



Análise da localização da linha-X de reconexão magnética na magnetopausa diurna terrestre utilizando observações *in situ* da missão Magnetospheric MultiScale (MMS)

RELATÓRIO FINAL DE PROJETO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA  
(PIBIC/INPE/CNPq)

José Matheus da Silva Rocha (Universidade de São Paulo, Bolsista PIBIC/CNPq)

E-mail: [jose.matheus.rocha@usp.br](mailto:jose.matheus.rocha@usp.br)

Vitor Moura Cardoso e Silva Souza (CEA/DIDGE, Orientador)

E-mail: [vitor.souza@inpe.br](mailto:vitor.souza@inpe.br)

COLABORADORES

Daiki Koga (CEA/DIDGE, Coorientador)

E-mail: [daiki.koga@gmail.com](mailto:daiki.koga@gmail.com)



Análise da localização da linha-X de reconexão magnética na magnetopausa diurna terrestre utilizando observações *in situ* da missão Magnetospheric MultiScale (MMS)

Relatório final de iniciação científica orientado pelos Drs. Vitor Moura Cardoso e Silva Souza, e Daiki Koga.

## Lista de ilustrações

Figura 1: Representação simplificada da magnetosfera.....	10
Figura 2: Decomposição do vetor velocidade em componentes paralela e perpendicular ao campo magnético B.....	14
Figura 3: Movimento circular realizado por uma partícula carregada, em torno do ponto G, na presença de um campo magnético <b>B</b> uniforme.....	15
Figura 4: Trajetória helicoidal de uma partícula positivamente carregada na presença de um campo magnético B uniforme.....	16
Figura 5: Representação dos sítios de reconexão na magnetosfera terrestre para IMF puramente Sul (Cruzes vermelhas) e puramente Norte (Cruzes verdes). .....	17
Figura 6: Representação esquemática de um sitio de reconexão magnética na magnetopausa para um sistema simétrico. ....	20
Figura 7: Representação esquemática da configuração dos vetores <b>B<sub>sp</sub></b> e <b>B<sub>sh</sub></b> em relação a linha-X do modelo de Gonzalez-Mozer.....	21
Figura 8: Órbita da sonda MMS durante um período de 24h entre o dia 2015/11/09 - 02:12:00 e 2015/11/10 -02:12:00. No painel a) temos a projeção da órbita da sonda no plano da eclíptica, o ponto vermelho representa a posição aproximada da sonda as 02:12 Universal Time (UTC), se a parte clara da Terra ( representada como um círculo centrado) o lado voltado para o Sol. No painel b) tem-se a projeção da órbita no plano perpendicular ao plano da eclíptica, sob um ponto de vista no qual o observador encontra-se entre o Sol e a Terra, olhando para Terra. O painel c) pode ser interpretado com base no que foi comentado nos outros painéis. ....	24
Figura 9: Valores obtidos pela sonda MM1 durante o período 2015/12/11-06:38:00-2015/12/11-06:40:00 do a) Campo magnético total <b>B<sub>t</sub></b> em preto, da componente <b>B<sub>x</sub></b> em azul, <b>B<sub>y</sub></b> em verde e <b>B<sub>z</sub></b> em vermelho. Da b) Densidade numérica de íons. Da c) Velocidade do fluxo de íons. Do d) Espectro de energia em eV por faixa de energia dos íons e respectivamente do espectro de energia dos elétrons e) paralelos, f) antiparalelos e g) perpendiculares as linhas de campos magnético local. As barras verticais delimitam os intervalos 2015/12/11-06:32:00 até 2015/12/11-06:32:30, e 2015/12/11-06:35:00 até 2015/12/11-06:35:30, no qual foram extraídos os valores médios das grandezas mensuradas.....	26
Figura 10: Representação esquemática da linha linha-X de reconexão magnética obtido através do modelo de Gonzalez-Mozer para o evento 9. A linha cheia preta representa a linha-X de reconexão magnética, sendo que os vetores vermelho, azul e verde, respectivamente, representam o campo magnético da magnetosfera, bainha magnética, e a velocidade de jato do íons. A cruz roxa representa a posição aproximada do satélite MMS1 durante a obtenção dos dados. O comprimento dos vetores ilustrados não representa sua dimensão real. ....	29
Figura 11: Valores obtidos pela sonda MM1 durante o período 2015/12/10-02:08:00-2015/12/10-02:18:00 do a) Campo magnético total <b>B<sub>t</sub></b> em preto, da componente <b>B<sub>x</sub></b> em azul, <b>B<sub>y</sub></b> em verde e <b>B<sub>z</sub></b> em vermelho. Da b) Densidade numérica de íons. Da c) Velocidade do fluxo de íons. Do d) Espectro de energia em eV por faixa de energia dos	

íons e respectivamente do espectro de energia dos elétrons e) paralelos, f) antiparalelos e g) perpendiculares as linhas de campos magnético local. As barras verticais delimitam os intervalos 2015/12/10-02:12:00 até 2015/12/10-02:12:30, e 2015/12/10-02:13:45 até 2015/12/10-02:14:15, no qual foram extraídos os valores médios das grandezas mensuradas .....	30
Figura 12: Representação esquemática da linha linha-X de reconexão magnética obtido através do modelo de Gonzalez-Mozer para o evento 7. A linha cheia preta representa a linha-X de reconexão magnética, sendo que os vetores vermelho, azul e verde, respectivamente, representam o campo magnético da magnetosfera, bainha magnética, e a velocidade de jato do íons. A cruz roxa representa a posição aproximada do satélite MMS1 durante a obtenção dos dados. O comprimento dos vetores ilustrados não representa sua dimensão real. ....	32
Figura 13: Representação esquemática da linha linha-X de reconexão magnética obtido através do modelo de Gonzalez-Mozer para o evento 17. A linha cheia preta representa a linha-X de reconexão magnética, sendo que os vetores vermelho, azul e verde, respectivamente, representam o campo magnético da magnetosfera, bainha magnética, e a velocidade de jato do íons. A cruz roxa representa a posição aproximada do satélite MMS1 durante a obtenção dos dados. O comprimento dos vetores ilustrados não representa sua dimensão real. ....	35
Figura 14: Representação esquemática da linha linha-X de reconexão magnética obtido através do modelo de Gonzales-Mozer para o evento 4. A linha cheia preta representa a linha-X de reconexão magnética, sendo que os vetores vermelho, azul e verde, respectivamente, representam o campo magnético da magnetosfera, bainha magnética, e a velocidade de jato do íons. A cruz roxa representa a posição aproximada do satélite MMS1 durante a obtenção dos dados. O comprimento dos vetores ilustrados não representa sua dimensão real. ....	36

## Agradecimentos

Agradecemos o apoio do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), processo de No. 129433/2018-7.

## Resumo

A missão espacial não tripulada Magnetospheric MultiScale (MMS) foi lançada pela NASA em 12 de março de 2015 com a finalidade de responder as questões em aberto nas pesquisas sobre reconexão magnética. A MMS é composta por quatro sondas idênticas que orbitam o planeta Terra numa formação tetragonal nas proximidades de uma região conhecida como magnetopausa. A magnetopausa é uma região formada entre a bainha magnética e a magnetosfera terrestre, sendo sua localização determinada pelo equilíbrio entre a pressão dinâmica do vento solar e a pressão magnética na magnetosfera. A reconexão magnética é um fenômeno que acontece entre dois plasmas magnetizados, próximos, de tal forma que ocorre a reestruturação topológica dos seus respectivos campos magnéticos, e como resultado desse processo o plasma, antes separado é misturado, e acelerado num curto espaço de tempo na direção normal a uma estrutura do processo de reconexão conhecida como linha-X. Inicialmente o estudo da reconexão magnética era pautado na interação entre plasmas magnetizados com campos magnéticos perfeitamente antiparalelos, entretanto essa condição não é necessária para que o fenômeno de reconexão aconteça, sendo assim a reconexão magnética conforme descrita pelo modelo analítico de Gonzalez-Mozer pode ocorrer entre as componentes dos campos magnéticos interagentes. Esse trabalho de iniciação científica, iniciado em julho de 2018, consiste em determinar a localização da linha-X de reconexão magnética, relativa à posição de um dos satélites da missão MMS no lado diurno da magnetopausa terrestre, utilizando dados in situ da missão, a partir da detecção da direção do fluxo de plasma acelerado, que é uma das assinaturas conhecidas do processo de reconexão magnética, e assim, comparar com a determinação da posição e orientação da linha-X feita através do modelo analítico de Gonzalez-Mozer.

## Sumário

Lista de ilustrações.....	iii
Agradecimentos .....	v
Resumo.....	vi
Introdução.....	8
Fundamentação Teórica .....	9
Interação entre o vento solar e a magnetosfera terrestre .....	9
Plasma .....	10
Critérios de definição de um plasma.....	11
Neutralidade macroscópica.....	11
Comprimento de Debye.....	11
Frequência de Plasma.....	12
Introdução a dinâmica das partículas carregadas no plasma .....	13
Considerações qualitativas sobre o fenômeno de reconexão magnética.....	16
Modelo analítico para determinação da linha-X de Gonzalez e Mozer .....	21
Metodologia.....	23
Obtenção de dados .....	23
Análise e resultados .....	25
Discussão e Conclusão.....	33
Referências .....	37

## Introdução

Conforme o entendimento de astrofísica e física teórica foi evoluindo no último século descobriu-se que a maior parte da matéria no universo conhecido se encontra no estado de plasma. Além disso, é comumente encontrado no universo plasmas magnetizados, e por essa razão esse meio dá origem a uma ampla variedade de novos fenômenos ondulatórios e de emissão de radiação que não são encontrados nos estados líquidos e sólidos da matéria (Bittencourt, 2004).

Em 1943, o astrônomo alemão Cuno Hoffmeister observou que a cauda dos cometas que transitavam no meio interplanetário não desviava na direção oposta à do seu movimento, como era esperado, mas sim numa direção levemente desviada na direção oposta à do Sol, e que esse desvio não podia ser explicado pela pressão de radiação solar. Em 1951, Ludwig Biermann associou esse desvio a uma interação entre a cauda do cometa com partículas que eram sopradas ininterruptamente do Sol em direção ao meio interplanetário, que hoje conhecemos como vento solar (COSTA JUNIOR, 2011). Em 1957 Hannes Alfvén postulou que o fluxo de partículas emitidas pelo Sol carregava consigo o campo magnético solar, ou seja, que o vento solar era magnetizado. No ano seguinte, Eugene Parker desenvolveu uma teoria para explicar o vento solar e em 1962 demonstrou que a densidade numérica de partículas dificilmente seria maior que 30 partículas/cm<sup>3</sup>, e isso concordava com os registros magnéticos que se tinha sobre o meio interplanetário (COSTA JUNIOR, 2011).

O magnetismo na Terra já era conhecido no século XX, pois William Gilbert em 1600 publicou um trabalho que descrevia a Terra como um grande ímã, e posteriormente descobriu-se que o campo geomagnético era gerado por correntes elétricas que fluíam dentro do planeta, com pequenas contribuições dos sistemas de correntes atmosféricas (ECHER, 2010).

O vento solar expelido pelo Sol encontra na magnetosfera da Terra um obstáculo, formando assim uma região de interface denominada magnetopausa, sendo essa região responsável pela separação efetiva entre o meio interplanetário e a magnetosfera da Terra (COSTA JUNIOR, 2011). Como o vento solar carrega consigo as linhas de campo magnético do Sol, e uma vez que existe uma condição de congelamento do plasma às linhas de campo magnético (Fenômeno que impossibilita o movimento relativo perpendicular de uma partícula à linha de campo magnético associada a ela), a entrada de energia na magnetosfera só seria possível se houvesse aniquilamento entre as linhas de campo da magnetosfera e do campo interplanetário (ECHER, 2010). James Dungey, na sua tese de 1950, propôs a quebra seguida da reconexão das linhas de campo magnético (Cassak e Fuselier, 2016), e essa é a principal característica do processo que será abordado nesse trabalho, a reconexão magnética.

## Fundamentação Teórica

### Interação entre o vento solar e a magnetosfera terrestre

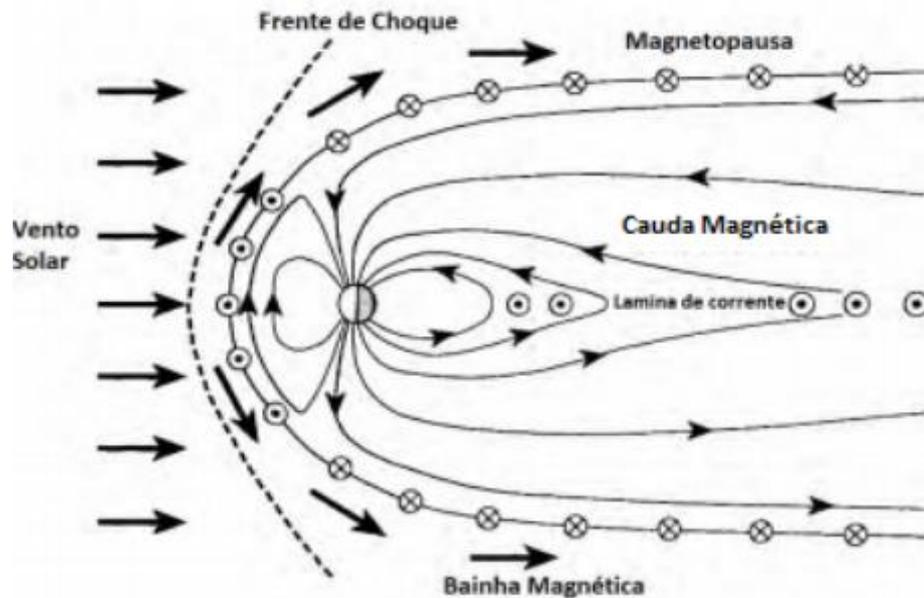
O vento solar é um fluxo de partículas carregadas, em sua maioria núcleos de hidrogênio ionizado e elétrons, expelidas com velocidades de aproximadamente 400 km/s, em condições normais de atividade solar, pela atmosfera solar no meio interplanetário (ECHER,2010). Com uma densidade numérica de aproximadamente 5 partículas por centímetro cúbico ( $n \sim 5 \text{ cm}^{-3}$ ) e um campo magnético de 5 nT, esse fluxo de partículas propaga-se no meio interplanetário em direção a Terra de tal forma que ao se aproximarem do planeta sentem a presença de um obstáculo magnético formando assim uma **onda de choque** que desacelera as partículas defletindo-as ao redor do planeta, transformando sua energia cinética em energia térmica, e conseqüentemente aquecendo-as (FERREIRA,2017). Essa onda de choque se forma, pois, a velocidade de propagação do vento solar é maior que a velocidade característica do meio interplanetário (COSTA,2011), de forma análoga a uma frente de choque produzida por um jato que ultrapassa a velocidade do som no meio.

As partículas que atravessam a frente de choque adentram numa região conhecida como **bainha magnética**, onde as características do meio diferem tanto da magnetosfera quanto do vento solar. Uma consideração feita por Cassak e Fuselier (2016) é que a intensidade do campo magnético atrelado a esse fluxo e a densidade de partículas do vento solar aumentam por um fator multiplicador de 4 vezes, enquanto a velocidade de propagação diminui por esse fator, quando as partículas cruzam a frente de choque. A **magnetopausa** é a região que efetivamente separa os campos magnéticos do meio interplanetário e o campo magnético terrestre, sendo que sua formação advém do equilíbrio entre a pressão dinâmica  $\rho_{sw} v_{sw}^2$  exercida pelo vento solar e a pressão magnética  $B_{ms}^2 / 2\mu_0$  da magnetosfera terrestre (Cassak e Fuselier,2016), em que  $\rho$ ,  $v$ ,  $B$  representam, respectivamente, a densidade de massa, a velocidade do vento solar e a intensidade de campo magnético,  $\mu_0$  é a permissividade magnética do vácuo e os subscritos  $sw$  e  $ms$  representam as propriedades físicas no vento solar e na **magnetosfera** da terra, respectivamente.

A Figura 1 é uma representação simplificada da magnetosfera terrestre, em que o vento solar se propaga da esquerda pra direita, representado por setas espessas, a frente de choque está representada por uma linha tracejada, a região da bainha magnética está representada por setas que indicam o sentido de fluidez do plasma em torno da magnetopausa, e a magnetopausa está ilustrada como uma linha continua com símbolos que indicam a direção (Saindo do plano  $\odot$ , e entrando no plano  $\otimes$  da página) das correntes que fluem, segundo a lei de Ampère, na interface entre os regimes de plasmas com campos magnéticos distintos (Bainha magnética e magnetosfera). O vento solar distorce o campo magnético terrestre na direção noturna, direção contrária a do Sol, dando origem a uma estrutura conhecida como **cauda magnética** que se estende por aproximadamente 200 raios terrestres. A magnetopausa se estende por aproximadamente 10 raios terrestres no lado diurno em regiões próximas do equador

magnético, e a frente de choque fica localizada, em média, entre 2 e 3 raios terrestres a frente da magnetopausa (Kivelson e Russel, 1995).

Figura 1: Representação simplificada da magnetosfera



Fonte: FERREIRA,2017.

Com todo o progresso feito na astrofísica e na física teórica durante o último século constatou-se que a maior parte da matéria que compõe o universo conhecido encontra-se no estado de **plasma**, bem como o material que preenche o meio interplanetário, portanto é essencial o entendimento desse quarto estado da matéria e de suas propriedades para discorrermos sobre o processo de reconexão magnética que ocorre no lado diurno da magnetosfera terrestre que é propriamente o tópico central desse trabalho.

## Plasma

O plasma é definido como um meio composto por elétrons livres, átomos ou/ moléculas ionizadas, macroscopicamente neutro, que exhibe comportamento coletivo de longo alcance devido às forças de Coulomb que surgem da interação entre as partículas, e que decai com o inverso do quadrado da distância, e ao campo magnético que se origina do movimento de uma partícula carregada produzindo uma força sobre outras partículas carregadas em movimento (Bittencourt,2004). Pelo fato de o plasma ser constituído, parcialmente ou totalmente, por partículas eletricamente carregadas que são capazes de interagir com campos eletromagnéticos, bem como criá-los, esse meio dá origem a uma ampla variedade de novos fenômenos ondulatórios e de emissão de radiação que não são encontrados nos estados líquidos e sólidos da matéria. Para mais detalhes recomenda-se a leitura do primeiro capítulo de Bittencourt (2004).

Entretanto, um meio contendo partículas carregadas precisa satisfazer certas condições, ou critérios de existência, para ser efetivamente caracterizado como plasma.

## Crêterios de defini o de um plasma

### Neutralidade macroscópica

Na ausência de perturba es externas o plasma   macroscopicamente neutro. Isso significa que, sob condi es de equilíbrio, na ausência de forças externas, num volume de plasma suficientemente grande para conter muitas partículas carregadas e suficientemente pequeno em rela o aos comprimentos característicos de varia o dos parâmetros macroscópicos como densidade e temperatura, o resultado líquido de carga elétrica nesse volume de plasma   zero (Bittencourt,2004).

Desvios da neutralidade elétrica macroscópica podem ocorrer naturalmente em distâncias da ordem de um parâmetro de comprimento característico do plasma denominado comprimento de Debye, no qual existe um balanço entre a energia térmica média das partículas, que tende a perturbar a neutralidade elétrica, e da energia potencial eletrostática resultante da separa o das cargas, que tende a restaurar a neutralidade elétrica visualizada macroscopicamente (Bittencourt,2004).

### Comprimento de Debye

O comprimento de Debye é um importante parâmetro físico na descri o de um plasma pois nos d  uma medida da influência do campo elétrico produzido por uma partícula carregada sobre as demais partículas carregadas na sua vizinhança dentro do plasma. A influência de uma única partícula carregada sobre as demais   blindada dentro de uma região esférica cujo raio é denominado comprimento de Debye  $\lambda_D$ , esse raio depende das características do plasma como temperatura e densidade de partículas eletricamente carregadas.

O comprimento de Debye  $\lambda_D$  pode ser considerado uma medida da distância média na qual pode existir uma flutua o de potencial elétrico no plasma, que necessariamente precisa equilibrar a energia cinética térmica média das partículas do meio naquela região. Essa rela o pode ser visualizada pela dependência entre o comprimento de Debye  $\lambda_D$  e a temperatura  $T$  que, segundo Bittencourt (2004), é expressa como:

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k_B T}{n e^2} \right)^{1/2} \quad (1)$$

, no qual  $n$ ,  $T$  e  $e$  são respectivamente a densidade numérica de partículas (partículas por unidade de volume), temperatura e carga elétrica elementar, enquanto  $\epsilon_0$  e  $k_B$  são as constantes de permissividade elétrica do vácuo e de Boltzmann, respectivamente.

  conveniente definir uma esfera dentro do plasma de raio igual ao comprimento de Debye do plasma  $\lambda_D$ , como foi mencionado, de tal forma que cada partícula carregada do meio interage coletivamente com as demais partículas que se encontram dentro dessa esfera, e o efeito sobre as demais partículas passa a ser desconsiderado. O número de partículas carregadas  $N_D$ , dentro da esfera de Debye, é dado por:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n = \frac{4}{3} \pi \left( \frac{\epsilon_0 k_B T}{n^{1/3} e^2} \right)^{3/2} \quad (2)$$

Essa blindagem eletrostática de Debye é um efeito característico de todos os plasmas e não acontece em qualquer meio contendo partículas ionizadas.

É necessário, evidentemente por tudo que foi discutido até o momento, que o sistema seja grande comparado ao comprimento característico  $\lambda_D$ , pois caso contrário não teríamos espaço suficiente para que ocorresse o efeito coletivo de blindagem. Seja  $L$  a dimensão característica do plasma em estudo, o *primeiro critério de definição* do plasma exige que essa dimensão seja maior que o comprimento de Debye  $\lambda_D$ :

$$L \gg \lambda_D \quad (3)$$

Sabendo que o efeito de blindagem é resultado do comportamento coletivo das partículas carregadas no plasma contidas numa esfera de Debye, é necessário que o número dessas partículas seja suficientemente grande dentro dessa esfera. Sendo assim um *segundo critério de definição* do plasma pode ser estimado a partir da equação (2) para garantir essa condição como sendo:

$$\lambda_D^3 n \gg 1 \quad (4)$$

Isso significa que em média a distância entre as partículas carregadas no plasma, que pode ser aproximada por  $n^{-1/3}$ , deve ser pequena se comparada ao comprimento de Debye  $\lambda_D$ .

No caso em que o plasma não é totalmente ionizado, ou seja, existem partículas neutras no meio, surge um *terceiro critério de existência* que implica na necessidade de que a frequência de colisão das partículas carregadas com as partículas neutras,  $\nu$ , seja menor do que a frequência de oscilação natural dos elétrons  $\omega_{pe}$ . Essa condição garante que o plasma não entre em equilíbrio com a partículas neutra e se torne um gás neutro, perdendo assim sua característica de plasma.

## Frequência de Plasma

Uma importante propriedade de estabilidade do plasma é a sua neutralidade macroscópica espacial de cargas elétricas e a sua relação com as oscilações coletivas de alta frequência que são características desse meio (Denominada frequência de plasma).

Considere um plasma inicialmente uniforme e em repouso, e suponha que alguma força externa produziu uma pequena separação de cargas elétricas nesse meio. Quando essa força externa é removida, o campo elétrico resultante da separação de cargas dá origem a um movimento coletivo de partículas carregadas que tende a restaurar a condição de neutralidade macroscópica inicial do sistema. Esse movimento é realizado majoritariamente pelos elétrons pois os íons apresentam uma massa relativa muito maior, e conseqüentemente maior inercia ao movimento.

Considera-se que os elétrons, após se rearranjarem no sistema para garantir a estabilidade macroscópica, oscilam coletivamente em torno de posições de equilíbrio (Análogo a um sistema massa-mola) com uma frequência de oscilação definida como *frequência de plasma* que resulta na condição de que, em média, o plasma conserva sua neutralidade macroscópica.

Segundo Bittencourt (2004) a frequência angular do movimento coletivo dos elétrons no plasma, chamado de frequência de plasma, é dado por:

$$\omega_{pe} = \left( \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (5)$$

## Introdução a dinâmica das partículas carregadas no plasma

Pode-se entender o comportamento dinâmico do plasma pensando nas interações das partículas carregadas que o compõem, elétrons e íons positivos, com os campos eletromagnéticos internos atuantes no sistema. Essa dinâmica é adequadamente descrita pelas leis da mecânica clássica, uma vez que o *momentum* das partículas no plasma é alto e a densidade do plasma em si é geralmente baixa tal que o comprimento de onda de De Broglie é muito pequeno se comparado à distância média entre as partículas no meio (Bittencourt, 2014).

A equação clássica de movimento para uma partícula de carga  $q$  que sofre a ação da força de Lorentz  $\mathbf{F}$  devido aos campos elétrico  $\mathbf{E}$  e magnético  $\mathbf{B}$  pode ser escrita como:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (6)$$

, sendo  $\mathbf{p}$  o momento linear da partícula e  $\mathbf{v}$  a sua velocidade.

Fazendo as devidas considerações na equação (7), pode-se demonstrar que uma partícula carregada  $q$  submetida a um campo elétrico  $\mathbf{E}$  uniforme e constante, na ausência de um campo magnético  $\mathbf{B}$ , movimenta-se com aceleração constante dado por  $\mathbf{a} = q\mathbf{E}/m$  na direção de  $\mathbf{E}$  caso a carga da partícula seja positiva ou na direção contrária ao campo  $\mathbf{E}$  caso a carga da partícula seja negativa.

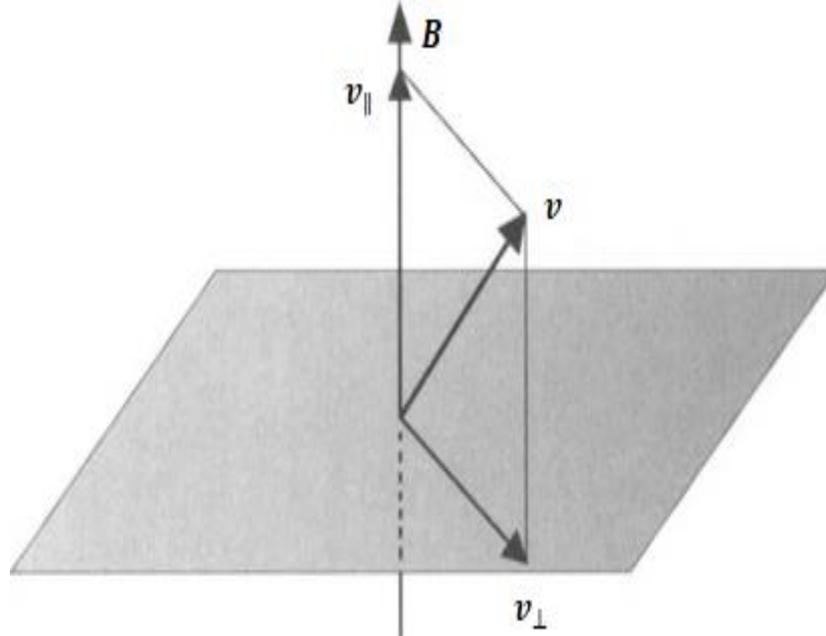
Por outro lado, se a partícula carregada  $q$  for submetida apenas a um campo magnético  $\mathbf{B}$  constante e uniforme, na ausência de um campo elétrico  $\mathbf{E}$ , a equação que descreve o movimento da partícula é dada pela simplificação da equação (7),

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (7)$$

É conveniente separar o vetor velocidade  $\mathbf{v}$  em componentes paralela ( $\mathbf{v}_{\parallel}$ ) e perpendicular ( $\mathbf{v}_{\perp}$ ) ao campo magnético  $\mathbf{B}$  conforme ilustrado na Figura 2,

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp} \quad (8)$$

Figura 2: Decomposição do vetor velocidade em componentes paralela e perpendicular ao campo magnético  $\mathbf{B}$



Adaptado de (BITTENCOURT,2004).

Substituindo a equação (8) na equação (7), e lembrando que  $\mathbf{v}_{\parallel} \times \mathbf{B} = 0$ , obtém-se

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} + \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}) \quad (9)$$

Sabe-se que o produto vetorial  $\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}$  resulta num vetor perpendicular a  $\mathbf{B}$ , sendo assim pode-se escrever a componente paralela como,

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (10)$$

, e a componente perpendicular,

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}) \quad (11)$$

A equação (10) evidencia que a componente da velocidade paralela à direção do campo magnético ( $\mathbf{v}_{\parallel}$ ) não muda com o passar do tempo, ou seja, é uma constante. Para entender melhor o significado da equação (11) é conveniente fazer algumas modificações, e reescrevê-la como,

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \boldsymbol{\Omega}_c \times \mathbf{v}_{\perp} \quad (12)$$

, sendo  $\boldsymbol{\Omega}_c$  definido como,

$$\boldsymbol{\Omega}_c = -\frac{q\mathbf{B}}{m} = \frac{|q|B}{m}\hat{\boldsymbol{\Omega}}_c \quad (13)$$

O versor  $\hat{\boldsymbol{\Omega}}_c$  conforme definido na equação (14) é paralelo ao campo magnético  $\mathbf{B}$  no caso em que a carga da partícula é negativa ( $q < 0$ ) e antiparalelo a  $\mathbf{B}$  no caso em que a carga é positiva ( $q > 0$ ) conforme ilustrado na *Figura 3*. A partir dessas considerações pode-se interpretar a equação (12) como uma rotação do vetor  $\mathbf{v}_\perp$  num plano perpendicular ao campo  $\mathbf{B}$  com velocidade angular  $\boldsymbol{\Omega}_c$  constante.

Escrevendo  $\mathbf{v}_\perp = d\mathbf{r}_c/dt$ , obtem-se a seguinte equação,

$$\mathbf{v}_\perp = \boldsymbol{\Omega}_c \times \mathbf{r}_c \quad (14)$$

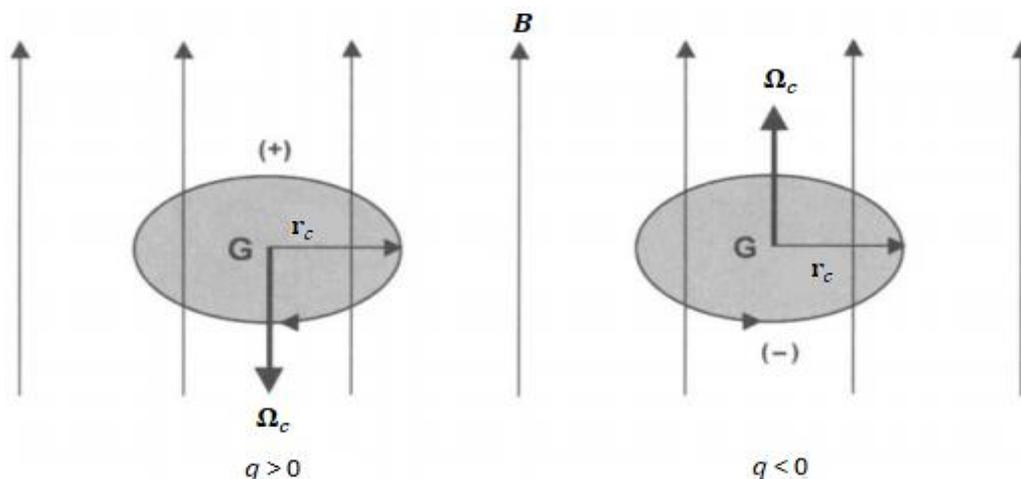
Sendo que o vetor  $\mathbf{r}_c$  deve ser interpretado como o vetor posição da partícula  $q$  com respeito a um ponto  $\mathbf{G}$  (centro do movimento de giro) no plano perpendicular ao campo magnético  $\mathbf{B}$  que contém a partícula, conforme ilustrado na *Figura 3*.

Das equações (14) e (15) pode-se obter o raio de giro, ou raio ciclotrônico do movimento da partícula,

$$r_c = \frac{v_\perp}{\Omega_c} = \frac{mv_\perp}{|q|B} \quad (15)$$

A equação (15) representa o raio da orbita circular do movimento realizado pela partícula no plano normal a  $\mathbf{B}$ , centrado no ponto  $\mathbf{G}$  desse plano, que é proporcional a massa da partícula e inversamente proporcional ao campo magnético  $\mathbf{B}$  aplicado. A frequência angular desse movimento é expressa pelo modulo da equação (14).

Figura 3: Movimento circular realizado por uma partícula carregada, em torno do ponto  $\mathbf{G}$ , na presença de um campo magnético  $\mathbf{B}$  uniforme.



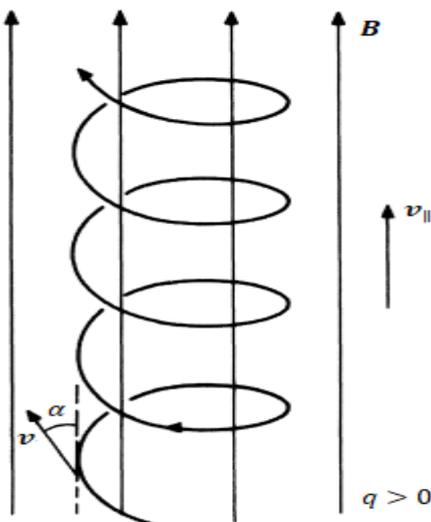
Adaptado de (BITTENCOURT,2004).

A trajetória resultante da partícula é descrita pela superposição de um movimento uniforme na direção do campo magnético  $\mathbf{B}$  (Com velocidade constante  $v_{\parallel}$ ) com um movimento circular no plano normal a  $\mathbf{B}$  (Com velocidade  $v_{\perp}$  de módulo constante). Essa composição origina um movimento na forma de hélice, conforme ilustrado na *Figura 4*, sendo  $\alpha$  o ângulo formado entre o vetor velocidade ( $\mathbf{v}$ ) e o campo magnético  $\mathbf{B}$ , conhecido na literatura como ângulo de arremesso (Do inglês Pitch Angle).

$$\alpha = \sin^{-1}\left(\frac{v_{\perp}}{v}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}\right) \quad (16)$$

, tal que  $v$  é o módulo do vetor velocidade total da partícula ( $v^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2$ ). Quando  $v_{\parallel} = 0$  mas  $v_{\perp} \neq 0$  tem-se um ângulo de arremesso  $\alpha = \pi/2$  e a trajetória da partícula é um círculo no plano normal a  $\mathbf{B}$ . No caso que  $v_{\parallel} \neq 0$  mas  $v_{\perp} = 0$  tem-se que a partícula se move na direção de  $\mathbf{B}$  com ângulo de arremesso  $\alpha = 0$ .

Figura 4: Trajetória helicoidal de uma partícula positivamente carregada na presença de um campo magnético  $B$  uniforme



Adaptado de (BITTENCOURT,2004).

### Considerações qualitativas sobre o fenômeno de reconexão magnética

O vento solar convecta o campo magnético interplanetário (do inglês *Interplanetary magnetic field* - IMF) do Sol em direção ao planeta Terra encapsulando o planeta em uma “bolha magnética” conhecida como magnetosfera. A magnetopausa delimita a extensão do campo magnético da Terra no meio interplanetário, separando diferentes regimes de plasmas com campos magnéticos que eventualmente possuem direções distintas (Souza,2017).

Segundo a equação (17) que representa a lei de Ampère, uma das 4 equações que compõe o conjunto de equações do eletromagnetismo denominado equações de

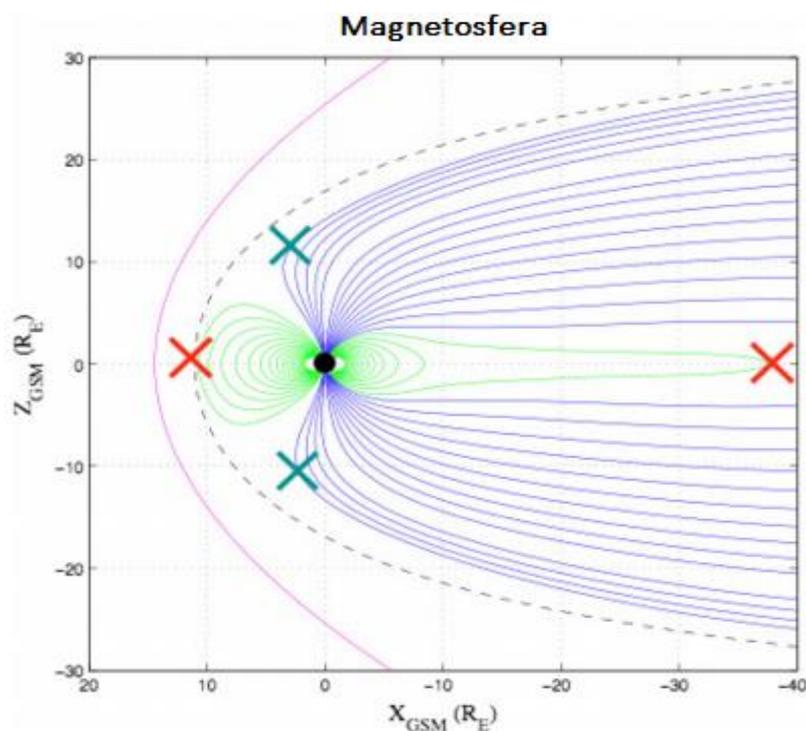
Maxwell, uma lâmina de corrente é formada entre esse dois regimes de plasma pois existe uma variação espacial das componentes do campo na transição que ocorre da bainha magnética para magnetosfera terrestre através da magnetopausa.

$$\nabla \times B = \mu_0 J \quad (17)$$

Nesse trabalho será utilizado o sistema de coordenadas *GSM* (do inglês *Geocentric Solar Magnetospheric*), no qual o eixo  $X_{GSM}$  é definido ao longo da linha que conecta a Terra ao Sol, linha Sol-Terra, apontando em direção ao Sol, o eixo  $Z_{GSM}$  é definido como a projeção do eixo do dipolo magnético da Terra num plano perpendicular ao eixo  $X_{GSM}$ , sendo positivo na direção Norte, e o eixo  $Y_{GSM}$  completa o sistema de coordenadas ortonormal destrógiro (que satisfaz a regra da mão direita) com sentido positivo dado por  $Y_{GSM} = Z_{GSM} \times X_{GSM}$ .

A Figura 5 ilustra a configuração das linhas de campo da magnetosfera no plano  $XZ_{GSM}$ , em regiões próximas ao equador magnético no lado diurno da magnetosfera ( $X_{GSM} > 0$ ) as linhas de campos magnéticos são aproximadamente tangentes à superfície, ou seja, predominantemente Norte ( $Z_{GSM} > 0$ ). A frente de choque está representada por uma linha contínua rosa, a magnetopausa por uma linha tracejada preta, a bainha é a região contida entre essas duas linhas e as cruzes vermelhas e verdes representam, respectivamente, os sítios de reconexão para IMF puramente Sul e puramente Norte. Observações *in situ*, em conjunção com simulações MHD, mostraram que a localização ao longo da magnetopausa onde a reconexão magnética ocorre depende fortemente da orientação do IMF (Souza,2017).

Figura 5: Representação dos sítios de reconexão na magnetosfera terrestre para IMF puramente Sul (Cruzes vermelhas) e puramente Norte (Cruzes verdes).



Fonte: Souza,2017.

Em regiões próximas ao equador magnético, no lado diurno da magnetosfera ( $X_{GSM} > 0$ ), a direção do campo magnético da magnetosfera é aproximadamente Norte ( $B_{ms} = B_z > 0$ ). Considere a chegada de um IMF puramente Sul ( $B_{sh} = B_z < 0$ ), isso leva a regiões onde o campo magnético vai a zero (comentados chamados de nulos magnéticos) que são favoráveis para ocorrência do fenômeno de reconexão magnética. Quando o IMF é puramente Norte ( $B_{sh} = B_z > 0$ ) as regiões na qual existem os nulos magnéticos se encontram em altas latitudes, próximas a regiões denominadas cúspides polares, representado na *Figura 5* por cruzes verdes.

O plasma pode ser considerado nesse contexto como um fluido condutor macroscópico, sendo portanto necessário a descrição do comportamento do plasma como um todo, desprezando assim a necessidade de considerar o comportamento individual das partículas que o compõe. Soma-se, portanto, as contribuições individuais das partículas obtendo assim os valores médios que serão representativos para a descrição do fluido. As equações que expressam a densidade de massa, de carga elétrica e a velocidade média do fluido são expressas, respectivamente, como,

$$\rho_m = \sum_{\alpha} \rho_{m\alpha} = \sum_{\alpha} n_{\alpha} m_{\alpha} \quad (18)$$

$$\rho = \sum_{\alpha} n_{\alpha} q_{\alpha} \quad (19)$$

$$\rho_m \mathbf{u} = \sum_{\alpha} \rho_{m\alpha} \mathbf{u}_{\alpha} \quad (20)$$

A densidade de massa representa a quantidade de massa por unidade de volume, a densidade de carga a quantidade de carga elétrica por unidade de volume e a velocidade média do fluido é definido de tal forma que a condição dada pela equação (20) é satisfeita. O índice  $\alpha$  discrimina as partículas carregadas no plasma,  $n$  é a densidade numérica (número de partículas por unidade de volume),  $m$  a massa das partículas e  $q$  é a carga elétrica. Os outros parâmetros macroscópicos do plasma, como densidade de corrente  $J$  e o tensor pressão  $P$ , podem ser definidos de forma análoga.

Outra equação importante é a chamada equação da continuidade, que expressa a conservação de massa do sistema,

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \quad (21)$$

A conservação de carga elétrica é expressa de forma análoga como,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (22)$$

Considerando um problema no qual  $J$  não varia no tempo e que os termos relacionados a pressão no plasma são desprezíveis, podemos escrever a lei de Ohm na forma (Bittencourt, 2004):

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{ne} \quad (23)$$

, sendo  $n$  e  $e$  a densidade numérica de partículas carregadas e a carga elementar, respectivamente. O termo do lado direito da equação (24) é comumente chamado de termo Hall.

Quando o lado direito da equação (24) é nulo, obtém-se um modelo dito MHD ideal e pode-se mostrar que o plasma está congelado ao campo magnético, ou seja, as partículas carregadas só podem realizar um movimento perpendicular a linha de campo se a linha do campo em si se movimentar junto com as partículas.

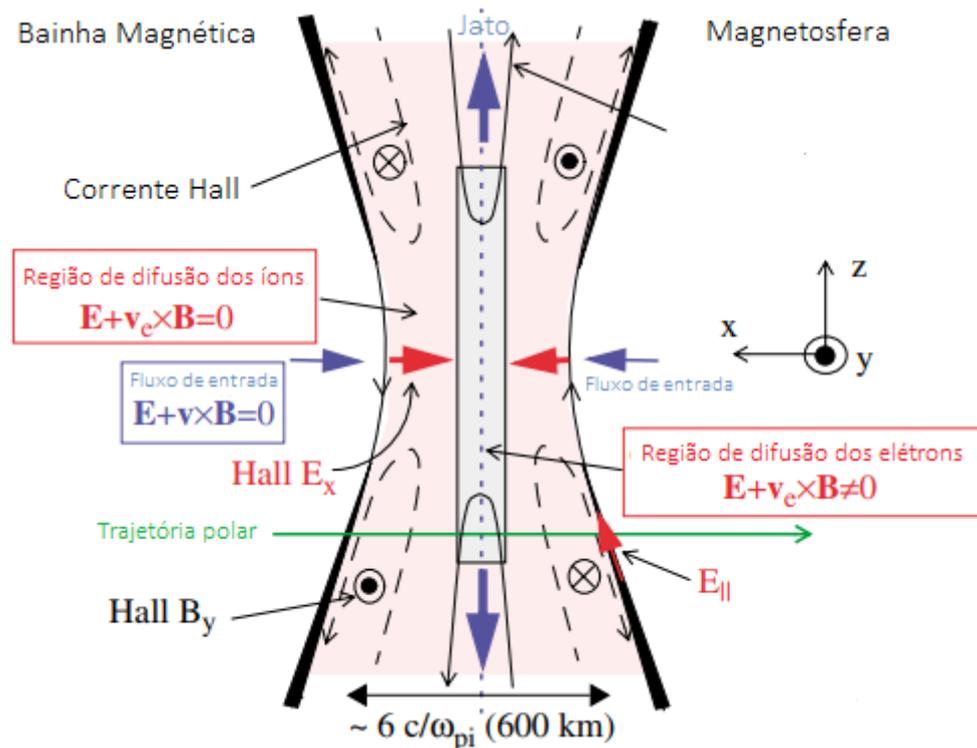
A Figura 6 ilustra de forma esquemática uma região em torno de um sítio de reconexão magnética simétrica, ou seja, com os campos magnéticos, densidades e temperaturas da bainha magnética e da magnetosfera tendo exatamente os mesmos valores absolutos. Existe um fluxo de partículas carregadas, elétrons e prótons, fluindo da bainha e da magnetosfera, na direção  $X$ , para a magnetopausa, ilustrado por setas roxas (na qual está escrito fluxo de entrada) levando consigo as linhas de campo magnético associadas. Na região imediatamente próxima a magnetopausa o termo que contribui de forma dominante para o campo elétrico  $\mathbf{E}$  é  $-\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , que em termos de componentes fica  $v_x B_z$  apontando na direção positiva do eixo  $y$ . Esse campo elétrico que aponta para fora do plano na página é chamado campo elétrico de reconexão. Segundo Cassak e Fuselier (2016) quando os íons, que estão girando em torno das linhas de campo, alcançam distância da ordem dos seus raios de giro, dentro da magnetopausa, eles desacoplam das linhas de campo em orbitas de Speiser. Entretanto, os elétrons se mantêm congelados as linhas de campo ( $\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} \approx 0$ ) uma vez que seus raios de giro são menores que o dos íons. Essa região que ocorre o desacoplamento dos elétrons das linhas de campo é chamada de região de difusão dos íons.

Na região de difusão dos íons os elétrons continuam seu movimento presos as linhas enquanto os íons possuem uma pequena velocidade coletiva devido as orbitas de Speiser. Sendo assim, existe uma corrente líquida direcionada para fora da magnetopausa na direção  $X$ , identificada na figura pelo campo Hall  $\mathbf{E}_h$ , conseqüentemente o termo Hall  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}/ne$  na equação (24) tem uma contribuição dominante para o campo elétrico de reconexão, de fato em termos de componentes  $J_x B_z$  dá origem a um campo elétrico na direção positiva do eixo  $y$  em conformidade com o campo elétrico formado na região onde os íons estão acoplados ao campo magnético. Essa densidade de corrente no plano da figura (Plano  $XZ$ ) produz um campo magnético saindo do plano, em acordo com a lei de Ampere, que entra acima dessa região de fluxo, no lado esquerdo, saindo do plano abaixo dessa região. No lado direito essa estrutura é invertida, saindo por cima da região e entrando abaixo, essa fenômeno dá origem a uma estrutura com o formato de quadrupolo magnético chamada campo magnético Hall. Conforme os elétrons atingem distancia comparadas ao seu raio de giro na magnetopausa, eles desacoplam do campo magnético. Essa região chamda de região de

difusão dos elétrons é importante pois as linhas de campo podem quebrar e se reconectar.

Os elétrons são acelerados na direção  $-Y$  pelo campo elétrico reconectante e girando em torno do campo magnético reconectado na direção  $\pm X$ , isso leva a um fluxo na direção  $\pm Z$ . Esse fluxo ejeta os elétrons da região de dissipação resultando no jatos de plasmas que constitui uma das assinaturas do fenômeno de reconexão. Na região de dissipação dos íons um efeito similar acontece, os elétrons são mais rápidos que os íons na região de dissipação dos íons mas essas velocidades são equiparadas fora dessa região fazendo que eles saiam da região de dissipação dos íons com a mesma velocidade. Além desse ponto as linhas de campos magnético já estão reconectadas.

Figura 6: Representação esquemática de um sitio de reconexão magnética na magnetopausa para um sistema simétrico.



Fonte: Cassak e Fuselier, 2016.

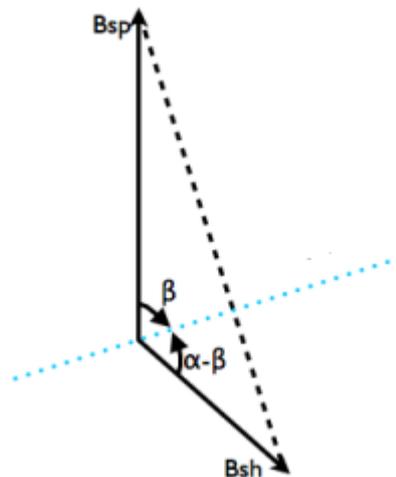
O ponto-X de reconexão, quando visualizado numa figura 2D, ou linha-X, quando consideramos que o plano da Figura 6 se estende na direção  $\pm Y$ , é definido como o ponto no meio da região de dissipação dos elétrons onde as linhas de campo magnéticos mudam sua topologia.

## Modelo analítico para determinação da linha-X de Gonzalez e Mozer

O primeiro modelo de reconexão magnética na magnetosfera terrestre diurna entre campos magnéticos com direções arbitrárias, mais especificamente campos magnéticos que possuem componentes antiparalelas, foi proposto por Gonzalez e Mozer (Gonzalez e Mozer, 1974). Esse modelo baseia-se na premissa de que a linha-X de reconexão preserva as características geométricas encontradas nos modelos anteriores de reconexão magnética entre campos magnéticos antiparalelos, ou seja, a linha-X é normal às velocidades de entrada (inflow), saída (outflow) e a direção das componentes dos campos magnéticos reconectantes (Obviamente, na reconexão de campos magnéticos antiparalelos essa condição se resume a direção dos campos magnéticos em si).

A Figura 7 representa a construção geométrica utilizada no modelo de Gonzalez-Mozer, no qual o campo  $B_{sp}$  representa o campo magnético da magnetosfera terrestre no lado diurno,  $B_{sh}$  o campo magnético da bainha magnética, a linha-X é ilustrada como uma linha tracejada azul e os ângulos  $\alpha$  e  $\beta$  representam, respectivamente, o ângulo entre os campos magnéticos da magnetosfera e da bainha, e o ângulo entre o campo magnético da magnetosfera e a linha-X.

Figura 7: Representação esquemática da configuração dos vetores  $B_{sp}$  e  $B_{sh}$  em relação à linha-X do modelo de Gonzalez-Mozer.



Fonte: KOGA, 2013.

Da Figura 7 pode-se obter as seguintes relações geométricas entre os campos magnéticos da magnetosfera e da bainha com os respectivos ângulos descritos no parágrafo anterior.

$$\sin \beta = \frac{B_{sp} - B_{sh} \cos \alpha}{(B_{sh}^2 + B_{sp}^2 - 2B_{sh}B_{sp} \cos \alpha)^{1/2}} \quad (24)$$

$$\sin(\alpha - \beta) = \frac{B_{sh} - B_{sp} \cos \alpha}{(B_{sh}^2 + B_{sp}^2 - 2B_{sh}B_{sp} \cos \alpha)^{1/2}} \quad (25)$$

Algumas observações podem ser feitas a partir das equações (24) e (25), mediante observação da Figura 7. A condição para que a reconexão ocorra no caso em que  $B_{sp} \geq B_{sh}$  é que o  $\sin(\alpha - \beta) > 0$ , essa condição se justifica devido a necessidade da existência de componentes antiparalelas nos campos magnéticos em questão. E da equação (24) segue que para que isso seja verdade, basta que,

$$B_{sh} > B_{sp} \cos \alpha \quad (26)$$

A equação (27) implica que caso  $B_{sh} = B_{sp}$  a reconexão magnética ocorre para qualquer ângulo  $\alpha$  diferente de zero (Pois é sempre verdade que  $1 > \cos \alpha$ ). Outro fato importante é que a reconexão não ocorrerá caso  $\alpha < \beta$  uma vez que nesse caso as componentes supostamente reconectantes seriam paralelas e não antiparalelas.

## Metodologia

Neste trabalho será realizado um estudo da aplicação do modelo analítico de Gonzalez-Mozer para localização da posição e direção da linha-X de reconexão magnética comparando-o com os dados de fluxo acelerado de partículas carregadas, mais especificamente dos íons, obtidos pela sonda MMS1 localizada em regiões próximas a magnetopausa do lado diurno.

A aquisição dos dados foi realizada através de rotinas do SPEDAS (do inglês Space Physics Environment Data Analysis Software) estruturado numa linguagem de programação baseada em C++ denominada IDL (do inglês Interactive Data Language). Para mais informações a respeito das rotinas dos SPEDAS acessar o site [http://spedas.org/wiki/index.php?title=Downloads\\_and\\_Installation](http://spedas.org/wiki/index.php?title=Downloads_and_Installation), em conjunto com o artigo de Angelopoulos et al. (2019).

### Obtenção de dados

A primeira etapa é a preparação do conjunto de dados, ou seja, a obtenção dos dados de campo magnético nas componentes  $X_{GSM}$ ,  $Y_{GSM}$  e  $Z_{GSM}$ , a densidade numérica dos íons em  $cm^{-3}$ , a velocidade do fluxo de íons em  $km/s$ , os fluxos de íons por faixa de energia dada em  $eV$ , além dos fluxos de elétrons por faixa de energia nas direções paralela, antiparalela e perpendicular à linha de campo magnético  $B$  local, também dadas em  $eV$  através das rotinas do SPEDAS.

Como primeiro passo foi obtido um conjunto de 146 eventos de cruzamento da magnetopausa registrado pela sonda MMS1 entre os meses de setembro de 2015 e fevereiro de 2016. Posteriormente uma restrição foi aplicada na posição do satélite MMS1 no local onde os dados foram obtidos, tal que a sonda cruzasse a magnetopausa em regiões na qual a coordenada  $Y_{GSM}$  estivesse compreendida, em módulo, entre 0 e 2  $RE$  (Raios terrestres). As demais coordenadas respeitam as condições de funcionamento da própria sonda, uma vez que a sonda orbita regiões próximas a localização da magnetopausa, sendo sua posição aproximadamente 10 raios terrestres na direção  $X_{GSM}$ , em torno do equador magnético ( $Z_{GSM} \approx 0$ ). A Figura 8 ilustra a orbita da sonda MMS, representada por um ponto vermelho, num período de 24h a partir da data 2015/11/09-02:12:00 UTC (Universal Time) sendo que as setas vermelhas indicadas na orbita representam a posição da sonda a cada intervalo decorrido de 2h.

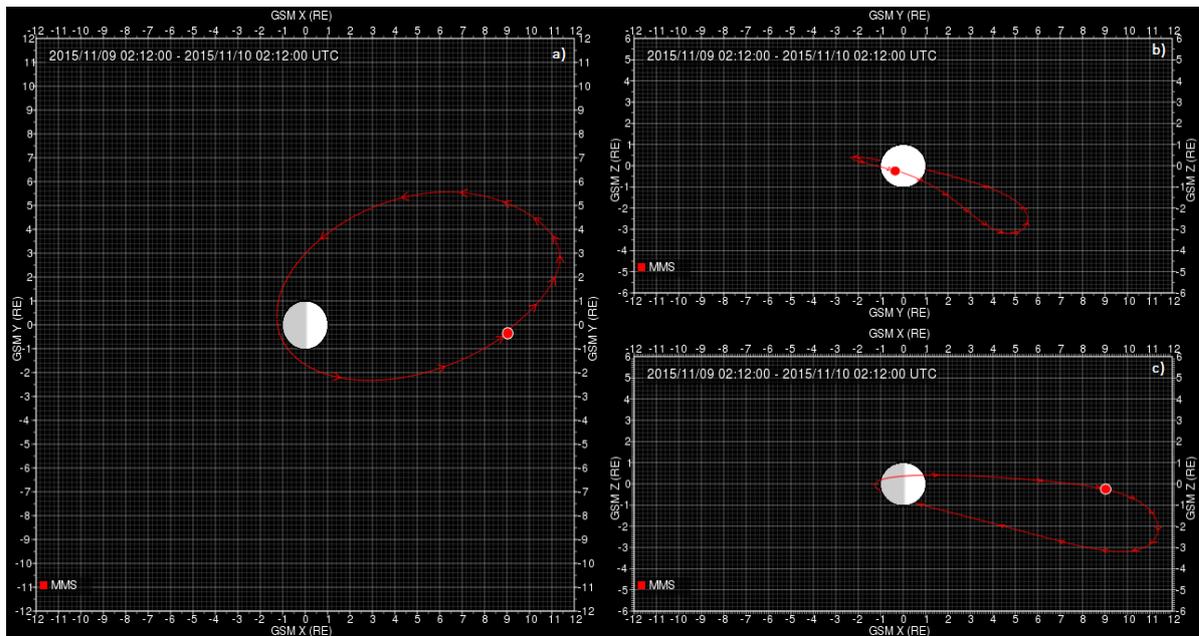
No fim desse procedimento foi obtido um conjunto de 23 eventos concentrados no mês de novembro de 2015, de cruzamento da magnetopausa pela sonda MMS1, conforme ilustrado na Tabela 1. A tabela é composta por 8 colunas, sendo que as 4 primeiras representam os horários e datas em que a sonda estava na magnetosfera identificado por  $Sp\_Init$  para o instante inicial e  $Sp\_End$  para o instante final, sendo  $Sh\_init$ , para instante inicial em que a sonda estava bainha magnética e  $Sh\_End$  para o instante final. As 3 colunas seguintes representam a posição  $X_{GSM}$ ,  $Y_{GSM}$  e  $Z_{GSM}$  do satélite, sendo a última coluna utilizada para numerar o evento, de 1 a 23, em função da data da sua ocorrência.

Tabela 1: Conjunto de eventos de cruzamento da magnetopausa no lado diurno.

Sp_Init	Sp_End	Sh_Init	Sh_End	Xgsm	Ygsm	Zgsm	N_evento
2015-11-01/03:17:44	2015-11-01/03:18:40	2015-11-01/03:38:12	2015-11-01/03:38:12	9.20	1.10	-0.60	1
2015-11-02/03:58:00	2015-11-02/03:59:00	2015-11-02/04:02:12	2015-11-02/04:03:22	9.70	1.40	-0.80	2
2015-11-04/03:05:29	2015-11-04/03:05:55	2015-11-04/03:08:26	2015-11-04/03:09:33	9.20	0.70	-0.50	3
2015-11-08/03:50:21	2015-11-08/03:51:38	2015-11-08/03:48:25	2015-11-08/03:49:06	10.10	0.80	-0.70	4
2015-11-08/05:42:02	2015-11-08/05:42:52	2015-11-08/05:49:34	2015-11-08/05:50:49	11.00	2.00	-1.40	5
2015-11-09/03:32:03	2015-11-09/03:32:33	2015-11-09/03:36:37	2015-11-09/03:37:12	10.00	0.60	-0.60	6
2015-11-10/02:12:11	2015-11-10/02:12:29	2015-11-10/02:13:21	2015-11-10/02:13:35	9.00	-0.30	-0.30	7
2015-11-11/03:38:04	2015-11-11/03:38:55	2015-11-11/03:47:01	2015-11-11/03:47:55	10.30	0.50	-0.60	8
2015-11-12/06:34:52	2015-11-12/06:35:25	2015-11-12/06:32:07	2015-11-12/06:32:44	11.40	2.00	-1.50	9
2015-11-13/04:52:47	2015-11-13/04:53:25	2015-11-13/04:49:37	2015-11-13/04:50:22	11.00	1.00	-0.90	10
2015-11-13/04:01:01	2015-11-13/04:01:34	2015-11-13/04:02:51	2015-11-13/04:03:17	10.60	0.50	-0.70	11
2015-11-14/03:12:52	2015-11-14/03:13:32	2015-11-14/03:19:20	2015-11-14/03:20:12	10.20	-0.00	-0.50	12
2015-11-15/02:36:00	2015-11-15/02:36:38	2015-11-15/02:41:48	2015-11-15/02:43:08	9.80	-0.50	-0.40	13
2015-11-16/02:30:56	2015-11-16/02:31:34	2015-11-16/02:35:52	2015-11-16/02:36:48	9.90	-0.60	-0.40	14
2015-11-17/02:24:20	2015-11-17/02:25:06	2015-11-17/02:18:52	2015-11-17/02:20:02	9.80	-0.80	-0.30	15
2015-11-18/02:10:23	2015-11-18/02:11:24	2015-11-18/02:13:14	2015-11-18/02:13:30	9.70	-1.00	-0.30	16
2015-11-20/01:22:05	2015-11-20/01:22:41	2015-11-20/01:24:08	2015-11-20/01:24:39	9.10	-1.60	-0.30	17
2015-11-21/01:44:42	2015-11-21/01:45:36	2015-11-21/01:47:08	2015-11-21/01:48:02	9.60	-1.50	-0.30	18
2015-11-22/02:52:23	2015-11-22/02:52:48	2015-11-22/02:57:42	2015-11-22/02:58:14	10.50	-1.00	-0.50	19
2015-11-23/02:38:25	2015-11-23/02:39:40	2015-11-23/02:43:00	2015-11-23/02:43:55	10.40	-1.20	-0.50	20
2015-11-24/03:37:05	2015-11-24/03:37:54	2015-11-24/03:39:23	2015-11-24/03:40:28	11.10	-0.80	-0.60	21
2015-11-24/06:59:45	2015-11-24/07:00:34	2015-11-24/06:55:58	2015-11-24/06:56:58	11.90	0.80	-1.20	22
2015-11-25/02:48:15	2015-11-25/02:49:40	2015-11-25/02:55:35	2015-11-25/02:57:50	10.70	-1.30	-0.50	23

Fonte: O autor

Figura 8: Órbita da sonda MMS durante um período de 24h entre o dia 2015/11/09 - 02:12:00 e 2015/11/10 -02:12:00. No painel a) temos a projeção da órbita da sonda no plano XY-GSM, o ponto vermelho representa a posição aproximada da sonda as 02:12 Universal Time (UTC), se a parte clara da Terra ( representada como um círculo centrado em  $X_{GSM}=Y_{GSM}=0$ ) o lado voltado para o Sol. No painel b) tem-se a projeção da órbita no plano perpendicular ao plano da eclíptica, sob um ponto de vista no qual o observador encontra-se entre o Sol e a Terra, olhando para Terra. O painel c) pode ser interpretado com base no que foi comentando nos outros painéis.

Fonte: <http://rbspgateway.jhuapl.edu/ExtendedMissionOrbit>

## Análise e resultados

Para cada um dos eventos mencionados na Tabela 1 foi analisado o cruzamento do satélite MMS1 pela magnetopausa terrestre através da análise de variação dos parâmetros que caracterizam cada uma das regiões conforme será exemplificado pela exposição da análise do evento 9 da Tabela 1 feito a seguir.

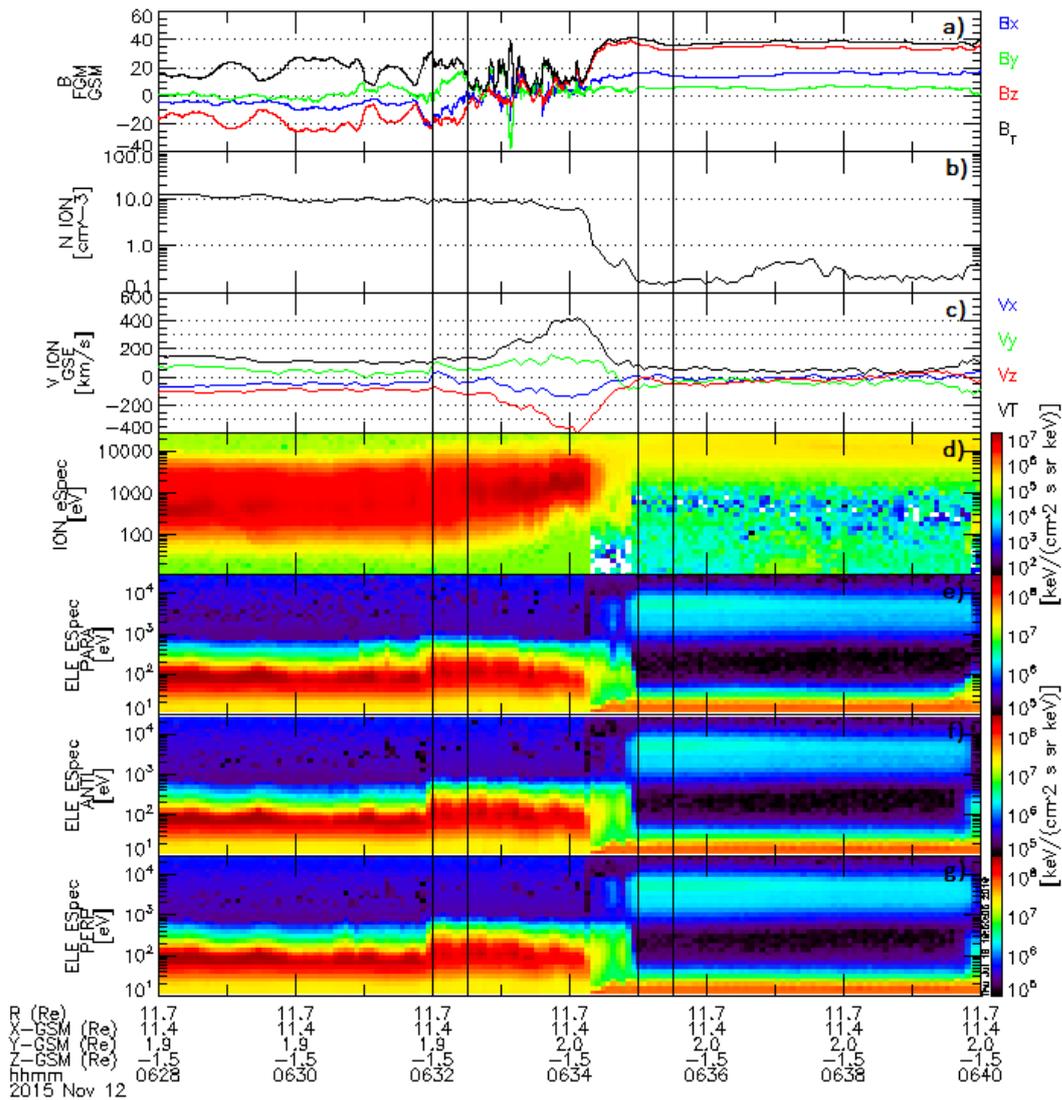
Na Figura 9 temos a representação visual dos dados de campo magnético, densidade numérica de partículas, velocidade de propagação dos íons, espectro de energia dos íons, bem como dos espectros de energia dos elétrons paralelos, antiparalelos e perpendiculares a linha de campo magnético local obtidos no dia 2015/11/12 num intervalo de tempo que vai das 06:28h até 06:40h. A presença de dois pares de barras verticais delimitando os instantes que vão de 2015/11/12-06:32:00 até 2015/11/12-06:32:30, e 2015/11/12-06:35:00 até 2015/11/12-06:35:30, demarcam os intervalos de tempo no qual foram extraídos os valores numéricos, das respectivas grandezas expressas nos gráficos, que foram utilizados para calcular as médias representadas na Tabela 2 .

A barras verticais foram escolhidas cuidadosamente, próximas da região de cruzamento da magnetopausa, de tal forma que os parâmetros campo magnético, densidade numérica de íons e velocidade de propagação dos íons estivessem estáveis permitindo assim que fosse executado uma média desses valores nesse intervalo, definido em 30 segundos.

Baseado nos conhecimentos desenvolvidos sobre as duas regiões de interesse, bainha magnética e magnetosfera terrestre, conforme discutido na seção Interação entre o vento solar e a magnetosfera terrestre , podemos interpretar os dados da Figura 9 como um cruzamento da magnetopausa, mais especificamente de uma sonda que se encontrava na região da bainha magnética que adentra na região da magnetosfera terrestre, isso está indicado pela mudança de quase uma ordem de grandeza da densidade numérica de íons, indo de  $\sim 9 \text{ cm}^{-3}$  para  $\sim 0.16 \text{ cm}^{-3}$ , conforme ilustrado na

Figura 9-b) e pelos valores médios expressos na Tabela 2 . Temos uma mudança do valor da componente  $B_z$  do campo magnético medido pela sonda, que varia de aproximadamente  $B_z = -16.65 \text{ nT}$  para  $B_z = 34.26 \text{ nT}$  , ou seja, uma rotação dessa componente, satisfazendo assim a condição de existência das componentes antiparalelas que favorecem o processo de reconexão magnética no lado diurno da magnetopausa terrestre. A presença de um campo magnético com componente  $B_z < 0$  nessa região, próxima do equador magnético, já é suficiente para definir essa região como a bainha magnética uma vez que a magnetosfera terrestre possui  $B_z$  estritamente positivo nessa localização.

Figura 9: Valores obtidos pela sonda MM1 durante o período 2015/11/12-06:38:00-2015/11/12-06:40:00 do a) Campo magnético total  $B_t$  em preto, da componente  $B_x$  em azul,  $B_y$  em verde e  $B_z$  em vermelho. Da b) Densidade numérica de íons. Da c) Velocidade do fluxo de íons. Do d) Espectro de energia em  $eV$  por faixa de energia dos íons e do espectro de energia dos elétrons e) paralelos, f) antiparalelos e g) perpendiculares as linhas de campos magnético local. As barras verticais delimitam os intervalos 2015/11/12-06:32:00 até 2015/11/12-06:32:30, e 2015/11/12-06:35:00 até 2015/11/12-06:35:30, no qual foram extraídos os valores médios das grandezas mensuradas.



Fonte: O autor.



Tabela 2: Valores médios do campo magnético, da velocidade de fluxo dos íons e da densidade numérica dos íons obtidos para as regiões da bainha magnética e magnetosfera terrestre, além do ângulo Theta (correspondente ao ângulo  $\alpha$  na Figura 7) de rotação dos campos durante a transição bainha-magnetosfera e da velocidade de jato para o evento de número 9.

Evento: 9  
 yy/mm/dd: 2015-11-12  
 X\_gsm[Re]: 11.43  
 Y\_gsm[Re]: 1.96  
 Z\_gsm[Re]: -1.51

2015-11-12/06:32:00 até 2015-11-12/06:32:30

Bainha Magnética								
B_x	B_y	B_z	B_t	Vel_x	Vel_y	Vel_Z	Vel_t	N_ions
-8.61032	10.11271	-16.64985	21.29841	-1.73	73.75	-98.59	123.14	9.04

2015-11-12/06:35:00 até 2015-11-12/06:35:30

Magnetosfera								
B_x	B_y	B_z	B_t	Vel_x	Vel_y	Vel_Z	Vel_t	N_ions
16.14794	5.43814	34.26056	38.26376	-0.61	-60.04	-22.70	64.19	0.16

2015-11-12/06:32:00 até 2015-11-12/06:35:30

Theta : 143.43°  
 Vjet\_x: -118.84 Km/s  
 Vjet\_y: 26.54 Km/s  
 Vjet\_z: -293.17 Km/s  
 Vjet\_t: 317.45 Km/s

Fonte: O Autor.

Outra característica importante dessa transição bainha magnética-magnetosfera terrestre é expressa no quadro c) da Figura 9 entre as duas regiões delimitadas pelas barras verticais temos uma aceleração significativa na velocidade dos íons que é expressa na Tabela 2 como  $Vjet_t$  (E também em termos das componentes  $Vjet_x$ ,  $Vjet_y$  e  $Vjet_z$ ). Essa velocidade de jato é calculada com base nos valores dessa região intermediária, entre as barras verticais, em relação as velocidades médias obtidas na região da bainha magnética da seguinte forma:

$$Vjet_t = \sqrt{(Vjet_x)^2 + (Vjet_y)^2 + (Vjet_z)^2} \quad (27)$$

, tal que

$$V_{jet\_i} = V_{i\_máx} - Vel\_i \quad (28)$$

, sendo  $i = x, y$  e  $z$  e  $V_{i\_máx}$  e  $Vel\_i$  correspondendo, respectivamente, ao máximo valor da velocidade na direção  $i$  durante o cruzamento e a velocidade média na direção  $i$  mensurada na região da bainha magnética.

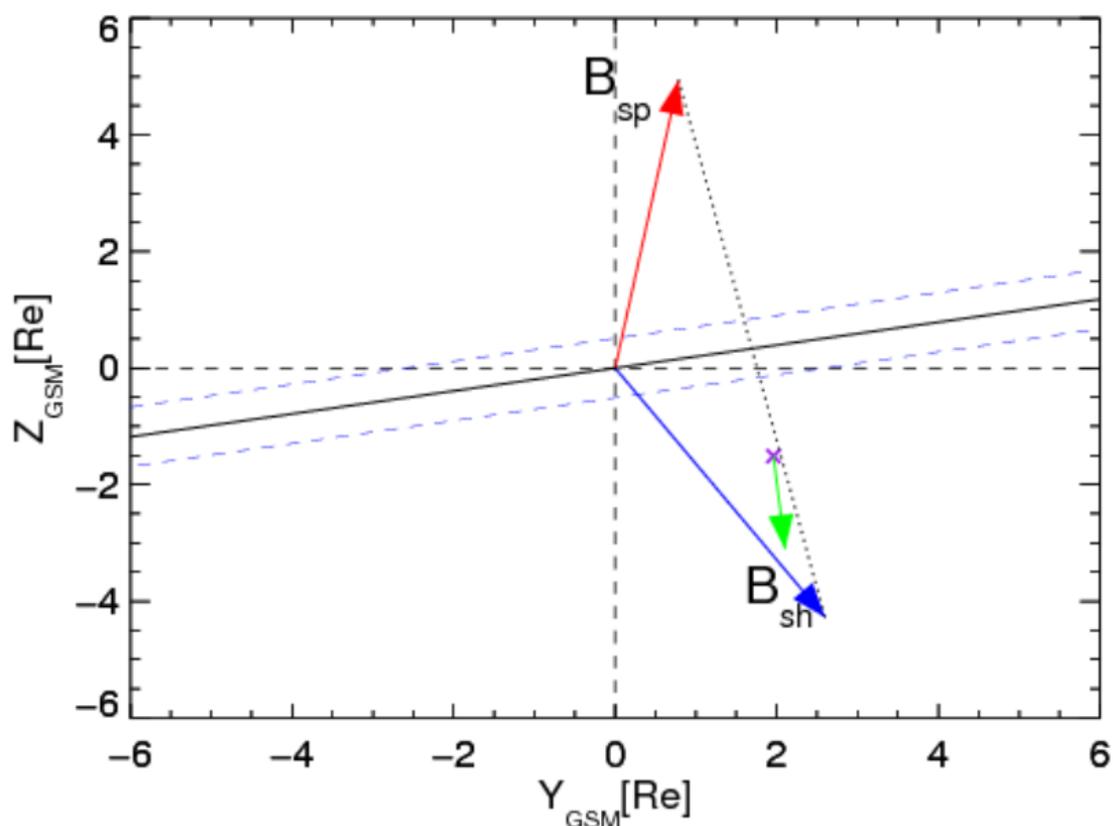
Para o evento 9 especificamente o valor da velocidade de jato foi de aproximadamente  $314.17 \text{ km/s}$ , o que significa um aumento expressivamente alto em relação a velocidade de fundo dada pelos valores médios obtidos na bainha, que é de aproximadamente  $123.14 \text{ km/s}$ . Resumindo, temos durante essa transição da bainha para magnetosfera terrestre plasma sendo acelerado a velocidades que atingem  $V_{i\_máx} \sim 400 \text{ km/s}$ , que é uma das assinaturas do processo de reconexão magnética.

E para complementar as grandezas expressas na Tabela 2 temos o ângulo de rotação do campo magnético medido pela MMS1 quando ela transita da bainha magnética para magnetosfera terrestre, com um valor expressivamente grande de  $\theta = 143.43^\circ$ , o que já era esperado dado a mudança de direção da componente  $B_z$  durante essa movimentação da sonda.

Feito essa primeira análise utilizamos os valores médios obtidos para o campo magnético na bainha magnética e na magnetosfera terrestre, bem como o ângulo entre eles, para aplicar o modelo de Gonzalez-Mozer descrito na seção Modelo analítico para determinação da linha-X de Gonzalez e Mozer e assim determinar de forma geométrica a posição e direção da linha-X. Nessa análise não nos preocupamos em quantificar a extensão da linha-X sobre a magnetopausa terrestre, sendo essa a primeira limitação desse estudo. Na Figura 10 temos a representação do plano  $YZ_{GSM}$ , sendo a linha-X representada por uma linha preta cheia, entre duas linhas pontilhadas azuis paralelas e distanciadas de  $\pm 0.5$  raios terrestre da linha-X, o campo magnético da bainha magnética  $B_{sh}$  está representado por uma seta azul enquanto o campo magnético da magnetosfera  $B_{sp}$  está indicado por uma seta vermelha, a seta verde representa a direção do fluxo acelerado dos íons durante o cruzamento e a cruz roxa a posição, em coordenadas  $GSM$ , da sonda durante esse evento. As linhas pontilhadas azuis, mencionadas no parágrafo anterior, representam um critério utilizado para testar o modelo de Gonzalez-Mozer, sendo a validade do modelo justificada apenas para sondas que estiverem fora da área demarcada por essas linhas em torno da linha-X de reconexão, ou seja, caso a sonda se encontre dentro dessa região nosso modelo será considerado incerto (I) e nada poderá ser dito sobre a sua validade. Caso a MMS1 estiver fora dessa zona, comparar-se-á as componentes do vetor velocidade do fluxo acelerado de íons com a direção esperada para o fluxo pelo modelo analítico, ou seja, normal à linha-X de reconexão. No caso do evento 9, a linha-X de reconexão magnética obtida pelo modelo de Gonzalez-Mozer está levemente inclinada em relação ao eixo  $Y_{GSM}$ , e

espera-se encontrar o seguinte par de componentes  $Y$  e  $Z$  para o vetor velocidade de jato ( $V_{jet_y} > 0$ ,  $V_{jet_z} < 0$ ). Da Tabela 2 temos os seguintes valores para esse par,  $V_{jet_y} = 26.54 \text{ km/s}$  e  $V_{jet_z} = -293.17 \text{ km/s}$ . E assim, para o caso do evento 9 o modelo analítico de Gonzalez-Mozer foi efetivo na descrição da posição relativa da linha-X em relação a sonda MMS1, bem como previu corretamente a direção de ambas as componentes,  $V_{jet_y}$  e  $V_{jet_z}$ , do vetor velocidade de jato.

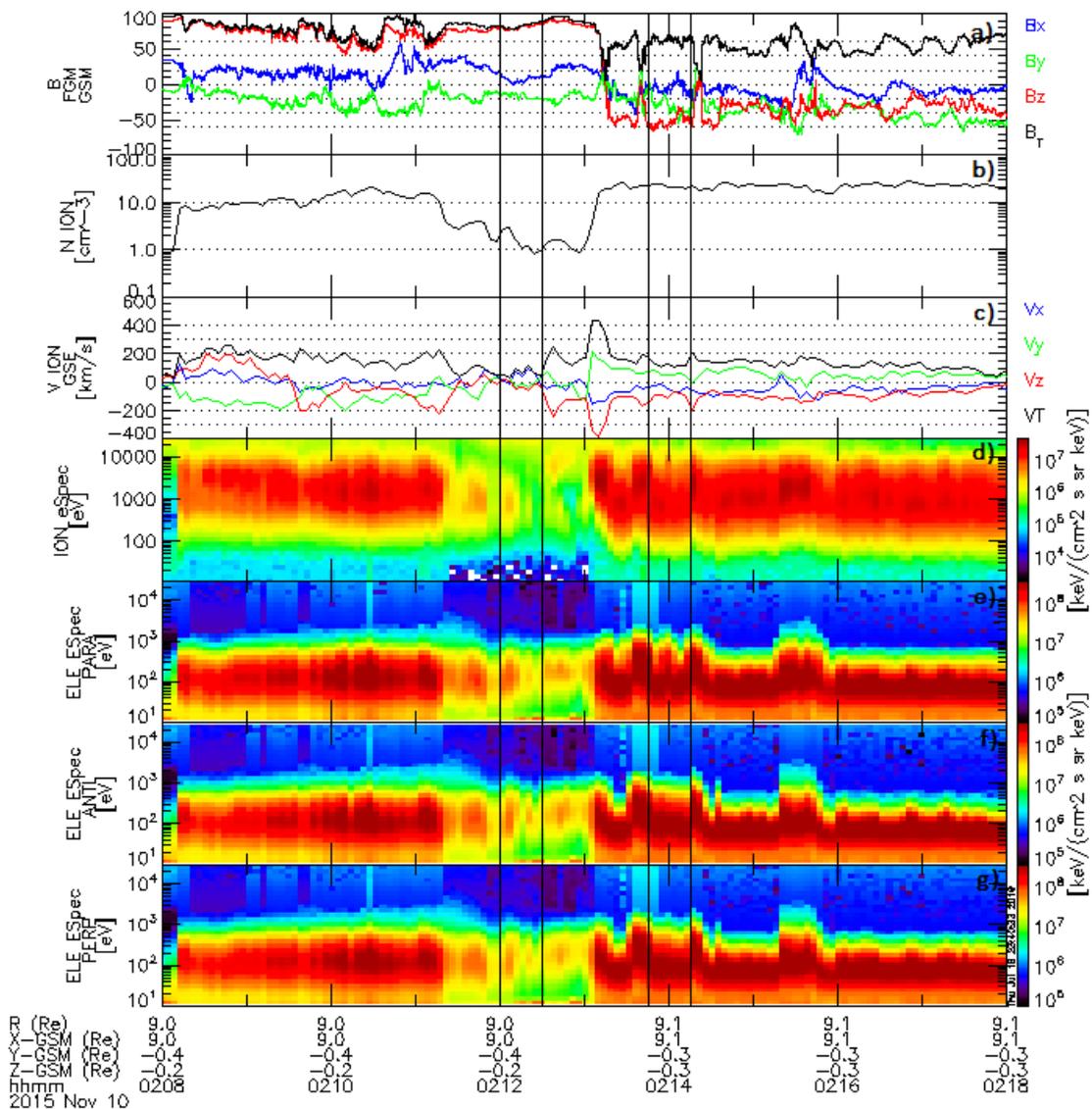
Figura 10: Representação esquemática da linha-X de reconexão magnética obtido através do modelo de Gonzalez-Mozer para o evento 9. A linha cheia preta representa a linha-X de reconexão magnética, sendo que os vetores vermelho, azul e verde, respectivamente, representam o campo magnético da magnetosfera, bainha magnética, e a velocidade de jato do íons. A cruz roxa representa a posição aproximada do satélite MMS1 durante a obtenção dos dados. O comprimento dos vetores ilustrados não representa sua dimensão real.



Fonte: O Autor.

Um contraexemplo no qual a aplicação do modelo de Gonzalez-Mozer mostrou-se incerta foi no evento 7 pois, conforme análise similar a feita no evento 9, a sonda MMS1 ficou muito próxima da linha-X de reconexão, sendo assim segundo nosso critério de análise não podemos efetivamente dizer nada sobre a assertividade do modelo analítico na previsão das componentes da velocidade do fluxo de íons acelerados. De forma análoga ao evento 9, foram obtidas para o evento 7 as Figura 11 e Figura 12, bem como a Tabela 3.

Figura 11: Valores obtidos pela sonda MM1 durante o período 2015/11/10-02:08:00-2015/11/10-02:18:00 do a) Campo magnético total  $B_t$  em preto, da componente  $B_x$  em azul,  $B_y$  em verde e  $B_z$  em vermelho. Da b) Densidade numérica de íons. Da c) Velocidade do fluxo de íons. Do d) Espectro de energia em **eV** por faixa de energia dos íons e respectivamente do espectro de energia dos elétrons e) paralelos, f) antiparalelos e g) perpendiculares as linhas de campos magnético local. As barras verticais delimitam os intervalos 2015/11/10-02:12:00 até 2015/11/10-02:12:30, e 2015/11/10-02:13:45 até 2015/11/10-02:14:15, no qual foram extraídos os valores médios das grandezas mensuradas



Fonte: O Autor.



Tabela 3: Valores médios do campo magnético, da velocidade de fluxo dos íons e da densidade numérica dos íons obtidos para as regiões da bainha magnética e magnetosfera terrestre, além do ângulo Theta de rotação dos campos durante a transição da bainha-magnetosfera e da velocidade de jato para o evento de número 7.

Evento: 7  
 yy/mm/dd:2015-11-10  
 X\_gsm[Re]: 9.03  
 Y\_gsm[Re]: -0.36  
 Z\_gsm[Re]: -0.25

2015-11-10/02:13:45 até 2015-11-10/02:14:15

Bainha Magnética								
B_x	B_y	B_z	B_t	Vel_x	Vel_y	Vel_Z	Vel_t	N_ions
-4.65276	-29.99793	-52.03712	60.24438	-42.03	61.01	-99.06	123.70	22.06

2015-11-10/02:12:00 até 2015-11-10/02:12:30

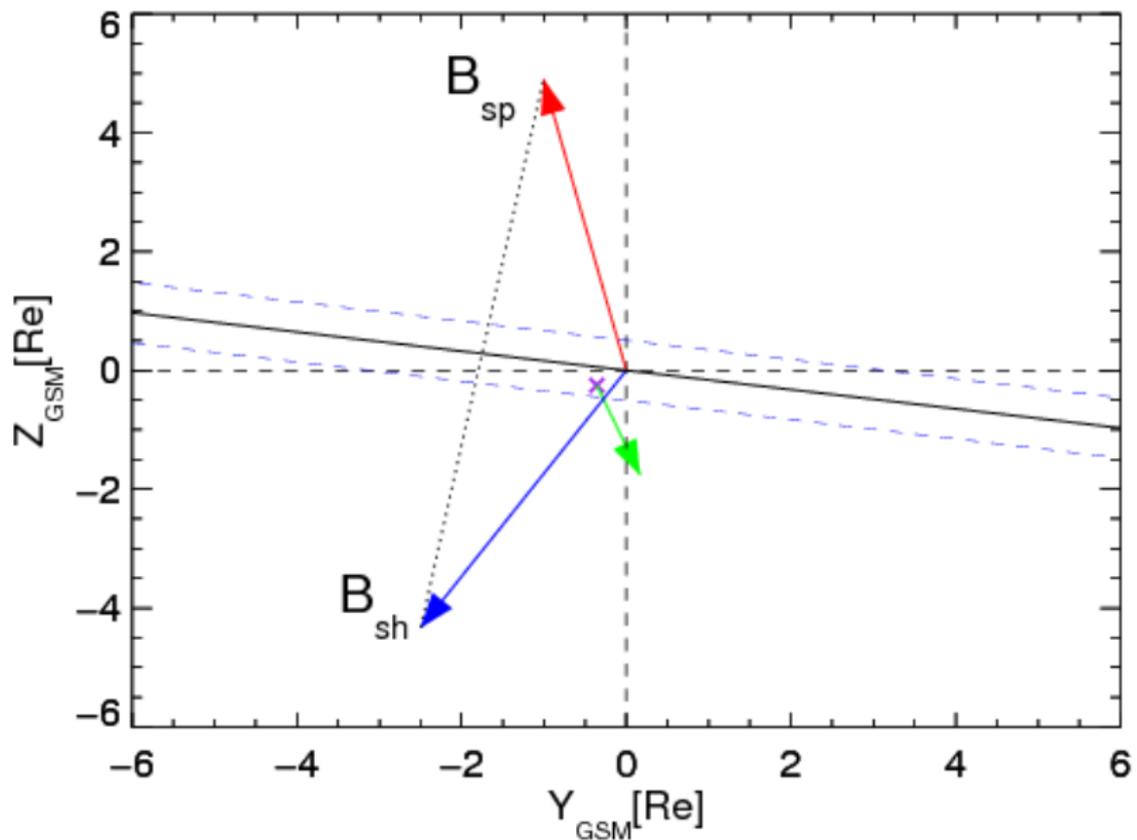
Magnetosfera								
B_x	B_y	B_z	B_t	Vel_x	Vel_y	Vel_Z	Vel_t	N_ions
7.19326	-16.58405	80.83517	82.83175	36.21	3.42	-21.10	42.04	1.64

2015-11-10/02:12:00 até 2015-11-10/02:14:15

Theta : 138.59°  
 Vjet\_x: -89.07 Km/s  
 Vjet\_y: 98.67 Km/s  
 Vjet\_z: -283.28 Km/s  
 Vjet\_t: 312.92 Km/s

Fonte: O Autor.

Figura 12: Representação esquemática da linha linha-X de reconexão magnética obtido através do modelo de Gonzalez-Mozer para o evento 7. A linha cheia preta representa a linha-X de reconexão magnética, sendo que os vetores vermelho, azul e verde, respectivamente, representam o campo magnético da magnetosfera, bainha magnética, e a velocidade de jato do íons. A cruz roxa representa a posição aproximada do satélite MMS1 durante a obtenção dos dados. O comprimento dos vetores ilustrados não representa sua dimensão real.



Fonte: O Autor.

## Discussão e Conclusão

O mesmo procedimento de análise descrito na seção Análise e resultados foi aplicado para os 23 eventos da Tabela 1. Como critério de seleção foi analisado apenas os eventos que possuíam uma velocidade de fluxo acelerado dos íons  $V_{jet} > 100\text{km/s}$ , só por esse critério os eventos 2, 3, 5, 13, 21, 22, e 23 foram suprimidos da análise. Dos 16 eventos restantes foi comparado a direção das componentes do fluxo acelerado dos íons,  $V_{jet\_y}$  e  $V_{jet\_z}$  com a direção esperada para os fluxos acelerados relativo à posição do satélite MMS1 na região de transição da magnetopausa terrestre. Uma restrição foi feita em relação a proximidade da sonda relativa a posição da linha-X determinada pelo modelo, considerou-se apenas observações em que o satélite estivesse a uma distância maior do que 0.5 raios terrestres da linha-X, e os eventos que não satisfaziam essa condição foram considerados incertos para uma discussão mais detalhada.

As informações resultantes dessa análise foram sintetizadas na Tabela 4, composta por 5 colunas que representam, respectivamente, o número do evento dentro do conjunto de eventos selecionados na seção Obtenção de dados, o ângulo de rotação (Comumente chamado, do inglês de *Shear Angle*) do campo magnético na transição da bainha magnética  $B_{sh}$  para magnetosfera terrestre  $B_{sp}$  (Ou vice-versa), a velocidade do fluxo acelerado dos íons (Que representa a velocidade relativa dos íons em relação a velocidade média da bainha magnética), e as componentes do fluxo de velocidade dos íons na direção  $Y_{GSM}$  e  $Z_{GSM}$ . Caso a componente estivesse em concordância com a direção prevista pelo modelo de Gonzalez-Mozer era assinalado um S (Satisfaz), caso contrário era assinalado N (Não Satisfaz). Para os casos em que a restrição de posição relativa da sonda em relação a linha-X de reconexão não fosse satisfeita foi assinalado um I (Incerto).

Tabela 4: Síntese dos resultados obtidos para as análises dos 23 eventos de reconexão magnética

Evento	Shear (°)	V_jet(km/s)	Comp_Y	Comp_Z
1	107.30	316.41	S	S
4	10.30	152.08	S	N
6	94.45	328.25	S	S
7	138.59	312.92	I	I
8	140.13	328.90	S	S
9	143.43	317.45	S	S
10	126.01	121.21	S	S
11	146.76	245.31	S	S
12	127.27	355.79	I	I
14	155.18	296.21	I	I
15	143.75	167.48	I	I
16	157.16	391.36	I	I

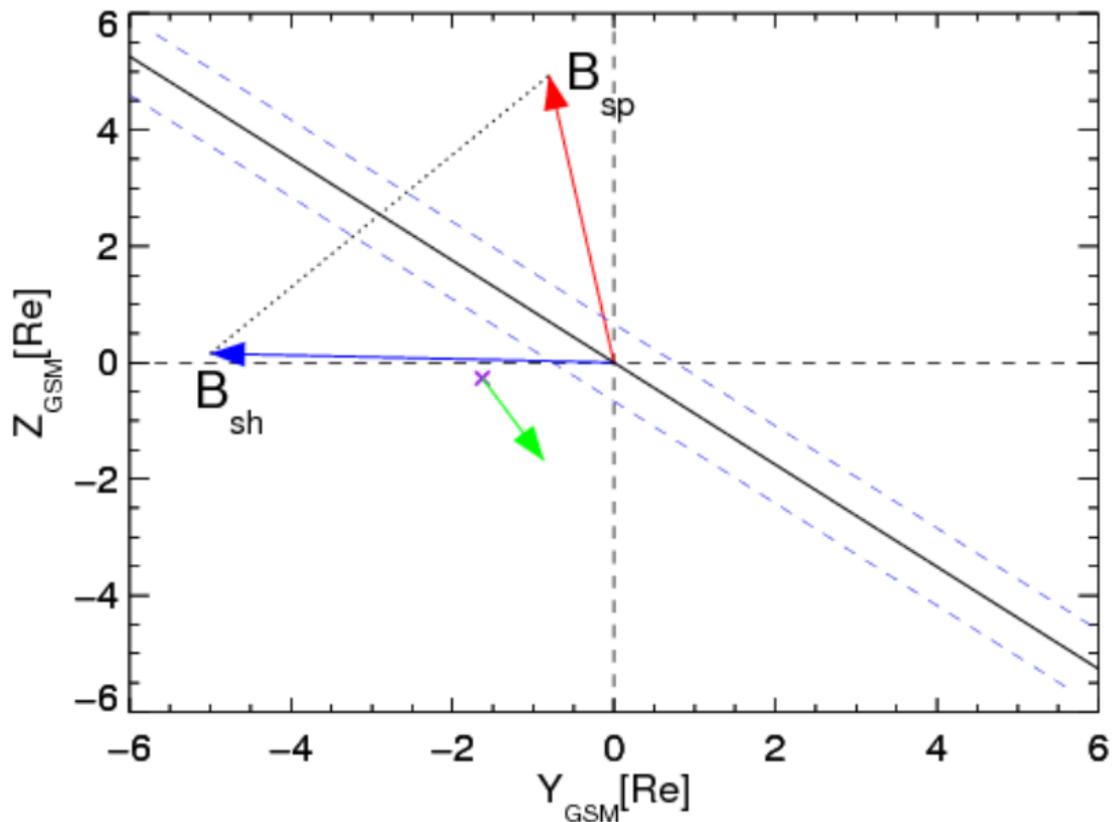
17	80.86	136.62	N	S
18	81.00	248.57	S	S
19	121.75	206.16	S	S
20	18.38	115.48	N	S

Fonte: O Autor.

Dos 11 eventos que satisfizeram as restrições impostas sobre a posição relativa da sonda em relação a linha-X, e da velocidade de fluxo acelerado dos íons, 8 eventos tiveram suas componentes  $Vjet_y$ , e  $Vjet_z$  previstas de forma satisfatória (S) pela aplicação do modelo de Gonzalez-Mozer, enquanto 3 deles tiveram suas componentes previstas de forma parcialmente satisfatória, ou seja, o modelo previu apenas uma das componentes do fluxo de íons de forma correta (S). Um desses casos está ilustrado na Figura 13, que exemplifica o evento 17 da tabela Tabela 4, o modelo previu de forma satisfatória (S) a componente  $Vjet_z$  medida pela sonda MMS1, mas falha na previsão da componente  $Vjet_y$ . Por fim o evento 4, ilustrado na Figura 14, teve sua componente  $Vjet_y$  medida de forma correta, mas falhou na previsão da componente  $Vjet_z$ , prevendo a direção do fluxo acelerado de íons de forma parcial.

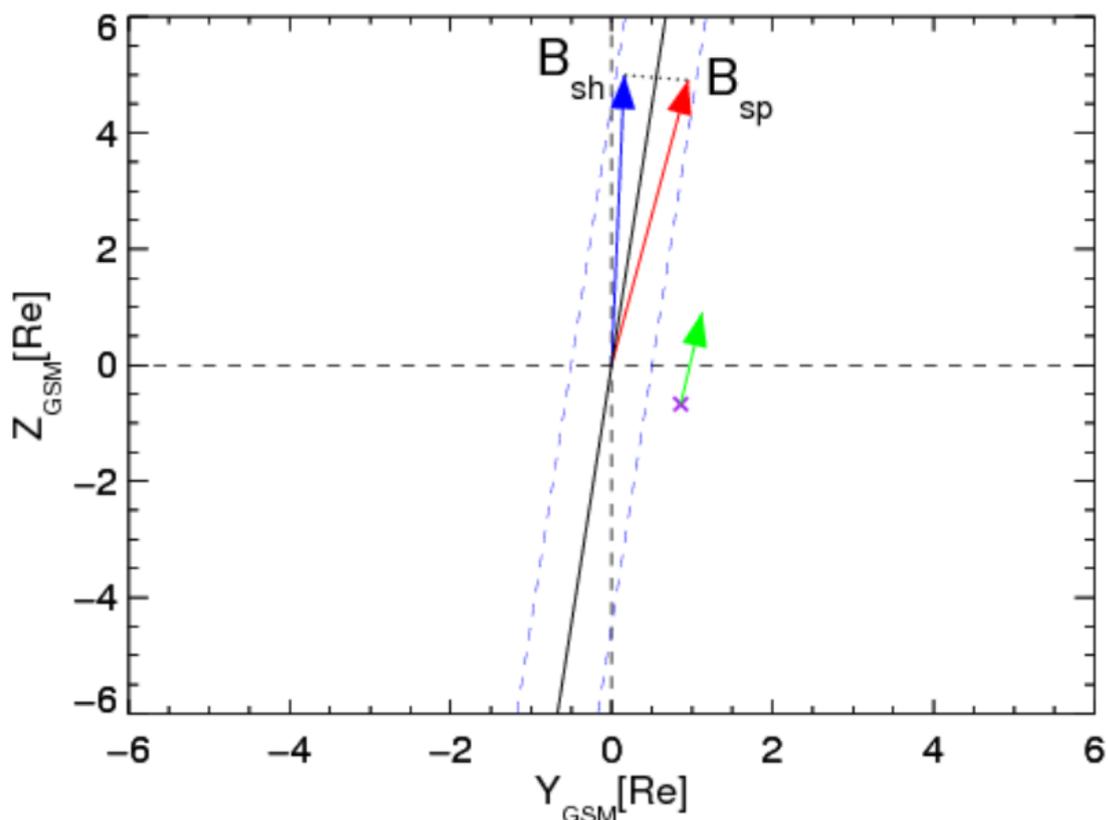
Uma ressalva deve ser feita em relação ao modelo de Gonzalez-Mozer, que considera que a linha-X necessariamente deve cruzar a origem  $YZ_{GSM} = 0$ . Tal restrição não é encontrada na natureza, uma vez que existem modelos na literatura em que a linha-X não passa por esse ponto. Essa foi uma das justificativas para se escolher pontos próximos dessa região na obtenção dos dados, uma tentativa de ser coerente com as limitações do modelo. Outro ponto importante é que o modelo analítico considera a linha-X de reconexão como sendo uma reta e, novamente, algo que não é totalmente fiel ao que encontramos na natureza. No entanto, tal simplificação parece ser justificada para os casos analisados aqui, uma vez que as dimensões espaciais da magnetopausa são muito grandes (dezenas de raios terrestres), e para o conjunto de eventos analisados aqui uma pequena seção da magnetopausa diurna pode ser localmente aproximada por um plano, portanto, a linha-X poderia ser, em princípio, aproximado por uma reta. Dada a pequena quantidade de dados efetivamente analisados pelo modelo, e as simplificações aplicadas, tem-se um resultado positivo em relação a confiabilidade do modelo que previu de forma satisfatória 8 dos 11 eventos enquadrados dentro das restrições estipuladas. Embora o modelo tenha tido uma performance considerável, explicado corretamente as observações em 72% dos casos analisados, deve-se ter em mente que 8 eventos é uma quantidade que não possui relevância estatística e, portanto, o resultado encontrado nesse trabalho não deve ser condição suficiente para aplicar o modelo de Gonzalez-Mozer de forma arbitrária em análises mais rigorosas.

Figura 13: Representação esquemática da linha linha-X de reconexão magnética obtido através do modelo de Gonzalez-Mozer para o evento 17. A linha cheia preta representa a linha-X de reconexão magnética, sendo que os vetores vermelho, azul e verde, respectivamente, representam o campo magnético da magnetosfera, bainha magnética, e a velocidade de jato do íons. A cruz roxa representa a posição aproximada do satélite MMS1 durante a obtenção dos dados. O comprimento dos vetores ilustrados não representa sua dimensão real.



Fonte: O Autor.

Figura 14: Representação esquemática da linha linha-X de reconexão magnética obtido através do modelo de Gonzales-Mozer para o evento 4. A linha cheia preta representa a linha-X de reconexão magnética, sendo que os vetores vermelho, azul e verde, respectivamente, representam o campo magnético da magnetosfera, bainha magnética, e a velocidade de jato do íons. A cruz roxa representa a posição aproximada do satélite MMS1 durante a obtenção dos dados. O comprimento dos vetores ilustrados não representa sua dimensão real.



Fonte: O Autor

## Referências

- Angelopoulos, V., Cruce, P., Drozdov, A. et al. *Space Sci Rev* (2019) 215: 9. <https://doi.org/10.1007/s11214-018-0576-4>
- Bittencourt, J.A., (2004), *Fundamentals of Plasma Physics*, Springer, Heidelberg, 3rd ed.
- Cassak P.A., Fuselier S.A., (2016), Reconnection at Earth's Dayside Magnetopause. In: Gonzalez W., Parker E. (eds) *Magnetic Reconnection. Astrophysics and Space Science Library*, vol 427. Springer
- COSTA JUNIOR, E. et al. O vento solar e a atividade geomagnética. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, Ouro Preto, Mg, Brasil, v. 4, n. 33, p.1-8, 22 nov. 2011.
- ECHER, E. Magnetosferas planetárias. *Rev. Bras. Ensino Fís.*, São Paulo , v. 32, n. 2, p. 1-7, June 2010 . Available from <[http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S1806-11172010000200001&lng=en&nrm=iso](http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1806-11172010000200001&lng=en&nrm=iso)>. access on 18 July 2019. <http://dx.doi.org/10.1590/S1806-11172010000200001>.
- FERREIRA, Pedro Pires et al . Conceitos básicos sobre a física da formação de tubos de fluxo magnético nas proximidades da Terra. *Rev. Bras. Ensino Fís.*, São Paulo , v. 39, n. 2, e2307, 2017 . Available from <[http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S1806-11172017000200407&lng=en&nrm=iso](http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1806-11172017000200407&lng=en&nrm=iso)>. access on 16 July 2019. Epub Jan 19, 2017. <http://dx.doi.org/10.1590/1806-9126-rbef-2016-0190>.
- Gonzalez, W. D., and F. S. Mozer (1974), A quantitative model for the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 79(28), 4186–4194, doi:10.1029/JA079i028p04186.
- Kivelson, M. G., and Russel, C. T., (1995), *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press.
- KOGA, Daiki. Estudo observacional da reconexão magnética na magnetosfera terrestre. 2013. Disponível em: <[http://www.las.inpe.br/~ppci/welcome\\_arquivos/Daiki\\_Koga%20-%20CEA%20dez2013.pdf](http://www.las.inpe.br/~ppci/welcome_arquivos/Daiki_Koga%20-%20CEA%20dez2013.pdf)>. Acesso em: 19 jul. 2019.
- SMITH, Delee. The Magnetospheric Multiscale Mission. 2019. Disponível em: <[https://mms.gsfc.nasa.gov/about\\_mms.html](https://mms.gsfc.nasa.gov/about_mms.html)>. Acesso em: 17 jul. 2019.
- Souza, V.M., Silveira, M.V.D., Koga, D., & Jauer, P.R.. (2016). Bases teóricas da reconexão magnética. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 38(2), e2301. Epub April 19, 2016. <https://dx.doi.org/10.1590/S1806-11173812132>
- Souza, V.M., Koga, D., Gonzalez, W.D. et al. *Braz J Phys* (2017) 47: 447. <https://doi.org/10.1007/s13538-017-0514-z>