ser formados pela deriva entre os elétrons que entram na região de RM e os elétrons que saem pelas separatrizes. Dessa forma a estrutura é formada na região entre as separatrizes e o fluxo de saída, como aparece na Figura 4.26.

Figura 4.26 - Buracos de elétrons em RMQS no tempo $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Estrutura bipolar é observada próximo a $x = 11$ e $y = 6$.
Fonte: Produção do autor.

A espessura da região de difusão dos elétrons é mais facilmente identificável do que a dos íons, devido justamente ao fato de que no centro da região de RM o termo $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ é mais intenso, enquanto que $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ é mais intenso na saída de fluxo, como explicado anteriormente. A Figura 4.27 mostra a magnitude dos termos para ambas as espécies em um corte ao longo do eixo y em $x = 15\,\mathrm{d_i}$ e fica evidente a região de difusão dos elétrons próximo a $y = 7$, enquanto que $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ na região central apresenta apenas flutuações. Nas simulações de RMA há um movimento da linha X na direção

y enquanto o sistema procura atingir um equilíbrio. Devido a isso, a RDE não se localiza exatamente no centro, em $y = 7{,}5$ como seria esperado em RMS.

Figura 4.27 - Espessuras das regiões de difusão a partir de $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E}$ no tempo $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMQS.

Termos $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ em azul e $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ em vermelho.

Fonte: Produção do autor.

Ao analisar quais componentes do campo elétrico são responsáveis pelos comportamentos observados em $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$, nota-se mais claramente a formação de duas regiões distintas: acima e abaixo da lâmina de corrente. Na Figura 4.28 são mostrados os termos referentes ao trabalho realizado sobre os elétrons pelos campos elétricos paralelo e perpendicular ao plano de RM. Os mesmos termos são mostrados para os íons na Figura 4.29. É observado que o campo elétrico E_{xy} é responsável pelo ganho de energia dos íons na região acima da lâmina de corrente, como mostra o painel superior da Figura 4.29, mas também pela perda de energia dos elétrons nessa região, como é mostrado no painel superior da Figura 4.28. Na região abaixo ocorre o oposto; os elétrons passam a ganhar energia e os íons perdem.

Figura 4.28 - Trabalho realizado sobre os elétrons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMQS.

Painel superior: termo $\mathbf{J}_{e,xy} \cdot \mathbf{E}_{xy}$. Painel inferior: $J_{e,z}E_z$ para o caso RMQS.

Fonte: Produção do autor.

O termo J_zE_z é mostrado no painel inferior da Figura 4.28 para os elétrons e no painel inferior da Figura 4.29 para os íons. Observa-se um ganho de energia de ambas as espécies na região central, embora seja mais intenso para os elétrons, como pode-se ver na barra de cor de cada figura.

Figura 4.29 - Trabalho realizado sobre os íons pelos campos elétricos E_{xy} e E_z no instante $t = 1000\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$ no caso RMQS.

Acima, termo $\mathbf{J}_{i,xy} \cdot \mathbf{E}_{xy}$ e abaixo $J_{e,z}E_z$ para o caso RMQS.

Fonte: Produção do autor.

A variação da densidade de energia eletromagnética é mostrada na Figura 4.30. Apesar do ruido, ainda é possível identificar as regiões onde há perda de energia eletromagnética, quando o termo $\frac{\partial[B^2/2\mu_0]}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} < 0$ na região acima da lâmina de corrente. Essa mesma região é onde $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$, como é mostrado no painel inferior da Figura 4.25.

Figura 4.30 - Variação da densidade de energia eletromagnética em RMQS no instante $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMQS.

Fonte: Produção do autor.

As variações das densidades de energia cinética e térmica são mostradas na Figura 4.31. É interessante notar que no caso RMS com campo guia (ver painel superior da figura 4.21) há um aumento da energia cinética principalmente nas separatrizes pelas quais os elétrons fluem para fora da região de RM, enquanto que na região central a energia cinética das partículas diminui. Neste caso RMQS ocorre algo semelhante, porém a energia cinética aumenta em apenas uma das separatrizes, acima da lâmina de corrente. Como a densidade na região abaixo da lâmina de corrente é mais alta do que acima, isso pode dificultar o fluxo das partículas na saída da região de RM devido ao aumento do fluxo na região de entrada. Na região central ainda há uma diminuição na densidade de energia cinética, assim como nos casos anteriores.

A densidade de energia térmica, como acontece também no caso RMS com campo guia, diminui na região central onde há entrada de partículas e aumenta em toda a região de saída de fluxo.

Figura 4.31 - Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMQS.

Acima: Variação da densidade de energia cinética. Abaixo: Variação da densidade de energia térmica.

Fonte: Produção do autor.

4.1.4 RMQS sem campo guia

Esta simulação foi realizada para analisar os efeitos do campo guia no caso RMQS e melhor comparar com o caso RMS. Os parâmetros foram iguais aos do caso anterior, mostrados na Tabela 4.2, mas neste caso sem campo guia, $B_z = 0$. A evolução temporal da taxa de reconexão é mostrada na Figura 4.32. Assim como no caso RMQS com campo guia, a taxa de RM se mantém estável durante a maior parte da simulação.

Figura 4.32 - Evolução temporal da taxa de reconexão para o caso RMQS sem campo guia.

Fonte: Produção do autor.

A primeira diferença observada foi a formação do comportamento quadrupolar do campo magnético Hall, mais evidente do que no caso anterior. A Figura 4.33 apresenta os campos B_z e E_y para esse caso. A assimetria ainda é presente, pois nota-se no painel superior que o campo magnético Hall é mais intenso na região abaixo da lâmina de corrente, onde o campo magnético inicial é mais fraco. O campo elétrico Hall também apresentou comportamento bipolar, assim como no caso anterior com campo guia, como mostra o painel inferior da Figura 4.33.

Figura 4.33 - Campos Hall no caso RMQS sem campo guia

Painel superior: campo magnético B_z. Painel inferior: campo elétrico E_y no caso RMQS sem campo guia. Ambos no instante $1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ da simulação.

Fonte: Produção do autor.

De acordo com Sang et al. (2019), este comportamento do campo magnético Hall ocorre devido à corrente dos elétrons próximo às separatrizes. Para efeito de comparação, a Figura 4.34 mostra uma representação de uma simulação PIC de RMA, apresentada em Sang et al. (2019), que também mostra o comportamento quadrupolar no campo magnético Hall. Observa-se a formação quadrupolar do campo magnético Hall, mais intenso abaixo da lâmina de corrente e mais fraco acima. Como é mostrado na Figura 4.34, acima da lâmina de corrente há uma corrente de elétrons que se move para fora da linha X. Além disso, ainda há outra corrente que se move na direção da linha X abaixo da lâmina de corrente. Esse sistema de correntes faz com que o campo magnético Hall possua o comportamento quadrupolar observado no painel superior da Figura 4.33.

Figura 4.34 - Diagrama esquemático do sistema de correntes e estrutura do campo magnético em RMA.

O campo magnético Hall é representado pelos símbolos $\odot$ e $\otimes$, o campo magnético do plano de RM é representado pelas linhas azuis, as linhas vermelhas representam o fluxo de corrente dos elétrons, as setas amarelas a velocidade do fluxo de elétrons, as linhas tracejadas verdes representam as separatrizes, a RDE é representada pelo retângulo pontilhado, o ponto de estagnação pelo ponto preto e o ponto X de RM pelo $\times$.

Fonte: Adaptada de Sang et al. (2019).

O trabalho realizado pelo campo elétrico sobre os elétrons e os íons é observado na Figura 4.35, a qual mostra os termos $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ no painel superior, $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ no painel central e $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ no painel inferior. O comportamento é semelhante ao caso anterior com campo guia, portanto serão mostrados somente os principais resultados. O termo $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} > 0$ na região central, como mostra o painel superior da Figura 4.35 e $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E} > 0$ na região acima da lâmina de corrente, onde o campo magnético é mais intenso, como é mostrado no painel central da Figura 4.35. O campo elétrico E_z é o principal responsável pelo ganho de energia das partículas na região central, assim como no caso anterior.

Figura 4.35 - Regiões de difusão a partir de $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E}$ no tempo para o caso RMQS sem campo guia.

Fonte: Produção do autor.

Na Figura 4.36 é mostrada a variação da energia magnética em $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. Observa-se que na região central ocorre perda de energia para as partículas, o que está de acordo com o painel inferior da Figura 4.35, onde é mostrado que $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$. Uma vez que na região central $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} > \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$, pode-se dizer que a maior parte da energia eletromagnética nessa área é convertida para os elétrons. Abaixo da lâmina

de corrente, onde a densidade do plasma é maior, as partículas cedem energia aos campos eletromagnéticos nas regiões onde $x < 13$ e $x > 17$. Essa troca de energia das partículas para os campos pode ser devido à desaceleração das partículas que estão sendo carregadas pelos campos para a região de reconexão.

Figura 4.36 - Variação da densidade de energia eletromagnética no instante $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMQS sem campo guia.

Fonte: Produção do autor.

As variações das densidades de energia cinética e térmica são mostradas na Figura 4.37. Nota-se no painel superior uma semelhança com o caso RMS, que apresentou diminuição na densidade de energia cinética no interior da RDE e um aumento na região mais externa (em $x = 14$ e $x = 16$), onde as partículas são transportadas para fora da região de RM. Além disso, notam-se variações nas separatrizes e nas linhas de campo magnético fechadas formadas pela ilha magnética.

A densidade de energia térmica, como mostra o painel inferior da Figura 4.37, diminui na região central e aumenta em toda a região de saída do fluxo, assim como nos casos anteriores.

Figura 4.37 - Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 1000\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMQS sem campo guia.

Acima: Variação da densidade de energia cinética. Abaixo: Variação da densidade de energia térmica.

Fonte: Produção do autor.

As simulações dos casos RMQS com e sem campo guia mostram que apesar de valores assimétricos de densidade e campo magnético não foi possível observar as características inerentes a RMA. Os campos Hall apresentaram comportamento semelhantes aos campos Hall em RMS, assim como os processos de conversão de energia entre partículas e campos eletromagnéticos. Lembrando que a razão entre os campos assintóticos nesse caso RMQS é de apenas 1,6, o que é considerado uma assimetria pequena em relação ao que é geralmente observado na magnetopausa, com razão por volta de 3. A razão entre as densidades é ainda menor em comparação com o padrão,

enquanto que no caso RMQS a densidade das partículas da bainha magnética foi o dobro da densidade observada na magnetosfera, geralmente esse valor é 10 vezes maior.

4.1.5 Reconexão magnética assimétrica (RMA)

Este caso trata-se de reconexão assimétrica, RMA, no qual foram utilizados parâmetros típicos da magnetopausa subsolar, onde o campo magnético do lado da magnetosfera que possui cerca de 50 a 60 nT se reconecta com o campo da bainha magnética, da ordem de 20 a 30 nT. A assimetria também se faz presente quanto à densidade de partículas: a bainha mangética possui cerca de 20 a 30 cm^{-3} e a magnetosfera, adjacente à magnetopausa diurna, possui entre 0,3 e 0,5 cm^{-3} (CASSAK; SHAY, 2007). Os parâmetros normalizados utilizados na simulação estão descritos na Tabela 4.3.

Tabela 4.3 - Parâmetros normalizados do caso RMA.

Parâmetro	Valor	Parâmetro	Valor
B_{x0}	0,05	L_x	40
B_z	0,0	L_y	20
v_{the}	0,044	nx	400
v_{thi}	0,0625	ny	200
m_i/m_e	64	Δt	0,02
		nt	40000

Fonte: Produção do autor.

Os perfis de densidade e de campo magnético, assim como no caso RMQS, são descritos pelas equações 3.4 e 3.5, com os parâmetros $R = 0{,}5$ e $\alpha = 0{,}45$ de acordo com Mozer et al. (2008) e estão mostrados na Figura 4.38.

Figura 4.38 - Configuração inicial de densidade e campo magnético no caso RMA.

Perfil de densidade dos elétrons à esquerda e de campo magnético B_x à direita para o caso RMA no instante inicial da simulação, $t = 0$.

Fonte: Produção do autor.

A taxa de RM para este caso é mostrada na Figura 4.39. Nota-se uma oscilação durante a simulação, o que pode ocorrer em situações nas quais a assimetria provoca um desequilíbrio inicial (CASSAK et al., 2017). Foi adicionada na Figura 4.39 uma curva suavizada para melhor visualização. Além disso, os valores são mais baixos do que o esperado. Uma vez que em RMA a região de difusão é mais extensa do que em RMS, as partículas do plasma passam mais tempo desmagnetizadas na região e isso impede um processo de RM mais rápido (HESSE et al., 2013).

Figura 4.39 - Evolução temporal da taxa de RM para o caso RMA.

Fonte: Produção do autor.

O campo magnético Hall apresenta a configuração bipolar esperada em RMA, como é mostrado no painel superior da Figura 4.40, devido à diferença de magnitude do campo magnético e da densidade em ambos os lados da lâmina de corrente. O campo elétrico Hall possui um comportamento unipolar, configurado por um pico negativo na região central. A Figura mostra os campos no instante $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$, quando a taxa de RM atinge o valor mais alto, como mostrado na Figura 4.39.

Figura 4.40 - Campos Hall de RM para o caso RMA.

Painel superior: campo magnético B_z. Painel inferior: campo elétrico E_y. Ambos no instante $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

O trabalho realizado pelo campo elétrico sobre as partículas é mostrado na Figura 4.41, na qual o painel superior mostra o termo $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$, o painel central mostra o termo $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$, enquanto que no painel inferior é mostrado o total $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$. A maior parte da conversão de energia é realizada próximo à região de campo magnético mais intenso, $y \approx 11$, ou seja, no lado que representa a magnetosfera. Estes resultados estão de acordo com simulações PIC apresentadas por Wang et al. (2018) e observações recentes da missão MMS (SWISDAK et al., 2018).

Figura 4.41 - Termos $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E}$ para os elétrons, íons e total no caso RMA.

No painel superior, a representação de $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ no tempo $t = 700\omega_{pi}^{-1}$. No painel central, o equivalente para os íons, $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$. No painel inferior, o total $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$.

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.42 apresenta a estimativa da espessura da região de difusão dos elétrons, mais fina do que a região de difusão dos íons. O gráfico mostra a intensidade do termo $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ ao longo da linha onde $x = 15$. Observa-se um pico positivo referente a $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$, e um pico menor negativo para os íons, mostrando que na região central os íons cedem energia para os campos eletromagnéticos $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$.

Figura 4.42 - Espessuras das regiões de difusão a partir de $\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{E}$ no tempo $t = 600$.

Fonte: Produção do autor.

Decompondo $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ em componentes x, y e z a fim de investigar em mais detalhes as conversões de energia, o painel superior da Figura 4.43 mostra que o termo $J_{e,x}E_x$ é responsável pela perda de energia dos elétrons nas separatrizes. Segundo Wang et al. (2018), os elétrons atingem altas velocidades fora da RDE, ao longo das separatrizes, deixando os íons para trás. O campo elétrico coplanar é responsável pela desaceleração dos elétrons, fazendo com que $J_{e,x}E_x$ seja negativo. É importante notar que no trabalho de Wang et al. (2018) foi analisado o campo elétrico $E_{xz} = E_x + E_z$, que seria o equivalente ao $E_{xy} = E_x + E_y$ nesta tese. Nos casos anteriores desta tese também foi feita a análise das componentes perpendiculares e paralelas, mas uma vez que os casos RMA apresentaram um pouco mais de flutuações, a divisão nas três componentes facilitou a visualização. Aqui pode-se observar que o campo elétrico responsável pela perda de energia dos elétrons nas separatrizes é o E_x. Já o termo $J_{e,y}E_y$ é positivo nas duas separatrizes abaixo da lâmina de corrente, embora apareça um pouco fraco é possível identificar esta região, que é formada pelo fluxo de elétrons entrando na região de RM. Na região central próximo à linha X há uma

oscilação em $J_{e,y}E_y$ mas permanece não nulo. Assim como os casos anteriores, o campo elétrico de reconexão, E_z acelera as partículas, fazendo com que $J_{e,z}E_z > 0$, como é visto no painel inferior da Figura 4.43.

Figura 4.43 - Trabalho realizado sobre os elétrons pelas componentes do campo elétrico no caso RMA.

Painel superior: Termo $J_{e,x}E_x$. Painel central: Termo $J_{e,y}E_y$ e painel inferior: $J_{e,z}E_z$ no instante $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

As densidades de corrente dos íons nos casos de RMA apresentaram bastante flutuações, mas ainda é possível identificar na Figura 4.44 algumas regiões de interesse. Por exemplo, no painel central observa-se que $J_{i,y}E_y < 0$ na RDE, em $x = 20$, o que

é compatível com Wang et al. (2018) e Pritchett (2008), que mostram que essa é uma característica típica de RMA, pois o campo elétrico Hall age de forma a conter o fluxo de íons que entra pela região de mais alta densidade. No painel superior observa-se um aumento em $J_{i,x}E_x$ nas separatrizes abaixo da lâmina de corrente.

Figura 4.44 - Trabalho realizado sobre os íons pelas componentes do campo elétrico no caso RMA.

Painel superior: Termo $J_{i,x}E_x$. Painel central: Termo $J_{i,y}E_y$ e painel inferior: $J_{i,z}E_z$ no instante $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.45 apresenta a variação da densidade de energia eletromagnética no sistema em $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}^{-1}$ e mostra compatibilidade com a Figura 4.41, uma vez que

as partículas são energizadas na linha separatriz acima da lâmina de corrente e cedem energia para os campos nas separatrizes abaixo da lâmina de corrente. Isso ocorre devido ao fato de que a densidade de partículas é maior abaixo da lâmina de corrente e ao se mover em direção à região de RM elas são desaceleradas, assim como no caso RMQS.

Figura 4.45 - Variação da densidade de energia eletromagnética no instante $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMA.

Fonte: Produção do autor.

Na Figura 4.46 são mostradas as variações de densidade das energias cinética e térmica no instante $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}^{-1}$. Observa-se que a densidade de energia cinética, no painel superior, varia em uma região mais estreita do que a densidade de energia térmica, como pode ser visto no painel inferior da Figura 4.46. No entanto, nota-se que ambas as variações ocorrem na região central, diferentemente do caso de RMS no qual a variação da densidade de energia térmica ocorre em toda região de saída de fluxo.

Figura 4.46 - Variação das densidades de energia cinética e térmica no instante $t = 700\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMA.

Acima: Variação da densidade de energia cinética. Abaixo: Variação da densidade de energia térmica.

Fonte: Produção do autor.

4.1.6 RMA com campo magnético simétrico

As assimetrias em RM podem estar presentes de várias formas, seja com campo guia ou com parâmetros como densidade, campo magnético, temperatura e velocidade nos dois regimes de plasma acima e abaixo da lâmina de corrente. No caso anterior foram consideradas assimetrias no campo magnético e na densidade em ambos os lados da lâmina de corrente. Nesta seção são mostrados resultados de uma simulação com campo magnético simétrico e densidade assimétrica, para investigar a influência da

assimetria na densidade.

Nesta simulação o campo magnético possui configuração inicial de acordo com a Equação 3.2 e a densidade é assimétrica de acordo com a Equação 3.5 com $\alpha = 0{,}25$, o mesmo valor utilizado no caso RMQS. Os parâmetros normalizados da simulação são mostrados na Tabela 4.4.

Tabela 4.4 - Parâmetros normalizados do caso RMA com campo magnético simétrico.

Parâmetro	Valor	Parâmetro	Valor
B_{x0}	0,05	L_x	30
B_z	0,0	L_y	15
v_{the}	0,044	nx	360
v_{thi}	0,0625	ny	180
m_i/m_e	64	Δt	0,04
		nt	20000

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.47 mostra a evolução temporal da taxa de RM. O valor máximo da taxa de RM ocorre por volta de $t = 200\,\omega_{\mathrm{pi}}^{-1}$. É importante notar que a taxa de RM atingiu um valor mais alto do que no caso anterior de RMA, chegando a próximo de 0,1 neste caso com campo magnético simétrico.

Figura 4.47 - Evolução temporal da taxa de RM no caso RMA com campo magnético simétrico.

Fonte: Produção do autor.

Os campos Hall são mostrados na Figura 4.48. No painel superior é mostrado o padrão quadrupolar que B_z adquire. Lembrando que, segundo Sang et al. (2019), esse padrão que surge com dois quadrantes superiores menores do que os inferiores ocorre devido às correntes de elétrons que se movem ao longo das separatrizes acima da lâmina de corrente. Ainda, no painel inferior da Figura 4.48 é mostrado o campo elétrico Hall, com comportamento bipolar. É interessante notar que o campo elétrico E_y é positivo acima da lâmina de corrente e negativo abaixo. Isso pode ser explicado pelo movimento da lâmina de corrente na direção y durante a simulação devido à assimetria apenas na densidade das partículas.

Figura 4.48 - Campos Hall no caso RMA com campo magnético simétrico.

Painel superior: Campo magnético Hall, B_z. Painel inferior: Campo elétrico Hall, B_y. Ambos são mostrados em $t = 200\,\omega_{\rm pi}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

Na Figura 4.49 são mostrados os termos referentes a $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ e $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$ no instante $t = 200\,\omega_{\rm pi}^{-1}$. No painel superior observa-se uma estreita RDE localizada na região central, onde $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} > 0$, comportamento que em geral corresponde a RMS. No painel central é mostrado o termo $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E} > 0$ em uma região mais ampla, entre $x = 11$ e $x = 19$, onde são formadas FR. O termo $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ total é mostrado no painel inferior da Figura 4.49.

Figura 4.49 - Regiões de difusão dos elétrons e dos íons no caso RMA com campo magnético simétrico em $t = 200\,\omega_{\rm pi}^{-1}$.

Painel superior: $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$. Painel central: $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$. Painel inferior: $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ total. Todos os termos são mostrados em $t = 200\,\omega_{\rm pi}^{-1}$

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.50 mostra no painel superior o termo $J_{e,x}E_x$, onde pode-se observar que os elétrons perdem energia devido à desaceleração pelo campo elétrico E_x na região das separatrizes e também onde se formam as FR. O painel inferior da Figura 4.50 mostra que o campo elétrico de reconexão, E_z, é responsável pelo ganho de energia dos elétrons na região central, como ocorre em caso de RMS (GOLDMAN et al., 2016; PRITCHETT, 2010).

Figura 4.50 - Trabalho realizado sobre os elétrons pelas componentes do campo elétrico no caso RMA com campo magnético simétrico.

Painel superior: Termo $J_{e,x}E_x$. Painel central: Termo $J_{e,y}E_y$ e painel inferior: $J_{e,z}E_z$ no instante $t = 200\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.51 mostra o trabalho realizado por cada componente do campo elétrico sobre os íons no instante $t = 200\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. Observa-se também uma semelhança com o caso RMS, no qual os campo elétricos responsáveis pelo ganho de energia dos íons são E_x (painel superior) e E_z (painel inferior) e a região onde isso ocorre é na FR. Devido à desaceleração dos íons na entrada de fluxo, nota-se que $E_y < 0$ nesta região.

Figura 4.51 - Trabalho realizado sobre os íons pelas componentes do campo elétrico no caso RMA com campo magnético simétrico.

Painel superior: Termo $J_{i,x}E_x$. Painel central: Termo $J_{i,y}E_y$ e painel inferior: $J_{i,z}E_z$ no instante $t = 200\,\omega_{\rm pi}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

O painel superior da Figura 4.52 mostra a variação da densidade de energia eletromagnética no tempo $t = 200\,\omega_{\rm pi}^{-1}$. Nota-se, apesar das flutuações, que a região de maior perda de energia eletromagnética é onde $\mathbf{J}\cdot\mathbf{E} > 0$, de acordo com o painel inferior da Figura 4.49. Analisando a variação na densidade de energia cinética, o painel central da Figura 4.52, mostra uma perda de energia na região central da RDE e na região mais exterior ocorre um aumento na energia cinética, devido ao transporte de partículas para a região de saída de fluxo (BIRN; HESSE, 2014). Ainda,

no painel inferior observa-se uma redução na densidade de energia térmica na região central e um aumento em toda a região de saída de fluxo, assim como ocorre nos casos anteriores.

Figura 4.52 - Variação das densidades de energia eletromagnética, cinética e térmica no instante $t = 200\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMA com campo magnético simétrico.

Painel superior: Variação da densidade de energia eletromagnética. Painel central: Variação da densidade de energia cinética. Painel inferior: Variação da densidade de energia térmica.

Fonte: Produção do autor.

4.1.7 RMA com densidade simétrica

Agora serão mostrados os resultados de um caso no qual a densidade é simétrica de acordo com a Equação 3.4 e o campo magnético é assimétrico de acordo com a equação 3.3 com $R = 0{,}25$, que resulta na mesma assimetria do campo magnético do caso RMQS. Os parâmetros normalizados estão mostrados na Tabela 4.5.

Tabela 4.5 - Parâmetros normalizados do caso RMA com densidade simétrica.

Parâmetro	Valor	Parâmetro	Valor
B_{x0}	0,05	L_x	30
B_z	0,0	L_y	15
v_{the}	0,044	nx	360
v_{thi}	0,0625	ny	180
m_i/m_e	64	Δt	0,02
		nt	25000

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.53 mostra a evolução da taxa de RM neste caso, onde observa-se um valor mais alto chegando a 0,3 no pico. A oscilação que aparece no início, antes de $t \approx 100\,\omega_{\mathrm{pi}}^{-1}$ se dá devido ao movimento da lâmina de corrente na direção y durante a simulação até chegar ao equilíbrio (BIRN et al., 2008). O número de períodos de plasma dessa simulação é menor que no caso anterior, pois observou-se que após $t \approx 400\,\omega_{\mathrm{pi}}^{-1}$ a região de RM se expandiu a ponto de ser afetada pelos efeitos das bordas da caixa de simulação.

Figura 4.53 - Evolução temporal da taxa de RM no caso RMA com densidade simétrica.

Fonte: Produção do autor.

Na Figura 4.54 estão representados os campos Hall no instante $t = 300\,\omega_{\rm pi}^{-1}$, quando a taxa de RM já atingiu o valor mais alto. No painel superior é observada a característica quadrupolar do campo magnético B_z, enquanto que no painel inferior o campo elétrico E_y possui comportamento bipolar, ambos comportamentos típicos de RMS. Os resultados deste caso e do caso anterior mostram que apenas a densidade ou o campo magnético assimétricos não garantiram assinaturas de RMA no sistema, ou seja, os níveis de assimetria na densidade não foram altos o suficiente para mostrar características de RMA.

Figura 4.54 - Campos Hall no caso RMA com densidade simétrica.

Painel superior: Campo magnético Hall, B_z. Painel inferior: Campo elétrico Hall, B_y. Ambos são mostrados em $t = 300\,\omega_{\rm pi}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

Um resultado interessante é que a simetria na densidade leva à formação das FR de forma muito mais evidente do que no caso com densidade assimétrica, como é visto na Figura 4.55. O painel superior mostra o termo $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ no instante $t = 300\,\omega_{\rm pi}^{-1}$, onde é observada a RDE localizada na região central e caracterizada por $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} > 0$. Além disso, também é observado um acúmulo de energia nas regiões próximas a $x = 10$ e $x = 20$. O painel central da Figura 4.55 mostra o trabalho realizado pelo campo elétrico sobre os íons. É possível observar que o ganho de energia dos íons se dá majoritariamente nas FR. Nas regiões em que $x < 10$ e $x > 20$ é observado acima da lâmina de corrente que $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E} < 0$; esse comportamento ocorre devido ao campo elétrico Hall, como é visto no painel central da Figura 4.57. O termo $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ é mostrado no painel inferior da Figura 4.55 e é observado que a maior parte da energia dos campos elétricos é cedida aos íons nas FR, como é esperado em caso de RMS (SONG et al., 2019).

Figura 4.55 - Regiões de difusão dos elétrons e dos íons no caso RMA com densidade simétrica em $t = 300\,\omega_{\rm pi}^{-1}$.

Painel superior: $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$. Painel central: $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$. Painel inferior: $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ total. Todos os termos são mostrados em $t = 300\,\omega_{\rm pi}^{-1}$

Fonte: Produção do autor.

A análise de cada componente de $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ é feita na Figura 4.56, na qual observa-se que o campo elétrico E_x produz trabalho negativo sobre os elétrons nas FR, enquanto que na mesma região o campo elétrico E_z é responsável pelo ganho de energia dos elétrons tanto nas FR quanto na região central.

Figura 4.56 - Trabalho realizado sobre os elétrons por cada componente do campo elétrico no caso RMA com densidade simétrica.

Painel superior: Termo $J_{e,x}E_x$. Painel central: Termo $J_{e,y}E_y$ e painel inferior: $J_{e,z}E_z$ no instante $t = 300\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

Na Figura 4.57 são mostradas as componentes do termo $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E}$, onde é possível observar que as componentes x, no painel superior, e z, no painel inferior, são responsáveis pelo ganho de energia dos íons nas FR, como é esperado em caso de RMS. O termo $J_{i,y}E_y$ realiza trabalho negativo sobre os íons na região acima da lâmina de corrente e positivo na região abaixo, comportamento que pode ser explicado pelo campo elétrico Hall bipolar nessa região.

Figura 4.57 - Trabalho realizado sobre os íons por cada componente do campo elétrico no caso RMA com densidade simétrica.

Painel superior: Termo $J_{i,x}E_x$. Painel central: Termo $J_{i,y}E_y$ e painel inferior: $J_{i,z}E_z$ no instante $t = 300\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

A variação da densidade de energia eletromagnética no instante $t = 300\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ é mostrada na Figura 4.58, onde é possível observar a região na qual os campos eletromagnéticos cedem energia para as partículas, principalmente nas FR para os íons e na RDE para os elétrons. Esse resultado está de acordo com o painel inferior da Figura 4.55, onde observa-se o ganho de energia das partículas nessas regiões. Ainda é possível observar a região acima da lâmina de corrente onde $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ na Figura 4.55 corresponde à mesma região na qual o termo $\frac{1}{2\mu_0}\frac{\partial B^2}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} > 0$ na Figura 4.58.

Figura 4.58 - Variação da densidade de energia eletromagnética no caso RMA com densidade simétrica no instante $t = 300\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$.

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.59 apresenta as variações de densidade das energias cinética e térmica no instante $t = 300\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$. Também é observado comportamento semelhante a RMS. No painel superior nota-se uma redução na densidade de energia cinética na região mais interna da RDE, enquanto que há um aumento na região mais externa. No painel superior da Figura 4.55, onde é mostrado o trabalho realizado pelo campo elétrico sobre os elétrons, nota-se na região mais externa da RDE uma perda de energia. É exatamente nessa região que as partículas ganham energia cinética ao se movimentar em direção ao fluxo de saída, como mostra o painel superior da Figura 4.59.

O painel inferior da Figura 4.59 mostra a variação da densidade de energia térmica, onde é observado um aquecimento das partículas na região de saída de fluxo. Também nota-se que na região central há uma redução na densidade de energia térmica, devido ao transporte de partículas para a saída de fluxo.

Figura 4.59 - Variação das densidades de energia eletromagnética, cinética e térmica no instante $t = 300\,\omega_{\mathrm{pi}}{}^{-1}$ no caso RMA com densidade simétrica.

Acima: Variação da densidade de energia eletromagnética. Centro: Variação da densidade de energia cinética. Abaixo: Variação da densidade de energia térmica.

Fonte: Produção do autor.

5 CONCLUSÕES

Nesta tese foram tratados alguns cenários possíveis de reconexão magnética na magnetosfera terrestre. A partir dos resultados obtidos usando simulações por partículas com o código iPIC3D, foram analisadas as regiões de difusão dos íons e dos elétrons, a formação de frentes de reconexão e os principais mecanismos de conversão de energia que ocorrem na região de dissipação e nas FRs, bem como a taxa de reconexão nos diferentes cenários.

A RM ocorre quando o campo magnético interplanetário encontra-se orientado na direção oposta à do campo geomagnético, havendo uma aniquilação entre as linhas de campo e permitindo assim que as partículas do vento solar penetrem na magnetosfera. Quando o campo magnético interplanetário possui uma componente na direção sul, ele se reconecta com o campo geomagnético na magnetopausa subsolar, convertendo energia cinética do vento solar em energia magnética. Essa energia magnética é armazenada nas linhas de campo que se transportam até a cauda magnética no lado noturno. Após um tempo ocorre a liberação da energia magnética e os fluxos magnéticos são transportados novamente para o lado diurno, causando fenômenos como as auroras.

O processo de RM na magnetopausa diurna é, na maioria dos casos, assimétrico. A assimetria se dá devido a diferenças nas densidades dos plasmas e na intensidade dos campos magnéticos envolvidos na RM. Um efeito da RMA é a mudança na estrutura de campos magnéticos na região de RM. Fluxos de cisalhamento devido ao campo guia também podem alterar processos de RM, levando a distorções na região de RM e podendo até suprimir o processo (GONZALEZ; PARKER, 2016). A RM no lado noturno ocorre de forma diferente, não apenas por acontecer em outros regimes de plasma, mas também por envolver diferentes processos.

Os resultados obtidos confirmam resultados anteriores de que a presença de um campo guia afeta pouco a taxa de reconexão, mas faz com que ela diminua em RMS e aumente em RMA (HUBA, 2005; HESSE et al., 2013; CASSAK et al., 2017). Este resultado foi observado em nossas simulações para os casos RMS e RMQS. Para o caso de RMA, os três casos de simulação não tiveram a presença de um campo guia. O que se buscou foi verificar o que aconteceria se apenas uma das variáveis, campo magnético ou densidade, fosse assimétrica. O que se observou foi que a taxa de reconexão neste caso parece ser bastante influenciada pela assimetria na densidade. Considerar uma assimetria apenas no campo magnético nos forneceu uma taxa de reconexão bastante próxima à do caso RMS. Vale ressaltar que nos casos RMA com

apenas uma variável assimétrica a evolução da RM aconteceu mais rapidamente que nos outros casos.

Com relação aos campos Hall elétrico e magnético, as características são de reconexão magnética simétrica para os casos RMS e RMQS, e também para o caso RMA quando apenas uma das variáveis físicas, campo magnético ou densidade, é considerada assimétrica.

A análise de conversão de energia para RMS mostra que a energia eletromagnética é em grande parte convertida para íons na forma de $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ nas FR, o que não ocorreu no caso RMA, já que a conversão de energia neste caso ficou restrita à região das separatrizes do lado que possui campo magnético mais intenso. Este resultado está de acordo com o trabalho de Song et al. (2019), que estudaram as propriedades das FR em RMA. As FR são caracterizadas por serem uma região com grande acúmulo de energia devido à interação do jato de partículas saindo da região de RM com o plasma ambiente (LAPENTA et al., 2014); este acúmulo pôde ser bem observado nos casos RMS, RMA com densidade simétrica e RMA com campo magnético simétrico.

O caso RMQS, apesar de apresentar assimetria tanto no campo magnético quanto na densidade de partículas, não mostrou comportamento típico de RMA. A densidade das partículas neste caso foi apenas duas vezes maior abaixo da lâmina de corrente do que acima, o que é uma razão baixa considerando que na bainha magnética a densidade chega a dez vezes o valor da densidade das partículas na magnetosfera (MOZER et al., 2008). O valor da assimetria no campo magnético também não foi suficiente para apresentar comportamento de RMA, visto que o campo magnético na magnetosfera apresentou intensidade apenas 20% maior do que na bainha magnética. Esta é a primeira vez que este evento foi estudado através de simulações PIC, confirmando alguns dos resultados de Peng et al. (2017).

Nossos resultados são importantes pois mostram que é preciso muita cautela ao classificar um evento de RM como simétrico ou assimétrico, já que os dados de plasma podem ser distintos e mesmo assim algumas variáveis, como os campos eletromagnéticos Hall, apresentarem características simétricas. Estruturas como as frentes de reconexão são mais presentes em RMS e bastante usadas para explicar algumas observações na cauda magnética (SITNOV et al., 2009; ANGELOPOULOS et al., 2013). Por outro lado, as FRs não aparecem na região da magnetopausa, embora haja trabalhos recentes mostrando que podem estar presentes em RMA (SONG et al., 2019). Este é um aspecto que merece uma investigação futura. Nossos resultados nos evidenciam que a natureza nem sempre segue os modelos acadêmicos de RMS ou RMA e que

cada observação tem as suas peculiaridades, demandando uma análise cuidadosa.

Ainda como trabalhos futuros podemos explorar os diferentes tipos de equilíbrios iniciais que podem ser usados (BELMONT et al., 2012; DARGENT et al., 2016) para investigar a RMA à luz das várias observações realizadas pela MMS.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AKHIEZER, A.; AKHIEZER, I.; POLOVIN, R.; SITENKO, A.; STEPANOV, K. **Plasma electrodynamics. Volume I. linear theory**. [S.l.]: Pergamon Press, 1975. 5

ANGELOPOULOS, V.; RUNOV, A.; ZHOU, X.-Z.; TURNER, D.; KIEHAS, S.; LI, S.-S.; SHINOHARA, I. Electromagnetic energy conversion at reconnection fronts. **Science**, v. 341, n. 6153, p. 1478–1482, 2013. 110

AUNAI, N.; BELMONT, G.; SMETS, R. Energy budgets in collisionless magnetic reconnection: ion heating and bulk acceleration. **Physics of Plasmas**, v. 18, n. 12, p. 122901, 2011. 17, 30, 31, 33, 37

BAUMJOHANN, W.; TREUMANN, R. A. **Basic space plasma physics**. [S.l.]: World Scientific, 1997. 6, 14

BELMONT, G.; AUNAI, N.; SMETS, R. Kinetic equilibrium for an asymmetric tangential layer. **Physics of Plasmas**, v. 19, n. 2, p. 022108, 2012. 111

BIRDSALL, C. K.; LANGDON, A. B. **Plasma physics via computer simulation**. 2. ed. Bristol: Institute of Physics Publishing, 1991. 479 p. 7, 38, 39

BIRN, J.; BOROVSKY, J.; HESSE, M. Properties of asymmetric magnetic reconnection. **Physics of Plasmas**, v. 15, n. 3, p. 032101, 2008. 9, 101

BIRN, J.; HESSE, M. Energy release and conversion by reconnection in the magnetotail. v. 23, n. 10, p. 3365–3373, 2005. 15

_____. Forced reconnection in the near magnetotail: onset and energy conversion in pic and mhd simulations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 1, p. 290–309, 2014. 22, 23, 49, 55, 99

BIRN, J. et al. Geospace Environmental Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 106, n. A3, p. 3715–3719, 2001. 45

BIRN, J.; PRIEST, E. R. **Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations**. USA: Cambridge University Press, 2007. 17

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. 3. ed. New York: Springer, 2004. 678 p. 5, 6, 12, 14

BRACKBILL, J.; FORSLUND, D. An implicit method for electromagnetic plasma simulation in two dimensions. **Journal of Computational Physics**, v. 46, n. 2, p. 271–308, 1982. 38

BURCH, J.; MOORE, T.; TORBERT, R.; GILES, B. Magnetospheric multiscale overview and science objectives. **Space Science Reviews**, v. 199, n. 1-4, p. 5–21, 2016. 7

CASSAK, P. Inside the black box: magnetic reconnection and the magnetospheric multiscale mission. **Space Weather**, v. 14, n. 3, p. 186–197, 2016. 2

CASSAK, P. et al. The effect of a guide field on local energy conversion during asymmetric magnetic reconnection: particle-in-cell simulations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 11, p. 11–523, 2017. 23, 67, 85, 109

CASSAK, P.; SHAY, M. Scaling of asymmetric magnetic reconnection: general theory and collisional simulations. **Physics of Plasmas**, v. 14, n. 10, p. 102114, 2007. 26, 27, 84

CHAPMAN, I.; SCANNELL, R.; COOPER, W.; GRAVES, J.; HASTIE, R.; NAYLOR, G.; ZOCCO, A. Magnetic reconnection triggering magnetohydrodynamic instabilities during a sawtooth crash in a tokamak plasma. **Physical Review Letters**, v. 105, n. 25, p. 255002, 2010. 45

CHEN, F. F. **Introduction to plasma physics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2016. 5

CORONITI, F. V. On the tearing mode in quasi-neutral sheets. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 85, n. A12, p. 6719–6728, 1980. 40

COSTA JUNIOR, E.; SIMÕES JÚNIOR, F.; CARDOSO, F.; ALVES, M. Solar wind and geomagnetic activity. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 33, n. 4, p. 4301–4301, 2011. 1, 8, 9

DARGENT, J.; AUNAI, N.; BELMONT, G.; DORVILLE, N.; LAVRAUD, B.; HESSE, M. Full particle-in-cell simulations of kinetic equilibria and the role of the initial current sheet on steady asymmetric magnetic reconnection. **Journal of Plasma Physics**, v. 82, n. 3, 2016. 111

DAWSON, J. M. Particle simulation of plasmas. **Reviews of Modern Physics**, v. 55, n. 2, p. 403–447, Apr. 1983. 38, 39

DRAKE, J.; SWISDAK, M.; CATTELL, C.; SHAY, M.; ROGERS, B.; ZEILER, A. Formation of electron holes and particle energization during magnetic reconnection. **Science**, v. 299, n. 5608, p. 873–877, 2003. 2

DRAKE, J. F. Magnetic reconnection: a kinetic treatment. **Physics of the Magnetopause**, p. 155–165, 1995. 1, 17, 18

DUNGEY, J. W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. **Physical Review Letters**, v. 6, n. 2, p. 47, 1961. 9

EASTWOOD, J.; BIFFIS, E.; HAPGOOD, M.; GREEN, L.; BISI, M.; BENTLEY, R.; WICKS, R.; MCKINNELL, L.-A.; GIBBS, M.; BURNETT, C. The economic impact of space weather: where do we stand? **Risk Analysis**, v. 37, n. 2, p. 206–218, 2017. 3

EASTWOOD, J.; SHAY, M.; PHAN, T.; ØIEROSET, M. Asymmetry of the ion diffusion region hall electric and magnetic fields during guide field reconnection: observations and comparison with simulations. **Physical Review Letters**, v. 104, n. 20, p. 205001, 2010. 25

ERIKSSON, E. **Beginner's guide to iPIC3D 2016 PDC summer school: introduction to high-performance computing**. Uppsala University, Sweden: [s.n.], 2016. Disponível em: <https://www.kth.se/files/view/markidis/5846cba0a4ba671c5d0bfb2d/ee_pdc_course_project_report_v.pdf>. Acesso em: 24 jan. 2019. 42, 43

GOLDMAN, M.; NEWMAN, D.; LAPENTA, G. What can we learn about magnetotail reconnection from 2d pic harris-sheet simulations? **Space Science Reviews**, v. 199, n. 1-4, p. 651–688, 2016. 43, 47, 49, 51, 97

GONZALEZ, W.; PARKER, E. **Magnetic reconnection: concepts and applications**. USA: Springer, 2016. 2, 3, 7, 9, 15, 17, 18, 20, 50, 109

GUZDAR, P.; HASSAM, A.; SWISDAK, M.; SITNOV, M. A simple mhd model for the formation of multiple dipolarization fronts. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. 20, 2010. 50

HARRIS, E. G. On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field. **Il Nuovo Cimento**, v. 23, n. 1, p. 115–121, 1962. 40

HESSE, M.; AUNAI, N.; ZENITANI, S.; KUZNETSOVA, M.; BIRN, J. Aspects of collisionless magnetic reconnection in asymmetric systems. **Physics of Plasmas**, v. 20, n. 6, p. 061210, 2013. 67, 85, 109

HESSE, M.; NEUKIRCH, T.; SCHINDLER, K.; KUZNETSOVA, M.; ZENITANI, S. The diffusion region in collisionless magnetic reconnection. **Space Science Reviews**, v. 160, n. 1-4, p. 3–23, 2011. 1, 2, 18

HESSE, M.; SCHINDLER, K.; BIRN, J.; KUZNETSOVA, M. The diffusion region in collisionless magnetic reconnection. **Physics of Plasmas**, v. 6, n. 5, p. 1781–1795, 1999. 2, 20

HOCKNEY, R. W.; EASTWOOD, J. W. **Computer simulation using particles**. [S.l.]: CRC Press, 1988. 43

HUANG, C.; LU, Q.; WANG, P.; WU, M.; WANG, S. Characteristics of electron holes generated in the separatrix region during antiparallel magnetic reconnection. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 8, p. 6445–6454, 2014. 72

HUANG, C.; LU, Q.; WANG, S. The mechanisms of electron acceleration in antiparallel and guide field magnetic reconnection. **Physics of Plasmas**, v. 17, n. 7, p. 072306, 2010. 24

HUBA, J. Hall magnetic reconnection: guide field dependence. **Physics of Plasmas**, v. 12, n. 1, p. 012322, 2005. 56, 57, 109

KALLENRODE, M.-B. **Space physics: an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013. 9

KARIMABADI, H.; DAUGHTON, W.; SCUDDER, J. Multi-scale structure of the electron diffusion region. **Geophysical Research Letters**, v. 34, n. 13, 2007. 21

KIVELSON, M. G.; RUSSELL, C. T. **Introduction to space physics**. USA: Cambridge University Press, 1995. 8, 11, 12, 14

LAITINEN, T.; PALMROTH, M.; PULKKINEN, T.; JANHUNEN, P.; KOSKINEN, H. Continuous reconnection line and pressure-dependent energy conversion on the magnetopause in a global mhd model. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A11, 2007. 9

LAPENTA, G.; GOLDMAN, M.; NEWMAN, D.; MARKIDIS, S.; DIVIN, A. Electromagnetic energy conversion in downstream fronts from three dimensional kinetic reconnection. **Physics of Plasmas**, v. 21, n. 5, p. 055702, 2014. 45, 110

LAPENTA, G.; GOLDMAN, M. V.; NEWMAN, D. L.; MARKIDIS, S. Energy exchanges in reconnection outflows. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 59, n. 1, p. 014019, 2017. 2, 21, 22, 42, 45, 50

LAPENTA, G.; MARKIDIS, S.; DIVIN, A.; GOLDMAN, M.; NEWMAN, D. Scales of guide field reconnection at the hydrogen mass ratio. **Physics of Plasmas**, v. 17, n. 8, p. 082106, 2010. 23, 59, 72

LAPENTA, G.; MARKIDIS, S.; DIVIN, A.; NEWMAN, D.; GOLDMAN, M. Separatrices: the crux of reconnection. **Journal of Plasma Physics**, v. 81, n. 01, p. 325810109, 2015. 23

LE, A.; EGEDAL, J.; OHIA, O.; DAUGHTON, W.; KARIMABADI, H.; LUKIN, V. Regimes of the electron diffusion region in magnetic reconnection. **Physical Review Letters**, v. 110, n. 13, p. 135004. 21

LIU, Y.-H.; HESSE, M.; GUO, F.; DAUGHTON, W.; LI, H.; CASSAK, P.; SHAY, M. Why does steady-state magnetic reconnection have a maximum local rate of order 0.1? **Physical Review Letters**, v. 118, n. 8, p. 085101, 2017. 47

LOPEZ, R. The integrated dayside merging rate is controlled primarily by the solar wind. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 121, n. 5, p. 4435–4445, 2016. 2

LU, S. et al. Prolonged kelvin–helmholtz waves at dawn and dusk flank magnetopause: Simultaneous observations by mms and themis. **The Astrophysical Journal**, v. 875, n. 1, p. 57, 2019. 3

MARE, F. D.; SORRISO-VALVO, L.; RETINÒ, A.; MALARA, F.; HASEGAWA, H. Evolution of turbulence in the kelvin–helmholtz instability in the terrestrial magnetopause. **Atmosphere**, v. 10, n. 9, p. 561, 2019. 3

MARKIDIS, S.; LAPENTA, G.; DIVIN, A.; GOLDMAN, M.; NEWMAN, D.; ANDERSSON, L. Three dimensional density cavities in guide field collisionless magnetic reconnection. **Physics of Plasmas**, v. 19, n. 3, p. 032119, 2012. 43

MARKIDIS, S. et al. Multi-scale simulations of plasma with ipic3d. **Mathematics and Computers in Simulation**, v. 80, n. 7, p. 1509–1519, 2010. 4, 21, 37, 39, 43, 45

MOZER, F.; BALE, S.; PHAN, T. Evidence of diffusion regions at a subsolar magnetopause crossing. **Physical Review Letters**, v. 89, n. 1, p. 015002, 2002. 19, 20, 21, 27

MOZER, F.; PRITCHETT, P.; BONNELL, J.; SUNDKVIST, D.; CHANG, M. Observations and simulations of asymmetric magnetic field reconnection. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A1, 2008. 27, 84, 110

MOZER, F. S.; PRITCHETT, P. L. Electron physics of asymmetric magnetic field reconnection. **Space Science Reviews**, v. 158, n. 1, p. 119–143, 2011. 3, 10, 28, 29

NAGAI, T.; FUJIMOTO, M.; SAITO, Y.; MACHIDA, S.; TERASAWA, T.; NAKAMURA, R.; YAMAMOTO, T.; MUKAI, T.; NISHIDA, A.; KOKUBUN, S. Structure and dynamics of magnetic reconnection for substorm onsets with geotail observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 103, n. A3, p. 4419–4440, 1998. 19

ØIEROSET, M.; PHAN, T.; FUJIMOTO, M.; LIN, R.; LEPPING, R. In situ detection of collisionless reconnection in the earth's magnetotail. **Nature**, v. 412, n. 6845, p. 414–417, 2001. 10, 11, 19

PARKER, E. Extension of the solar corona into interplanetary space. **Journal of Geophysical Research**, v. 64, n. 11, p. 1675–1681, 1959. ISSN 2156-2202. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1029/JZ064i011p01675>. 1

PEI-RAN, W.; CAN, H.; QUAN-MING, L.; RONG-SHENG, W.; SHUI, W. Numerical simulations of magnetic reconnection in an asymmetric current sheet. **Chinese Physics Letters**, v. 30, n. 12, p. 125202, 2013. 40

PENG, F. et al. Quadrupolar pattern of the asymmetric guide-field reconnection. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 6, p. 6349–6356, 2017. 4, 42, 67, 68, 110

PHAN, T.; DRAKE, J.; SHAY, M.; MOZER, F.; EASTWOOD, J. Evidence for an elongated (> 60 ion skin depths) electron diffusion region during fast magnetic reconnection. **Physical Review Letters**, v. 99, n. 25, p. 255002, 2007. 21

PRIEST, E. **Magnetohydrodynamics of the Sun**. USA: Cambridge University Press, 2014. 14, 15

PRIEST, E. R.; FORBES, T. **Magnetic reconnection: MHD theory and applications**. New York: Cambridge University Press, 2000. 1, 8, 13, 18

PRITCHETT, P. Geospace environment modeling magnetic reconnection challenge: simulations with a full particle electromagnetic code. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 106, n. A3, p. 3783–3798, 2001. 24

_____. Collisionless magnetic reconnection in an asymmetric current sheet. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A6, 2008. 3, 9, 30, 35, 40, 91

_____. Onset of magnetic reconnection in the presence of a normal magnetic field: realistic ion to electron mass ratio. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A10, 2010. 53, 97

PRITCHETT, P. L. Particle-in-cell simulations of magnetosphere electrodynamics. **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. 28, n. 6, p. 1976–1990, 2000. 2, 38, 39

PRITCHETT, P. L.; MOZER, F. S. The magnetic field reconnection site and dissipation region. **Physics of Plasmas**, v. 16, n. 8, p. 080702, 2009. 2, 45

PU, Z.-Y.; KIVELSON, M. G. Kelvin-helmholtz instability at the magnetopause: energy flux into the magnetosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 88, n. A2, p. 853–861, 1983. 3

RICCI, P.; BRACKBILL, J.; DAUGHTON, W.; LAPENTA, G. Collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field. **Physics of Plasmas**, v. 11, n. 8, p. 4102–4114, 2004. 56, 57

RILEY, P.; BAKER, D.; LIU, Y. D.; VERRONEN, P.; SINGER, H.; GÜDEL, M. Extreme space weather events: from cradle to grave. **Space Science Reviews**, v. 214, n. 1, p. 21, 2018. 3

SANG, L.; LU, Q.; WANG, R.; HUANG, K.; WANG, S. A parametric study of the structure of hall magnetic field based on kinetic simulations. i. anti-parallel magnetic reconnection in an asymmetric current sheet. **The Astrophysical Journal**, v. 877, n. 2, p. 155, 2019. 79, 80, 95

SERGEEV, V. et al. Multiple-spacecraft observation of a narrow transient plasma jet in the earth's plasma sheet. **Geophysical Research Letters**, v. 27, n. 6, p. 851–854, 2000. 50

SITNOV, M.; SWISDAK, M.; DIVIN, A. Dipolarization fronts as a signature of transient reconnection in the magnetotail. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 114, n. A4, 2009. 28, 29, 48, 110

SONG, L.; ZHOU, M.; YI, Y.; DENG, X.; ZHONG, Z. Reconnection front associated with asymmetric magnetic reconnection: particle-in-cell simulations.

The Astrophysical Journal Letters, v. 881, n. 1, p. L22, 2019. 2, 47, 50, 53, 103, 110

SUGIYAMA, T.; KUSANO, K. Multi-scale plasma simulation by the interlocking of magnetohydrodynamic model and particle-in-cell kinetic model. **Journal of Computational Physics**, v. 227, n. 2, p. 1340–1352, 2007. 37

SWISDAK, M.; DRAKE, J.; PRICE, L.; BURCH, J.; CASSAK, P.; PHAN, T.-D. Localized and intense energy conversion in the diffusion region of asymmetric magnetic reconnection. **Geophysical Research Letters**, v. 45, n. 11, p. 5260–5267, 2018. 87

TORBERT, R. et al. Electron-scale dynamics of the diffusion region during symmetric magnetic reconnection in space. **Science**, v. 362, n. 6421, p. 1391–1395, 2018. 45

TREUMANN, R. A.; BAUMJOHANN, W. **Advanced space plasma physics**. London: Imperial College Press London, 1997. 1

_____. Collisionless magnetic reconnection in space plasmas. **Frontiers in Physics**, v. 1, p. 31, 2013. 72

UMEDA, T.; OMURA, Y.; TOMINAGA, T.; MATSUMOTO, H. A new charge conservation method in electromagnetic particle-in-cell simulations. **Computer Physics Communications**, v. 156, n. 1, p. 73–85, 2003. 38

VASYLIUNAS, V. M. Theoretical models of magnetic field line merging. **Reviews of Geophysics**, v. 13, n. 1, p. 303–336, 1975. 17

VENZMER, M.; BOTHMER, V. Solar-wind predictions for the parker solar probe orbit-near-sun extrapolations derived from an empirical solar-wind model based on helios and OMNI observations. **Astronomy & Astrophysics**, v. 611, p. A36, 2018. 6

VU, H.; BRACKBILL, J. Celest1d: an implicit, fully kinetic model for low-frequency, electromagnetic plasma simulation. **Computer Physics Communications**, v. 69, n. 2-3, p. 253–276, 1992. 38, 39

WALKER, A. D. M. **Plasma waves in the magnetosphere**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 1993. 1, 7, 14

WANG, R. et al. Electron-scale quadrants of the hall magnetic field observed by the magnetospheric multiscale spacecraft during asymmetric reconnection. **Physical Review Letters**, v. 118, n. 17, p. 175101, 2017. 4

WANG, S.; CHEN, L.-J.; BESSHO, N.; HESSE, M.; YOO, J.; YAMADA, M.; LIU, Y.-H.; GERSHMAN, D. J.; GILES, B. L.; MOORE, T. E. Energy conversion and partition in the asymmetric reconnection diffusion region. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 123, n. 10, p. 8185–8205, 2018. 2, 33, 34, 35, 36, 54, 87, 89, 91

WINSKE, D.; OMIDI, N. A nonspecialist's guide to kinetic simulations of space plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 101, n. A8, p. 17287–17303, 1996. 7

WU, D.; YU, W.; FRITZSCHE, S.; HE, X. T. High-order implicit particle-in-cell method for plasma simulations at solid densities. **Physical Review E**, v. 100, p. 013207, Jul 2019. 39

XIANG-SHENG, L.; MENG, Z.; XIAO-HUA, D.; TANG-MU, L.; SHI-YONG, H. How does the guide field affect the asymmetry of hall magnetic and electric fields in fast magnetic reconnection? **Chinese Physics Letters**, v. 32, n. 9, p. 095202, 2015. 25

ZENITANI, S.; HESSE, M.; KLIMAS, A.; KUZNETSOVA, M. New measure of the dissipation region in collisionless magnetic reconnection. **Physical Review Letters**, v. 106, n. 19, p. 195003, 2011. 1, 21

ZENITANI, S.; SHINOHARA, I.; NAGAI, T.; WADA, T. Kinetic aspects of the ion current layer in a reconnection outflow exhaust. **Physics of Plasmas**, v. 20, n. 9, p. 092120, 2013. 1

ZENITANI, S.; UMEDA, T. Some remarks on the diffusion regions in magnetic reconnection. **Physics of Plasmas**, v. 21, n. 3, p. 034503, 2014. 1

ZWEIBEL, E. G.; YAMADA, M. Magnetic reconnection in astrophysical and laboratory plasmas. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 47, p. 291–332, 2009. 45

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.