

ONDAS ELETROESTÁTICAS EM PLASMAS EMPOEIRADOS

GABRIEL CHAVES BRITO¹; FERNANDO JAQUES RUIZ SIMÕES JUNIOR²; RUDI GAELZER³

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

² UFPel Universidade Federal de Pelotas – fernando.simoes@ufpel.edu.br

³ UFRGS Universidade Federal do Rio Grande do Sul – rudi.gaelzer@ufrgs.br

1. INTRODUÇÃO

A matéria visível do Universo encontra-se, em sua maioria, em um estado gasoso ionizado no qual as partículas estão acopladas eletricamente entre si e com campos eletromagnéticos externos. Esta forma de matéria é denominada plasma. Podemos definir o plasma como um conjunto de partículas ionizadas e neutras que se comportam de modo coletivo, interagindo entre si e com os campos magnéticos presentes em seu ambiente.

No Universo, o plasma contém uma grande quantidade de contaminantes, denominados coletivamente por poeira. Os grãos de poeira são formados por material particulado, composto usualmente por carbonatos, silicatos e metais e, mesmo em menor quantidade que os átomos e moléculas do plasma, possuem uma grande importância na dinâmica das partículas e dos campos eletromagnéticos que se propagam através do plasma.

Existem duas classificações relacionadas ao grau de contaminação do plasma: o *plasma com poeira*, onde a poeira é considerada uma coleção de grãos isolados eletricamente e o *plasma empoeirado*, onde a poeira também participa do processo de blindagem e do comportamento coletivo do sistema.

Os grãos de poeira contidos no plasma rapidamente tornam-se eletricamente carregados através de diversos processos. Os processos mais importantes que atuam no meio interplanetário são: (1) o acúmulo de carga por colisões totalmente inelásticas das partículas do plasma e (2) a emissão de cargas elétricas pelo efeito fotoelétrico gerado por fótons ultravioleta oriundos do Sol ou de outras estrelas. Ambos os processos competem entre si, uma vez que o processo (1) tende a carregar a poeira negativamente, ao passo que o processo (2) a torna positivamente carregada. A carga final do grão de poeira depende de diversos fatores, tais como a densidade local do plasma, sua temperatura, a velocidade média relativa entre o grão e o plasma e o fluxo de fótons ultravioleta (SHUKLA, 2000; BRITO & GAELZER, 2012; BRITO *et al.*, 2013).

Como as interações entre partículas em plasmas espaciais ocorrem ao longo de distâncias relativamente grandes, os processos usuais de transferência de energia envolvem a geração e propagação de ondas eletromagnéticas e/ou eletrostáticas.

A presença de grãos de poeira pode alterar substancialmente o comportamento dos campos eletromagnéticos no plasma, o que por sua vez altera de uma forma auto consistente o comportamento das próprias partículas, tanto as usuais (elétrons e íons) quanto a própria poeira. Quando são consideradas frequências muito abaixo das frequências características de um plasma usual, surgem novos modos de propagação e novas relações de dispersão de ondas devidos à presença da poeira. Além disso, as relações de dispersão que descrevem os modos de propagação de baixa frequência são também alteradas pela presença dos grãos de poeira (SHUKLA, 2000; MERLINO *et al.*, 1998).

Neste trabalho será apresentado um resumo dos modos de propagação e das relações de dispersão de ondas eletrostáticas de baixas frequências características em um plasma empoeirado. Estas propriedades serão analisadas a partir da formulação hidrodinâmica de um plasma empoeirado (CHEN, 1984; SHUKLA, 2000; MERLINO *et al.*, 1998).

2. METODOLOGIA

Para a realização dos estudos dirigidos, foram analisados os livros-texto do CHEN (1984); SHUKLA & MAMUN (2002); MERLINO (1998); D'ANGELO (1990). Processos de carregamento são discutidos em BRITO & GAELZER (2012) e BRITO *et al.* (2013).

A relação de dispersão linear para ondas eletrostáticas de baixa frequência em um plasma empoeirado no qual existe um campo magnético ambiente pode ser obtida empregando-se a formulação de um plasma com vários fluidos.

As equações que descrevem a interação entre as partículas do plasma e os campos eletrostáticos são:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_a}{\partial t} + \nabla \cdot (n_a v_a) &= 0, \nabla^2 \phi = -4\pi \sum_a n_a q_a, \\ n_a m_a \left[\frac{\partial v_a}{\partial t} + (v_a \cdot \nabla) v_a \right] &= -q_a n_a (\nabla \phi - v_a \times B) - k_B T_a \nabla n_a, \end{aligned} \quad (1)$$

Onde n_a , m_a , v_a , q_a e T_a são, respectivamente, densidade, massa, velocidade de fluido, carga e a temperatura da partícula da espécie a ($a = e, i, d$), $\phi(\mathbf{r}, t)$ é o potencial eletrostático e \mathbf{B} é o campo magnético ambiente. A quantidade k_B é a constante de Boltzmann. Devido aos processos de perda ou ganho de carga pelos grãos de poeira (BRITO *et al.*, 2012; 2013), a condição de quase-neutralidade de um plasma empoeirado deve ser imposta: $Z_i n_i - n_e + Z_d n_d = 0$, onde Z_i e Z_d são os números de cargas elementares dos íons (i) e da poeira (d).

Assumindo a propagação de ondas de pequena amplitude, o sistema de equações diferenciais é inicialmente linearizado. Supondo então soluções oscilatórias do tipo $\exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$, onde ω é a frequência angular da onda e $\mathbf{k} = (k_x + k_z)$ é o vetor de onda, sendo $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ e λ o comprimento de onda, obtém-se a seguinte expressão generalizada para a equação de dispersão das ondas eletrostáticas (D'ANGELO, 1990; MERLINO *et al.*, 1998):

$$\begin{aligned} \frac{G}{\xi_i^2 - G} + \epsilon Z_d^2 \mu_{ild} \frac{H}{\xi_i^2 - \tau_{dli} \mu_{ild} H} - \tau_{ile} (1 - \epsilon Z_d) &= 0, \\ G = \left(\frac{\xi_i^2}{\xi_i^2 - 1} \right) k_x^2 \rho_i^2 + k_z^2 \rho_i^2, H = \left(\frac{\xi_i^2}{\xi_i^2 - (\xi_i/\xi_d)^2} \right) k_x^2 \rho_i^2 + k_z^2 \rho_i^2, \end{aligned} \quad (2)$$

$\xi_i = \omega/\omega_{ci}$, $\xi_d = \omega/\omega_{cd}$, $\mu_{ild} = m_i/m_d$, $\tau_{dli} = T_d/T_i$, $\tau_{ile} = T_i/T_e$, $\epsilon = n_{d0}/n_{i0}$ e $\omega_{ci} = q_i B/m_i c$ é a frequência de ciclotron iônica. A relação que determina a densidade eletrônica é $n_{e0} = (1 - \epsilon Z_d) n_{i0}$. A quantidade ϵZ_d indica a fração da carga adquirida pelos grãos de poeira por unidade de volume. Em um plasma sem poeira, $\epsilon=0$ e a equação de dispersão (1) possui como soluções os modos eletrostáticos usuais: os modos *íon-acústico* e *íon-ciclotron eletrostático* (CHEN, 1984).

Quando $\epsilon \neq 0$, a equação (1) possui quatro soluções positivas para ω/ω_{ci} , as quais correspondem aos modos: *poeira-íon-ciclotron eletrostático* (EDIC), *íon-acústico* (IA), *acústico-poeira* (DA) e *eletrostático poeira-ciclotron* (EDC).

As relações de dispersão apresentadas a seguir são válidas nos seguintes regimes de frequências e direções de propagação: (a) Modos acústicos perpendiculares a \mathbf{B} ($k_x = 0$): DIA ($\omega \gg k_z C_d$) e DA ($\omega \ll k_z C_i$). (b) Modos ciclotrônicos quase paralelos ($k_z \ll k_x$): EDIC ($\omega \sim \omega_{ci}$) e EDC ($\omega \ll \omega_{ci}$). Especificamente:

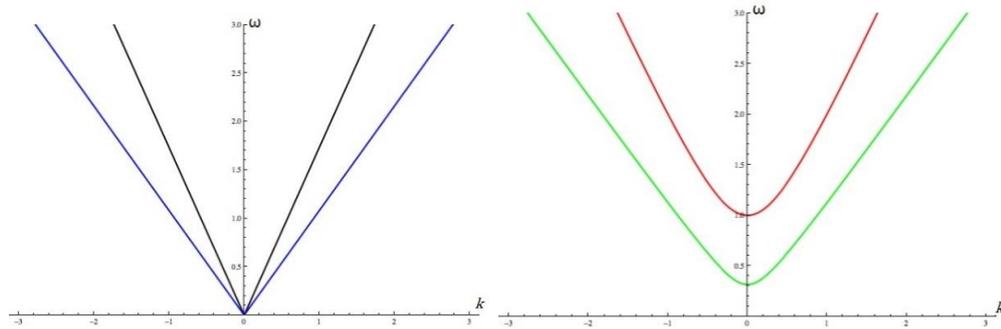
$$DIA: \omega^2 = k_z^2 C_{s,d}^2, DA: \omega^2 = k_z^2 C_{DA}^2 \text{ e } EDIC: \omega^2 = \omega_{ci}^2 + k_x^2 C_{s,d}^2, EDC: \omega^2 = \omega_{cd}^2 + k_x^2 C_{DA}^2.$$

$$\text{Em que: } C_{s,d} = \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i} + \frac{k_B T_e}{m_i(1-\epsilon Z_d)}} \text{ e } C_{DA} = \sqrt{\frac{k_B T_d}{m_d} + \epsilon Z_d^2 \frac{k_B T_i}{m_d} \frac{1}{1+(T_i/T_e)(1-\epsilon Z_d)}}.$$

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

As soluções das relações de dispersão acima, são soluções aproximadas de (1), validas nos regimes de \mathbf{k} mencionadas. Assumindo que a carga inicial do grão de poeira é nula, assim como as temperaturas das partículas são iguais $T_i = T_e = T_d = 1$.

As Figuras abaixo mostram as relações de dispersão dos modos acústicos com propagação perpendiculares ao campo \mathbf{B} , (DIA e DA) a esquerda e os modos ciclotrônicos com propagação quase paralela (EDIC e EDC) a direita.



Na Figura a esquerda observa-se as relações de dispersão para os modos DA (curva azul) e DIA (curva em preto). Estes dois modos têm propagação perpendicular a \mathbf{B} e com velocidades diferentes. O modo DA tem velocidade de propagação menor que o modo DIA, isso implica que para uma mesma frequência o modo DA tem número de onda maior que o modo DIA. No qual tem um número de onda bem menor para uma frequência mais alta comparado a o modo DA. Na Figura a direita são apresentados os modos de propagação quase paralelos, modo EDC (curva em verde) e EDIC (curva em vermelho). Como discutido no texto, o modo EDIC tem frequência de corte próxima a frequência ω_{ci} enquanto que a frequência de corte do modo EDC é bem inferior a ω_{ci} . Para números de onda maiores o modo EDIC tende a velocidade de propagação do modo DIA (C_{sd}) enquanto que o modo EDC tende para a velocidade de propagação do modo DA (C_{DA}).

4. CONCLUSÃO

Estudamos previamente os modos de propagação de ondas de baixa frequência em um plasma empoeirado considerando sempre o seu estado inicial, onde as temperaturas das partículas são iguais. A partir dos resultados obtidos, podemos variar a temperatura das partículas tornando a razão $T_d/T_i \neq T_i/T_e$ e relacionar a frequência ω/ω_{ci} à concentração de cargas negativas no grão de poeira.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

CHEN, F. F. **Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion**. New York: Plenum Press, 2nd Edition, 1984, 421 pp.

SHUKLA, P. K. **Introduction to Dusty Plasma Physics**. New York: Taylor & Francis, 2000, 450 pp.

BRITO, G. C.; GAELZER, R. **Processos de Carregamento Elétrico dos Grãos de Poeira Contidos no Plasma do Meio Interplanetário**. Anais do 21º Congresso de Iniciação Científica, UFPel, 2012.

BRITO, G. C.; GAELZER, R.; SIMÕES Jr., F. J. R. **Processos de Carregamento Elétrico dos Grãos de Poeira Contidos no Plasma do Meio Interplanetário**. Anais do 22º Congresso de Iniciação Científica, UFPel, 2013.

MERLINO, R. L., *ET AL.* Laboratory Studies of Waves and Instabilities in Dusty Plasmas. **Physics of Plasmas**, v. 5, n. 5, p. 1607-1614, 1998.

D'ANGELO, N. Low-Frequency Electrostatic Waves in Dusty Plasmas. **Planetary and Space Science**, v. 38, n. 9, p. 1143-1146, 1990.