



O MASER DE ELÉTRON-CÍCLOTRON COMO MECANISMO GERADOR DA EMISSÃO SOLAR DO TIPO V

dos SANTOS, Michel Silva; GAELZER, Rudi.

*Departamento de Física – Instituto de Física e Matemática – UFPEL
Campus Universitário, s/nº – Caixa Postal 354 – CEP 96010-900. michel.ufpel@gmail.com*

1. INTRODUÇÃO

Em ambientes espaciais, a matéria encontra-se majoritariamente na forma de plasma, sendo que diversos processos físicos resultam das propriedades desta forma de matéria. De particular importância são os fenômenos que ocorrem na cromosfera solar, onde são observados diversos processos distintos de emissão de ondas eletromagnéticas, denominados *Emissões Solares dos Tipos I – V*. Estes tipos de emissões distinguem-se por características como frequências típicas, direção de propagação, região de emissão e mecanismo gerador. As partículas energéticas resultantes destes processos irão compor parcela significativa do *Vento Solar* que é de vital importância para muitos processos físicos que ocorrem na terra e para o desenvolvimento tecnológico.

Todos os processos observados na cromosfera solar possuem em comum o fato da região-fonte apresentar inhomogeneidades em diversos parâmetros físicos, tais como densidade, temperatura e campo magnético. Como consequência, um plasma inhomogêneo é um sistema que está sempre fora do equilíbrio termodinâmico e, por isso, possui fontes de energia livre, capaz de gerar ondas e acelerar partículas.

Neste trabalho, utiliza-se a teoria magneto-iônica de plasmas para a derivação da relação de dispersão das ondas eletromagnéticas e o método do traçado de raios [1, 2] para estudar a propagação destas ondas, geradas na cromosfera solar durante um evento de emissão solar do tipo V [3-5]. Desenvolve-se também um estudo da amplificação e absorção dessas ondas ao longo de suas trajetórias de propagação dentro do plasma. Durante este evento de emissão solar, é proposta a criação de uma cavidade no plasma da cromosfera solar, ou seja, uma região de depressão na densidade eletrônica, a qual apresenta condições adequadas para a amplificação ou absorção do modo extraordinário lento (Z), através do mecanismo denominado *maser de elétron-cíclotron* [6]. Dentro da cavidade, o modo Z permanece aprisionado até serem atingidas as condições necessárias para a sua conversão ao modo ordinário (O), o qual pode se propagar ao espaço livre, sendo posteriormente

detectado por satélites que observam continuamente o Vento Solar.

Como metodologia para o estudo, para um determinado ponto dentro da cavidade solar são lançados diversos raios, gerados no modo Z, os quais irão se propagar dentro da cavidade cromosférica, até um ponto onde o critério da *janela de Ellis* [7] seja satisfeito. Neste ponto, parte da energia transportada no modo Z será convertida ao modo O. Os resultados mostram que um grande número de valores iniciais de freqüência e ângulo inicial de propagação satisfazem este critério, o que indica que o mecanismo de *maser de elétron-cíclotron* é um mecanismo provável de geração da Emissão Solar do tipo V.

2. METODOLOGIA

Na teoria magneto-iônica, a propagação de uma onda eletromagnética em um plasma magnetizado ocorre em dois modos distintos de propagação: o modo L-O, ou modo ordinário e o modo R-X, ou modo extraordinário, o qual, em função da freqüência distingue-se em modo extraordinário lento (modo Z) e modo extraordinário rápido (modo X). As características da propagação são determinadas pela relação de dispersão. Para o modo R-X, esta fica:

$$D_{RX}(K, \psi, \omega, r, \theta) = 1 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \tau \Omega_e)} = 0; \quad s = \frac{\omega \Omega_e \sin^2(\psi)}{2|\omega_{pe}^2 - \omega^2|};$$

$$\tau = (s + \sqrt{\cos^2 \psi + s^2}) s_{fe}; \quad s_{fe} = \frac{\omega_{pe} - \omega^2}{|\omega_{pe}^2 - \omega^2|};$$

Onde k e ψ são, respectivamente, o módulo e o ângulo polar do vetor de onda em relação ao campo magnético

solar, r e θ são, respectivamente o módulo e o ângulo polar do vetor posição do raio em relação ao centro do Sol, c é a velocidade da luz no vácuo, ω freqüência angular da onda, $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ a freqüência angular de plasma ($n_e(r, \theta)$, e , m_e : densidade, carga e massa eletrônicas, respectivamente) e $\Omega_e = eB_0(r, \theta) / m_e c$ é a freqüência angular de cíclotron.

$$\frac{\partial D_{RX}}{\partial \omega} \frac{dx}{dt} = -\sin \psi \frac{\partial D_{RX}}{\partial k} - \cos \psi \frac{1}{k} \frac{\partial D_{RX}}{\partial \psi};$$

$$\frac{\partial D_{RX}}{\partial \omega} \frac{dz}{dt} = -\cos \psi \frac{\partial D_{RX}}{\partial k} + \sin \psi \frac{1}{k} \frac{\partial D_{RX}}{\partial \psi};$$

$$\frac{\partial D_{RX}}{\partial \omega} \frac{dk}{dt} = \cos(\theta - \psi) \frac{\partial D_{RX}}{\partial r} - \sin(\theta - \psi) \frac{1}{r} \frac{\partial D_{RX}}{\partial \theta};$$

$$k \frac{\partial D_{RX}}{\partial \omega} \frac{d\psi}{dt} = \sin(\theta - \psi) \frac{\partial D_{RX}}{\partial r} + \cos(\theta - \psi) \frac{1}{r} \frac{\partial D_{RX}}{\partial \theta};$$

A propagação da onda é determinada pelas equações de traçado de raios ao lado, sendo que a posição do raio é calculada em coordenadas cartesianas (x, z) , ao passo que o vetor de onda é determinado em coordenadas esféricas (k, ψ) . Os ângulos azimutais, tanto da posição do

raio quanto do vetor de onda, não se alteram com a propagação do raio.

Com relação a taxa de amplificação, temos que a mesma é dada em cada ponto por:

$$Y_{\sigma} = -\frac{\sqrt{\pi} f_{pe}^2}{R_{\sigma} f} \sum_{s=0}^{s_{max}} [\Theta(s f_{ce} - f) \int_{-1}^1 Q_s^{\sigma}(u, \mu) d\mu + \Theta(f - s f_{ce}) \Theta(1 - \mu_s^2) \int_{\mu_s}^1 d\mu \sum_{+} [Q_s^{\sigma}(u, \mu) + Q_s^{\sigma}(u, -\mu)]]$$

onde $Q_s^{\sigma}(u, \mu)$, função das variáveis u e μ , será omitida por falta de espaço. Os parâmetros $n_e(r, \theta)$ e $B_0(r, \theta)$ são fornecidos por um modelo de parâmetros físicos que modelam a formação de uma cavidade na região da cromosfera solar imediatamente acima de uma região ativa [8]. Já a expressão para densidade eletrônica, a qual

também não será apresentada por restrições de espaço, prevê a formação de uma cavidade na região da cromosfera imediatamente acima da mancha solar.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A partir de um modelo de parâmetros físicos, utilizou-se o mecanismo do *maser de elétron-cíclotron* para se calcular as taxas de emissão de radiação da região-fonte da Emissão Tipo V. Para tanto, foi computada a taxa de emissão para diversos valores de frequência e ângulo do vetor de onda para uma onda eletromagnética se propagando no modo Z, determinando-se quais valores de frequência e ângulo apresentam taxas positivas de emissão.

As taxas positivas de emissão para o modo Z ocorrem em um amplo intervalo de frequências e ângulos de propagação e são comparáveis às taxas de emissão para os modos O e X, resultado propício para a hipótese de geração da emissão solar do tipo V inicialmente no modo Z, seguida de uma conversão para o modo O. A Figura 1 mostra as linhas de contorno de um gráfico de superfície das taxas de emissão para um raio emitido a uma altitude de $1,2R_{solar}$ no modo Z para diversos valores de frequência e angulo do vetor de onda. As diferentes taxas de amplificação são demonstradas com diferentes cores respectivas aos seus valores.

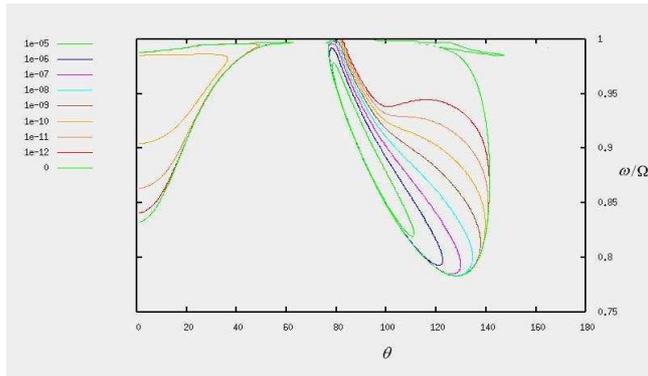


Figura 1. Valores das taxas de amplificação em função do ângulo e frequência do vetor de onda em uma altitude de $1,2R_{solar}$.

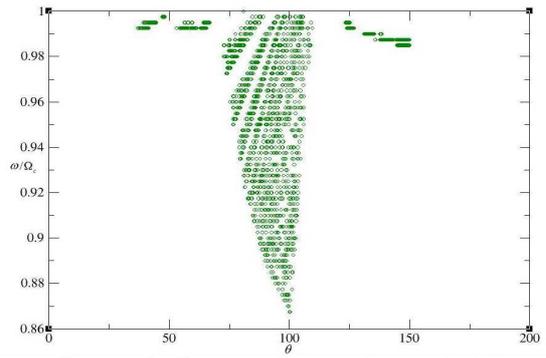


Figura 2. Pontos detectados onde há conversão de modo e taxa de emissão positiva.

As equações do traçado de raios foram resolvidas numericamente fazendo-se uso do método de Runge-Kutta de quarta ordem [9]. Os parâmetros físicos adotados são característicos das regiões ativas na fotosfera solar: $R_{solar}=7 \times 10^{15} km$ e $b=3,16 \times 10^4 km$. Para cada ponto avançado ao longo da trajetória do raio, a relação de dispersão $D_{RX}(k, \psi, \omega, r, \theta)=0$ foi novamente resolvida e seu resultado comparado com a solução numérica das equações de traçado de raios. Caso ocorresse uma discrepância muito grande entre dois valores, o passo temporal era reduzido e o conjunto de equações era novamente resolvido, repetindo-se o teste. Desta maneira, evita-se o acúmulo de erros de arredondamento nas soluções numéricas das equações diferenciais.

Mantendo a altitude inicial constante em, $z_0=1,2R_{solar}$, foi então lançada uma grande quantidade de raios no modo Z, com diferentes valores de frequência e ângulo inicial de propagação. A trajetória destes raios foi seguida até que a condição da *janela de Ellis* fosse satisfeita [7]. De acordo com este critério, uma parte da energia da onda no modo Z pode ser convertida ao modo O quando o parâmetro [10] $(\delta)^2 = \sin^2 \psi + (\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 / \Omega_e^2 + (N^2 - N_{cr}^2)^2$ for suficientemente pequeno, sendo $N=kc/\omega$ o índice de refração e $N_{cr}^2 = \Omega_e / (\Omega_e + \omega_{pe})$. A conversão de energia $Z \rightarrow O$,

quando $\delta I=0$ é de 100%. Numericamente, determinou-se que quando a largura angular da *janela de Ellis* é $\delta\psi \approx 6^\circ$ em relação a $\psi=0$, aproximadamente 50% da energia do modo Z é convertido ao modo O [7]. Para valores menores de $\delta\psi$, a sua relação com δI é $\delta I \approx 0,054(\delta\psi)/6$ [10]. Assim, inicialmente determina-se o valor de $\delta\psi$ admitido, lançando-se em seguida um raio no modo Z a partir do centro da cavidade ($\theta=0$), a uma altitude inicial z_0 , calculando-se δI em cada ponto ao longo da sua trajetória. Quando o raio é lançado, este se encontra em geral distante da janela de *Ellis*. Contudo, à medida que se propaga, este pode se aproximar da janela, decrescendo do valor de δI . Quando (e se) $\delta I \leq 0,054(\delta\psi)/6$, o raio acessou a janela de *Ellis* e a computação é interrompida.

Partindo dos dados obtidos para os pontos onde ocorre a conversão $Z \rightarrow O$ e os pontos em que a taxa de amplificação de ondas eletromagnéticas é positiva, será feito o cálculo de propagação para assim obter os pontos em que realmente teremos a conversão de modo sem haver a possibilidade do feixe ter sido absorvido pelo plasma. Para isso será desenvolvido um novo código numérico levando em conta somente os pontos comuns a ambos (amplificação positiva e conversão de modo). Esses pontos estão demonstrados na Figura 2, onde temos os ângulos e freqüências que serão levados em conta para o novo cálculo.

4. CONCLUSÕES

Realizou-se o traçado de raios de ondas se propagando no modo Z oriundas de um ponto no interior da cavidade solar. Estes raios foram seguidos nas suas trajetórias para verificar se satisfaziam o critério da janela de *Ellis* e se, ao longo de sua propagação, serão amplificados ou absorvidos pelo plasma na cavidade. Observou-se que para um grande número de valores de ω e ψ de fato ocorre a coincidência da conversão de modos $Z \rightarrow O$ e taxa de emissão positiva, o que indica que o mecanismo do *maser de elétron-cíclotron* pode ser um mecanismo viável para a geração da Emissão Solar do Tipo V.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] BERNSTEIN, I. B. Geometric optics in space- and time-varying plasmas. *The Physics of Fluids*, v. 18, n. 3, pp. 320 – 324, 1975.
- [2] BERNSTEIN, I. B., FRIEDLAND, L. Geometric optics in space and time varying plasmas. In: *Handbook of Plasma Physics*, Rosenbluth, M. N., Sagdeev, R. Z. (Eds.), volume 1: Basic Plasma Physics I, capítulo 2.5, pp. 367 – 418. Amsterdam : North Holland, 1983.
- [3] ROBINSON, R. D. A study of Type V solar radio bursts. *Solar Physics*, v. 55, n. 2, pp. 459 – 472, 1977.
- [4] DULK, G. A., SUZUKI, S., GARY, D. E. The position and polarization of Type V solar bursts. *Astronomy and Astrophysics*, v. 88, n. 1-2, pp. 218 – 229, 1980.
- [5] RAOULT, A., VLAHOS, L., MANGENEY, A. An injection model for type III/V bursts in solar flares. *Astronomy & Astrophysics*, v. 233, n. 3, pp. 229-234, 1990.
- [6] WINGLEE, R. M., DULK, G. A. The electron-cyclotron maser instability as the source of solar Type V continuum. *The Astrophysical Journal*. v. 310, n. 1, part 1, pp. 432 – 443, 1986.
- [7] SMITH, M. S. Numerical Solution of the “Ellis Window” Problem. *Nature-Physical Science*, v. 243, n. 124, pp. 29, 1973.
- [8] YOON, P. H., WU, C. S., WANG, C. B. Generation of type III solar radio bursts in

- the low corona by direct amplification. II. Further numerical study. *The Astrophysical Journal*, v. 576, n. 1, pp. 552-560, 2002.
- [9] PRESS, W. H., TEUKOLSKY, S. A., VETTERLING, B. P. *Numerical Recipes in FORTRAN*. New York : Cambridge Press, 1992, Second Edition, 999 pp.
- [10] YOON, P. H., WEATHERWAX, A. T., ROSENBERG, T. J., LABELLE, J., SHEPHERD, S. G. Propagation of medium frequency (1-4 MHz) auroral radio waves to the ground via the Z-mode radio window. *Journal of Geophysical Research*, v. 103, n. A12, pp. 29267-29275, 1998.