

INFLUÊNCIA DA DISTRIBUIÇÃO DE PARTÍCULAS DO VENTO SOLAR NA INSTABILIDADE DE ONDAS EM PLASMA

GABRIEL CHAVES BRITO¹;
JOEL PAVAN²

¹Universidade Federal de Pelotas – gabriel.chaves90@gmail.com

²Joel Pavan – joel.pavan@ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

A matéria visível no Universo encontra-se, em sua maioria, em um estado gasoso ionizado no qual as partículas interagem eletricamente entre si e com campos eletromagnéticos externos. Estas partículas (íons e elétrons) compõem o vento solar, que é continuamente emitido pelo Sol no espaço interplanetário, como resultado da expansão supersônica da coroa solar.

De acordo com MAKSIMOVIC et al. (2005), as funções de distribuição de velocidades detectadas no vento solar a aproximadamente 1 unidade astronômica (UA) e na região ao redor do arco de choque terrestre, exibem usualmente três diferentes componentes, um *core* térmico, um *halo* supertérmico e um “*strahl*”. Onde o *core* e o *halo* são aproximadamente isotrópicos e o *strahl* é observado predominantemente alinhado ao campo magnético ambiente. THORME & SUMMERS (1991) definem que a principal distinção de um plasma artificial em equilíbrio obtido em laboratório e um plasma encontrado no meio interplanetário é a onipresença de uma distribuição de “cauda” energética.

Diferentes mecanismos de geração dessas caudas energéticas foram propostos. De acordo com GAELZER et.al. (2008), distribuições eletrônicas com caudas energéticas com diferentes graus de simetria são obtidas como resultado da instabilidade do tipo feixe-plasma, decorrente da interação envolvendo os modos eletrostáticos de Langmuir e íon-acústico. O estudo apresentado por LEUBNER (2000), mostra que distribuições eletrônicas com caudas energéticas também são obtidas pela interação onda-partícula através modo de Alfvén. Essas funções de distribuição que exibem caudas energéticas podem ser modeladas por funções do tipo *Kappa*.

Neste trabalho temos como objetivo investigar a dependência do índice espectral *Kappa* na intensidade das ondas geradas em um sistema feixe-plasma. Especificamente, será considerado um sistema com dois feixes contrapropagantes Maxwellianos e sua interação com o modo de Langmuir em um plasma ambiente descrito por uma função de distribuição de velocidade do tipo *Kappa*. Com isso, podemos representar a situação física envolvida em uma emissão solar do Tipo III, que é resultante da instabilidade produzida por um feixe de partículas, gerado por um evento solar eruptivo, como *flares* ou *ejeções de massa coronal*.

2. METODOLOGIA

A descrição do comportamento do plasma é feito através de uma abordagem cinética, considerando a distribuição de velocidade de partículas. Como principal característica na interação feixe-plasma, temos a emissão eletrostática longitudinal e/ou ondas eletromagnéticas transversais de frequência próxima a

frequência de plasma $\omega_{pe} = (4\pi n e / m_e)^{1/2}$, em que n é o número de densidade de partículas ambiente, e é a carga elétrica elementar e m_e é a massa do elétron.

A evolução temporal da intensidade das ondas é determinado por:

$$\frac{\partial I_k^{\sigma L}}{\partial t} = C_s^{QL} + C_i^{QL} I_k^{\sigma L} \quad (1)$$

onde

$$C_i^{QL} = \pi \omega_{pe}^2 \frac{\sigma \omega_k^L}{k} \int dv \delta(\sigma \omega_k^L - kv) \frac{\partial F_e}{\partial v} \quad (2)$$

é o *coeficiente de emissão induzida* das ondas, e

$$C_s^{QL} = \omega_{pe}^2 \frac{n_e e_e^2}{k^2} \int dv \delta(\sigma \omega_k^L - kv) F_e(v) \quad (3)$$

é o *coeficiente de emissão espontânea* das ondas.

A evolução temporal da função de distribuição das partículas (elétrons) é determinada por

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left(A f_e + D \frac{\partial f_e}{\partial v} \right) \quad (4)$$

em que,

$$D = \frac{\pi e_e^2}{m_e^2} \sum_{\sigma=\pm 1} \int dk I_k^{\sigma L} \delta(\sigma \omega_k^L - kv) \quad (5)$$

é o termo de *difusão* no espaço de velocidades, e

$$A = \frac{e_e^2}{4\pi m_e} \sum_{\sigma=\pm 1} \int dk \frac{\sigma \omega_k^L}{k} \delta(\sigma \omega_k^L - kv) \quad (6)$$

representa o termo de *arrasto*.

O modo de Langmuir é definido através da relação de dispersão:

$$\omega_k^L = \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} k \lambda_{De}^2 \right) \quad (7)$$

onde λ_{De}^2 é o comprimento de Debye e k é o número de onda.

O estado inicial do sistema é ser descrito por:

$$F_\kappa = \frac{1 - n_b/n - n_f/n}{\sqrt{\pi} \theta} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \frac{1}{\left(1 + \frac{(v - v_e)^2}{\kappa \theta^2} \right)^{\kappa+1}} + \quad (8)$$

$$+ \frac{n_b/n}{\sqrt{\pi} v_{tb}} \exp \left(-\frac{(v + v_b)^2}{v_{tb}^2} \right) + \frac{n_f/n}{\sqrt{\pi} v_{tf}} \exp \left(-\frac{(v - v_f)^2}{v_{tf}^2} \right)$$

onde n_b e n_f são as densidades das partículas do feixe “backward” e “forward”, $\theta = [(2\kappa - 3)k_B T / \kappa m_e]^{(1/2)}$ é o termo que representa a velocidade térmica na função de distribuição, κ é o índice espectral *kappa* que caracteriza a distribuição das partículas, temos que, $v_e = (n_b v_b - n_f v_f) / (n - n_b - n_f)$ é a velocidade de deriva do plasma de fundo, sendo v_b e v_f as velocidades de propagação dos feixes “backward” e “forward”, v_{tb} e v_{tf} as velocidades térmicas referentes aos feixes “backward” e “forward”, respectivamente.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

As equações acima foram normalizadas e adimensionalizadas através dos parâmetros:

$$\bar{k} = \frac{k v_e}{\omega_{pe}} \quad \nu = \frac{v}{v_e} \quad \tau = t \omega_{pe} \quad \phi = v_e F \quad \varepsilon_k^{\sigma L} = \frac{I_k^{\sigma L}}{2\sqrt{2}\lambda_{De}^3 n_e m_e v_e^2}$$

$$g = \frac{1}{8\pi^2 \sqrt{2}\lambda_{De}^3 n_e} \quad \lambda_{De}^3 = \frac{v_e}{\sqrt{2}\omega_{pe}} \quad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$$

A partir daí obtemos uma equação para ondas;

$$\frac{\partial \varepsilon_k^{\sigma L}}{\partial \tau} = \frac{2\pi g}{\bar{k}^2 |\bar{k}|} \phi\left(\frac{\sigma}{\bar{k}}\right) + \frac{\pi \sigma \varepsilon_k^{\sigma L}}{\bar{k} |\bar{k}|} \frac{\partial \phi(\nu)}{\partial \nu} \Big|_{\nu=(\frac{\sigma}{\bar{k}})} \quad (9)$$

e uma para as partículas;

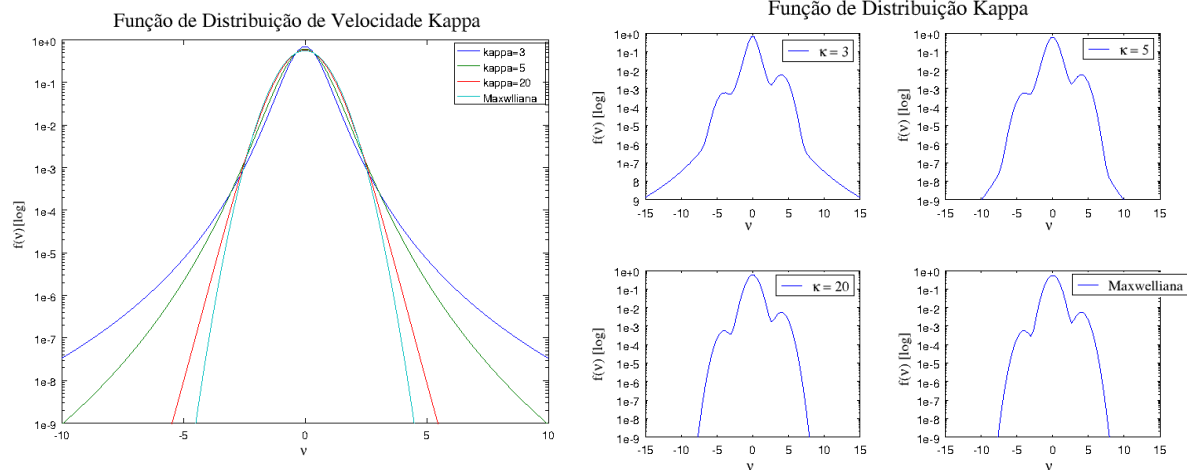
$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \nu} \left[\sum_{\sigma=\pm 1} \frac{\sigma}{|\nu|} g \phi\left(\frac{\sigma}{\nu}\right) + \sum_{\sigma=\pm 1} \frac{\varepsilon_k^{\sigma L}}{|\nu|} \frac{\partial \phi}{\partial \nu} \Big|_{\frac{\sigma}{\nu}} \right] \quad (10)$$

Obtemos também a função de distribuição inicial normalizada

$$\phi\left(\frac{\sigma}{\bar{k}}\right) = \frac{1 - n_b/n - n_f/n}{\sqrt{\pi}\bar{\theta}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \frac{1}{\left(1 + \frac{(\frac{\sigma}{\bar{k}})^2}{\kappa\bar{\theta}^2}\right)^{\kappa+1}} +$$

$$+ \frac{n_b/n}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{\sigma}{\bar{k}} - \nu_b\right)^2\right) + \frac{n_f/n}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{\sigma}{\bar{k}} - \nu_f\right)^2\right) \quad (11)$$

Através da função de distribuição inicial normalizada, podemos traçar um gráfico de comparação entre os índices espectrais, onde podemos notar que à medida que o índice *Kappa* aumenta a função de distribuição se torna mais próxima de uma função de distribuição Maxwelliana. Na figura à esquerda, também foi possível traçar quatro gráficos comparativos em que aumentamos o índice espectral em um sistema inicial feixe-plasma, equação (11), onde o plasma de fundo dos três primeiros gráficos é do tipo *Kappa* e o ultimo gráfico é Maxwelliano.



4. CONCLUSÕES

Estudamos o comportamento da Função de Distribuição do tipo *Kappa*, observando seu comportamento em um sistema feixe-plasma e comparando a uma função de distribuição Maxwelliana. A partir desses resultados podemos calcular o valor inicial das ondas de Langmuir e analisar a dependência da taxa de crescimento das ondas com o índice espectral *kappa*.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

KRALL, N.A., TRIVELPIECE, A.W. **Principles of Plasma Physics**. International series in pure and applied physics. San Francisco, McGRAW-HILL Book Company, 1986.

GÄELZER, R., ZIEBELL, L.F. **Obliquely propagating electromagnetic waves in magnetized kappa plasmas**. Physics of Plasmas, vol. 23, nº 2, p. 022110, 2016.

LEUBNER, M. **Wave induced suprathermal tail generation of electron velocity space distributions**. Planetary and Space Science, vol 48, nº2, pp. 133-141, 2000.

MAKSIMOVIC, M., ZOUGANELIS, I., CHAUFRAY, J.-Y., ISSAUTIER, K., SCIME, E.E., LITTLETON, E.J., MARSCH, E., McCOMAS, D.J., SALEM, D. LIN, R.P., ELLIOTT, H. **Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU**. Journal of Geophysical Research, vol. 10, p A09014, 2005.

THORNE, R.M., SUMMERS, D. **Enhancement of wave growth for warm plasmas with a high-energy tail distribution**. Journal of Geophysical Research: Space Physics, vol. 96, nº A1, pp. 217-223, 1991.

YOON, P.H., **Generalized weak turbulence theory**. Physics of Plasmas, Vol. 7, nº. 12, pp. 4858-4871, 2000.