

Decréscimos magnéticos no meio interplanetário

(*Magnetic decreases in the interplanetary space*)

Edio da Costa Junior¹, Maria Virgínia Alves², Ezequiel Echer²

¹Instituto Federal de Minas Gerais, Campus Ouro Preto, Ouro Preto, MG, Brasil

²Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brasil

Recebido em 3/9/2012; Aceito em 2/2/2013; Publicado em 19/9/2013

Este artigo tem como objetivo apresentar aos leitores os fenômenos conhecidos como decréscimos magnéticos (MDs, do inglês *magnetic decreases*) ou buracos magnéticos (MHs, do inglês *magnetic holes*). Tais estruturas são regiões do espaço interplanetário e da própria magnetosfera terrestre onde a magnitude do campo magnético local é diminuída, às vezes drasticamente. Os MDs são transportados pelo vento solar e já foram detectados tanto em altas quanto em baixas latitudes heliosféricas. Suas características são relativamente bem conhecidas. No entanto, ainda não existe um consenso sobre uma única teoria para sua formação. A interação não-ressonante de partículas carregadas com MDs leva à difusão das partículas perpendicularmente ao campo magnético, em consequência do deslocamento dos seus centros de guia.

Palavras-chave: decréscimos magnéticos, meio interplanetário, física espacial, vento solar.

The aim of this paper is to show to the readers the phenomena known as magnetic decreases (MDs) or magnetic holes (MHs). Such structures are regions in interplanetary space, and even into the Earth's magnetosphere, where the ambient magnetic field magnitude is depleted, sometimes drastically. MDs are convected by the solar wind and have been detected in both high and low heliospheric latitudes. MD features are relatively well known. However, there is not an agreement about a unique theory for their formation. Charged particles/MD nonresonant interactions lead to perpendicular particle diffusion, as a consequence of guiding center displacements.

Keywords: magnetic decreases, interplanetary medium, space physics, solar wind.

1. Introdução

O interesse e fascínio do homem pelo espaço é algo que se estende por milênios. O primeiro fenômeno espacial documentado se refere às auroras, emissões eletromagnéticas em um grande intervalo de frequências e que podem ser bastante intensas, decorrentes da liberação de energia das partículas do vento solar na alta atmosfera das regiões polares terrestres. Referências a auroras podem ser encontradas em literaturas remotas, tanto do ocidente quanto do oriente, datadas de mais de 2000 anos A.C. Esses registros mostram que o fenômeno já despertava interesse, superstição, temor e curiosidade mesmo antes do desenvolvimento da ciência como a conhecemos hoje [1,2].

No entanto, o surgimento de estudos sistemáticos empregando o método científico aos fenômenos espaciais e terrestres ainda tardaria muito a acontecer. A alavanca para essa evolução foi a descrição do campo geomagnético em 1600 por William Gilbert [3]. A existência desse campo já havia sido percebida através da orientação de bússolas primitivas vários séculos an-

tes [2,4]. Porém, somente com o trabalho de Gilbert foi possível uma explicação concisa do fenômeno. A partir de então, estudos científicos mais detalhados, e não apenas observacionais, abriram as portas para o desenvolvimento desse ramo da ciência até seu *status* atual. Foi a partir daí também que teve início a separação, embora ainda em termos, das emergentes ciências espaciais e da astrologia, pseudo-ciência bastante cultuada e creditada naquela época [5].

Atualmente, as pesquisas em física espacial se preocupam principalmente com as interações que ocorrem entre partículas energéticas carregadas e campos elétricos e magnéticos, que preenchem todo o espaço interplanetário e as magnetosferas planetárias. No sistema solar, a energia dessas partículas provém principalmente do Sol ou da interação do vento solar com as magnetosferas. Porém, essas interações não são triviais, uma vez que os campos elétricos e magnéticos que determinam o movimento das partículas são afetados pela própria presença e movimento das mesmas [1,2,6].

Uma vez que as interações entre partículas carregadas e campos são entendidas, através do conheci-

¹E-mail: costajr.e@gmail.com, edio.junior@ifmg.edu.br.

mento das características das partículas, por exemplo, pode-se deduzir as características dos campos elétrico e magnético de uma certa região, e vice-versa [7]. Além disso, como colisões mecânicas entre partículas no plasma interplanetário são praticamente inexistentes devido à sua baixa densidade, o estudo do movimento dessas partículas pode ser importante no entendimento do transporte de energia entre regiões distintas [1, 6].

O presente trabalho tem como objetivo apresentar os fenômenos conhecidos predominantemente como decréscimos magnéticos ou buracos magnéticos [8–10], além de discutir suas características, possíveis processos de geração e implicações para a difusão de partículas carregadas. Os MDs são fenômenos que somente podem ser estudados com o auxílio de satélites e espaçonaves, pois ocorrem, a princípio, em todo o espaço interplanetário.

2. Decréscimos magnéticos

Os decréscimos ou buracos magnéticos constituem regiões do espaço onde a intensidade do campo magnético interplanetário (IMF, do inglês *Interplanetary Magnetic Field*) sofre quedas consideráveis, facilitando assim a penetração e acúmulo de partículas carregadas em seus interiores. Além disso, com uma menor resistência magnética, os centros de guia das partículas energéticas sofrem deslocamentos ao interceptarem essas regiões de decréscimos, gerando difusão como efeito líquido da interação, que se faz perpendicularmente às linhas de campo.

Pelo fato desses decréscimos já terem sido observados por vários grupos de pesquisadores em diferentes épocas e localizações, tanto na heliosfera quanto dentro da própria magnetosfera terrestre, já receberam várias denominações diferentes, tais como decréscimos e buracos magnéticos, buracos, bolhas magnéticas, depressões magnéticas, cavidades magnéticas, diminuições magnéticas, etc [8, 10–17]. Os decréscimos já foram identificados tanto em altas [8, 10, 11, 16] quanto em baixas latitudes heliosféricas [9, 18] e a grandes e pequenas distâncias do Sol [12, 18]. Ao que tudo indica, parecem permear toda a heliosfera.

Os MDs e MHs são fenômenos que foram descobertos no vento solar há aproximadamente três décadas, mais precisamente no ano de 1977 [10]. No interior das estruturas o campo magnético pode sofrer reduções bruscas de até 90% de sua magnitude total ou mais. Foram descobertos após o advento dos satélites e espaçonaves e só podem ser detectados por medidas de campo magnético *in situ* ou por medidas indiretas so-

bre o comportamento de partículas carregadas. Dessa forma, não podem ser detectados por observações feitas em solo.

Devido à sua relativamente recente descoberta no espaço, a origem do fenômeno ainda não é completamente compreendida, apesar do incessante esforço que tem sido empregado pelos pesquisadores da área para tal desde a sua primeira observação. A difusão não-ressonante de partículas carregadas transversalmente ao campo devido aos baixos valores de campo magnético é a principal consequência da existência dos MDs no espaço interplanetário.

3. Descoberta e teorias

A expressão buraco magnético foi usada pela primeira vez por Turner e cols. [10] para caracterizar diminuições localizadas na intensidade total do IMF, detectadas em 1971 pelo satélite IMP-1², no plano da eclíptica e a 1 UA³ de distância da Terra. Os buracos magnéticos foram inicialmente definidos como quedas nos valores absolutos do IMF para valores inferiores a 1 nT (nano Tesla), detectados a partir de dados de campo magnético de alta resolução.

Naquele clássico trabalho foram encontrados 28 buracos magnéticos em 18 dias analisados (entre 18 de março e 6 de abril de 1971), com uma taxa de ocorrência média dos MHs de aproximadamente 1,55 ao dia. Todos foram reconhecidos como eventos distintos, ao invés de depressões aleatórias em regiões perturbadas e com baixos valores de campo. As “durações temporais observacionais”⁴ dos buracos magnéticos encontrados se distribuíam entre 2 e 130 segundos, com valor médio de 50 s. Considerando-se que as estruturas encontradas por Turner e cols. [10] eram transportadas pelo vento solar a velocidades da ordem de 400 km/s, suas espessuras médias ao longo da direção radial eram da ordem de 2×10^4 km. Essa conversão pode ser feita simplesmente multiplicando-se a “duração temporal observacional” do evento pela velocidade média em que os decréscimos são transportados pelo vento solar na região de interesse. Como a velocidade do vento solar é muito maior que a velocidade da espaçonave que faz as medições, a velocidade da espaçonave pode ser desconsiderada para esse cálculo, sem maiores prejuízos aos resultados.

Vários decréscimos detectados no trabalho de Turner e cols. [10] eram acompanhados também de uma rotação na direção do campo magnético. A Fig. 1 mostra dois eventos de MHs detectados. O painel (A) contém um evento de MH onde há rotação na direção do campo magnético. A componente B_y apresentava va-

²O satélite IMP-1 foi lançado em 13 de março de 1971, em uma órbita elíptica e possuindo um apogeu de mais de 200000 km. Seu eixo de rotação era perpendicular ao plano da eclíptica, com um período de *spin* de 10,5 segundos. O satélite era impulsionado por células solares e baterias químicas. A espaçonave voltou à atmosfera terrestre no dia 2 de outubro de 1974.

³1 UA (Unidade Astronômica) é a distância média entre a Terra e o Sol, sendo dada por 149,59787069 milhões de quilômetros [5].

⁴As “durações temporais observacionais” dos eventos podem ser entendidas como o tempo em que os decréscimos são observados pela espaçonave ou satélite, sendo um efeito puramente convectivo.

lores próximos a 4 nT antes do MH. Durante o evento seus valores sofrem uma mudança de sinal, se estabilizando em aproximadamente -3 nT. Isso evidencia uma rotação na direção do campo magnético. Já no painel (B) é mostrado um caso de MH onde não há rotação do campo magnético. A magnitude do campo magnético total e da componente B_y sofrem variações durante a detecção do MH. Porém, após a passagem do satélite pela estrutura, seus valores voltam aproximadamente aos valores medidos antes da detecção, sem a ocorrência de uma rotação na direção do campo. Os fenômenos onde não se apresentam rotações em \mathbf{B} ou onde essas rotações são inferiores a 10° são atualmente chamados de decréscimos magnéticos lineares [9, 19, 20].

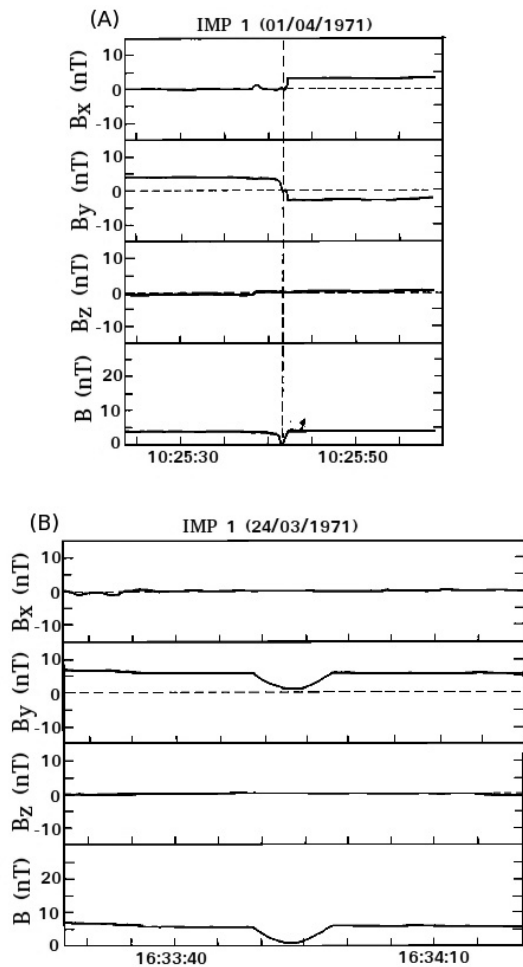


Figura 1 - Dois exemplos de MHs observados pelo satélite IMP-1 no plano da eclíptica e a 1 UA da Terra, em 1971. O painel (A) corresponde a um buraco magnético com rotação das componentes do campo, enquanto o painel (B) diz respeito a um buraco magnético linear, sem variação angular das componentes. Fonte: adaptada da Ref. [10].

A partir do descobrimento dos eventos, várias tentativas de caracterização e explicação de suas causas

têm sido feitas. Apesar disso, várias hipóteses já não são mais tão creditadas, por serem efetivas em explicar apenas alguns fenômenos específicos. Dentre essas hipóteses pode-se incluir Baumgartel [21], que sugeriu que os fenômenos fossem criados por sólitons MHD se propagando a grandes ângulos em relação ao campo magnético ambiente, Vasquez e Hollweg [22], que tentaram explicar os decréscimos como produto resultante de interações onda-onda e Tsubouchi [23], que apresentou uma teoria que propõe a formação dos MDs através da interação de ondas de Alfvén⁵ com choques interplanetários.

Na década de 1990, Wintehalter e cols. [13, 14] consideraram como causa do fenômeno as instabilidades do tipo *mirror mode*. Sugeriram ainda que os MDs fossem fenômenos remanescentes de estruturas caracterizadas por esse tipo de instabilidade, que seriam criadas em regiões distintas da heliosfera e transportadas até o ponto de detecção pelo vento solar. As instabilidades do tipo *mirror mode* são caracterizadas por diferenças entre as energias das partículas associadas aos seus movimentos nas direções paralela e perpendicular ao campo magnético ($T_{\perp} > 1$, onde T_{\perp} é a temperatura das partículas associada ao movimento na direção perpendicular ao campo magnético e T_{\parallel} é a temperatura correspondente ao movimento paralelo ao campo [9, 26]). Em decorrência desse tipo de instabilidade, as partículas presentes em regiões instáveis são aceleradas perpendicularmente em relação ao campo magnético local.

Mais recentemente, Tsurutani e cols. [17] e Dasgupta e cols. [27] sugeriram que o amortecimento de ondas de Alfvén poderia levar à aceleração de partículas perpendicularmente ao campo magnético, que através de efeitos diamagnéticos causariam os decréscimos magnéticos. Supostamente, esses decréscimos seriam causados pela força ponderomotiva associada à aceleração perpendicular e, conseqüentemente, ao aumento da componente da energia cinética perpendicular ao campo magnético (E_{\perp}). Essa força está associada aos gradientes de campo da onda, que levam a uma variação da energia cinética das partículas ao longo de uma órbita ciclotrônica [9, 28, 29].

As duas últimas teorias citadas são as mais aceitas atualmente pela comunidade científica para a geração dos decréscimos. No entanto, nenhuma delas é capaz de explicar de uma forma completamente satisfatória a totalidade dos eventos que já foram observados. Assim, ou os eventos podem ser associados a causas diferentes ou, se têm a mesma causa, esse processo ainda não foi descoberto ou completamente compreendido. Nesse ponto, ainda serão necessárias muitas simulações computacionais e novos dados interplanetários, para que

⁵Ondas de Alfvén são ondas transversais que se propagam em magnetoplasmas. A velocidade das ondas é dada por $V_A = (B^2/\mu_0\rho)^{1/2}$, onde B é a magnitude do campo magnético, μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo e ρ é a densidade de massa do plasma [24, 25]. Por exemplo, próximo ao Sol as velocidades destas ondas são extremamente elevadas (≈ 1200 km/s em 4 raios solares) se comparadas com seus valores em 1 UA (≈ 50 -70 km/s).

uma determinação inequívoca das causas dos fenômenos seja atingida.

4. Características dos decréscimos

Atualmente, chegou-se a um consenso de que os decréscimos magnéticos e buracos magnéticos são presumivelmente o mesmo fenômeno [8, 9]. No entanto, alguns autores ainda fazem distinção entre ambos, com a ressalva de que os MDs são maiores em extensão e apresentam descontinuidades no campo magnético. Supondo a equivalência entre os buracos e decréscimos, a partir desse ponto do texto os fenômenos serão chamados inequivocamente apenas de decréscimos magnéticos ou MDs.

A Fig. 2 mostra 3 exemplos de decréscimos magnéticos observados pela espaçonave Ulysses próximo ao pólo sul da heliosfera [30]. Os valores de campo estão representados no sistema de coordenadas RTN.⁶ As linhas verticais tracejadas representam o começo e o fim dos MDs nos conjuntos de dados. No painel (A) estão mostrados os dados de campo magnético de um MD onde a magnitude do campo cai de $\approx 1,5$ nT para $\approx 0,2$ nT entre $\approx 0942:40$ e $0944:10$ UT. Como acontece com frequência, o decréscimo no campo é delimitado por duas claras descontinuidades em seus valores. As descontinuidades são caracterizadas por mudanças bruscas no valor e na orientação do campo magnético [8, 19]. Nesse caso, as orientações das componentes do campo antes e depois do MD são praticamente as mesmas.

A Fig. 2 (B) mostra um outro tipo de MD. A direção do campo muda de forma suave ao longo da duração do evento, sendo consideravelmente diferente depois. A magnitude de \mathbf{B} também muda, sendo da ordem de 1,4 nT antes e caindo a ≈ 1 nT depois do evento. Por fim, o MD mostrado na Fig. 2 (C) apresenta também claras descontinuidades em suas bordas. Os valores da magnitude do campo magnético são praticamente iguais antes e depois da estrutura, porém os valores e direções de suas componentes variam consideravelmente.

Os eventos que já foram observados até o momento possuem dimensões de ≈ 800 km [10] a $\approx 4 \times 10^5$ km [16]. No que diz respeito ao tempo de duração dos fenômenos, podem ser relativamente curtos, perdurando por apenas alguns segundos, até dezenas de minutos ou mesmo horas [27].

Como já foi dito anteriormente, observa-se que as temperaturas perpendiculares ao campo dentro dos MDs são maiores que fora ($\approx 20\%$, evidenciando a aceleração perpendicular no interior das estruturas), enquanto as temperaturas paralelas são essencialmente as mesmas dentro e fora. A Fig. 3 mostra as razões entre T_{\perp} e T_{\parallel} , dentro e fora dos MDs. O painel (B) mostra

as razões para T_{\parallel} . O centro da distribuição é próximo de 1, resultado este que, dentro de uma variabilidade estatística, mostra de forma clara a equivalência entre T_{\parallel} dentro e fora das estruturas. Já no caso de T_{\perp} , mostrado no painel (A), é evidente que existe um desvio na distribuição para valores maiores que a unidade, mostrando assim que valores maiores são atingidos para as temperaturas perpendiculares dentro dos MDs, se comparados aos valores observados fora das estruturas. O fato de as temperaturas perpendiculares serem maiores dentro dos MDs implica que ocorre energização de plasma perpendicularmente ao campo magnético. Tsurutani e cols. [28] sugerem que essa energização esteja associada ao amortecimento de ondas de Alfvén. Esses resultados foram obtidos através de análises de dados coletados pela espaçonave Ulysses no pólo sul da heliosfera e a ≈ 2 UA, entre os dias 27 de julho e 4 de agosto de 1995 [28].

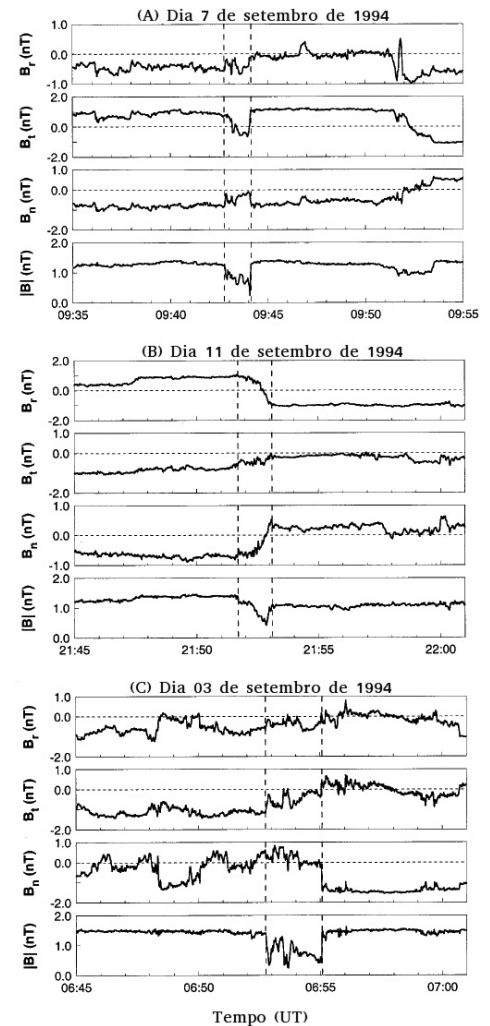


Figura 2 - Três exemplos de MDs observados pela espaçonave Ulysses próximo ao pólo sul da heliosfera em setembro de 1994. Fonte: adaptada da Ref. [30].

⁶ \hat{R} aponta radialmente para fora do Sol em direção à espaçonave, \hat{T} é definido por $\frac{(\hat{\omega} \times \hat{R})}{|\hat{\omega} \times \hat{R}|}$, onde $\hat{\omega}$ é o eixo de rotação do Sol e \hat{N} completa o sistema destrógiro [31].

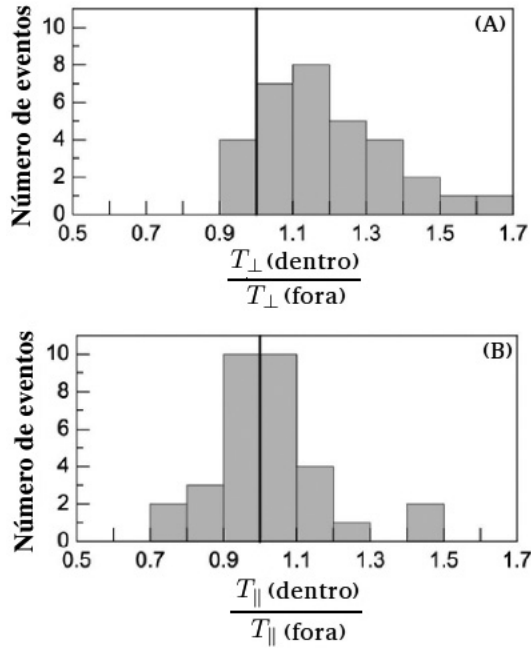


Figura 3 - Distribuição dos eventos em função da razão entre as temperaturas dentro e fora dos MDs, nas direções perpendicular (A) e paralela (B). Fonte: Adaptado da Ref. [28].

Ainda no mesmo trabalho, os pesquisadores obtiveram um outro resultado muito importante sobre a aceleração de partículas perpendicularmente ao campo dentro dos decréscimos. Ao estudarem a distribuição de velocidades perpendiculares de prótons para um evento de decréscimo magnético ocorrido no dia primeiro de agosto de 1995, os autores constataram que praticamente toda a distribuição de partículas é acelerada no interior dos MDs, e não apenas um pequeno intervalo do espaço de velocidades, como ocorre com as interações ressonantes [29]. No caso de interações ressonantes, a ressonância entre a onda e as partículas somente acontece se as condições necessárias forem satisfeitas. Além disso, esse tipo de interação somente aceleraria partículas compreendidas em uma certa faixa específica de energias [1, 25], um resultado completamente diferente do que foi mostrado naquele trabalho.

MDs são estruturas de equilíbrio de pressão. A pressão total em seus interiores, constituída pela pressão térmica ($\sum n_i k T_i$) mais a pressão magnética ($B^2/2\mu_0$) é aproximadamente constante [9, 13]. Como o campo magnético é mais fraco, as partículas penetram com mais facilidade nos MDs. Além disso, são sutis as acelerações sofridas no interior das estruturas, sendo insuficientes para acarretarem perdas consideráveis de partículas. Por esses motivos, os decréscimos são regiões caracterizadas por altos valores do parâmetro β^7 ,

⁷O parâmetro β , também conhecido como β de plasma, é uma medida relativa entre as pressões térmica e magnética, sendo definido como a razão entre ambas, dado pela expressão $\beta = \frac{p_c}{B^2/2\mu_0}$ onde p_c é a pressão térmica [1, 25]

⁸No vento solar existem feixes de partículas rápidas e feixes mais lentos, chamados vento solar rápido e vento solar lento, respectivamente [33]. Devido à rotação do Sol, os ventos lentos e rápidos são ejetados continuamente em diferentes direções, podendo interagir após se afastarem das regiões geradoras, levando à formação das CIRs. De uma forma ainda mais simples e direta, uma CIR é formada quando um feixe de vento solar rápido alcança e interage com um feixe mais lento [34].

sendo a diminuição da pressão magnética compensada pelo aumento da pressão cinética. Na expressão acima para a pressão térmica, n_i e T_i representam a densidade e a temperatura da i -ésima espécie (elétrons, prótons ou íons pesados), e k é a constante de Boltzmann.

Uma importante consideração a ser feita sobre as características dos MDs diz respeito à sua distribuição latitudinal na heliosfera. Ao analisarem dados entre os anos de 1994 e 1995, também obtidos pela missão espacial Ulysses, Winterhalter e cols. [32] constataram que não existe uma variação significativa na taxa de ocorrência de MDs ao se variar a distância radial de observação. A taxa de ocorrência sofre alterações que devem ser levadas em consideração apenas a partir de distâncias superiores a 5 UA do Sol. Porém, aqueles autores chegaram a uma conclusão importante quando estudaram a relação da taxa de ocorrência com a latitude heliocêntrica. Os dados mostraram que os MDs são muito mais frequentes em baixas latitudes ($|\Phi| < 30^\circ$), em locais mais próximos ao plano da eclíptica. A Fig. 4 mostra uma nítida anticorrelação entre a velocidade do vento solar e a taxa de ocorrência de MDs. Nas regiões equatoriais, onde a velocidade do vento solar é mais baixa, a taxa de ocorrência atinge valores entre 4 e 5 MDs por raio solar. Em maiores latitudes heliosféricas ($|\Phi| > 30^\circ$), onde a velocidade do vento solar é da ordem de 800 km/s, a taxa de ocorrência é muito menor, da ordem de 0,5 MD por raio solar. Os autores constataram também que a maior parte dos MDs detectados em baixas latitudes ocorrem em regiões de interação corrotante (CIR, do inglês *Corrotating Interaction Region*)⁸.

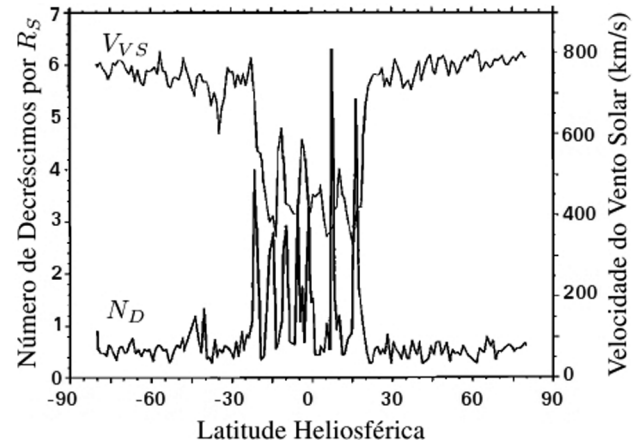


Figura 4 - Dependência latitudinal dos MDs. O número de MDs por raio solar (curva inferior (N_D) e escala da esquerda) e a velocidade do vento solar (curva superior (V_{VS}) e escala da direita) plotados em função da latitude heliosférica. Fonte: Adaptado da Ref. [32].

Por fim, vale salientar que a taxa de ocorrência de MDs se mantém aproximadamente constante para latitudes maiores que 30° . Em latitudes ainda maiores, $\approx 60^\circ$, sabe-se que os processos dinâmicos de grande escala, tais como as regiões de interação corrotante e as ejeções coronais de massa, são inexistentes [35]. Assim, os MDs detectados nessas regiões não podem ser associados a tais processos. Dessa forma, uma melhor compreensão das origens dos MDs ainda se faz necessária.

5. Interações não-ressonantes de partículas carregadas com MDs

A interação de partículas carregadas com MDs (interação não-ressonante) leva majoritariamente a deslocamentos nos centros de guia das partículas (difusão perpendicularmente ao campo magnético) e espalhamento do tipo *pitch angle* (aceleração ao longo do campo magnético ambiente) como um efeito de segunda ordem. Esse tipo de interação é diferente daquela ocorrida entre ondas e partículas (interações ressonantes). Nas interações ressonantes, se as condições para ressonância não forem completamente satisfeitas, o resultado da interação é praticamente desprezível. Além disso, nessas interações o efeito principal é o espalhamento de *pitch angle*, enquanto a difusão perpendicular é um resultado secundário [7, 36, 37].

A Fig. 5 ilustra a geometria básica da interação entre uma partícula carregada e um MD. Inicialmente, a partícula descreve uma trajetória circular (movimento ciclotrônico) de raio r em uma região de campo magnético uniforme \mathbf{B}_0 , que aponta para dentro do plano da folha. Simplificadamente, o MD tem uma área de seção reta circular de raio a . O campo magnético no interior do MD (\mathbf{B}_{MD}) possui uma intensidade reduzida, porém aponta na mesma direção do campo ambiente, caracterizando assim um MD linear. d representa o parâmetro de impacto da interação, ou seja, a distância entre o centro da trajetória da partícula e o centro do MD.

A forma como a interação deslocará o centro de guia da partícula perpendicularmente ao campo é esquema-

tizada na Fig. 6. O centro de giro da partícula se encontra no ponto O antes de acontecer a interação com o MD, que ocorre no ponto P_1 . Como nesse ponto existe uma mudança brusca na magnitude do campo magnético, de B_0 para B_{MD} , o primeiro invariante adiabático⁹ da partícula é quebrado e seu centro de giro passa a ser o ponto O' . O novo raio de giro passa a ser " $r' = r(B_0/B_{MD})$ ". Depois de percorrer uma certa distância dentro do decréscimo, a partícula o deixa no ponto P_2 , com seu centro de guia coincidindo agora com o ponto O'' . Como resultado da interação, o centro do movimento circular da partícula foi deslocado do ponto O para o ponto O'' , distância representada por λ .

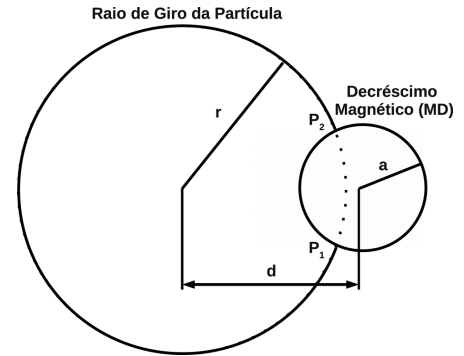


Figura 5 - Geometria da interação entre uma partícula carregada e um MD, com parâmetro de impacto d . Neste caso $r > a$. Fonte: Adaptado da Ref. [16].

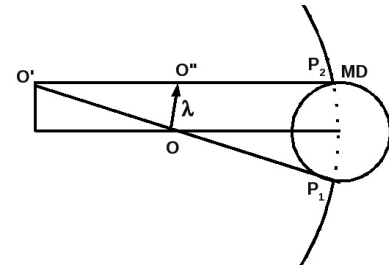


Figura 6 - Representação esquemática mostrando o deslocamento perpendicular ao campo sofrido pelo centro de guia de uma partícula carregada devido à sua interação com um decréscimo magnético. Fonte: Adaptado da Ref. [16].

É possível obter uma expressão analítica para λ , em função dos parâmetros geométricos mostrados nas Figs. 5 e 6 [38]:

$$\lambda = \frac{2(m-1)}{m} \sqrt{a^2 - \frac{\left(a^2 + d^2 + r^2(1-2m) + (m-1)(-a^2 + d^2 + r^2)\right)^2}{4\left(d^2 + r^2(m-1)^2 + (m-1)(-a^2 + d^2 + r^2)\right)}}. \quad (1)$$

⁹O primeiro invariante adiabático afirma que $\frac{d}{dt}\left(\frac{E_{\perp}}{B}\right) = 0$, ou seja $|\mathbf{m}| = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.}$, onde \mathbf{m} é o momento magnético e E_{\perp} é a energia cinética associada ao movimento da partícula perpendicularmente ao campo. Assim, à medida que a partícula se move em regiões de campo magnético variável seu raio ciclotrônico muda, mas seu momento magnético não é alterado. Essa invariância é válida apenas quando a variação espacial de \mathbf{B} em uma órbita ciclotrônica da partícula é pequena se comparada à magnitude do campo [25].

Assim, a Eq. (1) representa os deslocamentos perpendiculares ao campo sofridos pelos centros de guia de partículas carregadas ao interceptarem MDs. Sua importância e abrangência recai no fato de que é dependente apenas de fatores geométricos (raio de giro da partícula, raio do MD e parâmetro de impacto) e das relações entre os campos dentro e fora dos decréscimos magnéticos, dada pela razão $m (= B_0/B_{MD})$.

A Fig. 7 mostra resultados de simulação obtidos para a distância de difusão (λ) em altas latitudes heliosféricas devido à interação de prótons com MDs [38]. As simulações foram repetidas 10 vezes, com o intuito de diminuir oscilações estatísticas. Os círculos correspondem aos 10 valores de λ obtidos para os centros de guia das partículas para cada energia, enquanto os quadrados representam os valores médios. No painel (A) são apresentados resultados provenientes de interações das partículas com 100 MDs, enquanto o painel (B) corresponde a 200 interações. Foram estudados prótons com energias entre 100 keV e 2 MeV, com *pitch angle*¹⁰ de 45°.

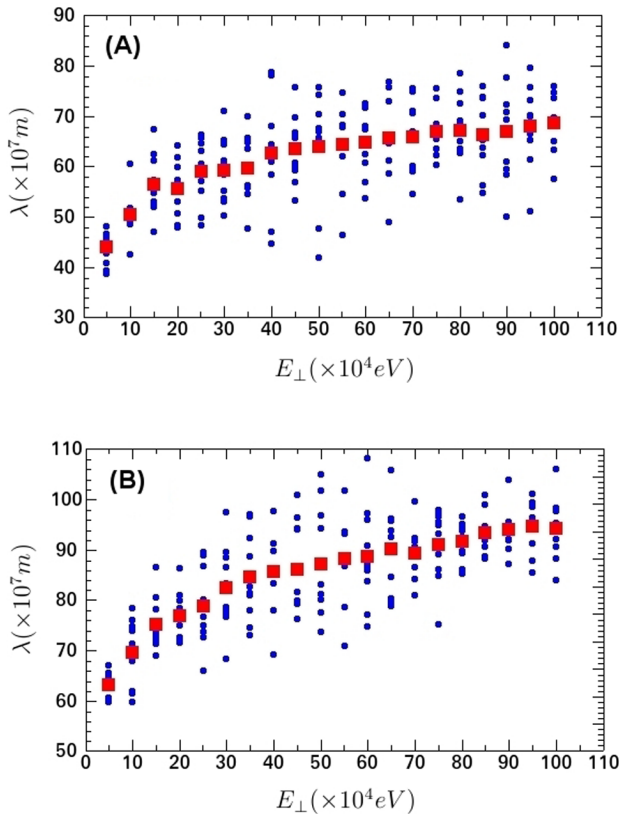


Figura 7 - Resultados de simulação para os valores de λ em função das energias perpendiculares dos prótons. O painel (A) corresponde a interações com 100 MDs, enquanto o painel (B) mostra os resultados relativos a 200 MDs. Fonte: Adaptado da Ref. [38].

Os resultados mostraram que a difusão causada pelas interações é considerável. Para o caso de 100 interações a distância de difusão varia aproximadamente

¹⁰Pitch angle α - ângulo entre a velocidade da partícula e o campo magnético ambiente. Quando $\alpha = 45^\circ$, metade da energia da partícula é relativa ao seu movimento na direção paralela ao campo e metade corresponde ao seu movimento perpendicularmente a \mathbf{B} .

entre $4,37 \times 10^8$ e $6,84 \times 10^8$ m, enquanto para 200 MDs esses valores variam entre $6,30 \times 10^8$ e $9,40 \times 10^8$ m. O caso de λ máximo corresponde a $\approx 0,63$ UA, o que é equivalente a ≈ 147 raios terrestres ($1 R_T \approx 6370$ km).

Uma vez compreendida a difusão não-ressonante resultante de tais interações, maiores detalhes podem ser entendidos sobre os MDs. Além disso, a compreensão das interações pode levar a um maior entendimento das características de plasma e de campos das regiões onde as partículas sofrem difusão. Por fim, ao se entender tal difusão, o transporte de energia entre diferentes regiões do espaço pode ser melhor conhecido, justificando assim o seu estudo.

6. Considerações finais

Neste artigo foram apresentados os MDs e discutidas suas principais características, buscando uma maior divulgação dos eventos. Ao longo do texto várias referências foram incluídas, de modo que o leitor interessado no assunto possa buscar mais informações a respeito do tema.

Resultados recentes mostram que a interação de partículas eletricamente carregadas com MDs podem ser bastante eficientes ao levar à difusão perpendicularmente ao campo magnético [38]. Dessa forma, é importante entender os detalhes dessas interações, uma vez que os resultados podem ser aplicados a diferentes regiões e a vários tipos de plasmas interplanetários, astrofísicos e até mesmo magnetosféricos, desde que existam gradientes nos valores de \mathbf{B} .

Muito se sabe sobre os MDs, suas características e implicações para a difusão de partículas carregadas. No entanto, conhecimentos mais aprofundados e uma melhor compreensão sobre a geração dos fenômenos ainda é necessária. Neste sentido, novas simulações computacionais e dados interplanetários deverão colaborar para o perfeito entendimento das estruturas.

Agradecimentos

Os autores agradecem o Prof. Marcus Duarte, do IFMG - Campus Ouro Preto, pela leitura crítica do trabalho e pelas valiosas contribuições dadas ao mesmo.

Referências

- [1] M.G. Kivelson and C.T. Russell, *Introduction to Space Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [2] S.I. Akasofu and S. Chapman, *Solar Terrestrial Physics* (Oxford University Press, Oxford, 1972).

- [3] W. Gilbert, *De Magnete*, original 1660 book translated by P. Fleury Mottelay in 1893 (Dover, New York, 1958).
- [4] W.H. Campbell, *Introduction to Geomagnetic Fields* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997).
- [5] K.S. Oliveira Filho and M.F. Saraiva, *Astronomia e Astrofísica* (Editora da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2000).
- [6] G.K. Parks, *Physics of Space Plasmas: An Introduction* (Addison-Wesley Publishing Company, Los Angeles, 1991).
- [7] B.T. Tsurutani and G.S. Lakhina, *Reviews of Geophysics* **35**, 491 (1997).
- [8] B.T. Tsurutani, C. Galvan, J.K. Arballo, D. Winterhalter, R. Sakurai, E.J. Smith, B. Buti, G.S. Lakhina and A. Balogh, *Geophysical Research Letters* **29**, 23-1 (2002).
- [9] B.T. Tsurutani, G.S. Lakhina, O.P. Verkhoglyadova, E. Echer and F.L. Guarnieri, *Nonlinear Processes in Geophysics* **17**, 1-13 (2010).
- [10] J.M. Turner, L.F. Burlaga, N.F. Ness and J.F. Lemaire, *Journal of Geophysical Research*, **82**, 1921 (1977).
- [11] L.F. Burlaga and J.F. Lemaire, *Journal of Geophysical Research* **83**, 5157 (1978).
- [12] H. Lühr and N. Klöcker, *Geophysical Research Letters* **14**, 186 (1987).
- [13] D. Winterhalter, M. Neugebauer, B.E. Goldstein, E.J. Smith, S.J. Bame and A. Balogh, *Journal of Geophysical Research* **99**, 23-371 (1994).
- [14] D. Winterhalter, M. Neugebauer, B.E. Goldstein, E.J. Smith, B.T. Tsurutani, S.J. Bame and A. Balogh, *Space Science Reviews* **72**, 201 (1995).
- [15] M. Franz, D. Borgess and T.S. Hurbury, *Journal of Geophysical Research* **105**, 12-725 (2000).
- [16] B.T. Tsurutani, G.S. Lakhina, D. Winterhalter, J.K. Arballo, C. Galvan and R. Sakurai, *Nonlinear Processes in Geophysics* **6**, 235 (1999).
- [17] B.T. Tsurutani, B. Dasgupta, C. Galvan, M. Neugebauer, G.S. Lakhina, J.K. Arballo, D. Winterhalter, B.E. Goldstein and B. Buti, *Geophysical Research Letters* **29**, 23-1 (2002).
- [18] B.T. Tsurutani, F.L. Guarnieri, E. Echer, G.S. Lakhina and O.P. Verkhoglyadova, *Journal of Geophysical Research* **114**, 1-14 (2009).
- [19] C.M. Ho, B.T. Tsurutani, B.E. Goldstein, J.L. Phillips and A. Balogh, *Geophysical Research Letters* **22**, 3409 (1995).
- [20] B. Buti, B.T. Tsurutani, M. Neugebauer and B.E. Goldstein, *Geophysical Research Letters* **28**, 1355 (2001).
- [21] K. Baumgartel, *Journal of Geophysical Research* **104**, 28295 (1999).
- [22] B.J. Vasquez and J.V. Hollweg, *Journal of Geophysical Research* **104**, 4681 (1999).
- [23] K. Tsubouchi, *Journal of Geophysical Research* **114**, 1 (2009).
- [24] E. Costa Jr., F.R. Cardoso, F.J.R. Simões Jr. e M.V. Alves, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **33**, 2302-1 (2011).
- [25] J.A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics* (Springer-Verlag, New York, 2004), 3rd ed.
- [26] T.L. Zhang, W. Baumjohann, C.T. Russell, L.K. Jian, C. Wang, J.B. Cao, M. Balikhin, X. Blanco-Cano, M. Delva and M. Volwerk, *Journal of Geophysical Research* **114**, A10107 (2009).
- [27] B. Dasgupta, B.T. Tsurutani and M.S. Janaki, *Geophysical Research Letters* **30**, 11-1 (2003).
- [28] B.T. Tsurutani, G.S. Lakhina, J.S. Pickett, F.L. Guarnieri, N. Lin and B.E. Goldstein, *Nonlinear Processes in Geophysics* **12**, 321 (2005).
- [29] F.F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Plenum Press, New York, 1984), 2nd ed.
- [30] B.T. Tsurutani and C.M. Ho, *Reviews of Geophysics* **37**, 517 (1999).
- [31] M.A. Hapgood, *Planetary and Space Science* **40**, 711 (1992).
- [32] D.E. Winterhalter, E.J. Smith, M. Neugebauer, B.E. Goldstein and B.T. Tsurutani, *Geophysical Research Letters* **27**, 1615 (2000).
- [33] E. Costa Jr., F.J.R. Simões Jr., F.R. Cardoso e M.V. Alves, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **33**, 4201-1 (2011).
- [34] A. Balogh, V. Blotmer, N.U. Crooker, R.J. Foryth, G. Gloeckler, A. Hewish, M. Hilchenbach, R. Kallenbach, B. Klecker, J.A. Linker, E. Lucek, G. Mann, E. Marsch, A. Posner, I.G. Richardson, J.M. Schmidt, M. Scholer, Y. M. Wang, R.F. Wimmer-Schweingruber, M.R. Aellig, P. Bochsler, S. Hefti and Z. Mikic., *Space Science Reviews* **89**, 141 (1999).
- [35] M. Neugebauer, *Reviews of Geophysics* **37**, 107 (1999).
- [36] C.F. Kennel and H.E. Petschek. *Journal of Geophysical Research* **71**, 1 (1966).
- [37] B.T. Tsurutani and R.M. Thorne, *Geophysical Research Letters* **9**, 1247 (1982).
- [38] E. Costa Jr., E. Echer, M.V. Alves, B.T. Tsurutani, F.J.R. Simões Jr., F.R. Cardoso and G.S. Lakhina, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **73**, 1405 (2011).