

ESTUDO DE OSCILAÇÕES NA FREQUÊNCIA HÍBRIDA INFERIOR
COMO UMA TÉCNICA DE DIAGNÓSTICO

Gildo de H.Cavalcanti, R.Y.Honda e C.da C.Rapozo

Instituto de Física - Universidade Federal Fluminense

24.210 - Niterói, RJ, Brasil

RESUMO :

A obtenção de perfis radiais estacionários do campo magnético associado com a excitação das oscilações magneto-acústicas, possibilita a determinação de parâmetros de plasma, tais como a frequência de colisão entre os vários constituintes do plasma, suas respectivas seções de choque para o momentum transferido, a temperatura do plasma e sua densidade média. Tais oscilações foram produzidas passando-se continuamente uma corrente de RF através de uma antena solenoidal introduzida coaxialmente no interior da máquina linear LISA do Instituto de Física - UFF, na qual o plasma a ser diagnosticado estava imerso em um campo magnético (B_0) uniforme na direção axial.

Para determinação dos parâmetros citados foi feito um ajuste numérico da estimativa teórica aos perfis experimentais obtidos, no qual foram usados parâmetros livres associados diretamente com as frequências de colisões a serem determinadas.

1. INTRODUÇÃO :

Tal investigação foi realizada em 1963 por Cantieni e Shneider¹ onde as oscilações foram obtidas usando-se um capacitor de descarga em uma bobina que envolvia o tubo de descarga. As frequências de colisão e létron-ion e ion-átomo neutro foram introduzidas por um modelo teórico e a temperatura de elétrons foi determinada por espectroscopia. O objetivo foi a determinação da densidade média do plasma.

Lindberg e Danielson² (1963) examinaram as oscilações magnetoacústicas radiais naturais de um plasma, geradas espontaneamente devido à injeção do plasma em um campo magnético estacionário ou pela perturbação deste campo magnético aumentando-o passo a passo. A presença de partículas neutras foi ignorada devido ao alto grau de ionização assumido. Foram medidos valores médios da densidade de ions, temperatura de elétrons e ions.

Frommelt e Jones³ (1975) empreenderam tal investigação para um plasma de argônio produzido por descarga, onde as oscilações foram

continuamente excitada por um gerador de RF. A densidade de elétrons foi obtida por meio de técnicas de interferometria. O modelo teórico incluía: uma distribuição não uniforme de densidade, e a influência de partículas neutras. Foi usada a técnica de ajuste numérico para obtenção das frequências de colisão para o momentum transferido.

Neste artigo ressaltam-se os seguintes pontos:

- A. A investigação teórica e experimental das oscilações magneto-acústica leva em conta a influência das partículas neutras devido ao baixo grau de ionização do plasma em análise.
- B. O objetivo é a detecção de modos estacionários para utilizá-los como meio de diagnóstico.
- C. O plasma de Hélio é produzido através de um pulso de micro-ondas (2,45 GHz) e mantido através da própria antena que excita os modos estacionários.
- D. O experimento é conduzido de modo a fornecer os valores para frequência de colisão entre elétrons e íons, íons e átomos neutros, e suas respectivas seções de choque. A temperatura de íons e elétrons, bem como suas distribuições de densidade, são medidas experimentalmente usando-se copo de Faraday e sonda de Langmuir.
- E. A frequência de excitação escolhida está na faixa da frequência híbrida inferior devido à possibilidade de se obter os modos estacionários fora de uma condição ressonante.

2. PARTE TEÓRICA :

Considere um plasma com geometria cilíndrica submetido a um campo magnético uniforme na direção axial \vec{B}_0 .

A equação geral para o movimento das partículas do tipo α

$$\rho_\alpha \frac{\partial \vec{v}_\alpha}{\partial t} + \rho_\alpha \vec{v}_\alpha \cdot \nabla \vec{v}_\alpha = \frac{q_\alpha \rho_\alpha}{m_\alpha} (\vec{E} + \vec{v}_\alpha \times \vec{B}) - \nabla p_\alpha - \sum_\beta \vec{P}_{\alpha\beta} \quad (1)$$

onde $\vec{P}_{\alpha\beta}$ é o momentum transferido por unidade de volume por unidade de tempo das partículas do tipo α para as partículas do tipo β ; ∇p_α é o gra

diente de pressão das partículas do tipo

É assumido:

$$i) m(r) = n_e(n) \equiv n(r)$$

ii) ∇p_α é desprezado (Aproximação de Plasma Frio)

$$iii) \vec{P}_{ei} = n_e m_e v_{ei} (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad (2)$$

$$\vec{P}_{ei} \equiv n^2 \gamma (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad (3)$$

$$\gamma \equiv 3,62 \times 10^{-6} m_e T_e^{-3/2} \ln \Lambda \quad (4)$$

onde v_{ei} é a frequência de colisão para o momentum transferido entre elétrons e ions

$$v_{ei} = 3,62 \times 10^{-6} m T_e^{-3/2} \ln \Lambda \quad (s^{-1}) \quad (5)$$

e

$$\Lambda = 1,23 \times 10^7 n^{-1/2} T_e^{-3/2}$$

$$\gamma = \frac{m_e v_{ei}}{n} \quad (6)$$

$$iv) \vec{P}_{in} = n_i m_i v_{in} (\vec{v}_i - \vec{v}_n) \quad (7)$$

Para plasmas fracamente ionizados temos

$$v_{in} = n_n \sigma_{ni} (v_{thi}) \quad (8)$$

onde

$$v_{thi} = \sqrt{\frac{k_b T_i}{m_i}} = 9,79 \times 10^5 \sqrt{\frac{T_i}{m_i}} \quad (cm/s)$$

com T_i em eV, e σ_{ni} é a seção de choque para o momentum transferido entre ions e átomos neutros

$$\vec{P}_{in} = n_n n_\alpha (\vec{v}_i - \vec{v}_n) \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{v_{in} m_i}{n_n} \quad (10)$$

$$v) \vec{P}_{en} = n_e m_e v_{en} (\vec{v}_e - \vec{v}_n) \quad (11)$$

$$v_{en} = 2,60 \times 10^4 \sigma_{ne}^2 n_n T_e^{1/2} \quad (s^{-1})$$

com T_e em $^{\circ}K$, σ_{ne} é a seção de choque para o momentum transferido entre elétrons e átomos neutros tipicamente $\sigma_{ne} = 10^{-10} m^2$.

vi) Os campos são assumidos

$$\vec{B}(r,t) = \vec{B}_0 + \vec{b}(r) \exp(-i\omega t) \quad (12.a)$$

$$\vec{E}(r,t) = \vec{E}(r) \exp(-i\omega t) \quad (12.b)$$

$$\vec{j}(r,t) = \vec{j}(r) \exp(-i\omega t) \quad (12.c)$$

$$\vec{v}(r,t) = \vec{v}(r) \exp(-i\omega t) \quad (12.d)$$

$$\rho(r,t) = \rho_0 + \rho_1(r) \exp(-i\omega t) \quad (12.e)$$

Linearizando a equação do movimento obtemos, conforme a ref.[3]:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r C(r) \frac{db_z}{dr} \right) - i\omega b_z = 0 \quad (13)$$

onde $C(r) = -(K - MB_0^2)/\mu_0$

$$K = e^{-2} \left(\gamma - \frac{i\omega m_i' m_e}{n(m_i' + m_e)} \right), \quad L = (n_e)^{-1} \frac{(m_i' - m_e)}{(m_i' + m_e)}$$

$$M = [i\omega n(m_i' + m_e)]^{-1} \quad e \quad m_i' = m_i + \frac{\alpha n_i m_n}{\alpha n - i\omega m_n}$$

A equação (13) fornece a previsão teórica para o perfil radial do campo magnético de excitação na direção z. No tratamento numérico desta equação α e γ são tratados como parâmetros livres, os quais são ajustados de modo que a previsão teórica se ajuste o melhor possível ao perfil radial experimental obtido. O perfil radial da distribuição de densidade obtido experimentalmente é introduzido em $C(r)$. Com α e γ assim determinados, usam-se as relações (10) e (7) para se obter a frequência de colisão entre elétrons e íons e íons e átomos neutros.

Fazendo-se a aproximação de plasma uniforme (13) torna-se:

$$\frac{d^2 b_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{db_z}{dr} + \frac{i\omega \mu_0 b_z}{(K - MB_0^2)} = 0 \quad (14)$$

cuja solução é

$$b_z(r) = \left(\frac{b_z(a)}{J_0(ka)} \right) J_0(kr) \quad (15)$$

onde a é o raio da coluna e J_0 é a função de Bessel de ordem zero

$$k^2 = \frac{i\omega\mu_0}{K - MB_0^2}$$

$$k_{\text{real}}^2 = \frac{\omega^2}{V_A^2} \frac{v_{in}^2 (n+n_n)n - \frac{\omega^2 v_{in}^2}{\omega_{ce}\omega_{ci}} (n+n_n)^2 + \omega^2 n_n^2 - \frac{\omega^4}{\omega_{ce}\omega_{ci}} n_n^2}{[nv_{in} - \frac{\omega^2}{\omega_{ce}\omega_{ci}} (v_{in}(n+n_n) + n_n v_{ei})]^2 + \omega^2 [n_n - \frac{\omega^2}{\omega_{ce}\omega_{ci}} [n_n - \frac{v_{ei}v_{in}}{\omega^2} (n+n_n)]]^2} \quad (15a)$$

$$k_{\text{im}}^2 = \frac{\omega^2}{V_A^2} \frac{\omega^2 [n_n^2 v_{in} + \frac{v_{ei}}{\omega_{ce}\omega_{ci}} (n_n^2 \omega^2 + (n+n_n)^2 v_{in}^2)]}{[nv_{in} - \frac{\omega^2}{\omega_{ce}\omega_{ci}} (v_{in}(n+n_n) + n_n v_{ei})]^2 + \omega^2 [n_n - \frac{\omega^2}{\omega_{ce}\omega_{ci}} [n_n - \frac{v_{ei}v_{in}}{\omega^2} (n+n_n)]]^2}$$

$V_A = \left[\frac{B_0^2}{\mu_0 n m_i} \right]^{\frac{1}{2}}$ é a velocidade de Alfvén, ω_{ce} e ω_{ci} são as frequências ciclotrônicas para elétrons e ions, n_n é a densidade de átomos neutros, e n a densidade de ions ou elétrons.

A relação de dispersão obtida fornece a frequência de excitação ω a ser escolhida em função da previsão teórica das frequências de colisão, bem como a equação (15) torna nítido o fato de tais frequências influenciarem decisivamente o perfil de $b_z(r)$.

O fato de que as colisões mudam significativamente o perfil radial de $|b_z(r)/b_z(a)|$, sugere que a observação das oscilações magnetoacústicas podem ser usadas para determinação das várias frequências de colisão para o momentum transferido. A temperatura de plasma e a seção de choque podem ser calculadas a partir do conhecimento de α e γ ajustados numericamente usando-se (5) e (8).

A figura 1 é o perfil teórico de $b_z(kr)/b_z(ka)$ com k descrito anteriormente usando-se a aproximação de plasma uniforme. A frequência de excitação escolhida foi 31,5 MHz, enquanto que $B_0 = 0,8$ kGauss
 $n_e = n_i = 1,5 \times 10^{16}/\text{m}^3$ e $n_n = 2,0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

3. PARTE EXPERIMENTAL :

A máquina linear LJSA consiste de um vaso cilíndrico de aço inoxidável, com 2,55 m de comprimento e 17 cm de diâmetro interno, pos-

suindo um conjunto de bobinas refrigeradas à água para geração do campo magnético B_0 e um sistema de vácuo com uma bomba mecânica e duas difusoras.

A) CONDIÇÕES DE TRABALHO :

A fonte de corrente das bobinas de campo gerava correntes de 125, 130, 135 e 140 ampères que correspondiam a campos de indução de 800, 830, 865 e 895 Gauss, respectivamente. Uma pressão de base de $1,0 \times 10^{-6}$ torr era obtida e, posteriormente, mantida em $6,0 \times 10^{-4}$ torr por intermédio de um fluxo controlado de Hélio para o interior da câmara. A fonte de excitação era mantida fixa em 31 MHz, enquanto que a de 2,45 GHz era usada para pré-ionização.

A pressão foi mantida em $6,0 \times 10^{-4}$ torr porque havia uma otimização da relação de onda estacionária nesta pressão.

A fig.3 ilustra o fato de usarmos uma frequência onde havia uma considerável oscilação estacionária sem no entanto haver um processo ressonante de alto fator de qualidade.

Para linha de transmissão usou-se um cabo coaxial de 50 ohms e um capacitor variável (0 - 58 pf) que casava a impedância da antena.

Parâmetros da antena	Separação entre espiras
.comprimento 55 cm	2,0 cm
.diâmetro 15 cm	Indutância
.nº de espiras laminares. 9	$5,1 \times 10^{-6}$ Henry
.largura da lâmina 3,0cm	

O parâmetro do perfil radial do campo magnético $b_z(r)$ associado com a excitação gerada, foi realizado usando-se uma sonda magnética introduzida perpendicularmente à antena em seu ponto médio com liberdade de mover-se radialmente.

.parâmetro da sonda: tempo característico	$- 5 \times 10^{-10}$ s
diâmetro	= 0,8 cm

4. CONCLUSÕES :

O modelo teórico apresentado culmina na eq.(13). A integração numérica da mesma tomando-se α e γ como parâmetros livres e o perfil de densidade sendo introduzido a partir de dados de sonda de Langmuir, fornecem valores para v_{ei} , v_{in} , n e temperatura de plasma que concordam razoavelmente bem com os valores encontrados na literatura e checados com outras técnicas de diagnósticos.

Como técnica de diagnóstico as condições devem ser tais que não haja relevante influência do método no plasma a ser diagnosticado. Entretanto, este tipo de oscilação pode ser usado ressonantemente como processo de aquecimento; neste caso, deve-se procurar as condições onde $|b_z(0)/b_z(a)|$ tendam a um máximo.

(*) Este trabalho foi financiado por FINEP, CNPq e CNEN.

REFERÊNCIAS :

- [1] - CANTIENI, E. e SCHNEIDER, H.; *Helv.Phys.Act* 36, 993 (1963).
- [2] - LINDBERG, W. e DANIELSON, L.; *Phys.Fluids* 6, 736 (1963).
- [3] - FROMMELT, J. e JONES, I.; *J.Plasma Physics* 14, part.3 (1975), 373-387.
- [4] - TANENBAUN, B.S.; *Plasma Physics*, McGraw-Hill (1967).
- [5] - *NRL Plasma Formulary*, David L.Book (1978).

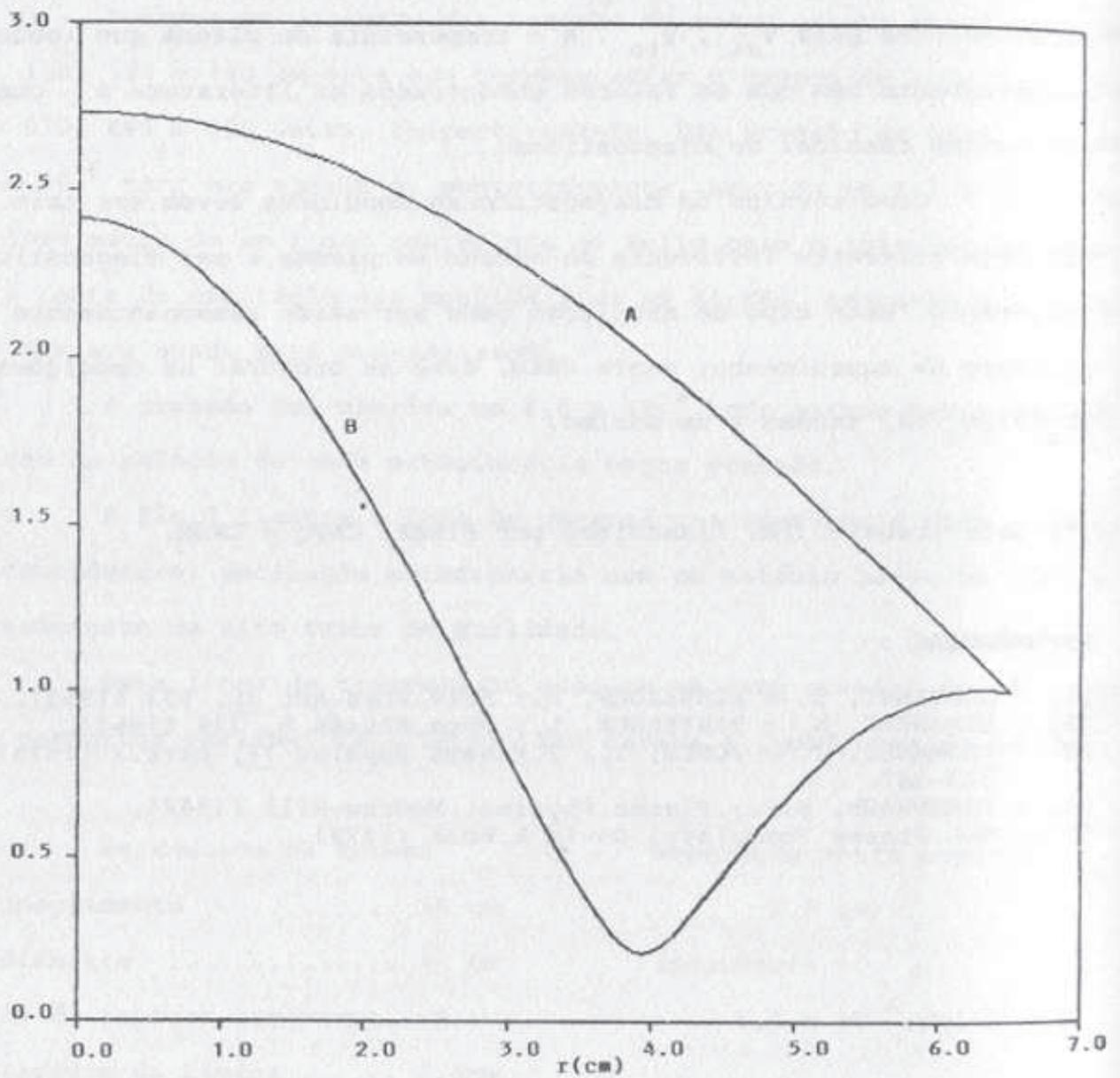


FIG. I - PERFIL DE $|b_z(r)/b_z(a)|$

CURVA A SEM COLISÃO: $K_{im} = 0$, $K_{real} = .54/cm$

CURVA B COM COLISÃO: $K_{im} = 0,04/cm$, $K_{real} = 0,60/cm$

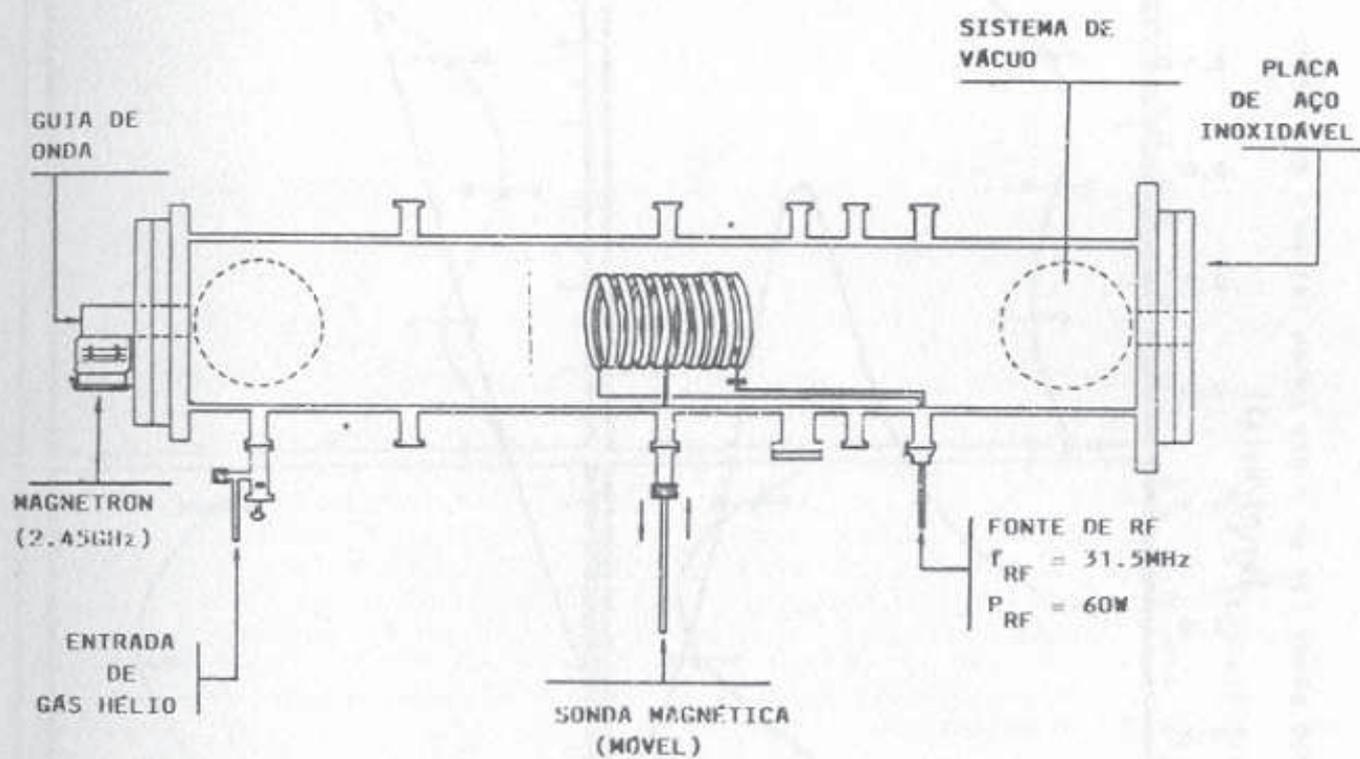


FIG. II - DIAGRAMA COMPACTO DA EXPERIENCIA

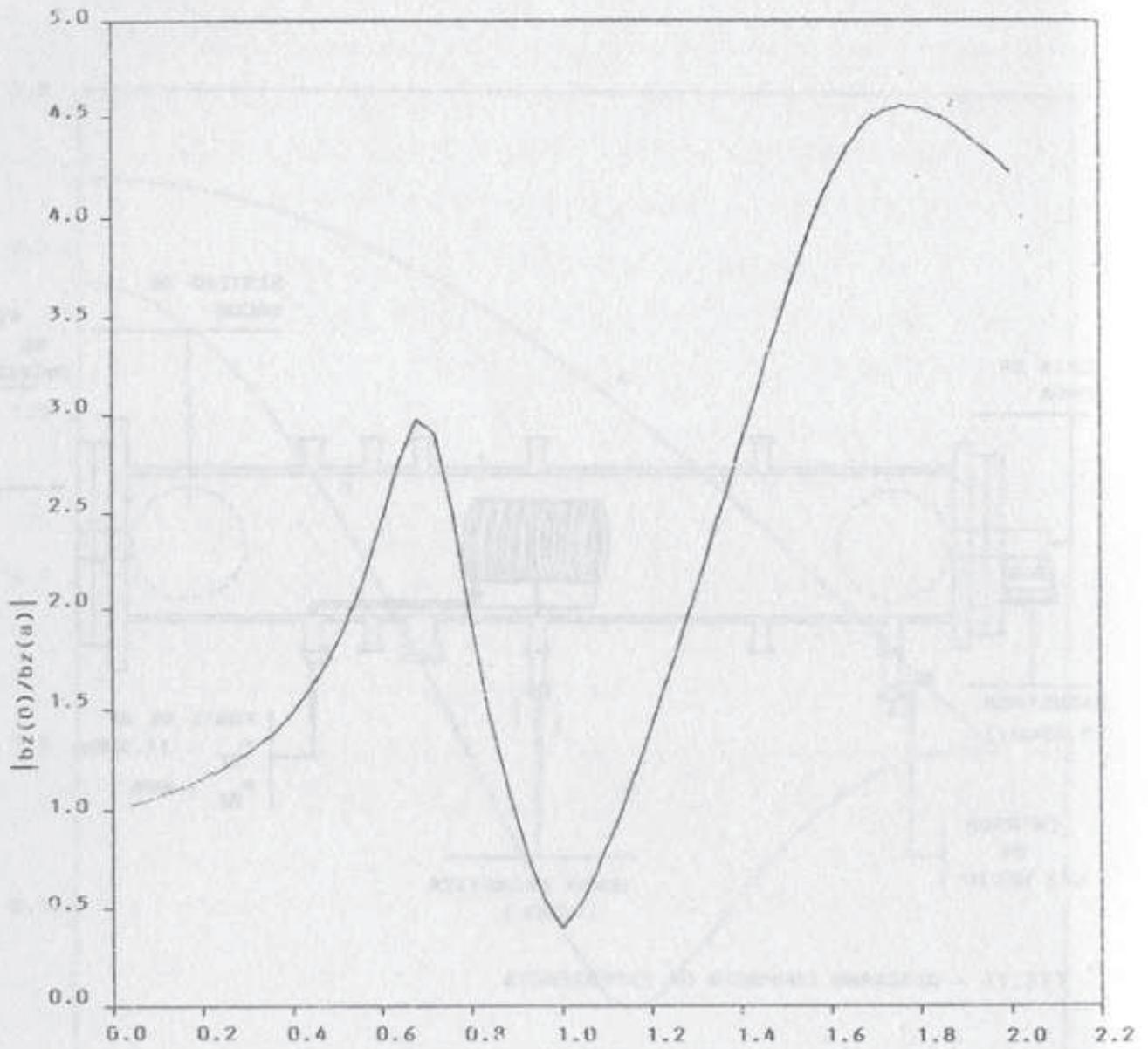


FIG. III PERFIL $|b_z(0)/b_z(a)| \times \omega^2 / \omega_{ce} \omega_{ci}$

PERFIL TEORICO PARA $v_{ei} = 3.7 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ e $v_{in} = 2.3 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$

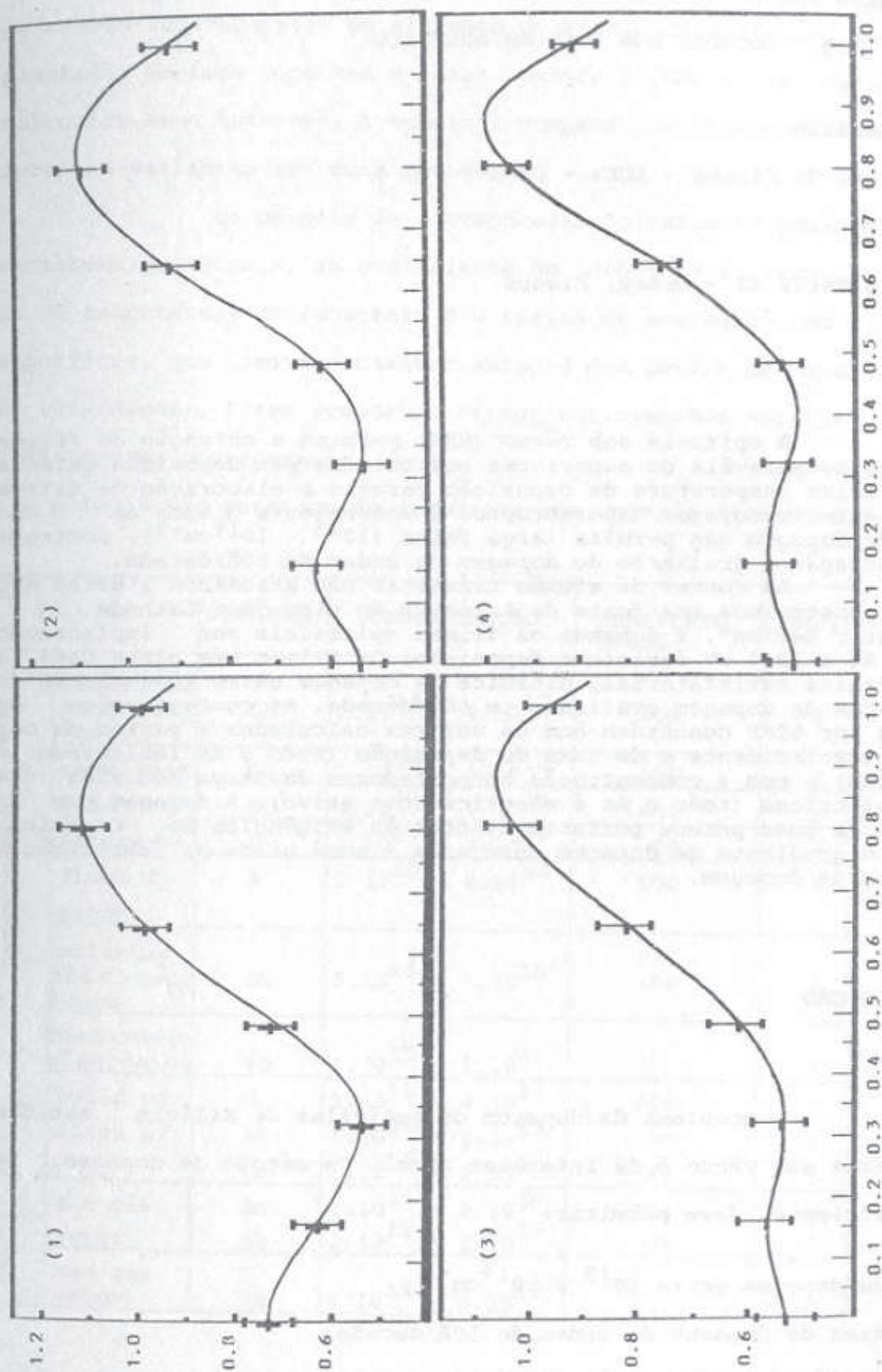


FIG. IV - PROFIL EXPERIMENTAL DE $|b_z(r)/b_z(a)| \times r/a$

(1) $B_0 = 800$ Gauss, (2) $B_0 = 865$ Gauss (3) $B_0 = 830$ Gauss (4) $B_0 = 895$ Gauss $e \omega = 1.97 \times 10^8$ rad/s