

## INTRODUÇÃO ÀS TÉCNICAS DE MICROONDAS

O termo microondas é aplicado a radiações eletromagnéticas dentro do espectro de  $10^0$  GHz até aproximadamente 300 GHz. Dentro do campo destas bandas nós nos limitaremos à banda X, compreendida entre 9 - 10 GHz. Estas experiências têm como objetivo familiarizar o estudante com alguns dos componentes básicos usados nas técnicas de microondas, assim como as suas principais aplicações.

As experiências propostas são:

1. Geração de microondas: estudo dos modos de voltagem de Klystron
2. Propagação na guia de ondas
3. Polarização de microondas
4. Diagrama de radiação
5. Determinação de impedâncias complexas.

## GERAÇÃO DE MICROONDAS

Um gerador de frequência consiste basicamente em um oscilador. Para se construir um oscilador são necessários dois elementos: uma estrutura ressonante e um dispositivo que compense as perdas de circuito.

Um típico elemento ressonante é um circuito RLC. Para operar em altas frequências, como as microondas, por exemplo, é necessário elevar a frequência de ressonância ( $\omega \sim (LC)^{1/3}$ ), reduzindo L e C. O problema é que em altas frequências a capacitância entre as espiras do indutor torna-se significativa de forma que não podemos mais considerar o indutor e o capacitor como elementos independentes.

Por outra parte, limitações do tempo de transição tornam-se importantes em válvulas termoiônicas a vácuo em frequências acima de 100 MHz. A teoria mostra que o máximo de frequência para ter uma realimentação satisfatória é da ordem do inverso do tempo de transição. A dificuldade que ocorre na válvula comum decorre do tempo de trânsito dos elétrons do catodo ao anodo. Quando a frequência é alta, o sinal na grade o qual comanda a passagem de corrente, muda antes de haver tempo para os elétrons fazerem o percurso. Tentou-se diminuir a distância de catodo e anodo e chegou-se a construir triodos de microondas com um espaçamento de apenas 0.2 mm entre a grade e o anodo. Estes aparelhos são utilizados efetivamente até 6.5 GHz, frequência que está perto do limite do aparelho.

A solução foi incluir o tempo de trânsito a favor do funcionamento da válvula dando assim nascimento às válvulas Klystron (da palavra grega “Klyzó”, que significa quebra de ondas, como na praia) inventadas por R.M. e S.F. Varian em 1939. Na figura 1 mostramos

esquemáticamente um "Klystron reflex", que usa uma única estrutura ressonante (cavidade).

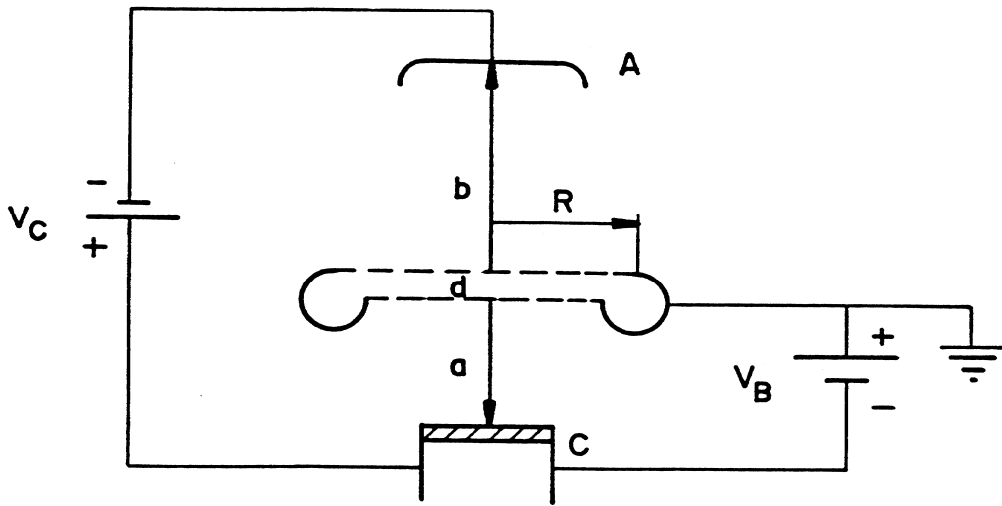


Figura 1

A estrutura ressonante pode ser entendida simplesmente como um circuito LC, onde a capacitância é dada pelo par de grades levemente espaçadas através dos quais passam os elétrons, e a indutância é dada pelo anel toroidal que une as duas grades. Se  $d$  é a separação entre as grades,  $A_c$  é sua área,  $A_L$  é a área de corte do toroide e  $R$  é seu raio, a frequência de ressonância da estrutura é dada por (referência 2, pg. B9-71).

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \sqrt{\frac{2\mu R d}{A_L A_c}}$$

Como  $A_L$  e  $A_c$  são da ordem de  $0.5 \text{ cm}^2$ ,  $R \sim 1 \text{ cm}$ , e  $d \sim 0.1 \text{ cm}$ , o comprimento de onda livre para as oscilações é de aproximadamente  $\lambda_0 \sim 3 \text{ cm}$ .

## O KLYSTRON

O Klystron é um tubo de microondas que, como veremos, usa a modulação de velocidade para transformar um feixe eletrônico contínuo em potência de microondas. Estes tubos são empregados como geradores na faixa de frequências que vai de 500 MHz até 60 GHz (comprimentos de onda entre 60 e 0.6 cm).

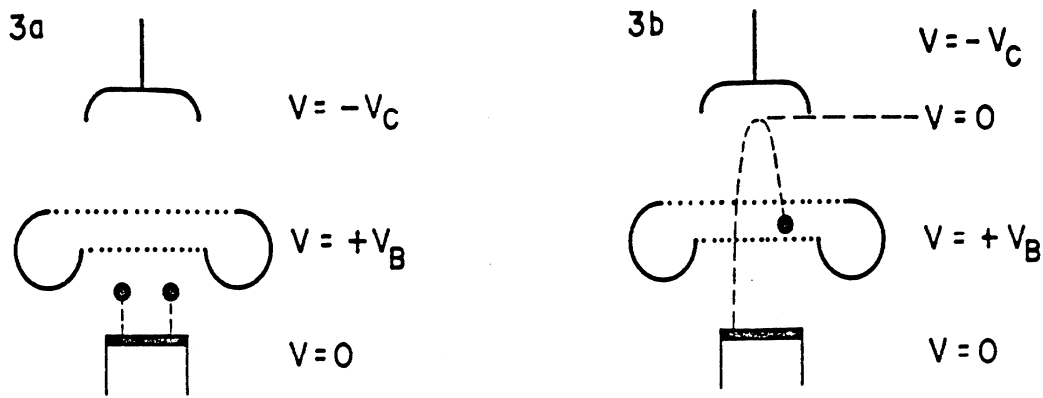
Vamos descrever brevemente o funcionamento de um Klystron-reflex. Um tratamento mais detalhado pode ser encontrado nas referências (2) e (9). A operação do Klystron refletor é descrita na figura 2.

Os elétrons são emitidos por um catodo aquecido, revestido com uma camada de óxido. Este catodo está aproximadamente à  $V_B = 300$  Volts negativos em relação à estrutura ressonante, em direção da qual os elétrons são acelerados. Depois dos elétrons passarem através das grades ressonantes, eles entram na região entre a grade e o refletor, onde são desacelerados pelo eletrodo refletor que está a um potencial  $V_C$  aproximadamente 100 Volts negativos em relação ao catodo (tensão do refletor, variável). Os elétrons reverterem sua direção, são reaccelerados e volta pelo anodo e passam pelas grades uma segunda vez. Na sua segunda passagem através das grades, os elétrons cedem energia para a estrutura ressonante, compensando a energia dissipada dentro da cavidade ou irradiada dela. É claro que as oscilações podem ser sustentadas somente se os elétrons, na sua volta, são capazes de adicionar mais energia ao circuito, do que eles extraíram na primeira passagem.

Vamos supor que o Klystron começa a oscilar de forma que existirá um campo de RF entre as grades do ressonador, através das quais os elétrons passam. Os elétrons que retornam podem ser acelerados ou retardados de acordo com a mudança da amplitude da voltagem entre as grades, originando-se assim uma perturbação periódica nas velocidades dos elétrons. Os elétrons acelerados deixam as grades a uma velocidade maior e os elétrons retardados a deixam a uma velocidade reduzida. Como resultado da diferença em velocidade, os elétrons que deixam as grades necessitarão tempos diferentes para retornar, ou seja, terão diferentes tempos de trânsito.

Assim sendo, o que teremos serão elétrons divididos em grupos, e não mais um feixe eletrônico homogêneo. A variação na velocidade dos elétrons é chamada modulação de velocidade.

Os elétrons agora constituem um “feixe de cargas modulado”, que atravessam as grades do ressonador, estarão sob a influência da voltagem entre as grades. Se o grupo de elétrons passa as grades num tempo tal que os elétrons são retardados pela voltagem da grade, a energia será entregue à cavidade, energia esta que é coletada por uma alça de acoplamento, e nada mais é do que energia eletromagnética com frequência na região de microondas. Por outra parte, se o grupo de elétrons passa através das grades num tempo tal que os elétrons são acelerados pela tensão da grade, energia será retirada da cavidade ressonante.



- a) Elétrons são emitidos de um catodo aquecido e acelerados na direção do anodo (grades)  
 b) Eles passam através das grades e são repelidos posteriormente de volta para as grades

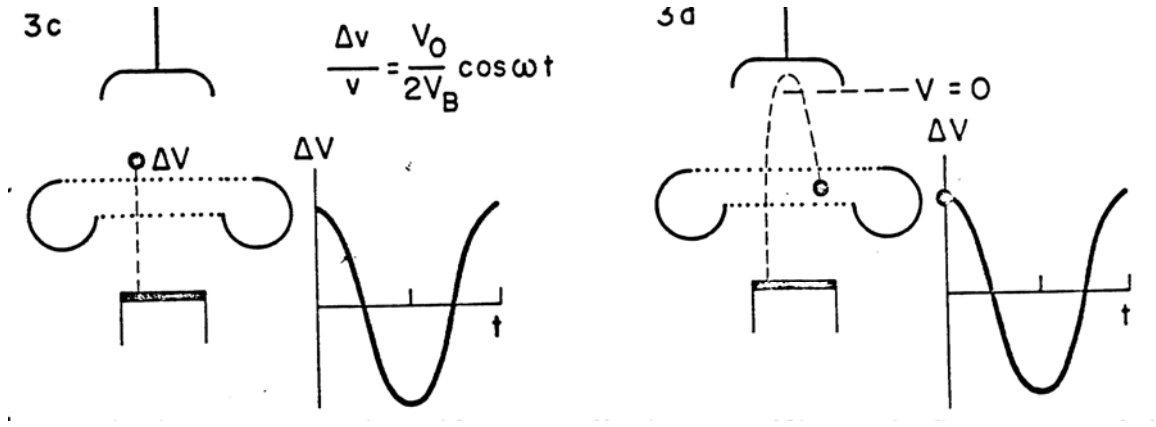


Figura 1

- c) Se a estrutura ressonante está em oscilação, os elétrons terão uma modulação de velocidade quando emergirem das grades.  
 d) Elétrons que atravessam as grades em  $t = 0$  são acelerados por causa do potencial  $\Delta V$ , eles vão mais longe antes de pararem e voltarem, e retornam mais tarde.  
 e) Elétrons que atravessam as grades em  $t = \frac{1}{2} T$  são desacelerados, eles não vão tão longe antes de pararem, e retornam mais cedo.  
 f) Grupos de elétrons se formam por volta de  $t = T/4$ . Estes grupos podem reexcitar a cavidade na sua volta.

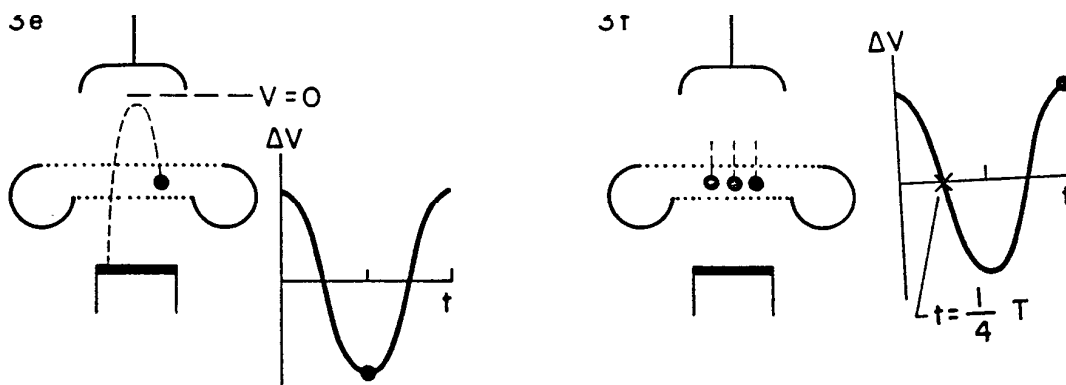


Figura 2

A necessidade desse agrupamento de elétrons em vários “pacotes” densos vem do fato de que uma maior quantidade de energia será entregue à cavidade se a maioria dos elétrons

passam por ela no instante em que a voltagem imprime uma maior desaceleração ao movimento dos elétrons. Tudo isto pode ser compreendido claramente quando analisamos os seguintes diagramas de Applegate (gráficos de posição vs tempo dos elétrons que deixam o catodo ou passam pelas grades em diferentes tempos): a figura (3a) mostra as trajetórias de elétrons livres da ação de campos oscilantes, enquanto que a figura (3b) mostra o comportamento das cargas quando estas passam por um campo elétrico que varia senoidalmente no tempo.

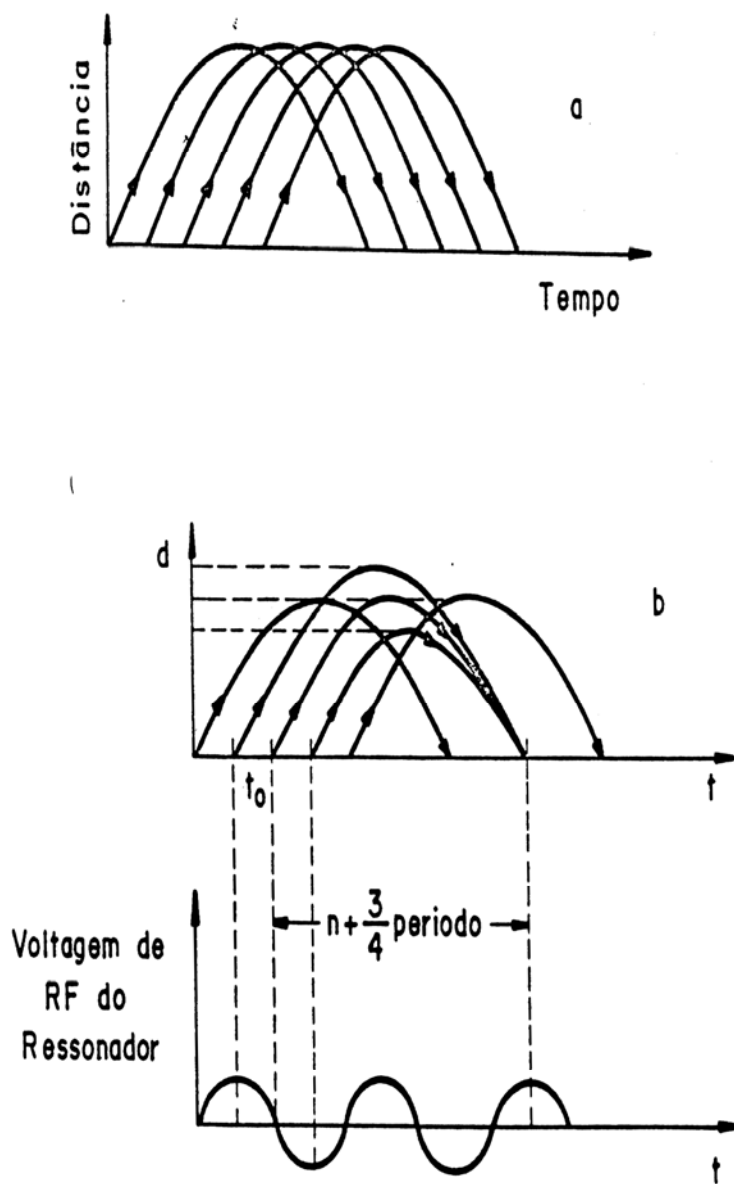


Figura 3

Notemos que há a formação de grupos ou pacotes de elétrons ao redor daqueles elétrons que atravessam as grades em  $t = t_0$ , quando  $\Delta V = 0$  (elétrons que passam sem sofrer atraso nem aceleração em seu movimento, devido ao campo elétrico). A condição para que a regeneração do campo de RF seja máxima é que o tempo total de trânsito dos elétrons (tempo entre sair das grades, mudar o sentido do movimento e retornar) seja:

$$t = \left(\frac{3}{4} + n\right)T$$

Onde  $T$  é o período de oscilação do ressonador e  $n$  é um inteiro, incluindo o zero. Existirão vários valores da tensão do refletor  $V_c$  que refletirão os elétrons em fase com o campo de RF das grades. Diz-se que o Klystron está oscilando em diferentes modos, como mostra a figura 4.

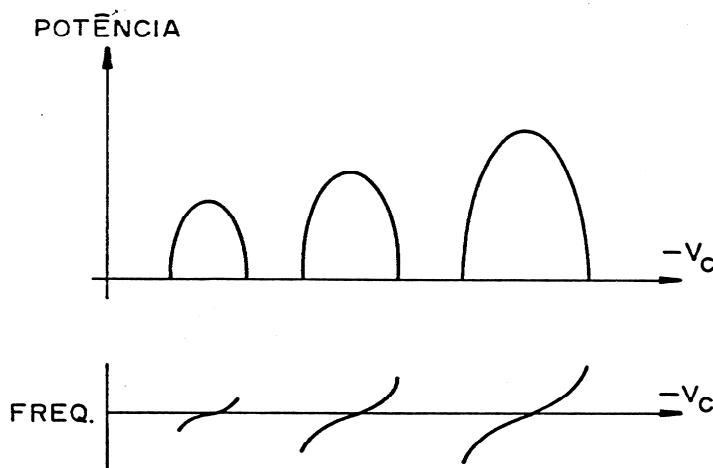


Figura 4

A partir da análise da velocidade e posição dos elétrons que retornam às grades podemos obter a equação<sup>(2)</sup>.

$$(n + \frac{3}{4}) = 4 \frac{\sqrt{V_A V_B}}{(V_B + V_C)} \quad (3)$$

onde  $V_A$  é uma constante característica da válvula. Esta equação nos dá a condição de máxima regeneração, que corresponde a uma máxima potência de saída, e constitui a família de curvas chamadas modos. Para voltagens fora do modo máximo podemos continuar obtendo oscilações, mas a um nível reduzido. Se nós estamos muito longe do centro do modo, a regeneração não é suficiente para sustentar as oscilações e o Klystron

para de oscilar. Assim, obtemos a curva de potência de saída em função da tensão do refletor mostrado na figura 4.

O Klystron reflex é também “levemente” ajustável em frequência (figura 4), variando-se  $V_c$  ou o espaçamento entre as grades (eq. (1)).

## PROPAGAÇÃO DE MICROONDAS

Em altas frequências os condutores coaxiais não são mais adequados para a propagação das ondas porque o condutor exterior do cabo coaxial, formado por uma malha de fios trançados, constitui uma blindagem imperfeita, e porque o dielétrico do cabo coaxial, que serve de suporte ao condutor central, absorve radiação na faixa de microondas.

Assim, a propagação de microondas exige um condutor com uma cobertura exterior rígida, suprimindo o dielétrico e o fio central. Resulta, então, um tubo ou duto de seção retangular (ou circular) que guia a onda eletromagnética que se propaga no seu interior refletindo-se em suas paredes, percorrendo um caminho em zigue-zague de modo que a velocidade ao longo do duto é menor que ao ar livre.

Vamos estudar, então, a propagação de uma onda eletromagnética plana em uma guia de ondas de seção retangular. Existem dois tipos de onda: (1) as *transversais elétricas*, TE, onde só o campo elétrico  $E$  é perpendicular à direção de propagação; e (2) as *transversais magnéticas*, TM, onde só o campo magnético  $H$  é perpendicular à direção de propagação.

Para uma onda eletromagnética plana no espaço livre, os campos elétricos e magnéticos são perpendiculares entre si, se propagam a velocidade da luz e seu vetor de Poynting ( $\vec{E} \times \vec{H}$ ) está dirigido segundo o eixo de propagação. Se a onda plana se propaga no interior do espaço limitado pelas paredes condutoras da guia de ondas, num meio pouco dissipativo com o ar, as soluções das equações de propagação vão depender de condições de contorno. Podemos verificar que, se  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  dependem senoidalmente do tempo, a condição de contorno exige que a componente tangencial de  $\vec{E}$  seja nula sobre o condutor. Devemos encontrar então, as soluções de  $\vec{E}$  e de  $\vec{H}$  que satisfaçam as equações de Maxwell, tanto na guia como nas paredes. No caso de uma guia de seção retangular, a solução poderia ser, por exemplo:

$$E_o = E_o = 0 \quad (4)$$

$$E_y = E_o \cos \frac{\mu x}{a} \exp(j\omega(t - z/v))$$

E satisfaz as condições de contorno, pois  $\vec{E} = 0$  nos lados de dimensão  $b$ , além de ser normal aos lados de dimensão  $a$  (figura 5).

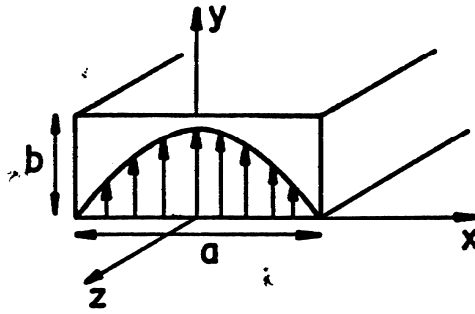


Figura 5

A equação geral de propagação das ondas na guia é<sup>(3,4)</sup>:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (5)$$

A equação de propagação de  $E_w$  na direção  $oz$ , com uma velocidade  $v$  será então:

$$\frac{\partial^2 E_w}{\partial z^2} = \left(-\frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\mu^2}{a^2}\right)E = -\frac{\omega^2}{v^2} E_w \quad (6)$$

com:

$$\frac{\omega^2}{v^2} = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\mu^2}{a^2} \quad (7)$$

Definindo por  $\lambda_o$  o comprimento da onda de propagação no espaço livre, e por  $\lambda_g$  aquele na guia, temos:

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda_o^2} - \frac{1}{(2a)^2} \quad (8)$$

Utilizando a equação de Maxwell:



$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_o \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (9)$$

podemos obter as componentes de  $\vec{H}$  que correspondem à solução dada para  $\vec{E}$  (eq. 4). Verifique-se que a onda  $\vec{H}$  possui uma componente longitudinal  $H_z$  na direção da propagação, e que  $H_y = 0$  (figura 6). Assim, somente o campo elétrico  $\vec{E}$ , paralelo a  $oy$ , é transversal em relação à direção da propagação  $oz$ , de forma que, neste caso, temos uma onda transversal elétrica (TE), caracterizada como o modo de propagação TE-10, onde o índice 1 indica um máximo de  $\vec{E}$  ao longo de  $ox$ , e o 0 indica máximo zero de  $\vec{E}$  ao longo de  $oy$ . Para este modo, existe propagação somente se:

$$\frac{1}{\lambda_o^2} - \frac{1}{4a^2} \geq 0 \quad (10)$$

Define-se então o comprimento de onda de corte,  $\lambda_{oc} = 2a$ , de forma que abaixo da correspondente frequência de corte, nenhuma energia vibratória é transmitida. Nas guias de ondas utilizadas nesta experiência, o valor de  $\mu_a^n$ , é:  $a = 2.287$  cm.

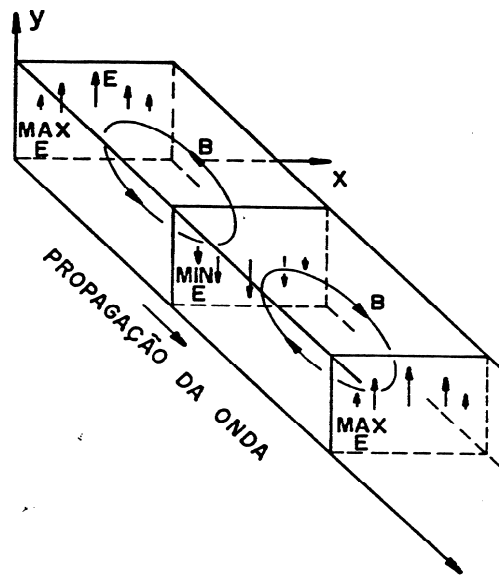


Figura 6

## ONDA ESTACIONÁRIA E DETERMINAÇÃO DE IMPEDÂNCIAS COMPLEXAS

Vamos considerar agora a propagação de uma onda em uma guia cuja extremidade (L) foi fechada colocando um obstáculo (carga) de impedância  $Z_1$ . Vamos ter então uma reflexão nesta impedância e, em cada ponto da guia teremos a superposição das ondas incidente e a refletida.

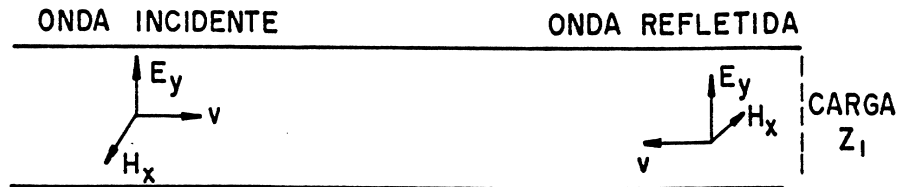


Figura 7

Definimos um coeficiente de reflexão ( $\Gamma$ , complexo), através de:

$$\begin{aligned} \Psi(z,t) &= A \exp(j\omega t - z/v) + A\Gamma \exp(j\omega t + z/v) \\ &= A[\exp(j\omega t - z/v) + |\Gamma| \exp(j\omega t + z/v + \theta)] \end{aligned} \quad (11)$$

com

$$\Gamma = |\Gamma| \exp(j\theta)$$

onde  $|\Gamma| \leq 1$ , é o fator de reflexão propriamente dito, caracterizando a razão das amplitudes incidentes e refletida.  $\theta$  representa a defasagem localizada que sofre a onda incidente no momento da reflexão na carga terminal. Se  $|\Gamma| = 0$ , a onda é progressiva pura, ou seja, ela se desloca somente na direção  $+z$ . Se  $|\Gamma| = 1$ , a reflexão é total e a onda é estacionária pura, apresentando nós permanentes. Se  $0 < |\Gamma| < 1$ , a onda não será nem progressiva pura, senão uma combinação delas.

Na propagação das ondas eletromagnéticas os campos propagados são o elétrico e o magnético, e a sua razão tem dimensões de impedância:

$$\frac{E(L,t)}{H(L,t)} \propto \frac{V(L,t)}{I(L,t)}$$

Esta impedância é justamente a impedância clássica ( $Z_1$ ) do obstáculo, considerando como um elemento isolado.

A impedância iterativa ou característica do sistema ( $Z_0$ ) é definida quando se tem propagação sem reflexão (a onda de retorno é nula). Assim, para uma onda plana progressiva pura, a impedância é real e constante para todos os pontos  $z$ .

A relação entre o coeficiente de reflexão  $\Gamma$  e a impedância terminal  $Z_1$  é:

$$Z_1 = Z_0 \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \quad (13)$$

A quantidade adimensional  $Z'_1 = Z_1 / Z_0$  é chamada **impedância reduzida** (complexa), a qual pode ser determinada experimentalmente.

$$\Gamma = \frac{1-Z'_1}{1+Z'_1} \quad (14)$$

Vejamos alguns casos particulares:

1) Impedância terminal igual a  $Z_0$  ( $Z_1 = Z_0$ ). Neste caso  $Z'_1 = 1$  e a equação (14) dá  $\Gamma = 0$ , ou seja, não existe reflexão e tudo acontece como se a guia fosse infinita. Na guia se estabelece um sistema de ondas progressivas (referências 3 e 5).

2) Impedância terminal nula ( $Z_1 = 0$ ). Agora  $\Gamma = 1$  e teremos reflexão total da onda incidente, sem defasagem. A impedância reduzida será imaginária em todos os pontos. Na guia se estabelece um sistema de ondas estacionárias com um ventre para  $H_y$  e um nó para  $E_x$  na extremidade da guia.

3) Impedância terminal infinita ( $Z_1 = \infty$ ,  $\Gamma = -1$ ). Ainda teremos reflexão total mais com uma defasagem na extremidade. Obter-se-á um fenômeno de ondas estacionárias análogo ao caso precedente, mas com um ventre para  $E_x$  e um nó para  $H_y$ . A impedância reduzida será ainda imaginária pura.

4) Impedância terminal qualquer. Neste caso se estabelece um regime de ondas parcialmente estacionárias. Podemos dizer que o sistema observado resulta da interferência de uma onda estacionária pura de amplitude relativa  $|\Gamma|$  com uma onda progressiva de amplitude  $(1 - |\Gamma|)$ . A razão destes extremos é chamada à taxa de ondas estacionárias (TOS), (SWR em inglês):

$$TOS = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} = \frac{H_{\max}}{H_{\min}} = \frac{E_{\max}}{E_{\min}} \quad (15)$$

Verificamos que, se não há reflexão,  $\Gamma = 0$  e  $TOS = 1$ , enquanto que se a reflexão é total,  $TOS \rightarrow \infty$ . Notamos também que quando não há reflexão total, a amplitude da onda varia entre dois limites: 0 e 2. Como mostra a figura 8, neste caso temos um sistema de ondulação menos pronunciado que no caso de ondas estacionárias puras resultantes de reflexão total.

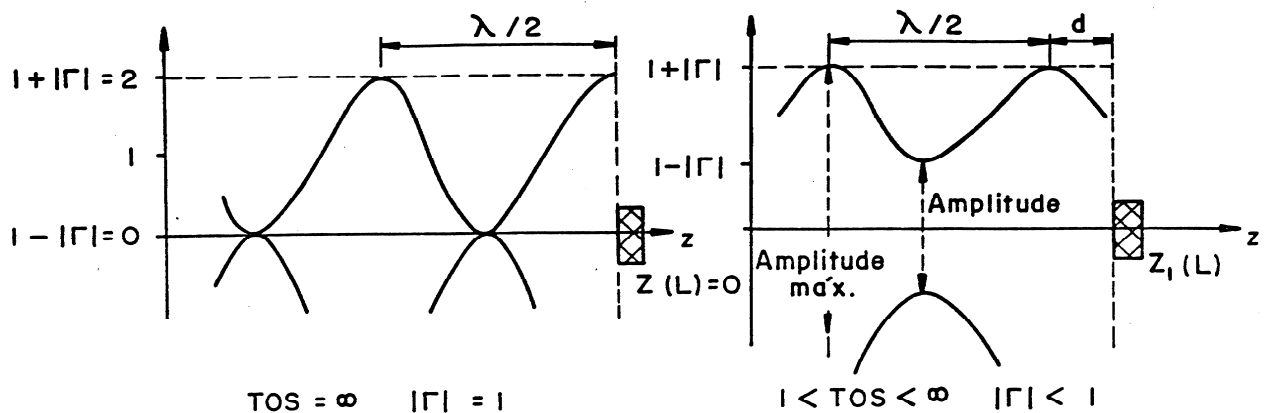


Figura 8

Os pares de curvas simétricos representados na figura são as envolventes das ondas que se propagam. A primeira curva corresponde ao caso onde a impedância terminal é nula, e a segunda é  $Z_1$  qualquer.

As medidas das amplitudes máximas e mínimas dos campos permitem determinar TOS (eq. 15) e então conhecer o valor de  $|\Gamma|$  sem ambiguidades, pois se trata de uma transformação homográfica. Mas, para determinar completamente  $\Gamma$  (e também a impedância reduzida  $Z_1$ ) precisamos determinar também  $\theta$ . Este valor pode ser facilmente determinado examinando o deslocamento “d” de um máximo de  $H_y$  (ou mínimo de  $E_x$ ), como mostra a figura 8. Pode-se mostrar que:

$$\theta = 4\mu \frac{d}{\lambda} \quad (16)$$

As duas medidas precedentes, de  $|\Gamma|$  e  $\theta$ , determinam completamente  $\Gamma$  e uma nova transformação homográfica, dada pela equação 14, conduz a  $Z'_1$ . Esta transformação pode ser feita graficamente com ajuda do ábaco de Smith, que permite o cálculo de  $Z = X + jy$  a partir de  $\Gamma = |\Gamma| e^{i\theta}$  ou reciprocamente.

O ábaco de Smith é uma representação polar  $(|\Gamma|, \theta)$  de  $\Gamma$ . Como  $|\Gamma| \leq 1$ , o ábaco está inteiramente definido no interior de um círculo de raio unitário:  $= 1$ . Este diagrama permite resolver graficamente todas as relações entre TOS,  $|\Gamma|$ ,  $\theta$ , d,  $Z$ , e  $Z(z)$ .

Uma descrição geométrica dele pode ser achada no cap. V da ref. 3. Aqui vamos dar somente um exemplo da sua utilização. Vamos supor que foi medida uma atenuação de 10.8 dB entre os ventres e os nós da onda propagada numa guia a qual foi colocada uma impedância terminal  $Z_1$ . Lembremos que a atenuação é definida em função das potências de entrada e saída do dispositivo:

$$A_{dB} = 10 \log \frac{P_2}{P_1} \quad (17)$$

A relação entre TOS e a atenuação pode ser facilmente achada:

$$|A_2 - A_1| = 20 \log \frac{P_2}{P_1} \quad (18)$$

Então em nosso exemplo: TOS = 3,45 e  $|\Gamma| = 0.55$  (eq. 15). Por outro lado, o deslocamento de um mínimo de  $E_y$ , medido em direção à carga, é determinado como indica a figura 8. Encontramos:

$$d = 0.1715\lambda$$

ou seja,  $\theta = 123.5$  graus, de acordo com a equação 16. Colocamos estes valores no ábaco da forma seguinte: em primeiro lugar a defasagem  $\theta$ , em unidades de comprimento de onda, é encontrada deslocando-se pelo círculo mais externo na direção da carga. Depois traçamos um raio desde esse valor até o centro do ábaco (que representa o valor  $Z'_1 = 1$ ). Este raio vale  $|\Gamma| = 1$ . Encontramos então o ponto  $|\Gamma| = 0.55$  (ponto P na figura 9) e lemos a parte real (no eixo vertical) e a parte imaginária (na circunferência interna) da impedância procurada:

$$Z'_1 = 1 - 1.3j$$

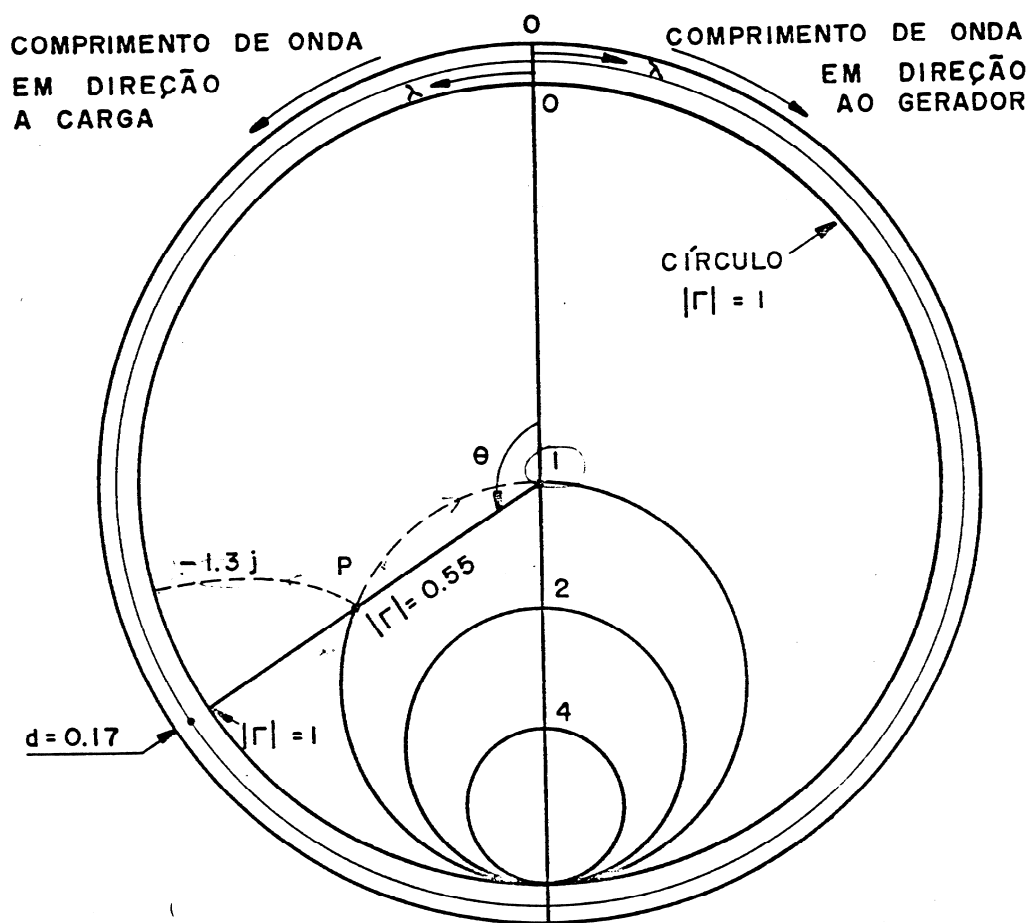


Figura 9

### **Experiência 1: MODOS DE VOLTAGEM DO KLYSTRON**

A figura 10 mostra um diagrama esquemático do Klystron refletor 2K25, que opera na faixa de frequências entre 8.5 e 9.66 GHz (comprimento de onda entre 3.5 e 3.1 cm). A energia de microondas é captada no 2K25 por uma alça de acoplamento, que se estende dentro da parte indutiva do elemento ressonante (ref. 1, pag. 113). A corrente de microondas flui através de um coaxial ligado a uma antena de saída, que por sua vez é acoplada a uma guia de ondas. As microondas se propagam na guia por reflexões sucessivas nas paredes. Esta onda pode ser observada utilizando uma guia com uma antena-sonda (figura 11) equipada com um detetor.

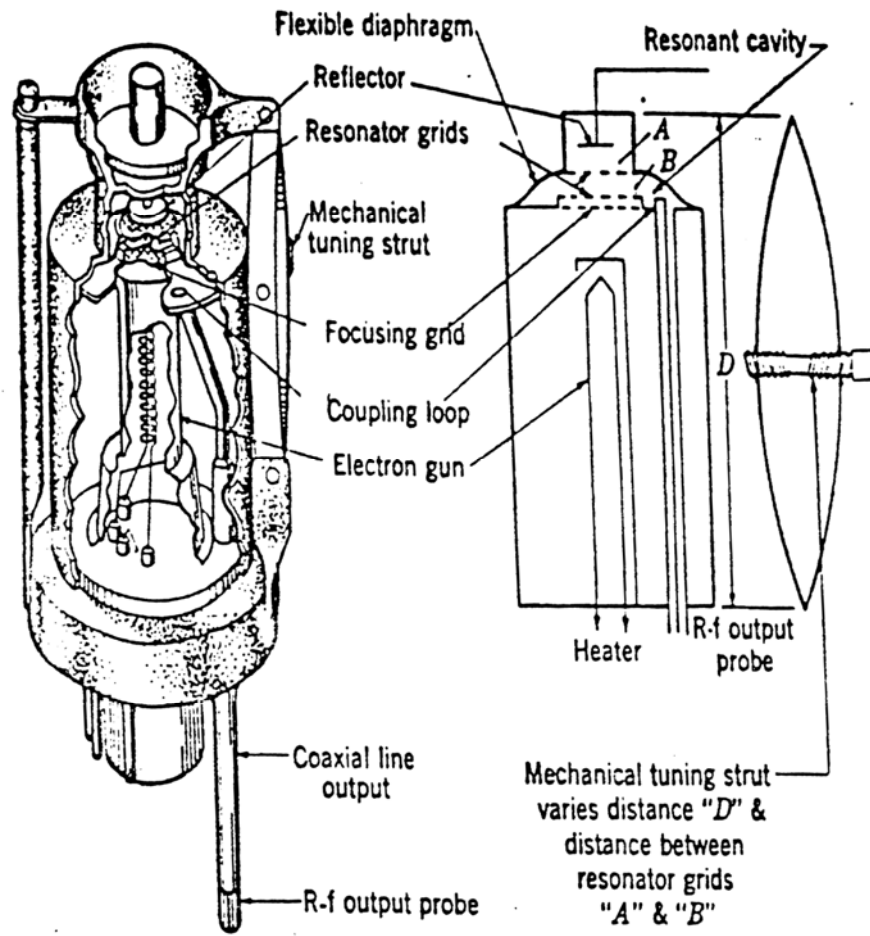


Figura 10

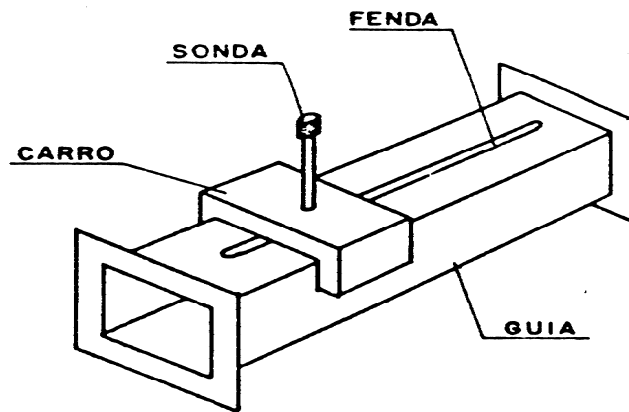


Figura 11

Um dos detectores mais comumente usados em circuitos de microondas é um “cristal” *retificador* ou diodo. Usualmente consiste em um cristal de silício em contato com um *fio de tungstênio*.

A potência das microondas incidentes induz uma voltagem  $V$  através do cristal, aparecendo uma corrente  $I$ . A impedância de saída é definida por  $\Delta V / \Delta I$ . Na potência de microwatts a impedância de dc é quase constante e o detector trabalha como um *detector de lei quadrática* (a corrente retificada é proporcional à potência de rf). Na faixa de miliwatts a corrente retificada é proporcional à raiz quadrada da potência de microondas. O cristal é conseqüentemente um detector linear. (Para maiores detalhes veja Poole (6) e Smit (1)).

Outros dispositivos importantes em microondas são:

Acopladores: permitem transferir energia de circuitos para os dutos (guias de onda) e vice-versa. São de dois tipos: antena (elétrica) e alça (magnética) (Figura 12). A impedância é geralmente de  $50 \Omega$  na parte de circuito, tendo sido ajustadas às dimensões para casar com a impedância do duto com reflexão reduzida, dando no máximo uma onda estacionária  $S \sim 1.5$ .

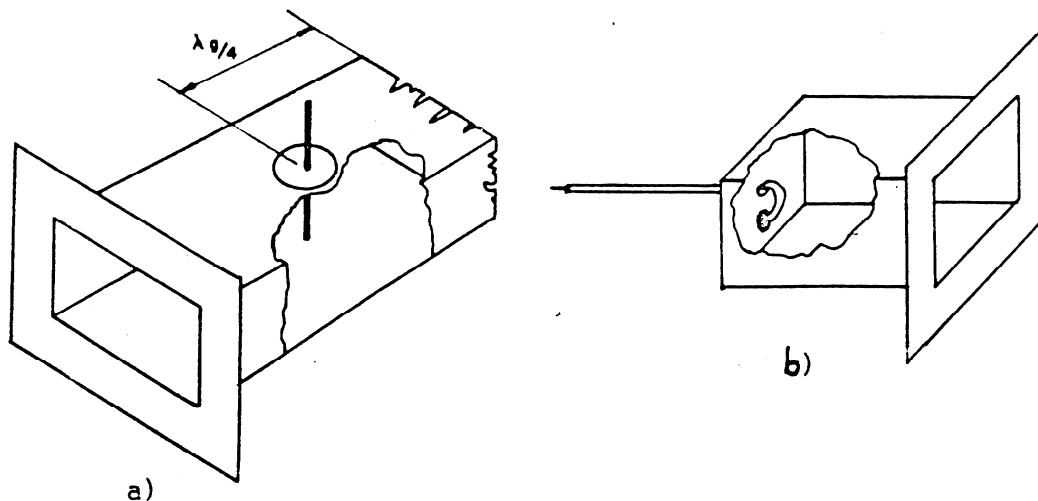


Figura 12 - a) Acoplador para modo  $TE_{10}$ , com antena;

(b) Acoplador para modo  $TE_{10}$ , com alça de corrente

- Atenuadores: servem para dissipar energia num trecho, atenuando o sinal. Consistem de uma lâmina de material resistivo que pode ser deslocada para uma região de campo forte  $E$ , onde as correntes provocadas na lâmina serão intensas e a energia dissipada será grande, atenuando o sinal.



- Cavidade ressonante: quando o comprimento de um duto ou guia é igual à meia onda ( $\lambda_g/2$ ) (ou múltiplos), ocorre à ressonância, isto é, introduzida a onda nesta cavidade ela tende a se manter. A distância  $\lambda_g/2$  faz com que as oscilações sempre se somem, tendendo a mantê-las e aumentá-las na cavidade. As cavidades ressonantes também podem ser usadas como medidores de frequência (ondômetros). Neste caso a cavidade é ajustável com um micrometro de forma que ela absorverá uma maior quantidade de energia da guia principal quando a frequência de microondas coincida exatamente com a ressonância da cavidade<sup>(1)</sup>.

### Componentes

1 Klystron 2K25 (K)

1 Fonte de alimentação do Klystron (tipo 542) (F)

1 Voltímetro (V)

1 Guia com antena-sonda (S)

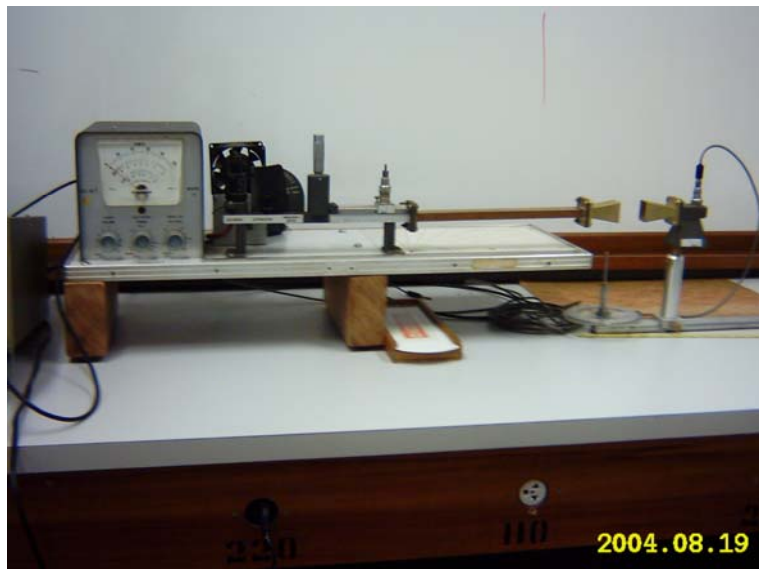
1 Detetor (diodo 1N23) (D)

Osciloscópio

Atenuador (A)

2 Tês

### Montagem



*Figura 13*

## Procedimento

A) Ligue a fonte de alimentação do Klystron. Espere um par de minutos até ele aquecer e coloque a voltagem do refletor com o potenciômetro da fonte em 300 V (leitura no voltímetro). Observe o sinal detetado no osciloscópio. Desloque o detetor na guia com a antena-sonda. Observe a resposta no osciloscópio. Trace um gráfico de amplitude do sinal vs posição.

B) Com o detetor colocado numa posição fixa, varie a voltagem do refletor de 350 a 700 V. Faça um gráfico da saída do detetor versus a voltagem do refletor. Explique detalhadamente como funciona um Klystron refletor e a origem dos modos de voltagem.

## **Experiência 2: PROPAGAÇÃO NA GUIA DE ONDAS**

Ligue o Klystron, espere alguns minutos até ele aquecer e coloque na saída o modo de maior potência.

A) Determine o comprimento de onda na guia medindo a distância entre dois ventres (ou nós) da onda na guia  $\lambda_g$ , com a ajuda do detetor montado na guia com a antena-sonda (figura 11).

B) Calcule a frequência de microondas emitida pelo Klystron ( $f_o = c/\lambda_o$ ) a partir do comprimento de onda na guia medido em (A), utilizando a equação 8:

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda_o^2} - \frac{1}{(2a)^2}$$

onde  $2a$  representa o comprimento de onda de corte. Em nossa guia de ondas,  $a$  é a dimensão interna da parede dela, cujo valor é:  $a = 2.287$  cm.

C) Quando se quer conectar três guias se utilizam os "Tês" mostradas na figura 14. A potência que alimenta a seção central do "Tê" se divide, saindo pelos braços laterais. Como podem ver qualitativamente nos esquemas da figura 16, os campos se estendem quando chegam ao final da seção da entrada, produzindo campos elétricos que originarão as ondas que saem pelos dois braços. Segundo o campo na guia seja paralelo ou perpendicular ao eixo central do "Tê", os campos na junção serão aproximadamente como mostra a figura em (a) ou em (b).

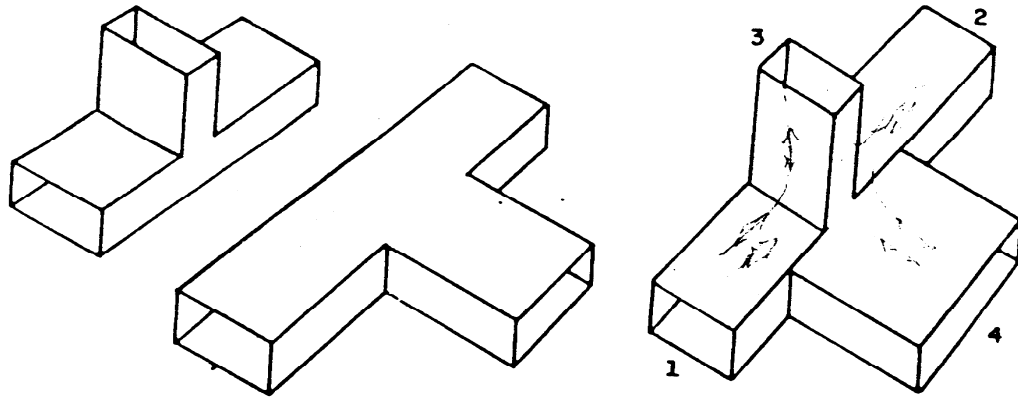


Figura 14

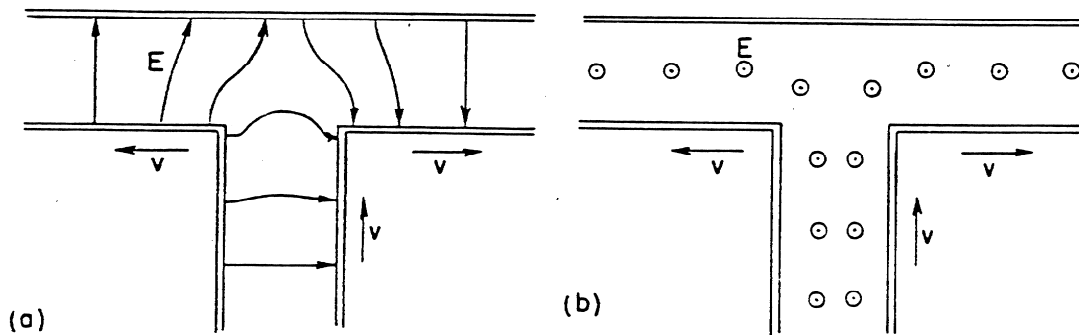


Figura 15

Existe ainda o Tê híbrido ou mágico, com 4 portas, que é a soma de dois Tês básicos (figura 14). Este dispositivo tem a interessante propriedade de que as portas 3 e 4 não estão acopladas. Assim, as portas 1, 3 e 2 estão acopladas entre si, e as portas 1, 4 e 2 estão acopladas entre si, mas as portas 3 e 4 são perpendiculares entre si e não estão acopladas. Pode-se passar energia da porta 4 para a porta 3 fechando as portas 1 e 2 com placas metálicas.

O Tê híbrido permite realizar uma ponte de microondas onde, se as várias portas estiverem casadas, não haverá passagem de energia de 4 para 3, ou vice-versa. O detector indicará zero quando as reflexões nos braços 1 e 2 forem iguais, isto é, as impedâncias serão iguais.

Monte os “tês” disponíveis e com a ajuda de placas metálicas e terminações ajustáveis, caracterize melhor possível o seu comportamento (figura 16).

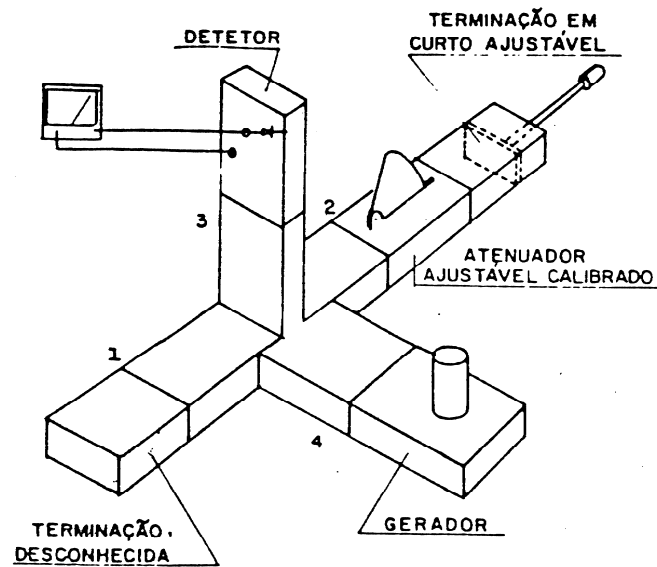


Figura 16

### **Experiência 3: POLARIZAÇÃO DE MICROONDAS**

As experiências anteriores tinham por objetivo mostrar a forma como a radiação de microondas é produzida e transmitida. Agora vamos discutir algumas analogias óticas desta radiação. As microondas, iguais às ondas luminosas, propagam-se em linha reta podendo, então, serem dirigidas, enfocadas, refletidas, refratadas, difratadas, polarizadas, apresentando também o fenômeno de interferência.

Vamos estudar a polarização de microondas utilizando um dispositivo chamado corneta que transmite para o ar as ondas centimétricas produzidas pelo Klystron. A geometria piramidal das cornetas responde a dois critérios: adaptabilidade e direcionabilidade. A adaptabilidade porque a corneta deve constituir-se numa “impedância iterativa” no final da guia, transmitindo toda a onda incidente sem reflexão. Direcionabilidade porque se procura emitir o máximo de potência em uma direção preferencial.

As ondas que saem da corneta emissora são linearmente polarizadas, pois o vetor de campo elétrico é sempre perpendicular à seção mais larga da guia de onda, enquanto o vetor de campo magnético está num plano perpendicular às linhas do vetor de campo elétrico. Veja a figura 17.

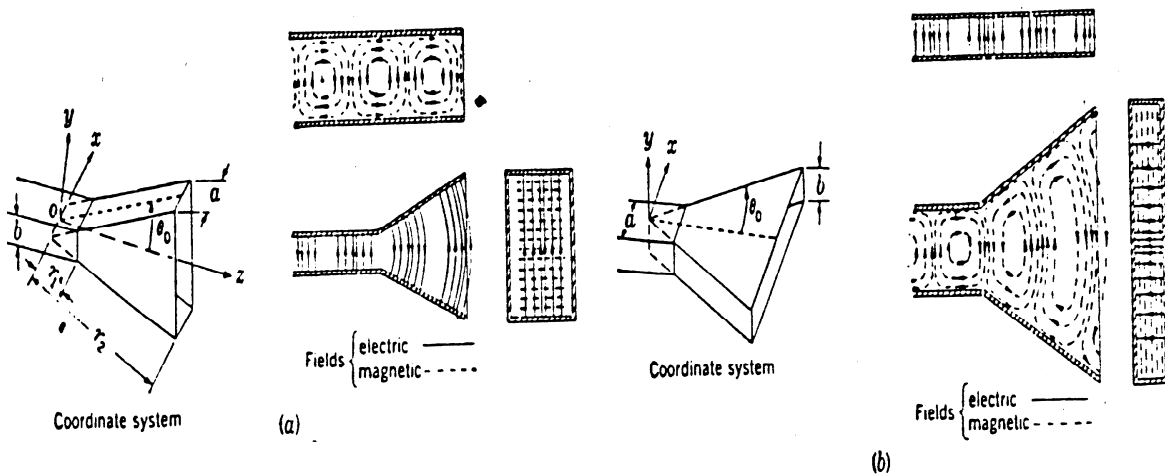


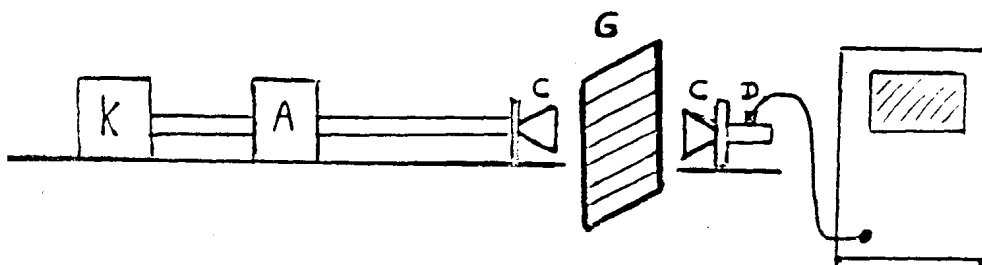
Figura 17

Esta polarização pode ser verificada utilizando uma corneta receptora. O conjunto de cornetas emissor-receptora atua de forma análoga aos prismas de Nicol numa experiência de polarização da luz.

### Experimento

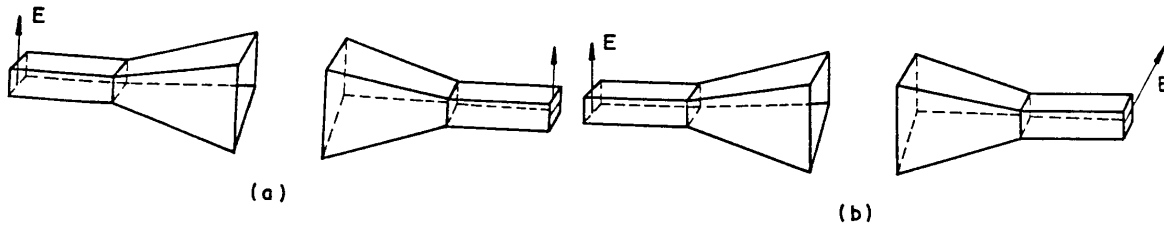
Componentes: as mesmas da experiência anterior mais à grade metálica (G) e duas cornetas (C).

### Montagem:



### Procedimento

A) Para mostrar que as ondas que emergem da corneta emissora são linearmente polarizadas, observe o sinal detetado pela corneta receptora quando esta é colocada de forma que o vetor de campo elétrico seja: (a) paralelo, (b) perpendicular, com a da corneta emissora, conforme a figura 18.



B) com o Klystron em funcionamento introduza a grade metálica entre as duas cornetas. A grade consiste numa rede de fios condutores paralelos, separados por uma distância  $e \ll \lambda$ . Observe o sinal detetado no osciloscópio enquanto gira lentamente a grade em torno à normal do plano da grade. Deste modo você vai encontrar uma orientação da grade que bloqueia toda a energia de microondas (equivalente ótico da extinção).

C) Agora coloque a corneta receptora e a grade conforme a posição mostrada na figura 19.

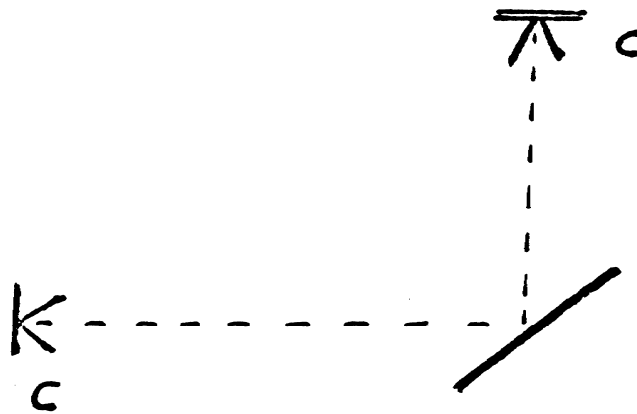


Figura 19

Observando o sinal detetado no osciloscópio varie o ângulo entre o plano da grade e a direção da onda propagada. Repita o processo mudando  $90^\circ$  a orientação da grade.

### Questionário

1. Faça uma analogia entre polarização da luz e polarização de microondas.
2. Na parte B, explique como a grade consegue bloquear a energia de microondas. Essa energia está sendo absorvida pela grade? Está sendo refletida?
3. Na parte C, explique em que condições a grade consegue refletir a microonda.

4. Sugira como fazer um interferômetro de Michelson para radiação de microondas.

#### **Experiência 4: DIAGRAMA DE RADIAÇÃO DE ANTENA**

Já foi dito que as ondas centimétricas produzidas pelo Klystron são transmitidas da guia para o ar por intermédio de uma corneta, que atua como uma antenna. Esta corneta não emite uma onda plana senão uma onda esférica, onde o máximo de potência está limitado por um cone. Observa-se então uma atenuação no espaço.

Vamos estudar o diagrama de radiação de uma corneta, que é semelhante ao caso da difração de uma onda luminosa em uma abertura retangular (veja ref. 2, Exp. B12). O diagrama de radiação de uma antenna é um diagrama de intensidade de potência em função do ângulo de abertura, a uma distância constante da corneta (ou antenna) emissora. Este diagrama é, naturalmente, tridimensional, mas por razões práticas ele é apresentado normalmente como diagrama bidimensional em um ou vários planos (figura 20 A). O diagrama de antenna consiste de vários lóbulos (figura 20 B) sendo que a maior parte da potência está concentrada no lóbulo principal.

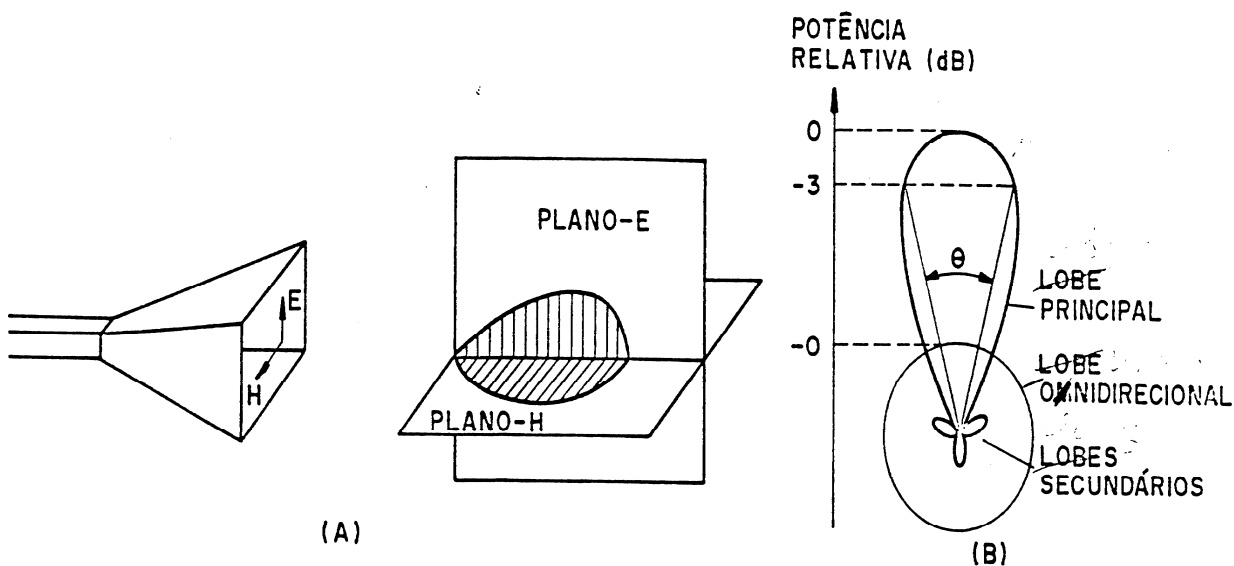


Figura 20

As antenas são caracterizadas por dois parâmetros: o ganho e o ângulo de abertura do feixe a 3dB. O ganho é a intensidade de potência no máximo do lobe principal comparado com a intensidade de potência de uma antenna imaginária unidirecional (que radia igualmente em todas as direções). O ângulo de abertura do feixe a 3dB está definido entre os dois pontos do lobe principal onde a intensidade de potência é a metade da máxima intensidade de potência (figura 20 B).

#### **Experiência**

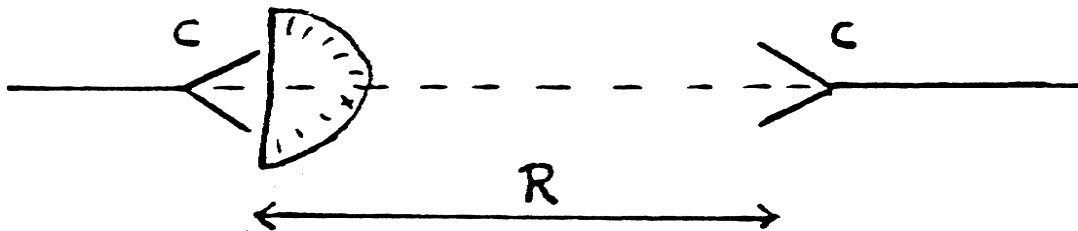
Componentes: as mesmas da experiência (3) mais um transferidor e papel polar.

Procedimento:

Para levantar o diagrama da antena coloque a corneta receptora a uma distância

$$R > 2D^2/\lambda_0$$

da corneta emissora, onde  $D$  é o tamanho da seção mais larga da abertura da corneta, e  $\lambda_0$  o comprimento de onda no espaço livre. Ajuste  $R$  de forma a obter um bom sinal no osciloscópio (ou voltímetro):



Com a ajuda do transferidor levante o diagrama de potência em decibels (dB), utilizando para isso o atenuador.

Trace um diagrama polar com os valores obtidos. Determine a amplitude do lóbulo principal e dos lóbulos secundários (se detetados). Determine também o ângulo de abertura  $\alpha$  do feixe a 3 dB. Supondo um diagrama de radiação “ideal”, avalie o ganho ( $G \cong 4 \mu / \alpha^2$ , o que em unidades de dB é  $10 \log G$ ), e a área eficaz ( $A_e \cong G \lambda^2 / 4 \mu$ ). Compare esta área com a área geométrica da corneta e explique a diferença (teoricamente: área eficaz / área mecânica = 0.5 (ref. (1))).

### **Experiência 5: EXPERIMENTOS DE ÓPTICA GEOMÉTRICA E INTERFERÊNCIA UTILIZANDO MICROONDAS**

Seguir roteiro da Pasco para experimentos de interferometria de Fabry-Perot e de Michelson, como também utilização de prismas e lentes de parafina.

Referências



1. "Microondas" - Jaroslav Smit (Ed. Erica, Brasil 1987).
2. "Laboratory Physics" - Part B, Seção B9, Berkeley Physics Lab. (código da biblioteca DFCM: 530.078 / B5121).
3. "Vibrations, propagation, diffusion", M. Soutif - Y. Rocard, cap. 5 (código da biblioteca DFCM: 534.5 / S782).
4. "Electro magnetismo", vol. II, cap. 24, curso de Feynman Lectures on Physics (Feynman, Leighton-Sonds) (código da biblioteca DFCM: 530.071 / F435).
5. "Ondas", curso de Berkeley (vol. 3), cap. 5 e 7 (código da biblioteca DFCM: 531.1133071 / C899).
6. "Electron Spin Resonance" (2<sup>nd</sup> ed.), Ch. Poole (código da biblioteca DFCM: 538.3 / P822).
7. Introduction to microwave theory - H.A. Atwater (código da biblioteca DFCM: 537.12 / A887).
8. Introduction to microwave - S.J. Wheeler (código da biblioteca DFCM: 537.12 / W563).
9. Manuais da Philips de "Microwave experiment" (disponíveis no Laboratório Avançado de Física).