



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

**GERAÇÃO DE ONDAS DE LANGMUIR VIA
INTERAÇÃO FEIXE-PLASMA EM
PLASMAS ESPACIAIS**

FÁBIO DO PRADO

INPE
São José dos Campos
Março de 1994

Publicado por:

Divisão de Ensino e Documentação - DED

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Caixa Postal 515

12227-010 - São José dos Campos - SP - Brasil

Telex: 123.3530 INPE BR

Fone: (0123) 41.8977 - Ramal 324

Fax: 0123-21-8743

- Solicita-se intercâmbio
- We ask for exchange
- Si sollecita intercambio
- On demande l'échange
- Mann bittet un Austausch
- Pidese canje
- Просим обмена
- 歡迎著作交換
- 出版物交換のお願い

Publicação Externa - É permitida sua reprodução para interessados.

MINISTÉRIO DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-5544-PUD/61

GERAÇÃO DE ONDAS DE LANGMUIR VIA
INTERAÇÃO FEIXE-PLASMA EM
PLASMAS ESPACIAIS

FÁBIO DO PRADO

Exame Integrado de Doutorado em CEA/Geofísica Espacial

INPE
São José dos Campos
Março de 1994

533.951

PRADO, F. do

Geração de ondas de Langmuir via interação feixe-plasma em plasmas espaciais. / Fábio do Prado. -- São José dos Campos: INPE, 1993. 48p. -- (INPE-5544-PUD/61)

1. Ondas de Langmuir. 2. Plasma espacial. I. Título.

SUMÁRIO

I - INTRODUÇÃO	1
II - TEORIA DA PROPAGAÇÃO DAS ONDAS ELETRÔNICAS DE PLASMA (ONDAS DE LANGMUIR)	3
II.1 - Introdução à propagação de ondas eletrostáticas em plasmas	3
II.2 - Teoria de fluídos	6
II.3 - Relação de dispersão das ondas eletrônicas de plasma	8
III - INSTABILIDADE ELETROSTÁTICA DE PLASMA GERADA PELA PRESENÇA DE FEIXE DE PARTÍCULAS	15
III.1 - Teoria da instabilidade eletrostática feixe-plasma	16
III.2 - Descrição da relaxação linear dos elétrons do feixe durante a evolução da instabilidade	24
IV - EVIDÊNCIAS DE FENÔMENOS EM PLASMAS ESPACIAIS ASSOCIADOS À INSTABILIDADE FEIXE-PLASMA	29
IV.1 - Emissão solar tipo III na frequência de rádio em regiões localizadas do meio interplanetário a partir de ondas de Langmuir instáveis	29
IV.2 - Detecção de ondas de Langmuir de grande amplitude na região auroral da ionosfera terrestre	35
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	43

LISTA DE FIGURAS

Fig. 1 - Relação de dispersão de Bohm-Gross normalizada	13
Fig. 2 - Caminho de integração da Equação 34 sobre a velocidade v	20
Fig. 3 - Função distribuição estável de velocidades.....	21
Fig. 4 - Função distribuição instável com dois máximos	22
Fig. 5 - Geometria da interação feixe-plasma no espaço de velocidades	25
Fig. 6 - Função distribuição do sistema feixe-plasma $f(v)$ e intensidade de energia da onda $I(v, \phi)$ durante evolução da instabilidade	26
Fig. 7 - Espectro dinâmico das observações em rádio e frequência de plasma do dia 11 de dezembro de 1990 realizadas pela sonda Ulysses	30
Fig. 8 - Intensidade vs. tempo para algumas frequências medidas pelo receptor de frequências de rádio e de plasma entre 12:00 e 17:00 UT	32
Fig. 9 - Intensidade vs. tempo de algumas frequências entre 4:00 e 12:00 UT para o evento de 22 de fevereiro de 1991	34
Fig. 10 - Resultados dos diagnósticos realizados a bordo do foguete NASA 35.023 durante passagem através de vários arcos aurorais no dia 04 de março de 1988	36
Fig. 11 - Visão expandida do fluxo de létrons alinhados ao campo magnético e amplitude do campo elétrico das ondas de alta frequência durante o evento em 960s no dia 04 de março de 1988	38
Fig. 12 - Detecção de ondas de Langmuir associadas ao fluxo de elétrons energéticos ao longo das linhas de campo auroral	40

I - INTRODUÇÃO

As partículas em plasmas espaciais apresentam grande "livre caminho médio", ou seja, tais plasmas podem ser considerados livres de colisões. Consequentemente o tempo de equipartição de energia também é bastante grande. Nessas condições, observa-se que plasmas interplanetários e magnetosféricos não estão em equilíbrio termodinâmico e devem armazenar uma grande quantidade de energia livre.

Esse excesso de energia é convertido, através de processos coletivos, em movimentos violentos das partículas do plasma, analisados através de equações de transporte anômalo, ou em vários tipos de ondas de plasma, geradas por perturbações que oscilam dentro de um intervalo definido de frequências. Esse processo coletivo de conversão de energia livre é chamado de instabilidade de plasma e deve ser entendido como processo natural de reestabilização do equilíbrio termodinâmico.

Uma das instabilidades mais popular estudada por uma série de autores clássicos é aquela originada em plasmas cuja função de distribuição de velocidade das partículas difere da distribuição de equilíbrio Maxwelliana.

Neste trabalho, em particular, será estudada a instabilidade gerada pela presença de um feixe de elétrons no plasma que é uma das maneiras de se obter as condições descritas acima, uma vez que o feixe de elétrons com velocidade V_b , cria um pico adicional, em $V = V_b$, na função de distribuição de velocidades do plasma. Esta instabilidade é conhecida como "**Instabilidade de dois feixes**".

Tal instabilidade vem sendo aplicada para explicar a propagação de alguns tipos de ondas de plasma observadas em várias regiões espaciais: coroa solar, magnetopausa, magnetosfera interna e na ionosfera terrestre.

Uma das principais consequências da instabilidade de dois feixes é a geração de um campo elétrico intenso na direção paralela ao campo magnético ambiente, resultado da amplificação do campo das oscilações eletrostáticas de plasma ou das ondas de Langmuir que se propagam ao longo do campo magnético.

Este trabalho, portanto, restringir-se-á a demonstração dos mecanismos físicos de amplificação das ondas eletrostáticas de Langmuir, a partir da análise teórica da instabilidade feixe de elétron-plasma e a uma descrição das evidências observacionais desta instabilidade em plasmas magnetosféricos e ionosféricos.

No Capítulo II será derivada a relação de dispersão para onda de Langmuir, buscando uma total caracterização desse tipo de onda eletrostática.

No Capítulo III será desenvolvida a teoria da instabilidade de dois feixes considerada como principal processo de amplificação das ondas de Langmuir existentes no plasma em regime cinético.

Enfim, no Capítulo IV serão mostradas as aplicações da instabilidade em plasmas espaciais através de evidências observacionais de ondas de Langmuir nessas regiões.

Deve-se ressaltar ainda que neste trabalho apenas serão descritos os mecanismos de excitação das ondas de Langmuir, sendo ignorados outros modos eletrostáticos de propagação também resultante de interação feixe-plasma.

II - TEORIA DA PROPAGAÇÃO DAS ONDAS ELETRÔNICAS DE PLASMA (ONDAS DE LANGMUIR).

Neste capítulo será feita uma apresentação de forma sucinta das características de propagação de ondas eletrostáticas e um tratamento mais detalhado usando a teoria de fluidos para obtenção da relação de dispersão das ondas eletrônicas de plasma. Toda teoria abordada neste capítulo segue, basicamente, os conceitos apresentados por BITTENCOURT, 1986.

II.1 - Introdução à propagação de ondas eletrostáticas em plasmas.

Em geral um movimento periódico em fluidos é representado na forma de ondas planas tomando uma amplitude complexa do tipo:

$$\psi(\vec{r}, t) = \tilde{\psi} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (1)$$

onde $\vec{k} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}$ é o vetor de onda, cuja direção é normal à frente de onda e cujo módulo k é denominado número de onda, $\tilde{\psi}$ é a amplitude e a quantidade física envolvida é obtida tomando-se a parte real da expressão.

A velocidade de propagação do plano da frente de onda com fase constante é definida como velocidade de fase (v_{ph}) e é obtida pela expressão:

$$V_{ph} = \frac{\omega}{k} \quad (2)$$

Na prática, qualquer movimento periódico pode ser representado, através da análise de Fourier, pela superposição de uma série de oscilações senoidais com diferentes frequências ω e número de ondas k . Dessa forma o movimento é representado como um pacote de onda, resultado da superposição de várias ondas planas:

$$\psi(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} dk \quad (3)$$

onde a amplitude $A(\vec{k})$ é determinada por transformação de Fourier na forma:

$$A(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\vec{r}, 0) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \quad (4)$$

Os planos de frente de onda de fase constante são definidos pela condição:

$$\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t = 0 \quad (5)$$

A velocidade de propagação da superposição dessas ondas planas de fase constante, denominada velocidade de grupo (v_g), é obtida diferenciando-se a Equação (5) em relação ao tempo:

$$v_g = \frac{dr}{dt} = \frac{d\omega}{dk} \quad (6)$$

Observa-se que a velocidade de fase de uma onda harmônica plana pode exceder a velocidade da luz, o que não ocorre com a velocidade de grupo das ondas superpostas. Esse fato leva a conclusão que uma informação só é transmitida com a modulação da onda e, portanto, viaja com velocidade de grupo.

Uma das oscilações fundamentais em plasmas aparece devido a uma perturbação qualquer de um elemento de carga em um plasma em equilíbrio. Devido a um processo coletivo surge uma força restauradora proporcional à perturbação, que age nas partículas da vizinhança desse elemento, resultando em uma oscilação cuja frequência é denominada frequência de plasma:

$$\omega_p^2 = \frac{n_o e^2}{\epsilon_o m} \quad (7)$$

A oscilação de plasma surge devido a inércia das partículas. A oscilação dos íons é insignificante em comparação a dos elétrons devido a dependência inversa

da mobilidade das partículas com a massa. Como a frequência de plasma não depende do número de onda, de acordo com a Equação (6), a velocidade de grupo é zero e tal oscilação não se propaga.

A direção de propagação de uma onda plana em fluidos (plasmas) é definida pelo vetor de onda \vec{k} e é conveniente definir certos termos relativos à direção de \vec{k} ; propagação paralela e perpendicular são termos usados para definir as direções de \vec{k} em relação ao campo magnético ambiente. Ou seja, o primeiro termo corresponde a condição $\vec{k} \parallel \vec{B}_0$ e o segundo a $\vec{k} \perp \vec{B}_0$.

Outra maneira de se descrever a propagação de uma oscilação é através da direção de \vec{k} em relação ao campo elétrico perturbado \vec{E}_1 ; quando $\vec{k} \parallel \vec{E}_1$ denominamos propagação longitudinal e no outro caso $\vec{k} \perp \vec{E}_1$ propagação transversal.

Ondas eletrostáticas, por definição, são aquelas cujo campo magnético perturbado \vec{B}_1 é nulo; caso contrário a onda é denominada eletromagnética. Os campos perturbados \vec{E}_1 e \vec{B}_1 podem ser relacionados pela equação de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_1 = -\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \quad (8)$$

ou considerando-se oscilações do tipo onda plana:

$$\vec{k} \times \vec{E}_1 = \omega \vec{B}_1 \quad (9)$$

Portanto, se a onda é longitudinal, i.e., $\vec{k} \times \vec{E} = 0$, o campo magnético $|\vec{B}_1|$ também é nulo. Consequentemente uma onda longitudinal é também eletrostática e uma onda transversal que apresenta $|\vec{B}_1|$ finito é eletromagnética.

Após a introdução dos conceitos básicos relativos à teoria das oscilações em um fluido e suas classificações quanto a direção de propagação, na próxima seção será apresentada de forma sucinta a teoria dos fluidos de modo a relatar as equações que serão utilizadas na derivação da relação de dispersão, bem como no transcorrer de todo o trabalho.

II.2 - Teoria de fluídos

Existem muitos fenômenos dentro da física de plasma que podem ser estudados assumindo-se o plasma como dois fluídos, um de elétrons e outro de íons. A teoria de fluido ou teoria MHD é aplicada de forma bastante precisa em plasmas de baixa densidade e, conseqüentemente, esse modelo é usado na descrição da maioria dos plasmas no espaço.

Nesta aproximação não é necessário considerar que cada espécie consiste de partículas com diferentes velocidades, o que possibilita a utilização de equações envolvendo parâmetros médios do fluido a três dimensões espaciais e no tempo ao invés de se trabalhar no espaço de fase em 6 dimensões espaciais (x, y, z, v_x, v_y, v_z) e uma temporal conforme a teoria cinética, na qual as velocidades das partículas são consideradas.

As equações de fluido que descrevem completamente a dinâmica de plasmas, embora com certa aproximação, são derivadas de forma rigorosa tomando os momentos de velocidade da Equação de Vlasov (NICHOLSON, 1983). No entanto, nesta seção, tais equações de fluido serão apresentadas de forma mais intuitiva.

A primeira equação da teoria de fluido é a chamada Equação da Continuidade, que expressa o fato de que se um fluido não é gerado ou destruído, a única forma de se variar a densidade da espécie s em um ponto $\vec{r} = (x, y, z)$ é através de um fluxo de partículas da espécie s para fora ou para dentro de um pequeno volume espacial de fluido centrado em \vec{x} , ou matematicamente (SYMON, 1960):

$$\frac{\partial n_s(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{V}_s) = 0 \quad (10)$$

onde n_s é o número de partículas da espécie s por unidade de volume; \vec{V}_s é a velocidade de um elemento do fluido no ponto \vec{r} e no tempo t e

$$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{x}, \frac{\partial}{\partial y} \hat{y}, \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right).$$

A segunda equação de fluido é a Equação de Movimento, que descreve simplesmente a segunda Lei de Newton para movimento de um elemento de fluido. Para espécie s essa equação pode ser expressa da seguinte forma:

$$n_s m_s \frac{d\bar{v}_s(\bar{r}, t)}{dt} = \bar{F}_s(\bar{r}, t) \quad (11)$$

onde \bar{F}_s é a força por unidade de volume que age sobre o elemento de fluido na posição \bar{r} e tempo t .

Tomando o elemento de fluido como uma entidade, a derivada temporal total do membro esquerdo da Equação (11) deve ser escrita na forma:

$$\frac{d\bar{v}_s}{dt} = \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} + (\bar{v}_s \cdot \bar{\nabla}) \bar{v}_s \quad (12)$$

O lado direito da Equação (11) pode ser escrito somando-se todas as forças que agem sobre o elemento de fluido: força devido ao gradiente de pressão $-\bar{\nabla} \cdot \bar{P}_s$; força de Lorentz $n_s q_s (\bar{E} + \bar{v}_s \times \bar{B})$; força gravitacional $n_s m_s \bar{g}$ e força devido a colisões $-n_s m_s \nu_{sp} (\bar{v}_s - \bar{v}_p)$ onde ν_{sp} é a frequência de colisões entre as partículas das espécies s e p .

Portanto:

$$\frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} + (\bar{v}_s \cdot \bar{\nabla}) \bar{v}_s = -\frac{1}{n_s m_s} \bar{\nabla} \cdot \bar{P}_s + \frac{q_s}{m_s} (\bar{E} + \bar{v}_s \times \bar{B}) - \nu_{sp} (\bar{v}_s - \bar{v}_p) - \bar{g} \quad (13)$$

Em muitos casos, o efeito da viscosidade pode ser desprezado e a distribuição de velocidades pode ser considerada isotrópica. Nestes casos, os termos não diagonais da matriz que representa o tensor \bar{P}_s são desprezados e os termos diagonais ficam todos iguais; deste modo \bar{P}_s pode ser representada por um escalar, ou seja, $-\bar{\nabla} \cdot \bar{P}_s = -\bar{\nabla} P_s$.

Os campos macroscópicos são obtidos a partir das Equações de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0$$

e

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (14)$$

onde as quantidades de densidade de carga do fluido ρ e densidade total da corrente \vec{J} são definidas pelas equações:

$$\rho(\vec{r}, t) = \sum_s q_s n_s(\vec{r}, t) \quad e$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \sum_s q_s n_s(\vec{r}, t) \vec{V}_s(\vec{r}, t) \quad (15)$$

II.3 - Relação de dispersão das ondas eletrônicas de plasma

A obtenção da relação de dispersão de uma onda permite a análise do intervalo de frequência e de número de onda dentro do qual a propagação dessa onda é permitida. Conhecendo a relação de dispersão da onda obtém-se as condições em que ocorre sua interação com as partículas do meio ou com outra onda, e conseqüentemente, as condições exatas em que se torna instável.

Para derivação da relação de dispersão das ondas de Langmuir será usada, inicialmente, a teoria de plasma morno no qual considera-se o plasma como um gás de elétrons morno, ou seja, a energia térmica das elétrons é considerada, o movimento dos íons é ignorado e o tratamento é realizado na ausência de campos elétricos e magnéticos externos (E_0 e B_0 nulos).

Serão usadas as equações de fluido descritas anteriormente (Equações 10 e 13), as equações de Maxwell (Equações 14) e a lei para gás ideal: $P_S = n_S K T_S$, onde K é a constante de Boltzmann e T_S é a temperatura das partículas de espécie s . Serão desprezados, também, os termos de colisões entre elétrons e íons.

Considera-se inicialmente que o plasma é uniforme e se encontra em "repouso". Em um tempo $t > 0$ passa a agir sobre o plasma uma força externa qualquer que produz uma pequena separação de cargas. Remove-se instantaneamente esta força externa de modo a surgir uma força interna restauradora proveniente da separação de cargas que atua sobre os elétrons imprimindo-lhes uma aceleração a fim de reconstituir a neutralidade do plasma. A resposta dos íons a essa força é ignorada uma vez que estes são extremamente massivos em comparação aos elétrons.

Com os íons estacionários, os elétrons movem-se em torno da posição de equilíbrio com alta frequência devido a sua inércia. Tal movimento gera um campo elétrico \vec{E}_1 oscilante no espaço que provoca a constante troca de energia potencial para energia cinética e vice-versa, enquanto os termos colisionais permanecem nulos.

Essa oscilação de campo gerada a partir de separação de cargas na direção da perturbação \vec{E}_1 é considerada uma das mais simples onda de plasma chamada onda eletrônica de plasma ou simplesmente onda de Langmuir.

Escrevendo as propriedades de plasma em termos de seus valores de equilíbrio (não perturbados) e seus valores perturbados (considerando aproximação linear na qual as perturbações são de pequenas amplitudes) e de acordo com as condições de neutralidade $\vec{E}_0 = 0, n_{oi} = n_{oe} = n_0$ pode-se escrever:

$$n_e(\vec{r}, t) = n_0 + n_1(\vec{r}, t)$$

$$\vec{V}_e = \vec{V}_1(\vec{r}, t)$$

e

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) \quad (16)$$

os termos de perturbação serão considerados quantidades variando na forma de onda harmônica plana:

$$n_1(\vec{r}, t) = n_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$$

$$\vec{V}_1(\vec{r}, t) = \vec{V}_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$$

e

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (17)$$

onde a notação (\sim) representa constantes vetoriais.

Da equação da continuidade, usando as Equações 16 e 17 e desprezando os termos de segunda ordem uma vez que as amplitudes das perturbações são pequenas:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_0 \vec{V}_1) = 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left\{ n_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \right\} + n_0 \vec{\nabla} \cdot \left\{ \vec{V}_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \right\} = 0$$

onde

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial r} \hat{r} \quad \text{e} \quad \hat{r} \text{ é um versor na direção de } \vec{r}.$$

$$\Rightarrow -i\omega n_1 - i n_0 \vec{k} \cdot \vec{V}_1 = 0$$

$$\Rightarrow n_1 = \left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{V}_1}{\omega} \right) n_0 \quad (18)$$

Da linearização da equação do movimento (Equação 13), considerando apenas a dinâmica dos elétrons na ausência de colisões, de campos externos e da ação da gravidade, tem-se:

$$\frac{\partial \vec{V}_1}{\partial t} = -\frac{\vec{\nabla} P_e}{n_o m_e} - \frac{e}{m_e} \vec{E}_1 \quad (19)$$

Como a perturbação é eletrostática, $|\vec{B}_1| = 0$, e de acordo com a equação de energia adiabática para as espécies: $P_e n_e^{-\gamma} = \text{constante}$ onde $\gamma = 1 + \frac{2}{N}$ e N é o número de graus de liberdade, pode-se escrever:

$$\vec{\nabla} P_e = \gamma K T_e \vec{\nabla} n_e \quad (20)$$

Portanto:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{V}_1}{\partial t} &= -\frac{\gamma K T_e \vec{\nabla} n_e}{n_o m_e} - \frac{e}{m_e} \vec{E}_1 \Rightarrow \\ \Rightarrow - (i\omega) n_o m_e \vec{V}_1 &= -\gamma K T_e (i\vec{k}) n_1 - e n_o \vec{E}_1 \end{aligned} \quad (21)$$

Da Equação de Maxwell (Equação 14):

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_o} \Rightarrow (i\vec{k}) \cdot \vec{E}_1 = \frac{e}{\epsilon_o} (n_{oi} - n_{oe} - n_1) \Rightarrow \\ \Rightarrow (i\vec{k}) \cdot \vec{E}_1 &= -\frac{e}{\epsilon_o} n_1 \end{aligned} \quad (22)$$

Substituindo Equações 18 e 22 na Equação 21:

$$-m_e n_o (\omega) \vec{V}_1 = -\frac{e^2 n_o^2 \vec{V}_1}{\omega \epsilon_o} - \frac{\gamma K T_e k^2 n_o \vec{V}_1}{\omega} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \omega^2 = \frac{e^2 n_0}{m_e \epsilon_0} + \frac{\gamma K T_e k^2}{m_e}$$

mas

$$\omega_p^2 = \frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0} \quad e \quad V_{th}^2 = \frac{K T_e}{m_e}$$

assim

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \gamma k^2 V_{th}^2 \quad (23)$$

onde V_{th}^2 é a velocidade térmica quadrática dos elétrons.

A Equação 23 representa a relação de dispersão linear para ondas de Langmuir na ausência de colisões, também conhecida como relação de dispersão de Bohm-Gross. Gráficamente a Equação 23 está representada na Figura 1.

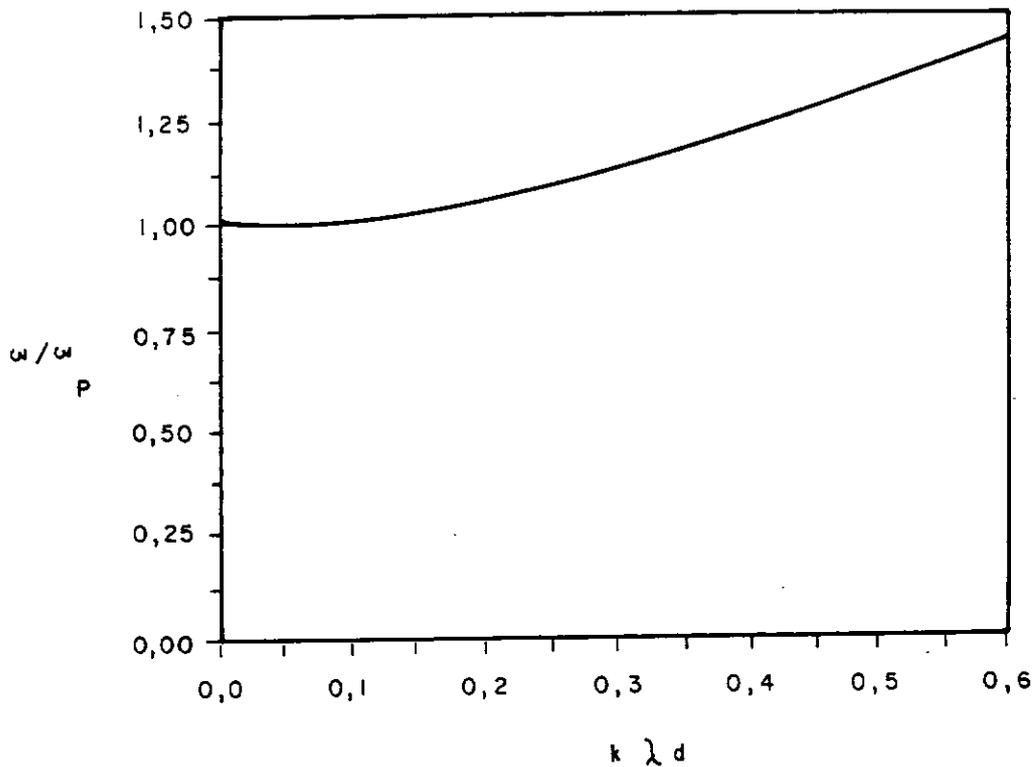


Fig. 1 - Relação de dispersão de Bohm-Gross normalizada.

Através da Figural observa-se uma significativa variação no valor ω / ω_p com o aumento de $k \lambda_d$, onde λ_d é o comprimento de Debye. Deve-se, no entanto, observar que se a densidade de elétrons aumenta, o valor de ω_p também aumenta causando um decréscimo de k . Para que haja propagação da onda é necessário $\omega > \omega_p$.

Na presença de colisões deve-se acrescentar o termo colisional na equação de movimento (Equação 19) e para eliminar a dependência entre a velocidade de elétrons e de íons é necessário utilizar a equação de movimento para íons. A solução das equações para elétrons e íons nas variáveis \vec{V}_e e \vec{V}_i leva à relação de dispersão para um plasma na sua forma mais geral dado pela expressão (CAMPOS, 1991):

$$\begin{aligned} & \left[\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \gamma k^2 V_{the}^2 \right] \left[\omega^2 - \omega_{pi}^2 - \gamma k^2 V_{thi} \right] - \omega_{pe}^2 \omega_{pi}^2 + \\ & + i \omega V_{ie} \left(2\omega^2 - \gamma k^2 V_{the}^2 - \gamma k^2 V_{thi}^2 \right) = 0 \end{aligned} \quad (24)$$

No caso particular em que o movimento dos íons e as colisões forem ambos desprezados, obtém-se a relação de dispersão de Bohm-Gross obtida anteriormente.

Se na Equação 24, ainda considerando o movimento dos íons porém assumindo que $T_i \ll T_e$, pode-se desprezar a velocidade térmica de íons (V_{thi}) e a relação de dispersão para a onda eletrônica de plasma na ausência de colisões fica:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 + \gamma k^2 V_{the}^2 \quad (25)$$

Para completar a análise pode-se considerar o caso de um gás morno de elétrons imerso em um campo magnético externo \vec{B}_0 . De acordo com BITTENCOURT, 1986 (pg. 477) pode-se mostrar que para uma onda longitudinal, desprezando-se o movimento dos íons, obtém-se a mesma relação de dispersão dada pela Equação 23 que define o modo de propagação conhecida como onda de Langmuir.

Em resumo, pode-se afirmar que em um plasma morno, independente da presença de campo magnético observa-se a propagação da onda longitudinal eletrônica do plasma (Langmuir). Na presença de campo magnético ambiente sua propagação se dá na direção paralela ao campo.

III - INSTABILIDADE ELETROSTÁTICA DE PLASMA GERADA PELA PRESENÇA DE FEIXE DE PARTÍCULAS.

Neste capítulo será desenvolvida a teoria de uma das mais simples instabilidades de plasma responsável pela amplificação da amplitude de ondas longitudinais existentes em plasmas espaciais mornos.

Essa instabilidade, denominada "instabilidade de dois feixes" ou, simplesmente, "instabilidade feixe-plasma" aparece ao se considerar um feixe de elétrons movendo-se em relação ao plasma estacionário. A distribuição de velocidades não-Maxwelliana é devido a presença de um segundo pico na função distribuição do plasma correspondente ao feixe de elétrons. Esta instabilidade vem sendo aplicada desde muito tempo na física de plasma e um dos primeiros trabalhos bastante completo nesta área foi desenvolvido por BOHM and GROSS, 1949.

Fisicamente, a interação feixe-plasma é descrita como uma interação onda-partícula, na qual as partículas do feixe são aprisionadas pelo potencial elétrico da onda, havendo troca entre a energia cinética do feixe e a energia potencial da onda, proporcionando o crescimento do campo elétrico da onda.

A instabilidade de dois feixes, genericamente, é desenvolvida para explicar a geração de vários tipos de ondas dependendo das condições utilizadas. Neste trabalho será discutido apenas a excitação de ondas longitudinais eletrônicas de plasma, por isso o capítulo foi intitulado instabilidade eletrostática devido a presença de feixe no plasma.

Antes de serem apresentados os conceitos básicos da instabilidade e as condições de seu desenvolvimento é conveniente discutir, matematicamente, o que é instabilidade de plasma.

Dada a relação de dispersão de ondas que se propagam no plasma na forma:

$$D(\omega, \vec{k}) = 0 \quad (26)$$

a instabilidade ocorre quando o campo elétrico cresce exponencialmente com o tempo, ou seja, quando a solução da relação de dispersão fornece parte imaginária da frequência (ω) positiva ($\text{Im } \omega > 0$) para determinados valores reais do vetor de onda \vec{k} .

A Equação 26 expressa a dependência entre a frequência (ω) e o vetor de onda (\vec{k}) que torna consistente a relação entre os campos elétricos e magnéticos assumidos e o campo induzido considerando perturbações de pequenas amplitudes e supondo variações na forma $e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$.

A descrição teórica apresentada na próxima seção está apoiada no trabalho de HASEGAWA, 1975.

III.1 - Teoria da instabilidade eletrostática feixe-plasma

Inicialmente, para o desenvolvimento teórico da instabilidade será considerado um sistema composto por um feixe de elétrons com velocidade \vec{v}_b e um plasma frio ($v_{th} = 0$) estacionário.

Em primeira análise, descrevendo apenas a dinâmica dos elétrons do feixe, a equação de movimento (Equação 13) para o fluido de elétrons é:

$$m_e n_b \left(\frac{d\vec{v}_b}{dt} \right) = -en_b (\vec{E} + \vec{v}_b \times \vec{B}) \quad (27)$$

onde n_b é a densidade do feixe de elétrons e a derivada do primeiro membro é dada pelas derivadas parciais no tempo e no espaço:

$$\frac{d\vec{v}_b}{dt} = \frac{\partial \vec{v}_b}{\partial t} + (\vec{v}_b \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_b$$

Escrevendo as quantidades dependentes em termos do valor perturbado e não perturbado, como foi feito no capítulo anterior, a Equação 27 em uma aproximação de ordem zero, ou seja, desprezando a perturbação na velocidade do feixe, pode ser escrita como se segue:

$$\frac{\partial \bar{v}_{ob}}{\partial t} + (\bar{v}_{ob} \cdot \bar{\nabla}) \bar{v}_{ob} = \frac{-e}{m_e} (\bar{E}_o + \bar{v}_{ob} \times \bar{B}_o) \quad (28)$$

A análise da equação de movimento de ordem zero fornece uma condição importante para a ocorrência da instabilidade. Se o feixe é estacionário e

uniforme espacialmente, isto é, $\frac{\partial \bar{v}_{ob}}{\partial t} = 0$ e $\bar{\nabla} \cdot \bar{v}_{ob} = 0$, a Equação 28 torna-se:

$$\bar{E}_o = \bar{v}_{ob} \times \bar{B}_o \quad (29)$$

Observa-se pela Equação 29 que \bar{v}_{ob} pode assumir valores arbitrários na direção de \bar{B}_o , enquanto que na direção perpendicular, \bar{v}_{ob} obedece a relação E_o / B_o , que corresponde a mesma intensidade da velocidade dos elétrons do plasma devido à deriva $\bar{E}_o \times \bar{B}_o$.

Em suma, o campo elétrico ambiente \bar{E}_o produz a mesma velocidade perpendicular ao campo magnético para os elétrons do feixe e do plasma, e conseqüentemente, a configuração de dois feixes, na ausência de colisões, só é possível na direção paralela a \bar{B}_o .

Portanto, nesta seção assume-se distribuição de dois feixes na direção do campo magnético ambiente \bar{B}_o , perturbação eletrostática ($\bar{k} \times \bar{E}_1 = 0$) e propagação também paralela ao campo \bar{B}_o .

Para simplificação de fórmulas, será usada até o fim desta seção, simplesmente, a notação \bar{v} para expressar a velocidade do feixe.

A equação de Vlasov linearizada para função distribuição de elétrons pode então ser escrita da seguinte forma (HASEGAWA, 1975):

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi_1}{\partial z} \frac{\partial f_o}{\partial v} = 0 \quad (30)$$

onde z é a direção de propagação e do campo magnético; $f_1(z, v, t)$ é a função de distribuição de velocidades perturbada; $f_0(v)$ é a função distribuição estacionária dependente apenas da velocidade e φ_1 é o potencial elétrico usado para representar o campo da onda eletrostática.

A Equação de Vlasov é obtida ao se desprezar os efeitos colisionais e descreve a evolução temporal da função distribuição $f(z, v, t)$ no espaço de fase.

Considerando perturbações do tipo $e^{i(\vec{k}\cdot\vec{z}-\omega t)}$, tem-se:

$$-i\omega f_1 + v(ik)f_1 + \frac{e}{m_e}(ik)\varphi_1\left(\frac{\partial f_0}{\partial v}\right) = 0$$

$$\Rightarrow f_1 = -\frac{(e/m_e)(\partial f_0/\partial v)}{(v - \omega/k)}\varphi_1 \quad (31)$$

A perturbação na densidade de carga é obtida pela expressão:

$$n_1(z, t) = n_0 \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(z, v, t) dv$$

e assim:

$$en_1 = \frac{e^2 n_0}{m_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_0/\partial v)\varphi_1}{(v - \omega/k)} dv \quad (32)$$

Na equação da perturbação da carga foi ignorada a contribuição dos íons, de acordo com as condições assumidas.

A condutividade do plasma associada com tal perturbação longitudinal de carga pode ser obtida através da equação (HASEGAWA, 1975):

$$\sigma(\omega, k) = i\omega en_1 / (k^2 \varphi_1) \quad (33)$$

ou

$$\sigma(\omega, k) = \frac{i \omega_e^2 n_0}{m_e k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_0 / \partial v)}{v - \omega/k} dv = \quad (34)$$

$$= \frac{i \omega \varepsilon_0 \omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_0 / \partial v)}{v - \omega/k} dv$$

Substituindo a Equação 34 na relação de dispersão geral de um modo eletrostático escrita da seguinte maneira (HASEGAWA, 1968):

$$-i \omega \varepsilon_0 - i \omega \varepsilon_0 \varepsilon \equiv i \omega \varepsilon_0 + \sigma(\omega, k) = 0 \quad (35)$$

onde ε é o tensor dielétrico equivalente, obtém-se:

$$1 - \frac{\omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_0 / \partial v)}{(v - \omega/k)} dv = 0 \quad (36)$$

A partir desses conceitos a interpretação da instabilidade é feita de acordo com o critério apresentado por HASEGAWA, 1968.

O autor mostra que de maneira geral em um sistema livre de colisões, a condição necessária para ocorrência de uma instabilidade (para que a raiz da relação de dispersão, definida pela Equação 26, tenha $\text{Im } \omega > 0$) é que uma parte da constante dielétrica satisfaça para ω real, de acordo com a Equação 35, a relação:

$$\text{Re } \sigma = \text{Re}(-i \omega \varepsilon_0 \varepsilon) \propto \text{Im } \varepsilon < 0 \quad (37)$$

Se a taxa de crescimento é pequena, ou seja, $\text{Im } \omega$ é pequeno, a condutividade do plasma dada na Equação 34 pode ser expressa, usando-se o Teorema de Cauchy para integrais complexas, na forma:

$$\sigma = \frac{i \omega \varepsilon_0 \omega_p^2}{k^2} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_0 / \partial v)}{v - \omega/k} dv + i\pi \frac{k}{|k|} \frac{\partial f_0}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k} \right] \quad (38)$$

onde a primeira parcela dentro dos colchetes representa a integral principal de valor real e a segunda parcela é a contribuição em torno da singularidade $v = \frac{\omega}{k}$ de valor imaginário (ver Figura 2).

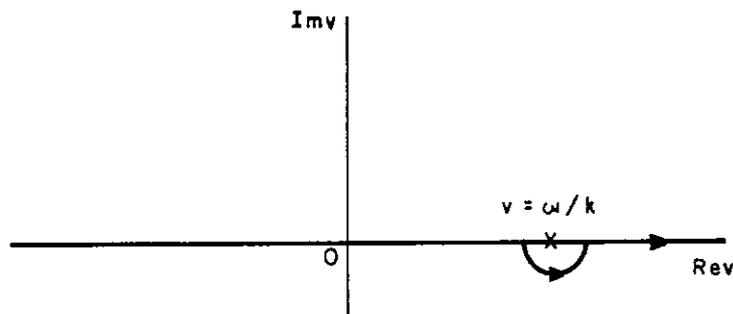


Fig.2 - Caminho de integração da Equação 34 sobre a velocidade v .

Portanto, da Equação 37, a condição necessária para a instabilidade com pequeno coeficiente de crescimento é dado pela expressão:

$$-\frac{\varepsilon_0 \pi \omega_p^2 \omega}{|k|} \frac{\partial f_0}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k} < 0$$

ou simplesmente,

$$\frac{\omega}{k} \frac{\partial f_0}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k} > 0 \quad (39)$$

A informação imediata que se obtém a partir da Equação 39 é que para $v = \omega / k = v_{ph}$, que é a condição de ressonância entre a onda e a partícula, a instabilidade é possível se a função de distribuição não perturbada apresentar gradiente positivo.

No caso da distribuição Maxwelliana (Figura 3) na forma e^{-v^2} a função sempre apresenta gradiente negativo, e portanto é estável ($\text{Im } \omega < 0$).

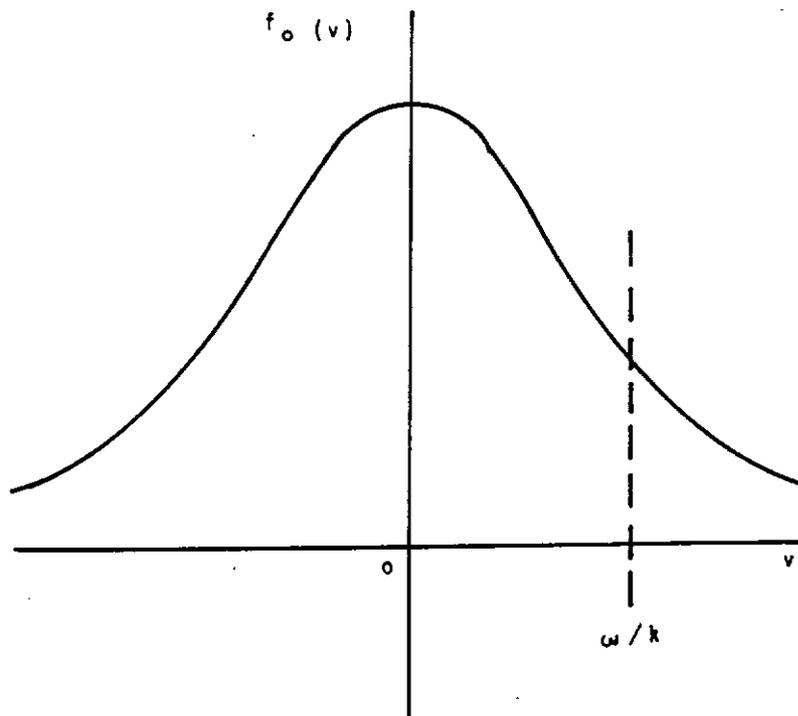


Fig. 3 - Distribuição de velocidades estável.

O caso representado na Figura 3 corresponde a situação em que o número de partículas que possuem velocidades maior que a velocidade de fase de onda (v_{ph}) é menor que o número de partículas de velocidade menor, o que corresponde a uma perda coletiva da energia da onda para as partículas do plasma (Amortecimento de Landau).

A Equação 39 corresponde a situação inversa, ou seja, ocorre a perda da energia cinética das partículas para onda durante a interação ressonante. A condição necessária à instabilidade é satisfeita, portanto, ao se considerar um feixe de elétrons com velocidade $v_b > \omega/k$ (Figura 4).

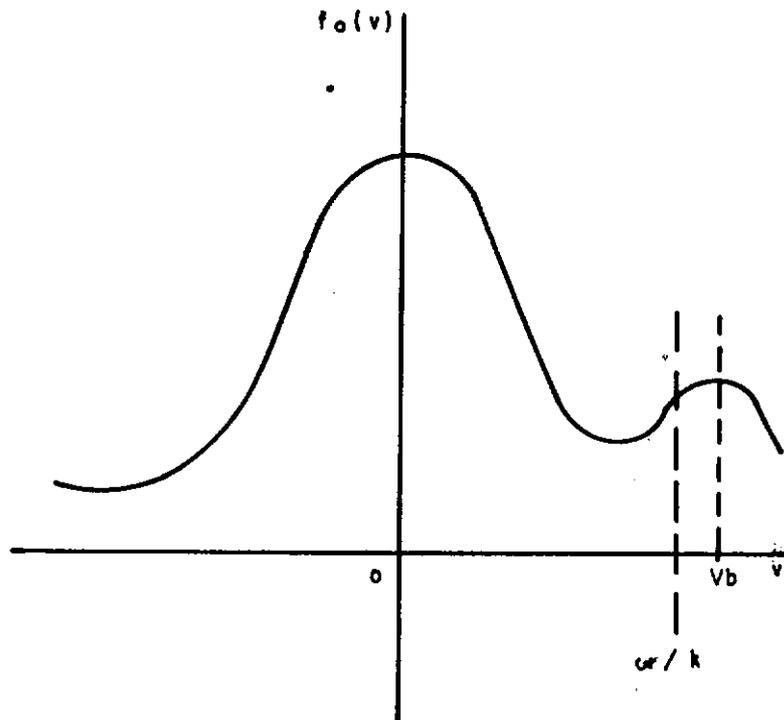


Fig. 4 - Função distribuição instável com dois máximos.

A taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma (γ) é obtida através da equação (HASEGAWA, 1975, pg. 23):

$$\text{Im } \omega = \gamma = -\frac{\text{Im } \varepsilon}{\partial \text{Re } \varepsilon / \partial \omega} \quad (40)$$

Da Equação 38 verifica-se:

$$\text{Im } \varepsilon = \text{Im} \left(\frac{\sigma}{-i \omega \varepsilon_0} \right) = \frac{-\pi \omega_p^2}{k^2} \frac{k}{|k|} \frac{\partial f_0}{\partial v} \Big|_{v=\frac{\omega}{k}} \quad (41)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\partial \text{Re } \varepsilon}{\partial \omega} &= \frac{\omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial f_o}{\partial v} \right) \frac{\partial (v - \omega/k)^{-1}}{\partial \omega} dv = \\ &= -\frac{\omega_p^2}{k^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial f_o / \partial v}{(v - \omega/k)^2} dv \end{aligned} \quad (42)$$

Tomando a derivada em relação a k da relação de dispersão (Equação 36):

$$\frac{2\omega_p^2}{k^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_o / \partial v)}{(v - \omega/k)} dv + \frac{\omega_p^2}{k^2} \left(\frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial k} - \frac{\omega}{k^2} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_o / \partial v)}{(v - \omega/k)^2} dv = 0$$

ou

$$\frac{\omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_o / \partial v)}{(v - \omega/k)^2} dv = \frac{2}{(\partial \omega / \partial k - \omega/k)} \quad (43)$$

Substituindo a Equação 43 na Equação 42, a integral pode ser escrita em função das velocidades de fase (ω/k) e grupo ($\partial \omega / \partial k$):

$$\frac{\partial \text{Re } \varepsilon}{\partial \omega} = -\frac{2}{k \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} - \frac{\omega}{k} \right)} \quad (44)$$

e finalmente a taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma é dada por:

$$\gamma = \frac{\pi \omega_p^2}{2 |k|} \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} - \frac{\omega}{k} \right) \frac{\partial f_o}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k} \quad (45)$$

Para se obter a taxa de crescimento mais completa deve-se resolver a relação de dispersão (Equação 36) para expressar ω em função de k .

A Equação 45 mostra que a condição $\left. \frac{\partial f_0}{\partial v} \right|_{v=\omega/k} > 0$ não é suficiente

para formação da instabilidade; é necessária uma condição adicional: a de que a velocidade de fase seja maior que a velocidade de grupo, conforme discutido no trabalho de DAWSON, 1961.

Foi mostrado nesta seção de que forma um feixe de elétron paralelo ao campo magnético pode excitar ondas longitudinais eletrônicas de plasma. A teoria da instabilidade de dois feixes desenvolvida neste trabalho explica um grande número de resultados experimentais observados em sistemas envolvendo interações feixe-plasma. No espaço, devido a presença contínua de feixes de partículas carregadas essa instabilidade justifica as evidências observacionais da presença de ondas de Langmuir. Alguns exemplos da aplicação da instabilidade de dois feixes em plasmas espaciais serão mostrados no capítulo IV.

Para finalizar esse capítulo, será mostrado na próxima seção, através de uma abordagem qualitativa, como ocorre a saturação da instabilidade devido a variações na função de distribuição de velocidades dos elétrons do feixe.

III.2 - Descrição da relaxação linear dos elétrons do feixe durante a evolução da instabilidade.

O desenvolvimento da instabilidade feixe-plasma leva à amplificação da amplitude de ondas de Langmuir. À medida que a onda ganha energia e sua intensidade aumenta, os elétrons do feixe são aprisionados mais efetivamente e como resultado dessa interação ressonante observa-se a difusão das partículas do feixe, deslocando a função de distribuição gradativamente para região de menores energias.

Consequentemente, a dispersão em velocidade do feixe de elétrons a partir de um regime inicial de feixe frio (função de distribuição representada por uma função delta de Dirac) é um mecanismo natural de relaxação do feixe durante a interação onda-partícula.

Quando o feixe atinge o regime cinético (feixe morno) caracterizado pela relação (MELROSE, 1986; ROWLAND, 1980):

$$\left(\frac{\Delta v_b}{v_b} \right) > \left(\frac{n_b}{n_o} \right)^{1/3} \quad (46)$$

onde Δv_b é a dispersão na função distribuição de velocidades do feixe (f_b) como está ilustrado na Figura 5, o feixe passa a interagir com um espectro turbulento de ondas eletrostáticas; a difusão das partículas para velocidades menores torna-se extremamente intensa e a interação ressonante deixa de existir.

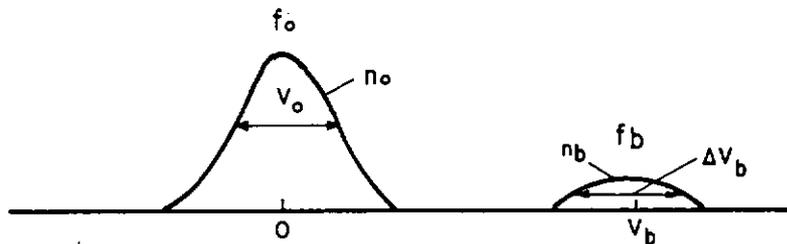


Fig. 5 - Geometria da interação feixe-plasma no espaço de velocidade.

Portanto a supressão da instabilidade feixe-plasma é acompanhada pela saturação da energia das ondas de Langmuir e pela formação de um "plateau" estável na função de distribuição do sistema (ver Figura 6).

A Figura 6 mostra a evolução da instabilidade de dois feixes através da análise temporal da função de distribuição do sistema feixe-plasma e do perfil da energia da onda de Langmuir.

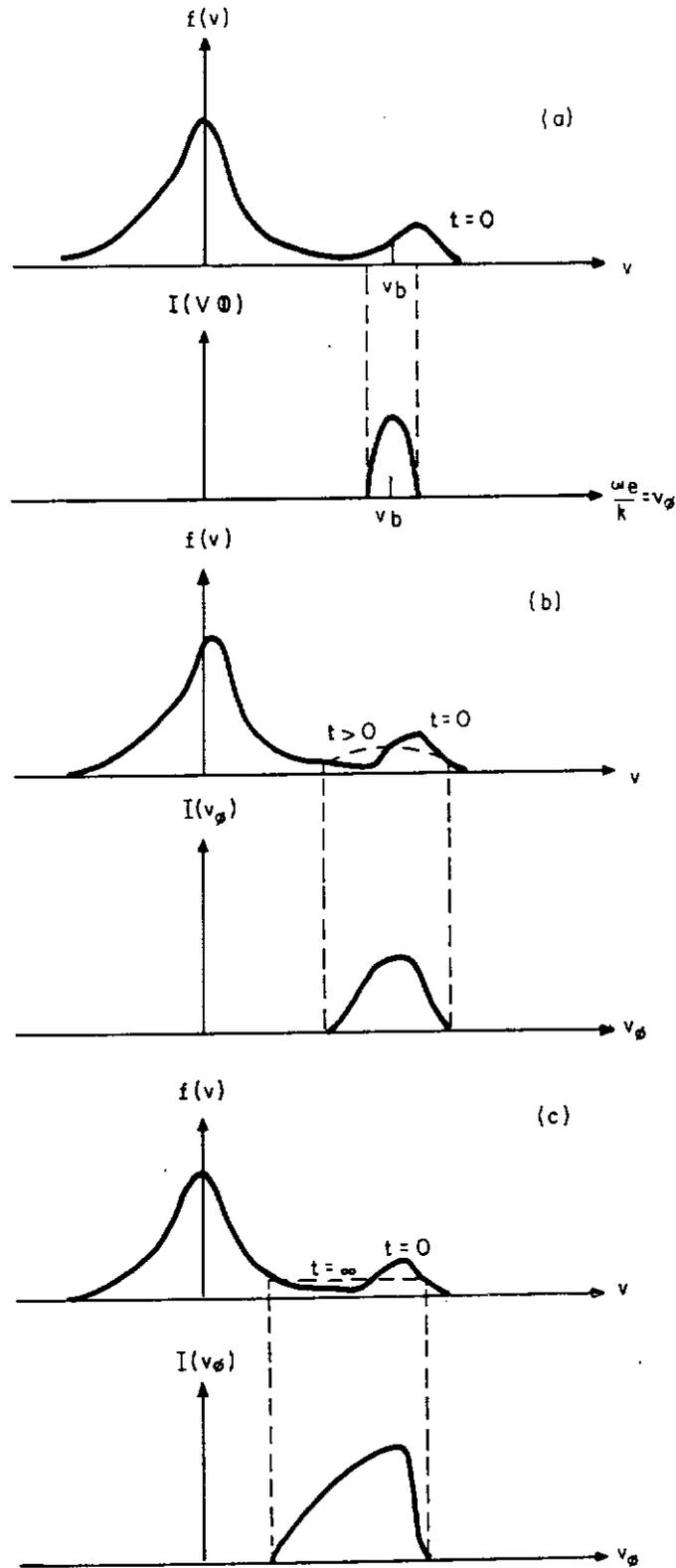


Fig. 6 - Função de distribuição do sistema feixe-plasma $f(v)$ e intensidade de energia da onda $I(v, \phi)$ durante evolução da instabilidade: (a) condição inicial em $t=0$; (b) após certo crescimento da onda ($t > 0$) e (c) saturação da onda de Langmuir e a formação do "plateau" ($t \rightarrow \infty$).

Em $t=0$ (Figura 6a) observa-se os dois picos correspondentes a velocidade do plasma e do feixe. A Figura 6b ($t>0$) mostra, que com o crescimento da onda, a interação mais eficiente resulta no início da dispersão na função de distribuição de velocidades do feixe. Na saturação da energia da onda em $t \rightarrow \infty$ (Figura 6c) verifica-se a formação do plateau.

Segundo a teoria quasi-linear de turbulência em plasma (GALEEV et al., 1977) a relaxação coletiva dos elétrons de um feixe em plasma frio devido a interação onda-partícula ocorre a uma distância característica dada por:

$$L_{QL} \approx 3 \frac{v_{the}}{v_b} \frac{v_{the}}{\omega_{pe}} \frac{n_o}{n_b} \left(\frac{\Delta v_b}{v_b} \right)^2 \Lambda \quad (47)$$

a partir de uma fronteira pela qual o feixe está sendo injetado; Λ é o logaritmo da razão entre a energia final de saturação da onda e a energia térmica do plasma.

A energia da saturação da onda de Langmuir, segundo a mesma teoria, pode atingir valores de:

$$\overline{W}_s = \frac{1}{15} \frac{n_b}{n_o} \left(\frac{v_b}{v_{the}} \right)^4 \quad (48)$$

onde \overline{W}_s é a energia normalizada em relação a energia térmica do plasma ($n_o K T_e$).

Comparando os resultados descritos nesta seção com a taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma (Equação 45), a supressão da instabilidade pode ser interpretada pela gradativa diminuição da derivada da função de distribuição ($\partial f_0 / \partial v$) devido a relaxação dos elétrons do feixe.

Experimentalmente, observa-se que o acoplamento energético entre onda-partícula em plasmas de laboratório ocorre em escala de tempo superior àquela prevista pela teoria (BREIZMAN, 1974). Somado a esse fato, também há evidências observacionais que o feixe se propaga a distâncias extremamente grandes em plasmas

espaciais sem que se observe a formação do "plateau" na função de distribuição de elétrons conforme descrito acima (PAPADOPOULOS et al., 1974).

Essas observações levam a conclusão da existência de mecanismos não-lineares que competem com a instabilidade feixe-plasma gerando sua estabilização. No entanto a descrição desses processos envolve teoria de turbulência forte que não será tratada neste trabalho.

IV - EVIDÊNCIAS DE FENÔMENOS EM PLASMAS ESPACIAIS ASSOCIADOS À INSTABILIDADE FEIXE-PLASMA

Neste capítulo serão apresentados alguns exemplos de aplicação em plasmas espaciais da interação onda-partícula. Serão descritas regiões, através de evidências observacionais, nas quais fenômenos envolvendo interação de um feixe de partículas e o plasma local ocorrem.

IV.1 - Emissão solar tipo III na frequência de rádio em regiões localizadas do meio interplanetário a partir de ondas de Langmuir instáveis.

Uma das regiões na qual a instabilidade feixe-plasma pode ocorrer é onde o vento solar interage com o plasma planetário. Um dos fenômenos observados associado à tal interação é a emissão solar do tipo III na frequência de rádio.

A emissão solar tipo III observada na frequência de rádio pode ser explicada como resultado de processos de decaimento de ondas de Langmuir instáveis de grande amplitude, excitadas através da interação entre feixe de elétrons supratérmicos (2 a 100 keV) acelerados em "flares" cromosféricos e o plasma coronal (GOLDMAN, 1983).

Um dos mais recentes trabalhos que mostra evidências observacionais dessas emissões em rádio associadas temporalmente com a observação de ondas de Langmuir é dado por REINER et al., 1992. Este trabalho apresenta eventos solares observados na frequência de rádio e na frequência de plasma através do diagnóstico denominado "Experimento Unificado em Radioastronomia e Ondas de Plasmas" (URAP) montado a bordo da sonda Ulisses durante o período de 4 de novembro de 1990 e 30 de abril de 1991. As observações foram realizadas em regiões próximas a sonda durante seu afastamento do Sol.

Para a detecção da emissão em rádio foram usados receptores operados em duas bandas distintas: banda de alta frequência entre 52 e 940 kHz (12 frequências espaçadas logaritmicamente) com largura de banda de 3 kHz e banda de baixa frequência entre 1,25 e 48,5 kHz (64 frequências espaçadas linearmente) com largura por canal de 750 Hz. O receptor para frequência de plasma varre 32 frequências entre 0,57 e 35 kHz.

A seguir serão mostrados alguns exemplos entre as várias observações realizadas a bordo da sonda que sugerem a correlação entre a emissão em rádio tipo III e detecção de ondas de Langmuir.

A Figura 7 mostra o espectro dinâmico das observações entre 00:00 e 17:00 UT do dia 11 de dezembro de 1990, quando a sonda estava a 1,35 UA do Sol.

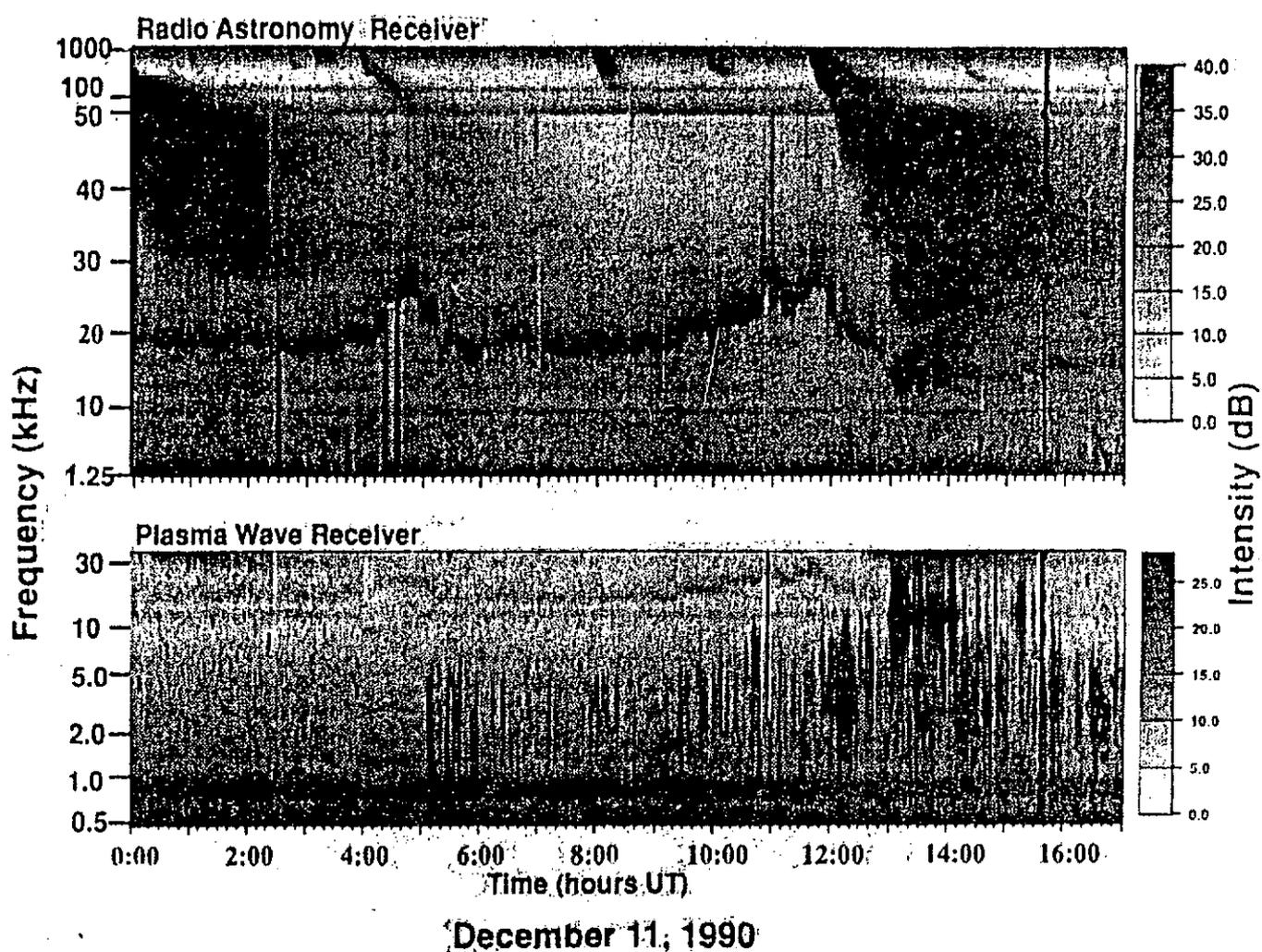


Fig. 7 - Espectro dinâmico das observações em rádio e frequência de plasma do dia 11 de dezembro de 1990 realizadas pela sonda Ulysses (REINER et al., 1992, p.342).

O espectro superior mostra a combinação dos resultados medidos pelos receptores de bandas de altas e baixa frequência e o espectro inferior refere-se a onda de plasma. O grau de negritude da figura representa o nível de intensidade relativa da emissão proporcional a potência de entrada dos receptores (intervalo de 40 dB).

As explosões em rádio do tipo III são observadas através das regiões escuras no receptor de alta frequência mostrado na Figura 7 e apenas dois destes eventos intensos se estendem para frequências muito baixas. Esses eventos apresentam deslocamento temporal com a diminuição da frequência. Deve-se observar, no entanto, que mesmo para essas explosões, a frequência de corte (20-30 kHz) ainda é superior a frequência local do plasma medida no experimento, uma vez que o plasma próximo ao Sol ainda é mais denso que o plasma na vizinhança da sonda.

Outra característica observada no espectro da emissão em rádio é a faixa escura irregular que se estende por todo o intervalo de tempo de observação correspondente a emissão quase-térmica do plasma (ruído) cuja frequência é igual à frequência local de plasma. Essa banda estreita denominada "linha de plasma" serve para a delimitação da densidade de elétrons da região próxima a sonda em função do tempo.

Para desenvolver a análise proposta por esse trabalho, particularmente, será estudada a explosão do tipo III iniciada em 11:35 UT.

Pode ser observado que esse evento é acompanhado por um pico intenso na linha de plasma, entre os instantes 13:00 e 14:00 UT, correspondente a ondas de Langmuir, centradas na frequência de aproximadamente 14 kHz, excitadas nas proximidades da sonda e evidente no espectro do plasma. As observações de ondas de Langmuir comprovam a presença de elétrons supra-térmicos e a ocorrência da instabilidade feixe-plasma no plasma próximo a sonda Ulysses.

A Figura 8 mostra a intensidade das emissões descritas acima versus tempo para algumas frequências entre 12:00 e 17:00 UT medidas pelo receptor de baixa frequência. O espectro inferior na Figura 8 corresponde ao obtido pelo receptor na frequência de plasma cujo valor central é 13,8 kHz.

Para frequências abaixo de 30 kHz a emissão de rádio mostra uma correlação temporal muito boa com a observação de ondas locais de Langmuir. Acima de 30 kHz a emissão tipo III exibe uma variação do tempo de início do evento com a frequência.

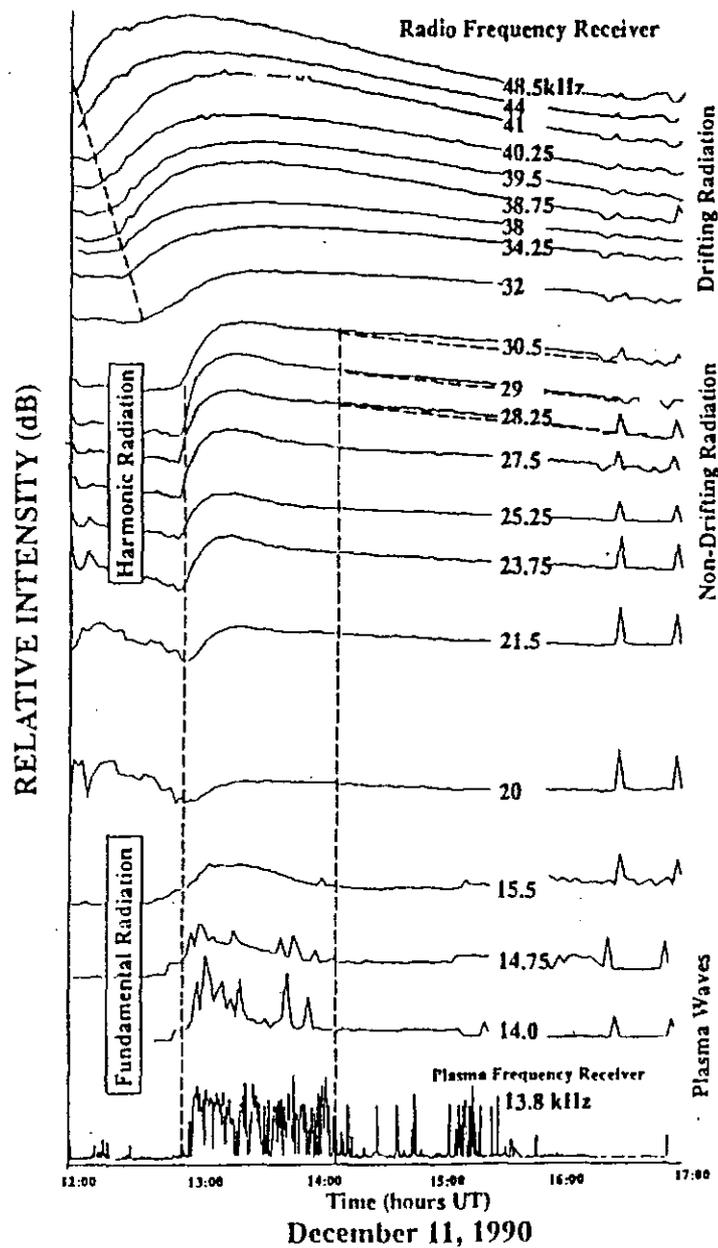


Fig. 8 - Intensidade vs. tempo para algumas frequências medidas pelo receptor de frequências de rádio e de plasma entre 12:00 e 17:00 UT. (REINER et al., 1992, p. 343).

Esses fatos sugerem que as emissões acima de 30 kHz são produzidas pelo feixe de elétrons em regiões mais distantes da sonda à medida que o feixe se propaga do Sol para regiões de plasmas menos densos. Já as emissões abaixo de 30 kHz, correspondente ao 2.^o harmônico da frequência de plasma, sugerem uma forte evidência de que são produzidas em regiões localizadas na proximidade da sonda, resultantes da instabilidade feixe-plasma, devido a excelente correlação temporal com o espectro na frequência de plasma.

Essas evidências ainda podem ser sustentadas ao se verificar o tempo de crescimento das intensidades das emissões. Para frequências abaixo de 30 kHz o pequeno tempo de crescimento comprova a geração localizada do evento enquanto que o tempo longo de crescimento para frequências superiores a 30 kHz comprovam a superposição de radiação emitidas em tempos distintos e em regiões interplanetárias distantes.

A Figura 8 mostra também um segundo pico de ondas de Langmuir menos intenso em aproximadamente 15:15 UT e o correspondente crescimento da emissão em rádio (2.^o harmônico) entre 28.25 e 30.5 kHz superposta ao decaimento exponencial da primeira emissão.

O autor utiliza o fato da emissão tipo III também ocorrer em regiões localizadas do meio interplanetário nas quais feixe de elétrons interage com "bolhas" de plasmas locais para justificar o número reduzido de eventos que apresentam tais evidências em relação às centenas de observações realizadas durante a viagem da sonda.

Outro exemplo da geração localizada da emissão em rádio associada a excitação de ondas de Langmuir pode ser dado pela explosão ocorrida entre 6:00 e 8:00 UT no dia 22 de fevereiro de 1991.

A Figura 9 mostra as intensidades versus tempo para algumas frequências selecionadas pelo receptor de baixa frequência do referido evento. Acima de 15 kHz as emissões do tipo III exibem o deslocamento com a frequência porém abaixo de 27 kHz outra componente superposta a primeira apresenta um pico entre 20 e 23 kHz com precisa correlação temporal com o pico de ondas de Langmuir observado em aproximadamente 11 kHz.

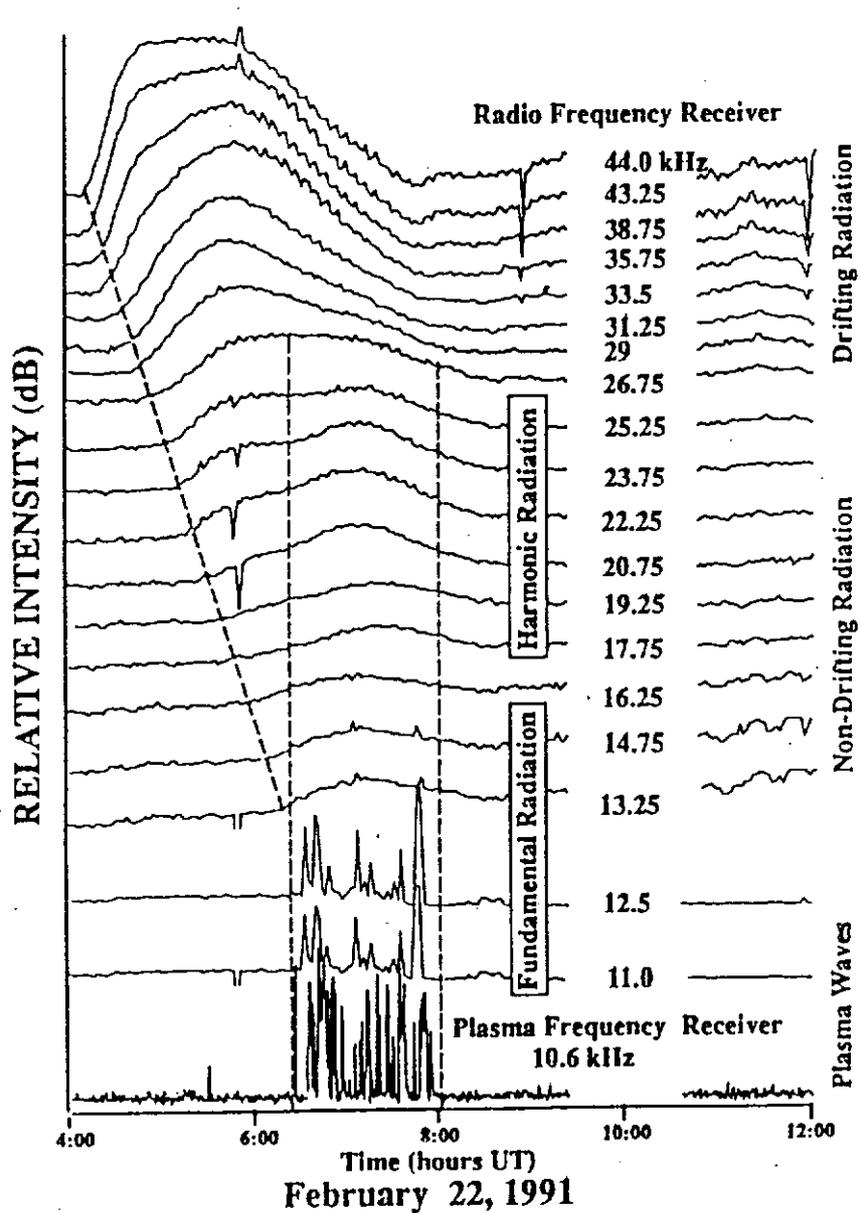


Fig. 9 - Intensidade vs. tempo de algumas frequências entre 4:00 e 12:00 UT para o evento de 22 de fevereiro de 1991. (REINER et al., 1992, p.346).

Os resultados apresentados nesta seção mostram, através da detecção de emissão solar do tipo III em regiões localizadas nas vizinhanças da sonda associadas à detecção de ondas de Langmuir, evidências da ocorrência da instabilidade gerada pela interação entre elétrons acelerados por explosões solares e "bolhas" de plasma do vento solar.

IV.2 - Detecção de ondas de Langmuir de grande amplitude na região auroral da ionosfera terrestre.

Observações de ondas de Langmuir em regiões aurorais da Terra vem sendo realizadas já há algum tempo e estão reportadas em inúmeros trabalhos (CARLSON et al., 1977; KELLOG and MONSON, 1978; McFADDEN et al., 1986). Todos eses trabalhos associam a excitação de ondas de Langmuir a intensos feixes de elétrons ao longo das linhas do campo geomagnético produzidos durante subtempestades, o que sugere forte evidência da ocorrência da interação onda-partícula (instabilidade feixe-plasma). A existência de intensa corrente alinhada ao campo magnético terrestre já foi discutida em CLOUTIER et al., 1970 e CUMMINGS and DESSLER, 1967.

As chamadas correntes alinhadas proporcionam o acoplamento entre a magnetosfera e a ionosfera e pode-se dizer que elas são as fontes geradoras das auroras. Essas correntes são intensificadas durante as subtempestades magnéticas, caracterizadas pelo acréscimo substancial na velocidade e na temperatura das partículas do vento solar. Tais tempestades são acompanhadas de grandes flutuações no campo magnético interplanetário que permitem a reconexão magnética entre as linhas do campo geomagnético e interplanetário e a precipitação das partículas energéticas para regiões ionosféricas, onde são produzidas as auroras.

Evidências observacionais recentes da geração de ondas de Lagmuir nestas regiões ionosféricas estão descritas em trabalhos desenvolvidos pelo Laboratório de Ciência Espacial da Universidade da Califórnia em Berkeley (UCB). Nesta seção serão mostrados alguns dos resultados obtidos pelo grupo citado acima (ERGUN et al., 1991).

Os dados apresentados neste trabalho foram medidos "in situ" pela passagem de um foguete-sonda (NASA 35.023) através de vários arcos aurorais discretos durante a fase de expansão de uma sub-tempestade. O foguete foi lançado às

06:55 UT do Alaska para o norte no dia 04 de março de 1988 e atingiu o apogeu em 1.107 km.

A Figura 10 mostra o resumo dos resultados medidos através de vários diagnósticos durante o tempo de vôo do foguete.

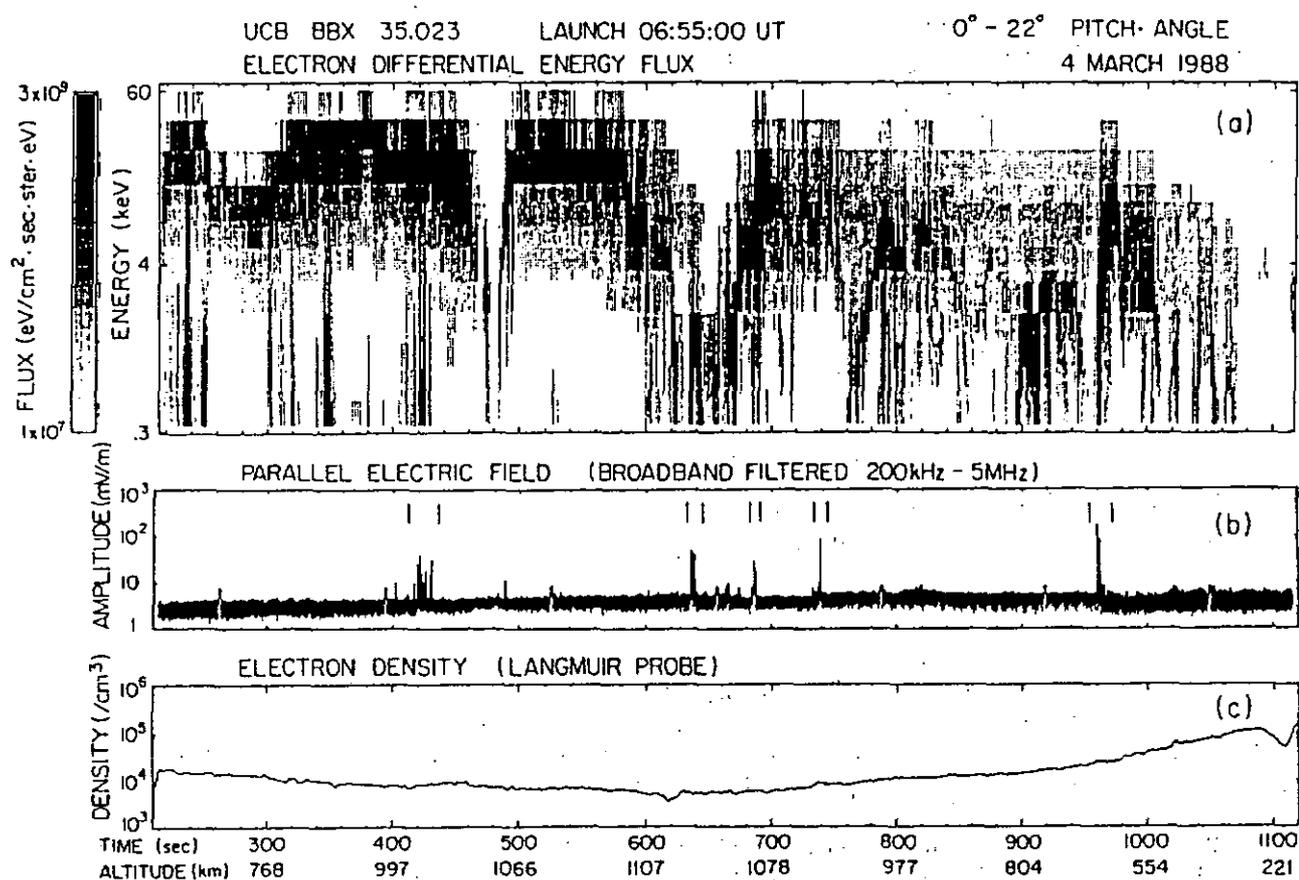


Fig. 10 - Resultados dos diagnósticos realizados a bordo do foguete (NASA 35.023) durante passagem através de vários arcos aurorais no dia 04 de março de 1988. (ERGUN et al., 1991, p. 228).

A Figura 10a representa o espectrograma do fluxo de energia dos elétrons alinhados ao campo magnético local. A intensidade é proporcional a negritude do espectro. A Figura 10b mostra a amplitude do campo elétrico paralelo de ondas de alta frequência (200 kHz a 5MHz) e a Figura 10c apresenta o perfil da densidade de elétrons do plasma ionosférico medido por sonda de Langmuir.

Através destas observações verifica-se a passagem pelos arcos aurorais através da formação de perfis em forma de "U invertido" com picos em ~ 25 keV no espectro de fluxo dos elétrons. Na Figura 10b são identificados, através de barras paralelas, cinco períodos nos quais são observadas intensas ondas de Langmuir. Durante cada um dos eventos pode ser visto um aumento paralelo no fluxo de elétrons alinhados ao campo.

Particularmente, a análise se restringirá ao evento de maior intensidade ocorrido em aproximadamente 960s.

A Figura 11 mostra uma visão expandida do fluxo de elétrons na direção do campo para alguns canais de baixa energia (380 eV a 3,2 keV) (Figura 11a), a amplitude dos campos elétricos paralelo e perpendicular das ondas de alta frequência (Figuras 11b e c) e a frequência observada da componente paralela (Figura 11d).

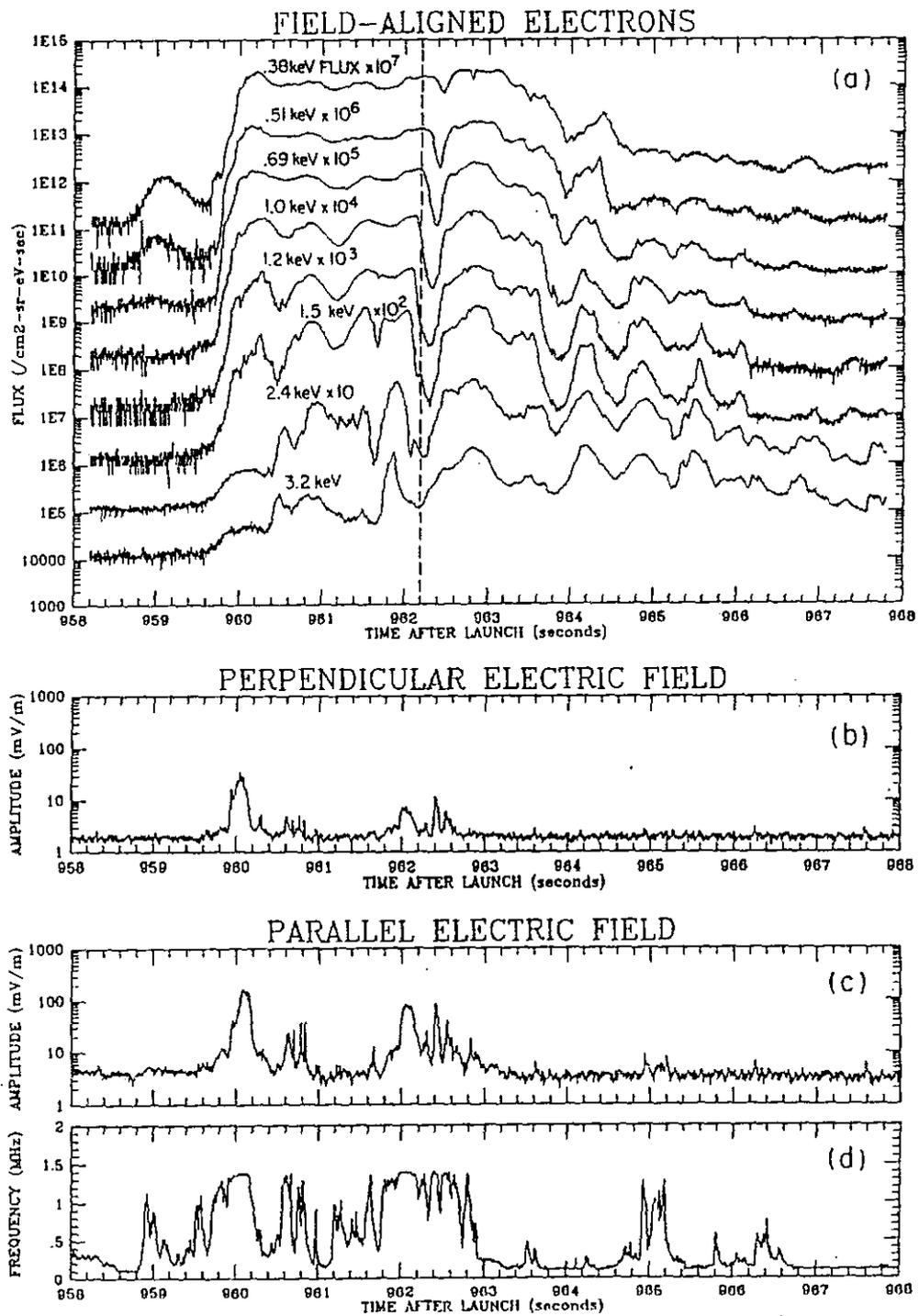


Fig. 11 - Visão expandida do fluxo de elétrons alinhados ao campo magnético e amplitude do campo elétrico das ondas de alta frequência durante o evento em 960s no dia 04 de março de 1988 (ERGUN et al., 1991, p. 229).

Observa-se dois picos de duração de aproximadamente 200 ms na componente paralela do campo elétrico da onda com magnitude de 100mV/m (Figura.11c). A frequência predominante da onda (Figura 11d) mantém-se praticamente constante em torno da frequência de plasma medida através de sonda de Langmuir (Figura 10c para altitude igual a 650 km), indicando uma característica monocromática do evento.

Associados a esses picos observa-se um repentino crescimento no fluxo dos elétrons de baixa energia em ~ 960 s.

Esses resultados levam a fortes evidências de que as oscilações de alta frequência medidas durante o experimento são ondas de Langmuir que seriam geradas a partir de interação entre os elétrons alinhados ao campo geomagnético e o plasma ionosférico.

Pode ser observado a existência de picos de menor intensidade (~ 10 mV/m) na componente perpendicular do campo de oscilação. O fato de se verificar perturbação também perpendicular, porém menos intensa em relação a componente paralela ao campo magnético, mostra que a instabilidade feixe-plasma também é responsável pela geração de outros tipos de ondas eletrostática com propagação perpendicular, como a onda ciclotrônica eletrostática (HASEGAWA, 1975).

A ocorrência da instabilidade feixe-plasma foi confirmada no mesmo trabalho através de um novo diagnóstico denominado "correlacionador onda-partícula" que permite desenvolver a correlação do tempo de chegada dos elétrons que são aprisionados pelo potencial de onda com a fase da onda observada. Esse diagnóstico mostrou que a velocidade dos elétrons em ressonância com a velocidade de fase das ondas de Langmuir, coincide com a velocidade correspondente à energia dos elétrons alinhados mostrada na Figura 10a. Pela medida da função distribuição de velocidades dos elétrons do feixe, através de um analisador de energia, observou-se também que essa velocidade ressonante corresponde a uma região de derivada positiva, que é a condição necessária para geração da instabilidade feixe-plasma (Equação 39).

O método de análise do diagnóstico mencionado acima não será abordado uma vez que este por sua complexidade, exigiria uma nova seção.

Outro exemplo da observação de ondas eletrônicas de plasmas próximas à frequência de plasma local e associadas com fluxo de elétrons alinhados em arcos aurorais está mostrado na Figura 12 tirada do trabalho de McFADDEN et al., 1986 também membro do grupo da UCB. Os dados foram obtidos por foguete lançado às 1:31:13 UT no dia 21 de janeiro de 1982.

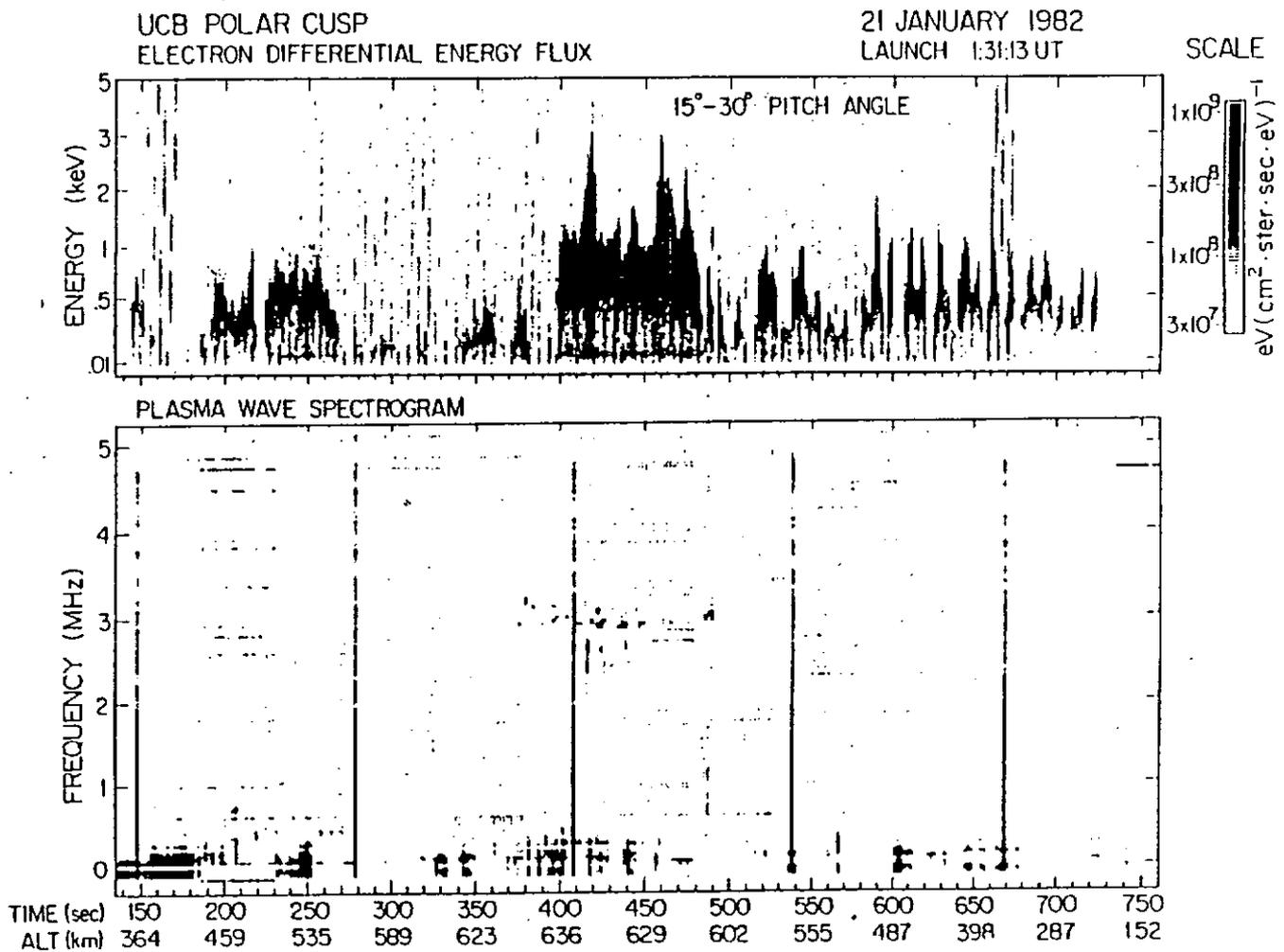


Fig. 12 - Detecção de ondas de Langmuir associadas ao fluxo de elétrons energéticos ao longo das linhas de campo auroral. (McFADDEN et al., 1986, p. 12.081).

Novamente, a Figura 12 mostra evidências da correlação entre o aumento significativo do fluxo de energia de elétrons alinhados ao campo magnético auroral e a observação de ondas eletrônicas intensas na frequência de plasma em evento entre 400 e 450 s.

Outras regiões espaciais com forte evidência de ocorrência da interação feixe-plasma como mecanismos gerador de ondas de Langmuir poderiam ser descritas neste trabalho, como por exemplo na região de interação entre as ondas de choque do vento solar e a bainha magnetosférica ("boundary layer") (ver PEROOMIAN et al., 1992). No entanto, de acordo com o objetivo deste trabalho, os exemplos aqui reportados, embora não totalmente conclusivos, são suficientes para ilustrar algumas aplicações da interação feixe-plasma em plasmas espaciais.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Bittencourt, J.A. Fundamental of plasma physics. New York, Pergamon Press, 1986. 711 p.
- Bohm, D.; Gross, E.P. Theory of plasma oscillations. Phys. Rev., 75(12): 1851-1876, Jun., 1949.
- Breizman, B.N.; Ryutov, D.D. Powerful relativistic electron beams in plasma and in a vacuum. Nucl. Fusion, 14(6): 873-907, Dec., 1974.
- Campos, E.D. Geração e detecção de ondas de Langmuir em um plasma quiescente confinado por campo multi-dipolo magnético. (Tese de Mestrado em Ciências) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, Set., 1991. 85 p.
- Carlson, C.W.; Ergun, R.E.; Hudson, M.K. Observations of beam generated upper hybrid waves parametrically decaying to whistlers. Eos. Trans. AGU, 58(12): 1214-1214, Dec., 1977.
- Cloutier, P.A et al. Direction of geomagnetically aligned currents associated with an auroral arc. J. Geophys. Res., 75(13): 2595-2600, May, 1970.
- Cummings, W.D.; Dessler, A.J. Field-aligned currents in the magnetosphere. J. Geophys. Res., 72(3): 1007-1013, Feb., 1967.
- Dawson, I. On Landau damping. Phys. Fluids, 4(7): 869-874, Jul., 1961.
- Ergun, R.E. et al. Langmuir wave growth and electron bunching: results from a wave-particle correlator. J. Geophys. Res., 96(A1): 225-238, Jan., 1991.
- Gallev, A.A. et al. Relaxation of high-current electron beams and the modulational instability. Sov. Phys. JETP, 45(2): 266-271, Feb., 1977.
- Goldman, M.V. Progress and problems in the theory of type III solar radio emission. Solar Phys., 89(2): 403-442, Dec., 1983.
- Hasegawa, A. Theory of longitudinal plasma instabilities. Phys. Rev., 169(1): 204-214, May, 1968.

- Hasegawa, A. Plasma instabilities and nonlinear effects. New York, Springer-Verlag, 1975. 217 p.
- Kellog, P.J.; Monson, S.J. Rocket observation of high frequency waves over a strong aurora. Geophys. Res. Lett., 5(1): 47-50, Jan., 1978.
- McFadden, J.P.; Carlson, C.W.; Boehm, M.H. High-frequency waves generated by auroral electrons. J. Geophys. Res., 91(A11): 12079-12088, Nov., 1986.
- Melrose, D.B. Instabilities in space and laboratory plasmas. Cambridge, University Press, 1986. 280 p.
- Nicholson, D.R. Introduction to plasma theory. New York, John Wiley & Sons, 1983. 292 p.
- Papadopoulos, K.; Goldstein, M.; Smith, R. Stabilization of electron streams in type III solar radio bursts. Astrophys. J., 190(1): 175-185, May, 1974.
- Peroomian, V. et al. Electrostatic waves due to field-aligned electron beams in the low-latitude boundary layer. J. Geophys. Res., 97(A3): 3169-3183, March, 1992.
- Reiner, M.J.; Stone, R.G.; Fainberg, J. Detection of fundamental and harmonic type III radio emission and the associated Langmuir waves at the source region. Astrophys. J., 394(1): 340-350, Jul., 1992.
- Rowland, H.L. Strong turbulence effects on the kinetic beam-plasma instability. Phys. Fluids., 23(3): 508-517, March, 1980.
- Symon, K.R. Mechanics. Massachusetts, Addison-Wesley Publishing Co. Inc., 1960.

**PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS
EDITADAS PELO INPE**

RELATÓRIOS DE PESQUISA

- Reportam resultados de pesquisa tanto de natureza técnica quanto científica.

NOTAS TÉCNICO-CIENTÍFICAS

- Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, software, sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados e atlas, e documentação de projetos de engenharia.

MANUAIS TÉCNICOS

- Descrevem normas, procedimentos, instruções e orientações.

PUBLICAÇÕES DIDÁTICAS

- Apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

TESES E DISSERTAÇÕES

- Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

PUBLICAÇÕES SERIADAS

- Periódicos Técnico-científicos: Boletim de Sensoriamento Remoto, Climanálise: Boletim de Monitoramento e Análise Climática.
- Anais de Eventos