- CAPÍTULO 6 -

LIBERAÇÃO DE ENERGIA MAGNÉTICA

Há vários exemplos em astrofísica nos quais a energia "aparece" sob formas observáveis como calor, partículas rápidas (raios cósmicos), etc. Em alguns casos, há boa evidência de que campos magnéticos estão presentes, e é razoável sugerir-se que energia magnética está sendo convertida em outras formas de energia. Neste capítulo, vamos estudar como isso ocorre.

6.1 Ondas de Choque e Reversão de Campos Magnéticos (ou Reconexão)

Um exemplo é a cauda magnética (ou "magnetotail") da terra, onde "tempestades" ocorrem e onde as partículas são rapidamente aceleradas para altas energias (veja Fig. 6.1 da cauda magnética). Parece provável que o campo magnético na cauda é o reservatório do qual as partículas dragam energia. Outro caso é a coroa solar quiescente, na qual a constante renovação de seu conteúdo de alta energia térmica e também do vento solar, sugerem que a provável fonte dessa energia é o campo magnético coronal. Finalmente, há também as rádio galáxias e quasares, nos quais feixes intensos de partículas relativísticas são observados em associação com campos magnéticos dos quais eles provavelmente retiram sua energia.

Comum a esses exemplos são os depósitos de energia em calor e/ou partículas rápidas. Vimos no Cap. 4 que partículas podem ser aceleradas em ondas de choque se um campo magnético está presente, e ondas de choque também depositam calor. Portanto, ondas de choque de supernovas aquecem o meio interestelar e aceleram raios cósmicos. Mas, nesse caso o reservatório de energia é a explosão propriamente, a qual não envolve campos magnéticos diretamente.

Por outro lado, pode haver algo, como "explosões magnéticas", nas quais energia magnética armazenada, digamos por ex., pela lenta torção de um campo magnético "force-free", é liberada tão rapidamente que ondas de choque e, portanto, calor e aceleração de partículas, ocorrem.

Na magnetocauda da terra, um processo diferente parece ser o responsável: a união de linhas de campos magnéticos de polarização oposta em cada lado da cauda. Para essa união ocorrer, as linhas de campo a um lado da cauda devem "reconectar" com aquelas do outro lado, um processo que é proibido em MHD ideal, mas permitido por efeito de resistividade elétrica finita (η finito) se a camada na qual a polarizada do campo se inverte é estreita o bastante (nesse caso, $R_{eM} = Lv/\nu_M \simeq 1$, onde $\nu_M = \eta c^2/4\pi$, conforme vimos no Cap. 1). Reconexão pode também liberar energia sob forma de calor, e a julgar pelas observações da magnetosfera, ela pode também acelerar partículas rápidas (algumas das quais precipitam na atmosfera terrestre causando a formação da aurora).

Conceitualmente, os processos são bem diferentes, porque em um caso, uma onda de choque forma-se através da qual a velocidade do plasma é descontínua, enquanto que a reconexão envolve uma descontínua mudança na direção do campo magnético que estudaremos mais adiante.

Quando esperamos choques e quando esperamos inversões do campo magnético? Bem, inversões no campo magnético (ou reconexão) ocorrem quando sistemas de fluxo magnético de diferente polaridade entram em contacto. Exemplos incluem: 1) as linhas do campo magnético no vento solar varridas atrás da terra (ver Fig. 6.1), entrando em contacto na magnetocauda; 2) quando novas manchas solares emergem, um novo fluxo de campo forma-se na coroa solar e entra em contacto com o fluxo associado a manchas solares precedentes; e 3) o campo magnético no vento solar entrando e contacto com o campo magnético da terra. Um estimativa grosseira da quantidade de energia magnética que pode ser convertida em formas como calor, energia cinética do plasma, e em partículas rápidas (aceleração) pode ser feita se conhecemos a velocidade de fusão (ou "merging velocity") v_M, definida como a velocidade com a qual o fluxo em cada lado da região de inversão do campo é liberado para a região. Se a dimensão macroscópica do sistema do fluxo é L e a densidade de energia magnética envolvida é $U = B^2/8\pi$, a potência disponível será:

$$P_1 \simeq v_M L^2 U \tag{6.1}$$

Agora, consideremos um caso no qual ondas de choque podem ser geradas por um campo

magnético. Uma região da coroa solar de tamanho L contém energia L^3U. Se, como resultado de uma instabilidade MHD (por ex., uma instabilidade de tipo "kink"), o campo faz uma transição para um estado de energia substancialmente menor, essa energia inicialmente é usada para acelerar o plasma, logo a velocidade típica alcançada é dada por:

$$\frac{1}{2}\rho v^2 \simeq U = \frac{B^2}{8\pi} \tag{6.2}$$

Então

$$v \sim \frac{B}{(4\pi\rho)}^{1/2} = v_A \tag{6.3}$$

Agora, suponhamos que a velocidade do som no plasma, v_S é $<< v_A$ (correspondendo a $p << B^2/8\pi$). Logo, por (6.3) o movimento é supersônico, e ondas de choque irão se formar. Estas ondas de choque converterão energia cinética em calor e partículas rápidas, então o resultado final será semelhante ao que ocorre com campos que sofrem inversão. A potência disponível é a energia L^3U dividida pelo tempo característico para o plasma com velocidade $v = v_A$ cruzar a região, L/v_A, ou

$$P_2 \sim v_A L^2 U \tag{6.4}$$

Apesar de (6.1) e (6.4) serem apenas estimativas grosseiras, é interessante compará-las. Vimos que a reconexão é competitiva com choques somente se v_M aproxima-se de v_A. Como veremos, o máximo valor possível de v_m/v_A em regiões com inversões de campo magnético parece ser menor do que um.

6.2 Lençóis de Corrente

Suponha que temos dois sistemas de fluxos de campo com polaridade oposta. Em um tempo pequeno haverá uma quase- descontinuidade chamada "lençol de corrente" separando-os. Se tal não ocorresse, como $\vec{B} = 0$ numa interface em alguma parte entre os sistemas, B^2

cresceria para fora da interface em ambos os lados, e a pressão magnética colocaria juntos os dois sistemas até que a mudança inteira em B^2 ocorresse através de uma estreita região de largura $2l$. O plasma em cada lado da região estreita irá reajustar-se até que

$$\left[\frac{B^2}{8\pi} + P\right] = 0 \tag{6.5}$$

uma condição que deve ser sustentar, independente da curvatura das linhas de força em ambos os lados. No caso usual, p é pequeno, e a magnitude de $\vec{B}$ é contínua; somente sua direção muda. Um caso especial interessante é $\vec{B}_2 = -\vec{B}_1$ e será essa condição que analisaremos abaixo, por simplicidade. Mais geralmente, se 2Δ é o ângulo entre $\vec{B}_1$ e $\vec{B}_2$, uma componente, digamos, B_y, é contínua, enquanto a outra $B_x = B_y tan\Delta$, inverte.

Da lei de Ampère há uma corrente por unidade de comprimento, k, perpendicular a B_x no lençol:

$$K = \frac{c}{2\pi}B \tag{6.6}$$

A densidade de corrente $J = \frac{k}{2l} = \frac{cB}{4\pi l}$ aproxima-se de ∞ quando $l \to 0$, dai o nome "lençol de corrente". Se a resistividade elétrica é exatamente 0, o lençol de corrente pode permanecer em equilíbrio indefinidamente, mas na presença de resistividade η, a corrente dissipa uma energia por volume por unidade de tempo:

$$\dot{U} = \eta J^2 = \frac{\eta c^2}{16\pi^2}\frac{B^2}{l^2} = \nu_M \frac{B^2}{4\pi l^2} \tag{6.7}$$

Onde $\nu_M = \eta c^2/4\pi$ é a viscosidade magnética definida em (1.34). Uma vez que a energia magnética por volume é $U = B^2/8\pi$, o tempo para dissipar a energia no lençol de corrente é

$$\tau = \frac{U}{\dot{U}} = \frac{l^2}{2\nu_M} \tag{6.8}$$

então a velocidade na qual o novo campo tem que ser introduzido para substituir o velho a fim de manter a situação estacionária é

$$v_D = \frac{l}{\tau} = \frac{2\nu_M}{l} \tag{6.9}$$

Embora indicativos, os resultados na verdade não se aplicam a um problema real. A razão é que quando um novo campo é trazido para o sistema para ser dissipado, plasma deve vir com ele, devido ao congelamento do fluxo. Em um problema uni-dimensional verdadeiro; com o lençol de corrente infinito em ambas as direções x e y, não há nenhum lugar para o plasma ingressante ir, então a difusão continua até que a pressão do plasma tenha crescido até o valor de $B^2/8\pi$; nesse ponto ela fica. Mas, a pressão depende da temperatura, a qual por sua vez depende do resfriamento radiativo. Logo, o problema torna-se complexo. Entretanto, a interface real entre os dois sistemas de fluxo é finita, de dimensão L, digamos, e no estado estacionário, o plasma fluindo na região em que o campo se inverte deve fluir novamente ao longo do campo. O desafio é encontrar um fluxo de plasma na grande escala L que se ajuste ao que está acontecendo na região de difusão bem estreita de largura $2l$. Voltaremos a essa questão logo mais. Antes porém, vamos refletir um pouco mais sobre (6.9). Suponhamos que um fluido de grande escala pôde se estabelecer com uma velocidade (ingressante) de fusão magnética v_M que se iguala a v_D no estado estacionário. Então, de (6.9):

$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{v_D}{v_A} = \frac{2\nu_M}{v_A l} \tag{6.10}$$

Esta equação pode ser reescrita de forma diferente usando-se o fato de que durante o tempo $\tau = l^2/2\nu_M$, o plasma externo pode ser admitido estar se movendo uma distância $L \sim v_A\tau = v_A l^2/2\nu_M$, de modo que:

$$\left(\frac{l}{L}\right)^2 = \frac{2\nu_M}{v_A L} = \frac{1}{R(L)} \tag{6.11}$$

Onde aqui:

$$R(L) = \frac{1}{2}R_{eM}(L) = \frac{v_A L}{2\nu_M} \tag{6.12}$$

é metade do número de Reynolds magnético em (1.37), definido por $v = v_A$. Portanto, $l = LR^{-1/2}(L)$ e de (6.10):

$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{2\nu_M}{v_A L}R^{1/2}(L) = R^{-1/2}(L) \tag{6.13}$$

Uma vez que $R >> 1$ em astrofísica, parece que $v_M << v_A$ e de (6.11), $l << L$. Veremos que relaxando a condição de fluido uni-dimensional, essa estimativa muda drasticamente.

6.3 Reconexão Rápida

Na realidade, dois sistemas de fluxo magnético, ordinariamente se encontram não em uma superfície, mas em uma linha, como indicado na Fig. 6.2 que representa a magnetosfera da Terra.

Há evidências direta de que reconexão ocorre rapidamente neste sistema. Fluxo de topologia A é varrido para a linha neutra onde $\vec{B} = 0$ (mostrada em projeção no ponto x), onde ele reconecta com fluxo oposto do tipo B para formar fluxos do tipo C e C'. A linhade força que está reconectando "agora" é a sombreada. Algumas linhas de fluido (linhas seçionadas) terminam em X, ponto de estagnação do fluido, mas a maioria desvia para a região C e C'.

Seguindo Parker (1979), nós modelamos a região de reconexão como na Fig. 6.3 abaixo.

Para z grande o campo está na direção x. O plasma flui na direção $z = 0(v_z < 0)$, levando campo para aquela posição, e do fato de que o fluido é bi-dimensional, ele pode fluir para fora ao longo da direção x próximo a $z = 0$. A direção y está entrando na página.

Se o fluido é estacionário:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \tag{6.14}$$

Se o fluido é realmente bi-dimensional, $\partial_y = 0$, e portanto as componente x e z de (6.14) implicam que

$$\partial_x E_y = \partial_z E_y = 0 \tag{6.15}$$

Desde que E_y é independente de y também, ele é constante. A lei de Ohm é:(eq. 1.20, desprezando-se $\vec{\nabla}_p, \vec{\nabla}\Psi$):

$$-\left(\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}\right)_y + \eta J_y = E_y = constante \tag{6.16}$$

Ambos os termos no lado esquerdo são positivos; o primeiro domina na região externa, e o segundo na região de difusão. Assumindo que a dissipação toda ocorre em um retângulo de altura $2l$ e de comprimento 2λ, podemos usar a lei de Ampère na forma:

$$\oint \vec{B}.d\vec{s} = \frac{4\pi}{c} I \tag{6.17}$$

onde a integral de contorno é em torno das extremidades do retângulo e I é a corrente total. Se, como veremos, $l << \lambda$, podemos ignorar a contribuição dos lados pequenos no ca'lculo da integral, e

$$\oint \vec{B}.d\vec{s} \simeq 4B\lambda \tag{6.18}$$

Onde $B = B_x$ em $z = l$. Por outro lado:

$$I \simeq 4\lambda l J_y = \frac{4\lambda l E_y}{\eta} \tag{6.19}$$

e desde que

$$E_y = \frac{(-v_z)B_x}{c} = \frac{v_M B}{c} \tag{6.20}$$

da aplicação de (6.16) à região externa (onde $\vec{J}$ é muito menor), combinando (6.17), (6.18), (6.19), e (6.20) resulta

$$l = \frac{\eta c^2}{4\pi v_M} = \frac{\nu_M}{v_M} \tag{6.21}$$

a qual concorda com a eq. (6.9) dentro de um fator 2. Por consistência com Parker, usamos o anterior que resulta:

$$v_M = \frac{2\nu_M}{l} \tag{6.22}$$

Essa relação nos diz que temos que conhecer l para calcular a taxa de fusão v_M. Este é o tema da próxima sessão.

6.4 Modelo de Petschek

Petschek (1964) destacou que o fluxo ao longo de x (dentro da região de reconexão) pode ser entendido como algo devido à tensão exercida pelas linhas do campo após as mesmas reconectaram (região C na Fig. 6.2), porque elas "descobrem" que estão penetrando em um canto e "desejam" se esticar. Para levar a cabo isso, ele propôs que uma onda MHD de modo-lento e amplitude finita se extende na região de difusão (de comprimento λ) até a escala macroscópica L do sistema (Fig. 6.4).

À medida que o plasma flui através desta onda, o campo é virado por um lençol de corrente na frente de onda, e as novas linhas reconectadas de topologia do tipo C fluem para fora ao longo do eixo x. A física desse processo é explicada em um artigo de revisão de Vasyliunas (1975). A onda estacionária faz um ângulo α com o eixo x. Parker argumenta que α deve ser pequeno, pois se não o fôsse, o campo ingressante seria forçado a penetrar a extremidade de um canto muito estreito, tal como se acredita que o campo emergente o faça. Mas, ao contrário do caso do campo emergente, a atuação de uma força significativa de curvatura para fora sobre o campo ingressante seria desastrosa. Pois, nesse caso, o fluxo seria impedido de alcançar a região de difusão onde a reconexão ocorre, contradizendo pois a idéia básica atrás do modelo.

Petschek demonstrou através de um procedimento perturbativo formal que o campo entre as ondas é livre de corrente e, portanto, derivável de um potencial (conforme estudamos no Cap. 2). Parker verifica que em coordenadas polares (r, ϕ) o campo potencial, o qual é puramente radial ao longo do raio em $\phi = \beta$ quando $r \to \infty$, é dado por

$$B_r = B\left(\frac{r}{L}\right)^{\gamma} cos\left(\frac{\phi - \beta}{1 - \frac{2\beta}{\pi}}\right) \qquad (6.23a)$$

$$B_\phi = B\left(\frac{r}{L}\right)^\gamma sen\left(\frac{\phi-\beta}{1-\frac{2\beta}{\pi}}\right) \tag{6.23b}$$

Onde L é um comprimento de grande escala do sistema ($L >> \lambda$), B é a magnitude do campo quando $r = L$, e

$$\gamma = \frac{2\beta}{\pi - 2\beta} \tag{6.24}$$

é um parâmetro. Conforme mostrado na Fig. 6.4, a inclinação assintótica das linhas é β. De (6.23b), o campo na extremidade do topo da região de difusão é

$$B_x(0,l) = B_\phi(l,\pi/2) = B\left(\frac{l}{L}\right)^\gamma \tag{6.25}$$

Parker argumenta que é a pressão de B_x que expele o plasma ao longo do eixo x, então

$$\frac{1}{2}\rho v_x^2 \sim \frac{B_x^2(0,l)}{8\pi} \tag{6.26}$$

a qual leva a:

$$v_x = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}\left(\frac{l}{L}\right)^\gamma = v_A\left(\frac{l}{L}\right)^\gamma \tag{6.27}$$

onde v_A é a velocidade Alfvén baseada em B; ρ é assumido constante. Uma vez que o plasma é assumido incompressível, a conservação de massa implica que

$$v_M\lambda = v_x l \tag{6.28}$$

Então

$$v_M = \frac{l}{\lambda}v_x = \frac{l}{\lambda}v_A\left(\frac{l}{L}\right)^\gamma \tag{6.29}$$

e

$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{l}{\lambda}\left(\frac{l}{L}\right)^\gamma \tag{6.30}$$

Nós também notamos que ao longo da onda estacionária:

$$\frac{v_M}{v_x} = tan\alpha \tag{6.31}$$

Então de (6.29):

$$\frac{l}{\lambda} = tan\alpha \tag{6.32}$$

Parker estabelece que a onda propaga-se para cima a uma velocidade $B_n/(4\pi\rho)^{1/2}$, onde $B_n = B(r,\phi)sen(\beta-\alpha)$ é a componente de B normal à onda; logo se um estado estacionário deve ser alcançado, esta deve igualar a componente normal da velocidade do plasma para baixo, $v_M cos\alpha$. No canto da região de difusão (λ, l):

$$B(r,\phi) \simeq B_r = B\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma} cos\left(\frac{\phi-\beta}{1-\frac{2\beta}{\pi}}\right)^{\gamma} \simeq \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma} B \tag{6.33}$$

uma vez, como veremos, que $\phi = tan^{-1}\frac{l}{\lambda} << 1$, e $\beta = 0(\alpha) = 0(l/\lambda) << 1$. Desde que $cos\alpha \simeq 1$ para $\alpha << 1$, temos:

$$v_M \simeq \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma} sen(\beta-\alpha)$$

$$\sim v_A\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma}(\beta-\alpha) \tag{6.34}$$

Escrevendo (6.29) como

$$v_M = v_A\alpha\left(\frac{l}{L}\right)^{\gamma} \tag{6.35}$$

nós podemos dividir (6.35) por (6.34) para obter

$$(\beta-\alpha)\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\gamma} = \left(\frac{l}{L}\right)^{\gamma}\alpha \tag{6.36}$$

Então

$$\beta = \alpha\left[1+\left(\frac{l}{\lambda}\right)^{\gamma}\right] \tag{6.37}$$

Ou, usando (6.24) e (6.32) para $\alpha << 1$:

$$\beta = \alpha\big(1 + \alpha^{\frac{2\beta}{\pi - 2\beta}}\big) \tag{6.38}$$

a qual resulta uma relação entre β e α. Quando $\beta \to 0$, o segundo termo nos parênteses aproxima-se de 1, logo $\beta \to 2\alpha$ quando ambos aproximam-se de 0.

Reunindo as fórmulas acima, nós temos informação suficiente para encontrar v_M/v_A como uma função de α. Nós começamos com (6.22), e escrevemos:

$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{2\nu_M}{l v_A} \tag{6.39}$$

Nós usamos (6.32) para escrever a equação acima como:

$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{1}{\alpha}\frac{2\nu_M}{\lambda v_A} = \frac{1}{\alpha}\left(\frac{2\nu_M}{L v_A}\right)\frac{L}{\lambda} \tag{6.40}$$

Usando (6.12), podemos escrever isto em termos do número de Reynolds magnético /2

$$R(L) = \frac{v_A L}{2\nu_M} \tag{6.41}$$

como

$$\frac{v_M}{v_A} = \frac{1}{\alpha R}\left(\frac{L}{\lambda}\right) \tag{6.42}$$

Nós podemos também escrever v_M/v_A em termos de L/λ usando (6.34) e $\beta = 2\alpha$:

$$\frac{v_M}{v_A} = \alpha\left(\frac{L}{\lambda}\right)^{-\gamma} \tag{6.43}$$

Igualando as duas expressões para v_M/v_A podemos determinar (λ/l) como uma função de α, e então, de (6.43), v_M/v_A como uma função de α. Vimos que

$$\left(\frac{L}{\lambda}\right)^{\gamma+1} = \alpha^2 R \tag{6.44}$$

Então de (6.43):

$$\frac{v_M}{v_A} = \alpha\left(\frac{L}{\lambda}\right)^{-\gamma} = \alpha(\alpha^2 R)^{-\frac{\gamma}{\gamma+1}} \tag{6.45}$$

Agora, de (6.24):

$$\frac{\gamma}{\gamma+1} = \frac{2\beta}{\pi} = \frac{4\alpha}{\pi} \tag{6.46}$$

E então

$$\frac{v_M}{v_A} = \alpha\left(\alpha^2 R\right)^{-\frac{4\alpha}{\pi}} = \alpha^{\frac{\pi-8\alpha}{\pi}}(R)^{-\frac{4\alpha}{\pi}} \tag{6.47}$$

Lembrando que R é muito grande, vimos que se α fôsse significativamente maior que 1, v_M/v_A seria muito pequeno. Isto concorda com o argumento de Parker de que nesse caso haveria um canto estreito e bicudo, e as linhas de campo ingressantes seriam impedidas de penetrar na região de difusão pela tensão delas mesmas, logo v_M seria pequeno. No outro limite, $\alpha \to 0, v_M$ é também pequeno, porque l/λ está indo para zero e, por continuidade, também v_M/v_x por (6.31). Desde que v_x é limitado por v_A, v_M é limitado por αv_A. Segue-se que há um ótimo valor de α o qual pode ser calculado maximizando (6.47). Tomando o log e então a derivada, encontramos que o α ótimo satisfaz:

$$\alpha = \frac{\pi/4}{ln(R) + 2 + 2ln\alpha} \tag{6.48}$$

o qual pode ser expresso como uma fração em $ln(R)$. À menor ordem em $[ln(R)]^{-1}$, α é somente $\pi/[4ln(R)]$, e então de (6.47), o máximo valor de v_M/v_A é dado por

$$\left(\frac{v_M}{v_A}\right)_{max} = \left(\frac{\pi}{4lnR}\right)^{1-\frac{2}{lnR}}(R)^{-\frac{1}{lnR}}$$

$$\simeq \frac{\pi}{4lnR}e^{-\frac{lnR}{lnR}} = \frac{\pi}{4eln(R)} \tag{6.49}$$

Onde R é compreendido como argumento dos logaritmos. R pode assumir valores entre 10^8 e $10^(17)$, então $(v_M)_{max}$ fica entre 0.005 e 0.01 vezes v_A. Parker (1979) estabelece que esta estimativa "deve ser boa dentro de um fator 2".

6.5 Possíveis modificações

Parker discute um número de possíveis efeitos que poderiam mudar (6.49). Primeiro ele considera a difusão de Bohm, um efeito empírico o qual em dispositivos de laboratório sob certas condições pode crescer η e, portanto R^{-1}, por uma ordem de grandeza. Mas, uma vez que R entra somente através de um logaritmo, o efeito é crescer v_M por somente um fator 2. Em segundo estão os modos resistivos de "ruptura" ("tearing modes"), nos quais um lençol de corrente (o qual é comum em dispositivos de plasma de laboratório, mas talvez não na natureza) é quebrado em filamentos de corrente, cada qual circundado por seu próprio campo. Ele destaca que isso irá efetivamente melhorar a difusividade magnética ν_M, e portanto R^{-1}, tal como a difusão de Bohm o faz. Outro efeito é a resistividade "anômala", a qual ocorre se a velocidade dos elétrons carregando a corrente excede $(kT/m_i)^{1/2}$. Uma vez que $J = nev_e$ é proporcional a l^{-1} em um lençol de corrente, isto poderia bem ocorrer. Como resultado, ondas íon-acústicas são excitadas, e estas por sua vez espalham elétrons, crescendo η. Parker demonstra (p. 432) que para isso ocorrer, $l <$ raio de Larmour dos íons, ponto no qual a aproximação de fluido deixa de ser válida, de qualquer modo. Novamente, este efeito não mudaria apenas R, e portanto v_M logaritmicamente? Finalmente, ele chama a atenção para instabilidades disruptivas MHD em tokamaks, as quais podem ou não ocorrer na natureza. Este assunto é discutido mais profundamente por Strauss (1991) sob o título de "reconexão turbulenta". Ele considera um lençol de corrente, não uma linha neutra como fêz Petschek, e clama que sob certas condições favoráveis pode-se obter $v_M/v_A \sim 1$ se turbulência se desenvolve a partir de filamentos de corrente que se superpõem geradas por modos "tearing". Parece que esta discussão pode ser mais aplicável a máquinas de fusão que em astrofísica.

Isto nos traz de volta ao nosso conceito original: o de que energia magnética pode ser liberada ou por instabilidade MHD a qual leva o aquecimento por choque e aceleração de partículas ou então por reconexão. O que aprendemos de fato é que, se o modelo de Petschek é correto, (6.1) resulta

$$P_1 \sim 10^{-2} v_A L^2 U \tag{6.50}$$

Portanto, enquanto a reconexão pode ser competitiva com instabilidade em certos casos, instabilidade MHD deve ser mais eficaz em muitos casos.

6.6 Testes Observacionais

Uma publicação recente (Eptein & Feldman 1986) contém dois trabalhos em reconexão magnética na magnetosfera terrestre (Feldman 1986; Baker 1986). Ambos os trabalhos dão evidência de que o modelo de Petschek está pelo menos qualitativamente correto em sua aplicação à magnetocauda. Eles mencionam referências ao fato de que ambas, teoria e experiência, concordam dando $v_M/v_A \sim 0.2$. Não está claro porque isto é ~ 10 vezes maior que as estimativas que fizemos acima.