



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**O PAPEL DA INTERMITÊNCIA E ANISOTROPIAS DE CAMPO  
MAGNÉTICO NA TURBULÊNCIA MHD ESPACIAL**

*Marcelo Henrique Gonçalves do Nascimento*

*Odim Mendes Júnior*

*Reinaldo Roberto Rosa*

**INPE  
SÃO JOSÉ DOS CAMPOS  
2007**



## RESUMO

Este trabalho está dividido em duas partes fundamentais e interdependentes. A primeira parte apresenta conceitos fundamentais da turbulência hidrodinâmica, tais como o surgimento de vórtices que intermedeiam a transição do fluxo laminar para o estado turbulento; as características de um sinal turbulento; a cascata de energia de *Richardson*; o espectro de energia com ênfase no intervalo inercial; a teoria de *Kolmogorov* e o conceito de intermitência na turbulência hidrodinâmica plenamente desenvolvida. A segunda parte enfoca estudos de diversos autores sobre dados do plasma espacial e do campo magnético provenientes de inúmeras espaçonaves de exploração. Seus resultados mostraram que o plasma magnetizado na heliosfera interna é um meio turbulento, anisotrópico e intermitente.



# **THE ROLE OF MAGNETIC FIELD INTERMITTENCY AND ANISOTROPIES IN SPACE MHD TURBULENCE**

## **ABSTRACT**

This work is divided into two fundamental and interdependent parts. The first one presents basic hydrodynamic turbulence concepts such as the appearance of vortices that intermediate the transition from laminar flow to turbulence, the characteristic features of a turbulent signal; Richardson's energy cascade; the energy spectrum stressing the inertial range; Kolmogorov's theory and the concept of intermittency in the fully developed hydrodynamic turbulence. The second part focus attention on the works of several authors who have analysed space plasma and magnetic field data from several exploratory spacecrafts. Their results have shown the magnetized plasma in the inner heliosphere is turbulent, anisotropic and intermittent.

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	
<b>LISTA DE TABELAS</b>	
<b>1 INTRODUÇÃO.....</b>	15
<b>2 CONCEITOS FUNDAMENTAIS DA TURBULÊNCIA HIDRODINÂMICA.....</b>	17
<b>3- O VENTO SOLAR, ESTRUTURA DOS FEIXES RÁPIDOS E FLUTUAÇÕES ALFVÊNICAS EM MICROESCALA.....</b>	24
3.1- Formalismo Magneto-hidrodinâmico (MHD) para as Flutuações <i>Alfvênicas</i> .....	30
3.2- Integrandos Quadráticos Invariantes e Tratamento Estatístico da Turbulência Magneto-Hidrodinâmica.....	36
3.3- Turbulência <i>Alfvênica</i> Intermitente e Anisotrópica.....	41
<b>4- CONCLUSÃO.....</b>	61
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	63
<b>A APÊNDICE A.- NORMALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES MHD.....</b>	65
<b>B APÊNDICE B.- COMO OBTER UMA PDF AMOSTRAL OU HISTOGRAMA ?.....</b>	68

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
2.1-	(a) vórtices simétricos, em relação ao <i>eixo-x</i> , formam-se atrás do cilindro quando $R = 26$ ; (b) o limite superior aproximado para o fluxo estacionário para $R = 41$ ; (c) a <i>rua de Kármán</i> , $R = 140$ e (d) uma esteira turbulenta e uma camada de fronteira são originadas quando $R = 2000$ .....	18
2.2-	Perfis temporais da velocidade, quando dois experimentos idênticos, semelhantes àquele da Figura 2.1, são realizados sob condições iniciais distintas.....	19
2.3-	(a) Cascata de energia de <i>Richardson</i> . A variável $r$ é tal que $0 \leq r \leq 1,0$ e $l_v$ é a escala de dissipação; $\varepsilon$ é a taxa de entrada de energia que se mantém constante durante o processo de cascata. (b) espectro de energia ilustrando o intervalo inercial.....	22
3.1-	Dados de sete dias da espaçonave <i>Mariner 5</i> mostram a estrutura detalhada de um feixe. Usou-se média de 40,4 <i>min</i> aos dados. A partir do 205º dia da missão, três leituras do campo magnético eram realizadas a cada 50,4s; o detector de plasma media correntes de íons positivos a cada 20,16 <i>min</i> (baixa taxa). A faixa azul é a borda posterior ( <i>trailing edge</i> ) de um feixe rápido; A faixa vermelha indica a borda anterior ( <i>leading edge</i> ) de um segundo feixe rápido e as faixas verde e amarela são regiões de baixa e alta velocidade, respectivamente.....	26
3.2	Flutuações em microescala na magnitude e na direção do campo magnético. (a) período de flutuações em microescala; (b) período calmo.....	28
3.3	Interação não-linear entre os modos $\delta \vec{z}^+$ e $\delta \vec{z}^-$ .....	35
3.4	Séries temporais da velocidade de fluxo do vento solar observadas em 1,0 UA no ano 1979. Painel superior: Série Original; Painéis de 2 a 4 correspondem às séries temporais básica com médias 8, 16, 32 e 64 horas, respectivamente.....	40

Dados do campo magnético e do plasma correspondentes a um período de 24 horas. As seis curvas superiores, à esquerda e à direita respectivamente, são as componentes das flutuações do campo magnético  $\vec{b}$  e da velocidade de fluxo  $\vec{v}$ . O período de amostragem das curvas  $v_R, v_T$  e  $v_N$  é 5,04 min e as componentes  $b_R, b_T$  e  $b_N$  têm médias calculadas no período de amostragem do plasma. As duas curvas inferiores são a magnitude do campo magnético e a densidade numérica dos prótons. As linhas azul, vermelha e laranja são ampliações de três regiões de 10 min cada. Os pontos são leituras do campo magnético e as linhas, leituras da velocidade..... 42

3.5

3.6 Espectro de potência da componente radial do campo magnético,  $B_r$ , no intervalo de frequência  $10^{-7} \text{ Hz} \leq f \leq 10^{-2} \text{ Hz}$  ..... 45

3.7 Espectro de potência da magnitude do campo magnético no intervalo de frequência  $10^{-7} \text{ Hz} \leq f \leq 10^{-4} \text{ Hz}$  ..... 47

3.8 Gráficos das razões entre densidades de potência no intervalo de frequência  $10^{-7} \text{ Hz} \leq f \leq 10^{-2} \text{ Hz}$  ..... 49

3.9 Sistemas de Coordenadas RTN (Coordenadas Polares do Sol) e XYZ (sistema de coordenadas associado ao campo magnético e à velocidade de fluxo do vento solar)..... 52

3.10 Distribuições dos autovetores  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_3$  para o intervalo de tempo 22,5 min. Variação máxima à esquerda; variação mínima à direita. Estes histogramas estão baseados nos dados da Tabela 5 de *Belcher e Davis* (1971, p.3552)..... 54

3.11 Funções densidade de probabilidade (PDFs) para o par ordenado  $(v_x, B_x)$ . A curva escura é a PDF calculada, ao passo que a curva cinza é uma distribuição gaussiana de referência..... 57

3.12 Funções densidade de probabilidade para os pares ordenados  $(v_y, B_y)$  e  $(v_z, B_z)$ . A curva escura é a PDF calculada, ao passo que a curva cinza é uma distribuição gaussiana de referência..... 59

3.13	Evolução das PDF's ao longo das escalas de tempo para feixes lento (à esquerda) e rápido (à direita), respectivamente. As curvas escuras são as PDF's calculadas, ao passo que as curvas cinzas são distribuições gaussianas de referência.....	60
B.1	(a) Série temporal turbulenta gerada usando-se dados do arquivo TurbT1329B6mil.DAT; (b) Função densidade de probabilidade amostral (PDF) ou histograma da série temporal.....	68

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Missão <i>Helios</i> - detecção de dois feixes rápidos.....	44
3.2 Propriedades dos autovalores médios.....	53
3.3 Variâncias fracionais médias- sistema XYZ.....	55
3.4 Variâncias fracionais médias- sistema RTN.....	55
3.5 Escalas de tempo.....	60

## 1 INTRODUÇÃO

O surgimento de turbulência em fluidos ordinários (líquido ou gás) depende da velocidade de fluxo, da viscosidade do fluido, de um comprimento característico do sistema e de duas circunstâncias básicas, a saber: quando um fluido laminar escoar através de um outro fluido ou ao contornar superfícies sólidas como cilindros, esferas, planos inclinados, por exemplo, presentes na região do fluxo. Nestas duas situações, o fluido estará propenso a realizar movimentos irregulares permitindo que diversas quantidades, como a velocidade, sofram variações aleatórias numa ampla gama de escalas de tempo e de comprimento.

A teoria de *Kolmogorov* de 1941 permitiu caracterizar o estado turbulento de um fluido incompressível por uma lei de potência com índice espectral igual a  $5/3$ . Experimento realizado por *Grant, Stewart e Moilliet* em 1962 (FRISCH, 1995) veio a se tornar a primeira evidência experimental sólida da validade do valor  $5/3$ .

Em 1965, *Kraichnan* estendeu a formulação dimensional, nos moldes da teoria de *Kolmogorov*, para os fluidos magneto-hidrodinâmicos (MHD) no que resultou um índice espectral igual a  $3/2$  para a turbulência MHD. Em 1968, *Coleman* obteve os espectros de potência para as componentes e intensidade do campo magnético e para a velocidade de fluxo radial do vento solar e constatou que as flutuações de alta-freqüência ( $f > 10^{-4} \text{ Hz}$ ) eram descritas por uma lei de potência com índice espectral igual a 1,2. Em 1971, *Belcher e Davis* concluíram que as flutuações do campo magnético e da velocidade de fluxo do vento solar exibiam uma forte correlação positiva, resultado este interpretado como ondas de *Alfvén* de grande amplitude que se propagavam para longe do Sol. Mostraram, também, a anisotropia das flutuações do campo magnético.

Este trabalho tem duas partes fundamentais e interdependentes. A primeira parte, Seção 2, aborda conceitos fundamentais da turbulência hidrodinâmica tais como o surgimento de vórtices que intermedeiam a transição do fluxo laminar para o estado turbulento; as características de um sinal turbulento; a cascata de energia de *Richardson*; o espectro de energia com ênfase no intervalo inercial; a teoria de *Kolmogorov* e o conceito de intermitência na turbulência hidrodinâmica plenamente desenvolvida. A segunda parte, Seção 3, apóia-se em estudos realizados sobre os dados do plasma espacial e do campo magnético coletados por inúmeras espaçonaves de exploração cujos resultados mostraram que o plasma magnetizado na heliosfera interna é um meio turbulento, anisotrópico e intermitente.

## 2 CONCEITOS FUNDAMENTAIS DA TURBULÊNCIA HIDRODINÂMICA

Almeja-se, inicialmente, descrever o escoamento de um fluido ordinário na região circunvizinha a um cilindro disposto perpendicularmente ao fluxo do fluido. O objetivo, a partir de tal descrição, é apresentar conceitos e idéias da hidrodinâmica que serão emprestados, posteriormente, à magneto-hidrodinâmica e à física espacial, a fim de se entender o comportamento do vento solar na heliosfera.

Imagine um cilindro de diâmetro  $L$  cujo eixo de simetria, entrando no plano da página, passa pela origem de um sistema de coordenadas cartesiano que tem o *eixo-y* coincidente com o eixo do cilindro. Este cilindro está imerso num fluido ordinário, isto é, eletricamente neutro, viscoso e compressível que escoar estacionariamente com velocidade  $V$  ao longo do *eixo-x*, orientado para a direita. As linhas de corrente (trajetórias dos elementos de fluido) para pontos bem afastados do cilindro,  $x = \pm\infty$ , são paralelas e uniformemente espaçadas; nas proximidades do cilindro são encurvadas acompanhando a simetria desse objeto.

Feita a descrição do cenário inicial, atente-se para o parâmetro de controle do fluxo chamado número de *Reynolds*, definido por  $R = VL/\eta$ , onde  $V$  é a velocidade de fluxo,  $L$  o diâmetro do cilindro e  $\eta$ , a viscosidade. A partir de agora, o número de *Reynolds* vai sendo aumentado gradativamente. As várias técnicas experimentais que permitem visualizar as linhas de corrente num fluido (VAN DYKE, 1982) mostram que, no caso em questão, o aumento de  $R$  faz o fluido escoar assimetricamente, ao longo do *eixo-x*, em torno do cilindro. Atrás deste e junto à sua superfície, a camada limite tende a se separar da superfície e formar pares de vórtices circulantes estacionários que estão dispostos simetricamente em relação ao *eixo-x* à semelhança de um objeto e sua imagem refletida, como na Figura 2.1a. Esses vórtices aumentam de tamanho e são esticados ao longo da direção do fluxo. Haverá um instante, para um particular valor do número de *Reynolds*, que

o fluxo deixa de ser estacionário, conforme a Figura 2.1b. Os turbilhões de circulação, já desprendidos, distribuem-se alternada e especularmente em relação ao *eixo-x* formando um padrão conhecido por *rua de Kármán*, ilustrada na Figura 2.1c. No momento em que o número de *Reynolds* é suficientemente grande, os vórtices logo atrás do cilindro mesclam-se dando origem a uma esteira turbulenta quase homogênea. As Figuras 2.1a-2.1d (VAN DYKE, 1982) mostram vórtices circulantes atrás do cilindro para  $R = 26$ , o limite superior aproximado para o fluxo estacionário quando  $R = 41$ , a *rua de Kármán* para  $R = 140$  e a esteira turbulenta bem como uma camada de fronteira bem definida quando  $R = 2000$ . Portanto, em regimes de altos números de *Reynolds* a turbulência encontra-se plenamente desenvolvida.

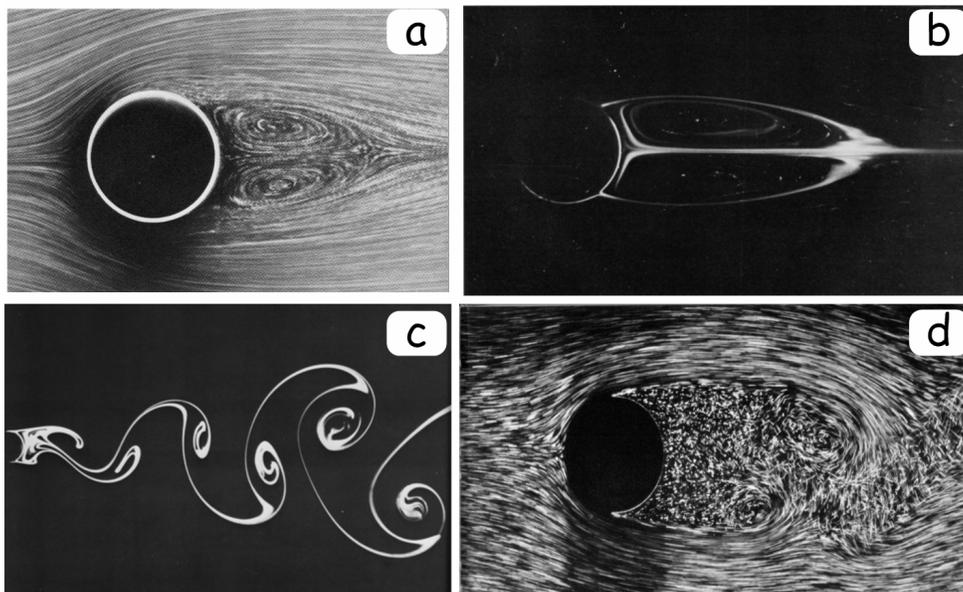


Figura 2.1- (a) vórtices simétricos, em relação ao *eixo-x*, formam-se atrás do cilindro quando  $R = 26$ ; (b) o limite superior aproximado para o fluxo estacionário para  $R = 41$ ; (c) a *rua de Kármán*,  $R = 140$  e (d) uma esteira turbulenta e uma camada de fronteira são originadas quando  $R = 2000$ .

Fonte: Adaptada de *Van Dyke* (1982, p. 28, p. 30, p.56 e p.31).

A Figura 2.1d exibe dois tipos de movimento dos elementos de fluido coexistindo na região atrás do cilindro: um movimento irregular e aleatório e um movimento mais organizado. Há, também, estruturas de tamanhos distintos.

Escolhido um ponto, no interior da região onde a turbulência está plenamente desenvolvida, monitora-se a velocidade de fluxo neste ponto ao longo do tempo. Um possível gráfico da velocidade em função do tempo poderia ser o que é ilustrado pela Figura 2.2.

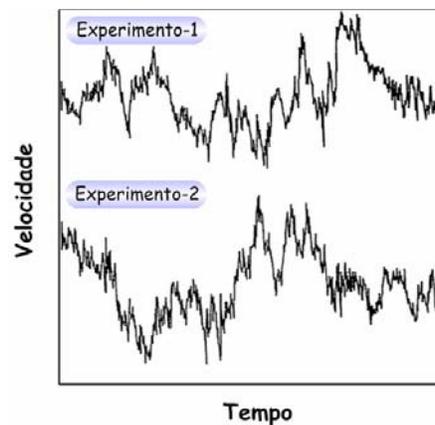


Figura 2.2- Perfis temporais da velocidade, quando dois experimentos idênticos, semelhantes àquele da Figura 2.1, são realizados sob condições iniciais distintas.

Realizam-se dois experimentos idênticos, exceto pelas condições iniciais, e as medidas são tomadas após um intervalo de tempo  $\Delta t$ . Em ambos os experimentos, a velocidade flutua aleatoriamente e num amplo espectro de escalas de tempo desde as muito pequenas até as muito grandes. *Tsytovitich* (1977) define como critério básico para a turbulência a não-reprodutibilidade das medições pelos experimentos e isso está diretamente relacionado ao fato de não se conhecerem exatamente as condições iniciais estando os movimentos dos elementos de fluido dependentes da *sensibilidade às condições iniciais*. *Frisch* (1995) lista

as características que um sinal turbulento deve apresentar: elevada desorganização, riqueza em escalas, imprevisibilidade no seu comportamento detalhado e reprodutibilidade de algumas propriedades estatísticas.

A reprodutibilidade de propriedades estatísticas do sinal turbulento conduz à descrição estatística da turbulência. Um obstáculo inicial é que as quantidades médias associadas ao fluido turbulento devem ser tomadas sobre o *ensemble* estatístico (conjunto de sistemas que diferem entre si somente pelas condições iniciais), enquanto que as únicas médias de que se dispõe, na realidade, são médias temporais das quantidades físicas. Esse problema é resolvido com a utilização do *Teorema da Ergodicidade*, o qual assegura que em tempos muito longos as médias temporais podem ser tomadas como sendo as médias sobre o *ensemble*.

O movimento dos elementos de fluido é regido pela Equação 2.1 chamada equação de *Navier-Stokes*.

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla p + \nu \nabla^2 \vec{v}, \quad (2.1)$$

a qual pode ser transformada numa equação média, quando a integramos num volume cúbico e a velocidade,  $\vec{v}$ , e a pressão,  $p$ , estão submetidas a condições de contorno periódicas. A equação média permite a obtenção de equações para o *momento linear*, *energia* e *helicidade* (FRISCH, 1995).

No caso particular da equação média obtida para a energia, o papel desempenhado pelo termo não-linear da Equação 2.1,  $\vec{v} \cdot \nabla \vec{v}$ , é nulo. Só terá relevância no instante em que as diferentes escalas dos vórtices forem levadas em consideração, porque surge na equação

média da energia um termo não-linear, outrora inexistente, que é o termo do fluxo de energia entre escalas decorrente das interações não-lineares.

As escalas de comprimento dos vórtices estão dentro do intervalo cujos extremos são as grandes escalas, a partir das quais a energia é injetada no sistema, e as pequenas escalas nas quais a energia é dissipada, ou seja,  $l_v \sim 1/k_v \leq l \leq l_o \sim 1/k_o$ , onde  $l_v$  e  $l_o$  são a escala de dissipação e a escala de entrada de energia cujos números de onda associados são  $k_v$  e  $k_o$ , respectivamente.

O fluxo de energia obedece a uma hierarquia de escalas, ou seja, ocorre das grandes escalas em direção às escalas intermediárias através das quais o fluxo de energia se mantém constante até, finalmente, atingir as pequenas escalas, como num processo em cascata. O número de vórtices por unidade de volume cresce à medida que a escala diminui, de modo que tanto os pequenos vórtices quanto os grandes estejam preenchendo o espaço. Essa é a fenomenologia da *cascata de Richardson* ilustrada na Figura 2.3a.

O intervalo de escalas intermediárias é chamado de *intervalo inercial* que é identificado por um *índice espectral*  $\alpha$  de uma *lei de potência*,  $k^{-\alpha}$  ou  $(f^{-\alpha})$ , num gráfico do espectro de energia em função do número de onda (ou frequência). A turbulência plenamente desenvolvida num fluido incompressível fica caracterizada por um índice espectral igual a  $5/3$ . A Figura 2.3b exibe um espectro de potência para as flutuações nas componentes da velocidade paralela e perpendicular à direção do fluxo médio. Ambas as flutuações estão plenamente desenvolvidas.

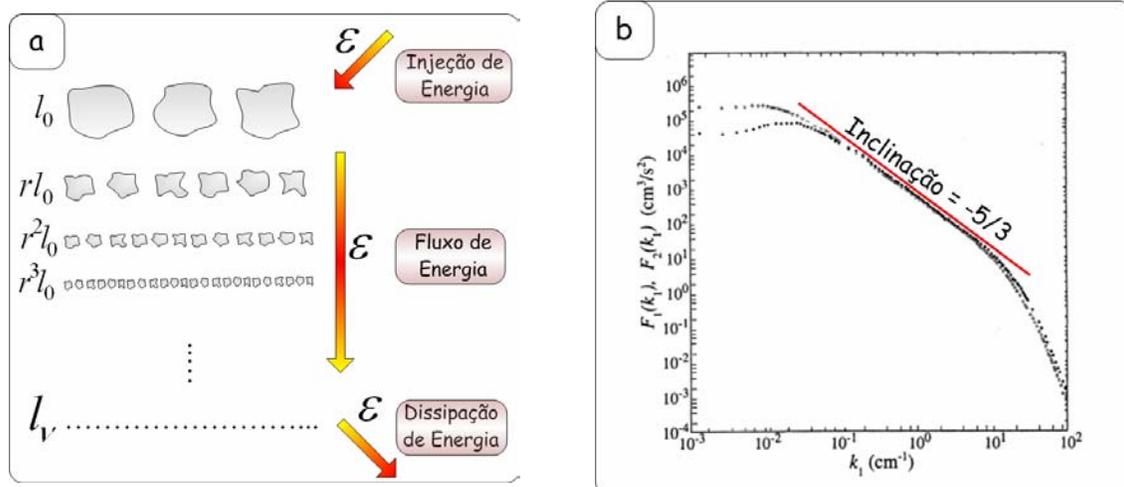


Figura 2.3- (a) Cascata de energia de *Richardson*. A variável  $r$  é tal que  $0 \leq r \leq 1,0$  e  $l_v$  é a escala de dissipação;  $\mathcal{E}$  é a taxa de entrada de energia que se mantém constante durante o processo de cascata. (b) espectro de energia ilustrando o intervalo inercial.

Fonte: Adaptadas de *Frisch* (1995, p.104 e p.65 )

Com respeito ao intervalo inercial, podem-se fazer quatro hipótese, a saber: homogeneidade, invariância de escalas (número de vórtices pequenos e grandes preenchem igualmente o espaço), isotropia e localidade das interações. Em outras palavras, não há pontos, escalas e direções privilegiadas e as interações ocorrem entre escalas comparáveis (localidade).

Um dos marcos do estudo da turbulência hidrodinâmica plenamente desenvolvida foi a teoria de *Kolmogorov* de 1941 que partindo de duas hipóteses físicas, a saber: a invariância de escalas e a localidade das interações, permitiram-lhe deduzir através de análise dimensional o espectro da turbulência para um fluido incompressível correspondente ao intervalo inercial. A Equação 2.2 é o resultado obtido por *Kolmogorov*.

$$E(k) \sim \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}. \quad (2.2)$$

Deve-se enfatizar que na obtenção da Equação 2.2 a taxa de entrada de energia é igualada à taxa de dissipação,  $\varepsilon = \varepsilon_\nu$ , e ambas são independentes da escala e não-flutuantes.

O conceito de *intermitência* surge quando os vórtices dissipativos de pequena escala deixam de estarem distribuídos uniformemente no espaço e passam a se distribuírem em volumes cada vez menores cujos formatos aumentam em complexidade. O resultado disso é que o espaço fica cada vez menos preenchido pelos vórtices de pequena escala e a dissipação torna-se não-uniforme e pontual. Essa é, portanto, a idéia de intermitência da turbulência plenamente desenvolvida. Vários pesquisadores questionaram a constância das taxas de transferência,  $\varepsilon$ , e de dissipação de energia,  $\varepsilon_\nu$ , na teoria de *Kolmogorov* de 1941. Segundo seus estudos, ambas as taxas deveriam ser flutuantes nas escalas espaciais. Experimentos comprovaram a flutuação espacial de  $\varepsilon_\nu$ .

O estudo estatístico do fenômeno da intermitência (MARSCH; TU, 1994) pode ser realizado mediante a determinação das *funções densidade de probabilidade* (PDF's) das diferenças das quantidades flutuantes. Quanto mais distorcidas as PDF's forem em relação às distribuições gaussianas, mais intermitentes serão.

### 3 O VENTO SOLAR, ESTRUTURA DOS FEIXES RÁPIDOS E FLUTUAÇÕES ALFVÊNICAS EM MICROESCALA

Desde a década de 1960, satélites foram lançados ao espaço a fim de medirem parâmetros físicos da “radiação corpuscular solar”, cuja existência, até então, estava baseada em observações indiretas relacionadas às auroras e às caudas de íons dos cometas que apontam para longe do Sol. As primeiras missões ao espaço interplanetário demonstraram de maneira inequívoca a existência da “radiação corpuscular solar” que passaria a ser chamada de *vento solar*.

Os parâmetros do vento solar que vêm sendo medidos, desde o início da era espacial, são a densidade, a magnitude do campo magnético interplanetário e a temperatura, que são as três quantidades físicas associadas à compressão do vento solar magnetizado. Os outros parâmetros medidos são: as componentes da velocidade e do campo magnético. Todas essas medidas são realizadas como função do tempo, dessa forma, os dados podem ser representados como séries temporais.

Durante as décadas que se seguiram, a exploração do meio interplanetário gerou um volume considerável de dados que vêm sendo analisados e estimulando pesquisas teóricas e computacionais, a nível de simulação, a fim de ampliarem o conhecimento da humanidade acerca do ambiente espacial circunvizinho à Terra.

Resumidamente, pode-se dizer que o vento solar é o resultado da expansão da coroa do Sol e caracteriza-se por ser um plasma não-colisional de grande condutividade elétrica que flui aproximadamente na direção radial. Próximo ao Sol, existe uma distância, conhecida por raio crítico de *Alfvén*, abaixo da qual o vento solar tem seu comportamento dinâmico regido pelo campo magnético do Sol e acima dela o vento solar passa a transportá-lo e a

desenvolver velocidades *super-alfvênicas*. O campo magnético solar transportado em direção ao espaço interplanetário adquire a configuração de uma espiral de Arquimedes em virtude da rotação do Sol. Em coordenadas esféricas, as componentes do campo magnético médio,  $\vec{B}_S$ , não perturbado, num ponto  $(r, \theta, \phi)$ , são dadas por (COLEMAN, 1968):

$$B_{sr} = B_o \left( \frac{r_o}{r} \right)^2, \quad (3.1)$$

$$B_{s\theta} = 0, \quad (3.2)$$

$$B_{s\phi} = -B_{sr} \left( \frac{\Omega_S}{W_r} \right) \text{sen} \theta. \quad (3.3)$$

onde  $B_o$  ( $\vec{B}(r_o) = \vec{B}_o = B_o \vec{e}_r$ ) é o módulo do campo magnético na direção radial e indica a polaridade de  $\vec{B}_S$  ( $B_o$  positivo, campo saindo do Sol);  $r_o$  é uma constante  $\sim 10$  raios solares;  $\Omega_S$  é a velocidade de rotação do Sol considerada constante e independente de  $\theta$ ;  $W_r$  é a componente radial da velocidade de fluxo do vento solar.

Várias observações *in situ* mostraram que o vento solar não é uniforme, pois apresenta uma componente rápida que se origina nos buracos coronais e uma componente lenta proveniente dos *streamers* coronais, que são estruturas de campo magnético aberto acima das regiões ativas (PRIEST, 1982; WOO; HABBAL, 1997). O feixe de plasma rápido, que corrotaciona com o Sol, interage com o vento solar lento gerando regiões de compressão e de rarefação.

A Figura 3.1 permite descrever as propriedades que estão relacionadas à interação entre feixes rápidos e lentos. Apresenta séries temporais da velocidade térmica mais provável dos prótons,  $V_T$ ; da velocidade de fluxo do vento solar,  $V_W$ ; da densidade numérica dos prótons,  $N$ ; e da magnitude do campo magnético,  $B$ ;  $\sigma_s$  é a raiz quadrada da variância total nas componentes do campo.

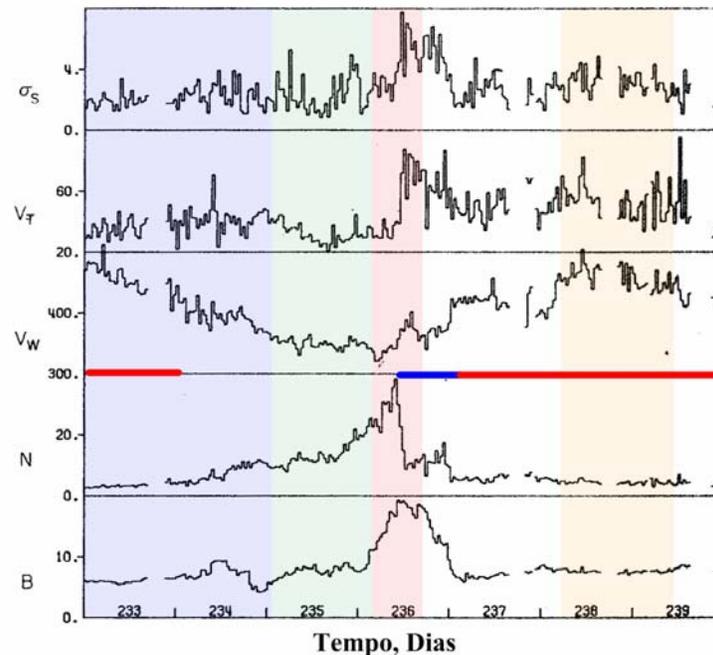


Figura 3.1- Dados de sete dias da espaçonave *Mariner 5* mostram a estrutura detalhada de um feixe. Usou-se média de 40,4 *min* aos dados. A partir do 205º dia da missão, três leituras do campo magnético eram realizadas a cada 50,4s; o detector de plasma media correntes de íons positivos a cada 20,16 *min* (baixa taxa). A faixa azul é a borda posterior (*trailing edge*) de um feixe rápido; A faixa vermelha indica a borda anterior (*leading edge*) de um segundo feixe rápido e as faixas verde e amarela são regiões de baixa e alta velocidade, respectivamente.

Fonte: Adaptada de *Belcher e Davis* (1971).

A faixa azul é a borda posterior (*trailing edge*) de um feixe rápido; caracteriza-se por um lento declínio da velocidade ao longo do tempo. A faixa vermelha indica a borda anterior (*leading edge*) de um segundo feixe rápido; a borda anterior é a região onde o feixe rápido alcança e interage com o feixe lento acarretando a compressão do plasma magnetizado; verificam-se, também, um rápido aumento da velocidade dos prótons ao longo do tempo (menos de um dia). A faixa amarela é uma região de alta velocidade no vento solar e tende a ser mais quente e menos densa do que a região de baixa velocidade (faixa verde) que é mais densa e mais fria. A intensidade do campo magnético é aproximadamente a mesma tanto em regiões de alta quanto de baixa velocidades.

As observações do plasma no meio interplanetário mostraram-no, também, bastante irregular em suas escalas mais finas ou microescalas, em virtude das flutuações temporais do campo magnético, da velocidade de fluxo do vento solar e dos demais parâmetros e, também, devido à presença de descontinuidades e ondas transversais de alta frequência (0,01-0,05 Hz) associadas com o arco de choque terrestre. *Burlaga et al.* (1969) definem as flutuações em microescala como aquelas com períodos no intervalo entre ~1 minuto e ~1 hora que podem ser percebidas quando o campo magnético é observado numa escala de uma hora, conforme ilustra a Figura 3.2. Essas flutuações não ocorrem continuamente, pois há períodos de calmaria durante os quais a magnitude e as direções do campo magnético são praticamente constantes ao longo de um intervalo de tempo de uma hora.

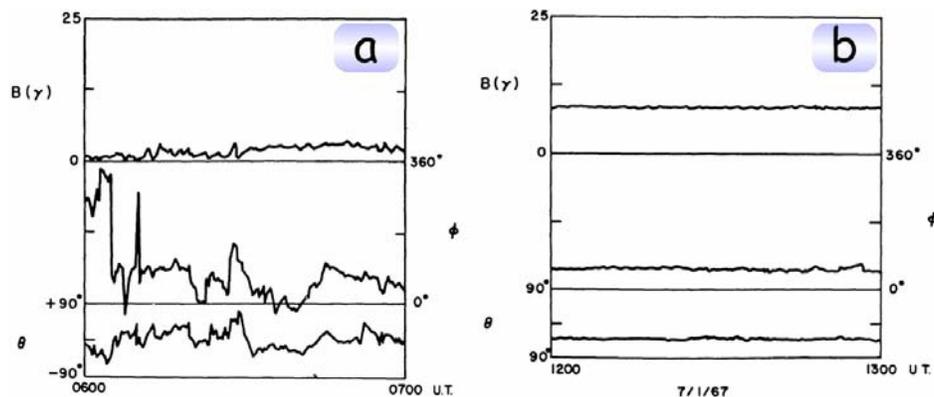


Figura 3.2- Flutuações em microescala na magnitude e na direção do campo magnético. (a) período de flutuações em microescala; (b) período calmo.

Fonte: Adaptada de *Burlaga et al.* (1969).

Em termos de escala de comprimento, as microescalas são as escalas menores ou iguais a 0,01 UA que é a dimensão característica de uma região transportada pelo vento solar, que leva uma hora para passar pela posição onde se encontra o satélite.

A natureza das flutuações supramencionadas passou a ser elucidada a partir do trabalho de *Belcher e Davis* (1971) que analisaram dados dos experimentos de plasma e do magnetômetro do satélite *Mariner 5*. Constataram que a principal fonte das flutuações em microescala do plasma no meio interplanetário são ondas de *Alfvén* de grandes amplitudes que se propagam para longe do Sol e que foram observadas nas proximidades de 1,0 UA. Há, igualmente, indícios de ondas de *Alfvén* propagando-se em direção ao Sol (para dentro) e que estão em número muito menor. Estas, ao contrário das primeiras, seriam geradas localmente além do raio crítico (TU; MARSCH, 1995).

As flutuações alfvênicas, que se propagam para fora, podem ser “puras”, ou “aproximadamente puras”. A seguir, definir-se-á com mais precisão os qualificativos

anteriores quanto às flutuações alfvênicas, bem como as regiões do vento solar nas quais elas estão presentes.

As flutuações “puramente” alfvênicas são aquelas nas quais o campo magnético e a densidade são aproximadamente constantes sendo encontradas nos feixes de alta velocidade e em suas bordas posteriores. A Figura 3.1 contém exemplos de ondas de *Alfvén* “puras” no dia 233 e do dia 237 até 239 (linhas vermelhas). As flutuações “aproximadamente puras” ocorrem nas regiões de baixa velocidade onde possuem amplitudes menores e tendem a estar mais fortemente misturadas a outras estruturas com características não-alfvênicas, como por exemplo as descontinuidades tangenciais, que são estruturas que variam mais lentamente e estão associadas com mudanças na densidade e na magnitude do campo. Na Figura 3.1, estas ocorrem nos dias 234, 235 e na primeira metade do 236. Além disso, flutuações *alfvênicas* de amplitude muito grande estão presentes na borda anterior (última metade do dia 236, linha azul) do segundo feixe rápido (este inicia-se no dia 236).

A origem das ondas de *Alfvén* que se propagam para longe do Sol ainda permanece incerta. A hipótese da origem solar, proposta por *Belcher* e *Davis* (1971), afirma que ondas magneto-hidrodinâmicas são geradas nas proximidades do Sol, ainda dentro do raio crítico de *Alfvén*. Enquanto se propagam para longe do Sol, as ondas magneto-acústicas são amortecidas intensamente restando apenas ondas de *Afvén* que seguem se afastando em direção ao espaço interplanetário. Outra hipótese, formulada por *Matthaeus et al.* (1983) e citada por *Tu* e *Marsch* (1995), chamada mecanismo da “espécie minoritária”, afirma que flutuações que se propagam em sentidos opostos interagem não-linearmente gerando ondas de *Alfvén*.

### 3.1 Formalismo Magneto-hidrodinâmico (MHD) para as Flutuações Alfvênicas

Na abordagem magneto-hidrodinâmica, o plasma é tratado como um fluido condutor dotado de propriedades macroscópicas, uma vez que as granulosidades, associadas às escalas espacial e temporal das espécies de partículas que o compõem, foram removidas por meio da realização de cálculos médios sobre as propriedades individuais das espécies de partículas (prótons, elétrons, por exemplo). O formalismo magneto-hidrodinâmico pode ser aplicado ao plasma espacial porque as frequências mais altas que têm sido estudadas, usando-se os dados dos satélites exploradores, são menores comparadas com a frequência de giro dos prótons no meio interplanetário. O mesmo se aplica às escalas de comprimento: devem ser maiores do que o raio de giro dos prótons. Assim, o modelo MHD de um único fluido incompressível é o modelo mais simples para se descrever as flutuações no campo magnético e na velocidade do vento solar.

A seguir são apresentadas às equações MHD normalizadas e as variáveis de *Elsässer* que permitem escrevê-las numa forma apropriada para se trabalhar com flutuações alfvênicas que se propagam em sentidos opostos, como é o caso das duas populações de flutuações encontradas no meio interplanetário: a população dominante formada pelas ondas de *Alfvén* que se propagam para longe do Sol e a população minoritária de ondas alfvênicas que se propagam em direção ao mesmo.

Normalizadas, de acordo com o Apêndice A, as equações apropriadas são as seguintes:

#### 1-Equação do Momento Linear

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla p + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} + \nu \nabla^2 \vec{v}, \quad (3.4)$$

## 2-Equação da Indução

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{B} = \vec{B} \cdot \nabla \vec{v} + \eta \nabla^2 \vec{B}, \quad (3.5)$$

## 3-Condição de Incompressibilidade

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad (3.6)$$

## 4-Lei de Gauss do Magnetismo

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (3.7)$$

A Equação 3.7 pode ser considerada como uma condição inicial para o campo magnético.

Seja um plasma homogêneo que se move com uma velocidade de fluxo,  $\vec{v}_o$ , através de um campo magnético estático e uniforme,  $\vec{B}'_o$ . As ondas de *Alfvén* que se propagam nesse meio geram perturbações na velocidade,  $\delta \vec{v}(\vec{x}, t)$ , e no campo magnético,  $\delta \vec{B}'(\vec{x}, t)$ . A velocidade e o campo magnético normalizados (veja Apêndice A) podem ser escritos como:

$$\vec{v}(\vec{x}, t) = \vec{v}_o + \delta \vec{v}(\vec{x}, t), \quad (3.8)$$

$$\vec{B}(\vec{x}, t) = \vec{B}_o + \delta \vec{B}(\vec{x}, t). \quad (3.9)$$

Substituindo-se as Equações 3.8-3.9 nas Equações 3.4-3.7 obtemos:

$$\frac{\partial \delta \vec{v}}{\partial t} + \vec{v}_o \cdot \nabla \delta \vec{v} + \delta \vec{v} \cdot \nabla \delta \vec{v} = -\nabla p + (\vec{B}_o \cdot \nabla) \delta \vec{B} + (\delta \vec{B} \cdot \nabla) \delta \vec{B} + \nu \nabla^2 \delta \vec{v}, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \delta \vec{B}}{\partial t} + \vec{v}_o \cdot \nabla \delta \vec{B} + \delta \vec{v} \cdot \nabla \delta \vec{B} = (\vec{B}_o \cdot \nabla) \delta \vec{v} + (\delta \vec{B} \cdot \nabla) \delta \vec{v} + \eta \nabla^2 \delta \vec{B}, \quad (3.11)$$

$$\nabla \cdot \delta \vec{v} = 0, \quad (3.12)$$

$$\nabla \cdot \delta \vec{B} = 0. \quad (3.13)$$

Introduzem-se as variáveis de *Elsässer* relacionadas às flutuações:

$$\delta \vec{z}^+ = \delta \vec{v} + \delta \vec{B}, \quad (3.14)$$

$$\delta \vec{z}^- = \delta \vec{v} - \delta \vec{B}. \quad (3.15)$$

Nas Equações 3.14 e 3.15,  $\delta \vec{B}$  tem dimensão de velocidade, de acordo com a normalização realizada no Apêndice A. As flutuações  $\delta \vec{v}$  e  $\delta \vec{B}$  devem ser escritas em termos de  $\delta \vec{z}^+$  e  $\delta \vec{z}^-$ :

$$\delta \vec{v} = \frac{\delta \vec{z}^+ + \delta \vec{z}^-}{2}, \quad (3.16)$$

$$\delta \vec{B} = \frac{\delta \vec{z}^+ - \delta \vec{z}^-}{2}. \quad (3.17)$$

Em seguida, as Equações 3.16–3.17 são substituídas nas Equações 3.10-3.13 no que resultam as equações:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \delta_z^{\vec{+}}}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial \delta_z^{\vec{-}}}{\partial t} + \frac{\vec{v}_o}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{+}} + \frac{\vec{v}_o}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{-}} - \frac{\vec{B}_o}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{+}} + \frac{\vec{B}_o}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{-}} +$$
(3.18)

$$+ \frac{\delta_z^{\vec{+}}}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{-}} + \frac{\delta_z^{\vec{-}}}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{+}} = -\nabla p + \frac{v}{2} \nabla^2 \delta_z^{\vec{+}} + \frac{v}{2} \nabla^2 \delta_z^{\vec{-}},$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \delta_z^{\vec{+}}}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial \delta_z^{\vec{-}}}{\partial t} + \frac{\vec{v}_o}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{+}} - \frac{\vec{v}_o}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{-}} - \frac{\vec{B}_o}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{+}} - \frac{\vec{B}_o}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{-}} -$$
(3.19)

$$- \frac{\delta_z^{\vec{+}}}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{-}} + \frac{\delta_z^{\vec{-}}}{2} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{+}} = \frac{\eta}{2} \nabla^2 \delta_z^{\vec{+}} - \frac{\eta}{2} \nabla^2 \delta_z^{\vec{-}},$$

$$\nabla \cdot \delta_z^{\vec{+}} + \nabla \cdot \delta_z^{\vec{-}} = 0, \quad (3.20)$$

$$\nabla \cdot \delta_z^{\vec{+}} - \nabla \cdot \delta_z^{\vec{-}} = 0. \quad (3.21)$$

Inicialmente, somam-se as Equações 3.18-3.19 para resultar a Equação 3.22 e, depois, subtrai-se 3.19 de 3.18, de modo a resultar a Equação 3.23

$$\frac{\partial \delta_z^{\vec{+}}}{\partial t} + \vec{v}_o \cdot \nabla \delta_z^{\vec{+}} - \vec{B}_o \cdot \nabla \delta_z^{\vec{+}} + \delta_z^{\vec{-}} \cdot \nabla \delta_z^{\vec{+}} = -\nabla p + v_+ \nabla^2 \delta_z^{\vec{+}} + v_- \nabla^2 \delta_z^{\vec{-}}, \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \delta \vec{z}^-}{\partial t} + \vec{v}_o \cdot \nabla \delta \vec{z}^- + \vec{B}_o \cdot \nabla \delta \vec{z}^- + \delta \vec{z}^+ \cdot \nabla \delta \vec{z}^- = -\nabla p + v_- \nabla^2 \delta \vec{z}^+ + v_+ \nabla^2 \delta \vec{z}^-, \quad (3.23)$$

onde  $v_{\pm} = \left( \frac{v \pm \eta}{2} \right)$ .

Analogamente, das Equações 3.20-3.21 resultam:

$$\nabla \cdot \delta \vec{z}^+ = 0, \quad (3.24)$$

$$\nabla \cdot \delta \vec{z}^- = 0. \quad (3.25)$$

Uma observação deve ser enfatizada: as equações estão normalizadas e o campo  $\vec{B}_o$  tem dimensão de velocidade que, no caso presente, é a velocidade de *Alfvén*:  $\vec{B}_o = \vec{V}_A$ .

Os campos vetoriais  $\delta \vec{z}^+$  e  $\delta \vec{z}^-$  são interpretados (KRAICHNAN, 1965) como ondas de *Alfvén* que se propagam em sentidos opostos ao longo das linhas do campo magnético médio  $\vec{B}'_o$ , conforme ilustra a Figura 3.3. Por exemplo,  $\delta \vec{z}^+$  pode ser imaginado como as ondas de *Alfvén* que se propagam para longe do Sol e  $\delta \vec{z}^-$  são as ondas que se propagam em direção a ele. Os termos não-lineares  $\delta \vec{z}^- \cdot \nabla \delta \vec{z}^+$  e  $\delta \vec{z}^+ \cdot \nabla \delta \vec{z}^-$  das Equações 3.22 e 3.23, respectivamente, representam o acoplamento entre as ondas  $\delta \vec{z}^+$  e  $\delta \vec{z}^-$ .

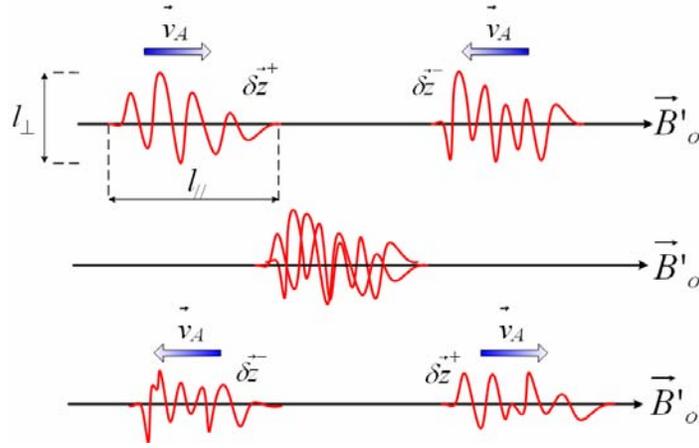


Figura 3.3- Interação não-linear entre os modos  $\delta z^{++}$  e  $\delta z^{--}$ .

*Kraichnan* (1965) assume a hipótese de que a turbulência MHD é homogênea e isotrópica e que existe um intervalo inercial no *espaço-k* no qual a transferência de energia ocorre localmente, ou seja, entre números de onda cuja razão seja pequena. Além disso, há uma *equipartição* exata de energia, no intervalo inercial, entre as energias cinética e magnética,  $E_V(k) = E_B(k)$ . Após, ter feito uma seqüência de raciocínios baseados em análise dimensional, *Kraichnan* chega ao seguinte resultado para o intervalo inercial do espectro de potência das flutuações  $\delta \vec{v}$  e  $\delta \vec{B}$ :

$$E_V(k) = E_B(k) \sim (\mathcal{E} V_A)^{1/2} k^{-3/2}, \quad (3.26)$$

onde  $\mathcal{E}$  é a taxa total de transferência de energia das grandes escalas ( $k$  pequeno) para as pequenas escalas ( $k$  grande), e  $\mathcal{E}$  é independente de  $k$  pois a energia é conservada pelas interações não-lineares durante o processo de cascata;  $V_A$  é a velocidade de *Alfvén*.

## 3.2 Integrandos Quadráticos Invariantes e Tratamento Estatístico da Turbulência Magneto-Hidrodinâmica

No modelo MHD ideal (condutividade elétrica  $\rightarrow \infty$ ) e não-dissipativo as Equações 3.4-3.7 são simplificadas. Após terem sido trabalhadas convenientemente, combinadas e submetidas às condições de contorno apropriadas (MATTHEAUS; GOLDSTEIN, 1982), os resultados finais são as Equações 3.27-3.29, cujas quantidades físicas por elas representadas são conservadas e não modificadas por interações não-lineares que ocorrem no intervalo inercial (veja Subseção 3.1):

### 1-Energia

$$E = \frac{1}{2} \int ((\delta v)^2 + (\delta B)^2) d^3 x, \quad (3.27)$$

### 2-Helicidade Recíproca

$$H_c = \frac{1}{2} \int \delta \vec{v} \cdot \delta \vec{B} d^3 x, \quad (3.28)$$

### 3-Helicidade Magnética

$$H_m = \int \vec{A} \cdot \vec{B} d^3 x, \quad (3.29)$$

Como foi visto no início desta Seção, os dados coletados por satélites de exploração do meio interplanetário aparecem no formato de séries temporais. Foi mencionado, também, na Seção 2 que apesar de imprevisível em seus detalhes e do seu grau de desorganização, o

sinal turbulento pode ser estudado através da estatística. Há duas abordagens correntes, a saber:

1-Determinação da função de correlação para as flutuações na velocidade e no campo magnético (MATTHEAUS; GOLDSTEIN, 1982);

2-Determinação das Funções Densidade de Probabilidade (PDF) a partir das séries temporais (MARSCH; TU, 1994).

A primeira abordagem permite obter informações estatísticas sobre o estado turbulento do plasma espacial por meio do cálculo da função de correlação em dois pontos para flutuações no campo magnético e na velocidade de fluxo do vento solar. Estas são definidas como (MATTHEAUS; GOLDSTEIN, 1982):

### 1-Correlação em dois Pontos para o Campo Magnético

$$R_{ij}(\vec{r}) = \langle \delta B_i(\vec{x}) \delta B_j(\vec{x} + \vec{r}) \rangle, \quad (3.30)$$

### 2-Correlação em dois Pontos para a Velocidade

$$R_{ij}^v(\vec{r}) = \langle \delta v_i(\vec{x}) \delta v_j(\vec{x} + \vec{r}) \rangle, \quad (3.31)$$

### 3-Correlação Recíproca Simétrica em dois Pontos para a Helicidade Recíproca

$$R_{ij}^{vB}(\vec{r}) = \frac{\langle \delta v_i(\vec{x}) \delta b_j(\vec{x} + \vec{r}) + \delta b_i(\vec{x}) \delta v_j(\vec{x} + \vec{r}) \rangle}{2}. \quad (3.32)$$

onde  $R_{ij}(\vec{r})$ ,  $R_{ij}^v(\vec{r})$  e  $R_{ij}^{vB}(\vec{r})$  independem de  $\vec{x}$  e são funções aleatórias homogêneas.

Sejam as definições dos tensores espectrais em função das transformadas de *Fourier* de  $R_{ij}$ ,

$R_{ij}^v$  e  $R_{ij}^{vB}$ :

$$R_{ij}(\vec{r}) = \int S_{ij}(\vec{k}) e^{ik \cdot \vec{r}} d^3k, \quad (3.33)$$

$$R_{ij}^v(\vec{r}) = \int S_{ij}^v(\vec{k}) e^{ik \cdot \vec{r}} d^3k, \quad (3.34)$$

$$R_{ij}^{vB}(\vec{r}) = \int S_{ij}^{vB}(\vec{k}) e^{ik \cdot \vec{r}} d^3k. \quad (3.35)$$

onde  $S_{ij}$ ,  $S_{ij}^v$  e  $S_{ij}^{vB}$  são os tensores espectrais da energia total (cinética + magnética), da energia cinética e da helicidade recíproca, respectivamente.

As decomposições espectrais da energia total e da helicidade recíproca são obtidas a partir das Equações 3.27, 3.28 e 3.33-3.35:

$$E = \int (E_v(\vec{k}) + E_B(\vec{k})) d^3k, \quad (3.36)$$

$$H_c = \int H_c(\vec{k}) d^3k. \quad (3.37)$$

onde  $E_v(\vec{k})$ ,  $E_B(\vec{k})$  e  $H_c(\vec{k})$  são os espectros da energia cinética, da energia magnética da helicidade recíproca que são definidos como sendo iguais aos traços dos tensores  $S_{ij}$ ,  $S_{ij}^v$  e  $S_{ij}^{vB}$ .

Na Subseção 3.1 foi dito que há uma equipartição exata entre as energias cinética e magnética,  $E_v(\vec{k}) = E_B(\vec{k})$ , no intervalo inercial, hipótese esta que permite em conjunto com as definições matemáticas supramencionadas definir a *razão de Alfvén*:

$$r_A = \frac{E_v^r(k)}{E_B^r(k)}, \quad (3.38)$$

onde  $E_v^r(k)$  e  $E_B^r(k)$  são os espectros reduzido de  $E_v(\vec{k})$  e  $E_B(\vec{k})$ , respectivamente, porque os tensores espectrais são integrados nas duas direções perpendiculares à direção da velocidade do vento solar, de maneira que os espectros sejam funções apenas do número de onda paralelo à velocidade do vento solar,  $V_w$  (GOLDSTEIN; ROBERTS, 1995).

A segunda abordagem envolve o cálculo de PDF's conforme o método descrito por *Marsh e Tu* (1994). Esse método consiste em gerar séries temporais básicas a partir da série original que representa os dados coletados (por um satélite, por exemplo). Isso é feito fixando-se um intervalo de tempo  $\Delta t$  muito menor do que o tempo total de duração da coleta de dados. Tira-se a média dos dados originais a cada intervalo  $\Delta t$ . Estipula-se uma escala de tempo,  $\tau$ , que seja múltipla de  $\Delta t$ :  $\tau = m \times \Delta t$ , onde  $m$  é um inteiro positivo. O próximo passo é calcular as diferenças:  $\Delta x(\tau) = x(t + \tau) - x(t)$ , onde  $x(t)$  é a variável de interesse podendo ser um campo escalar ou as componentes de um campo vetorial. Assim, são geradas séries temporais básicas como as que aparecem na Figura 3.4 quando os intervalos  $\Delta t$  foram 8, 16, 32 e 64 horas.

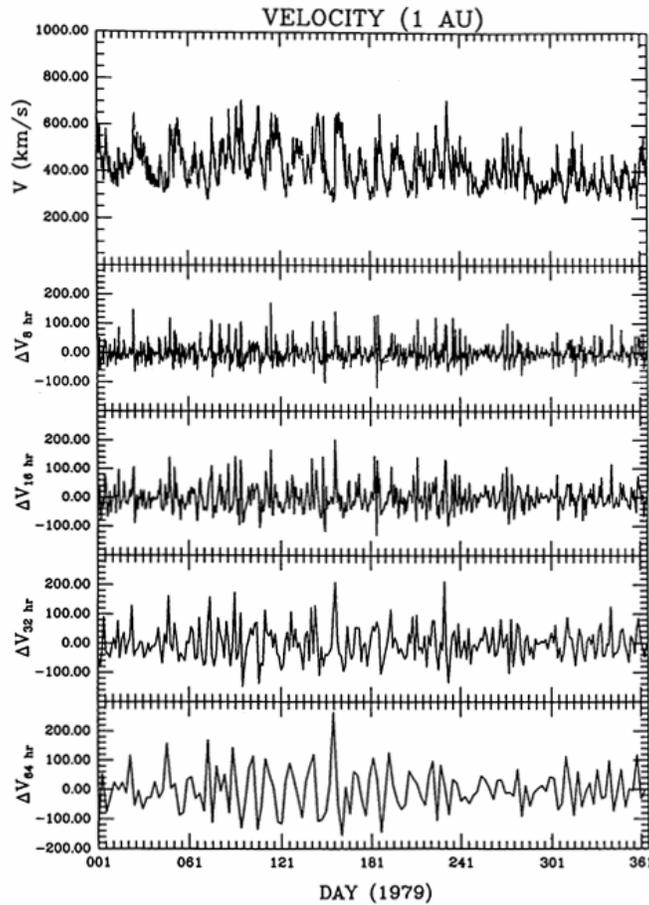


Figura 3.4- Séries temporais da velocidade de fluxo do vento solar observadas em 1,0 UA no ano 1979. Painel superior: Série Original; Painéis de 2 a 4 correspondem às séries temporais básica com médias 8, 16, 32 e 64 horas, respectivamente.

Fonte: Adaptada de *Burlaga* (1993).

A PDF amostral de uma série temporal pode ser obtida construindo-se um histograma para a série temporal em questão. Resumidamente, seja  $S$  uma variável aleatória definida no intervalo  $a < S < b$ , o qual é dividido em  $n$  subintervalos idênticos, de maneira que o intervalo considerado seja formado por  $n+2$  subintervalos. Procede-se ao exame dos

valores que a variável  $S$  pode assumir em cada subintervalo. O gráfico do número de ocorrências para cada subintervalo é o que se chama de histograma ou função densidade de probabilidade amostral (OTNES; ENOCHSON, 1978). No Apêndice B, encontra-se um exemplo de série temporal turbulenta, sua PDF amostral correspondente e um código em FORTRAN usado para obtê-la.

Das séries temporais básicas, são calculados as médias e os desvios-padrão,  $\sigma(\Delta x(\tau))$ , e a PDF é, então, obtida. As séries  $\Delta x(\tau)$  são divididas pelo desvio padrão, de modo que novas séries  $\Delta x'(\tau)$  com desvio quadrático médio unitário sejam criadas. As PDF's das flutuações na velocidade de fluxo do vento solar e no campo magnético interplanetário podem ser comparadas com a *distribuição gaussiana*:

$$P(\Delta x') = e^{-\frac{1}{2}(\Delta x' - \overline{\Delta x'})^2}. \quad (3.39)$$

### 3.3 Turbulência Alfvênica Intermitente e Anisotrópica

O objetivo, agora, é mostrar, por meio de exemplos, que o plasma espacial é, de fato, um meio turbulento, intermitente e anisotrópico. O ponto de partida é a Figura 3.5 que traz as séries temporais das componentes das flutuações do campo magnético e da velocidade do vento solar, da magnitude do campo magnético e da densidade numérica de partículas que representam os dados coletados pela espaçonave *Mariner 5* num intervalo de tempo de uma hora do 166º dia da missão. Uma maior resolução temporal representada por ampliações em torno das linhas azul, vermelha e amarela (intervalos de tempo de 10 minutos cada) permite a identificação de comportamentos distintos nas componentes R (radial), T (azimutal) e N (norte) das flutuações do campo magnético (pontos) e da velocidade (linhas)

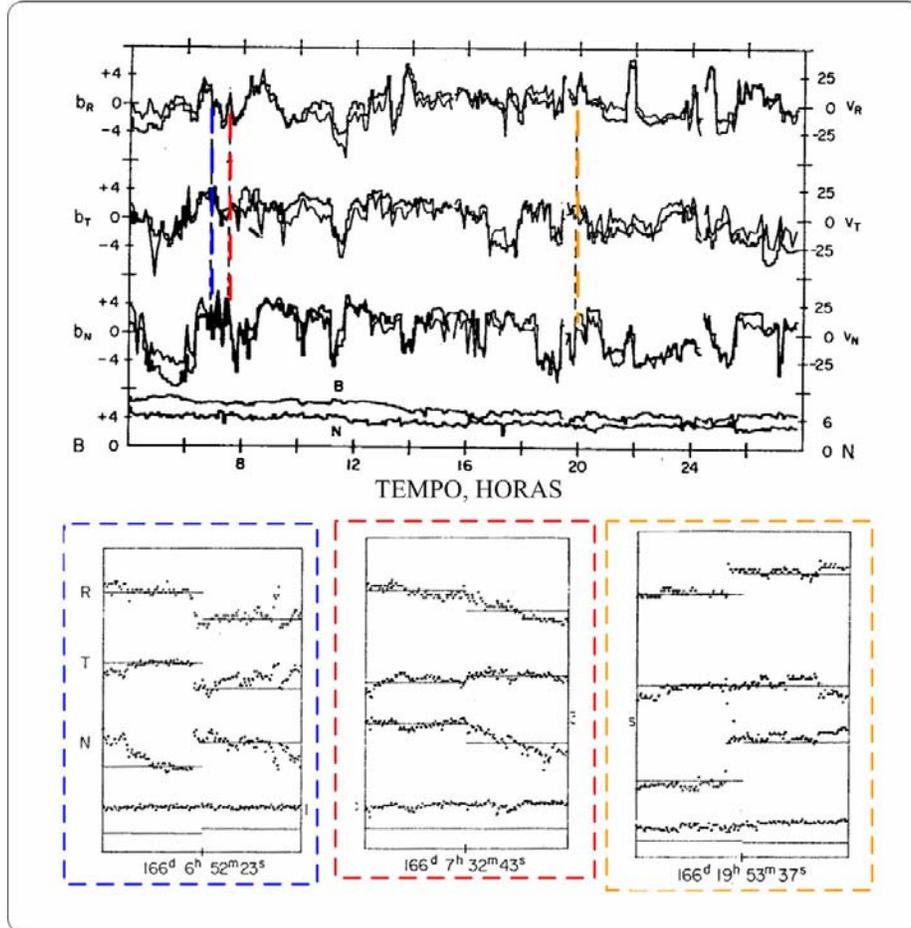


Figura 3.5- Dados do campo magnético e do plasma correspondentes a um período de 24 horas. As seis curvas superiores, à esquerda e à direita respectivamente, são as componentes das flutuações do campo magnético  $\vec{b}$  e da velocidade de fluxo  $\vec{v}$ . O período de amostragem das curvas  $v_R$ ,  $v_T$  e  $v_N$  é 5,04 min e as componentes  $b_R$ ,  $b_T$  e  $b_N$  têm médias calculadas no período de amostragem do plasma. As duas curvas inferiores são a magnitude do campo magnético e a densidade numérica dos prótons. As linhas azul, vermelha e laranja são ampliações de três regiões de 10 min cada. Os pontos são leituras do campo magnético e as linhas, leituras da velocidade.

Fonte: Modificada de *Belcher e Davis* (1971, p.3537 e p.3538)

As flutuações do campo magnético e da velocidade serão chamadas de  $\delta\vec{B}$  e  $\delta\vec{v}$ , respectivamente, e não mais de  $\vec{b}$  e  $\vec{v}$  (conforme a Figura 3.5), de modo que a notação esteja coerente com as equações da Subseção 3.1.

Desorganizadas, imprevisíveis e com detalhes em escalas finas, as flutuações  $\delta\vec{B}$  e  $\delta\vec{v}$  exibem características esperadas para sinais turbulentos, de acordo com o que foi mencionado na Seção 2.

Além disso, as flutuações  $\delta\vec{B}$  e  $\delta\vec{v}$  têm a peculiaridade de estarem positivamente correlacionadas, por meio da equação:

$$\delta\vec{v} = \pm \frac{\delta\vec{B}}{(\mu_o\rho)^{1/2}}. \quad (3.40)$$

As seis primeiras curvas da Figura 3.5 indicam visualmente que há uma boa correlação entre as componentes de  $\delta\vec{B}$  e  $\delta\vec{v}$ . O fato de se ter uma correlação positiva é interpretado por *Belcher e Davis* (1971) como propagação de flutuações alfvênicas para longe do Sol, quando o campo magnético médio estiver orientado para fora. Essa conclusão é sustentada por *Bruno et al.* (1985) que estudaram as flutuações no campo magnético e na velocidade do vento solar nas bordas posteriores (*trailing edges*) de dois feixes de alta velocidade. Os dados utilizados por eles foram coletados pelas espaçonaves *Helios 1* e *Helios 2* nos anos de 1975 e 1976, respectivamente, para um intervalo de distâncias heliocêntricas variando de 0,29 UA até 0,87 UA. As posições, em UA, e os dias da missão em que as medições foram realizadas estão na Tabela 3.1.

TABELA 3.1- Missão *Helios*- detecção de dois feixes rápidos.

	<b>Tempo (Dias)</b>	<b>Posição(UA)</b>
<b>Helios 1 (1975)</b>	16	0,87
	43	0,64
	73	0,31
<b>Helios 2 (1976)</b>	50	0,87
	76	0,65
	105	0,29

Resultado, semelhante ao formato da Figura 3.5 para as seis séries temporais ali presentes, também foi apresentado por *Bruno et al.* (1985). Estes pesquisadores filtram as séries temporais com um filtro passa-baixa com a finalidade de mostrarem as propriedades das flutuações com períodos muito longos. Concluíram que os coeficientes de correlação eram altos para todos os pares das três componentes  $(\delta B_i, \delta v_i)$ , com  $i = R, T, N$  e, portanto, havia uma forte correlação entre as flutuações no campo magnético e na velocidade ao longo de 15 a 18 horas.

A pergunta que se precisa fazer nesse ponto da discussão é: o vento solar repleto de flutuações alfvênicas que se propagam para fora (população dominante) e que se propagam para dentro (população minoritária) pode permitir um fluxo de energia das grandes escalas passando pelas intermediárias (intervalo inercial) até ser dissipado nas pequenas escalas?

Se isso for possível e levar-se em conta o que foi discutido na Seção 2, os espectros de potência das flutuações no campo magnético, na velocidade e na densidade, por exemplo, devem possuir um intervalo inercial descrito por uma lei de potência com forma:  $k^{-\alpha}$  (ou  $f^{-\alpha}$ ), onde  $k$  é o número de onda,  $f$  é a frequência e  $\alpha$  é o índice espectral.

A questão colocada anteriormente foi respondida por *Coleman* (1968). *Coleman* utilizou os dados das medidas realizadas pela espaçonave *Mariner 2* no período de 27 de agosto a 31 de outubro de 1962 na região entre 1,0 e 0,87 UA, próximo ao plano da eclíptica. As medidas coletadas foram a componente radial da velocidade de fluxo do vento solar,  $V_r$ , as componentes, em coordenadas esféricas, do campo magnético interplanetário ( $B_r$ ,  $B_\theta$ ,  $B_\phi$ ) e a magnitude do campo magnético,  $B$ . Pôde, então, determinar os espectros de potência das variáveis supramencionadas no intervalo de frequências  $10^{-7} \text{ Hz} \leq f \leq 10^{-2} \text{ Hz}$ . A Figura 3.6 apresenta espectro de potência da componente radial do campo magnético,  $B_r$ .

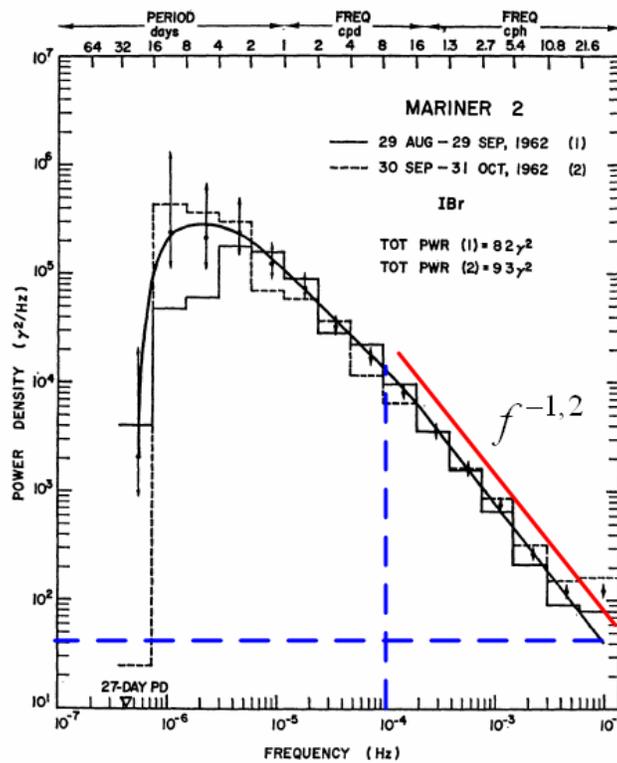


Figura 3.6- Espectro de potência da componente radial do campo magnético,  $B_r$ , no intervalo de frequência  $10^{-7} \text{ Hz} \leq f \leq 10^{-2} \text{ Hz}$ .

Fonte: Adaptada de *Coleman* (1968).

*Coleman* (1968) constatou que na região de alta frequência do espectro  $f > 10^{-4} \text{ Hz}$  da Figura 3.6 é válida uma lei de potência dada por  $f^{-1,2}$ , cujo índice espectral  $\alpha \sim 1,2$  pode ser calculado determinado-se o módulo do coeficiente angular da reta vermelha. O valor desse índice espectral estimado por *Coleman* era muito próximo do valor 1,5 que havia sido predito por *Kraichnan* (1965) para o índice espectral correspondente ao intervalo inercial da turbulência magneto-hidrodinâmica.

Outros estudos mostram que o índice espectral  $\alpha$  pode variar de 1,2 até 2,0 no intervalo de frequências  $10^{-4} \text{ Hz} \leq f \leq 10^{-1} \text{ Hz}$  (DOBROWOLNY et al., 1980). Em particular, *Burlaga et al.* (1987) estudaram os dados coletados pelas espaçonaves *Voyager 1* e *Voyager 2* durante os anos 1984 e 1985. A espaçonave *Voyager 1*, neste intervalo de tempo, mudou sua posição radial de 18,4 para 25,4 UA e sua latitude heliográfica alterou-se de 21,8° para 26,8°, ao passo que a posição radial da *Voyager 2* passou de 13,2 para 18,8 UA, e sua latitude variou de -1,2° para +0,3°.

Estes pesquisadores determinaram os espectros de potência para as flutuações na magnitude do campo magnético. Para região de baixa frequência ( $10^{-7} \text{ Hz} \leq f \leq 2,3 \times 10^{-6} \text{ Hz}$ ) do espectro obtiveram a lei de potência  $f^{-2,0}$  tanto em regiões próximas do plano equatorial solar, quanto para regiões a 23° de latitude (heliográfica) para o ano 1984 (Figuras 3.7a e 3.7c). O índice espectral  $\alpha = 2,0$  foi interpretado como indício da presença de choques e discontinuidades associados com regiões de interação amalgamadas.

Situação diversa ocorreu, quando *Burlaga* e colaboradores obtiveram os espectros de potência para o ano 1985: ocorre um maior aplainamento do espectro para latitude próxima a 25° (Figura 3.7b) do que para latitude próxima do equador solar (Figura 3.7d). Além disso,

a potência no período de 26 dias é aproximadamente 3 vezes maior, próxima ao equador, do que para latitudes maiores tanto em 1984 quanto em 1985.

Para a região de frequência intermediária ( $2,3 \times 10^{-6} \text{ Hz} < f \leq 10^{-4} \text{ Hz}$ ), os espectros tanto em 1984 e 1985 puderam ser descritos pela mesma lei de potência  $f^{-2,0}$ , porém no ano de 1985 a lei de potência sofreu uma modificação devido à variação latitudinal: próximo ao equador solar vale a lei de potência  $f^{-2,0}$  e, por volta de  $24^\circ$  de latitude, passa a valer a lei de potência de Kolmogorov  $f^{-5/3}$ .

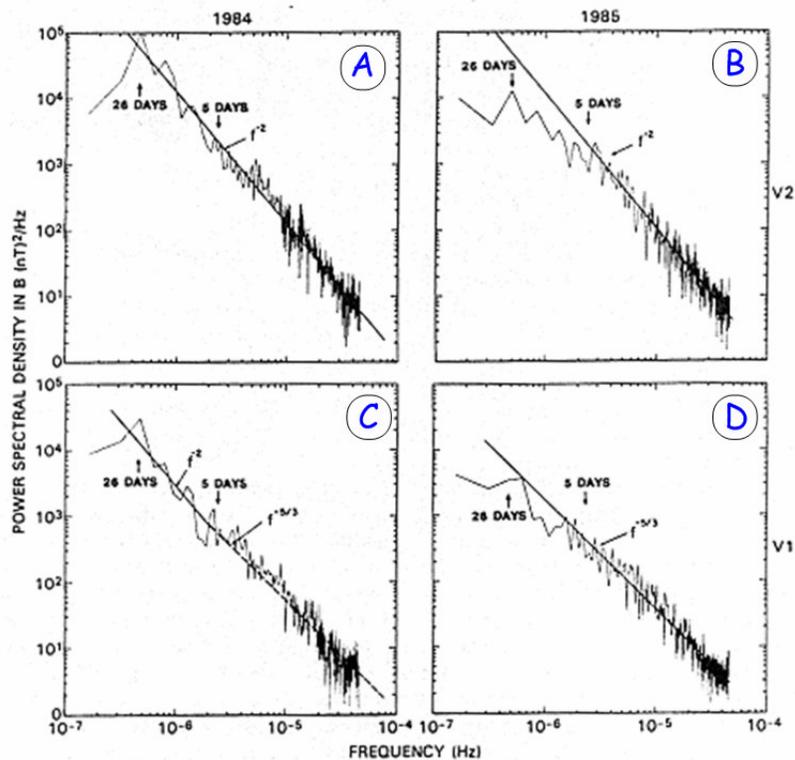


Figura 3.7- Espectro de potência da magnitude do campo magnético no intervalo de frequência  $10^{-7} \text{ Hz} \leq f \leq 10^{-4} \text{ Hz}$ .

Fonte: Adaptada de *Burlaga et al.* (1987).

O plasma na heliosfera interna (até 1,0 UA) exibe comportamento turbulento em escalas de comprimento menores do que 0,01 UA (e de tempo  $\sim 1$  hora) em virtude da propagação de ondas de *Alfvén* se afastando do Sol. Como consequência o campo magnético interplanetário e a velocidade de fluxo do vento solar, por exemplo, exibem flutuações que estão altamente correlacionadas, fato este que foi interpretado como ondas de *Alfvén* se propagando para longe do Sol no referencial do vento solar.

Os estudos de *Coleman* (1968) e de *Belcher e Davis* (1971) mostram que as flutuações magnéticas, além de turbulentas, são anisotrópicas. Na caracterização espectral das flutuações no campo magnético, *Coleman* (1968) constatou que as flutuações magnéticas de baixa frequência ( $f < 10^{-5} \text{ Hz}$ ) e as de alta frequência ( $f > 10^{-4} \text{ Hz}$ ) eram diferentes. A Figura 3.8 apresenta curvas para razões entre densidades de potência em função da frequência. As densidades de potências são representadas por:  $P(V_r)$ ,  $P(B_r)$ ,  $P(B_\theta)$ ,  $P(B_\phi)$  e  $P(B)$ . De modo a facilitar a visualização na Figura 3.8, as linhas azuis referem-se à frequência  $10^{-5} \text{ Hz}$  e as vermelhas, à  $10^{-4} \text{ Hz}$ .

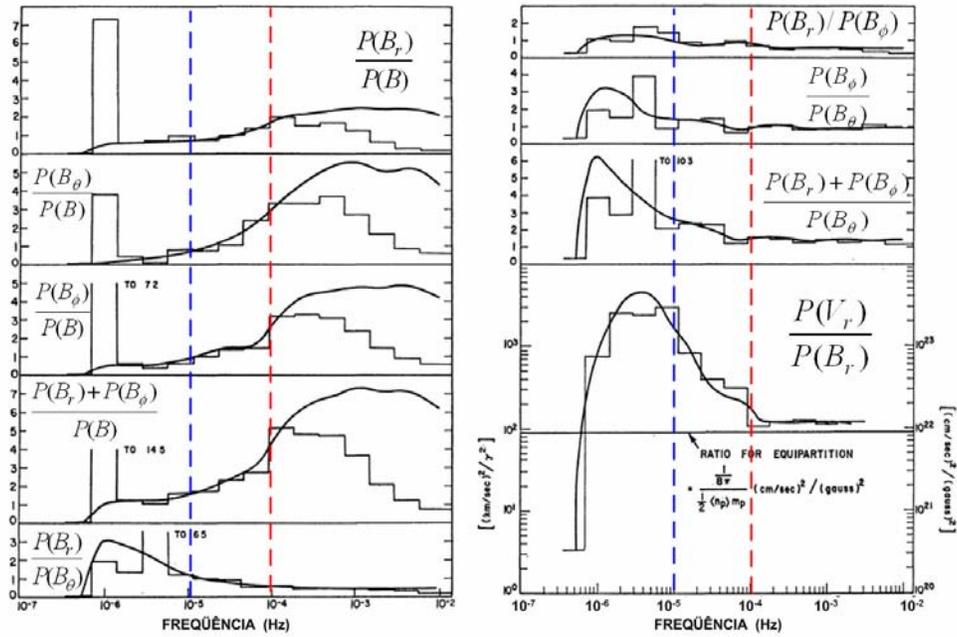


Figura 3.8- Gráficos das razões entre densidades de potência no intervalo de frequência  $10^{-7} \text{ Hz} \leq f \leq 10^{-2} \text{ Hz}$ .

Fonte: Adaptada de Coleman (1968).

O campo magnético,  $\vec{B}$ , pode ser escrito como a soma das componentes  $\vec{B}_S$  e  $\delta\vec{B}$ . A primeira representa o campo espiral não perturbado, cujas componentes são dadas pelas Equações 3.1-3.3, e a segunda é uma perturbação do campo gerada pelas ondas que se propagam no plasma do meio interplanetário. De acordo com as Equações 3.1-3.3, as componentes de  $\vec{B}_S$ ,  $B_{sr}$  e  $B_{s\phi}$ , variam com  $B_o$  e com  $B_o$  e /ou  $W_r$ , respectivamente.

No intervalo de baixas frequências,  $f < 10^{-5} \text{ Hz}$ , a Figura 3.8 mostra que as densidades espectrais  $P(B_r)$  e  $P(B_\phi)$  são maiores do que  $P(B_\theta)$ , bem como  $P(B_r)$  é maior do que  $P(B_\phi)$  conforme mostram os gráficos das razões  $P(B_r)/P(B_\theta)$ ,  $P(B_\phi)/P(B_\theta)$  e  $P(B_r)/P(B_\phi)$ .

Além disso, as razões  $P(B_r)/P(B)$ ,  $P(B_\theta)/P(B)$  e  $P(B_\phi)/P(B)$  estão abaixo do valor 1,0. Portanto, as flutuações no campo magnético,  $\vec{B}$ , ocorrem principalmente como resultado de mudanças na magnitude  $B$  ocasionadas pela componente  $B_{sr}$ . Resumindo: as flutuações magnéticas de baixas frequências estão principalmente localizadas no plano  $(r, \phi)$  e estão na maior parte das vezes ao longo da direção preferencial do campo magnético.

No intervalo de altas frequências,  $f > 10^{-4} \text{ Hz}$ , a Figura 3.8 mostra que as densidades espectrais  $P(B_r)$ ,  $P(B_\theta)$  e  $P(B_\phi)$  são maiores do que  $P(B)$ , de acordo com os gráficos  $P(B_r)/P(B)$ ,  $P(B_\theta)/P(B)$  e  $P(B_\phi)/P(B)$ . As flutuações na magnitude  $B$  são superadas em importância pelas flutuações nas direções  $r$ ,  $\theta$  e  $\phi$ . Além disso,  $P(B_r) \sim P(B_\theta) \sim P(B_\phi)$  o que indica que a magnitude do campo magnético permanece constante e a maior parte das flutuações são transversais à direção do campo magnético.

Também,  $P(B_\theta) \sim P(B_r) + P(B_\phi)$ . Isso faz com que as flutuações no campo magnético ocorram principalmente no plano  $(r, \phi)$  e, preferencialmente, ao longo do campo magnético. O gráfico para a razão de Alfvén,  $P(V_r)/P(B_r)$ , (Subseção 3.2) mostra que há uma tendência à equipartição de energia na região de alta frequência ( $f > 10^{-4} \text{ Hz}$ ) o que sugere que as flutuações são devidas a ondas transversais que se propagam através do vento solar.

*Bruno et al.* (1985) verificaram que a equipartição entre a energia cinética e a magnética depende da distância heliocêntrica para frequências acima de  $10^{-4} \text{ Hz}$ . Nas proximidades do Sol (0,29 UA) prevalece a equipartição, ao passo que perto da órbita da Terra (0,87 UA) a energia magnética prevalece sobre a energia cinética por um fator aproximadamente igual a 2,0.

O trabalho de *Coleman* (1968) mostrou que as flutuações no campo magnético são anisotrópicas. *Belcher e Davis* (1971) estudaram a anisotropia no campo magnético usando o **método da variância mínima** que foi empregado por *Sonnerup e Cahill* (1967) para determinação da magnitude e do sinal da componente perpendicular do campo magnético em relação à camada de corrente da magnetopausa.

O método consiste em minimizar a variância das componentes normais do campo magnético,  $\vec{B} \cdot \vec{n}$ , dados estes medidos pelo *Explorer 12* ao penetrar à magnetopausa.

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\vec{B}^i \cdot \vec{n} - \langle \vec{B} \rangle \cdot \vec{n})^2, \quad (3.41)$$

onde

$$\langle \vec{B} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{B}^i. \quad (3.42)$$

Minimizar a Equação 3.41 é equivalente a encontrar o menor autovalor da matriz de variância dada pela Equação 3.43 :

$$S_{ij} = \langle B_i B_j \rangle - \langle B_i \rangle \langle B_j \rangle, \quad (3.43)$$

onde os sub-índices  $i$  e  $j$  referem-se às componentes R, T e N do campo magnético  $\vec{B}$  (veja Figura 3.9) e os colchetes angulados denotam a operação de média ao longo de um intervalo de tempo específico, no caso da análise realizada por *Belcher e Davis* (1971) no estudo das flutuações do campo magnético em microescala no espaço interplanetário. O

vetor normal, conforme *Sonnerup e Cahill* (1967), é o autovetor da matriz de variância, Equação 3.43, associado ao menor dos autovalores.

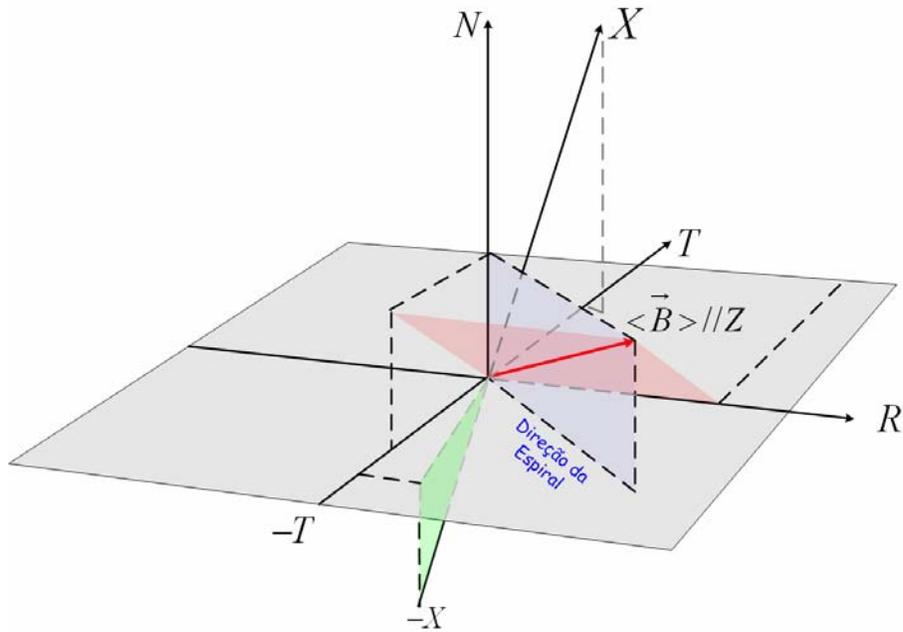


Figura 3.9- Sistemas de Coordenadas RTN (Coordenadas Polares do Sol) e XYZ (sistema de coordenadas associado ao campo magnético e à velocidade de fluxo do vento solar).

Fonte: Adaptada de *Belcher e Davis* (1971).

A Figura 3.9 mostra dois sistemas de coordenadas: o RTN (radial, azimutal e norte) com vetores ortonormais  $\vec{e}_R, \vec{e}_T$  e  $\vec{e}_N$ , e o XYZ (sistema de coordenadas associado ao campo magnético e à velocidade de fluxo do vento solar), cujos vetores ortonormais são  $\vec{e}_X, \vec{e}_Y$  e  $\vec{e}_Z$ . O eixo Z (flecha vermelha) é paralelo à direção do campo magnético médio,  $\vec{e}_Z \parallel \langle \vec{B} \rangle$ ; o eixo X ( $\vec{e}_X = \vec{e}_Z \times \vec{e}_R$ ) é perpendicular ao plano vermelho e atravessa o plano

cinza (porção verde); o eixo Y é dado pela direção  $\vec{e}_Y = \vec{e}_Z \times \vec{e}_X$ . A velocidade de fluxo do vento solar está aproximadamente na direção do vetor  $\vec{e}_R$ .

*Belcher e Davis* (1971) usaram três tempos (168,75 s; 22,5 min e 3 h) para o cálculo das médias que aparecem na Equação 3.43 para a obtenção das matrizes de variância. As matrizes associadas ao tempo mais curto dão informações sobre as flutuações de alta frequência, ao passo que as matrizes do tempo mais longo dão informações sobre as flutuações de baixa frequência.

A Tabela 3.2 mostra que para cada intervalo de tempo obteve-se um certo número de matrizes, cujos autovalores são  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_3$  e os correspondentes autovetores são dados por  $\vec{S}_1, \vec{S}_2$  e  $\vec{S}_3$ . A quantidade  $P_4$  é a variância da magnitude do campo magnético. Calculam-se a média do autovalor  $P_1$  e, depois, as diversas razões médias entre os três autovalores.

Tabela 3.2- Propriedades dos autovalores médios

Intervalo de Tempo	Nº. Matrizes	$\langle P_1 \rangle$	$\langle P_2 / P_1 \rangle$	$\langle P_3 / P_2 \rangle$	$\langle P_3 / P_1 \rangle$	$\langle P_4 / P_1 \rangle$	$\langle P_1 / B^2 \rangle$
168,75 s	59488	2,3	0,28	0,30	0,08	0,16	0,04
22,5 min	7523	7,4	0,28	0,32	0,08	0,10	0,13
3 h	990	16,8	0,35	0,37	0,12	0,08	0,31

Fonte: Adaptada de *Belcher e Davis* (1971)

Dessa forma, vê-se que os autovalores obedecem à desigualdade  $P_1 > P_2 > P_3$  para cada um dos tempos considerados. O autovetor  $\vec{S}_1$ , associado ao maior autovalor médio  $\langle P_1 \rangle$ , corresponde à direção de variação máxima, ao passo que o autovetor  $\vec{S}_3$ , associado ao menor autovalor médio  $\langle P_3 \rangle$ , corresponde à direção de variação mínima. As razões

médias  $\langle P_2/P_1 \rangle$  e  $\langle P_3/P_2 \rangle$  têm baixos valores o que significa que os autovetores  $\vec{S}_1, \vec{S}_2$  e  $\vec{S}_3$  são direções bem definidas.

A Figura 3.10 mostra as distribuições dos autovetores para os ângulos  $\theta$  (ângulo polar medido a partir do eixo Z da Figura 3.9) e  $\phi$  (ângulo azimutal medido a partir do eixo X da mesma figura)

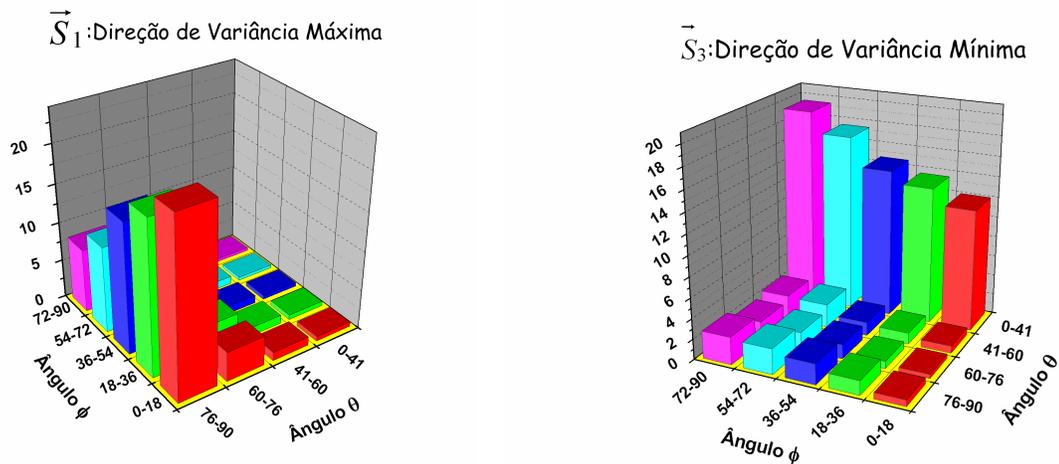


Figura 3.10- Distribuições dos autovetores  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_3$  para o intervalo de tempo 22,5 min. Variação máxima à esquerda; variação mínima à direita. Estes histogramas estão baseados nos dados da Tabela 5 de *Belcher e Davis* (1971, p.3552).

As distribuições da Figura 3.10 mostram que  $\vec{S}_3$  tem uma grande tendência de estar paralelo a  $\langle \vec{B} \rangle$  ( $\theta = 0^\circ$ ) e  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_2$  de estarem num plano perpendicular a  $\langle \vec{B} \rangle$  ( $\theta = 90^\circ$ ). Além disso,  $\vec{S}_1$  tende a estar mais próximo do eixo-X ( $\phi = 0^\circ$ ) do que do eixo-Y ( $\phi = 90^\circ$ ).

A Tabela 3.3 e Tabela 3.4 mostram as variâncias fracionais médias para os três períodos de tempo considerados anteriormente referentes aos sistemas de coordenadas XYZ e RTN, respectivamente. A variância do campo magnético numa dada direção  $\vec{e}_D$  é dada por  $\vec{e}_D \cdot S \cdot \vec{e}_D$ . A quantidade  $P_S$  é o traço da matriz de variância S:  $P_S = tr\{S\} = \sum_i S_{ii} = \sum_i P_i$ , onde  $i = X, T$  e  $Z$  (ou  $R, T, N$ ). O traço  $P_S$  é um *invariante* quanto à rotações do sistema de coordenadas e é medido em  $(\text{gama})^2$ .

Tabela 3.3- Variâncias fracionais médias- sistema XYZ

Intervalo de Tempo	Nº. Matrizes	$\langle P_S \rangle$ , ( $\gamma^2$ )	$\langle P_X / P_S \rangle$	$\langle P_Y / P_S \rangle$	$\langle P_Z / P_S \rangle$
<b>168,75s</b>	59488	2,6	0,51	0,38	0,11
<b>22,5 min</b>	7523	9,3	0,52	0,37	0,11
<b>3 h</b>	990	23,8	0,47	0,36	0,17

Fonte: Adaptada de *Belcher e Davis* (1971).

Na Tabela 3.3, a variância fracional média,  $\langle P_X / P_S \rangle$ , é maior do que as duas outras para os três tempos considerados. Portanto, a variância ao longo da direção  $\vec{e}_X = \vec{e}_Z \times \vec{e}_R$ , sendo uma medida da variação temporal da energia magnética, é máxima nesta direção.

Tabela 3.4- Variâncias fracionais médias- sistema RTN

Intervalo de Tempo	Nº. Matrizes	$\langle P_S \rangle$ , ( $\gamma^2$ )	$\langle P_R / P_S \rangle$	$\langle P_T / P_S \rangle$	$\langle P_N / P_S \rangle$
<b>168,75 s</b>	59488	2,6	0,26	0,33	0,40
<b>22,5 min</b>	7523	9,3	0,25	0,34	0,41
<b>3 h</b>	990	23,8	0,26	0,34	0,40

Fonte: Adaptada de *Belcher e Davis* (1971)

Na Tabela 3.4, a variância fracional média,  $\langle P_N / P_S \rangle$ , é maior do que as duas outras para os três tempos considerados; porém,  $\langle P_X / P_S \rangle$  é 25 % maior do que  $\langle P_N / P_S \rangle$ . Conclui-se, portanto, que:

- 1- A direção de mínima variância, associada ao autovetor  $\vec{S}_3$ , tende a estar paralela ao campo magnético médio,  $\langle \vec{B} \rangle$ ;
- 2- A variação temporal da energia magnética nas flutuações em microescala parecem estar distribuídas anisotropicamente no plano perpendicular ao autovetor  $\vec{S}_3$ , pois o autovalor  $\langle P_1 \rangle$  é maior do que  $\langle P_2 \rangle$ .

As ondas de *Alfvén* que se propagam para longe do Sol são responsáveis pelas flutuações, do campo magnético interplanetário e da velocidade de fluxo do vento solar em escalas de tempo de 1,0 *min* a 1,0 *h* na região interna da heliosfera. Estudos estatísticos dessas flutuações visam à obtenção de funções densidade de probabilidade (PDF's) e seus momentos (funções estrutura) e também acompanhar a evolução destas PDF's desde as pequenas até as grandes escalas de tempo.

O método estatístico para a obtenção das PDF's a partir de séries temporais, descrito na Subseção 3.2, foi utilizado por *Marsch* e *Tu* (1994) no estudo de flutuações alfvênicas no vento solar de alta velocidade na região em torno de 0,3 UA. Com a escala de tempo fixa e igual a uma hora ( $\tau = 1,0 h$ ) concluíram que as flutuações nas componentes da velocidade e do campo magnético são anisotrópicas porque os pares de componentes  $(v_x, B_x)$ ,  $(v_y, B_y)$  e  $(v_z, B_z)$  têm distribuições distintas em relação à direção radial do fluxo médio do vento solar. A segunda conclusão diz respeito à *gaussianidade* das PDF's anteriormente consideradas.

As Figuras 3.11 e 3.12 ilustram o comportamento das PDF's para os três pares ordenados. Os gráficos apresentados são semi-logarítmicos. A parábola, linha mais clara, é uma distribuição gaussiana de referência, enquanto as curvas mais escuras são as PDF's calculadas para uma escala de tempo de 1,0 hora (na expressão  $\tau = m \times 81s$ ,  $m = 44$ ). De acordo com a Subseção 3.2,  $\Delta x'$  é igual a  $\Delta V_j'$  ou  $\Delta B_j'$ , onde  $j = x, y$  e  $z$ .

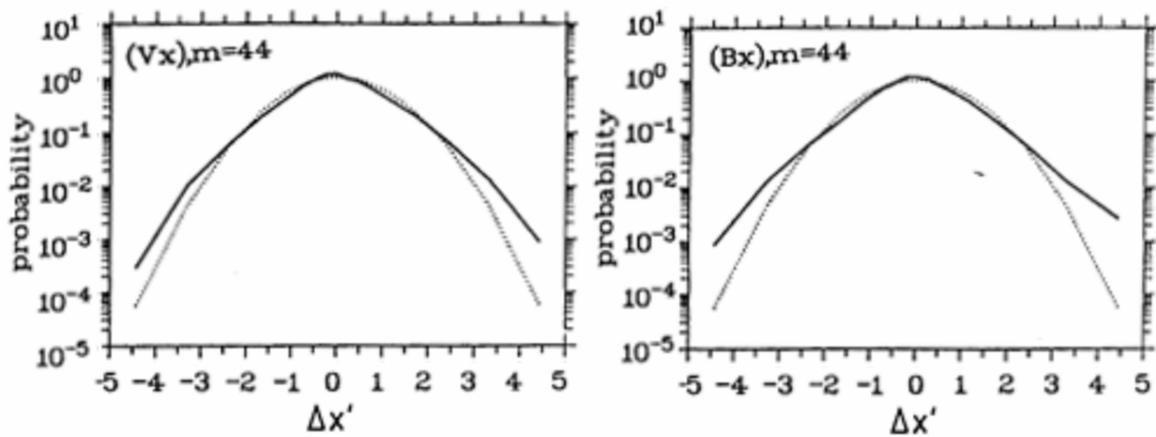


Figura 3.11- Funções densidade de probabilidade (PDFs) para o par ordenado  $(v_x, B_x)$ . A curva escura é a PDF calculada, ao passo que a curva cinza é uma distribuição gaussiana de referência.

Fonte: Adaptada de *Marsch e Tu* (1994).

Na Figura 3.11, as flutuações  $v_x$  e  $B_x$  diferem consideravelmente da distribuição gaussiana. As PDF's exibem caudas bastante pronunciadas. Entre os picos das PDF's das duas variáveis até o ponto de intersecção destas com as gaussianas, por volta de  $\Delta x' \sim \pm 1,5$ , há uma distância entre as curvas (ou depleção) nos dois gráficos.

A Figura 3.12 traz as distribuições das variáveis dos pares ordenados  $(v_y, B_y)$  e  $(v_z, B_z)$  comparando-as com uma gaussiana de referência empregando-se a mesma escala temporal da Figura 3.11,  $\tau = 1,0 h$ . As distribuições das flutuações nas variáveis transversais superpõem-se às gaussianas, embora haja trechos mais retilíneos que impedem um ajuste mais perfeito.

Portanto, em primeiro lugar, a anisotropia consiste no fato de a distribuições das variáveis do par ordenado  $(v_x, B_x)$  serem não-gaussianas na direção radial do fluxo médio do vento solar e as PDF's das variáveis dos pares ordenados  $(v_y, B_y)$  e  $(v_z, B_z)$  estarem mais próximas da *distribuição normal* no plano perpendicular à direção do fluxo. Em segundo lugar, a *não-gaussianidade* manifestada por meio de caudas mais acentuadas, depleção e picos mais agudos nas PDF's das variáveis  $v_x$  e  $B_x$  caracterizam-nas como intermitentes. Flutuações com distribuições gaussianas estariam relacionadas com estruturas incompressíveis, ao passo que aquelas não-gaussianas estariam ligadas a estruturas compressivas.

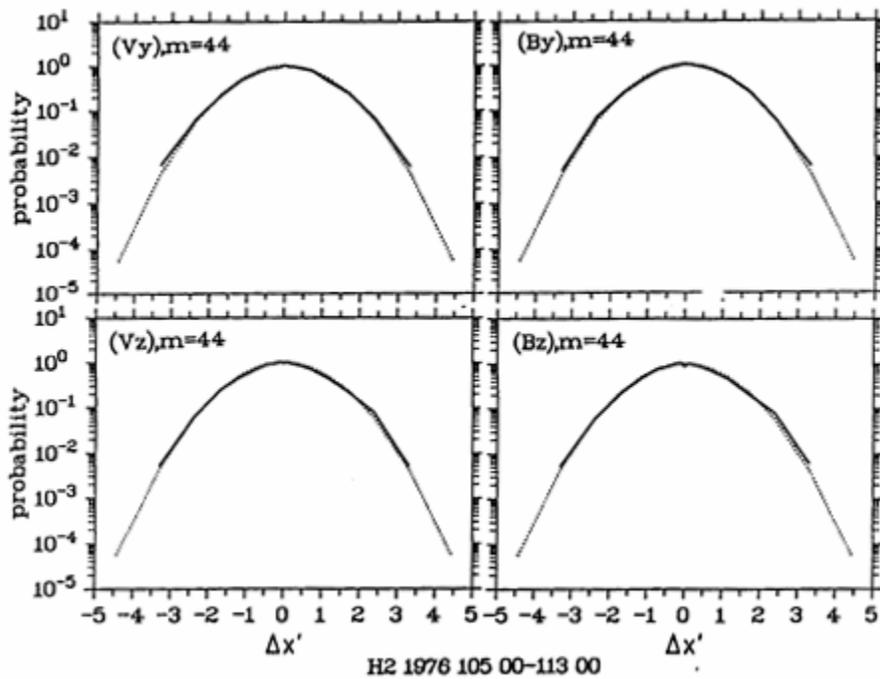


Figura 3.12- Funções densidade de probabilidade para os pares ordenados  $(v_y, B_y)$  e  $(v_z, B_z)$ . A curva escura é a PDF calculada, ao passo que a curva cinza é uma distribuição gaussiana de referência.

Fonte: Adaptada de *Marsch e Tu* (1994).

A Figura 3.13 mostra as evoluções das PDF's para as diferenças  $\Delta x' = \Delta B_z'$  da componente  $z$  do campo magnético em quatro escalas de tempo e em duas situações distintas: períodos de feixes lento e rápido, respectivamente. A Tabela 3.5 traz as escalas de tempo utilizadas.

Tabela 3.5- Escalas de tempo

$m$	$\tau = m \times 81s$	$\log(\tau)$
1	81 s	1,90
10	13,5 min	2,90
100	2,25 h	3,90
1000	22,5 h	4,90

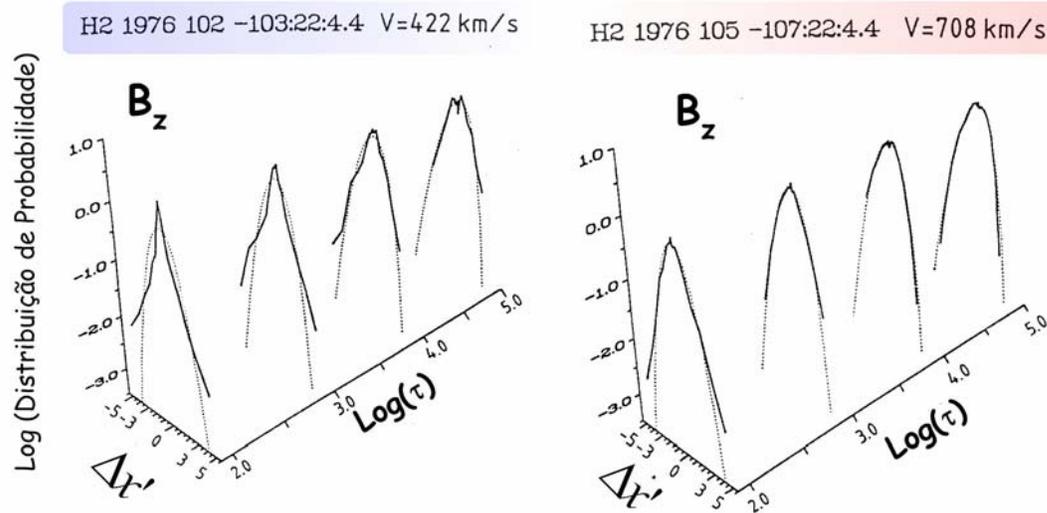


Figura 3.13- Evolução das PDF's ao longo das escalas de tempo para feixes lento (à esquerda) e rápido (à direita), respectivamente. As curvas escuras são as PDF's calculadas, ao passo que as curvas cinzas são distribuições gaussianas de referência.

Fonte: Adaptada de *Marsch e Tu (1994)*.

Na Figura 3.13, as curvas parabólicas cinzas são gaussianas e as escuras são as PDF's calculadas. As PDF's associadas às flutuações  $\Delta x' = \Delta B_z'$  no vento solar lento ( $V = 422 \text{ km/s}$ ) são fortemente não-gaussianas em todas as escalas de tempo consideradas. Nas pequenas escalas as PDF's, exibem caudas mais destacadas e são bastante pontiagudas; já

nas grandes escalas as caudas são menos destacadas, os picos menos pontiagudos e há trechos das PDF's que se ajustam à distribuição gaussiana de referência.

No que diz respeito às PDF's das flutuações  $\Delta x' = \Delta B_z'$  no vento solar rápido ( $V = 708$  km/s), elas se ajustam às gaussianas, exceto na escala de tempo  $\tau = 81s$ , quando a PDF tende a uma função exponencial (assemelha-se aos lados de um triângulo em gráficos semi-logarítmicos).

Portanto, as flutuações no vento solar lento são mais intermitentes do que aquelas observadas no vento solar rápido na região em torno de 0,3 UA durante períodos marcados por intensas flutuações alfvênicas.

#### 4 CONCLUSÃO

O estudo realizado por *Coleman* (1968) mostra que as flutuações de alta frequência ( $f > 10^{-4} Hz$ ) no campo magnético e na velocidade radial no vento solar, nas proximidades de 1,0 UA, têm características das flutuações em fluidos magneto-hidrodinâmicos. *Belcher e Davis* (1978) mostram que as flutuações no campo magnético e na velocidade do vento solar, em escalas de tempo de até uma hora, estão positiva e fortemente correlacionadas e têm características das ondas de *Alfvén* que se propagam para longe do Sol. A origem dessas ondas ainda é controversa: solar ou local? *Belcher e Davis*, também, descobriram a propriedade segundo a qual a direção de variância mínima das flutuações do campo magnético tende a estar ao longo da direção do campo magnético médio. *Burlaga et al.*, (1987) concluem que o espectro de potência das flutuações da magnitude do campo magnético exibe leis de potência com índice espectral igual a 2,0 na região de baixa frequência para diferentes latitudes heliográficas (ano 1984) e na região de frequência

intermediária (ano 1985 e próximo ao equador solar) o que indica a presença de choques e discontinuidades no vento solar. Encontraram que a lei de potência com índice espectral  $5/3$  descreve as flutuações de frequência intermediária (anos 1984 e 1985 e acima do equador solar). *Marsch e Tu* (1994) mostram que as flutuações magnéticas do vento solar lento são mais intermitentes que aquelas do vento solar rápido, e que as flutuações na velocidade e no campo magnético, para a escala de tempo de 1,0 hora, são anisotrópicas em relação à direção do fluxo médio (ou radial), ou seja, distribuem-se de acordo com a distribuição gaussiana no plano perpendicular à direção radial e em conformidade com uma distribuição não-gaussiana na direção radial.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BELCHER, J. W.; DAVIS, L. Large-amplitude alfvén waves in the interplanetary medium, 2. **Journal of Geophysical Research**, v. 76, n. 16, p. 3534-3563, June 1971.

BRUNO, R.; BAVASSANO, B.; VILLANTE, U. Evidence for long period alfvén waves in the inner solar system. **Journal of Geophysical Research**, v. 90, n. A5, p. 4373-4377, May 1985.

BURLAGA, L. F.; NESS, N. F.; MCDONALD, F. B. Large-scale fluctuations between 13 AU and 25 AU and their effects on cosmic rays. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, n.12, p. 13,647-13,652, December 1987.

BURLAGA, L. F.; OGILVIE, K. W.; FAIRFIELD, D. H. Microscale fluctuations in the interplanetary magnetic field. **The Astrophysical Journal**, v. 155, p. 171-175, March 1969. Disponível em: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1969ApJ...155L.171B/L000171.000.html?high=4675b4250e27001> . Acesso em: 21 jun. 2007.

BURLAGA, L. F. Intermittent turbulence in large-scale velocity fluctuations at 1 AU near solar maximum. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. .A10, p. 17,467-17,473, October 1993.

COLEMAN, P. J. Turbulence, viscosity, and dissipation in the solar-wind plasma. **The Astrophysical Journal**, v. 153, p. 371-388, August 1968. Disponível em: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1968ApJ...153..371C> . Acesso em: 21 jun. 2007.

DOBROWOLNY, M.; MANGENEY, A.; VELTRI, P. Fully developed anisotropic hydromagnetic turbulence in interplanetary space. **Physical Review Letters**, v. 45, n. 2, p. 144-147, July 1980.

FRISCH, U., **Turbulence**: the legacy of A.N. Kolmogorov. Cambridge University Press, 1995. 294 p.

GOLDSTEIN, M. L.; ROBERTS, D. A. Magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind. **Annu. Rev. Astron. Astrophys.**, v. 33, p. 283-325, 1995. Disponível em: <http://articles.adsabs.harvard.edu//full/1995ARA%26A..33..283G/0000283.000.html?high=4675b4250e07588> >. Acesso em: 21 jun. 2007.

KRAICHNAN, R.H. Inertial-range spectrum of hydromagnetic turbulence. **The Physics of Fluids**, v. 8, n. 7, p. 1385-1387, July 1965.

MARSCH, E.; TU, C. Y. Non-gaussian probability distributions of solar wind fluctuations. **Annales Geophysicae**, v. 12, p. 1127-1138, 1994.

MATTHAEUS, W. H.; GOLDSTEIN, M. L. Measurement of the rugged invariants of magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, n. A8, p. 6011-6028, August 1982.

OTNES, R. K.; ENOCHSON, L. **Applied time series analysis**. New York: John Wiley and Sons, 1978. 449p.

PRIEST, E. R. **Solar magnetohydrodynamics**, Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Company, 1982. 469 p.

SONNERUP, B. U. Ö.; CAHILL, L.J. Magnetopause structure and attitude from explorer 12 observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 72, n. 1, p. 171-183, January 1967.

TSYTOVICH, V. N. **Theory of turbulent plasma**, New York: Consultants Bureau, 1977. 535 p.

TU, C. Y.; MARSCH, E. MHD structures, waves and turbulence in the solar wind: observations and theories. **Space Science Reviews**, v. 73, n.1-2, p.1-210, July 1995.

VAN DYKE, M. **An album of fluid motion**. Stanford, California: The Parabolic Press, 1982. 176p.

WOO, R.; HABBAL, S. R. Finest filamentary structures of the corona in the slow and fast solar wind. **The Astrophysical Journal**, v. 474, p. 139-142, January 1997.

## APÊNDICE A

### NORMALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES MHD

De acordo com *Priest* (1982, p.81), a equação de movimento do plasma na aproximação MHD é dada por:

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right) = -\nabla p' + \vec{J} \times \vec{B}' + \rho \nu \nabla^2 \vec{v}. \quad (\text{A.1})$$

Substituindo-se  $\vec{J} = \frac{\nabla \times \vec{B}'}{\mu_o}$  na Equação A.1, obtém-se:

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right) = -\nabla p' + \left( \frac{\nabla \times \vec{B}'}{\mu_o} \right) \times \vec{B}' + \rho \nu \nabla^2 \vec{v}, \quad (\text{A.2})$$

Na Equação A.2, a identidade vetorial  $(\nabla \times \vec{B}') \times \vec{B}'$  é dada por:

$$(\nabla \times \vec{B}') \times \vec{B}' = (\vec{B}' \cdot \nabla) \vec{B}' - \frac{1}{2} \nabla (B'^2), \quad (\text{A.3})$$

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right) = -\nabla p' + (\vec{B}' \cdot \nabla) \frac{\vec{B}'}{\mu_o} - \nabla \left( \frac{B'^2}{2\mu_o} \right) + \rho \nu \nabla^2 \vec{v}, \quad (\text{A.4})$$

Reunindo-se os termos:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla \left( p' + \frac{B'^2}{2\mu_o} \right) + \frac{1}{\mu_o \rho} (\vec{B}' \cdot \nabla) \vec{B}' + \nu \nabla^2 \vec{v}, \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla \frac{1}{\rho} \left( p' + \frac{B'^2}{2\mu_o} \right) + \left( \frac{\vec{B}'}{(\mu_o \rho)^{1/2}} \cdot \nabla \right) \frac{\vec{B}'}{(\mu_o \rho)^{1/2}} + \nu \nabla^2 \vec{v}, \quad (\text{A.6})$$

Realizando-se as substituições:

$$\frac{\vec{B}'}{(\mu_o \rho)^{1/2}} \rightarrow \vec{B}, \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{1}{\rho} \left( p' + \frac{B'^2}{2\mu_o} \right) \rightarrow p, \quad (\text{A.8})$$

O resultado obtido é a equação:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla p + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} + \nu \nabla^2 \vec{v}, \quad (\text{A.9})$$

Seja a equação indutiva

$$\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}') + \eta \nabla^2 \vec{B}', \quad (\text{A.10})$$

$$\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}') = (\nabla \cdot \vec{B}') \vec{v} - (\nabla \cdot \vec{v}) \vec{B}' + (\vec{B}' \cdot \nabla) \vec{v} - (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{B}', \quad (\text{A.11})$$

Substituindo-se  $\nabla \cdot \vec{B}' = 0$  e  $\nabla \cdot \vec{v} = 0$  em na Equação A.11

$$\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}') = (\vec{B}' \cdot \nabla) \vec{v} - (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{B}', \quad (\text{A.12})$$

Logo, a Equação A.10 adquire a forma:

$$\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{B}' = \vec{B}' \cdot \nabla \vec{v} + \eta \nabla^2 \vec{B}', \quad (\text{A.13})$$

Emprega-se a Equação A.7 na Equação A.13 no que resulta a equação normalizada:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{B} = \vec{B} \cdot \nabla \vec{v} + \eta \nabla^2 \vec{B}, \quad (\text{A.14})$$

## APÊNDICE B

### COMO OBTER UMA PDF AMOSTRAL OU HISTOGRAMA ?

A Figura B.1a mostra uma série temporal turbulenta de 6000 pontos, enquanto a Figura B.1b é a função densidade de probabilidade amostral (PDF) ou histograma correspondente que foi obtida por meio do código escrito em FORTRAN listado abaixo, o qual se baseou no algoritmo descrito por Otnes e Enochson (1978) discutido brevemente ao final da Subseção 3.2. Os dados da série temporal são lidos do arquivo TurbT1329B6mil.DAT.

Resumidamente,  $S$  é uma variável aleatória definida no intervalo  $a < S < b$ , cujos limites  $a$  e  $b$  são calculados como  $a = \text{MINVAL}(fu)$  e  $b = \text{MAXVAL}(fu)$  que são os valores mínimo e máximo da série temporal,  $fu = S$ , respectivamente. Calcula-se o tamanho DELTAu dos  $n = 65$  subintervalos idênticos cujos limites são especificados pela variável  $u$ . Se  $u(j-1) < fu(i) < u(j)$ , com  $0 < i < ns$  e  $0 < j < n$ , conta-se uma unidade que vai se acumulando na variável SOMA. Dessa forma, o histograma é gerado.

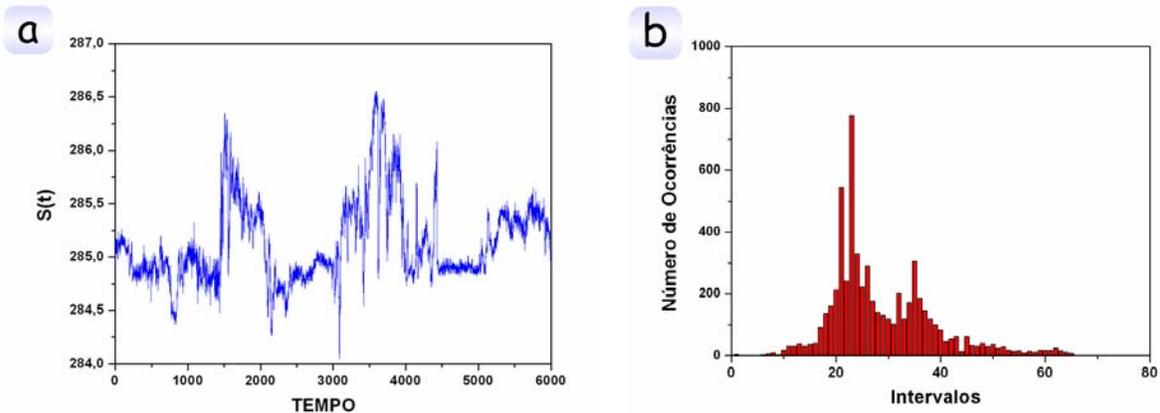


Figura B.1- (a) Série temporal turbulenta gerada usando-se dados do arquivo TurbT1329B6mil.DAT; (b) Função densidade de probabilidade amostral (PDF) ou histograma da série temporal

## CÓDIGO FORTRAN

```
PROGRAM HISTOGRAMA

INTEGER,PARAMETER::n=65, ns=6000
! n= número de subintervalos; ns= número de pontos da série temporal
REAL a,b,DELTAu
! a, b são os extremos do intervalo da variável aleatória
! DELTAu=largura do subintervalo
REAL S(ns),fu(ns),u(n)
INTEGER i,j,SOMA(n)
OPEN(100, FILE="TurbT1329B6mil.DAT") ! Lê o arquivo da série temporal turbulenta
OPEN(200, FILE="HISTOGRAMA_Exame.DAT")!Armazena resultados para construir o histograma

DO 4 i=1,ns
READ(100,*) S(i)
fu(i)=S(i)
4 END DO

a=MINVAL(fu)
b=MAXVAL(fu)
DELTAu=(b-a)/n

! Gera os Subintervalos
DO 5 i=0,n
u(i)=a+i*DELTAu
WRITE(*,*) i,u(i)
5 END DO

SOMA(0)=0.0
!Verifica os valores da variável aleatória u em cada subintervalo e calcula número de
!ocorrências por subintervalo
DO 10 j=1,n
DO 20 i=1,ns
IF( (fu(i).GE.u(j-1)).AND.(fu(i).LT.u(j)) ) THEN
SOMA(j)=SOMA(j)+1
ENDIF
20 END DO
WRITE(200,*)j,SOMA(j)
10 END DO

END PROGRAM HISTOGRAMA
```