

| | | | |
|---|-----------------------|---|---|
| 1. Classificação INPE.COM 4(RPE) CDU: 523.74 | | 2. Período Julho de 1979 | 4. Critério de Distribuição: interna <input type="checkbox"/> externa <input checked="" type="checkbox"/> |
| 3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor) <i>Plasma Interplanetário, Vento Solar.</i> | | | |
| 5. Relatório nº INPE-1530-RPE/062 | 6. Data Julho de 1979 | 7. Revisado por <i>Bittencourt</i> José Augusto Bittencourt | |
| 8. Título e Sub-Título <i>EFEITO DO CONGELAMENTO ("FROZEN-IN") EM PLASMAS ESPACIAIS</i> | | 9. Autorizado por <i>Parada</i> Nelson de Jesus Parada Diretor | |
| 10. Setor DCE/DAS/GFI | Código 30.362 | 11. Nº de cópias 10 | |
| 12. Autoria René A. Medrano-B. | | 14. Nº de páginas 10 | |
| 13. Assinatura Responsável <i>René A. Medrano B.</i> | | 15. Preço | |
| 16. Sumário/Notas <i>Em plasma magnetizados, onde a condutividade elétrica é muito alta, espera-se um congelamento do conjunto (plasma + campo). O critério para decidir se é o campo que se encontra congelado no plasma, ou vice-versa, depende do número Alfvénico de Mach. Neste contexto, analisa-se o efeito do congelamento na expansão da corona solar (vento solar) e da sua interação com as ionosferas dos planetas e cometas desprovidos de campo magnético intrínseco. Conclui-se que, dependendo da condutividade da ionosfera do corpo planetário, pode-se ter a formação de uma camada neutra ($B = 0$). Os dois modelos qualitativos podem ser aplicados ao caso dos cometas, quando estes se encontram afastados e nas vizinhanças do sol, respectivamente.</i> | | | |
| 17. Observações Este trabalho foi parcialmente subvencionado pelo Fundo Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (FNDCT) através do Contrato FINEP-130/CT. Este trabalho foi apresentado na XXXI Reunião Anual da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência (SBPC) realizada no período 11 - 18 de julho de 1979. | | | |

EFEITO DO CONGELAMENTO ("FROZEN-IN") EM PLASMA ESPACIAIS

René A. Medrano-B.

Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE

Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq

12200 São José dos Campos, SP - Brasil

RESUMO

Em plasmas magnetizados, onde a condutividade elétrica é muito alta, espera-se um congelamento do conjunto (plasma + campo). O critério para decidir se é o campo que se encontra congelado no plasma, ou vice-versa, depende do número Alfvênico de Mach. Neste contexto, ana lisa-se o efeito do congelamento na expansão da corona solar (vento so lar) e da sua interação com as ionosferas dos planetas e cometas despro vidos de campo magnético intrínseco. Conclui-se que, dependendo da condu tividade da ionosfera do corpo planetário, pode-se ter a formação de uma camada neutra ($B = 0$). Os dois modelos qualitativos podem ser aplicados ao caso dos cometas, quando estes se encontram afastados e nas vizinha ças do sol, respectivamente.

1. INTRODUÇÃO

Nos primeiros tempos do estudo do plasma interplanetário, tal como o modelo de expansão da corona solar (Parker, 1958; Chamberlain, 1961), e da interação deste plasma com corpos planetários (Biermann et al., 1967, Cloutier et al., 1969), a física envolvida foi tratada sob o ponto de vista hidrodinâmico. Se bem que este enfoque é válido em primeira aproximação, uma vez que as energias cinéticas são muito maiores que as eletromagnéticas envolvidas, quando os plasmas possuem uma condutividade elétrica muito alta, o movimento do fluido se encontra restringido pela topologia das linhas de campo magnético. Neste trabalho ressalta-se a importância da presença do campo magnético em plasmas espaciais.

2. EFEITO DE CONGELAMENTO ("FROZEN - IN")

O efeito de congelamento é matematicamente definido pela conservação de fluxo magnético expresso por:

$$\frac{d}{dt} \int_S \underline{B} \cdot d\underline{s} = 0 \quad (1)$$

onde \underline{B} é o campo magnético e $d\underline{s}$ o elemento de área. Contudo, a idéia física de congelamento, e a mais útil, é obtida, mais facilmente, imaginando um corpo rígido de condutividade elétrica infinita (isto é, o campo elétrico \underline{E}_c dentro do corpo é: $\underline{E}_c = 0$), onde:

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = 0$$

Num fluido (de condutividade infinita) em movimento, o campo elétrico, no sistema da referência do fluido, é também zero:

$$\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B} = 0 \quad (2)$$

onde \underline{E} é o campo elétrico existente no sistema de referência estacionário, e \underline{v} é a velocidade do fluido. As equações (1) e (2) implicam que o plasma e o campo magnético se movimentam em conjunto, sem existir nenhuma difusão relativa entre ambos exceto a propagação do plasma ao longo das linhas de campo. Isto é, o campo magnético e o plasma encontram-se congelados. Fica evidente que, se existe um agente externo que induz o movimento do plasma, ou do campo, o conjunto todo terá uma resposta única, que dependerá da energia disponível para resistir à ação do agente externo. Assim, a relação:

$$\alpha = \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) / \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) = M_A^2 \quad (3)$$

onde ρ é a densidade de massa do plasma e M_A é o número Alfvénico de Mach, fornece um critério para decidir se o campo encontra-se congelado no plasma, ou vice-versa. Se $\alpha \ll 1$, o campo magnético é que controla o movimento do conjunto. Este é o caso dos cinturões de radiação da terra. Se $\alpha \gg 1$, o plasma é responsável pelo movimento do conjunto. Este é o caso do plasma interplanetário cuja configuração é mostrada na Figura 1, onde deve-se notar que as linhas de campo magnético interplanetário tem a forma de uma espiral de Arquimedes. Esta figura ilustra a maneira como deve ser interpretado o efeito de congelamento no que diz respeito ao significado em si. Aqui, deve-se ressaltar que as partículas do plasma "escorregam" ao longo das linhas de campo \underline{B} de uma maneira análoga, porém de movimento contrário, ao da agulha de um toca-discos no seu percurso sobre um disco.

3. INTERAÇÃO DO VENTO SOLAR COM PLANETAS

Embora a condutividade elétrica do plasma interplanetário (vento solar) seja considerada de valor praticamente infinito, as atmosferas ionizadas dos planetas, desprovidas de campo magnético intrínseco, têm condutividades moderadas. Portanto, para estes casos é razoável pensar em termos de difusão:

$$\underline{J} = \sigma(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad (4)$$

$$\nabla \times \underline{B} = \mu_0 \underline{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} \quad (5)$$

Substituindo (4) em (5), depois tomando o rotacional da expressão resultante, e usando as outras equações de Maxwell, obtém-se:

$$\nabla^2 \underline{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \underline{B}}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} - \mu_0 \sigma \nabla \times (\underline{v} \times \underline{B}) \quad (6)$$

No sistema de referência do plasma ($\underline{v} = 0$) e chamando $\eta_m = \frac{1}{\mu_0 \sigma}$ (viscosidade magnética) a equação anterior fica:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{\eta_m} \frac{\partial}{\partial t} \right) \underline{B} = 0$$

Tomando um tempo característico T , os dois últimos termos desta equação podem ser comparados para os seguintes casos:

$$\frac{\epsilon_0}{\sigma} \ll T \quad \frac{\epsilon_0}{\sigma} \gg T \quad (8)$$

O primeiro caso $\left(\frac{\epsilon_0}{\sigma} \ll T \right)$ corresponde a negligenciar o segundo termo da equação (7), ficando, portanto, com uma equação de difusão:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{\eta_m} \frac{\partial}{\partial t} \right) \underline{B} = 0 \quad (9)$$

onde a viscosidade magnética η_m é o coeficiente de difusão. Esta situação acontece quando os processos de difusão são muito lentos ou, alternativamente, quando a atmosfera do planeta tem um alto grau de ionização. Neste caso, as linhas de força se difundem com dificuldade num meio plasmático que tende a congelá-las. A Figura 2 mostra a forma prevista das linhas de força. Espera-se a formação de uma camada neutra ($B = 0$), assim com o aparecimento de um ponto neutro. Devido à camada neutra, é possível prever uma densidade de corrente

$$J = \frac{2 B_0}{\mu_0 D} \text{ numa direção dada por } \frac{\underline{v} \times \underline{B}}{|\underline{v}| |\underline{B}|} \text{ sobre a camada neutra.}$$

(B_0 = campo magnético nas vizinhanças da camada, D = espessura da camada). Esta configuração, se existe, deveria ser esperada em Vênus.

O segundo caso ($\frac{E_0}{\sigma} \gg T$) equivale a um processo de propagação quase livre (ou também, a um processo de difusão muito rápido). Neste caso a ionosfera planetária tem um baixo grau de ionização e a configuração das linhas de campo magnético esperado é mostrado na Figura 3. A deformação das linhas de campo \underline{B} podem ocorrer até a uma distância de:

$$L = \mu_0 v_{sw} (\sigma_i d_i^2 + \sigma_p d_p^2)$$

onde v_{sw} é a velocidade do vento solar, σ_i e σ_p as condutividades da ionosfera e da parte sólida do planeta, d_i a altura média da ionosfera e d_p o diâmetro do planeta. Marte é um dos candidatos para este modelo de interação.

Os dois casos anteriores são aplicáveis também às ionosferas de cometas, dependendo da posição relativa do cometa em relação ao sol. Quando o cometa se encontra a distâncias muito afastadas do sol (> 2 UA), os processos de evaporação e ionização são muito pobres, espe

rando-se configurações semelhantes à Figura 3. Entretanto, quando o cometa se encontra nas proximidades do perihélio, a sua ionosfera atinge um grau máximo de ionização, esperando-se, portanto, configurações parecidas com as da Figura 2.

Estas expectativas são de certa maneira confirmadas pelas fotografias de cometas onde se observam feixes ionizados, retos que saem da cabeça do cometa, inicialmente abertos em relação ao eixo da cauda e fechando-se com o transcorrer do tempo (Rahe et al., 1969). Estes e ventos são comumente chamados de "folding umbrella" (Mendis, 1978).

A interação do vento solar com campos planetários, que possuem campo magnético intrínseco, é extremamente complicado porque, embora o efeito de congelamento não permita a interpenetração de ambos os plasmas magnetizados, existem instabilidades que levam até a reconexão entre ambos os campos (Spreiter et al., 1966). Contudo, sob condição quietas e devido à alta condutividade de ambos os fluidos, é de se esperar descon tinuidades magnéticas tangenciais e, por esta razão, a formação de ondas de choque na frente da integração (Colburn and Sonett, 1966; Burlaga and Ness, 1969). Este tipo de integração ocorre especialmente com as magnetosfera da Terra e Júpiter e, em menor grau, com Mercúrio.

REFERÊNCIAS

- BIERMANN, L. BROSOWSKI, B. and SCHMIDT, H.U. *Solar Phys.*, 1, 254, 1967.
- BURLAGA, L.F. and NESS, N.F. *Solar Phys.*, 467, 1969.
- CHAMBERLAIN, J.W. *Ap. J.*, 133, 675, 1961.
- CLOUTIER, P.A., McELROY, M.B. and MICHEL, F.C. *J. Geophys. Res.*, 74,
6215, 1969.
- COLBURN, D.S. and SONETT, C.P. *Space Sci. Rev.*, 439, 1966.
- MENDIS, D.A. *Moon and Planets*, 18, 361, 1978.
- PARKER, E.N. *Ap. J.*, 128, 664, 1958.
- RAHE, J., DONN, B. and WURM, K.. *Atlas of Cometary Forms*, NASA, SP,
198, 1969.
- SPREITER, J.R., SUMMER, A.L. and ALKSNE, A.Y. *Planet. Space Sci.*, 14,
223, 1966.

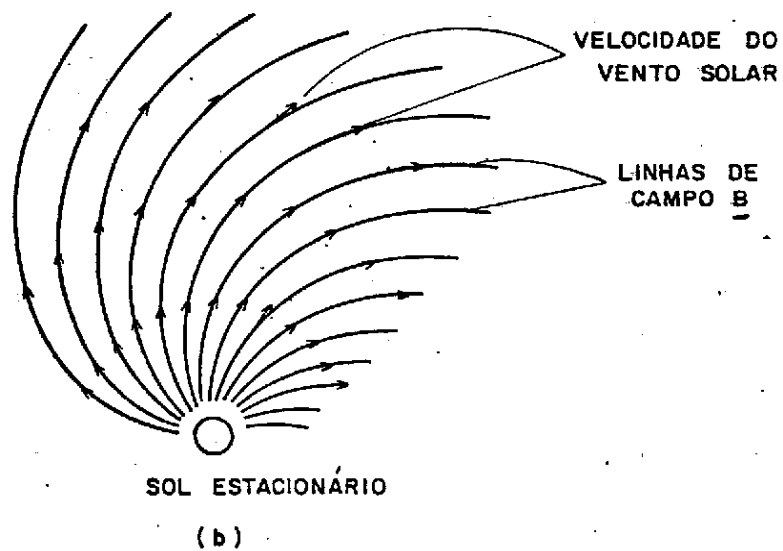
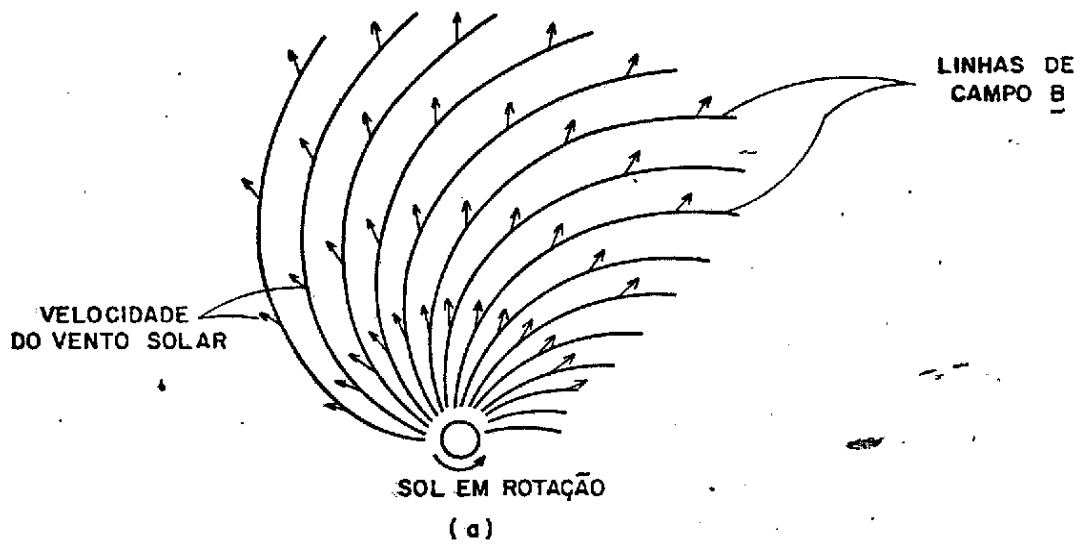


Fig. 1 (a) - Configuração das linhas de campo B e a direção de propagação do vento solar para um observador num sistema de referência estacionário. (b) A mesma figura porém para um observador que se encontra no sistema de referência do sol (em rotação).

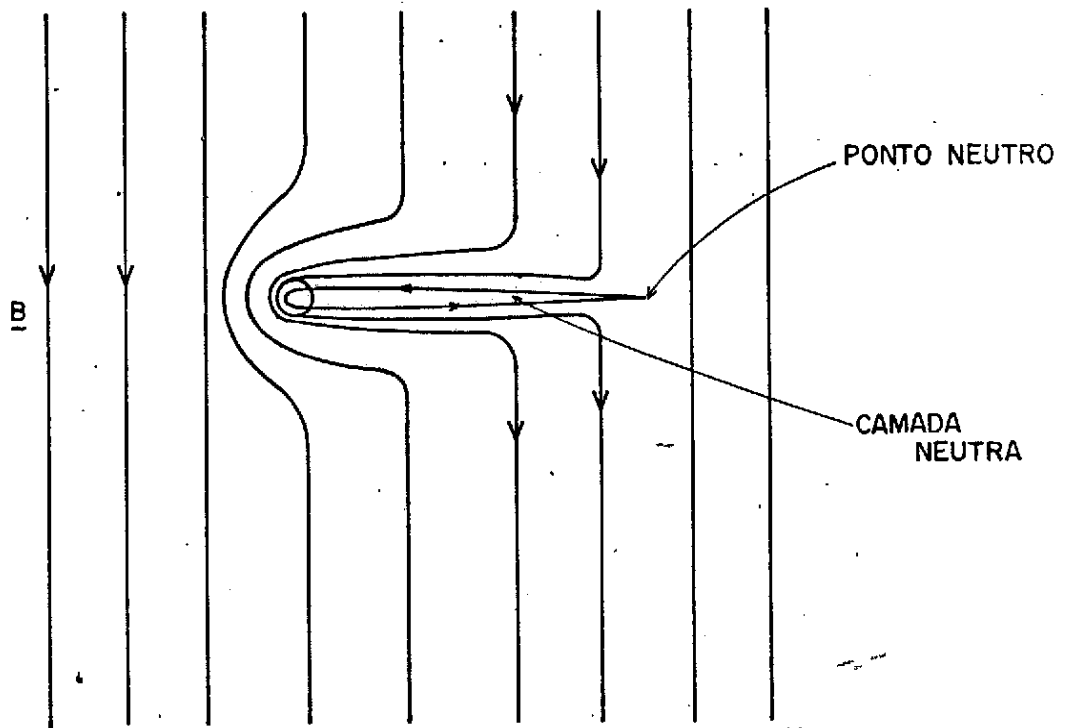


Fig. 2 - Modelo para um processo de difusão lento.

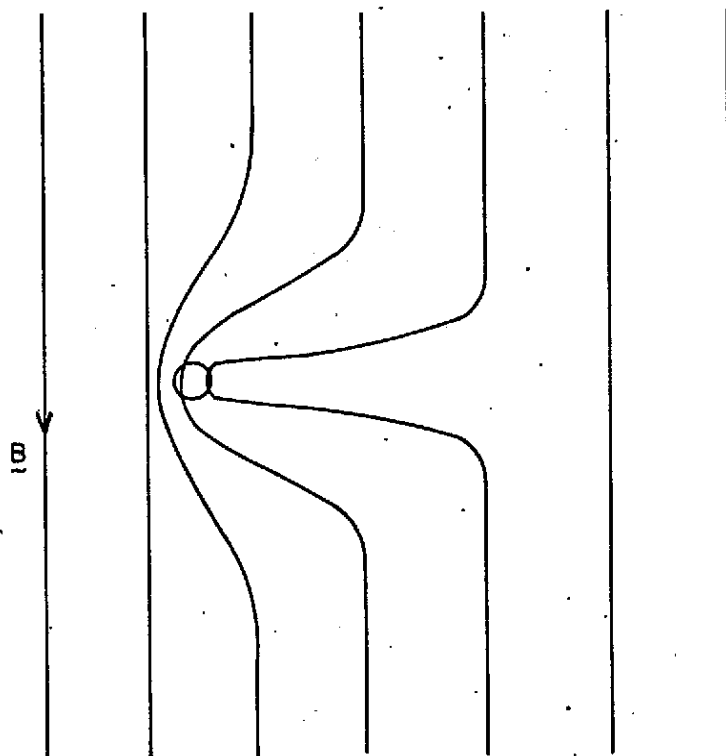


Fig. 3 - Modelo para um processo de difusão rápido.