

EFICIÊNCIA DA RAZÃO DE AQUECIMENTO DE UM PLASMA EM FUNÇÃO DO VOLUME RESSONANTE E DO EFEITO DO BOMBEIO MAGNÉTICO

C.da C.Rapozo, A.S.de Assis, G.H.Cavalcanti e N.L.P.Mansur

Laboratório de Física dos Plasmas - Instituto de Física
Universidade Federal Fluminense-24.020-Niterói,RJ,Brasil

RESUMO:

Observou-se, experimentalmente, na máquina linear tipo espelho LISA, que a razão do aquecimento de plasma, durante o aquecimento ciclotrônico dos elétrons, é função do grande e pequeno volume de ressonância. Estes volumes ressonantes são obtidos desconectando-se um certo número de bobinas, que produzem o campo magnético na máquina LISA. Utilizou-se, também, um código numérico para resolver duas equações que descrevem o processo de aquecimento colisional do plasma (bombeio magnético colisional).

Foi mostrado por Galvão e Aihara[1] e , mais tarde, por Rapozo et al.[2], que durante o aquecimento eletro-ciclotrônico o potencial de plasma decai. Isto foi verificado no nosso sistema. Foi estudada a eficiência de aquecimento como função do volume ressonante e do processo de aquecimento colisional.

Foi utilizado o tratamento de perturbação para o cálculo da razão de acréscimo de energia do plasma contido por um campo magnético periodicamente perturbado por um pulso de rádio-freqüência. Primeiramente, foi introduzida uma perturbação senoidal, Berger et al[3]. Neste caso, o acréscimo de energia é proporcional ao fator de modulação de campo definido por $\delta = \Delta B/B$. Este parâmetro, no nosso caso, é muito pequeno ($\sim 10^{-3}$) e, conseqüentemente, a razão de aquecimento do plasma é relativamente pequena.

Na Seção 2 deste trabalho é descrito o sistema LISA. Na Seção 3 apresentamos os resultados experimentais e análise. Na Seção 4 apresentamos as conclusões.

1. INTRODUÇÃO:

LISA é uma máquina linear tipo espelho magnético construída pelo Max - Planck Institut für Plasmaphysik (Garching, Alemanha Ocidental). Esta máquina está atualmente montada na Universidade Federal Fluminense (Niterói-RJ) e seus parâmetros principais são dados na Tabela I. O plasma é fracamente ionizado ($\sim 1\%$) e o gás utilizado é o Hélio.

COMPRIMENTO TOTAL, L	255 CM
RAIO INTERNO, A	8.5 CM
CAMPO MAGNÉTICO UNIFORME, B	10.5 KG
CAMPO NA REGIÃO DE ESPELHO, B	13.0 KG
EXTENSÃO DO CAMPO MAGNÉTICO UNIFORME	100 CM
DENSIDADE DE ELÉTRONS, N_E	10^{10} CM^{-3}
TEMPERATURA DE ELÉTRONS, T_E	80 EV
TEMPERATURA DE ÍONS, T_I	10 EV
EXTENSÃO DO GRANDE VOLUME DE RESSONÂNCIA	50 CM
EXTENSÃO DO PEQUENO VOLUME DE RESSONÂNCIA	40 CM

2. APARATO EXPERIMENTAL:

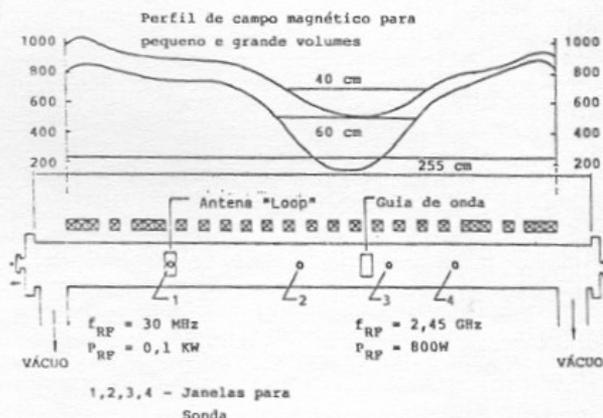


Fig.01 - Máquina "LISA"

O experimento foi desenvolvido na LISA (Fig.01 e Tabela I). Foi utilizada uma fonte de microonda, que contém uma Magnetron, com uma freqüência de 2,45 GHz, uma potência de 800 W, que era injetada em pulsos de 10 a 100 ms de duração.

Tabela I: Resumo dos parâmetros básicos da "LISA" e do plasma produzido.

Foram usados como diagnósticos, uma sonda eletrostática plana, sonda Hall, sonda magnética e bobina diamagnética.

3. RESULTADO EXPERIMENTAL E ANÁLISE:

Neste trabalho é estudada a eficiência do aquecimento eletro-ciclotrônico e do aquecimento por bombardeamento magnético quando é substituído o volume de ressonância(Fig.01).

3.1 - Eficiência de aquecimento como função do volume de ressonância :

Nas Figs. 02a,b pode-se observar o perfil de temperatura da LISA para a região de grande volume e para a região de pequeno volume de ressonância, e estes mostram um pico, respectivamente, em 47 e 37 eV e a temperatura média 40 e 30 eV.

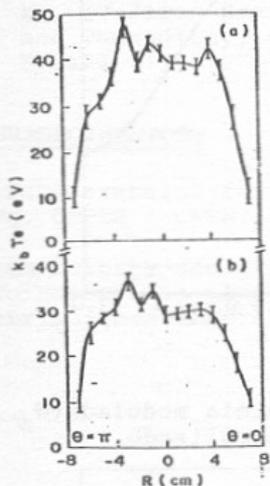


Fig.02 - Perfis de temperatura para grande(a) e pequeno (b) volumes de ressonância.

Se for considerado que a potência total da rádio-freqüência introduzida é a mesma, pode-se notar que o aquecimento na região de grande volume é mais eficiente do que na de pequeno volume de ressonância.

Considere a equação de balanço de energia:

$$\frac{d\bar{W}_j}{dt} = \alpha_j - \frac{\bar{W}_j}{\tau_j} \quad (1)$$

onde \bar{W}_j , α_j e τ_j são, respectivamente, a energia média, a razão de aquecimento e o tempo de confinamento, e $j = 1, 2$ indicam as regiões de grande e pequeno volume de ressonância. Na situação estacionária teremos:

$$\bar{W}_j = \alpha_j \tau_j$$

A razão de aquecimento foi calculada por Barter et al[4] e é dada por

$$\alpha = \frac{\pi}{3} B_0 \int n_e \delta(B - B_0) \frac{dv}{n_e} \quad (2)$$

onde B_0 é o campo magnético ressonante. No nosso caso $B_0 = 875$ Gauss e $n_e = 7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Os grande e pequeno volumes são AL_1 e AL_2 , onde A é a área transversal de confinamento e $L_{1,2}$ os comprimentos das regiões. Temos

$L_1 = 60 \text{ cm}$ e $L_2 = 40 \text{ cm}$. Assim, pode ser escrito

$$\alpha_j \approx n_e A L_j \quad (3)$$

Desta forma $\alpha_1 > \alpha_2$.

Os tempos de confinamento τ_1 e τ_2 foram calculados utilizando-se um código de simulação em 3 dimensões para 5.000 partículas num campo magnético usando os valores medidos (Tabela I), desenvolvido por Rapozo et al[5], e estes são $\tau_1 \approx 12 \mu\text{s}$ e $\tau_2 \approx 128 \mu\text{s}$.

Finalizando, tendo obtido experimentalmente os valores $\bar{W}_1 = 90 \text{ eV}$ e $\bar{W}_2 = 70 \text{ eV}$, e teoricamente $\tau_1 \approx \tau_2$, confirmou-se experimentalmente a relação obtida por Barter et al[4], isto é, a razão de aquecimento é função do volume ressonante.

3.2 - Aquecimento colisional por bombeamento magnético:

Nesta parte, levamos em conta uma perturbação do campo magnético da forma: $B = B_0 (1 + \delta \cos \omega t)$, onde B_0 é o campo magnético estático externo. No nosso caso, introduzimos uma perturbação de tal forma que $\delta \approx 10^{-3}$.

É possível obter-se a relação entre a variação temporal da componente perpendicular da energia em função da variação temporal do campo magnético total.

Consideremos que o sistema tende ao equilíbrio cinético. Quando a componente paralela ou perpendicular da energia aumenta, por exemplo, quando a componente perpendicular é acrescida por um pulso de RF, há uma troca entre as duas componentes devido a colisões. Esta pode ser expresso matematicamente por

$$\frac{dW_{//}}{dt} = \nu_c \left(\frac{W_{\perp}}{2} - W_{//} \right) \quad (4)$$

e

$$\frac{dW_{\perp}}{dt} = \frac{W_{\perp}}{B} \frac{dB}{dt} - \nu_c \left(\frac{W_{\perp}}{2} - W_{//} \right) \quad (5)$$

onde $W_{//}$ é a energia ao longo das linhas de campo magnético, W_{\perp} a energia perpendicular às linhas de campo com dois graus de liberdade e ν_c a freqüência de colisão.

O termo à direita na Equação (4) e o segundo à direita na Equação (5) mostra que, quando ocorre colisão, há transferência de energia de uma componente para outra. O primeiro termo da Equação (5) nos dá a transferência da energia do pulso.

A energia total é dada por

$$W = W_{//} + W_{\perp} \quad (6)$$

Fazendo

$$\Delta W = \frac{W_{\perp}}{2} - W_{//} \quad (7)$$

pode se reescrever as Equações (4) e (5) ficando da forma

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} A(t) (W + \Delta W) \quad (8)$$

$$\frac{d\Delta W}{dt} = \frac{2}{3} A(t)(W - \Delta W) - \frac{3}{2} v_c \Delta W \quad (9)$$

onde $A(t) = \frac{1}{B} \frac{dB}{dt}$.

No início do pulso, quando $t \approx 0$, então $A \approx 0$, temos desta forma, dada a equação(9)

$$\frac{d\Delta W}{dt} = - \frac{3}{2} v_c \Delta W \quad (10)$$

tendo como solução

$$\Delta W = \Delta W_0 e^{-(3/2)v_c t} \quad (11)$$

A relação (11) mostra que o sistema tende ao equilíbrio cinético devido às colisões. Isto acontece rapidamente se a frequência de colisão for muito grande comparada à frequência do pulso.

As Figs. 03, 04 e 05 mostram a solução numérica das Equações (8) e (9).

As Figs. 03a e 04a mostram a tendência ao equilíbrio cinético de W_{\perp} e W_{\parallel} , com a influência da RF. As Figs. 03b e 04b mostram que depois do equilíbrio, a energia cresce monotonicamente com o tempo de trânsito. A Fig. 05 mostra a variação de ΔW no tempo, demonstrando a tendência do sistema ao equilíbrio.

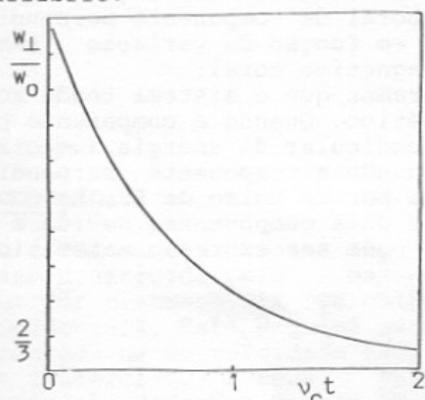


Fig.03a - Energia perpendicular modulada (W_{\perp}/W_0) vs. tempo normalizado.

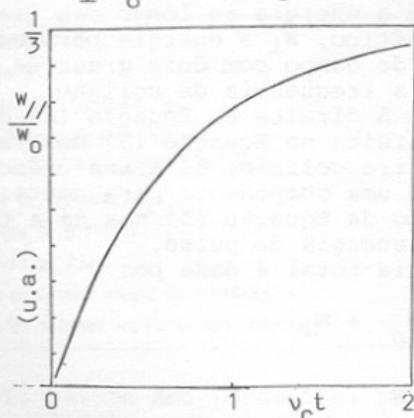


Fig.03b - Energia paralela modulada (W_{\parallel}/W_0) vs. tempo normalizado.

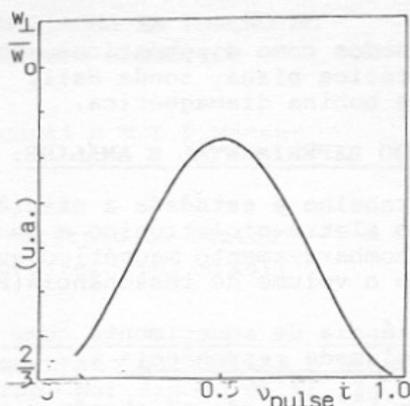


Fig.04a - Energia perpendicular modulada (W_{\perp}/W_0) vs. tempo normalizado.

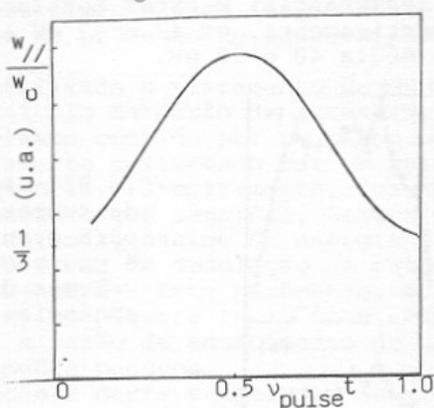


Fig.04b - Energia paralela modulada (W_{\parallel}/W_0) vs. tempo normalizado.

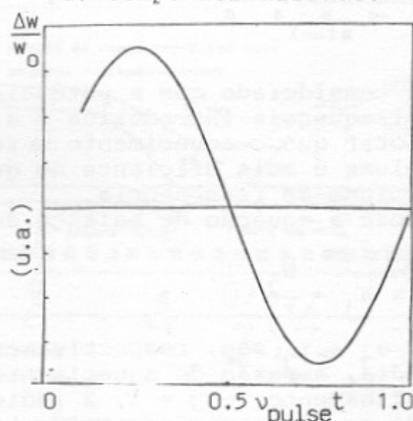


Fig.05 - Diferença de energia modulada ($\Delta W = (W_{\perp}/2) - W_{\parallel}$) vs. tempo

4. CONCLUSÃO:

Foi mostrado experimentalmente que a razão de aquecimento devido à ressonância eletro-ciclotrônica é uma função do volume de ressonância, confirmando a afirmativa de Barter. Mostrou-se, também, que a colisão é

fundamental na termalização e na absorção de energia.

REFERÊNCIAS

- [1] G.P.Galvão and S.Aihara, Lett.al Nuovo Cimento 33, 140 (1982).
- [2] C.da C.Rapozo, P.H.Sakanaka and H.R.T. Silva, Revista Brasileira de Física , vol.17, nº2, 222 (1987).
- [3] J.M.Berger, W.A.Newcomb, J.M.Dawson , E.A.Frieman, R.M.Kulsrud and A.Lenard, Physics of Fluids, vol.1, nº4, 301 (1958).
- [4] J.D.Barter, J.C.Sprott and K.L.Wong , Physics of Fluids, 17, 810 (1974).
- [5] C.da C.Rapozo, S.Aihara and P.H.Sakanaka, IV Japan-Brazil Symposium on Science and Technology, vol.3, 162, São Paulo , Brasil (1984).

AGRADECIMENTOS:

Este trabalho foi financiado pela FINEP, CNPq, CAPES e CNEN.

Os autores são gratos ao Engenheiro H.Teixeira e ao aluno J.J.G.Borges por suas contribuições a este trabalho.