

EXCITAÇÃO RF EM UM ORBITRON: MODOS DE RESSONÂNCIA

C. V. Speller*, R. A. Douglas^x, J. C. Thomaz Jr⁺.

*Departamento de Física, UFSC.

88025 - Florianópolis - SC

^x Departamento de Física Aplicada, IFGW/UNICAMP

13.081 - Campinas - SP

⁺ Departamento de Física - ITA/CTA

12.225 - São José dos Campos - SP

RESUMO

Neste trabalho apresentamos resultados referentes a um estudo da excitação elétrica de rádio frequência no orbitron. A correlação entre os resultados experimentais e teóricos levam-nos a concluir que devem existir dois modos de ressonância transversal no orbitron: (i) modo- θ , relacionado com oscilações de órbitas eletrônicas fechadas e (ii) modo-r, relacionado com órbitas eletrônicas fechadas e abertas (θ e r são as variáveis angular e radial, respectivamente).

1. Introdução

Recentemente^[1] publicamos resultados relativos à excitação de órbitas eletrônicas no interior de um dispositivo orbitron quando sujeito à ação de um campo elétrico RF externo. Tanto o modo axial quanto o modo radial de excitação forneceram resultados que apresentam uma concordância satisfatória com os valores calculados para as ressonâncias das órbitas fechadas de 3 e 5 lóbulos.

Entretanto, uma análise^[2] mais aprofundada do modelo elaborado levou-nos a concluir que, além das ressonâncias correspondentes às órbitas fechadas (ressonância do modo- θ), ressonâncias associadas à periodicidade radial, (ressonância do modo-r), tanto para órbitas fechadas quanto abertas também devem ocorrer no orbitron.

Em decorrência desta nova análise do modelo teórico, a interpretação para a frequência atribuída anteriormente à órbita circular deve ser revista. O modelo elaborado mostra que não somente deve haver um agrupamento das frequências correspondentes às órbitas ressonantes no modo-r, mas também que, nas condições experimentais utilizadas, não deverá haver excitação ressonante da órbita circular.

Esta interpretação envolvendo dois

modos de ressonância, θ e r, foi divulgada^[2] em uma publicação recente dos autores. Apenas uma abordagem resumida será feita no presente trabalho, de forma a fornecer os elementos necessários para uma interpretação mais coerente para os resultados experimentais obtidos anteriormente. O tratamento completo do modelo e de suas possíveis aplicações na tecnologia de alto vácuo deverá ser objeto de uma publicação futura.

2 - DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL

O Orbitron consiste de dois cilindros coaxiais de raios r_1 e r_2 ($r_2 \gg r_1$), onde o cilindro interno é uma haste mantida em um potencial positivo (ânodo) em relação ao cilindro externo (catodo), resultando desta forma em um potencial logarítmico entre eles. Elétrons são injetados através de um filamento aquecido nesta região, de tal maneira que eles adquirem momento angular ao redor do ânodo. Para impedir que os elétrons sejam coletados pelo cilindro, uma blindagem eletrostática paralela a haste central é colocada entre esta e o filamento. A blindagem e o filamento são mantidos sob o mesmo potencial V_p (voltagem de polarização do filamento), produzindo uma distorção de potencial em volta do filamento (Fig. 1). Desta forma, os elétrons são emitidos com momento angular suficiente para entrar em órbita e evitar que se choquem diretamente contra o ânodo; além disso, a polarização positiva do filamento evita que os elétrons adquiram energia suficiente para atingir o catodo, impedindo assim sua perda imediata. Os elétrons possuem ainda uma componente de velocidade axial devido à componente axial do campo elétrico na região do filamento, de tal forma que eles executam um movimento espiralado de "vai-e-vem" entre os extremos dos cilindros (constituídos por discos polarizados que refletem os elétrons na

direção axial). Ao longo de seu percurso realizado entre sua produção no filamento e sua coleta no anodo, o elétron ioniza o gás residual, produzindo ions positivos que, por sua vez, são atraídos para o catodo pelo campo eletrostático radial. Resulta então uma corrente positiva no catodo.

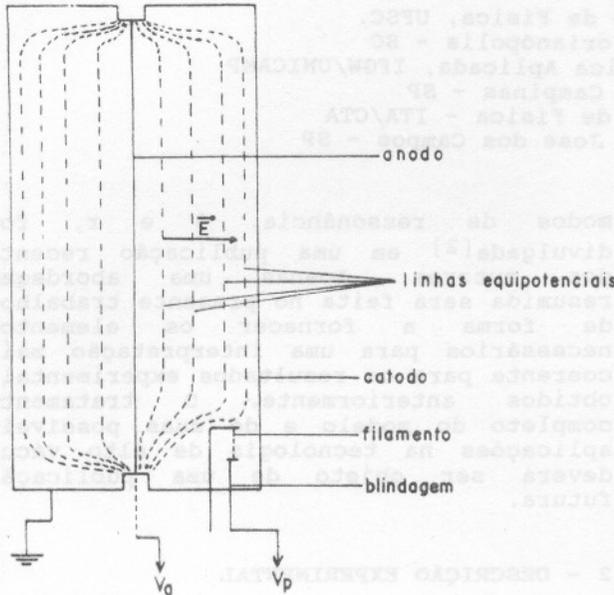


Figura 1 - Esquema do Orbitron com representação das linhas equipotenciais.

3 - MODOS DE OSCILAÇÃO

Modo- θ . O movimento do elétron no orbitron pode ser descrito em termos das variáveis angular (θ) e radial (r), se considerarmos apenas a projeção da órbita no plano transversal. Esta descrição é suficiente no que se refere à excitação radial dos elétrons e não nos preocuparemos portanto com a posição axial (z) do elétron.

A periodicidade em θ ocorrerá sempre que as órbitas forem fechadas, de tal forma que os apogeus e perigeus ocorrerão sempre para as mesmas posições angulares. Caso contrário, a separação angular entre dois apogeus ou perigeus sucessivos se manterá constante, mas suas posições angulares não coincidirão ao longo de duas translações consecutivas.

As condições para a formação de órbitas fechadas foram estudadas

numericamente por Hooverman[3] e analiticamente por Troise[4]. As frequências de fechamento dessas órbitas podem ser calculadas através da expressão obtida por Troise:

$$\nu_{\theta, 2n-1} = \frac{Q}{(2n-1)\tau} \quad (1)$$

com

$$Q = \left[\frac{2eP_o}{m} \right]^{1/2} \frac{1}{r_1} \exp \left[- \frac{V_a - V_p}{P_o} \right] \quad (2)$$

onde

$$P_o = \frac{V_a}{\ln(r_2/r_1)}$$

(2n-1) corresponde ao número de evoluções (lóbulos) realizadas pelo elétron ao longo de um período de fechamento da órbita; m e "e" designam, respectivamente, a massa e a carga do elétron; τ é uma variável reduzida proporcional ao tempo de evolução (tempo entre dois apogeus ou dois perigeus sucessivos) e, portanto, depende do valor de 2n-1; V_a e V_p , as voltagens de anodo e de polarização do filamento, respectivamente; r_1 e r_2 os raios do cilindro interno e externo, respectivamente.

Modo-r. O potencial ϕ , portanto, o campo eletrostático no interior do orbitron possuem simetria cilíndrica, e o movimento do elétron deverá apresentar periodicidade também em r ao longo da órbita. Mas, contrariamente no caso do modo- θ , qualquer órbita, fechada ou aberta, será periódica em r . A frequência correspondente dependerá da forma da órbita, e o seu valor se situará entre os valores limites, isto é, entre o valor da frequência para a órbita circular perturbada (frequência mais baixa) e o da órbita degenerada (frequência mais alta). A órbita degenerada corresponde ao caso em que o momento angular tende para zero, fazendo com que a órbita degenere em uma linha reta através do centro de força (eixo dos cilindros).

O período correspondente à oscilação no modo-r é igual ao dobro da separação temporal entre dois apogeus (ou perigeus) sucessivos. Esta separação foi calculada por Hooverman[3].

$$t_c = 2 \pi (m/2P_o)^{1/2} r_c$$

para a órbita circular perturbada, e

$$t_d = 2 (\pi)^{1/2} (m/2P_0)^{1/2} r_2 \exp(E/P_0)$$

para a órbita degenerada, onde E é a energia total do elétron. Os valores limites para as frequências correspondentes a um período destas oscilações serão dados então por:

$$v_{r,c} = \frac{1}{2t_c} \quad e \quad v_{r,d} = \frac{1}{2t_d}$$

Para uma órbita de frequência intermediária, uma órbita fechada de $2n-1$ lóbulos, por exemplo, a frequência de oscilação no modo-r será dada por:

$$v_r = \frac{2n-1}{2} v_{\theta,2n-1}$$

ou, substituindo-se $v_{\theta,2n-1}$ pela expressão (1):

$$v_r = \frac{Q}{2\tau} \quad (3)$$

Na realidade, a expressão acima pode ser utilizada para o cálculo da frequência, do modo-r para qualquer órbita, da circular perturbada a degenerada, uma vez que τ pode ser determinado numericamente para qualquer forma de órbita. A variação relativa de τ , portanto, da frequência de oscilação entre a órbita circular perturbada e a degenerada situa-se em torno de 8%. Tem-se, então

$$\tau \in [\tau_{\min}, \tau_{\max}] \quad (4)$$

A órbita degenerada propriamente dita não é formada no interior do orbitron devido à presença física do cilindro interno (anodo) na posição do centro de força. Isto equivale a dizer que, experimentalmente, o raio mínimo possível para o perigeu de uma órbita não poderá ser inferior ao valor do raio anodo. Desta forma, o que se pode obter é uma órbita altamente excêntrica, onde (raio do apogeu/raio do perigeu) » 1. Entretanto, isto não altera o cálculo da frequência correspondente, visto que o valor de τ tende para um valor constante ($\tau \rightarrow \tau_d$) já a partir de órbitas com $2n-1 = 9$.

A existência de oscilações no modo-r havia sido prevista no estudo anterior^[1]. O agrupamento das frequências com uma variação de apenas 8% constitui, no entanto, um dado novo. Na verdade, acreditava-se anteriormente que as frequências de oscilação do modo-r estivessem distribuídas continuamente dentro de um intervalo bem mais largo, não chegando a constituir um pico detectável no espectro.

A órbita circular. A contradição no aparecimento de uma frequência de ressonância para a órbita circular fechada em condições aparentemente desfavoráveis, havia sido mencionada na publicação anterior [1]. O aspecto intrigante residia no fato de que, apesar das condições desfavoráveis para a formação desta órbita, uma das frequências de ressonância detectada através da excitação RF correspondia, dentro da margem de erro experimental, ao valor esperado, calculado através do modelo. Sabemos agora que esta frequência detectada provinha, na realidade, das ressonâncias do modo-r, situadas no intervalo $[v_{r,c}; v_{r,d}]$ conforme tendem a corroborar as comparações teórico-experimentais mostradas no próximo parágrafo.

Quanto à órbita circular propriamente dita, esta só poderá ocorrer para um valor de energia bem definido, correspondente ao valor da energia cinética adquirida no momento da injeção através do filamento e, cujo raio corresponde ao raio-posição do filamento. Além disso, apenas os elétrons injetados tangencialmente (um número muito pequeno na distribuição espacial) cairão nesta órbita. Para as condições, de referência de nosso orbitron, onde $V_a \sim 300V$, o potencial do filamento, V_p , deveria ser de mais de 30V. de maneira a obter-se as condições para a órbita circular. Em nosso experimento trabalhamos tipicamente com $V_p \sim 3,0 V$ ($V_p / V_a \approx 0,01$) e o limite máximo permitido experimentalmente era de aproximadamente 15 V. Não havia portanto condições para o aparecimento de ressonância no modo- θ para a órbita circular.

Ressonância em θ para $(2n-1) \geq 7$. O não aparecimento de frequência de ressonância no modo- θ para órbitas fechadas de 7 ou mais lóbulos é explicado pela teoria através do raio do perigeu da órbita. Para órbitas de 7 lóbulos o raio do perigeu é aproximadamente igual a $2,7 \times 10^{-2}$ cm. Este valor é menor do que o raio do cilindro interno ($r = 5,0 \times 10^{-2}$ cm), o que faz com que um elétron injetado nesta órbita seja imediatamente

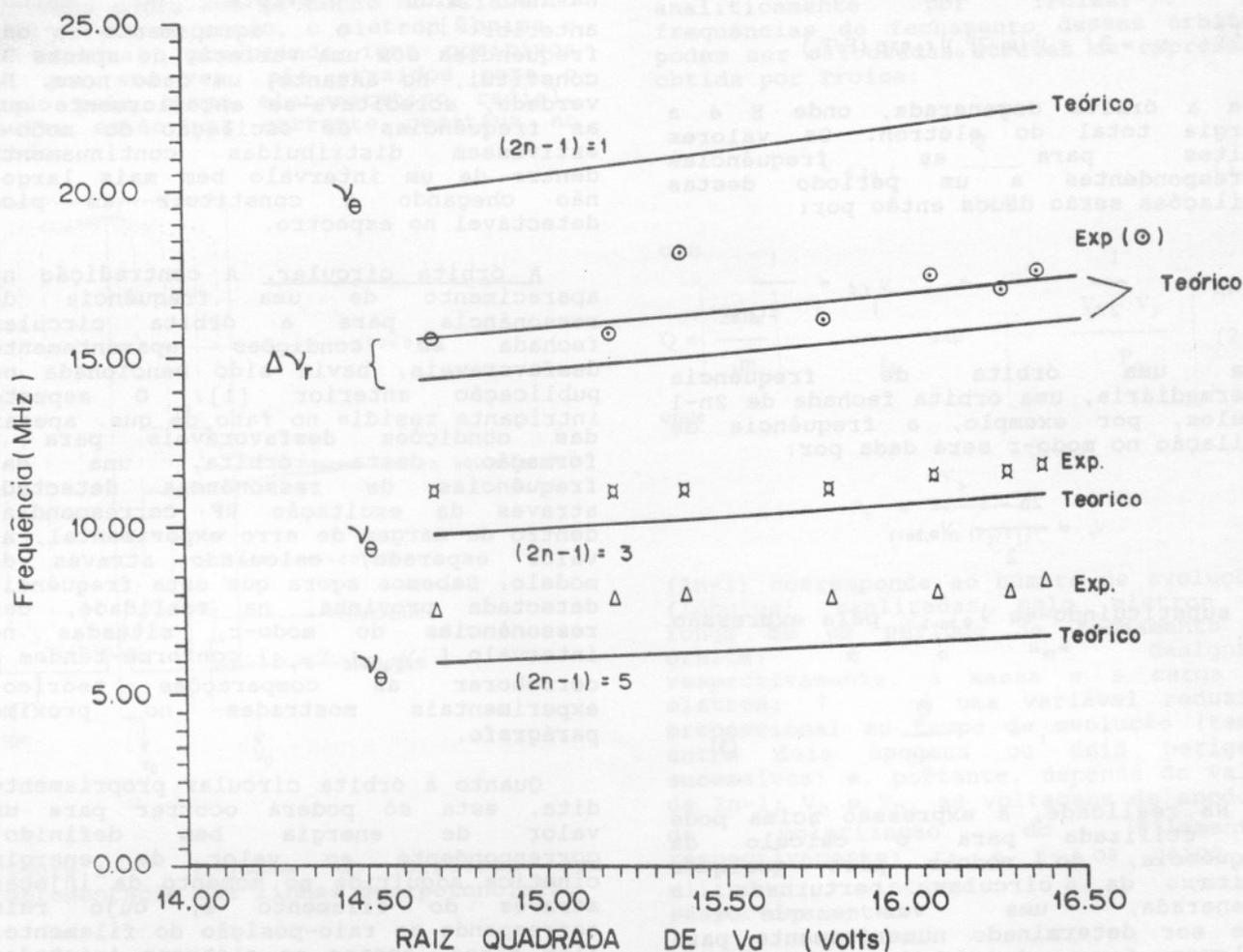


Figura 2 - Gráfico da frequência versus raiz quadrada de V_a ($V_p/V_a = 0,01$, $p = 9,0 \times 10^{-7}$ torr, espectro radial)

coletado pelo cilindro. Consequentemente, órbitas com $(2n-1) \geq 7$, não deverão existir e as frequências correspondentes não serão observadas no espectro.

4 - COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS

Na Fig. 2 vemos a dependência das frequências de ressonância com a raiz quadrada da tensão de anodo ($V_a^{1/2}$) para condições típicas de operação. Observa-se um comportamento linear, em bom acordo com o modelo teórico. De fato, segundo as equações 1 e 2, se a razão V_p / V_a for mantida constante, ν deverá ser

proporcional a $V_a^{1/2}$. Com efeito, lembrando-se que $P_0 \propto V_a$, a expressão $\nu_{\theta, 2n-1}$ pode ser escrita como:

$$\nu_{\theta, 2n-1} = \frac{cste}{(2n-1)} (V_a)^{1/2} \exp(V_p/V_a)$$

Para $\nu_{r,}$ o resultado teórico mostrado na Fig. 2 é representado por duas retas cuja separação correspondente à largura máxima do pico prevista pela equação 3 e pela condição (4), conforme discutido anteriormente.

A tabela I mostra, para os valores das frequências de orbitron ($V_a = 310V.$ e $V_p = 3,0V.$), os valores das frequências de ressonância experimentais e teóricos, juntamente com os valores dos seus perigeus correspondentes às órbitas fechadas.

5 - CONCLUSÕES

As novas análises tendem a reforçar a hipótese da existência de pelo menos dois modos de oscilação, radial e angular, mostrando uma concordância razoável entre os valores calculados e os experimentais. Através do modelo elaborado, fica também justificado o aparecimento de frequências ressonantes apenas para $1 < 2n-1 < 7$, isto é, para 3 e 5 pétalas no modo- θ .

As análises referentes ao modo radial também fornecem resultados consistentes, apesar de não serem suficientes para fornecer com precisão a largura da ressonância do modo-r.

Apesar da boa concordância teórico-experimental, pensamos que os resultados destas análises devem ser utilizados com precaução. Com efeito, resultados obtidos via simulação numérica, para o caso do orbitron ideal (sem perturbação de

potencial na região do filamento), não excluem de todo a possibilidade de que a ressonância-r detetada experimentalmente corresponda a uma frequência sub-harmônica da fundamental. Não obstante, a simulação tende a confirmar a existência dos valores observados experimentalmente e atribuídos ao modo-r[4].

AGRADECIMENTOS

Agradecemos ao CNPq, ao PADCT e à FAPESP pelo apoio financeiro.

REFERÊNCIAS

[1] J.C.Thomaz Jr., R.A. Douglas e C.V.Speller, Rev. Bras. Aplic. Vác. 8, 35-37- (1988).
 [2] J.C.Thomaz Jr., C.V.Speller and R.A.Douglas, Vacuum, Vacuum 41, 2032 (1990).
 [3] R.H. Hooverman, J. Appl. Phys. 34, 3505-3508, (1963).
 [4] S.J. Troise, "Oscilações de Rádio Frequência no Orbitron". Tese de Mestrado, Universidade de São Paulo-USP, 1970.

Tabela I - Valores das frequências teóricas (ν_θ e ν_r) e experimentais (ν_{exp}) para os modos de oscilações θ e r; r_p é o raio do perigeu para órbitas fechadas.

MODO	(2n-1)	ν_θ (MHz)	ν_r (MHz)	ν_{exp} (MHz)	r_p (cm)
θ	1	23.89		-	2.41
θ	3	11.76		11.1	0.69
θ	5	7,23		8.0	0.10
θ	7	5.18		-	0.0268
r	(intervalo)		(16.90; 18.14)	(15; 17)	