

AMPLIFICADORES DE BAIXO RUÍDO

EM

MICROONDAS

GLÁUCIO LIMA SIQUEIRA

Orientador: Prof. Dr. RUI FRAGASSI SOUZA

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia de Campinas, da Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP - como parte dos requisitos exigidos para obtenção do título de MESTRE EM CIÊNCIAS.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

JANEIRO 1982

UNICAMP

Dedico este trabalho aos
segmentos da minha vida:

EMILIA e GUILHERME, meus pais;
ELIANA, minha esposa;
e GLÁUCIO, meu filho.

AGRADECIMENTOS...

...aos amigos FERNANDO, ALFEU, ROBERTO, RAFAEL, PYRAMO, SÉRGIO, GERVÁZIO, ADAILDO, ADRIÃO, REGINA, EDUARDO, VITOR e PETOILHO, pelos conselhos e discussões valiosas e pela convivência agradável durante toda a realização deste trabalho;

...aos professores e demais colegas do Departamento de Engenharia Elétrica da Faculdade de Engenharia da UNICAMP, pelo apoio e incentivo;

...ao KRETLY, pela grande ajuda nos trabalhos de laboratório;

...ao EDMAR e KLEBER, do Laboratório de Microeletrônica da USP, sem os quais seria difícil a conclusão do trabalho;

...ao NILSON e LÚCIO, professores do Departamento de Engenharia Eletrônica da UCMG, pela colaboração nas medidas;

...ao Departamento de Engenharia Elétrica e de Telecomunicação da UCMG e à CAPES pelo apoio financeiro;

...ao SANTANA, do Instituto de Pesquisas Espaciais, pelo financiamento dos trabalhos práticos;

...ã MARIA JÚLIA, pelo trabalho datilográfico;

...ao EDSON, pelos desenhos.

"Os homens fazem sua própria história,
mas não a fazem como querem; não a fa
zem sob circunstâncias de sua esco
colha e sim sob aquelas com que se
defrontam diretamente, legadas e trans
mitidas pelo passado."

KARL MARX

The eighteenth Brumaire of
Louis Bonaparte

ÍNDICE

SUMÁRIO

ABSTRACT

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	
1.1 - SISTEMAS DE COMUNICAÇÃO	
1.2 - RUÍDO EM SISTEMAS DE COMUNICAÇÃO	
1.3 - FIGURA DE RUÍDO DE RECEPTORES	
1.4 - AMPLIFICADORES DE BAIXO RUÍDO	
CAPÍTULO 2 - PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO DE UM DISPOSITIVO LI NEAR DE DUAS PORTAS	
2.1 - INTRODUÇÃO	
2.2 - PARÂMETROS S DE UM DIPOLO	
2.3 - PARÂMETROS S DE UM QUADRIPOLO	
2.4 - SIGNIFICADO FÍSICO DOS PARÂMETROS S	
2.5 - PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO GENERALIZADOS	
CAPÍTULO 3 - ESTUDO DE ESTABILIDADE DE QUADRIPOLOS ATIVOS ..	
3.1 - CONCEITOS	
3.2 - ANÁLISE PELOS PARÂMETROS S	
3.3 - FATOR DE ESTABILIDADE	
CAPÍTULO 4 - CARACTERIZAÇÃO DO RUÍDO DE QUADRIPOLOS LINEARES	
4.1 - INTRODUÇÃO	
4.2 - EQUAÇÃO DE QUADRIPOLOS RUIDOSOS	
4.3 - MEDIDA DOS PARÂMETROS DE RUÍDO	
4.4 - INFLUÊNCIA DA POLARIZAÇÃO	
CAPÍTULO 5 - PROJETO DE AMPLIFICADORES COM MINIMIZAÇÃO DA FI GURA DE RUÍDO	

5.1 - INTRODUÇÃO	
5.2 - CÍRCULOS DE GANHIO CONSTANTE NA CARTA DE SMITH	
5.3 - CÍRCULOS DE FIGURA DE RUÍDO CONSTANTE NA CAR TA DE SMITH	
5.4 - PROJETO DA MALHA DE ENTRADA: CASAMENTO DE RUÍ DO	
5.5 - PROJETO DA MALHA DE SAÍDA: CASAMENTO DE GANHIO	
5.6 - POLARIZAÇÃO	
5.7 - FLUXOGRAMA DE PROJETO	
CAPÍTULO 6 - CÁLCULO DOS PROTÓTIPOS	
6.1 - INTRODUÇÃO	
6.2 - PRIMEIRO PROJETO: PARÂMETROS DISTRIBUÍDOS ...	
6.3 - SEGUNDO PROJETO: PARÂMETROS CONCENTRADOS	
6.4 - PROJETO FINAL: PRÉ-AMPLIFICADOR DO CONVERSOR WIFAX-INPE	
CAPÍTULO 7 - RESULTADOS DOS PROTÓTIPOS	
7.1 - INTRODUÇÃO	
7.2 - PRIMEIRO PROJETO: PARÂMETROS DISTRIBUÍDOS ...	
7.3 - SEGUNDO PROJETO: PARÂMETROS CONCENTRADOS	
7.4 - PROJETO FINAL	
CAPÍTULO 8 - CONCLUSÕES	
APÊNDICE I - PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO GENERALIZADOS	
APÊNDICE II - INFLUÊNCIA DA CORRENTE DE COLETOR NA FIGURA DE RUÍDO MÍNIMA	
APÊNDICE III - MEDIDA DE h_{FE} E V_{BE} DE TRANSISTORES	
APÊNDICE IV - PASSOS PARA A CONFECCÃO DE CIRCUITOS IMPRESSOS DE MICROONDAS	
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	

SUMÁRIO

Este trabalho constou de uma parte teórica onde foram desenvolvidas expressões de fatores que, direta ou indiretamente, estão relacionados com o projeto de amplificadores em microondas. Foram estudados, em detalhes, os parâmetros S de quadripolos, a estabilidade dos mesmos e a caracterização de ruído, já que o objetivo principal dos amplificadores neste trabalho era a minimização do ruído. A seguir foi feito um estudo comparativo entre projetos de minimização de ruído e de maximização de ganho para se chegar a uma situação ótima entre estas características importantes de projeto.

Numa segunda parte, foram desenvolvidos projetos de três protótipos. O primeiro, empregando tecnologia de microfita e parâmetros distribuídos, teve como objetivo básico testar nossa capacidade de execução do mesmo usando substratos de alumina. O segundo empregou tecnologia de microfita associada com parâmetros concentrados e o objetivo era, também, explorar a viabilidade de realização destes circuitos em nosso laboratório. Após estes testes iniciais, foi projetado, montado e testado um pré-amplificador de baixo ruído que poderá ser usado no equipamento conversor WEFAX - INPE para recepção de sinais do satélite geo - estacionário METEOSAT, que envia informações meteorológicas. Foram bons os resultados obtidos nos testes deste último protótipo.

ABSTRACT

The theoretical part of this work deals with parameters that, direct or indirectly, are related with the design of microwave amplifiers. The study considered the S-parameters for 2-port devices (and their stability criteria) and also the noise characterization, since the main objective of this work was the minimization of noise in microwave amplifiers. Later, a comparison is made between noise minimization and gain maximization to obtain some insight in the compromise involved in the design stage.

In the experimental part of the work, three amplifiers prototypes were implemented. The first prototype used only distributed parameters in a microstrip structure and was aimed to test our technology with alumina substrates. The second prototype was a test with a microstrip amplifier using lumped elements at microwave frequencies. After these initial tests, a low-noise pre-amplifier was designed, implemented and tested, and may be used in the WEFAX-INPE down-converter equipment for the METEOSAT satellite signal reception, that deals with meteorological data. The tests with this last prototype gave good results.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 - SISTEMAS DE COMUNICAÇÃO

Podemos entender por comunicação o envio, recepção e processamento de informação por meios elétricos [1]. É claro que poderíamos estender este conceito a uma simples remessa de informação por quaisquer meios, desde um som de tambor até mesmo um sinal de fumaça. Mas, pensando em termos de eletricidade, o assunto tem a sua origem na telegrafia de fio na metade do século XIX, e daí ao advento da telefonia, algumas décadas mais tarde, chegando ao rádio no início deste século.

Um sistema de comunicação moderno preocupa-se com a criação, processamento e armazenamento da informação, antes de sua transmissão, a transmissão propriamente dita e, finalmente, com a recepção que inclui decodificação, armazenagem e interpretação. Podemos incluir neste contexto formas de comunicação tais como telefonia, telegrafia, rádio e televisão aplicadas em radiodifusão, comunicação ponto-a-ponto, comunicação móvel, comunicação entre computadores, radar, rádio-telemetria, auxílio à navegação, etc.

Para entendermos os mecanismos de um sistema de comunicação, mostramos na Fig. 1.1 um diagrama de blocos que representa o sistema geral [2].

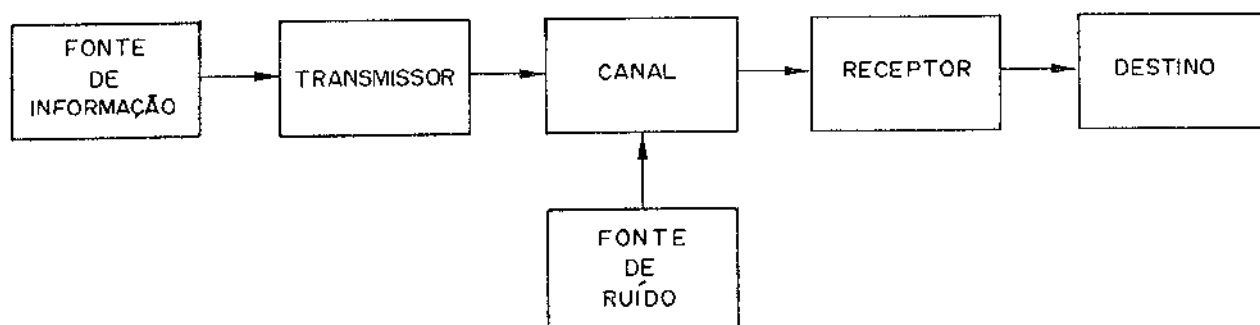


Fig. 1.1 - Sistema de Comunicação Geral

A fonte de informação é que origina a mensagem, ou seleçãoa a mensagem a ser transmitida. Entretanto, geralmente a mensagem que vem da fonte de informação não tem natureza elétrica, não sendo, portanto, adequada, para envio imediato. Assim,devemos

processar esta mensagem para colocá-la em condição de ser enviada eletricamente. Este trabalho é feito pelo transmissor que pode fazê-lo das mais variadas maneiras. De um modo mais amplo ele codificará a mensagem e a colocará em um sinal elétrico próprio do meio de transmissão através da modulação. Com o sinal preparado, estamos aptos a entrar no canal de comunicação. Podemos entender o canal como um meio possível de levar a informação. Assim, teríamos o canal acústico, não usado em comunicações elétricas, o canal visual, não usado até o recente advento do "LASER", os condutores elétricos e as ondas eletromagnéticas no espaço livre.

É inevitável que o sinal se deteriore durante o processo de transmissão e recepção. Esta deterioração pode ser causada por distorção introduzida pelos equipamentos, ou ruído que afeta, principalmente, os canais de comunicação. Assim, na Fig. 1.1 representamos o ruído por uma fonte de sinal atuando no canal e que afetará o sinal de maneira perniciosa. É claro que existe ruído em todo o sistema de comunicação, mas seu maior efeito se observa quando o sinal se encontra mais fraco, isto é, quando o sinal está no canal ou na entrada do receptor.

Quanto ao receptor, existe uma grande variedade de construções, sendo cada uma influenciada por muitos requisitos, dentre eles o sistema de demodulação usado, a frequência de operação, a faixa de passagem e o tipo de amostra requerido. De qualquer modo, ele irá executar as funções inversas do transmissor, ou seja, de modulação e decodificação de uma maneira geral.

Estes são os elementos fundamentais de um sistema de comunicação. Todos eles têm uma função bem definida que é a de transmitir uma informação de um ponto a outro. Como vemos, a limitação final de um sistema de comunicação é dada pelo ruído, ao qual daremos uma atenção especial neste trabalho.

1.2 - RUÍDO EM SISTEMAS DE COMUNICAÇÃO

De todas as limitações de um sistema de comunicação, nenhuma afeta o desempenho do sistema mais do que o inevitável ruído. Assim, ele é interpretado como uma energia não desejada, usualmente de caracter aleatório, presente nos sistemas de comunicação

devido a várias causas.

É muito importante, para todos ligados às comunicações, estar bem informado sobre o ruído, pois, além do seu valor nocivo ao sistema, é muitas vezes possível reduzir seus efeitos pelo uso de circuitos projetados adequadamente.

Existem várias maneiras de se classificar o ruído. Ele pode ser dividido de acordo com o tipo, fonte, efeito, ou relação com o receptor, dependendo das circunstâncias.

Normalmente, os autores os dividem em dois grandes grupos [3,4,5,6]: ruídos produzidos por fontes externas ao receptor e ruídos criados dentro do próprio receptor. De um lado, os ruídos externos ao receptor são difíceis de serem tratados quantitativamente e pouco se pode fazer para a sua eliminação, a menos da mudança do sistema de localização geográfica. De outro lado, os ruídos internos são mais acessíveis ao tratamento e podem ser reduzidos por projetos apropriados do receptor.

Como exemplo de ruídos externos podemos citar os seguintes:

a) Ruído atmosférico:

Causado por descargas elétricas, trovões e outros distúrbios elétricos que ocorrem na atmosfera. É de natureza impulsiva e, devido à aleatoriedade desses processos na natureza, ele se espalha por todo o espectro de frequência usado, principalmente em rádio-difusão. É conhecido também com o nome de ruído de "estática".

b) Ruído extra-terreno:

Este ruído vem da radiação constante do sol e outras estrelas por serem corpos grandes com temperaturas elevadíssimas, interferindo, assim, em toda a faixa do espectro de frequências. Além disso, estas estrelas e, principalmente, o sol são altamente instáveis, provocando uma série de perturbações elétricas. Como vemos, estes ruídos são de causas as mais diversas possíveis, podendo vir do centro da nossa própria galáxia, de outras galáxias e de fontes virtuais como "quasares" e "pulsares". É importante observar que acima de 1,5GHz estes ruídos quase não se manifestam, provavelmente devido aos mecanismos que os geram e/ou à absorção

pelo hidrogênio nos espaços intra-estelares.

c) Ruído causado pelo homem:

Nas frequências até 600MHz temos uma série de ruídos gerados pelo homem, tais como: motores de automóveis, aviões, motores elétricos, linhas de alta tensão, luzes fluorescentes e uma série de outras fontes. A natureza do ruído produzido pelo homem é tão variada que se torna difícil analisá-la por processos estatísticos.

Entretanto, serão aos ruídos internos que daremos maior atenção pelo simples fato de poderem estes serem tratados por algum processo matemático. Eles são gerados em dispositivos passivos e ativos encontrados nos receptores. São geralmente aleatórios e tratados por processos estatísticos conhecidos. Dentre estes ruídos podemos citar:

a) Ruído de agitação térmica [7,8]:

Também conhecido como ruído Johnson, é produzido em resistências ou componentes resistivas de uma impedância devido ao movimento aleatório das moléculas, átomos e elétrons pelo efeito da temperatura. É constante sobre todo o espectro de frequência até 10^{12} Hz e, devido a isto, é referido como ruído "branco".

b) Ruído balístico ("shot"):

É causado por variações aleatórias na chegada de cargas elétricas no coletor de um transistor ou placa de uma válvula e, assim, se manifesta como uma corrente de ruído aleatória sobreposta à corrente útil de saída do dispositivo. Quando amplificado, parece soar como "chuva de balas de chumbo", atingindo a superfície de um metal. Daí o seu nome de ruído balístico.

Existem outros tipos de ruído, como o ruído intermitente ($1/f$), o ruído de partição e o ruído de tempo de trânsito que não serão mais comentados devido ao seu restrito campo de atuação que não nos interessam neste trabalho.

Como vemos, o ruído é um fator muito importante em sistemas de comunicação. Assim, é importante que ele seja tratado de maneira especial pelos projetistas, para que sua influência seja sempre minimizada.

1.3 - FIGURA DE RUÍDO DE RECEPTORES

Como já vimos, o ruído produzido fora do receptor não pode ser processado com o objetivo de minimizá-lo, pois suas causas estão fora do controle do projetista. Assim, quando um sinal chega até o receptor, já está bastante misturado com este tipo de ruído. É importante, então, que este receptor introduza o mínimo ruído possível no sinal já mascarado pelo ruído externo [9].

Uma medida do ruído introduzido pelo receptor é a chamada "figura de ruído" que tem sua definição baseada na razão entre potências do sinal deturpado pelo ruído na saída e na entrada do receptor. Assim, quanto menor for a figura de ruído, menor será o ruído introduzido pelo receptor e melhor será o desempenho do mesmo. Portanto, o objetivo deste trabalho é reunir condições para que um projetista possa executar o projeto e construção de amplificadores de baixa figura de ruído para serem usados nos receptores de sinais elétricos em microonda.

1.4. AMPLIFICADOR DE BAIXO RUÍDO

O trabalho foi inspirado na necessidade de melhoria do conversor WEFAX-INPE [10] projetado especificamente para ser utilizado em conjunto com receptores A.P.T. (Automatic Picture Transmission), para a obtenção de imagens WEFAX, transmitidas pelos satélites geo-estacionários GOES e METEOSAT.

A Fig. 1.2 mostra o diagrama de blocos do receptor.

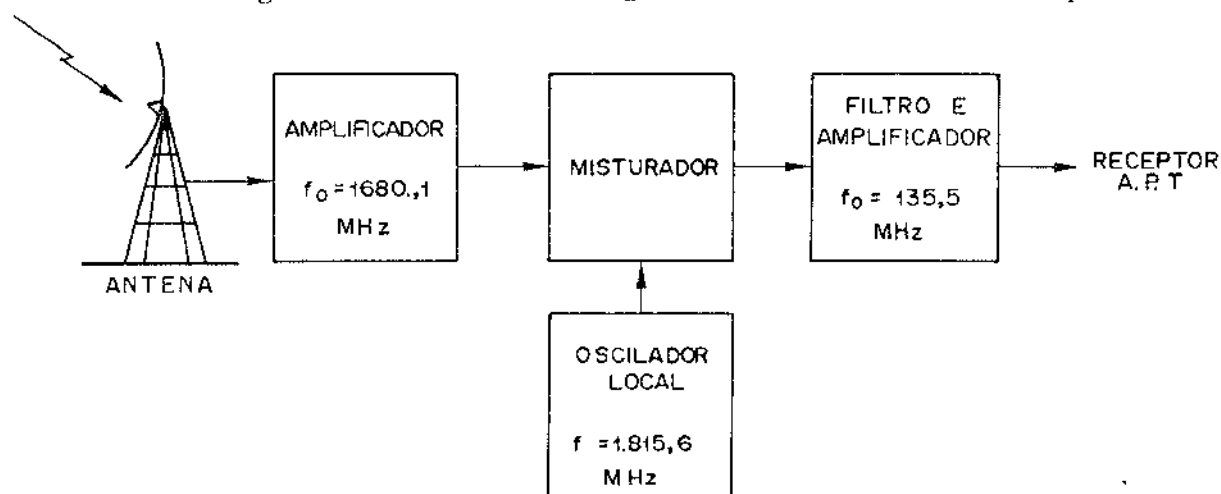


Fig. 1.2 - Receptor WEFAX-INPE

Para se chegar ao projeto do amplificador, faremos inicialmente um estudo dos parâmetros de espalhamento que serão usados na caracterização do dispositivo. Este estudo é feito no Capítulo 2. O motivo de se caracterizar os dispositivos em alta frequência por parâmetros de espalhamento vem da sua simples definição e facilidade de obtenção através de medidas.

Em capítulo posterior, Capítulo 3, faremos um estudo de estabilidade de quadripolo visando assegurar que o projeto resulte num amplificador e não em um oscilador. Este estudo é feito através do conhecimento dos parâmetros de espalhamento.

No Capítulo 4, deduzimos a expressão de figura de ruído de quadripolos ativos donde tiramos os parâmetros de ruído, fundamentais nos projetos que visem a minimização do ruído. No mesmo capítulo são dadas algumas maneiras de se medir estes parâmetros de ruído.

No Capítulo 5, fazemos um apanhado geral das teorias vistas nos capítulos anteriores e as aplicamos no projeto de amplificadores. Analisaremos a situação de compromisso entre o ganho e a figura de ruído e terminaremos dando um fluxograma ideal para se seguir na elaboração detalhada do projeto.

No Capítulo 6, apresentamos a aplicação efetiva do fluxograma de projeto. Todos os projetos seguem o diagrama de blocos mostrado na Fig. 1.3.

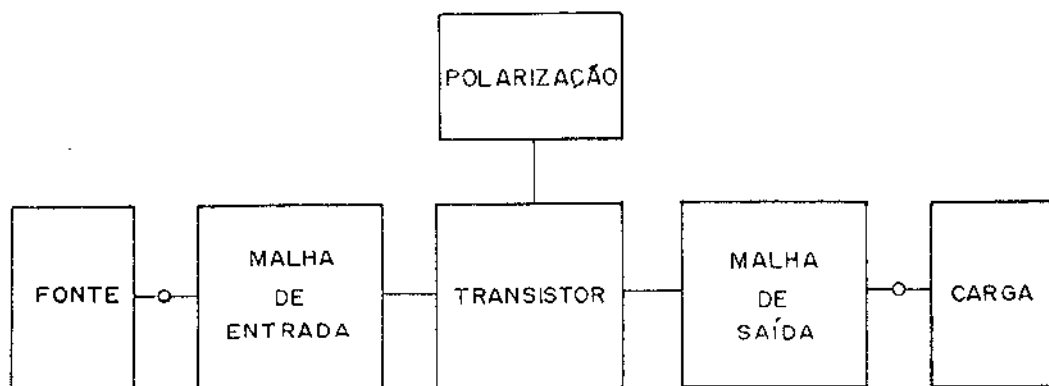


Fig. 1.3 - Diagrama de Blocos dos Protótipos

Foram projetados dois protótipos. O primeiro numa frequência de 1,0GHz, onde desenvolvemos dois tipos de circuitos. Um usando tecnologia de parâmetros distribuídos e o outro usando tecnologia de parâmetros concentrados. O segundo projeto, numa frequência de 1,68GHz, representa o protótipo a ser usado no pré-amplificador do conversor WEFAX-INPE, também nas duas tecnologias, para que se possa ter opção na ocasião da construção.

No Capítulo 7 são apresentados os resultados obtidos nos testes dos protótipos implementados. A comparação entre os resultados obtidos e as conclusões finais estão incluídas no Capítulo 8.

CAPÍTULO 2

PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO DE UM
DISPOSITIVO LINEAR DE DUAS PORTAS

2.1 - INTRODUÇÃO

Para se representar um dispositivo linear de n portas, e, em particular, de duas portas (quadripolos), usam-se parâmetros que relacionam grandezas elétricas nas portas, ou terminais, do dispositivo. Nos quadripolos, em geral, usam-se três conjuntos de parâmetros ligados diretamente aos conceitos de tensão e corrente na entrada e na saída do mesmo {11} (Fig.2.1):

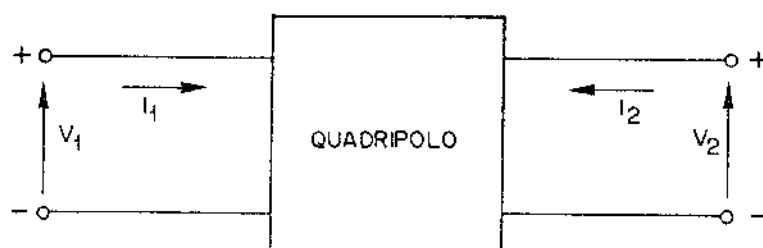


Figura 2.1

- a) Parâmetros Z , ou parâmetros de impedância, são aqueles em que as correntes são variáveis independentes e as tensões variáveis dependentes relacionadas por:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} z_i & z_r \\ z_f & z_o \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

e daí:

$$\begin{aligned} V_1 &= z_i I_1 + z_r I_2 \\ V_2 &= z_f I_1 + z_o I_2 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Assim, para calcularmos os parâmetros, fazemos em cada uma das equações (2.2) $I_1=0$ e $I_2=0$ alternadamente:

$$z_i = \left. -\frac{V_1}{I_1} \right|_{I_2=0} \quad z_r = \left. \frac{V_1}{I_2} \right|_{I_1=0}$$

$$z_f = \left. \frac{V_2}{I_1} \right|_{I_2=0} \quad z_0 = \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{I_1=0}$$

Daí serem estes parâmetros chamados de impedâncias em circuito aberto.

b) Parâmetros Y, ou parâmetros de admitância, são aqueles em que as tensões são variáveis independentes e as correntes variáveis dependentes relacionadas por:

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_i & y_r \\ y_f & y_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

e daí:

$$\begin{aligned} I_1 &= y_i V_1 + y_r V_2 \\ I_2 &= y_f V_1 + y_0 V_2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Assim, para calcularmos estes parâmetros, fazemos em cada uma das equações (2.4) $V_1=0$ e $V_2=0$ alternadamente:

$$\begin{aligned} y_i &= \left. \frac{I_1}{V_1} \right|_{V_2=0} & y_r &= \left. \frac{I_1}{V_2} \right|_{V_1=0} \\ y_f &= \left. \frac{I_2}{V_1} \right|_{V_2=0} & y_0 &= \left. \frac{I_2}{V_2} \right|_{V_1=0} \end{aligned}$$

Daí serem estes parâmetros chamados de admitâncias em curto circuito.

c) Parâmetros H, ou parâmetros híbridos, são aqueles em que uma tensão e uma corrente são escolhidos como variáveis independentes, como, por exemplo, I_1 e V_2 ; desta forma as variáveis I_2 e V_1 serão as dependentes e dadas por:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_i & h_r \\ h_f & h_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned}
 e \quad V_1 &= h_i I_1 + h_r V_2 \\
 I_2 &= h_f I_1 + h_o V_2
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

Note que os parâmetros são calculados fazendo-se ora $I_1=0$, ora $V_2=0$:

$$\begin{aligned}
 h_i &= \left. \frac{V_1}{I_1} \right|_{V_2=0} & h_r &= \left. \frac{V_1}{V_2} \right|_{I_1=0} \\
 h_f &= \left. \frac{I_2}{I_1} \right|_{V_2=0} & h_o &= \left. \frac{I_2}{V_2} \right|_{I_1=0}
 \end{aligned}$$

Como vemos, eles têm dimensões diferentes e, por isto, são chamados de parâmetros híbridos. É conveniente mencionar, neste ponto, um tipo de parâmetros híbridos muito usados, que são chamados de parâmetros ABCD. Estes parâmetros relacionam as grandezas da entrada com as grandezas de saída:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{bmatrix}
 \tag{2.7}$$

Eles são importantes pois simplificam muito o cálculo dos parâmetros em associações de quadripolos em cascata.

De um modo geral, para se calcular estes conjuntos de parâmetros, Z, Y ou H, é necessário estabelecermos condições de circuito aberto e/ou de curto circuito.

Em frequências acima de 100 MHz e, principalmente, em frequências de microondas é difícil estabelecer-se as condições de circuito aberto e de curto circuito sendo, portanto, uma tarefa complexa medir-se os parâmetros Z, Y ou H nestas frequências. Além disto, dispositivos ativos podem entrar em oscilação quando sob teste nestas frequências altas ao se tentar estas condições de circuito aberto ou curto circuito. Como vemos, é conveniente a definição de outros parâmetros em que tais contratempos não o corram.

Como nas frequências de microondas é bem fácil medir

grandezas tais como coeficiente de onda estacionária (SWR), potência e posição de mínima intensidade de campo elétrico, procurou-se definir parâmetros que, de maneira direta ou indireta, estivessem relacionadas às medidas destas grandezas. O SWR e a posição de mínimo campo levam diretamente ao conceito de coeficiente de reflexão que, por sua vez, se liga ao coeficiente de transmissão. Assim, utilizando-se destes conceitos, definiu-se os parâmetros de espalhamento ou parâmetros S, utilizando-se amplitudes e fases de ondas incidentes e refletidas nas portas do dispositivo linear.

2.2 - PARÂMETROS S DE UM DÍPOLO

Para melhor entendermos o conceito de espalhamento consideramos um dispositivo linear de uma porta (dípolo) no qual definiremos correntes e tensões incidentes e refletidas {13}. Na Fig.2.2 temos um circuito elétrico simples onde Z_0 é a impedância interna do gerador e Z_L é a impedância de carga.

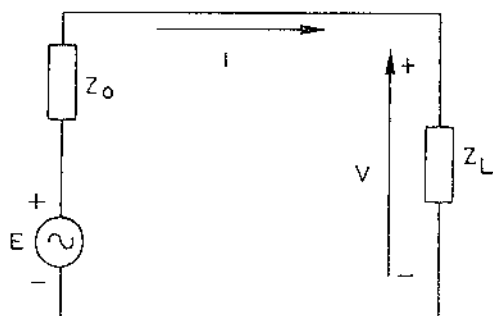


Figura 2.2

A corrente I e a tensão V serão decompostas em componentes de espalhamento. Pela teoria de circuitos sabe-se que:

$$I = \frac{E}{Z_0 + Z_L} \quad (2.8)$$

$$V = \frac{EZ_L}{Z_0 + Z_L} \quad (2.9)$$

Para chegarmos às componentes incidentes, consideraremos outro circuito, Fig. 2.3, onde a impedância de carga é agora Z_0^* .

O símbolo (*) indica "complexo conjugado".

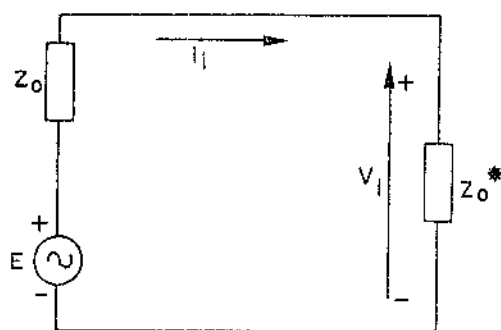


Figura 2.3

Deste modo podemos escrever:

$$I_i = \frac{E}{Z_0 + Z_0^*} = \frac{E}{2R_c(Z_0)} \quad (2.10)$$

e

$$V_i = \frac{E Z_0^*}{Z_0 + Z_0^*} = \frac{E Z_0^*}{2R_c(Z_0)} \quad (2.11)$$

O símbolo $R_c(\cdot)$ indica "parte real de".

Podemos agora tirar as componentes refletidas das equações de circuito que são:

$$V = V_i + V_r \quad (2.12)$$

$$I = I_i - I_r \quad (2.13)$$

Tirando I_r de (2.13) e substituindo (2.8) e (2.10) teremos:

$$I_r = I_i - I = \frac{E}{Z_0 + Z_0^*} - \frac{E}{Z_0 + Z_L} = \frac{E(Z_0 + Z_L - Z_0 - Z_0^*)}{(Z_0 + Z_0^*)(Z_0 + Z_L)}$$

$$I_r = \frac{E}{Z_0 + Z_0^*} \cdot \frac{Z_L - Z_0^*}{Z_0 + Z_L}$$

Substituindo (2.10) temos:

$$I_r = \frac{Z_L - Z_0^*}{Z_L + Z_0} I_i \quad (2.14)$$

Definindo $S^I = I_r/I_i$ temos:

$$I_r = S^I I_i \quad (2.15)$$

Comparando (2.14) com (2.15) tiramos:

$$\boxed{S^I = \frac{Z_L - Z_0^*}{Z_L + Z_0}} \quad (2.16)$$

que é chamado parâmetro de espalhamento de corrente.

De modo análogo, tirando V_r de (2.12) e substituindo (2.9) e (2.11) temos:

$$V_r = V - V_i = \frac{EZ_L}{Z_0 + Z_L} - \frac{EZ_0^*}{Z_0 + Z_0^*} = \frac{E(Z_L Z_0 + Z_L Z_0^* - Z_0 Z_0^* - Z_L Z_0^*)}{(Z_0 + Z_L)(Z_0 + Z_0^*)}$$

$$V_r = \frac{EZ_0}{Z_0 + Z_0^*} \cdot \frac{Z_L - Z_0^*}{Z_L + Z_0}$$

$$V_r = \frac{Z_0}{Z_0^*} \cdot S^I \cdot V_i \quad (2.17)$$

Definindo $S^V = V_r/V_i$ temos:

$$V_r = S^V V_i \quad (2.18)$$

Comparando (2.18) com (2.17) tiramos:

$$\boxed{S^V = \frac{Z_0}{Z_0^*} S^I} \quad (2.19)$$

que é chamado parâmetro de espalhamento de tensão.

Podemos assim definir dois parâmetros de espalhamento para ondas de tensão e de corrente. Entretanto, como já foi dito, necessitamos relacionar ondas incidentes e refletidas com o campo elétrico e, para isto, faremos uma normalização [15,16].

Seja:

$$a = \frac{1}{2} (Z_0 + Z_0^*)^{1/2} I_i = R_e(Z_0)^{1/2} I_i \quad (2.20)$$

$$b = \frac{1}{2} (Z_0 + Z_0^*)^{1/2} I_r = R_e(Z_0)^{1/2} I_r \quad (2.21)$$

Dividindo (2.21) por (2.20) e substituindo (2.15) teremos:

$$\frac{b}{a} = \frac{R_e(Z_0)^{1/2}}{R_e(Z_0)^{1/2}} \cdot \frac{I_r}{I_i} = S^I = S$$

Assim:

$$\boxed{b = Sa} \quad (2.22)$$

que é a equação que relaciona a onda incidente e a onda refletida no dipolo, através do parâmetro de espalhamento.

Geralmente a impedância Z_0 é puramente resistiva por representar a impedância intrínseca de linhas de transmissão com perdas desprezíveis. Nestes casos, as definições (2.15) e (2.18) ficam:

$$S^V = S^I = S = \frac{Z_L - R_0}{Z_L + R_0} \quad (2.23)$$

onde R_0 é o valor real de Z_0 neste caso particular.

Em circuitos práticos $Z_0=50\Omega$, que é usada como resistência de referência ou resistência de normalização.

2.3 - PARÂMETROS S DE UM QUADRIPOLO

Vamos estender o conceito definido na secção anterior para o quadripolo mostrado na Fig. 2.4. Para efeito de análise , o quadripolo será alimentado por dois geradores com impedâncias internas dadas por Z_1 e Z_2 , um em cada porta {17,18}. As variáveis independentes serão as ondas incidentes e as dependentes serão as ondas refletidas relacionadas por:

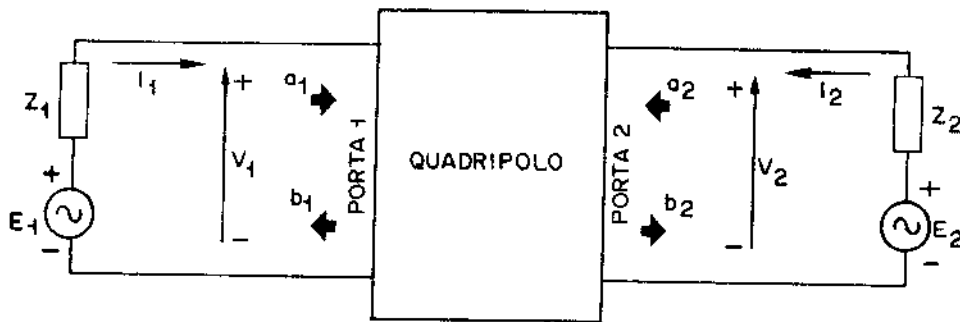


Figura 2.4

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

ou

$$\begin{aligned} b_1 &= s_{11} a_1 + s_{12} a_2 \\ b_2 &= s_{21} a_1 + s_{22} a_2 \end{aligned} \quad (2.25)$$

Para calcularmos os parâmetros s_{ij} ($i,j=1,2$) fazemos em cada uma das equações (2.25) $a_1=0$ e $a_2=0$ alternadamente e obtemos:

$$s_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (2.26)$$

$$s_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (2.27)$$

$$s_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (2.28)$$

$$s_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (2.29)$$

A condição $a_2=0$ requer que não haja corrente incidente na porta 2, o que é conseguido desde que não haja nenhuma fonte ligada nesta porta, ou seja, $E_2=0$, e que não haja corrente refletida da carga Z_2 , ou seja, Z_2 deve ser igual à impedância de referência.

O mesmo raciocínio é usado para se conseguir a condição $a_1=0$.

Definidos os parâmetros, podemos interpretar a equação (2.24) como uma extensão da equação (2.22), onde S representará agora uma matriz formada pelos parâmetros de espalhamento e será chamada de matriz de espalhamento, dada por

$$S = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

Só nos resta relacionar as ondas incidentes e refletidas com as tensões e correntes terminais. Para isto consideraremos a expressão:

$$\begin{aligned} V_n + Z_n I_n &= V_{ni} + V_{nr} + Z_n (I_{ni} - I_{nr}) \\ &= Z_n^* I_{ni} + Z_n I_{nr} + Z_n I_{ni} - Z_n I_{nr} \\ &= (Z_n^* + Z_n) I_{ni} \end{aligned}$$

$$V_n + Z_n I_n = 2R_c(Z_n) I_{ni} \quad (2.31)$$

onde V_n , I_n e Z_n são a tensão, corrente e impedância de carga, respectivamente, na porta n com $n=1,2$; os índices i e r acima possuem o mesmo significado que nas equações (2.12) e (2.13).

Por extensão do conceito de (2.20) temos:

$$a_n = R_e(Z_n)^{1/2} I_{ni} \quad (2.32)$$

Substituindo (2.32) em (2.31) temos:

$$V_n + I_n Z_n = \frac{2R_e(Z_n)}{R_e(Z_n)^{1/2}} a_n$$

$$a_n = \frac{V_n + I_n Z_n}{2R_e(Z_n)^{1/2}}, \quad n=1,2$$

(2.33)

Analogamente temos:

$$\begin{aligned} V_n - Z_n^* I_n &= V_{ni} + V_{nr} - Z_n^* (I_{ni} - I_{nr}) \\ &= Z_n^* I_{ni} + Z_n I_{nr} - Z_n^* I_{ni} + Z_n^* I_{nr} \\ &= (Z_n + Z_n^*) I_{nr} \\ V_n - Z_n^* I_n &= 2R_e(Z_n) I_{nr} \end{aligned} \quad (2.34)$$

Por extensão do conceito de (2.21) temos:

$$b_n = R_e(Z_n)^{1/2} I_{nr} \quad (2.35)$$

Substituindo (2.35) em (2.34) temos:

$$V_n - Z_n^* I_n = \frac{2R_e(Z_n)}{R_e(Z_n)^{1/2}} b_n \quad \therefore$$

$$b_n = \frac{V_n - Z_n^* I_n}{2R_e(Z_n)^{1/2}}, \quad n=1,2$$

(2.36)

2.4 - SIGNIFICADO FÍSICO DOS PARÂMETROS S

a) Interpretaremos, primeiramente, o significado físico do parâmetro S do dipolo definido na equação (2.23) referente à Fig. 2.2.

A potência entregue à carga é dada por:

$$P_L = R_e(Z_L) \cdot |I|^2 = R_L |I|^2 \quad (2.37)$$

Substituindo (2.8) em (2.37) temos:

$$P_L = \frac{R_L |E|^2}{|Z_0 + Z_L|^2} \quad (2.38)$$

A condição de máxima transferência de energia se dá quando $Z_L = Z_0^*$, ou seja, na condição indicada na Fig. 2.3. Assim

$$P_{\text{máx}} = R_c(Z_0^*) \cdot |I_i|^2 = R_0 |I_i|^2 \quad (2.39)$$

Substituindo (2.10) em (2.39) temos:

$$P_{\text{máx}} = \frac{R_0 |E|^2}{(2R_0)^2} = \frac{|E|^2}{4R_0} \quad (2.40)$$

Esta é, também, a potência disponível do gerador. A expressão (2.38) pode ser reescrita do seguinte modo:

$$\begin{aligned} P_L &= \frac{R_L |E|^2}{|Z_0 + Z_L|^2} = \frac{|E|^2}{4R_0} \cdot \frac{4R_0 R_L}{|Z_0 + Z_L|^2} \\ P_L &= P_{\text{máx}} \cdot \left(1 - 1 + \frac{4R_0 R_L}{|Z_0 + Z_L|^2} \right) \\ P_L &= P_{\text{máx}} \cdot \left(1 - \frac{|Z_0 + Z_L|^2 - 4R_0 R_L}{|Z_0 + Z_L|^2} \right) \end{aligned} \quad (2.41)$$

Com um simples trabalho algébrico vê-se que:

$$|Z_0 + Z_L|^2 - 4R_0R_L = |Z_L - Z_0^*|^2 \quad (2.42)$$

Substituindo (2.42) em (2.41) teremos, finalmente, que:

$$P_L = P_{\text{máx}} \left(1 - \left| \frac{Z_L - Z_0^*}{Z_L + Z_0} \right|^2 \right)$$

e, por (2.16), temos:

$$P_L = P_{\text{máx}} (1 - |S|^2) \quad (2.43)$$

Assim, $1 - |S|^2$ representa a fração de potência disponível do gerador que é absorvida pela carga e, conseqüentemente, $|S|^2$ a fração da potência que é refletida pela carga.

Comparando (2.20) com (2.39) tiramos que:

$$|a|^2 = P_{\text{máx}}$$

Utilizando este resultado e (2.22) em (2.43), temos:

$$P_L = |a|^2 \left(1 - \frac{|b|^2}{|a|^2} \right)$$

$$\boxed{P_L = |a|^2 - |b|^2} \quad (2.44)$$

que mostra que $|a|^2$ é a potência incidente na carga e $|b|^2$ a potência refletida da carga. Estas interpretações físicas de $|a|^2$ e $|b|^2$ podem ser extendidas ao caso do quadripolo, como veremos a seguir.

b) Consideremos o mesmo quadripolo mostrado na Fig. 2.4. Como as quantidades a's e b's são as amplitudes das ondas incidentes e refletidas, respectivamente, podemos dar uma interpretação imediata às expressões (2.26) a (2.29) que definem os parâmetros de espalhamento. Assim, vemos que {12}:

$$s_{11} = \frac{\text{amplitude da onda refletida na porta 1}}{\text{amplitude da onda incidente na porta 1}} \bigg|_{a_2=0}$$

∴ s_{11} = coeficiente de reflexão na porta 1

$$s_{22} = \frac{\text{amplitude da onda refletida na porta 2}}{\text{amplitude da onda incidente na porta 2}} \bigg|_{a_1=0}$$

∴ s_{22} = coeficiente de reflexão na porta 2

$$s_{12} = \frac{\text{amplitude da onda emergente na porta 1}}{\text{amplitude da onda incidente na porta 2}} \bigg|_{a_1=0}$$

∴ s_{12} = coeficiente de transmissão de 2 para 1

$$s_{21} = \frac{\text{amplitude da onda emergente na porta 2}}{\text{amplitude da onda incidente na porta 1}} \bigg|_{a_2=0}$$

∴ s_{21} = coeficiente de transmissão de 1 para 2

Procuraremos, agora, uma interpretação dos parâmetros de espalhamento do quadripolo, relacionada com as potências incidentes e refletidas. Para isto, consideraremos as impedâncias terminais, Fig.2.4, como puramente resistivas, ou seja, $Z_1=R_1$ e $Z_2=R_2$. Deste modo as equações (2.33) e (2.36) ficam:

$$a_n = \frac{V_n + R_n I_n}{2R_n^{1/2}} \quad ; \quad n=1,2 \quad (2.45)$$

$$b_n = \frac{V_n - R_n I_n}{2R_n^{1/2}} \quad ; \quad n=1,2 \quad (2.46)$$

Com a condição de $a_2=0$ temos:

(a) de (2.45) com $n=2$:

$$V_2 = -R_2 I_2$$

usando esta condição em (2.46) com $n=2$

$$b_2 = \frac{-R_2 I_2 - R_2 I_2}{2R_2^{1/2}} = -R_2^{1/2} I_2$$

Logo:

$$|b_2|^2 = R_2 |I_2|^2 = P_{L_2} \quad (2.47)$$

P_{L_2} = potência dissipada em R_2

(b) de (2.45), com $n=1$, lembrando que $V_1 = E_1 - R_1 I_1$

$$a_1 = \frac{E_1 - R_1 I_1 + R_1 I_1}{2R_1^{1/2}} = \frac{E_1}{2R_1^{1/2}}$$

$$|a_1|^2 = \frac{|E_1|^2}{4R_1} = P_{A_1} \quad (2.48)$$

P_{A_1} = potência disponível na porta 1

(c) de (2.46), com $n=1$

$$b_1 = \frac{V_1 - R_1 I_1}{2R_1^{1/2}}$$

Logo:

$$|b_1|^2 = \frac{1}{4R_1} (V_1 - R_1 I_1)(V_1^* - R_1 I_1^*)$$

$$|b_1|^2 = \frac{1}{4R_1} (|V_1|^2 - R_1 I_1 V_1^* - R_1 V_1 I_1^* + R_1^2 |I_1|^2) \quad (2.49)$$

Analogamente:

$$|a_1|^2 = \frac{1}{4R_1} (|V_1|^2 + R_1 I_1 V_1^* + R_1 V_1 I_1^* + R_1^2 |I_1|^2) \quad (2.50)$$

Subtraindo (2.49) de (2.50) temos:

$$|a_1|^2 - |b_1|^2 = \frac{1}{2} (I_1 V_1^* + I_1^* V_1) = P_1 \quad (2.51)$$

P_1 = potência dissipada na porta 1

Portanto,

$$|b_1|^2 = |a_1|^2 - P_1$$

Substituindo (2.48):

$$|b_1|^2 = P_{A_1} - P_1 = P_{R_1} \quad (2.52)$$

P_{R_1} = potência refletida na porta 1.

Estamos agora em condições de interpretar o significado físico de:

$$|s_{11}|^2 = \frac{|b_1|^2}{|a_1|^2} \bigg|_{a_2=0} = \frac{P_{R_1}}{P_{A_1}} \bigg|_{a_2=0} \quad (2.53)$$

$$\therefore |s_{11}|^2 = \frac{\text{potência refletida na porta 1}}{\text{potência disponível na porta 1}} \bigg|_{a_2=0}$$

$$|s_{21}|^2 = \frac{|b_2|^2}{|a_1|^2} \bigg|_{a_2=0} = \frac{P_{L_2}}{P_{A_1}} \bigg|_{a_2=0} = G_T \quad (2.54)$$

$|s_{21}|^2$ = ganho transdutivo de potência.

De modo análogo, podemos reinterpretar as quantidades a's e b's com a condição $a_1=0$. Fazendo isto teríamos:

$$|a_2|^2 = P_{A_2} \quad (2.55)$$

P_{A_2} = potência disponível na porta 2

$$|b_2|^2 = P_{R_2} \quad (2.56)$$

P_{R_2} = potência refletida na porta 2

$$|b_1|^2 = P_{L_1}$$

P_{L_1} = potência dissipada em R_1

Daí:

$$|s_{22}|^2 = \frac{|b_2|^2}{|a_2|^2} \bigg|_{a_1=0} = \frac{P_{R_2}}{P_{A_2}} \bigg|_{a_1=0} \quad (2.57)$$

$$|s_{22}|^2 = \frac{\text{potência refletida na porta 2}}{\text{potência disponível na porta 2}} \bigg|_{a_1=0}$$

$$|s_{12}|^2 = \frac{|b_1|^2}{|a_2|^2} \bigg|_{a_1=0} = \frac{P_{L_1}}{P_{A_2}} = g_T \quad (2.58)$$

g_T = ganho transdutivo reverso de potência.

Assim, acabamos de ver o significado físico de todos os parâmetros de espalhamento de um quadripolo. Para concluirmos, daremos a expressão do ganho de potência de quadripolo que, por definição, é {15}:

$$G_p = \frac{\text{potência dissipada na carga}}{\text{potência líquida na entrada}}$$

Considerando a entrada na porta 1 e, conseqüentemente, a carga na porta 2, temos:

$$G_p = \frac{|b_2|^2}{|a_1|^2 - |b_1|^2} \bigg|_{a_2=0} \quad (2.59)$$

Dividindo numerador e denominador por $|a_1|^2$, temos:

$$G_p = \frac{|b_2|^2 / |a_1|^2}{1 - |b_1|^2 / |a_1|^2} \quad \dots$$

$$G_p = \frac{|s_{21}|^2}{1 - |s_{11}|^2} \quad (2.60)$$

que é a expressão do ganho de potência do quadripolo.

2.5 - PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO GENERALIZADOS

Os parâmetros de espalhamento são definidos em termos de impedâncias específicas de referência, em geral de 50Ω , devido às interconexões mais comuns do tipo coaxial ou em microfitas. Entretanto, nem sempre teremos estas impedâncias de referência nos terminais do quadripolo, pois existem fatores preponderantes num projeto que, às vezes, necessitam de outras impedâncias terminais. Assim, novos parâmetros de espalhamento precisam ser obtidos a partir dos parâmetros calculados com impedâncias de referência.

Para, então, calcularmos estes novos parâmetros, chamados de parâmetros de espalhamento generalizados, consideremos o quadripolo mostrado na Fig.2.5, onde temos dois circuitos de ajuste de impedância (circuitos de casamento).

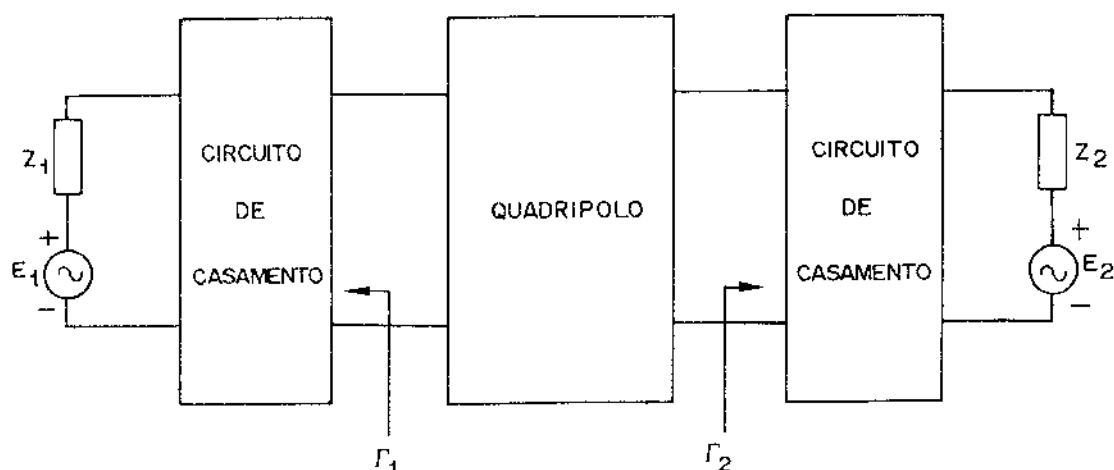


Fig. 2.5

Podemos expressar a nova matriz de espalhamento S' , correspondente ao quadripolo com impedâncias terminais quaisquer, em termos dos parâmetros de espalhamento S , medidos com impedâncias terminais de referência, e dos coeficientes de reflexão Γ_1 e Γ_2 , mostrados na Fig. 2.5, como se segue:

$$S' = A^{-1}(S - \Gamma^*) (I_d - \Gamma S)^{-1} A^* \quad (2.61)$$

onde

Γ é uma matriz diagonal 2x2 com elementos

$$\Gamma_{ii} = \Gamma_i = \frac{Z_i - Z_0}{Z_i + Z_0}$$

- e
- Z_i = impedância arbitrária
 - Z_0 = impedância de referência
 - A é uma matriz diagonal 2x2 com elementos

$$a_i = \frac{1 - \Gamma_i^*}{|1 - \Gamma_i|} \cdot \sqrt{1 - \Gamma_i \Gamma_i^*}$$

- I_d é a matriz identidade 2x2

A dedução da expressão (2.61) foi desenvolvida no Apêndice I devido ao longo trabalho matemático requerido.

Podemos agora explicitar os 4 novos parâmetros de espalhamento do quadripolo da Fig. 2.5, da seguinte forma:

$$s'_{11} = \frac{a_1^*}{a_1} \cdot \frac{(1 - \Gamma_2 s_{22})(s_{11} - \Gamma_1^*) + \Gamma_2 s_{12} s_{21}}{(1 - \Gamma_1 s_{11})(1 - \Gamma_2 s_{22}) - \Gamma_1 \Gamma_2 s_{12} s_{21}} \quad (2.62)$$

$$s'_{12} = \frac{a_2^*}{a_1} \cdot \frac{s_{12} (1 - |\Gamma_1|^2)}{(1 - \Gamma_1 s_{11})(1 - \Gamma_2 s_{22}) - \Gamma_1 \Gamma_2 s_{12} s_{21}} \quad (2.63)$$

$$s'_{21} = \frac{a_1^*}{a_2} \cdot \frac{s_{21} (1 - |\Gamma_2|^2)}{(1 - \Gamma_1 s_{11})(1 - \Gamma_2 s_{22}) - \Gamma_1 \Gamma_2 s_{12} s_{21}} \quad (2.64)$$

$$s'_{22} = \frac{a_2^*}{a_2} \cdot \frac{(1-\Gamma_1 s_{11})(s_{22} - \Gamma_2^*) + \Gamma_1 s_{12} s_{21}}{(1-\Gamma_1 s_{11})(1-\Gamma_2 s_{22}) - \Gamma_1 \Gamma_2 s_{12} s_{21}} \quad (2.65)$$

Para a compreensão da dedução da expressão acima, devemos saber como fazer a transformação de parâmetros S para parâmetros Z , Y ou H . Assim, na Tabela I, página seguinte, indicamos as fórmulas usadas para estas transformações {11}.

TABELA 1

EQUAÇÕES DE CONVERSÃO ENTRE PARÂMETROS Z, Y, H e S
(normalizados com relação a Z_0)

$S_{11} = \frac{(z_{11}-1)(z_{22}+1) - z_{12} z_{21}}{(z_{11}+1)(z_{22}+1) - z_{12} z_{21}}$	$z_{11} = \frac{(1+S_{11})(1-S_{22}) + S_{12} S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12} S_{21}}$
$S_{12} = \frac{2 z_{12}}{(z_{11}+1)(z_{22}+1) - z_{12} z_{21}}$	$z_{12} = \frac{2 S_{12}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12} S_{21}}$
$S_{21} = \frac{2 z_{21}}{(z_{11}+1)(z_{22}+1) - z_{12} z_{21}}$	$z_{21} = \frac{2 S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12} S_{21}}$
$S_{22} = \frac{(z_{11}+1)(z_{22}-1) - z_{12} z_{21}}{(z_{11}+1)(z_{22}+1) - z_{12} z_{21}}$	$z_{22} = \frac{(1+S_{22})(1-S_{11}) + S_{12} S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12} S_{21}}$
$S_{11} = \frac{(1-y_{11})(1+y_{22}) + y_{12} y_{21}}{(1+y_{11})(1+y_{22}) - y_{12} y_{21}}$	$y_{11} = \frac{(1+S_{22})(1-S_{11}) + S_{12} S_{21}}{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12} S_{21}}$
$S_{12} = \frac{-2 y_{12}}{(1+y_{11})(1+y_{22}) - y_{12} y_{21}}$	$y_{12} = \frac{-2 S_{12}}{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12} S_{21}}$
$S_{21} = \frac{-2 y_{21}}{(1+y_{11})(1+y_{22}) - y_{12} y_{21}}$	$y_{21} = \frac{-2 S_{21}}{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12} S_{21}}$
$S_{22} = \frac{(1+y_{11})(1-y_{22}) + y_{12} y_{21}}{(1+y_{11})(1+y_{22}) - y_{12} y_{21}}$	$y_{22} = \frac{(1+S_{11})(1-S_{22}) + S_{12} S_{21}}{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12} S_{21}}$
$S_{11} = \frac{(h_{11}-1)(h_{22}+1) - h_{12} h_{21}}{(h_{11}+1)(h_{22}+1) - h_{12} h_{21}}$	$h_{11} = \frac{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12} S_{21}}{(1-S_{11})(1+S_{22}) + S_{12} S_{21}}$
$S_{12} = \frac{2 h_{12}}{(h_{11}+1)(h_{22}+1) - h_{12} h_{21}}$	$h_{12} = \frac{2 S_{12}}{(1-S_{11})(1+S_{22}) + S_{12} S_{21}}$
$S_{21} = \frac{-2 h_{21}}{(h_{11}+1)(h_{22}+1) - h_{12} h_{21}}$	$h_{21} = \frac{-2 S_{21}}{(1-S_{11})(1+S_{22}) + S_{12} S_{21}}$
$S_{22} = \frac{(1+h_{11})(1-h_{22}) + h_{12} h_{21}}{(h_{11}+1)(h_{22}+1) - h_{12} h_{21}}$	$h_{22} = \frac{(1-S_{22})(1-S_{11}) - S_{12} S_{21}}{(1-S_{11})(1+S_{22}) + S_{12} S_{21}}$

CAPÍTULO 3

ESTUDO DE ESTABILIDADE DE QUADRIPOLOS ATIVOS

3.1 - CONCEITOS

Quando tratamos de quadripolos ativos sabemos serem eles capazes de amplificação ou oscilação. Para se saber quando uma ou outra situação ocorre, devemos ter o quadripolo conectado a um circuito que fornece terminações externas apropriadas às portas de entrada e saída do mesmo. Estas terminações nos fornecem imitâncias cujo conhecimento é fundamental ao estudo de estabilidade do quadripolo. Sabemos que, se a parte real das imitâncias de entrada ou saída do quadripolo é negativa, poderá ocorrer oscilações no quadripolo para alguma terminação de entrada e saída. Quando isto ocorre, o quadripolo é dito instável. Se nenhuma das imitâncias de entrada ou de saída do quadripolo tiverem parte real negativa o mesmo não oscilará e é dito, neste caso, incondicionalmente ou absolutamente estável [19,20,21]. Entretanto, a impedância ou admitância passiva colocada nos terminais do quadripolo não influencia diretamente na existência de uma imitância de entrada ou saída com parte real negativa. Assim é necessário fazermos uma análise dos parâmetros de espalhamento generalizados, pois daí tiraremos as condições de instabilidade ou estabilidade do quadripolo ativo [12].

3.2 - ANÁLISE PELOS PARÂMETROS S [14]

Para compreendermos a influência do coeficiente de reflexão de saída Γ_2 sobre $|s'_{11}|$ é conveniente estabelecermos que $\Gamma_1=0$; analogamente, na análise da influência de Γ_1 sobre $|s'_{22}|$ é conveniente estabelecermos $\Gamma_2=0$. Veja a Fig. 2.5 no capítulo anterior.

Da equação (2.62), com $\Gamma_1=0$, temos:

$$s'_{11} = \frac{(1 - s_{22} \Gamma_2) s_{11} + \Gamma_2 s_{12} s_{21}}{1 - \Gamma_2 s_{22}}$$

$$\therefore s'_{11} = \frac{s_{11} - \Delta \Gamma_2}{1 - \Gamma_2 s_{22}} \quad (3.1)$$

pois $a_1=1$ nesta condição e onde

$$\Delta = s_{11} s_{22} - s_{12} s_{21} \quad (\text{determinante de } S)$$

Analogamente, com $\Gamma_2=0$, (2.65) fornece

$$s'_{22} = \frac{(1 - s_{11} \Gamma_1) s_{22} + \Gamma_1 s_{12} s_{21}}{1 - \Gamma_1 s_{11}}$$

$$\therefore s'_{22} = \frac{s_{22} - \Gamma_1 \Delta}{1 - \Gamma_1 s_{11}} \quad (3.2)$$

pois $a_1 = a_2 = 1$.

Para que a parte real das imitâncias de entrada e saída sejam positivas é necessário que $|s'_{11}| < 1$ e $|s'_{22}| < 1$ e o quadripolo será incondicionalmente estável. Caso contrário, ou seja, quando $|s'_{11}| > 1$ ou $|s'_{22}| > 1$, o quadripolo poderá oscilar. Neste caso, ele será classificado de condicionalmente estável, pois não estará oscilando necessariamente.

Como vemos, o limite entre estabilidade condicional e incondicional será dado por $|s'_{11}| = 1$ e $|s'_{22}| = 1$. Assim, para se determinar este limite em função dos coeficientes de reflexão de carga, Γ_2 , e de gerador, Γ_1 , colocaremos estas condições nas equações (3.1) e (3.2) obtendo:

$$|1 - \Gamma_2 s_{22}|^2 = |s_{11} - \Delta \Gamma_2|^2 \quad (3.3)$$

$$|1 - \Gamma_1 s_{11}|^2 = |s_{22} - \Delta \Gamma_1|^2 \quad (3.4)$$

Devido à similaridade das equações acima, basta desenvolvermos a análise para uma delas e a outra sairá por analogia. Assim, seja:

$$\begin{aligned} s_{11} &= r_{11} + j i_{11} \\ s_{22} &= r_{22} + j i_{22} \\ \Delta &= \Delta_r + j \Delta_i \\ \Gamma_2 &= u_2 + j v_2 \quad (\text{eixos da carta de Smith}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Podemos, então, escrever:

$$|1 - r_2 s_{22}|^2 = 1 + u_2^2 |s_{22}|^2 + v_2^2 |s_{22}|^2 - 2u_2 r_{22} + 2v_2 i_{22} \quad (3.6)$$

$$|s_{11} - \Delta r_2|^2 = |s_{11}|^2 + u_2^2 |\Delta|^2 + v_2^2 |\Delta|^2 + 2v_2 (r_{11} \Delta_i - i_{11} \Delta_r) - 2u_2 (i_{11} \Delta_i + r_{11} \Delta_r) \quad (3.7)$$

Substituindo (3.6) e (3.7) em (3.3), teremos após os a grupamentos convenientes:

$$1 - |s_{11}|^2 + u_2^2 (|s_{22}|^2 - |\Delta|^2) + v_2^2 (|s_{22}|^2 - |\Delta|^2) - 2u_2 [r_{22} + (i_{11} \Delta_i + r_{11} \Delta_r)] + 2v_2 [i_{22} - (r_{11} \Delta_i - i_{11} \Delta_r)] = 0$$

$$\begin{aligned} \therefore u_2^2 + v_2^2 - 2 \frac{[r_{22} + (i_{11} \Delta_i + r_{11} \Delta_r)] u_2}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} - \frac{2 [-i_{22} + (r_{11} \Delta_i - i_{11} \Delta_r)] v_2}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} = \\ = \frac{|s_{11}|^2 - 1}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} \end{aligned} \quad (3.8)$$

No primeiro membro de (3.8) podemos completar um qua drado perfeito, obtendo:

$$\left(u_2 - \frac{r_{22} + i_{11} \Delta_i + r_{11} \Delta_r}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} \right)^2 + \left(v_2 - \frac{-i_{22} + r_{11} \Delta_i - i_{11} \Delta_r}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} \right)^2 =$$

$$= \frac{|s_{11}|^2 - 1}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} + \frac{(r_{22} + i_{11}\Delta_i + r_{11}\Delta_r)^2 + (-i_{22} + r_{11}\Delta_i - i_{11}\Delta_r)^2}{(|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2} \quad (3.9)$$

Rearranjando a equação (3.9), podemos escrever:

$$\begin{aligned} & \left(u_2 - \frac{\text{Re} [(s_{22} - \Delta s_{11}^*)^*]}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} \right)^2 + \left(v_2 - \frac{\text{Im} [(s_{22} - \Delta s_{11}^*)^*]}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} \right)^2 = \\ & = \frac{|s_{11}|^2 - 1}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} + \frac{|s_{22} - \Delta s_{11}^*|^2}{(|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2} \end{aligned}$$

onde $\text{Im}(\cdot)$ indica "parte imaginária de $\cdot$ ".

Assim, temos:

$$\boxed{(u_2 - u_{2c})^2 + (v_2 - v_{2c})^2 = \rho_{2c}^2} \quad (3.10)$$

onde

$$u_{2c} = \frac{\text{Re} [(s_{22} - \Delta s_{11}^*)^*]}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} \quad (3.11)$$

$$v_{2c} = \frac{\text{Im} [(s_{22} - \Delta s_{11}^*)^*]}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} \quad (3.12)$$

$$e \quad \rho_{2c}^2 = \frac{|s_{11}|^2 - 1}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} + \frac{|s_{22} - \Delta s_{11}^*|^2}{(|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2} = \frac{|s_{12} s_{21}|^2}{(|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2} \quad (3.13)$$

A equação (3.10) representa um círculo no plano de coeficientes de reflexão de saída, Γ_2 , que limitará as regiões de estabilidade e instabilidade na saída.

Analogamente, a substituição dos índices 1 por 2 e vice-versa, fornece

$$(u_1 - u_{1c})^2 + (v_1 - v_{1c})^2 = \rho_{1c}^2 \quad (3.14)$$

e representa um círculo no plano de coeficientes de reflexão de entrada, Γ_1 , que limitará as regiões de estabilidade e instabilidade na entrada.

Definindo-se

$$C_1 = s_{11} - \Delta s_{22}^* \quad (3.15)$$

$$C_2 = s_{22} - \Delta s_{11}^* \quad (3.16)$$

o centro e o raio dos círculos de estabilidade serão dados, respectivamente, por:

$$\gamma_{ic} \stackrel{\Delta}{=} u_{ic} + jv_{ic} = \frac{C_i^*}{|s_{ii}|^2 - |\Delta|^2} \quad (3.17)$$

$$\rho_{ic} \stackrel{\Delta}{=} \frac{|s_{12} s_{21}|}{||s_{ii}|^2 - |\Delta|^2|} \quad (3.18)$$

onde $i=1,2$.

Estes círculos foram conseguidos supondo-se $\Gamma_1=0$ na análise de s'_{11} e vice-versa. Com um argumento intuitivo, podemos mostrar que o círculo no plano Γ_2 é invariante às variações de Γ_1 e o círculo no plano Γ_1 é invariante às variações de Γ_2 . Em particular, se a impedância de entrada tiver parte real positiva, então o coeficiente de reflexão na entrada terá módulo menor que um; se a impedância de entrada tiver parte real negativa, o coeficiente de reflexão na entrada terá módulo maior que um. Ambas as afirmações, obviamente, independem da impedância do gerador desde que esta tenha parte real positiva. O inverso é verdadeiro se a impedância do gerador tiver parte real negativa.

Vamos considerar, agora, a condição que o quadripolo deve satisfazer para ser incondicionalmente estável. Um quadripolo será incondicionalmente estável se não existirem impedâncias de carga ou de gerador passivas que façam o mesmo oscilar. Graficamente os dois círculos de estabilidade devem cair fora dos círculos unitários nos planos Γ_1 e Γ_2 quando as origens ($\Gamma_1=0$ e $\Gamma_2=0$) são estáveis, ou seja, $|s'_{11}| = |s_{11}| < 1$ e $|s'_{22}| = |s_{22}| < 1$.

Desta forma, teremos:

$$||\gamma_{1c}| - \rho_{1c}| > 1 \quad (3.19)$$

$$||\gamma_{2c}| - \rho_{2c}| > 1 \quad (3.20)$$

$$|s_{11}| < 1 \quad (3.21)$$

$$|s_{22}| < 1 \quad (3.22)$$

Graficamente, podemos fazer a seguinte visualização considerando-se satisfeitas as condições (3.21) e (3.22). A região de instabilidade será a parte interna do círculo de estabilidade se

$$|s_{ii}|^2 - |\Delta|^2 > 0 \quad (3.23)$$

e será a parte externa do círculo se

$$|s_{ii}|^2 - |\Delta|^2 < 0 \quad (3.24)$$

Impondo as condições (3.23) e (3.24), podemos relacionar $|\gamma_{ic}|$ com ρ_{ic} e tirar que:

- com a condição (3.23), $|\gamma_{ic}| > \rho_{ic}$ e o círculo de estabilidade não inclui o centro da carta de Smith (plano de Γ_i).
- com a condição (3.24), $|\gamma_{ic}| < \rho_{ic}$ e o círculo de estabilidade inclui o centro da carta de Smith.

A Fig. 3.1 mostra seis exemplos de regiões estáveis e instáveis no plano dos coeficientes de reflexão (carta de Smith $\equiv$ c.s.). As áreas hachuradas indicam cargas que fazem o circuito estável.

O Fator K indicado na Fig. 3.1 será discutido na próxima seção.

3.3 - FATOR DE ESTABILIDADE

Definiremos, agora, um fator importante na determinação da estabilidade de um quadripolo, chamado fator de Rollett, e da

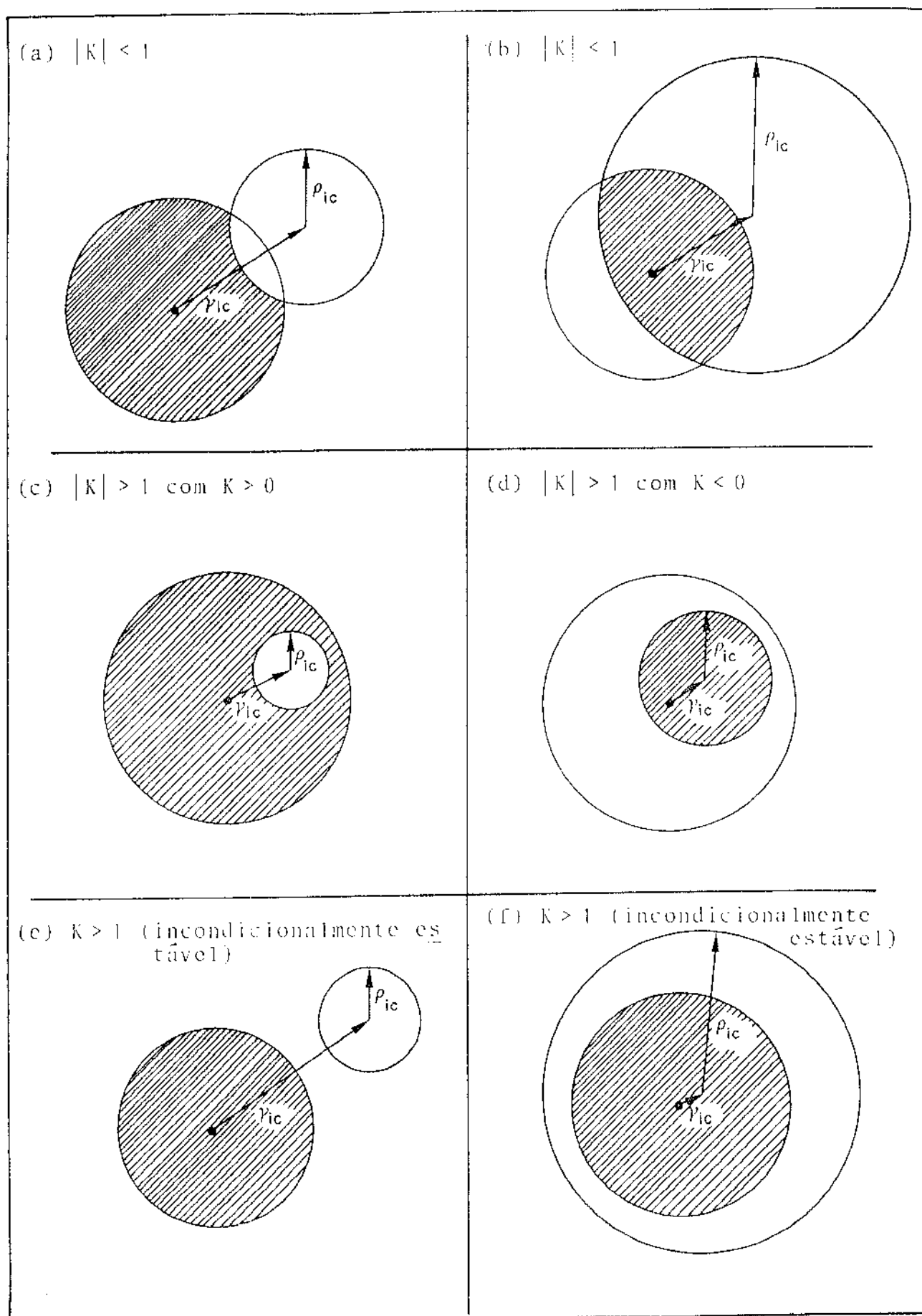


Fig. 3.1

remos, a seguir, as condições que devem ser satisfeitas para se assegurar a estabilidade do mesmo.

Substituindo as equações (3.17) e (3.18) na equação (3.20), para o plano de saída, teremos:

$$\left| \frac{|s_{22} - \Delta s_{11}^*| - |s_{12} s_{21}|}{|s_{22}|^2 - |\Delta|^2} \right| > 1$$

$$(|s_{22} - \Delta s_{11}^*| - |s_{12} s_{21}|)^2 > (|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2$$

$$|s_{22} - \Delta s_{11}^*|^2 + |s_{12} s_{21}|^2 - 2|s_{12} s_{21}| |s_{22} - \Delta s_{11}^*| >$$

$$> (|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2 \quad (3.25)$$

Da segunda igualdade da equação (3.13) podemos tirar que:

$$|s_{22} - \Delta s_{11}^*|^2 = (1 - |s_{11}|^2)(|s_{22}|^2 - |\Delta|^2) + |s_{12} s_{21}|^2 \quad (3.26)$$

Substituindo (3.26) em (3.25), obtemos:

$$(1 - |s_{11}|^2)(|s_{22}|^2 - |\Delta|^2) + 2|s_{12} s_{21}|^2 - 2|s_{12} s_{21}| |s_{22} - \Delta s_{11}^*| >$$

$$> (|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2$$

$$2|s_{12} s_{21}| |s_{22} - \Delta s_{11}^*| < (1 - |s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 + |\Delta|^2)(|s_{22}|^2 -$$

$$- |\Delta|^2) + 2|s_{21} s_{12}|^2 \quad (3.27)$$

Elevando-se (3.27) ao quadrado e reutilizando (3.26) obtemos:

$$4|s_{21} s_{12}|^2 \{ (1 - |s_{11}|^2)(|s_{22}|^2 - |\Delta|^2) + |s_{12} s_{21}|^2 \} <$$

$$< (1 - |s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 + |\Delta|^2)^2 (|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2 + 4|s_{12} s_{21}|^4 +$$

$$+ 4|s_{12} s_{21}|^2 (1 - |s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 + |\Delta|^2)(|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)$$

$$4|s_{21}s_{12}|^2(1-|s_{11}|^2)(|s_{22}|^2-|\Delta|^2) - 4|s_{12}s_{21}|^2 .$$

$$. (1-|s_{11}|^2)(|s_{22}|^2-|\Delta|^2) <$$

$$(1-|s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 + |\Delta|^2)^2(|s_{22}|^2-|\Delta|^2)^2 - 4|s_{12}s_{21}|^2 .$$

$$. (|s_{22}|^2-|\Delta|^2)^2$$

$$(|s_{22}|^2-|\Delta|^2)^2 [(1-|s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 + |\Delta|^2)^2 - 4|s_{12}s_{21}|^2] > 0$$

Como $(|s_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2$ é sempre maior ou igual a zero , podemos concluir que:

$$(1-|s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 + |\Delta|^2)^2 > 4|s_{12}s_{21}|^2 \quad (3.28)$$

Neste ponto, devemos fazer uma observação. Quando, no desenvolvimento para se chegar a (3.28), elevamos a expressão ao quadrado, introduzimos raízes estranhas à inequação. Pode-se ver isto pela análise que fazemos posteriormente da Fig. 3.1. Assim, (3.28) deve ser satisfeita na condição:

$$1 - |s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 + |\Delta|^2 > 0$$

Neste caso, extraíndo a raiz quadrada de (3.28) teremos:

$$1 - |s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 + |\Delta|^2 > 2|s_{12}s_{21}| \quad (3.29)$$

Define-se, então, fator de Rollett, K, como:

$$K \triangleq \frac{1 + |\Delta|^2 - |s_{11}|^2 - |s_{22}|^2}{2|s_{12}s_{21}|} \quad (3.30)$$

Multiplicando-se a expressão (3.29) por $1-|s_{11}|^2$ obtemos:

$$(1-|s_{11}|^2)^2 - 2|s_{12}s_{21}|(1-|s_{11}|^2) > (1-|s_{11}|^2)(|s_{22}|^2-|\Delta|^2)$$

Completando o quadrado perfeito, teremos:

$$\begin{aligned}
 (1-|s_{11}|^2)^2 - 2|s_{12}s_{21}|(1-|s_{11}|^2) + |s_{12}s_{21}|^2 &> \\
 &> (1-|s_{11}|^2)^2 |s_{22}|^2 + \\
 + 2(1-|s_{11}|^2) \operatorname{Re}(s_{11}s_{22}s_{12}^*s_{21}^*) + |s_{11}|^2 |s_{12}s_{21}|^2 & \\
 (1-|s_{11}|^2 - |s_{12}s_{21}|)^2 > [r_{22}(1-|s_{11}|^2) + r_{11} & \\
 \cdot \operatorname{Re}(s_{12}s_{21}) + i_{11}\operatorname{Im}(s_{12}s_{21})]^2 + & \\
 + [i_{22}(1-|s_{11}|^2) + r_{11}\operatorname{Im}(s_{12}s_{21}) - i_{11}\operatorname{Re}(s_{12}s_{21})]^2 &
 \end{aligned}$$

$$\therefore \left| s_{22} + \frac{s_{11}^* s_{12} s_{21}}{1-|s_{11}|^2} \right|^2 < \left(1 - \frac{|s_{12} s_{21}|}{1-|s_{11}|^2} \right)^2$$

A raiz quadrada é possível se o 2º termo (entre parênteses), for positivo; neste caso, teremos:

$$\left| s_{22} + \frac{s_{11}^* s_{12} s_{21}}{1-|s_{11}|^2} \right| < 1 - \frac{|s_{12} s_{21}|}{1-|s_{11}|^2}$$

$$\text{e } 1 - \frac{|s_{12} s_{21}|}{1-|s_{11}|^2} > 0 \rightarrow$$

$$1 - |s_{11}|^2 > |s_{12} s_{21}| \quad (3.31)$$

Invertendo-se os índices chegaremos na mesma expressão do (3.29) e em

$$1 - |s_{22}|^2 > |s_{21} s_{12}| \quad (3.32)$$

Assim, chegamos à condição que deve satisfazer um quadripolo para ser absolutamente estável, ou seja,

$$\left. \begin{array}{l} 1 - |s_{11}|^2 > |s_{12}s_{21}| \\ 1 - |s_{22}|^2 > |s_{12}s_{21}| \\ \text{e} \quad K > 1 \end{array} \right\} \quad (3.33)$$

As condições (3.31) e (3.32) podem ser substituídas por {11}:

$$B_2 = 1 + |s_{22}|^2 - |s_{11}|^2 - |A|^2 > 0 \quad (3.34)$$

$$\text{e} \quad B_1 = 1 + |s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 - |\Delta|^2 > 0 \quad (3.35)$$

respectivamente.

Voltando à Fig. 3.1, vemos que os diagramas (a) e (b) são obtidos quando $K < 1$; os diagramas (c) e (d) quando $K > 1$, mas as condições (3.34) e (3.35) não são satisfeitas e, finalmente, (e) e (f) quando $K > 1$. Nestes dois últimos casos, são satisfeitas todas as condições (3.33) e qualquer carga que se escolha teremos um sistema incondicionalmente estável.

O fator de Rollett, no caso de ser maior do que um, é usado, também, na determinação do ganho do quadripolo usado como amplificador.

CAPÍTULO 4

CARACTERIZAÇÃO DO RUÍDO
DE QUADRIPOLOS LINEARES

4.1 - INTRODUÇÃO

O objetivo deste capítulo é apresentar a dedução da expressão da figura de ruído de um dispositivo linear de duas portas, em função dos parâmetros de ruído e estabelecer um meio de medida destes parâmetros para aplicação em um protótipo de amplificador. Como sabemos, o transistor pode ser representado por um quadripolo linear desde que o sinal aplicado a seus terminais seja pequeno, garantindo, assim, a não operação numa região de não-linearidade.

Usando uma generalização do teorema de Thévenin de circuitos, representaremos o transistor como um quadripolo livre de ruído precedido por uma rede onde estarão representadas todas as fontes internas de ruído, que será colocada em cascata com o quadripolo sem ruído.

Um dos primeiros trabalhos apresentados sobre este assunto é devido à vander Ziel {25}. Neste trabalho, é apresentada a teoria de ruídos balísticos ("shot") por uma analogia com linhas de transmissão. Este ruído é causado basicamente por dois fatores: (a) aleatoriedade de recombinação de portadores minoritários e majoritários nas junções do transistor, e (b) aleatoriedade na difusão de portadores minoritários. É importante notar que, além deste tipo de ruído, também estará presente o ruído térmico predominante na resistência de base.

Outro tipo de ruído, o ruído intermitente ($1/f$) não é levado em consideração, já que sua importância só se evidencia em baixas frequências, não sendo, portanto, importante em microondas.

A Fig. 4.1 mostra o circuito equivalente do transistor na configuração base comum obtida por Ziel, onde i_{p1} e i_{p2} são geradores de corrente de ruído parcialmente correlacionados, E_1 e E_2 são fontes de tensão devido às propriedades de realimentação e E é a tensão de ruído térmico na resistência de base r'_b .

Trabalho semelhante foi realizado por E.C.Nielsen {26} no qual são derivadas as equações de figura de ruído para as três configurações básicas, ou seja, emissor comum, base comum e coletor comum.

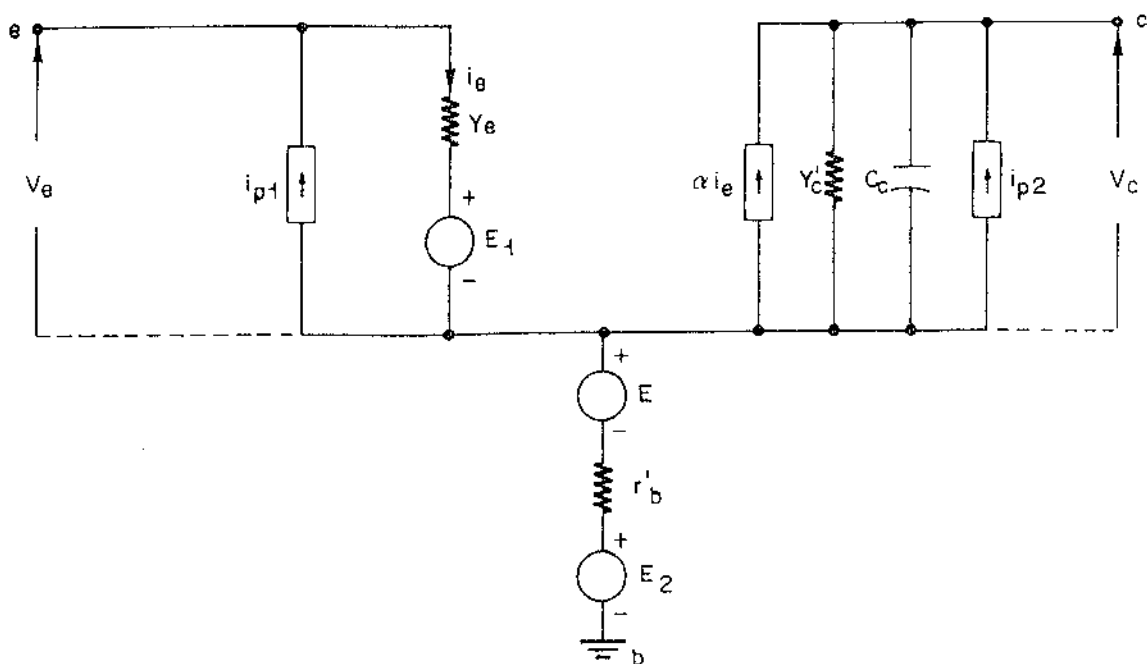


Fig. 4.1

Entretanto, quando os cálculos realizados por Ziel e Nielsen são usados em altas frequências, mais propriamente em microondas, os resultados afastam-se um pouco dos encontrados experimentalmente. Estas diferenças são, em parte, devido ao efeito parasita introduzido pelo encapsulamento do transistor.

Como para transistores de microondas, somente a configuração emissor comum dá uma boa estabilidade sobre uma ampla faixa de operação, o primeiro passo para se melhorar o modelo, seria transformar o circuito equivalente de Ziel para esta nova configuração. Este trabalho foi realizado por Giacoletto [27]. Entretanto, o desenvolvimento das expressões de figura de ruído é dado por Fukui [28]. Este autor desenvolve uma expressão em termos dos parâmetros do transistor mostrado no circuito equivalente da Fig. 4.2, onde os parâmetros L_{B1} , L_{B2} , L_E , L_C , C_{BE} e C_{CE} são introduzidos devido aos efeitos parasitas do encapsulamento.

Em alguns artigos, o comportamento do transistor, em termos de ruído, é caracterizado não pela figura de ruído, mas pela "medida de ruído", M , definida como:

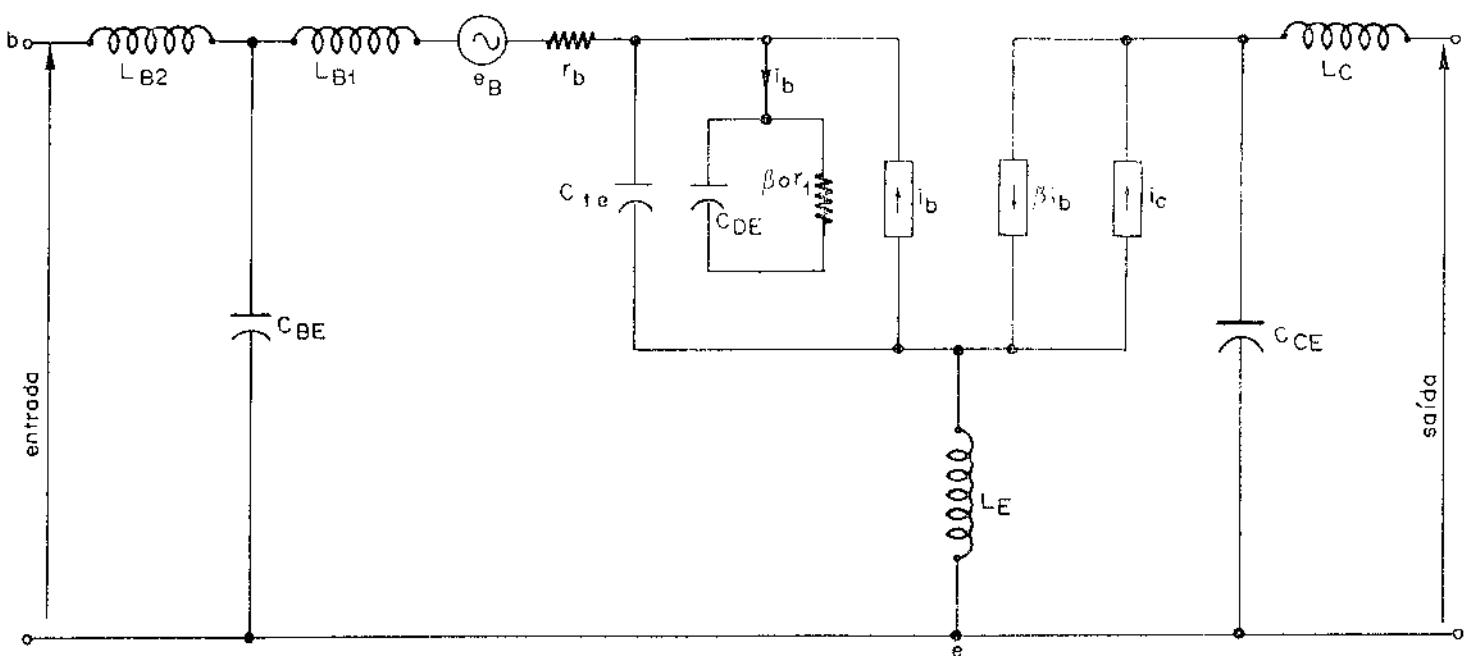


Fig. 4.2

$$M = \frac{F-1}{1 - 1/G} \tag{4.1}$$

onde F é a figura de ruído e G o ganho disponível de potência . Segundo estes autores {29,30}, como F é função do ganho, melhor é caracterizar o transistor através de M para se obter informação mais significativa sobre o comportamento do ruído no mesmo.

Contudo, ainda é comum se trabalhar com a definição de figura de ruído e este será o intento deste capítulo.

Para que as equações obtidas fiquem mais simples, analisaremos o transistor como uma "caixa preta" e tentaremos tirar todas as informações de ruído possíveis dela. Um trabalho semelhante foi desenvolvido por Rothe {31} e por Haus et.al.{32}.

4.2 - EQUAÇÕES DE QUADRIPOLOS RUIDOSOS

Poderíamos atacar este problema pelo circuito equivalente da Fig. 4.2, onde expressões de figura de ruído poderiam ser obtidas [30,31] em função dos parâmetros e componentes existentes neste circuito equivalente. Entretanto, é suficiente considerarmos o circuito como uma "caixa preta" e buscar resultados em função de parâmetros equivalentes que possam ser medidos. Assim, temos o quadriplo ruidoso apresentado na Fig. 4.3, onde as tensões e correntes terminais são mostradas (correntes entrantes no quadripolo são consideradas positivas).

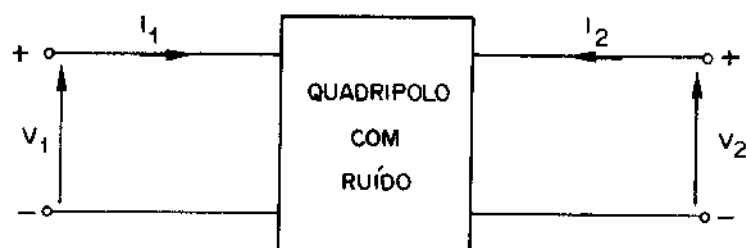


Fig. 4.3

Podemos agora separar as fontes de ruído do quadripolo, representando-as por fontes de corrente ou fontes de tensão, ligadas nas portas do quadripolo sem ruído, como mostrado na Fig. 4.4.

Usando uma generalização do teorema de Thévenin, podemos representar o quadripolo ruidoso através de uma fonte de tensão de ruído em série e uma fonte de corrente em paralelo, ambas ligadas na entrada de um quadripolo livre de ruído. A Fig. 4.5 mostra esta configuração onde E e I representam as fontes de ruído $e(t)$ e $i(t)$ no domínio da frequência.

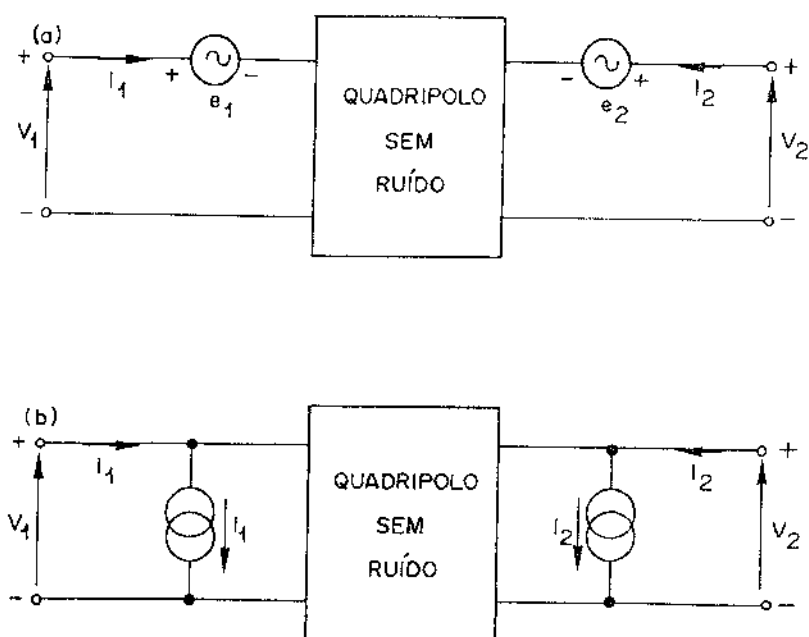


Fig. 4.4 - Representação equivalente das fontes de ruído
 (a) Representação com fontes de tensão
 (b) Representação com fontes de corrente

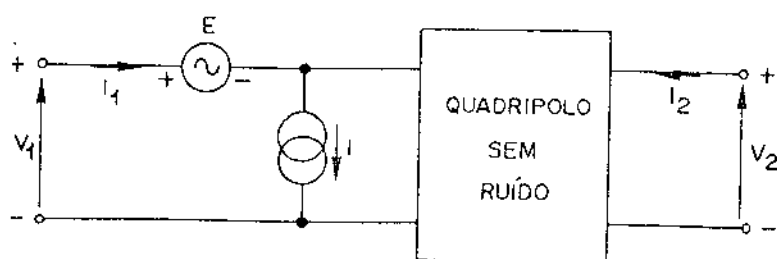


Fig. 4.5

Como as funções temporais $e(t)$ e $i(t)$ são aleatórias, estendendo-se sobre todo o intervalo de tempo e tendo conteúdo energético praticamente infinito, não podemos encontrar E e I pelo método convencional de Fourier. Consideraremos então duas alternativas:

(a) Tomando duas funções substitutivas:

$$e(t,T) = \begin{cases} e(t) & \text{para } |t| < T/2 \\ 0 & \text{para } |t| > T/2 \end{cases} \quad (4.2)$$

$$i(t,T) = \begin{cases} i(t) & \text{para } |t| < T/2 \\ 0 & \text{para } |t| > T/2 \end{cases} \quad (4.3)$$

onde T é um intervalo de tempo tão longo quanto se queira. Usando as transformadas de Fourier, teremos:

$$E(\omega,T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} e(t,T) e^{-j\omega t} dt \quad (4.4)$$

$$I(\omega,T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} i(t,T) e^{-j\omega t} dt \quad (4.5)$$

(b) Tomando as funções periódicas:

$$e(t,T) = e(t) \text{ para } |t| < T/2 \quad (4.6)$$

$$e(t+nT,T) = e(t,T) \text{ para todo } n \in Z$$

$$i(t,T) = i(t) \text{ para } |t| < T/2 \quad (4.7)$$

$$i(t+nT,T) = i(t,T) \text{ para todo } n \in Z$$

onde Z é o conjunto dos números inteiros.

Expandindo estas funções em série de Fourier, as amplitudes das componentes serão dadas por:

$$E_m(\omega, T) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} e(t, T) e^{-j\omega t} dt \quad (4.8)$$

$$I_m(\omega, T) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} i(t, T) e^{-j\omega t} dt \quad (4.9)$$

onde $\omega = m 2\pi/T$ com $m \in \mathbb{Z}$ e T representa, novamente, um intervalo de tempo tão grande quanto se queira.

Estas novas funções podem, em princípio, ser calculadas por uma série de medidas feitas num conjunto de sistemas com propriedades estatísticas idênticas ou num mesmo sistema em sucessivos intervalos de tempo bem afastados para que não haja nenhuma correlação entre as medidas.

Como o ruído é um processo estocástico, estaremos interessados em médias, pois elas são importantes, já que representam quantidades estacionárias, fisicamente mensuráveis. Uma destas medidas, por exemplo, é a da densidade espectral de potência (W_e), que é a média aritmética das transformadas de Fourier num conjunto de funções descritas por (4.4) e (4.5). Para uma dada fonte de tensão de ruído podemos escrever:

$$W_e(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\overline{|E(\omega, T)|^2}}{2\pi T} \quad (4.10)$$

Esta densidade espectral é proporcional à potência de ruído em um resistor através do qual está aplicada a tensão de flutuação $e(t)$.

Se tivermos uma tensão terminal de ruído, cujo valor médio quadrático é $v^2(t)$, ela será relacionada com a densidade espectral $W_v(\omega)$ e com as amplitudes das componentes Fourier por:

$$\begin{aligned} \overline{v^2(t)} &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} v^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} W_v(\omega) d\omega = \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \overline{|V_m(\omega)|^2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

onde as amplitudes V_m são obtidas fazendo-se $T \rightarrow \infty$. Passando-se o sinal $v(t)$ através de um filtro ideal passa-faixa, com uma largura de passagem estreita, $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$, e centrada numa frequência $f_0 = \omega_0/2\pi$, o valor médio quadrático da tensão que aparece na saída do filtro, chamado de flutuação média quadrática, é:

$$\overline{v^2} = 4\pi \Delta f W_V(\omega) = 2 \overline{|V_m|^2} \quad (4.12)$$

O fator 2 aparece porque $W_V(\omega)$ e V_m são definidos tanto no eixo positivo de frequências quanto no negativo.

A equação (4.12) mostra que a flutuação média quadrática e a densidade espectral de potência são diretamente proporcionais. As flutuações de corrente podem ser descritas do mesmo modo que foi feito para as flutuações de tensão.

Podemos mostrar, também, que a correlação entre as fontes de tensão e de corrente é dada por:

$$\overline{v i^*} = 4\pi \Delta f W_{iV}(\omega) = 2 \overline{V_m I_m^*} \quad (4.13)$$

onde $W_{iV}(\omega)$ é a densidade espectral cruzada de potência, dada por:

$$W_{iV}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\overline{I^*(\omega, T) V(\omega, T)}}{2\pi T} \quad (4.14)$$

As relações (4.12), (4.13) e (4.14) são conhecidas como Teorema de Parseval.

Com estas médias, podemos descrever o ruído interno de um quadripolo. Como o quadripolo livre de ruído, mostrado na Fig. 4.5, não intervém no cálculo da figura de ruído total, a malha para este cálculo será somente a que está mostrada na Fig. 4.6, onde colocamos uma fonte de corrente I_S e uma admitância Y_S em paralelo, representando a corrente ruidosa de fonte e sua admitância interna, respectivamente.

Por definição, a figura de ruído é dada pela razão entre a potência de ruído total disponível na porta de saída por unidade de largura de faixa e a potência de ruído devido somen

te à fonte externa na temperatura padrão ($T_0 \triangleq 290K$).

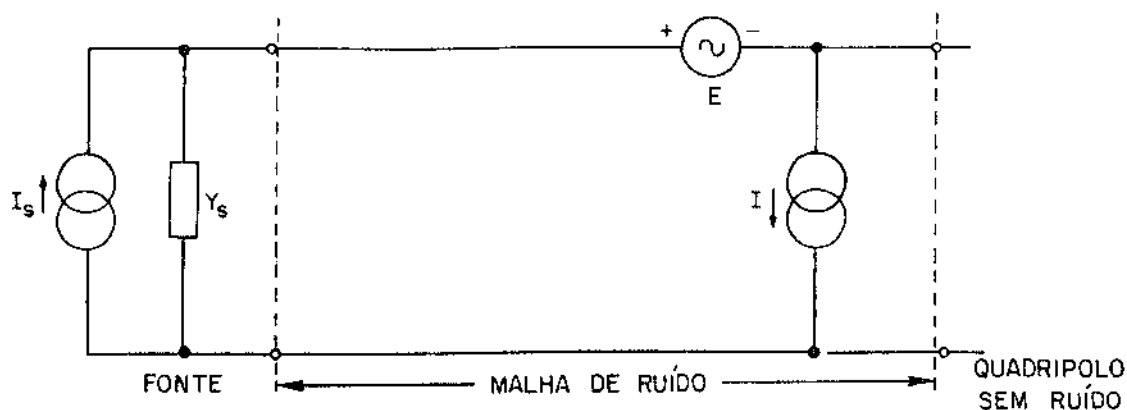


Fig. 4.6

A corrente de curto-circuito na saída da malha de ruído da Fig. 4.6 é:

$$I_S(\omega, T) + I(\omega, T) + Y_S E(\omega, T) \quad (4.15)$$

Com a suposição de que as fontes internas de ruído e a fonte externa sejam totalmente descorrelacionadas, podemos tomar os valores médios quadráticos das amplitudes de Fourier de (4.15) e fazer as substituições determinadas pelas relações (4.12) e (4.13) obtendo, para a flutuação média quadrática de corrente, o valor:

$$\overline{i_S^2} + \overline{|i + Y_S e|^2} = \overline{i_S^2} + \overline{i^2} + |Y_S|^2 \overline{e^2} + Y_S^* \overline{i e^*} + Y_S \overline{i^* e} \quad (4.16)$$

que é proporcional à potência de ruído.

Usando a definição de figura de ruído, podemos escrever:

$$F = \frac{\overline{i_S^2} + \overline{|i + Y_S e|^2}}{\overline{i_S^2}}$$

$$\therefore F = 1 + \frac{\overline{|i + Y_S e|^2}}{\overline{i_S^2}} \quad (4.17)$$

É possível uma simplificação na equação (4.17) se de compusermos a corrente de ruído interna em duas componentes, uma totalmente descorrelacionada da fonte de tensão de ruído interna e a outra perfeitamente correlacionada com a mesma. Chamemos a componente descorrelacionada de i_d e assim teremos:

$$\overline{e \cdot i_d^*} = 0 \quad (4.18)$$

A componente correlacionada será, obviamente, $i - i_d$, sendo válida a seguinte relação de ortogonalidade:

$$\overline{(i - i_d) \cdot i_d^*} = 0 \quad (4.19)$$

Esta componente correlacionada, pode ser escrita em função da tensão de ruído:

$$i - i_d = Y_{cor} e \quad (4.20)$$

onde $Y_{cor} = G_{cor} + j B_{cor}$ é uma constante com dimensões de admitância, chamada admitância de correlação. Poderíamos fazer um desenvolvimento análogo, dividindo a tensão de ruído em componentes e, neste caso, seria definida uma impedância de correlação $Z_{cor} = R_{cor} + j X_{cor}$.

Substituindo as componentes da corrente de ruído na equação (4.17), temos:

$$F = 1 + \frac{\overline{i_d^2} + |Y_S + Y_{cor}|^2 \overline{e^2}}{\overline{i_S^2}} \quad (4.21)$$

A próxima etapa na dedução de uma expressão mais simples, para a figura de ruído, consiste em usarmos as relações de Nyquist, pelas quais:

$$\left. \begin{aligned} \overline{i_S^2} &= 4kTG_S \Delta f \\ \overline{i_d^2} &= 4kTG_d \Delta f \\ \overline{e^2} &= 4kTR_n \Delta f \end{aligned} \right\} \quad (4.22)$$

onde k é a constante de Boltzmann, T é a temperatura em graus absolutos (Kelvin), Δf é a largura de faixa e G_S , G_d e R_n são parâmetros equivalentes às fontes de ruído. Substituindo (4.22) em (4.21) obteremos:

$$F = 1 + \frac{4kT\Delta f [G_d + |Y_S + Y_{cor}|^2 R_n]}{4kT\Delta f G_S}$$

$$F = 1 + \frac{G_d}{G_S} + \frac{R_n}{G_S} |Y_S + Y_{cor}|^2 \quad (4.23)$$

ou

$$F = 1 + \frac{G_d}{G_S} + \frac{R_n}{G_S} \left[(G_S + G_{cor})^2 + (B_S + B_{cor})^2 \right] \quad (4.24)$$

Podemos agora procurar os mínimos desta função com relação à admitância de fonte Y_S . Para tal faremos:

$$\left. \frac{dF}{dB_S} \right|_{G_S = \text{cte}} = 0 \quad (4.25)$$

$$\therefore \frac{dF}{dB_S} = \frac{R_n}{G_S} \cdot 2 (B_S + B_{cor}) = 0 \quad \therefore$$

$$B_S + B_{cor} = 0$$

e

$$B_S \Big|_{\min} \triangleq B_0 = -B_{cor} \quad (4.26)$$

Agora faremos:

$$\left. \frac{dF}{dG_S} \right|_{B_S = B_0} = 0 \quad (4.27)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dF}{dG_S} &= - \frac{G_d}{G_S^2} + R_n \frac{2(G_S + G_{cor})G_S - (G_S + G_{cor})^2}{G_S^2} = 0 \\
 &\Rightarrow - G_d + R_n \left[2G_S(G_S + G_{cor}) - (G_S + G_{cor})^2 \right] = 0 \\
 \therefore &- G_d + R_n \left[2G_S^2 + 2G_S G_{cor} - G_S^2 - 2G_S G_{cor} - G_{cor}^2 \right] = 0 \\
 \therefore &- G_d + R_n (G_S^2 - G_{cor}^2) = 0
 \end{aligned}$$

$$\boxed{G_S|_{\min} \triangleq G_0 = \left(\frac{G_d + R_n G_{cor}^2}{R_n} \right)^{1/2}} \quad (4.28)$$

Os valores encontrados em (4.26) e (4.28) serão a susceptância e condutância de fonte que minimizam a figura de ruído. Serão chamados, como indicado nas respectivas equações, de B_0 e G_0 . Substituindo (4.26) e (4.28) em (4.24) encontraremos a figura de ruído mínima, F_0 , em termos da admitância de fonte:

$$\begin{aligned}
 F_0 &= 1 + \frac{G_d + R_n \left[\frac{G_d + R_n G_{cor}^2}{R_n} + G_{cor}^2 + 2G_{cor} \left(\frac{G_d + R_n G_{cor}^2}{R_n} \right)^{1/2} \right]}{\left(\frac{G_d + R_n G_{cor}^2}{R_n} \right)^{1/2}} \\
 F_0 &= 1 + \frac{G_d + G_d + R_n G_{cor}^2 + R_n G_{cor}^2 + 2G_{cor} R_n \left(\frac{G_d + R_n G_{cor}^2}{R_n} \right)^{1/2}}{G_0} \\
 F_0 &= 1 + \frac{2(G_d + R_n G_{cor}^2) + 2G_{cor} R_n G_0}{G_0}
 \end{aligned}$$

$$F_0 = 1 + \frac{2R_n G_0^2 + 2G_{cor} R_n G_0}{G_0}$$

$$\boxed{F_0 = 1 + 2R_n (G_0 + G_{cor})} \quad (4.29)$$

Finalmente, podemos expressar F em função dos parâmetros G_0 , B_0 e F_0 .

De (4.28) podemos escrever:

$$G_{cor} = \left(\frac{R_n G_0^2 - G_d}{R_n} \right)^{1/2} \quad (4.30)$$

Assim, de (4.24), temos:

$$F = 1 + \frac{G_d}{G_S} + \frac{R_n}{G_S} \left\{ \left[G_S + \left(\frac{R_n G_0^2 - G_d}{R_n} \right)^{1/2} \right]^2 + (B_S - B_0)^2 \right\}$$

$$F = 1 + \frac{G_d}{G_S} + \frac{R_n}{G_S} \left\{ G_S^2 + G_0^2 - \frac{G_d}{R_n} + 2G_S G_{cor} + (B_S - B_0)^2 \right\}$$

Completando um quadrado perfeito, temos:

$$F = 1 + \frac{G_d}{G_S} + \frac{R_n}{G_S} \left\{ G_S^2 - 2G_S G_0 + G_0^2 + 2G_S G_0 + \right. \\ \left. + 2G_S G_{cor} - \frac{G_d}{R_n} + (B_S - B_0)^2 \right\}$$

Daí teremos:

$$F = 1 + \frac{G_d}{G_S} + \frac{R_n}{G_S} \left[2G_S (G_0 + G_{cor}) - \frac{G_d}{R_n} \right] +$$

$$+ \frac{R_n}{G_S} \left[(G_S - G_0)^2 + (B_S - B_0)^2 \right]$$

$$F = 1 + \frac{G_d}{G_S} + 2R_n(G_0 + G_{cor}) - \frac{G_d}{G_S} + \frac{R_n}{G_S} \left[(G_S - G_0)^2 + \right. \\ \left. + (B_S - B_0)^2 \right]$$

Substituindo (4.29) temos:

$$F = 1 + F_0 - 1 + \frac{R_n}{G_S} \left[(G_S - G_0)^2 + (B_S - B_0)^2 \right]$$

$$F = F_0 + \frac{R_n}{G_S} \left[(G_S - G_0)^2 + (B_S - B_0)^2 \right] \quad (4.31)$$

Como vemos, o ruído de um quadripolo fica bem determinado, conhecendo-se quatro parâmetros F_0 , G_0 , B_0 e R_n , que representam respectivamente a figura de ruído mínima, a condutância de fonte e a susceptância da fonte que fornecem esta figura de ruído mínima e um parâmetro (R_n) com dimensões de resistência definido na expressão (4.22) {35,36,37}.

4.3 - MEDIDA DOS PARÂMETROS DE RUÍDO

É conveniente, antes de entrarmos em detalhes de medida dos parâmetros de ruído que aparecem na equação (4.31), mostrar como se faz a medida da figura de ruído de um sistema cuja densidade espectral de potência do sinal e do ruído abrange uma certa faixa de frequência. Para tanto, a expressão deduzida no item anterior não se aplica, já que ela foi determinada para uma frequência bem definida de operação. Existe a necessidade de entendermos de figura de ruído para uma figura de ruído média dentro da referida faixa de frequência {38,39}. Como os ruídos que

mais nos interessam, o ruído térmico e o ruído balístico, "shot", podem ser considerados, em condições normais de operação, como gaussianos e estacionários, e estamos impondo a linearidade do sistema, a expressão quantitativa para esta figura de ruído média é:

$$\bar{F} = \frac{\int F(f)G(f)df}{\int G(f)df} \quad (4.32)$$

onde

- $F(f)$ é a expressão da figura de ruído em função da frequência
- $G(f)$ é a expressão do ganho transdutivo do quadripolo, também em função da frequência.

Novamente, $\bar{F}$ depende apenas da estrutura interna do quadripolo e da impedância de entrada do mesmo, exceto na situação em que toda a potência de saída é descasada, variando com a frequência e assim modificando a dependência desta, do ganho do quadripolo.

Para se medir $\bar{F}$, é necessário obter-se a medida da potência de ruído que é enviada à terminação de saída {40}. Este valor é então dividido pelo valor medido da potência de ruído obtido se o quadripolo fosse sem ruído, quando através dele só passasse o ruído gerado pela terminação de entrada na temperatura padrão ($T_0=290K$).

A Fig. 4.7 mostra o esquema usado para fazer a medida de $\bar{F}$.



Fig. 4.7

Existem três métodos para a determinação da figura de ruído média, que diferem pela maneira de se calcular o ruído de referência na saída do quadripolo ideal sem ruído. Estes métodos

dos utilizam:

- (a) Gerador de Sinal CW
- (b) Fonte de Sinal Dispersiva
- (c) Comparação

No método (a) usamos o gerador e o medidor de potência para determinarmos a variação do ganho com a frequência e daí tiramos a largura de faixa de ruído do sistema. Com o gerador desligado, exceto para o ruído térmico na temperatura padrão, o medidor de potência registra P_1 . Com o gerador fornecendo a potência P_S o medidor registra P_2 . Assim podemos calcular $\bar{F}$ por [23]:

$$\bar{F} = \frac{1}{\frac{P_2}{P_1} - 1} \cdot \frac{P_S}{kT_0 B} \quad (4.33)$$

onde B é a largura de faixa de ruído que pode ser determinada pelos gráficos mostrados na Fig. 4.8, abaixo.

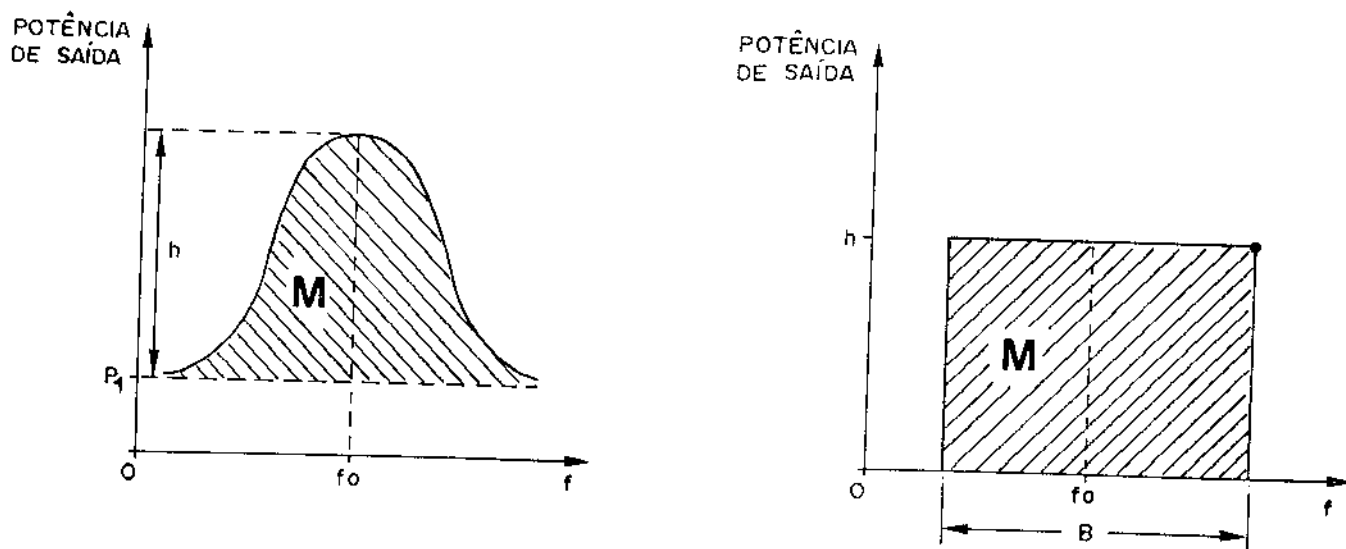


Fig. 4.8

onde as áreas hachuradas, M , são iguais.

No método (b) não há necessidade de se calcular a largura de faixa B , pois já temos a densidade de potência, p , disponível do gerador em W/Hz . Assim, temos:

$$\bar{F} = \frac{1}{\frac{P_2}{P_1} - 1} \cdot \frac{P}{kT_0} \quad (4.34)$$

onde P_1 e P_2 têm o mesmo significado do método (a). Quando a temperatura de fonte não for T_0 , deve-se introduzir um termo corretivo, da seguinte forma:

$$\bar{F} = 1 - \frac{T}{T_0} + \frac{1}{\frac{P_2}{P_1} - 1} \cdot \frac{P}{kT_0} \quad (4.35)$$

onde T é a temperatura em que se encontra a fonte de ruído .

No método (c), apenas comparamos com um padrão cuja figura de ruído é conhecida.

Feito este longo parênteses explicativo, voltemos ao que nos interessa mais especificamente: determinar os parâmetros de ruído para o cálculo da figura de ruído numa determinada frequência. Poderíamos usar os métodos anteriores, passando primeiro o sinal por um filtro de faixa bem estreita para se determinar a figura de ruído F definida em (4.31).

Para evitar este tipo de medida, temos apenas que determinar os quatro parâmetros de ruído dados pela mesma expressão. Existem maneiras simples de se fazer estes cálculos.

(a) Usando fontes de admitância calibradas.

Com o uso de fontes de admitâncias calibradas podemos:

- 1º) Mantendo-se a condutância de fonte constante, $G_S = \text{cte}$, medimos vários valores de F em função da susceptância de fonte B_S e determinamos B_0 através do gráfico mostrado na Fig. 4.9.
- 2º) Mantendo-se a susceptância de fonte, B_S constante e no valor B_0 encontrado na Fig. 4.9, medimos diversos valores de F em função da condutância de fonte G_S e determinamos G_0 pelo gráfico mostrado

na Fig. 4.10.

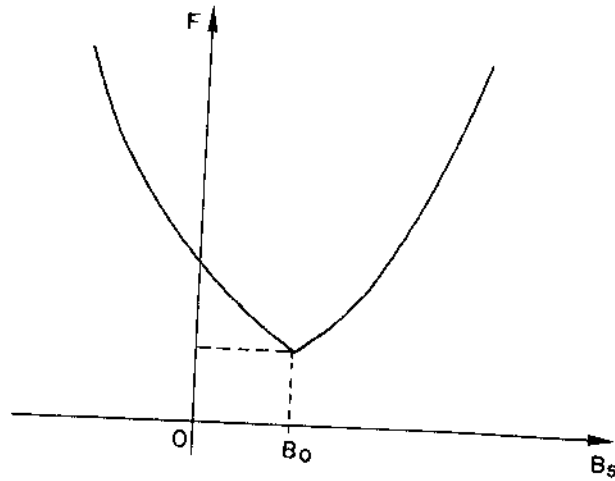


Fig. 4.9

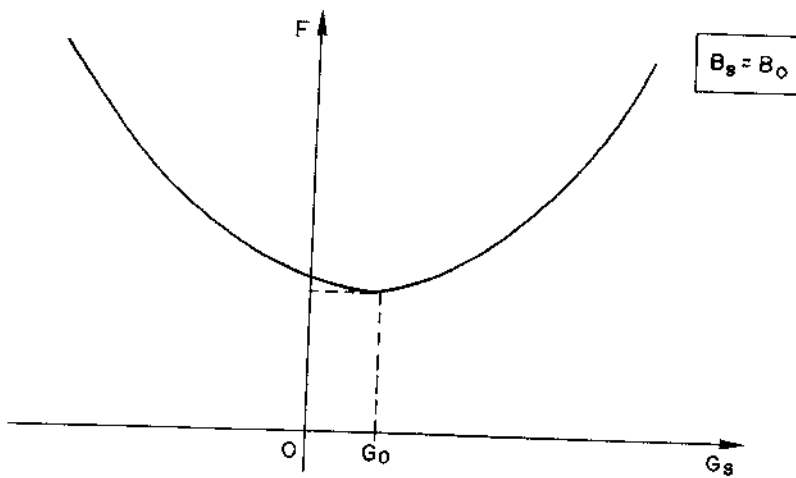


Fig. 4.10

3º) Usando as informações obtidas nos dois itens anteriores, plotamos a curva F vs x , onde $x = |Y_S - Y_0|^2 / G_S$. O gráfico deverá dar uma reta (Fig. 4.11), já que, pela equação (4.31), teremos:

$$F = F_0 + R_n x$$

Da Fig. 4.11 determinamos F_0 e R_n que são, respectivamente, o coeficiente linear e o coeficiente angular da reta obtida. Se esta 3ª etapa não der uma reta, pode estar acontecendo um dos seguintes fatos:

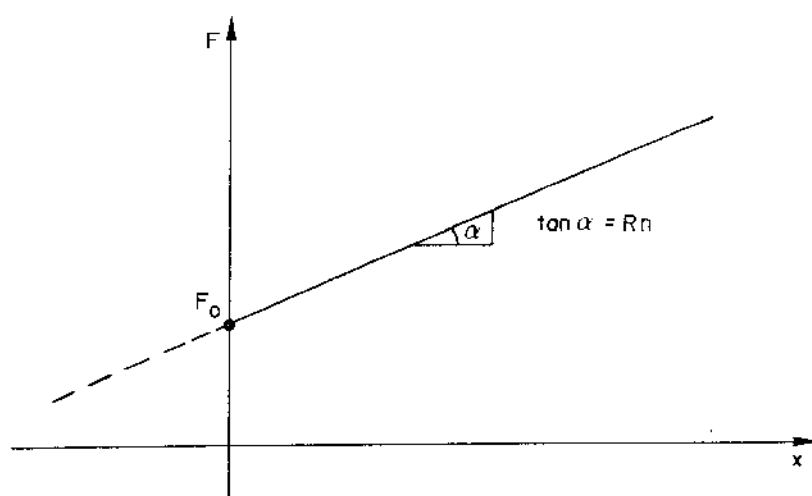


Fig. 4.11

- as estimativas de B_0 e G_0 nos passos anteriores não foram precisas.
- as medidas de F estão incorretas.
- o dispositivo sob teste não está operando na região de linearidade.

O importante na medida de F é o bom controle sobre a admitância de fonte. O equipamento usado nesta medida vai depender, obviamente, da frequência de operação. Para frequências de até 2,0 GHz o arranjo mostrado na Fig. 4.12 é adequado:



Fig. 4.12

O circuito para obter a variação de admitância de fonte pode ser feito com o auxílio de tocos móveis colocados em uma linha que liga o gerador de ruído ao dispositivo sob teste, fazendo deste modo a variação da admitância de fonte {65}.

- (b) Usando 4 admitâncias de fonte diferentes e constantes.

De acordo com R.Q.Lane {41,43} podemos colocar a expressão (4.31) numa forma linear com quatro novos parâmetros A, B, C e D. Com eles a figura de ruído é:

$$F = A + BG_S + \frac{C + BB_S^2 + DB_S}{G_S} \quad (4.36)$$

Estes quatro novos parâmetros estão relacionados com os parâmetros aqui deduzidos pelas seguintes expressões:

$$F_0 = A + \sqrt{4BC - D^2} \quad (4.37)$$

$$R_n = B \quad (4.38)$$

$$G_0 = \frac{\sqrt{4BC - D^2}}{2B} \quad (4.39)$$

$$B_0 = -\frac{D}{2B} \quad (4.40)$$

Tendo a expressão da figura de ruído numa forma linear com quatro valores de admitância de fonte, mediremos quatro valores de figura de ruído e assim teremos um sistema linear com quatro equações e quatro incógnitas facilmente resolvível por um computador.

Para se fazer a medida de figura de ruído podemos proceder como no esquema da Fig. 4.12 ou usarmos um procedimento de determinação do Fator Y dado pela referência {42}.

4.4 - INFLUÊNCIA DA POLARIZAÇÃO

Nos itens anteriores, deduzimos uma expressão para a figura de ruído e mostramos uma maneira de se medir os parâmetros encontrados neste expressão. Como vimos, a figura de ruído é função da admitância de entrada e de parâmetros internos representados por F_0 e R_n .

Se o quadriplo, em questão, é um transistor, que para

ser usado num estágio amplificador necessita de polarização, teremos que levar em consideração a influência desta polarização na figura de ruído. Usando os parâmetros da Fig. 4.2, poderíamos derivar uma expressão de figura de ruído e examinar a influência das variáveis de polarização tais como I_C e V_{BE} , respectivamente, corrente de coletor e tensão base-emissor. Como o objetivo é minimizar a figura de ruído, é importante conhecermos os valores destes parâmetros de polarização que levam a esta minimização.

No Apêndice II derivamos a expressão da figura de ruído em função dos parâmetros do circuito equivalente do transistor e determinamos os valores ótimos de corrente de polarização de coletor, I_{Cot} , ótima para o mínimo ruído e concluimos que há pouca influência de V_{CE} nesta figura de ruído mínima.

CAPÍTULO 5

PROJETO DE AMPLIFICADORES COM MINIMIZAÇÃO DA FIGURA DE RUÍDO

5.1 - INTRODUÇÃO

Tentaremos, neste capítulo, aplicar os estudos feitos anteriormente, sobre os parâmetros de espalhamento, a estabilidade de quadripolos e os parâmetros de ruído, no projeto de um amplificador de faixa estreita em que o principal objetivo seja a minimização da figura de ruído do mesmo. Entretanto, não podemos esquecer o ganho, pela própria essência do amplificador e pelo fato da figura de ruído de um amplificador de dois estágios ser dada por {59}:

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} \quad (5.1)$$

onde F_1 e F_2 são as figuras de ruído do primeiro e do segundo estágios, respectivamente; G_1 é o ganho do primeiro estágio e F é a figura de ruído total. Assim, se o primeiro estágio amplificador tiver um ganho suficientemente alto, a contribuição da figura de ruído do segundo estágio na figura de ruído total ficará minimizada e, conseqüentemente, a figura de ruído total será, basicamente, a figura de ruído do primeiro estágio.

Como vemos, é também importante para a figura de ruído que o ganho seja levado em consideração.

O importante, então, é que o primeiro estágio tenha figura de ruído baixa e ganho alto. O nosso projeto se limitará a um amplificador com apenas um estágio, ou seja, ao projeto de um pré-amplificador.

Para o projeto do amplificador se completar, temos simplesmente que obter as malhas de casamento de entrada e de saída, assim como a malha de polarização do elemento ativo. A Fig. 5.1 mostra o diagrama de blocos do amplificador de um estágio.

Para a escolha conveniente do ganho e da figura de ruído, para a obtenção das malhas de casamento de entrada e de saída, faremos um estudo gráfico dos círculos de ganho constantes e dos círculos de figura de ruído constantes na carta de Smith{45}, {46}. Posteriormente, mostraremos o circuito de polarização adequado e, finalmente, no Capítulo 6, descreveremos os protótipos construídos para medidas comparativas.

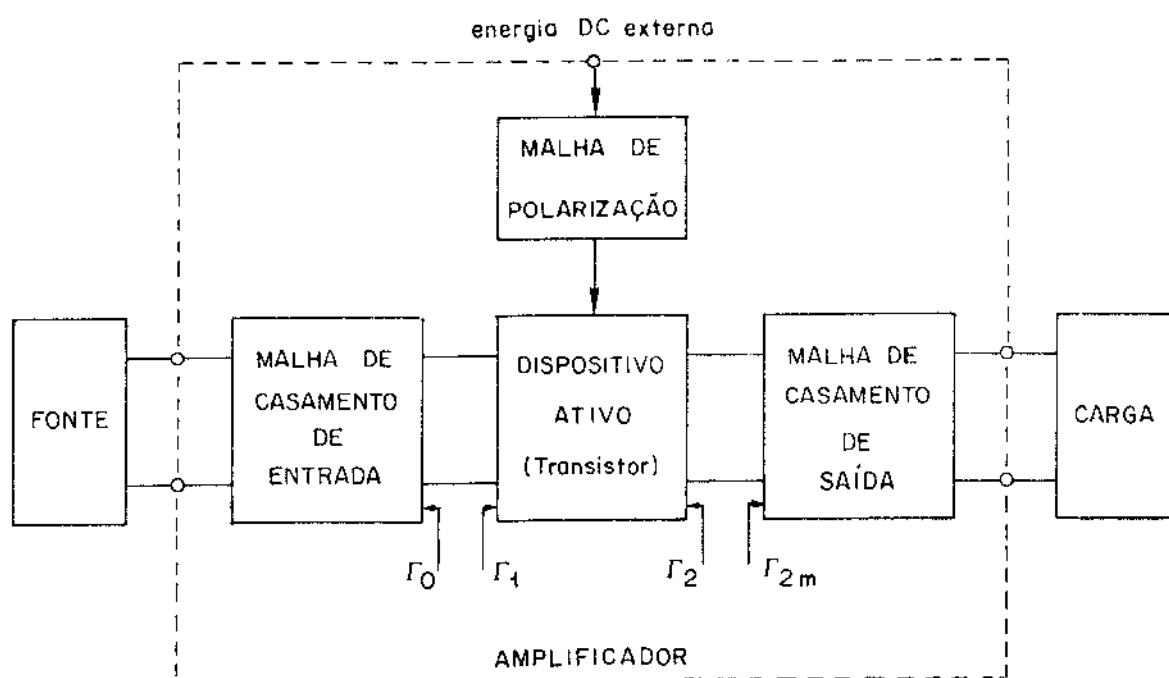


Fig. 5.1

A vantagem de se fazer este estudo gráfico é que podemos plotar num só diagrama (carta de Smith) círculos de ganho, círculos de figura de ruído e círculos de estabilidade, que nos ajudarão na determinação das impedâncias ou admitâncias necessárias às malhas de entrada e saída para o bom desempenho do amplificador.

A. Fukui [44] dá os resultados para a construção destes círculos em função dos parâmetros de admitância. Nos itens seguintes iremos desenvolver as expressões dadas por este autor e outros [46, 48, 51].

5.2 - CÍRCULOS DE GANHO CONSTANTE NA CARTA DE SMITH

Substituindo os valores de s_{11} e s_{21} pelos seus respectivos valores generalizados s'_{11} e s'_{21} , dados pelas equações (2.62) e (2.64), na equação do ganho de potência de um quadripolo, expressão (2.60), podemos estender este conceito para ganho de potência generalizado

$$G'_P = \frac{|s'_{21}|}{1 - |s'_{11}|} \quad (5.2)$$

Para analisarmos a influência do terminal de entrada é

conveniente fazer $\Gamma_2 = 0$ e assim teremos para a expressão do ganho, normalizada com relação a $|s_{21}|^2$, o seguinte:

$$g = \frac{G_p}{|s_{21}|^2} = \frac{1 - |\Gamma_1|^2}{|1 - |s_{22}|^2 + |\Gamma_1|^2 (|s_{11}|^2 - |\Delta|^2) - 2\text{Re}(\Gamma_1 C_1)|} \quad (5.3)$$

onde Δ e C_1 foram definidos no Capítulo 3 pelas expressões (3.1) e (3.15), respectivamente.

Fazendo:

$$\Gamma_1 = u_1 + jv_1$$

$$\text{e} \quad \text{Re}(\Gamma_1 C_1) = u_1 \text{Re}(C_1) - v_1 \text{Im}(C_1)$$

teremos após manipulação idêntica ao do item 3.2, que:

$$(u_1 - u_{1C})^2 + (v_1 - v_{1C})^2 = \rho_{1C}^2 \quad (5.4)$$

$$\text{onde} \quad u_{1C} = \frac{g \text{Re}(C_1^*)}{1 + g(|s_{11}|^2 - |\Delta|^2)} \quad (5.5)$$

$$v_{1C} = \frac{g \text{Im}(C_1^*)}{1 + g(|s_{11}|^2 - |\Delta|^2)} \quad (5.6)$$

$$\rho_{1C} = \frac{(1 - 2K|s_{12}s_{21}|g + |s_{12}s_{21}|^2 g^2)^{1/2}}{1 + g(|s_{11}|^2 - |\Delta|^2)} \quad (5.7)$$

e K é definido em (3.30).

Como vemos, a equação (5.4) representa um círculo no plano do coeficiente de reflexão de entrada cujo centro é expresso por:

$$\gamma_{1C} = u_{1C} + jv_{1C} = \frac{g C_1^*}{1 + (|s_{11}|^2 - |\Delta|^2)g} \quad (5.8)$$

Para analisar a influência da malha de saída no ganho,

é conveniente fazer $\Gamma_1=0$ e teremos equações similares às encontradas anteriormente, bastando apenas permutar os índices 2 com 1.

A Fig. 5.2 mostra um exemplo de círculos plotados na carta de Smith dos coeficientes de reflexão de saída (Γ_2).

É importante observar que o ganho máximo é conseguido quando o raio do círculo se anula, ou seja, $\rho_{1C}=0$ no caso dos círculos no plano de coeficientes de entrada. Portanto, para a entrada, temos:

$$g_{\text{máx}} = g \Big|_{\rho_{1C}=0} = \frac{1}{|s_{12}s_{21}|} \left(K \pm \sqrt{K^2 - 1} \right) \quad (5.9)$$

e, conseqüentemente,

$$G_{\text{máx}} = \frac{|s_{21}|}{|s_{12}|} \left(K \pm \sqrt{K^2 - 1} \right) \quad (5.10)$$

O sinal positivo (+) é usado se B_2 , definido na expressão (4.34), for negativo e o sinal negativo (-) é usado se B_2 for positivo.

Outra observação importante é que a fase de γ_{2C} é a mesma para todos os círculos indicando que todos os centros estão sobre uma mesma linha reta.

É conveniente ressaltar, neste ponto, que as equações acima definidas são válidas no caso particular de $K > 1$, pois, caso contrário, o ganho tenderia a infinito, indicando, como já foi estudado no capítulo anterior, que o quadripolo poderá entrar em oscilação para algumas impedâncias de entrada e saída. Estas impedâncias, ou coeficientes de reflexão, ficam limitadas pelo círculo de estabilidade dado anteriormente.

5.3 - CÍRCULOS DE FIGURA DE RUÍDO CONSTANTE NA CARTA DE SMITH

Como o ruído é caracterizado pelos parâmetros de ruído dados no Capítulo 4, que são função da impedância (ou admitância) de entrada, determinaremos os círculos de figura de ruído cons

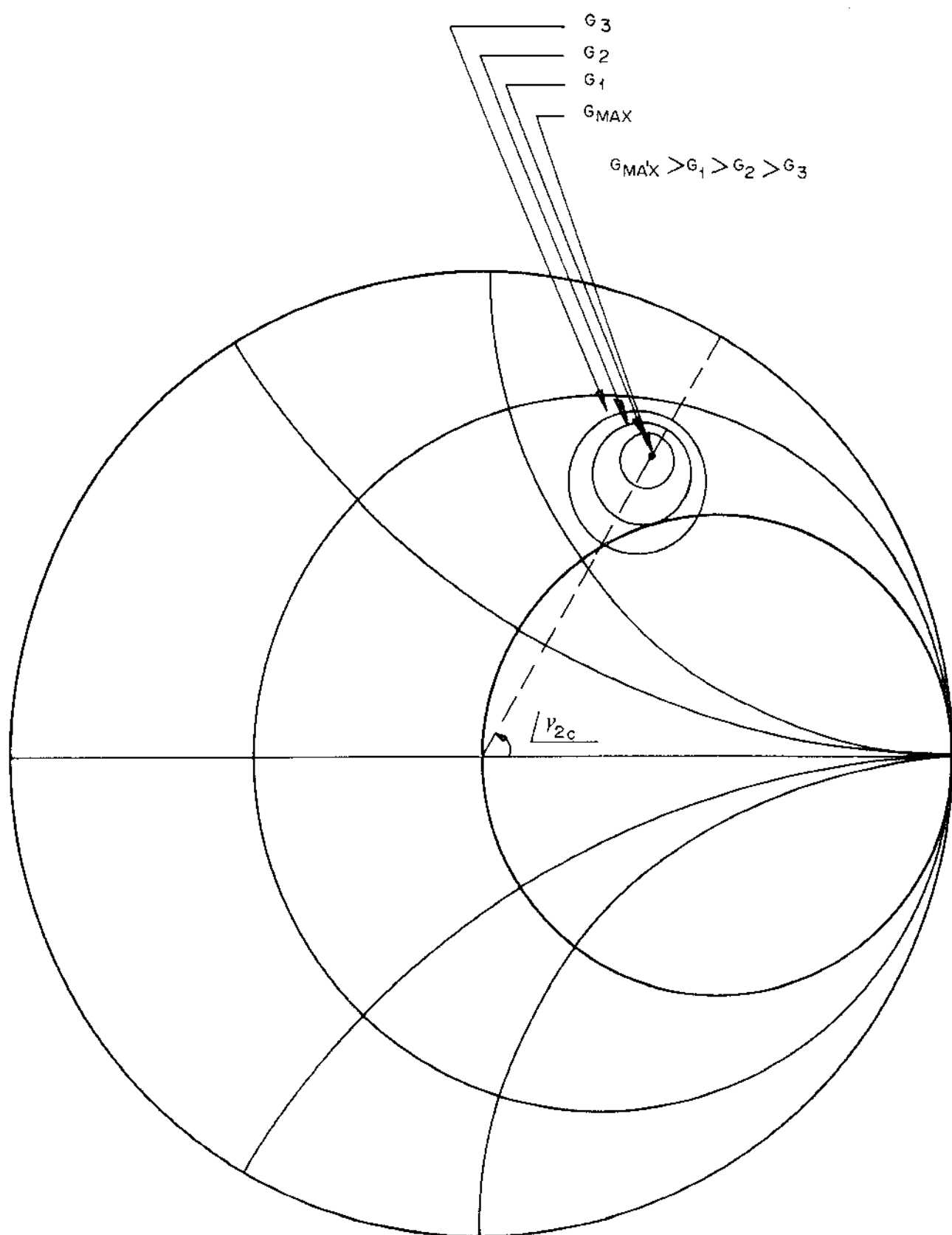


Fig. 5.2 - Círculos de ganho constante no plano dos coeficientes de reflexão de saída (Γ_2)

tante num plano de admitâncias que é facilmente convertido ao plano de coeficientes de reflexão usando a carta de Smith.

Pela equação (4.31) temos:

$$\Gamma = \Gamma_0 + \frac{R_n}{G_S} \left[(G_S - G_0)^2 + (B_S - B_0)^2 \right] \quad (5.11)$$

Assim,

$$(F - F_0) \cdot \frac{G_S}{R_n} = (G_S - G_0)^2 + (B_S - B_0)^2$$

$$\frac{1}{R_n} \cdot (F - F_0) (G_S - G_0 + G_0) = (G_S - G_0)^2 + (B_S - B_0)^2$$

$$\frac{1}{R_n} \cdot (F - F_0) (G_S - G_0) + \frac{G_0}{R_n} (F - F_0) = (G_S - G_0)^2 + (B_S - B_0)^2 \quad (5.12)$$

Rearranjando os termos de (5.12), teremos:

$$(G_S - G_0)^2 - \frac{1}{R_n} (F - F_0) (G_S - G_0) + (B_S - B_0)^2 = \frac{G_0}{R_n} (F - F_0) \quad (5.13)$$

Completando o quadrado perfeito em (5.13), obteremos:

$$\begin{aligned} (G_S - G_0)^2 - \frac{1}{R_n} (F - F_0) (G_S - G_0) + \frac{(F - F_0)^2}{4R_n^2} + (B_S - B_0)^2 &= \\ &= \frac{G_0 (F - F_0)}{R_n} + \frac{1}{4R_n^2} (F - F_0)^2 \\ \left[G_S - G_0 - \frac{1}{2R_n} (F - F_0) \right]^2 + (B_S - B_0)^2 &= \frac{G_0}{R_n} (F - F_0) + \\ &+ \frac{1}{4R_n^2} (F - F_0)^2 \end{aligned} \quad (5.14)$$

($F_{RN}=0$). Isto corresponde à figura de ruído mínima, correspondendo ao ponto F_0 indicado na Fig. 5.3.

Usando uma transformação bilinear, podemos representar a figura de ruído no plano de coeficientes de reflexão de entrada. A transformação é:

$$\Gamma = u + jv = \frac{1 - y_S}{1 + y_S} \quad (5.19)$$

onde $y_S = g_S + jb_S = \frac{1}{Y_C} (G_S + jB_S)$

e Y_C é a admitância característica da linha de transmissão na entrada, geralmente usada como admitância de referência.

Da eq. (5.19) tiramos as relações entre as componentes reais e as componentes imaginárias de Γ e y_S .

$$g_S = \frac{1 - u^2 - v^2}{(1+u)^2 + v^2} \quad (5.20)$$

$$b_S = \frac{-2v}{(1+u)^2 + v^2} \quad (5.21)$$

Normalizando a eq. (5.15) com relação a Y_C e substituindo as expressões (5.20) e (5.21), teremos, após algum trabalho matemático, que [34]:

$$(u-u_n)^2 + (v-v_n)^2 = r_n^2 \quad (5.22)$$

onde $u_n = \frac{1 - g_0^2 - b_0^2}{(1+g_0)^2 + b_0^2 + 2\delta_F}$ (5.23)

$$v_n = \frac{-2b_0}{(1+g_0)^2 + b_0^2 + 2\delta_F} \quad (5.24)$$

$$r_n = \frac{2 f_{RN}}{(1+g_0)^2 + b_0^2 + 2\delta_F} \quad (5.25)$$

sendo g_0 , b_0 e Γ_{RN} os valores de G_0 , B_0 e Γ_{RN} normalizados com relação a Y_C , respectivamente; além disso, temos que:

$$\delta_F = \frac{(F-F_0)}{2R_n Y_C} \quad (5.26)$$

Notem que a equação (5.22) representa um círculo de raio r_n e cujo centro $\tilde{c} = u_n + jv_n$, no plano de coeficientes de reflexão de entrada.

Em função do coeficiente de reflexão de entrada, Γ_0 , que produz F_0 , temos:

$$\text{centro} = \frac{1-g_0^2-b_0^2}{(1+g_0)^2-b_0^2+2\delta_F} + j \frac{-2b_0}{(1+g_0)^2+b_0^2+2\delta_F}$$

Dividindo o numerador e o denominador desta expressão por $|1+y_0|^2 = (1+g_0)^2+b_0^2$, temos:

$$\text{centro} = \frac{u_0}{1 + \frac{2\delta_F}{|1+y_0|^2}} + j \frac{v_0}{1 + \frac{2\delta_F}{|1+y_0|^2}}$$

onde $\Gamma_0 = u_0 + jv_0 = \frac{1 - y_0}{1 + y_0}$

Como $|1+\Gamma_0|^2 = \frac{4}{|1+y_0|^2}$, temos

$$\text{centro} = \frac{u_0 + jv_0}{1 + \frac{\delta_F}{2} |1+\Gamma_0|^2} = \frac{\Gamma_0}{1 + \frac{\delta_F}{2} |1+\Gamma_0|^2}$$

Logo:

$$\text{centro} = \frac{\Gamma_0}{1 + M}$$

(5.27)

onde $M = \frac{\delta_F}{2} |1 + \Gamma_0|^2$ e δ_F é dado por (5.26).

Analogamente, pode-se mostrar que:

$$\text{Raio} = \frac{1}{1 + M} \left[M^2 + M(1 - |\Gamma_0|^2) \right]^{1/2} \quad (5.28)$$

Na Fig. 5.4 mostramos um exemplo de círculo de figura de ruído constante plotados na carta de Smith correspondente aos coeficientes de reflexão de entrada (Γ_1).

É importante observar que todos os centros estarão sobre a mesma reta, já que o ângulo que define os centros é o ângulo de Γ_0 que é o mesmo para todos eles, pois M é um número real. Nota-se, também, que para $F=F_0$ o raio deve ser nulo, o que se obtém com $M=0$.

5.4 - PROJETO DA MALHA DE ENTRADA: CASAMENTO DE RUÍDO

Como o ruído fica caracterizado por parâmetros dependentes da malha de entrada do amplificador, poderíamos projetar esta malha visando a obtenção da figura de ruído mínima. Entretanto, como já foi dito, o ganho, que se poderia obter com a condição de figura de ruído mínima, pode não ser suficientemente alto para minimizar a contribuição dos ruídos dos estágios subsequentes. Assim, o projeto da malha de entrada deve ser feito com uma situação de compromisso entre a figura de ruído e o ganho, ou seja, deseja-se que a figura de ruído seja tão baixa quanto possível, mas que o ganho seja o maior possível nesta situação. Este compromisso fica bem visualizado se construirmos numa mesma carta de Smith os contornos de ganho constante e de figura de ruído constante.

Além disso, nesta mesma carta de Smith poderíamos traçar os círculos de estabilidade e assim podemos escolher um ponto que representa um certo coeficiente de reflexão ou uma admitância que satisfaça a todos os requisitos mencionados anteriormente.

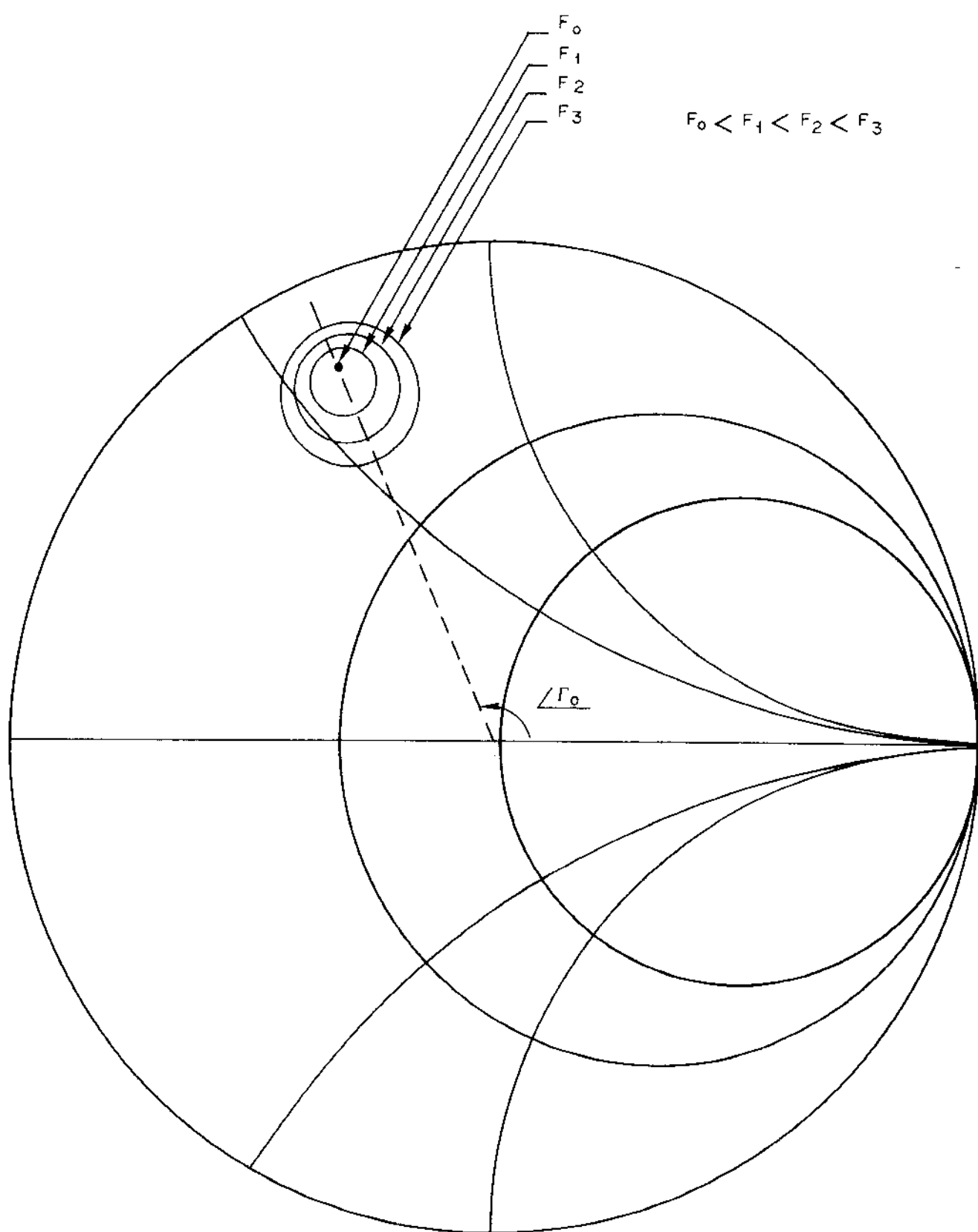


Fig. 5.4 - Contornos de Ruído Constante

A Fig. 5.5 mostra um exemplo do que foi exposto.

Note nesta figura que, se escolhermos uma malha de entrada para dar F_0 , o ganho ficaria seriamente comprometido. Entretanto, se escolhermos F_1 , ou mesmo F_2 , já teríamos, com um ligeiro aumento da figura de ruído, uma possibilidade de ganho maior que o caso anterior.

Poderíamos, também, ter que fazer uma solução de compromisso com a região de estabilidade condicional, que no caso indicado na Fig. 5.5, não existe, ou seja, o sistema, neste caso, tem estabilidade incondicional.

É também importante salientarmos que quando o quadripolo não é absolutamente estável, o ganho crescerá, teoricamente até o infinito e o projeto da malha de entrada para a figura de ruído mínima se torna aconselhável.

Portanto, a escolha conveniente da malha de entrada será uma tarefa de compromisso do projetista dentro dos limites estabelecidos pelo objetivo do projeto {52,53,54,55}.

5.5 - PROJETO DA MALHA DE SAÍDA: CASAMENTO DE GANHO

Para a malha de saída, o problema é outro, já que a figura de ruído não será dependente deste projeto, desde que haja um casamento de saída sem perdas. Neste caso, os círculos de ganho constante ainda devem ser plotados na carta de Smith de coeficientes de reflexão de saída; na hipótese de haver alguma região de instabilidade, esta seria, no caso, a única limitação ao projeto desta malha {56,57}.

Para que o casamento de ganho seja conseguido na saída, usaremos uma malha que fornece o chamado casamento conjugado, sempre que a estabilidade permitir. Para isto, devemos anular o parâmetro s'_{22} .

Como Γ_1 já está fixado pela malha de entrada ($\Gamma_1 = \Gamma_0$), a condição $s'_{22} = 0$ será satisfeita para $\Gamma_2 \triangleq \Gamma_{2m}$, obtido zerando-se a eq. (2.65).

Assim, temos:

- CÍRCULOS DE GANHO CONSTANTE
 - - - CÍRCULOS DE FIGURA DE RUÍDO CONSTANTES
 - - - CÍRCULO DE ESTABILIDADE

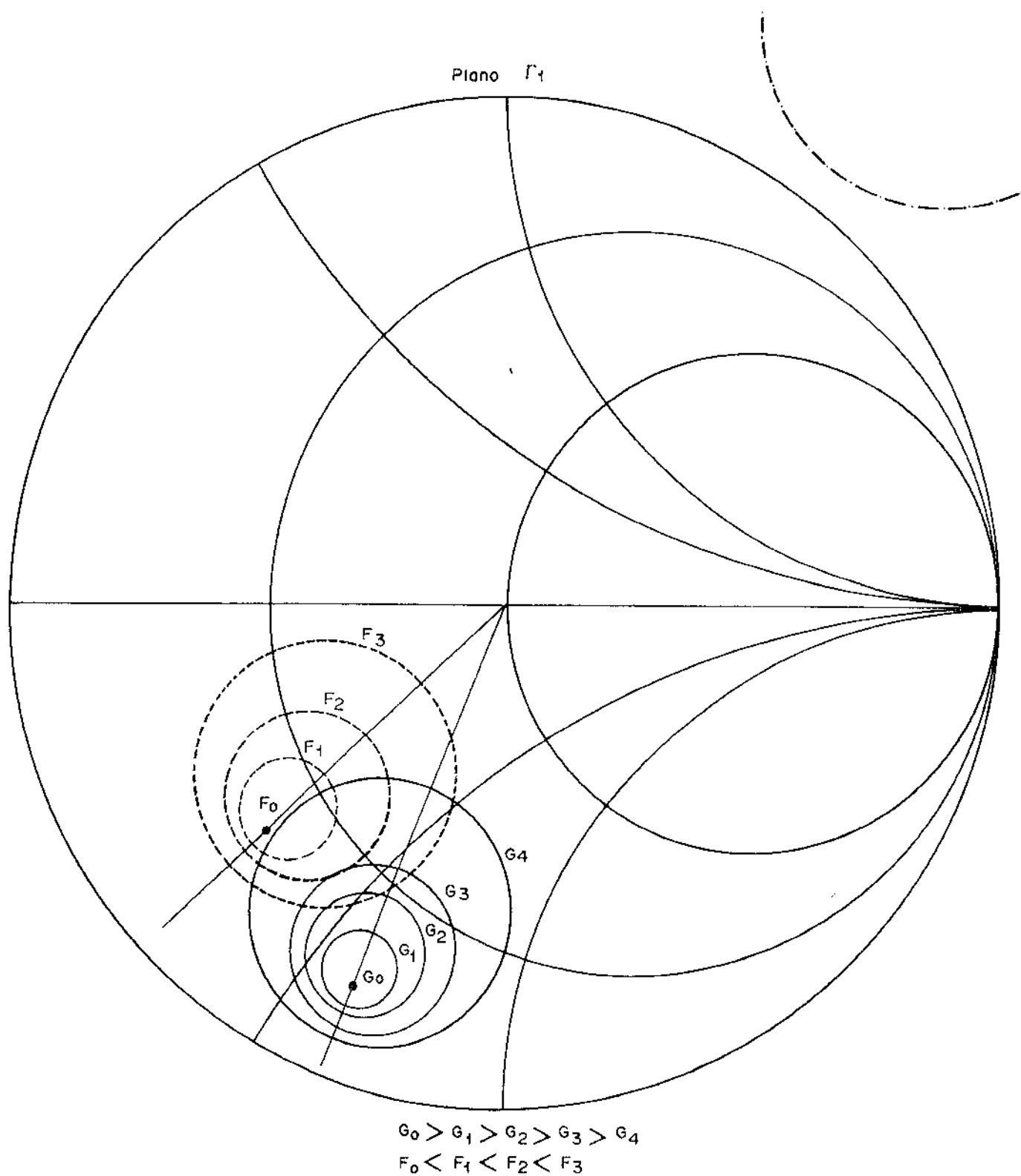


Fig. 5.5 - Contornos de Ganho e Figura de Ruído na mesma carta de Smith (Plano de entrada Γ_1)

$$(1 - \Gamma_0 s_{11})(s_{22} - \Gamma_{2m}^*) + \Gamma_0 s_{21} s_{12} = 0$$

$$\Gamma_{2m}^* - s_{22} = \frac{\Gamma_0 s_{21} s_{12}}{1 - \Gamma_0 s_{11}}$$

$$\Gamma_{2m}^* = \frac{\Gamma_0 s_{21} s_{12}}{1 - \Gamma_0 s_{11}} + s_{22}$$

$$\Gamma_{2m}^* = \frac{\Gamma_0 s_{21} s_{12} + s_{22} - \Gamma_0 s_{11} s_{22}}{1 - \Gamma_0 s_{11}}$$

$$\Gamma_{2m}^* = \frac{s_{22} - \Gamma_0 (s_{11} s_{22} - s_{12} s_{21})}{1 - \Gamma_0 s_{11}}$$

$$\Gamma_{2m}^* = \frac{s_{22} - \Gamma_0 \Delta}{1 - \Gamma_0 s_{11}}$$

$$\therefore \Gamma_{2m} = \left(\frac{s_{22} - \Gamma_0 \Delta}{1 - \Gamma_0 s_{11}} \right)^* \quad (5.29)$$

Assim, desde que este valor de coeficiente de reflexão (ou de sua correspondente admitância) não caia dentro da região instável do círculo de estabilidade, a malha de saída que maximiza o ganho é conseguida para $\Gamma_2 = \Gamma_{2m}$, dada pela eq. (5.29).

5.6 - POLARIZAÇÃO

Como será mostrado no Apêndice II, existe um valor de corrente quiescente de coletor, I_C , que minimiza a figura de ruído mínima F_0 . Obviamente, este valor de I_C deve ser usado no projeto da malha de polarização do amplificador. Como a tensão de coletor-emissor, V_{CE} , não exerce influência significativa nesta

figura de ruído [47], teremos certa liberdade na escolha desta tensão.

Porém, estas grandezas estão limitadas pelas curvas que limitam a região de operação segura do transistor, Fig. 5.6.

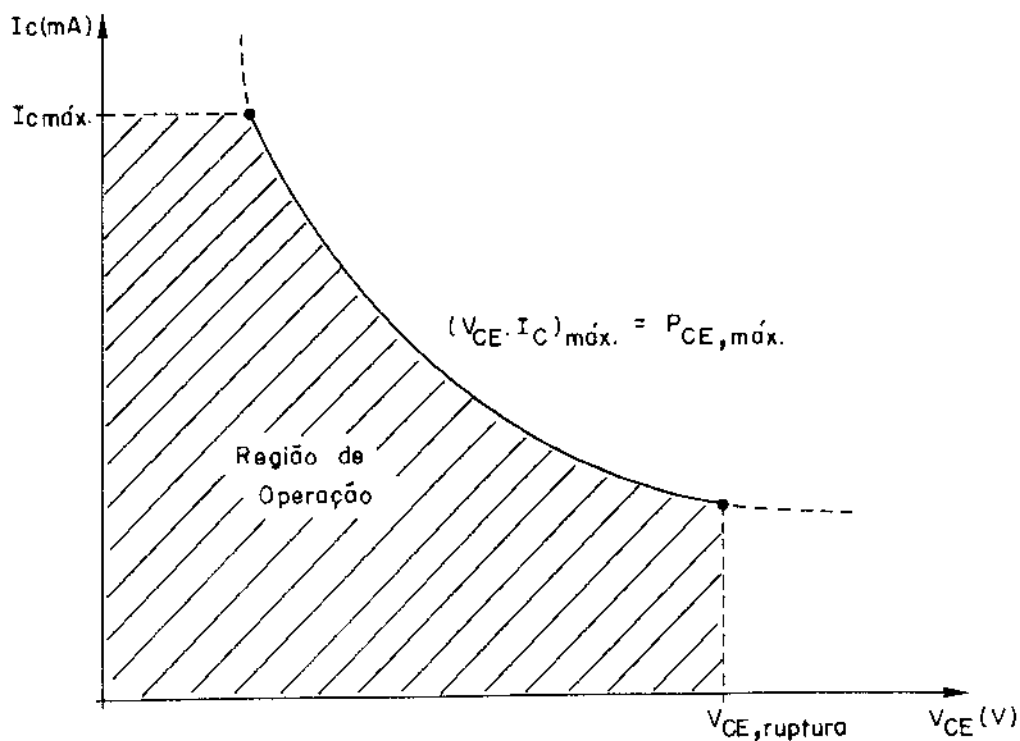


Fig. 5.6 - Região de Operação de Transistores

Por construção, dentro da região de operação indicada, está assegurado que a tensão total (DC+RF) não ultrapassará o limite da tensão de ruptura do transistor e a corrente e potência dissipada estarão dentro dos limites de segurança.

Dentre os vários circuitos de polarização, discutidos nas Referências [60,63], escolhemos um com realimentação de tensão e com corrente de base praticamente constante, o que proporciona operação DC bem estável com relação a variações de temperatura.

Na Fig. 5.7 está mostrado o circuito com os seus diversos parâmetros.

Para calcular os parâmetros da malha de polarização, mostrados na Fig. 5.7, faremos o seguinte:

- a) Fixar a tensão de fonte, V_{CC} , e o ponto quiescente

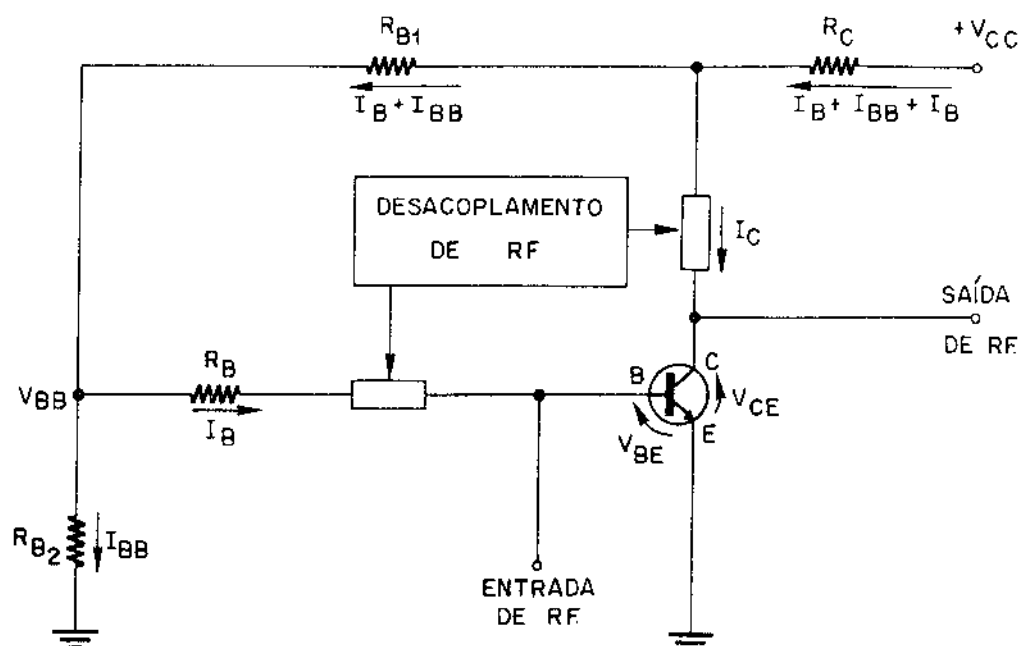


Fig. 5.7 - Circuito de Polarização

do transistor (V_{CE} e I_C). Esta escolha deverá representar um ponto conveniente da "região de operação" do transistor selecionado. Consideraremos $I_{CBO}=0$.

- b) Escolher V_{BB} maior que V_{BE} para que a corrente de base se mantenha constante.
- c) Calcular a corrente de base I_B , conhecendo-se o valor de h_{FE}

h_{FE} = ganho de corrente do transistor

$$I_B = \frac{I_C}{h_{FE}} \quad (5.30)$$

d) Com os valores de V_{BE} e V_{BB} calcular-se R_B

$$R_B = \frac{V_{BB} - V_{BE}}{I_B} \quad (5.31)$$

e) Para o cálculo de R_{B2} , escolheremos arbitrariamente a corrente I_{BB} . Esta corrente pode ser escolhida para termos um valor de R_{B2} que encontra-se no mercado.

$$R_{B2} = \frac{V_{BB}}{I_{BB}} \quad (5.32)$$

f) Com os valores de I_B , I_{BB} , V_{BB} e V_{CE} calcula-se R_{B1}

$$R_{B1} = \frac{V_{CE} - V_{BB}}{I_{BB} + I_B} \quad (5.33)$$

g) Conhecendo-se I_C , I_{BB} , I_B , V_{CC} e V_{CE} calcula-se R_C

$$R_C = \frac{V_{CC} - V_{CE}}{I_C + I_{BB} + I_B} \quad (5.34)$$

h) Após a construção, é conveniente medir-se V_{CE} para obter a sua comprovação experimental e, pela variação de R_B , pode-se ajustar o valor exato de I_C .

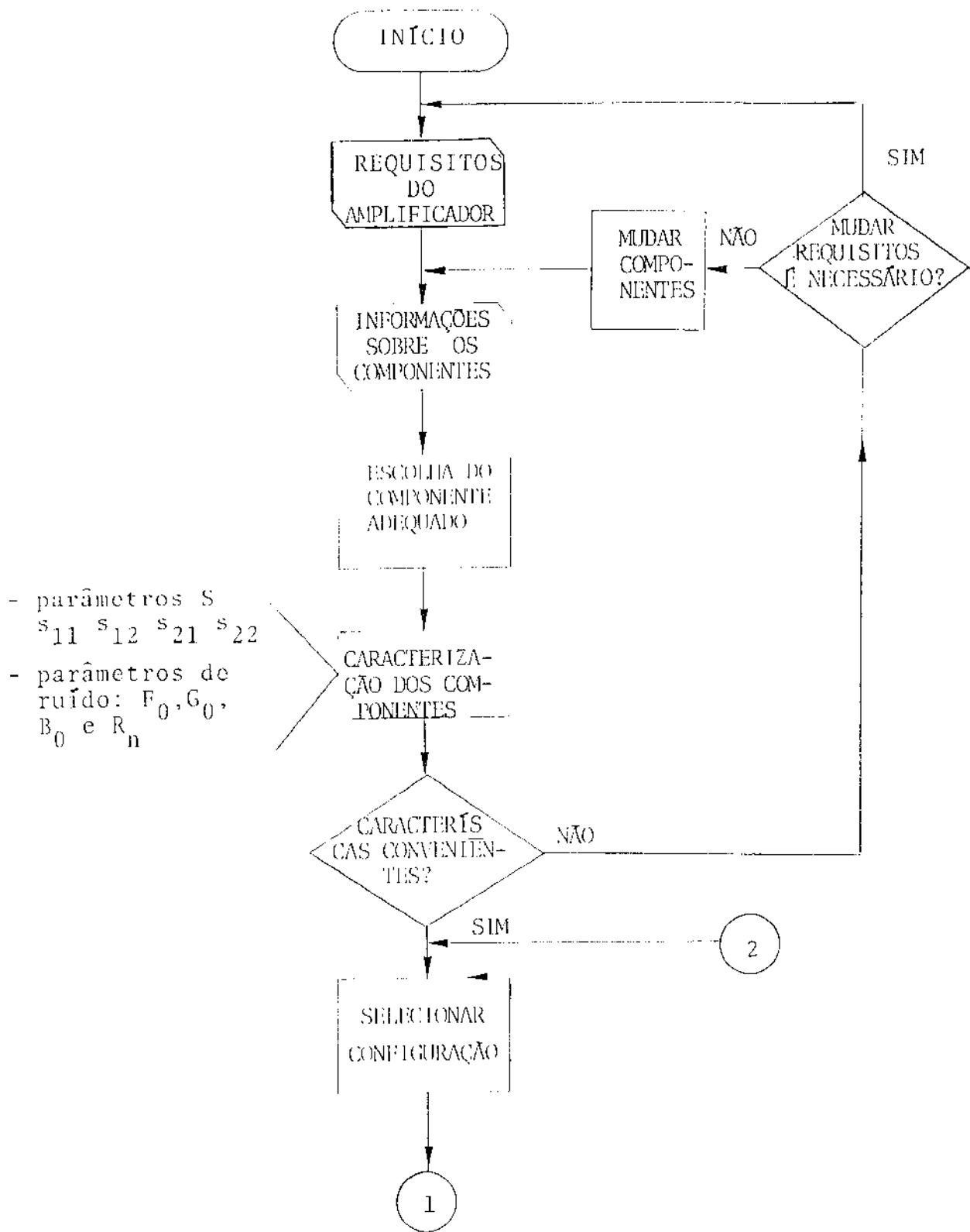
i) Projetar convenientemente os circuitos de desacoplamento RF-DC, sem introdução de perdas significativas.

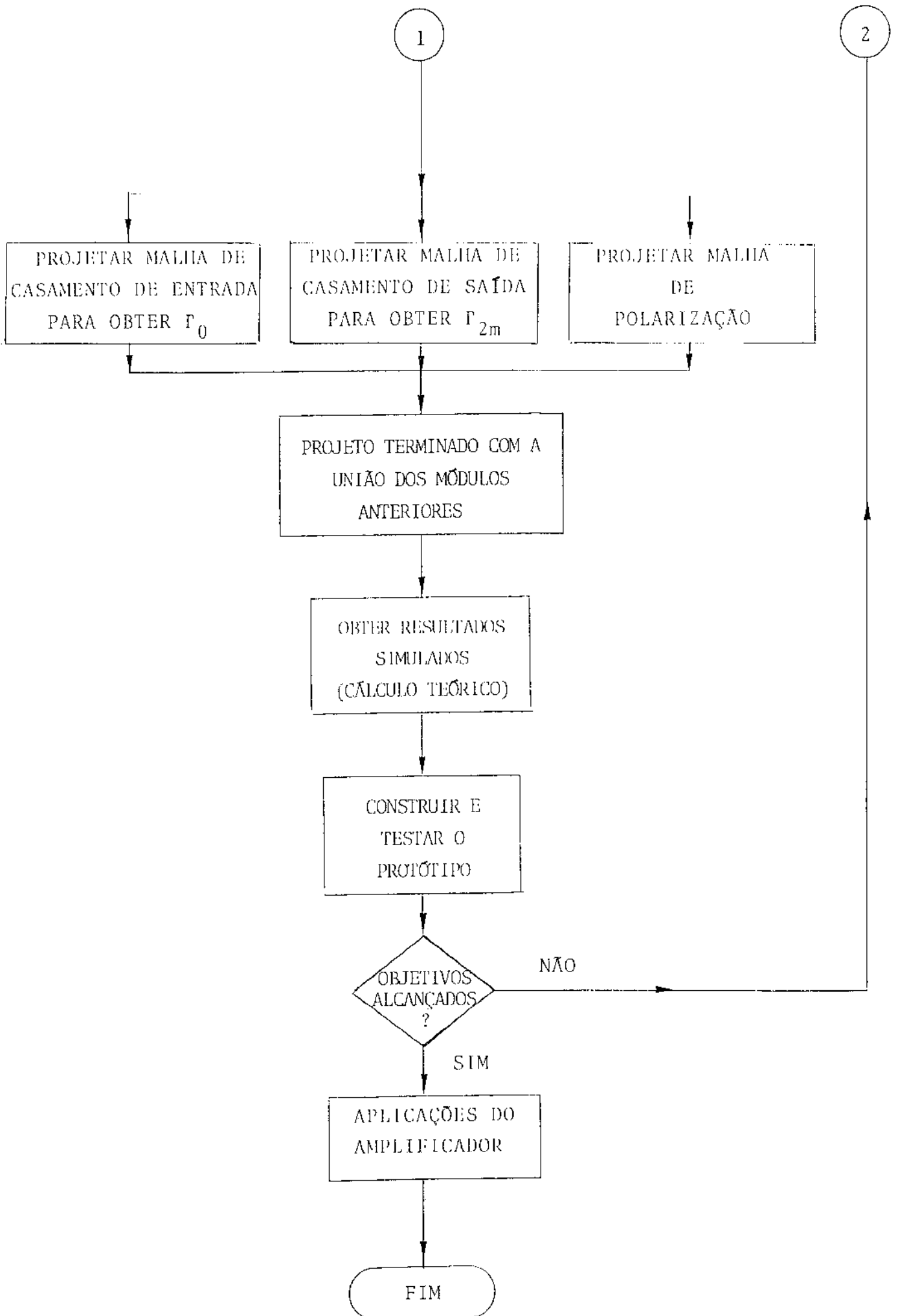
A análise dos circuitos de desacoplamento será feita no próximo Capítulo.

5.7 - FLUXOGRAMA DE PROJETO

Apresentaremos agora, um método lógico de síntese de amplificadores de baixa figura de ruído sugerida em {61,62}.

O fluxograma ilustra os passos e as alternativas para se alcançar os objetivos do projeto. É claro que, por força maior, muitos dos passos nele sugeridos serão de difícil execução. Entretanto, o fluxograma serve de roteiro básico.





CAPÍTULO 6

CÁLCULO DOS PROTÓTIPOS

6.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo efetuaremos o projeto de amplificadores de baixo ruído seguindo, tanto quanto possível, as orientações teóricas estabelecidas no corpo do trabalho até aqui apresentado. Nosso objetivo é mostrar, aqui, técnicas de construção de circuitos que podem ser usadas para o referido fim.

Começaremos realizando um projeto cuja implementação se fará usando tecnologia de parâmetros distribuídos, ou seja, os circuitos de casamento de entrada e saída, bem como o circuito de polarização serão desenvolvidos em linhas de transmissão, do tipo microfita. Em seguida, aplicaremos o mesmo projeto numa outra tecnologia de construção de circuitos, a de parâmetros concentrados. Nesta técnica, os circuitos de entrada e saída serão realizados utilizando componentes discretos obtidos pela miniaturização de circuitos.

Mostradas estas técnicas, desenvolveremos o projeto do amplificador que poderá ser usado no estágio de entrada do conversor WEFAX-1NPE conforme citado no Capítulo 1.

Faremos, no início de cada item deste capítulo, uma pequena revisão das técnicas a serem utilizadas em cada um deles.

6.2 - PRIMEIRO PROJETO: ELEMENTOS DISTRIBUÍDOS

Começaremos este projeto levando em consideração uma limitação muito importante: a disponibilidade do componente. Neste primeiro projeto, o mais importante será mostrar as técnicas de construção e, para isto, usamos o dispositivo ativo de que dispunhamos na ocasião.

O dispositivo em questão é o transistor bipolar HP. 35821 E fabricado pela Hewlett-Packard para usos de baixo ruído.

O primeiro passo, neste caso, é a caracterização do componente pelo seus parâmetros de espalhamento. Estes parâmetros foram obtidos diretamente por medidas realizadas em um Analisador de Redes ("Network Analyser"), conforme o diagrama mostrado na Fig. 6.1.

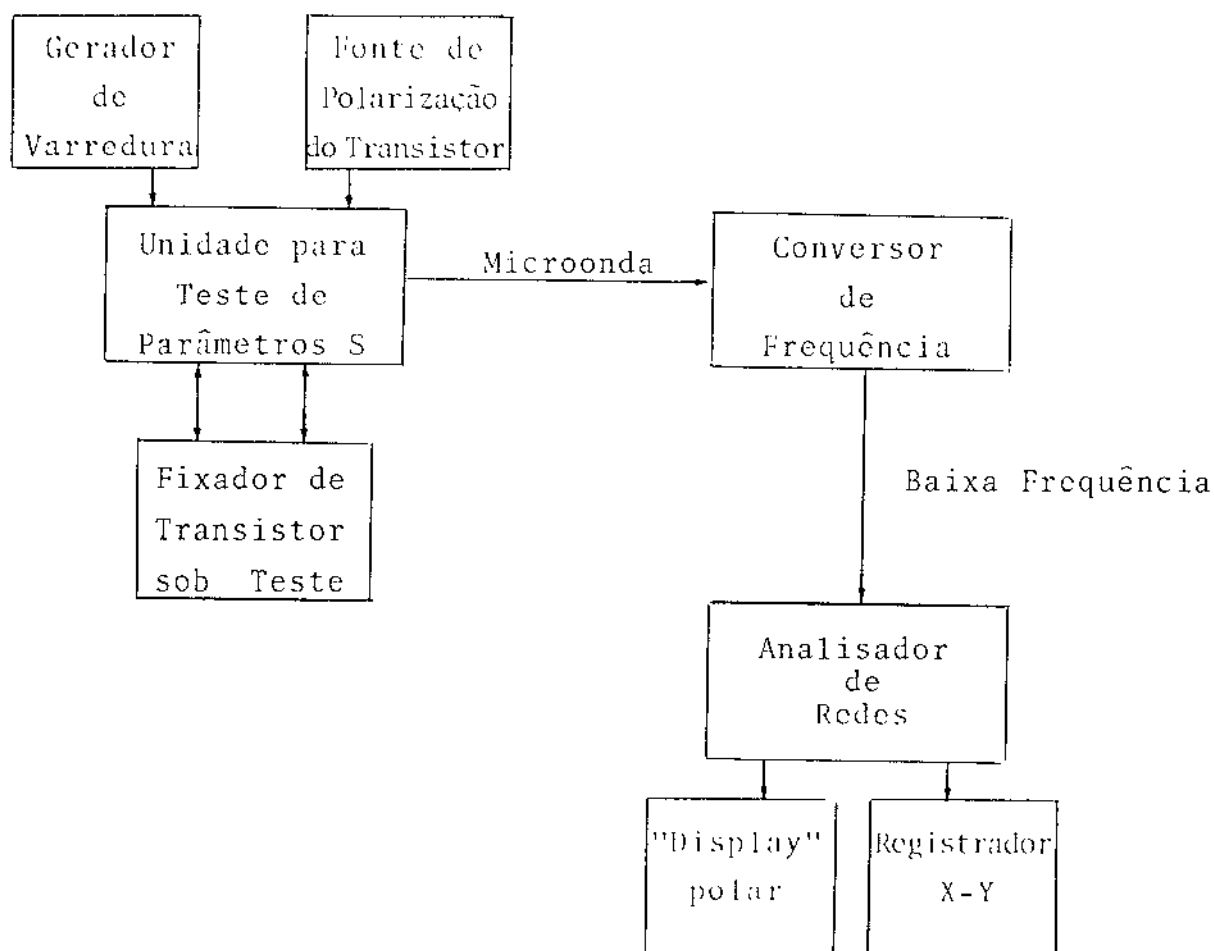


Fig. 6.1 - Montagem para medição dos parâmetros S no Analisador de Redes da H.P.

A frequência de operação foi arbitrariamente escolhida como sendo $f_0 = 1\text{GHz}$.

Os parâmetros de ruído deveriam ser medidos segundo critérios mostrados no Capítulo 4. Entretanto, devido a limitação dos equipamentos, tiramos as informações de ruído do catálogo do fabricante. Por isto, não faremos a análise sugerida no Capítulo 5 para procurar a condição ótima entre ruído e ganho.

De posse destas informações, estamos aptos a determinar os coeficientes de reflexão de entrada e de saída, assim como o fator de estabilidade. Os circuitos serão implementados usando a tecnologia de microfita.

Uma linha de microfita consiste numa fita condutora e num plano de terra separados por um material dielétrico [66], Fig. 6.2.

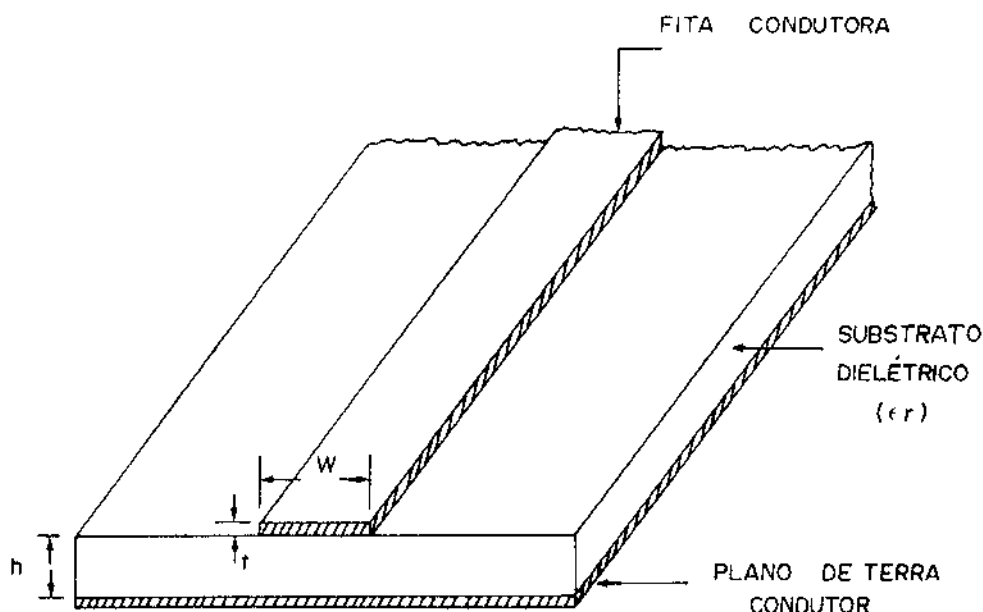


Fig. 6.2 - Microfita

Nesta figura temos:

w = largura da fita condutora

h = espessura do substrato dielétrico

t = espessura da fita condutora

ϵ_r = permissividade relativa do dielétrico

Devido à não-simetria da microfita, os campos elétrico e magnético, que se propagam por ela, não estão inteiramente contidos no substrato dielétrico da fita. Existem linhas de campo no ar sobre a microfita. Assim, a análise não poderá ser feita supondo-se uma onda eletromagnética tipo TEM. Entretanto, é usado uma aproximação deste método, ou seja, a configuração chamada de quase-TEM [67].

A partir disto, a velocidade de fase na microfita é dada por

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{ef}}} \quad (6.1)$$

onde "c" é a velocidade da luz no vácuo e
 "ε_{ef}" é a constante dielétrica efetiva do dielétrico.

A impedância característica da microfita é dada por

$$Z_0 = \frac{1}{v_p C} \quad (6.2)$$

onde "C" é a capacitância por unidade de comprimento da microfita [68].

Para as frequências mais baixas do espectro de microondas, a análise pelo modo quase-TEM é bastante precisa, não necessitando de artifícios mais complexos. Entretanto, o mesmo não acontece com frequências de microondas mais elevadas onde se faz necessária a análise pelo "modo híbrido". Na frequência por nós escolhida, a consideração do modo quase-TEM é válida.

Tem sido usadas várias técnicas para a caracterização das microfitas, entre elas podemos citar: mapeamento conforme [69], técnicas variacionais [70,71], métodos da função de GREEN [72], método dos momentos [73], etc.

Alguns destes trabalhos chegam a resultados fechados para o cálculo de ε_{ef} e Z₀ [74,75].

Considerando ε_r ≤ 16 e t=0 temos [76]:

- para w/h ≤ 1

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{ef}}} \ln(8h/w + 0,25w/h) \quad (6.3)$$

$$\epsilon_{ef} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} [(1 + 12h/w)^{-1/2} + 0,04(1-w/h)^2] \quad (6.4)$$

- para w/h ≥ 1

$$Z_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{ef}}} \cdot [w/h + 1,393 + 0,667 \ln(w/h + 1,44)]^{-1} \quad (6.5)$$

$$\epsilon_{ef} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} (1 + 12h/w)^{-1/2} \quad (6.6)$$

Estas expressões modificam-se um pouco pela consideração de $t \neq 0$. Nos nossos cálculos de parâmetros distribuídos consideraremos sempre $t = 0$, tal que as expressões (6.3) a (6.6) puderam ser usadas.

Estamos, agora, aptos a simular os circuitos de entrada e saída utilizando a técnica de parâmetros distribuídos em microfitas com o auxílio destas equações. Mas, ao invés de usarmos as equações diretamente, usaremos curvas traçadas nas Figs. 6.3 e 6.4 [77], que nos permitem determinar as impedâncias das linhas e seus comprimentos de onda no dielétrico em função da relação entre largura de fita e espessura do dielétrico (w/h) e da permissividade relativa do dielétrico (ϵ_r).

Os parâmetros S medidos usando o esquema mostrado na Fig. 6.1, foram:

$$\left. \begin{array}{l} s_{11} = 0,56 \quad \boxed{183^\circ} \\ s_{21} = 2,90 \quad \boxed{72^\circ} \\ s_{12} = 0,07 \quad \boxed{50^\circ} \\ s_{22} = 0,53 \quad \boxed{-38^\circ} \end{array} \right\} \quad (6.7)$$

Com os parâmetros acima, podemos verificar a estabilidade do dispositivo nesta frequência de operação, determinando os parâmetros de estabilidade. Feito isto, temos:

$$\left. \begin{array}{l} K = 1,044 \\ B_1 = 1,014 \\ B_2 = 0,949 \end{array} \right\} \quad (6.8)$$

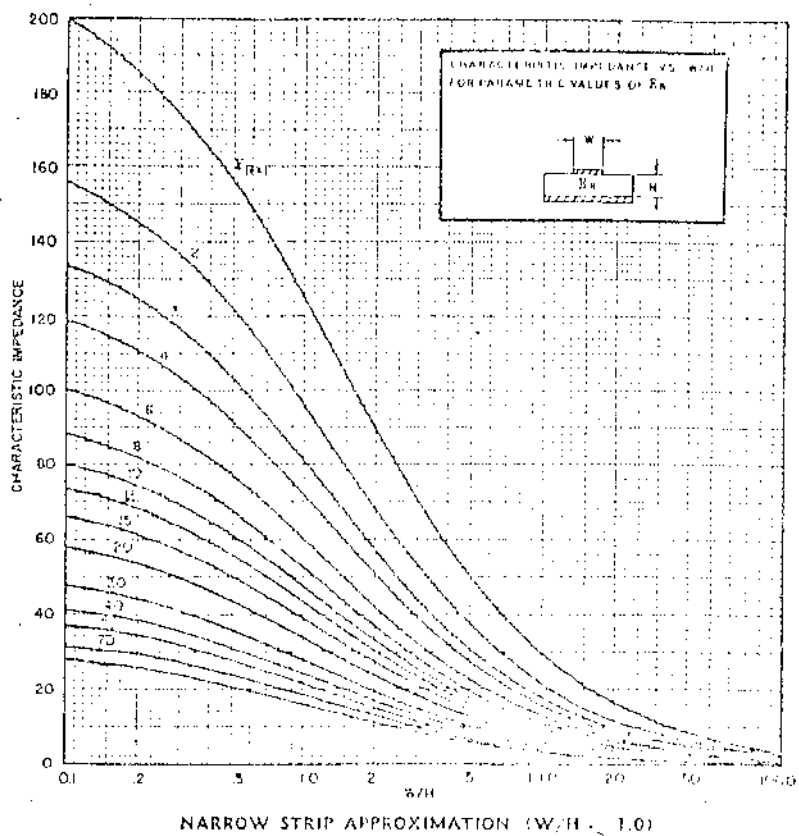
Estes valores nos dizem que o dispositivo é, neste ponto de operação, incondicionalmente estável.

Do catálogo do fabricante [78] temos que:

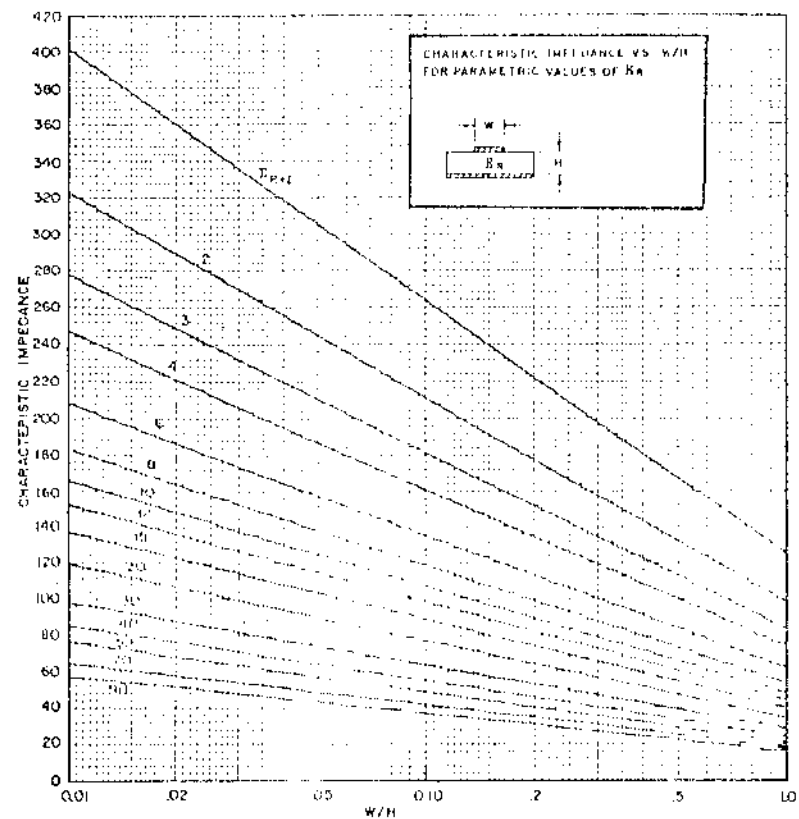
$$\Gamma_0 = 0,37 \quad \boxed{143,9^\circ} \quad (6.9)$$

Então, devemos construir uma malha de casamento de en

MICROSTRIP CHARACTERISTIC IMPEDANCE CALCULATED FROM WORK OF WHEELER
 WIDE STRIP APPROXIMATION ($W/H \geq 1$)



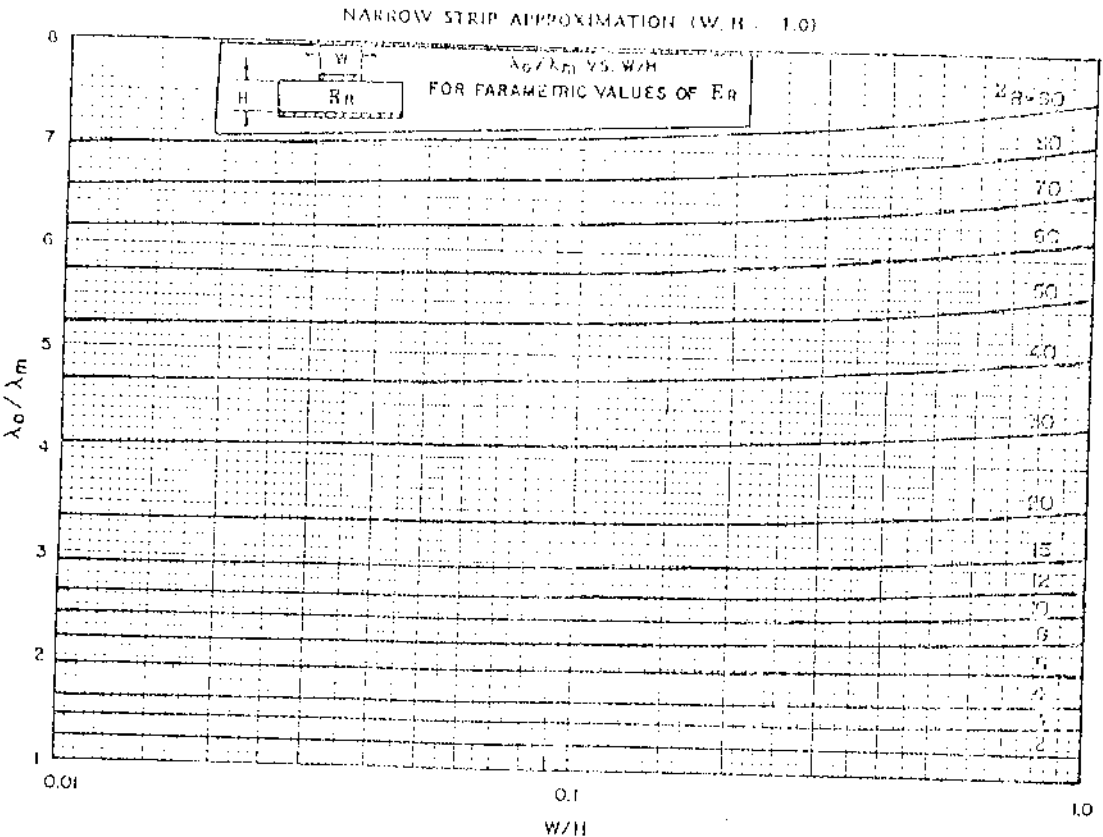
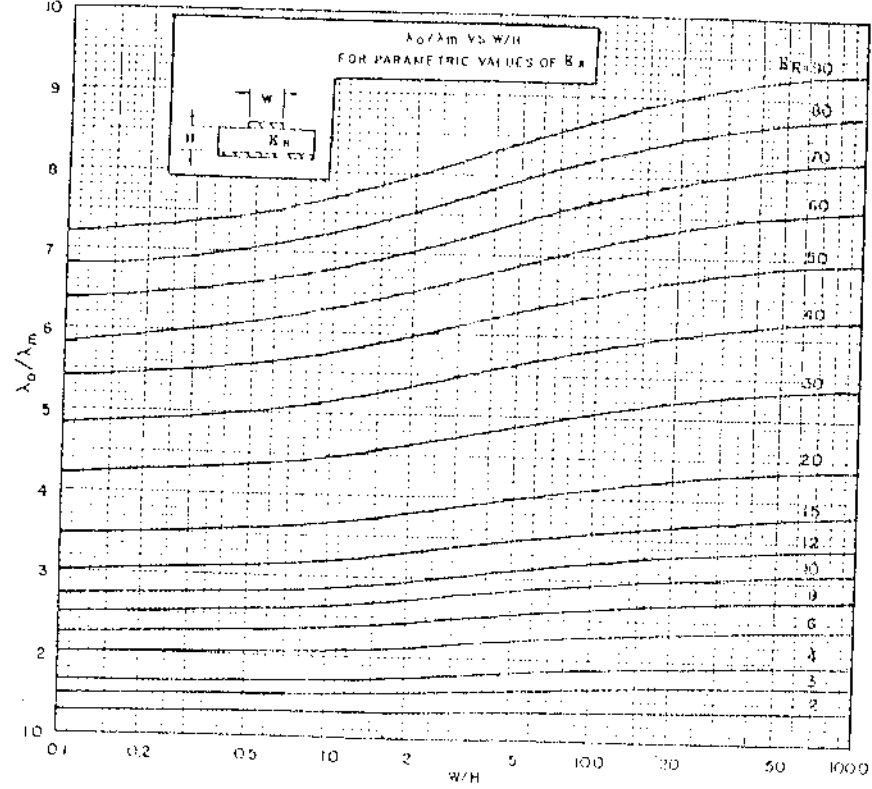
NARROW STRIP APPROXIMATION ($W/H \leq 1.0$)



Courtesy of Burke, Gelnovatch and Chase after Wheeler

Fig. 6.3

RATIO OF FREE SPACE WAVELENGTH (λ_0) TO MICROSTRIP WAVELENGTH (λ_m)
 CALCULATED FROM WORK OF WHEELER
 WIDE STRIP APPROXIMATION ($W/H \geq 1$)



Courtesy of Burke, Gelnovach and Chase after Wheeler

Fig. 6.4

$$Z_A = (25,0 + j 12,5)\Omega$$

A microfita com impedância característica " Z_{01} " e comprimento " ℓ_1 " foi colocada para assegurar uma área de soldagem adequada. Escolhemos os valores de

$$\underline{Z_{01} = 50\Omega}$$

e
$$\underline{\ell_1 = \lambda_m/36} \text{ (0,83cm para } \epsilon_r=1)$$

pois eles proporcionam largura e comprimento suficientes para este fim. λ_m é o comprimento de onda na microfita que pode ser determinado usando a Fig. 6.4.

Para calcularmos a impedância Z_B , basta lembrar que esta impedância é a carga da linha de transmissão cuja impedância característica é Z_{01} , comprimento ℓ_1 e cuja impedância de entrada é Z_A . Disto, temos:

$$Z_B = Z_{01} \frac{Z_A - j Z_{01} \operatorname{tg} \beta \ell_1}{Z_{01} - j Z_A \operatorname{tg} \beta \ell_1} \quad (6.11)$$

Mas $\beta \ell_1 = 10^\circ$ e, portanto, temos:

$$Z_B = (22,0 + j 9,7)\Omega$$

É conveniente, agora, determinar o valor de Y_B , pois segue um elemento em paralelo (Z_{02}, ℓ_2):

$$Y_B = \frac{1}{Z_B} = (38 - j 16,9)\text{mS}$$

De acordo com o circuito de entrada escolhido, temos

$$Y_C = Y_B - Y_{\text{TOCO}} \quad (6.12)$$

onde Y_{TOCO} é a admitância do ramo em paralelo (Z_{02}, ℓ_2).

Como pretendemos utilizar uma linha de comprimento $\lambda_m/4$

como transformador de impedância, (Z_{03}, ℓ_3) , na saída do gerador de $R_S = 50\Omega$, Y_C deve ser puramente real e, para que isto ocorra, devemos ter [vide expressão (6.12) e valor de Y_B]:

$$Y_{\text{TOCO}} = -j \, 16,9 \, \text{mS}$$

Como a impedância de entrada de uma linha de transmissão curto circuitada e de impedância característica Z_{02} , é dada por:

$$Z_{\text{TOCO}} = j \, Z_{02} \, \text{tg} \, \beta \ell_2 \quad (6.13)$$

podemos fazer

$$Z_{\text{TOCO}} = j \, Z_{02}$$

se impusermos a condição

$$\text{tg} \, \beta \ell_2 = 1$$

$$\text{ou seja: } \beta \ell_2 = \pi/4 \quad \therefore \quad \underline{\ell_2 = \lambda_m/8} \quad (3,75\text{cm para } \epsilon_r=1)$$

Nesta situação, de (6.13) podemos determinar o valor de Z_{02} .

$$Z_{\text{TOCO}} = \frac{1}{Y_{\text{TOCO}}} = \frac{1}{-j \, 16,9 \times 10^{-3}} = j \, Z_{02}$$

$$\therefore \quad \underline{Z_{02} = 59,2\Omega}$$

Com isto, a expressão (6.12) fica

$$Y_C = 38\text{mS} \quad \therefore \quad Z_C = 26,3\Omega$$

Finalmente, temos o transformador de impedância que de vo dar, em sua saída, a impedância de referência, no caso 50Ω . Es te transformador é geralmente construído com um comprimento de $\lambda/4$ [79].

Assim, faremos:

$$\ell_3 = \lambda_m/4 \quad (7,5\text{cm para } \epsilon_r=1)$$

Com este comprimento, temos para a impedância do transformador [80]:

$$Z_{03} = \sqrt{R_S \cdot Z_C} \quad (6.14)$$

isto é, a impedância do transformador é a média geométrica entre as impedâncias anterior e posterior a ele. Substituindo os valores temos:

$$\underline{Z_{03} = 36,2\Omega}$$

Passaremos, agora, à malha de saída cujo coeficiente de reflexão é calculado pela equação (5.29). Fazendo os cálculos obtemos:

$$\Gamma_{2m} = 0,58 \angle 46^\circ \quad (6.15)$$

Como fizemos para a malha de entrada, arbitraremos o circuito de saída, conforme se vê na Fig. 6.6.

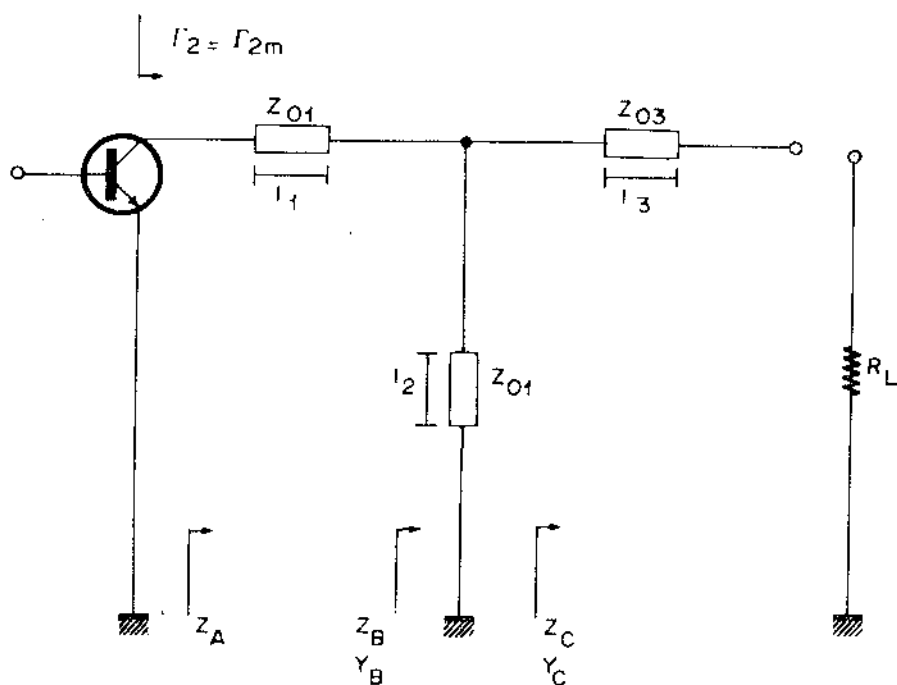


Fig. 6.6 - Malha de Saída

De posse do coeficiente de reflexão, podemos determinar o valor de Z_A . Para isto, basta substituir (6.15) em (6.10) e obtemos:

$$Z_A = (62,4 + j 78,5)\Omega$$

Deve-se notar que a topologia do circuito de saída é a mesma do circuito de entrada e, portanto, usaremos o mesmo raciocínio. O elemento (Z_{01}, ℓ_1) assegurará uma área de soldagem, e escolhemos, arbitrariamente, os valores:

$$\underline{Z_{01} = 30\Omega}$$

e $\ell_1 = \lambda_m/36 \quad (0,83\text{cm para } \epsilon_r=1)$

Usando a expressão (6.11) teremos para Z_B o valor ($\beta\ell_1 = 10^\circ$):

$$Z_B = (28,3 + j 57,2)\Omega$$

Segue o ramo em paralelo, e portanto:

$$Y_B = \frac{1}{Z_B} = (6,94 - j 14,1)\text{mS}$$

Usando um toco em curto temos:

$$Z_{\text{TOCO}} = jZ_{02}$$

se $\underline{\ell_2 = \lambda_m/8} \quad (3,75\text{cm com } \epsilon_r=1)$

Para

$$Y_{\text{TOCO}} = -j 14,1 \text{ mS}$$

temos: $\underline{Z_{02} = 71\Omega}$

Como $Y_C = Y_B - Y_{\text{TOCO}}$

temos: $Y_C = 6,94\text{mS}$ $\therefore Z_C = 144\Omega$

Usando, agora, o transformador de $\lambda/4$, obteremos:

$$\underline{\ell_3 = \lambda_m/4} \quad (7,5\text{cm para } \epsilon_r=1)$$

e
$$Z_{03} = \sqrt{Z_C \cdot R_L}$$

ou
$$\underline{Z_{03} = 85\Omega}$$

Deste modo, as malhas de entrada e de saída ficam projetadas.

A construção do protótipo será feita num substrato de ALUMINA, com permissividade relativa de $\epsilon_r \cong 10$ e espessura do dielétrico de $h=0,64\text{mm}$. Pelos gráficos das Figs. 6.3 e 6.4 podemos obter as larguras das linhas, assim como seus comprimentos para cada valor de Z_0 .

(a) Para a saída:

- Linha de 50Ω (ligação carga-malha de casamento)

$$\frac{W}{h} = 0,9 \quad \therefore W = 0,58\text{mm}$$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_m} = 2,65 \quad \therefore \lambda_m = 11,32\text{cm}$$

- Linha de 30Ω

$$\frac{W}{h} = 2,3 \quad \therefore W = 1,47\text{mm}$$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_m} = 2,75 \quad \therefore \lambda_m = 10,91\text{cm}$$

$$\therefore \ell_1 = \frac{\lambda_m}{36} = 0,30\text{cm}$$

- Linha de 71Ω

$$\frac{W}{h} = 0,43 \quad \therefore \quad W = 0,30\text{mm}$$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_m} = 2,55 \quad \therefore \quad \lambda_m = 11,76\text{cm}$$

$$\therefore \quad \ell_2 = \frac{\lambda_m}{8} = 1,47\text{cm}$$

- Linha de 85Ω

$$\frac{W}{h} = 0,25 \quad \therefore \quad W = 0,16\text{mm}$$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_m} = 2,50 \quad \therefore \quad \lambda_m = 12,0\text{cm}$$

$$\therefore \quad \ell_3 = \frac{\lambda_m}{4} = 3,0\text{cm}$$

(b) Para a entrada:

- Linha de 50Ω : idem caso (a) [ligação conector-malha de casamento]

- Linha de 50Ω : idem caso (a)

- Linha de $59,2\Omega$

$$\frac{W}{h} = 0,6 \quad \therefore \quad W = 0,38\text{mm}$$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_m} = 2,50 \quad \therefore \quad \lambda_m = 11,72\text{cm}$$

$$\therefore \quad \ell_2 = \frac{\lambda_m}{8} = 1,47\text{cm}$$

- Linha de $36,2\Omega$

$$\frac{W}{h} = 1,9 \quad \therefore \quad W = 1,22\text{mm}$$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_m} = 2,72 \quad \therefore \quad \lambda_m = 11,03\text{cm}$$

$$\therefore \quad \ell_3 = \frac{\lambda_m}{4} = 2,76\text{cm}$$

Com estes valores podemos desenhar o "lay-out" dos circuitos de entrada e de saída [Figs. 6.7 e 6.8].

Só nos resta o cálculo da malha de polarização. No Apêndice III, mostramos como calcular os valores de V_{BE} e h_{FE} .

Usando a sequência indicada no item 5.6, temos, para $V_{CC} = 12\text{V}$, $V_{CE} = 10\text{V}$ e $I_C = 5\text{mA}$, que:

$$V_{BB} = 2,0\text{V} \quad , \quad I_{BB} = 2\text{mA}$$

$$R_B = 7,41\text{k}\Omega \quad ; \quad R_{B2} = 1\text{k}\Omega \quad ; \quad R_{B1} = 3,69\text{k}\Omega \quad \text{e} \quad R_C = 279\Omega.$$

Quanto ao circuito de desacoplamento de RF é comum usar-se tocos de alta impedância (linhas bem finas) de comprimento igual a um quarto do comprimento de onda. Assim, curto circuitando, para o sinal RF, esta linha no seu extremo, o sinal RF enxergará um circuito aberto na entrada do toco e este não afetará o circuito.

Para curto de RF podemos colocar um capacitor que ofereça baixa reatância na frequência de projeto.

É no extremo deste toco que entramos com o sinal de polarização. Entretanto, devido ao "lay-out" deste primeiro protótipo, temos um toco que deve ser curto circuitado no seu extremo. Então, podemos utilizar este toco para inserção de polarização, bastando para isto, efetuar um curto de RF através de um capacitor, conforme já citado. Deste modo simplificamos o "lay-out" do circuito. No projeto que se segue, utilizaremos, devido ao "lay-out" escolhido, um circuito (toco) específico para a inserção da polarização.

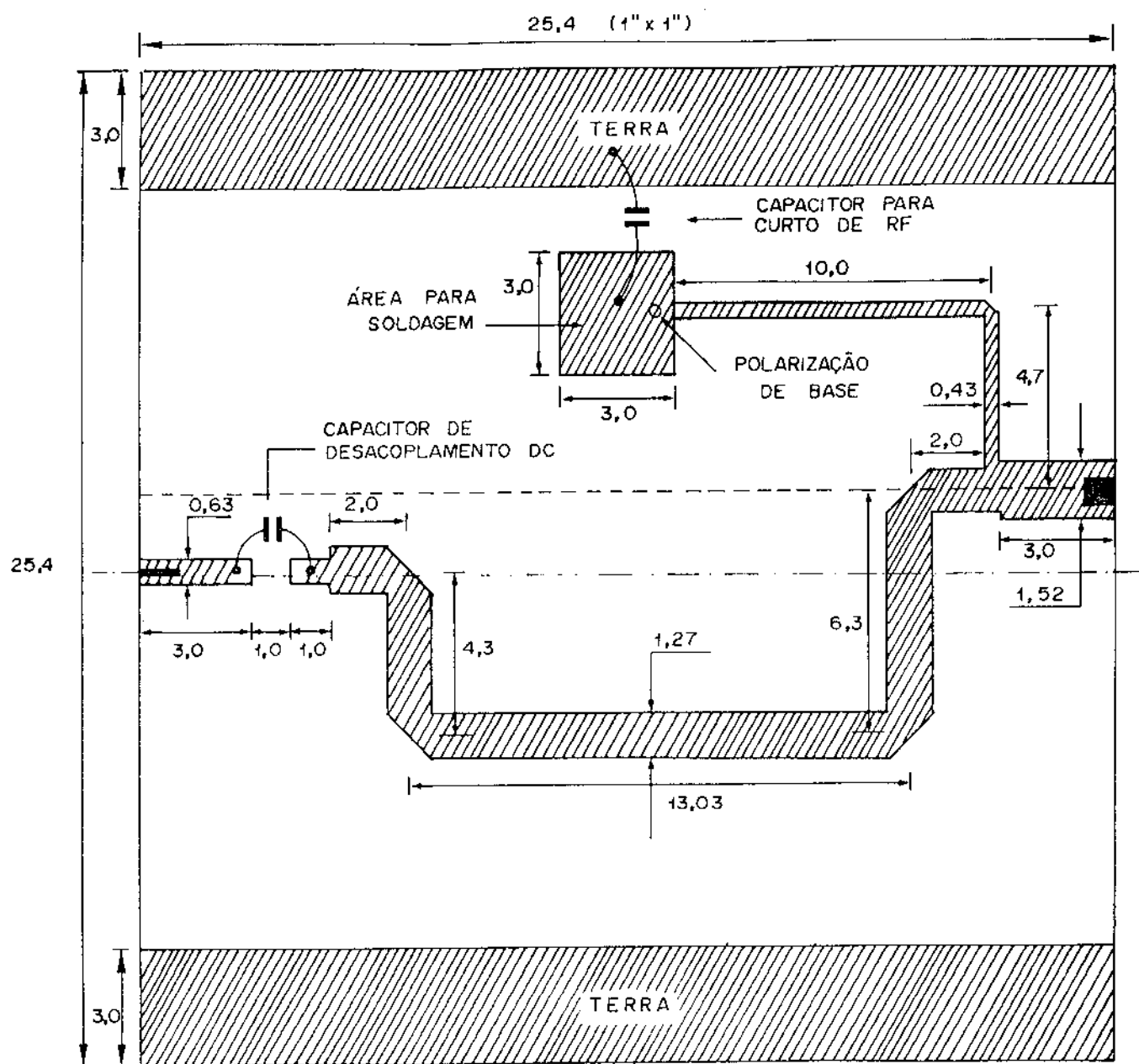


Fig. 6.7 - "lay-out" da malha de Entrada [Escala 6:1]. Aumentou-se 0,050mm nas larguras devido à espessura da fita metálica.
Dimensões indicadas em (mm).

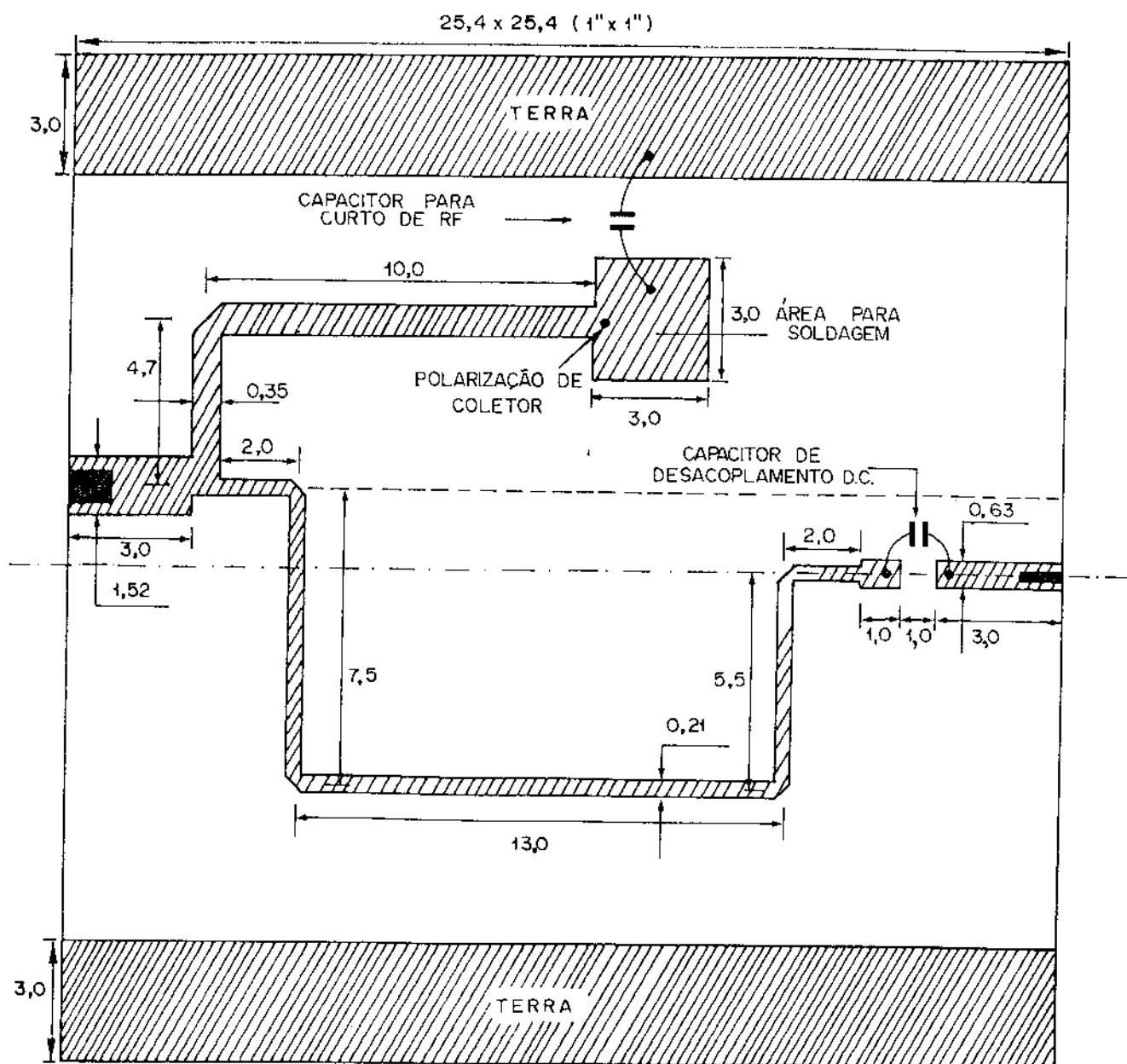


Fig. 6.8 - "lay-out" da malha de Saída [Escala 6:1]. Aumentou-se 0,050mm nas larguras devido à espessura da fita metálica.
Dimensões indicadas em (mm).

6.3 - SEGUNDO PROJETO: PARÂMETROS CONCENTRADOS

Com o mesmo transistor, e trabalhando na mesma frequência, desenvolveremos, agora, um projeto usando tecnologia de circuitos de microfita com parâmetros concentrados [81,82,83].

Pode-se usar esta tecnologia no desenvolvimento de circuitos integrados em microondas (CIM). Nas frequências abaixo da banda C (3,9GHz) os circuitos com parâmetros distribuídos, como o desenvolvido no item anterior, exigem, para sua execução, uma área bem grande comparada com a área ocupada pelo dispositivo ativo.

Por definição, um circuito de elementos concentrados é muito menor que o comprimento de onda do sinal, apresentando uma variação de fase desprezível através de qualquer dimensão [84,85].

A seguir, daremos alguns tipos de componentes mais comuns, usados nos circuitos com parâmetros concentrados.

A Fig. 6.9 apresenta um indutor em espiral cuja indutância é dada por [81]:

$$L_S = a^2 n^2 / (8a + 11c) \quad [\text{nH}] \quad (6.16)$$

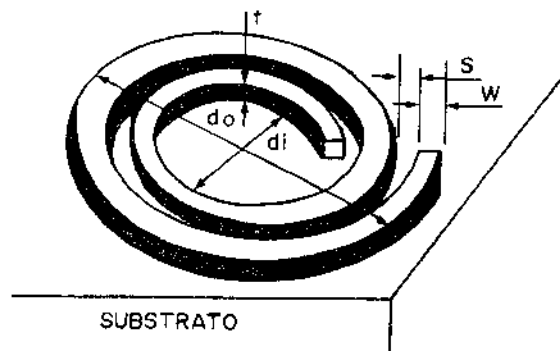


Fig. 6.9 - Indutor espiral

onde $c = (do - di) / 2$ com do e di em [mil].

$a = (do + di) / 4$ = raio médio

n = número de voltas

Podemos fazer um indutor com apenas uma volta circular, e, neste caso, o valor da indutância será [89]:

$$L(nH) = 5,08 \times 10^{-5} \ell \left(\ell \ln \frac{\ell}{w+t} - 1,76 \right) \quad (6.17)$$

onde ℓ é o comprimento da volta e todas as dimensões são em [mil].
(1 mil = um milésimo de polegada).

Outro tipo de indutor é o de espiras quadradas, conforme se vê na Fig. 6.10 abaixo.

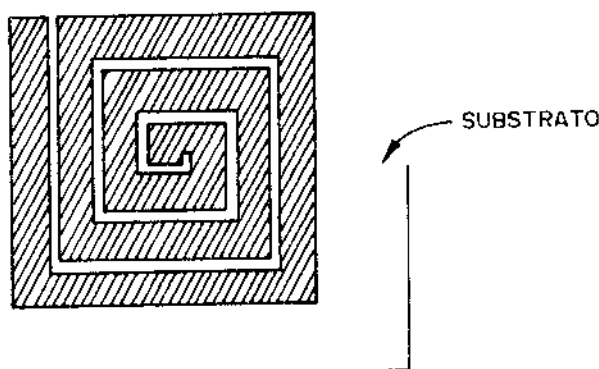


Fig. 6.10 - Indutor de espiras quadradas

Para este tipo de indutor podemos usar as expressões [81]:

$$L_{sq}(nH) = 6,12 \times 10^{-2} a n^{5/3} \ln 8a/c \quad (6.18)$$

onde $\underline{a}$, $\underline{n}$ e $\underline{c}$ tem o mesmo significado do indutor espiral; uma expressão equivalente para a indutância é:

$$L_{sq} = 8,5 S^{1/2} n^{5/3} [nH] \quad (6.19)$$

onde S é a área do indutor em [cm²].

Para os capacitores também temos alguns tipos, tais como o capacitor metal-óxido-metal e o capacitor interdigital.

Para o primeiro, montamos três camadas de metal, óxido e metal, respectivamente, representando um capacitor de placas paralelas e cujo valor da capacitância pode-se tirar facilmente por análise geral de linhas de transmissão. Já o capacitor interdigital tal deve ser calculado pela expressão [86]:

$$C = \frac{\epsilon_r + 1}{w} \ell[(N-3)A_1 + A_2] \quad (\text{pF/unidade de comprimento segundo } w) \quad (6.20)$$

A Fig. 6.11 mostra o capacitor interdigital.

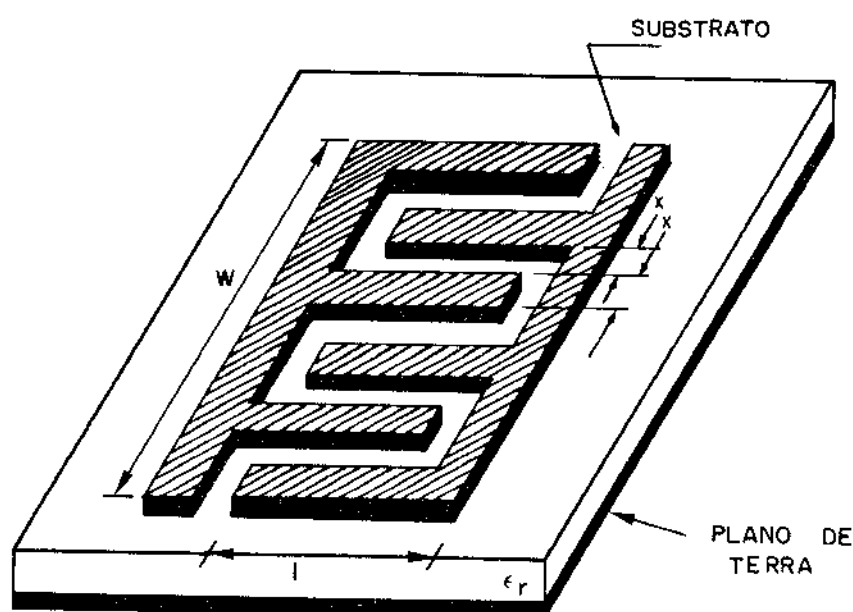


Fig. 6.11 - Capacitor interdigital

Os parâmetros na equação (6.20) são:

n = nº de dígitos

A_1 e A_2 = constantes dependentes da espessura do dielétrico, dadas na Ref. [86].

Convém notar que

$$w = (2N - 1)X$$

É claro que estas expressões apresentam resultados aproximados, pois existem uma série de fatores que introduzem efeitos parasitas, não levados em consideração para o cálculo dos valores dos componentes [87,88].

Os componentes necessários já estão agora caracterizados e, assim, determinaremos as malhas de entrada e de saída.

A Fig. 6.12 mostra o circuito de entrada, arbitrariamente escolhido.

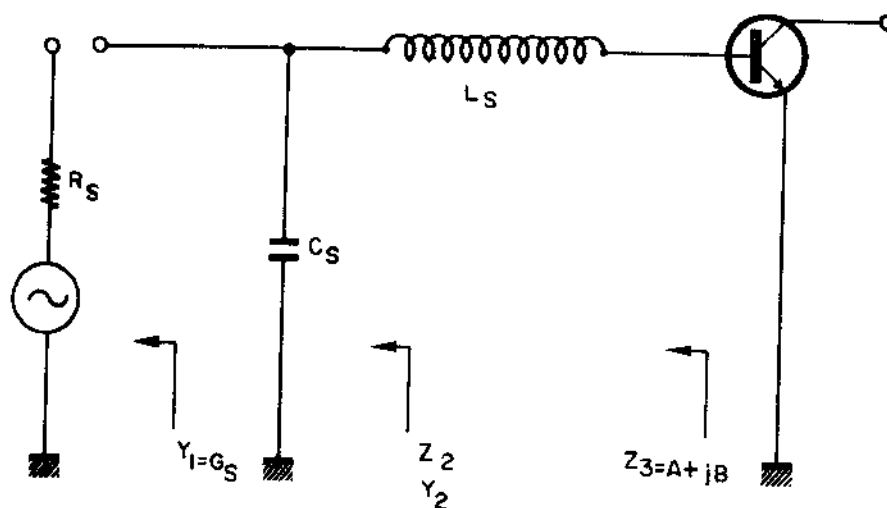


Fig. 6.12 - Malha de Entrada

Por análise de circuitos temos:

$$Y_2 = Y_1 + Y_{C_S}$$

$$Y_2 = Y_1 + j\omega C_S$$

$$Y_2 = G_S + \frac{j}{X_{C_S}} \quad (6.21)$$

e
$$Z_3 = Z_2 + Z_{L_S}$$

$$Z_3 = Z_2 + j\omega L_S$$

$$Z_2 = Z_3 - jX_{L_S}$$

$$Z_2 = A + j(B - X_{L_S}) \quad (6.22)$$

Como $Z_2 = 1/Y_2$ temos, de (6.21) e (6.22), que:

$$\frac{1}{G_S + j/X_{C_S}} = A + j(B - X_{L_S})$$

$$\therefore \begin{cases} 1/X_{C_S} = \sqrt{(1/A - G_S) \cdot G_S} \\ X_{L_S} = B + b_S \quad \text{onde} \quad b_S = \frac{1/X_{C_S}}{G_S^2 + 1/X_{C_S}^2} \end{cases}$$

Assim, estamos aptos a determinar os valores de C_S e L_S que solucionam o circuito mostrado na Fig. 6.12. No nosso caso, $G_S=20\text{mS}$ e os valores de A e B são dados pela impedância Z_B da malha de entrada do item 6.2, já que colocaremos um trecho de linha para assegurar uma área de soldagem, do mesmo modo que fizemos no referido item. Então, com

$$A = 22,0\Omega$$

$$B = 9,7\Omega$$

$$\text{temos: } X_{C_S} = 44,32\Omega \quad \therefore \quad \underline{C_S = 3,6\text{pF}}$$

$$X_{L_S} = 34,52\Omega \quad \therefore \quad \underline{L_S = 5,49\text{nH}}$$

Deste modo, definimos a malha de entrada.

Para a malha de saída, arbitramos o circuito mostrado na Fig. 6.13.

Do mesmo modo que fizemos para a malha de entrada, temos:

$$Z_B = Z_A + Z_{C_L}$$

$$Z_B = Z_A + \frac{1}{j\omega C_L}$$

$$Z_B = Z_A - jX_{C_L}$$

$$Z_B = R_L - jX_{C_L} \quad (6.23)$$

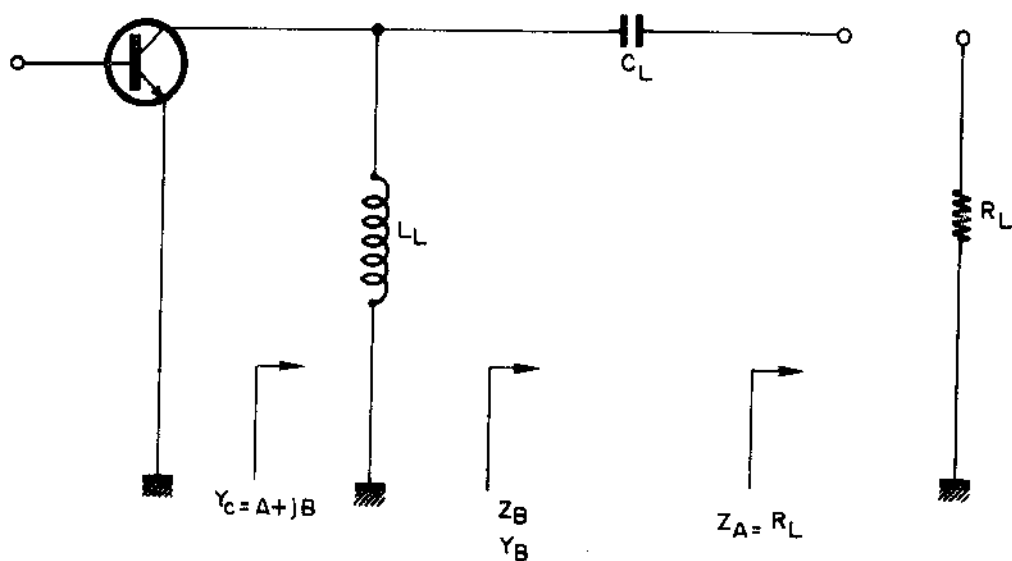


Fig. 6.13 - Malha de Saída

e

$$Y_C = Y_B + Y_{L_L}$$

$$Y_B = Y_C - \frac{1}{j\omega L_L}$$

$$Y_B = Y_C + \frac{j}{X_{L_L}}$$

$$Y_B = A + j(B + 1/X_{L_L}) \quad (6.24)$$

Como $Z_B = 1/Y_B$ temos, de (6.23) e (6.24), que:

$$\frac{1}{R_L - jX_{C_L}} = A + j(B + 1/X_{L_L})$$

$$\therefore \begin{cases} X_{C_L} = \sqrt{(1/A - R_L)R_L} \\ 1/X_{L_L} = g - B \quad \text{com} \quad g = \frac{X_{C_L}}{R_L^2 + X_{C_L}^2} \end{cases}$$

Para determinarmos os valores de C_L e L_L lembramos que $R_L = 50\Omega$ e que A e B são dados pela admitância Y_B da malha de saída do item 6.2. Então, com

$$A = 6,94\text{mS}$$

$$B = -14,1\text{mS}$$

$$\text{temos: } X_{C_L} = 68,6\Omega \quad .'. \quad \underline{C_L = 2,3\text{pF}}$$

$$X_{L_L} = 42,3\Omega \quad .'. \quad \underline{L_L = 6,7\text{nH}}$$

Implementaremos o circuito fazendo capacitores interdigitais e indutores de espira simples, cujas fórmulas de cálculo são dadas pelas expressões (6.20) e (6.17), respectivamente.

Circuito de entrada:

a) Indutor:

Escolhemos, arbitrariamente, uma espira de raio

$$\underline{R = 2,0\text{mm}}$$

e, portanto, para ℓ igual a 3/4 do perímetro da espira temos:

$$\ell = 371 \text{ mil}$$

Levando na expressão (6.17) com $t \cong 1,18 \text{ mil}$ temos:

$$W = 2,29 \text{ mil} = 0,058\text{mm}$$

$$\text{e } \underline{W_{\text{cor}} = 0,108\text{mm}}$$

onde W_{cor} é o valor da largura da fita somado com a sua espessura pois, na corrosão tem-se uma diminuição na largura de fita.

b) Capacitor:

Escolhemos, arbitrariamente, os valores de

$$\underline{X = 0,0625\text{mm}}$$

$$\text{e } \underline{N = 13}$$

deste modo temos $\underline{W = 1,56\text{mm}}$.

Pela referência [86], temos:

$$A_1 = 0,230\text{pF/in}$$

$$A_2 = 0,102\text{pF/in}$$

levando estes valores em (6.20) temos:

$$\ell = 3,46\text{mm}$$

O "lay-out" do circuito de entrada está mostrado na Fig. 6.14.

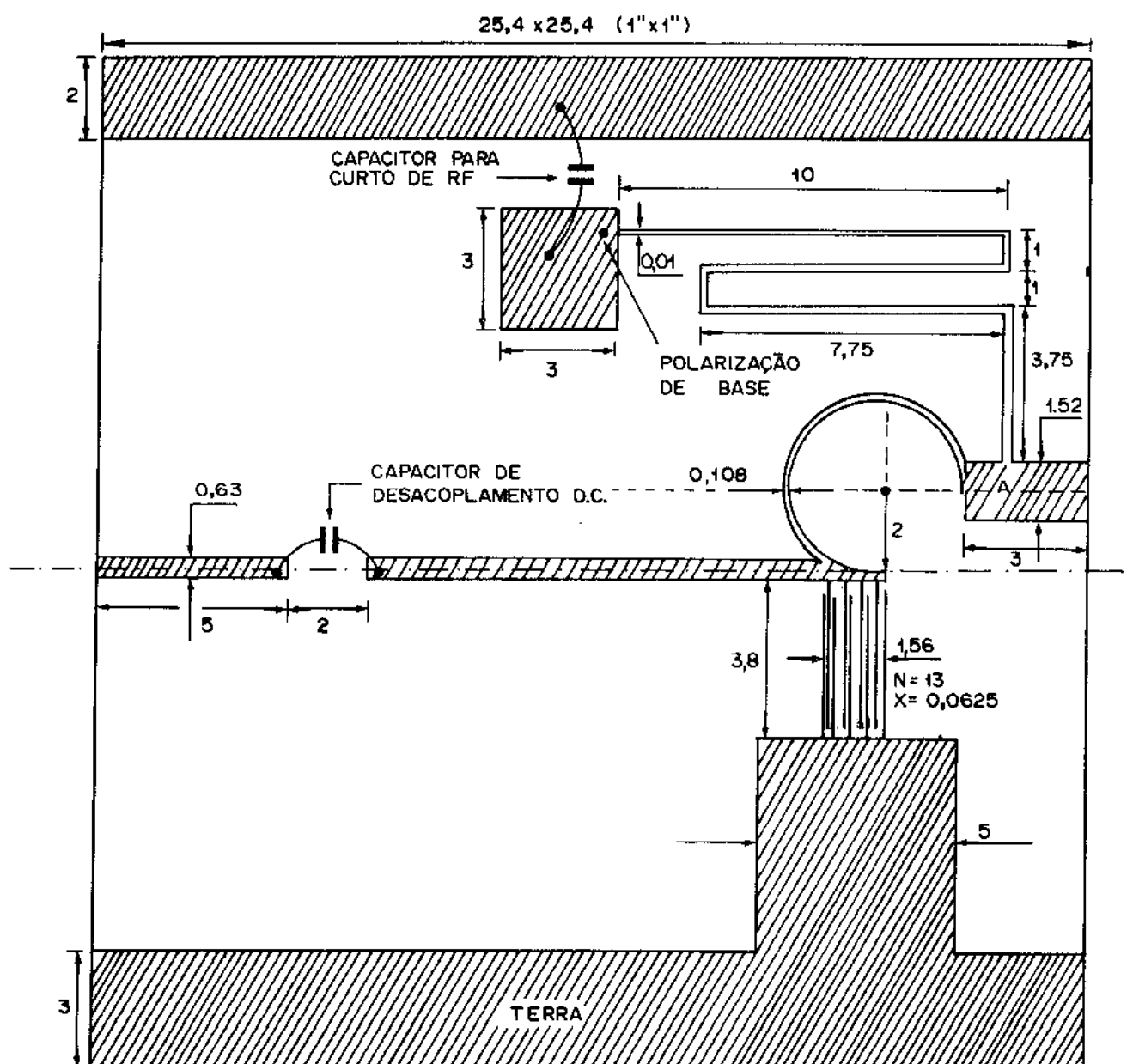


Fig. 6.14 - "Lay-out" do circuito de entrada com parâmetros concentrados [Escala 6:1]. Dimensões indicadas em mm.

Note que colocamos um circuito de polarização com comprimento de $\lambda_m/4$, que simula um circuito aberto para RF no ponto A, não interferindo, deste modo, no desempenho do circuito na frequência de projeto.

Circuito de Saída:

a) Indutor:

Escolhemos, arbitrariamente, uma espira de raio

$$R = 2,0\text{mm}$$

e, portanto, para ℓ igual a $3/4$ do perímetro da espira, temos:

$$\ell = 371 \text{ mil}$$

Levando na expressão (6.17), temos:

$$W = 0,70 \text{ mil} = 0,020\text{mm}$$

e
$$W_{\text{cor}} = 0,070 \text{ mm}$$

b) Capacitor:

Escolhemos, arbitrariamente, os valores de

$$X = 0,0625\text{mm}$$

$$N = 13$$

deste modo temos:

$$W = 1,56\text{mm}$$

Levando os valores em (6.20), temos:

$$\ell = 2,21\text{mm}$$

O "lay-out" do circuito de saída está mostrado na Fig. 6.15.

O circuito de polarização será o mesmo usado no item 6.2, já que o transistor e as condições são as mesmas, mudamos apenas o modo de implementação.

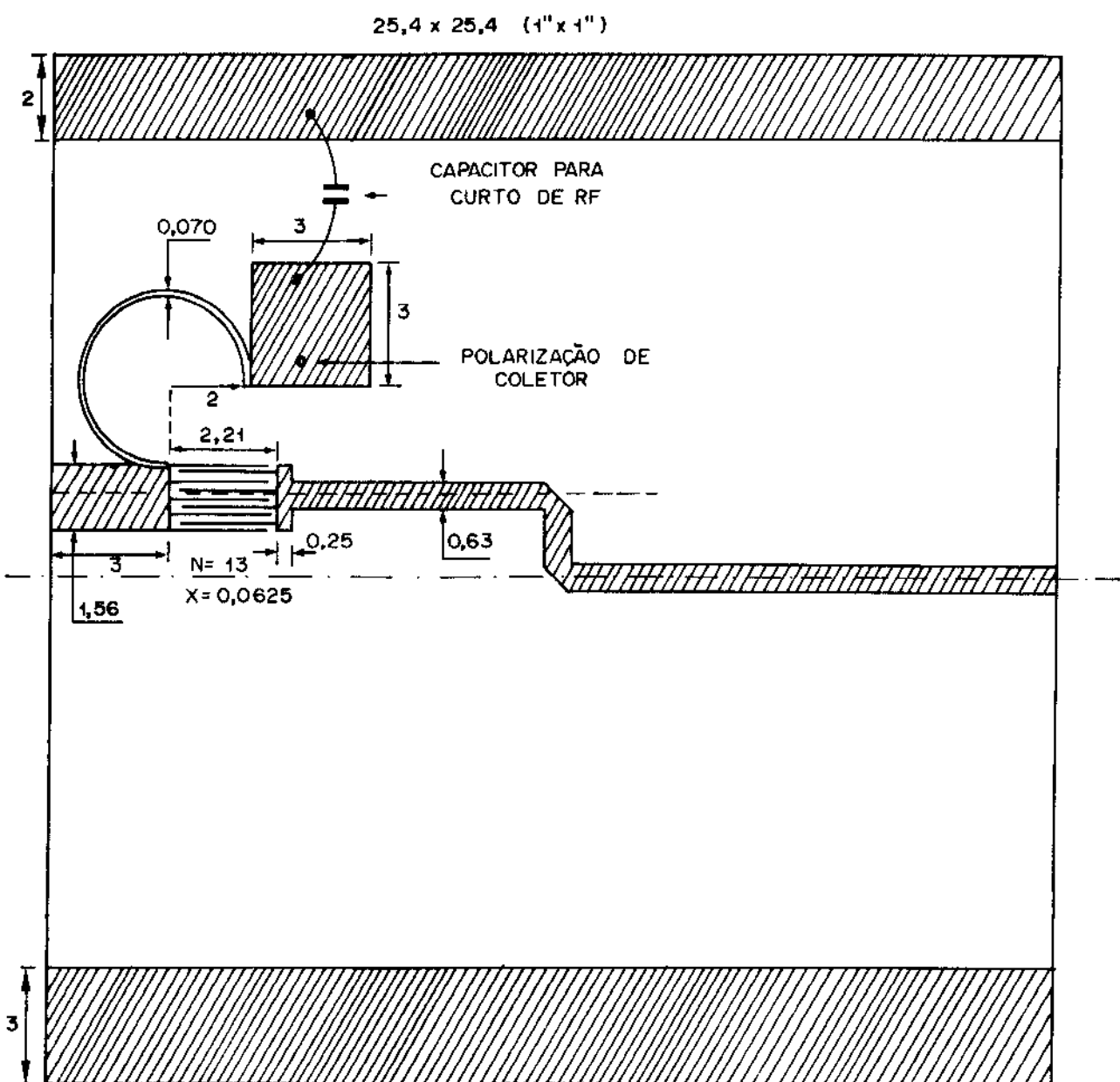


Fig. 6.15 - "Lay-out" do circuito de Saída com parâmetros concentrados [Escala 6:1]. Dimensões apresentadas em mm.

6.4 - PROJETO FINAL: PRÉ-AMPLIFICADOR DO CONVERSOR WEFAX-INPE

Executaremos, agora, o projeto do pré-amplificador a ser usado na entrada do conversor WEFAX-INPE cuja característica primordial é o baixo nível de ruído. Seguiremos o fluxograma indicado no Capítulo 5.

a) Para a frequência de operação de 1680,1MHz necessitamos de um amplificador com menos que 2,0dB de Figura de Ruído e com o maior ganho possível.

b) O transistor escolhido pela qualidade e disponibilidade foi o HXTR-6103 fabricado pela Hewlett-Packard.

c) Caracterização do componente ativo:

c.1) Parâmetros de espalhamento (medidos conforme o esquema da Fig. 6.1)

$$s_{11} = 0,513 \quad \angle -137^{\circ}$$

$$s_{21} = 3,43 \quad \angle 78,6^{\circ}$$

$$s_{12} = 0,05 \quad \angle 31,6^{\circ}$$

$$s_{22} = 0,733 \quad \angle -37,9^{\circ}$$

c.2) Parâmetros de ruído (tirados do catálogo do fabricante)

$$\Gamma_0 = 0,352 \quad \angle 76,5^{\circ}$$

$$R_N = 22,8\Omega$$

$$F_0 = 1,70\text{dB}$$

d) Polarização

$$V_{CE} = 10\text{V}$$

$$I_C = 3\text{mA}$$

na configuração de emissor comum (E.C.)

e) Estabilidade

$$B_1 = 0,59$$

$$B_2 = 1,137$$

$$K = 0,98$$

Existem regiões de instabilidade dadas pelos círculos:

e.1) No plano de coeficientes de reflexão de entrada

$$\text{centro: } \gamma_{1S} = 2,552 \quad \underline{161,1^\circ}$$

$$\text{raio : } \rho_{1S} = 1,358$$

e.2) No plano de coeficientes de reflexão de saída

$$\text{centro: } \gamma_{2S} = 1,424 \quad \underline{46,5^\circ}$$

$$\text{raio : } \rho_{2S} = 0,428$$

f) Círculos de ganho constantes no plano de coeficientes de reflexão de entrada (Γ_1), calculados com o auxílio do programa apresentado na Referência [55].

GANHO G(dB)	CENTRO	RAIO	GANHO G(dB)	CENTRO	RAIO
10	0,227 $\underline{161,1^\circ}$	0,774	15	0,595 $\underline{161,1^\circ}$	0,414
11	0,279 $\underline{161,1^\circ}$	0,723	16	0,703 $\underline{161,1^\circ}$	0,311
12	0,341 $\underline{161,1^\circ}$	0,662	17	0,821 $\underline{161,1^\circ}$	0,205
13	0,414 $\underline{161,1^\circ}$	0,590	18	0,948 $\underline{161,1^\circ}$	0,119
14	0,498 $\underline{161,1^\circ}$	0,508	18,5	1,00 $\underline{161,1^\circ}$	0,093

g) Círculos de figura de ruído constantes no plano de coeficientes de reflexão de entrada (Γ_1), usando a Referência [55].

FIGURA DE RUÍDO F(dB)	CENTRO	RAIO
1,8	$0,344 \angle 76,7^\circ$	0,144
1,9	$0,336 \angle 76,7^\circ$	0,203
2,0	$0,328 \angle 76,7^\circ$	0,248
2,1	$0,320 \angle 76,7^\circ$	0,285
2,2	$0,312 \angle 76,7^\circ$	0,317
2,3	$0,305 \angle 76,7^\circ$	0,346
3,0	$0,258 \angle 76,7^\circ$	0,492

Na Fig. 6.16 apresentamos os círculos de ganho e de figura de ruído constantes, assim como o círculo de estabilidade, traçados no mesmo plano de coeficientes de reflexão de entrada (Γ_1).

h) Malha de Entrada: Como pode ser visto na Fig. 6.16, a figura de ruído mínima (1,7dB) ocorre para um ganho de aproximadamente 13,5dB (Ponto A). É possível conseguirmos um ganho de aproximadamente 14,3dB com uma piora de 0,1dB na figura de ruído (Ponto B). Entretanto, devemos fazer uma análise mais detalhada para sabermos se realmente convém, ao desempenho global do amplificador, esta modificação. Para isto, suponhamos que o estágio subsequente ao amplificador tenha uma figura de ruído de 3dB, 4dB, 5dB e assim sucessivamente. Em cada um dos casos calcularemos a figura de ruído total para os pontos A e B do amplificador [pela expressão (5.1)].

a) Para $F_2 = 3\text{dB}$ (2,0)

ponto A		ponto B	
$F_1 = 1,7\text{dB}$	$\therefore F_1 = 1,48$	$F_1 = 1,8\text{dB}$	$\therefore F_1 = 1,51$
$G_1 = 13,5\text{dB}$	$\therefore G_1 = 22,39$	$G_1 = 14,3\text{dB}$	$\therefore G_1 = 26,92$

HXTR 6103

$V_{CE} = 10V$

$I_C = 5mA$

IMPEDANCE OR ADMITTANCE COORDINATES

UNIDADES EM dB

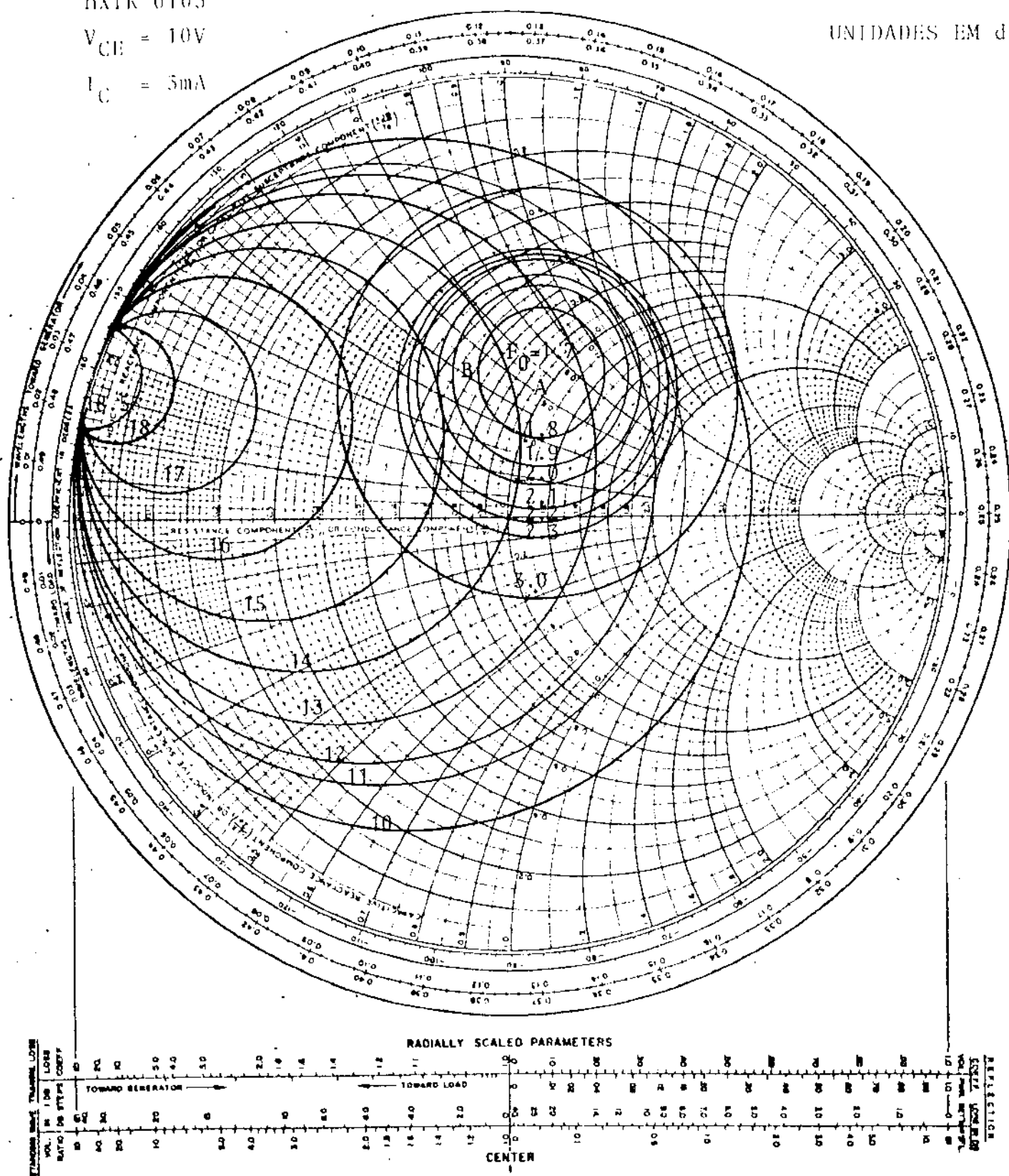


Fig. 6.16

$$F_{TOT} = 1,83\text{dB} \longleftrightarrow F_{TOT} = 1,90\text{dB}$$

b) Para $F_2 = 4\text{dB}$ (2,51)

$$\begin{array}{ccc} \text{ponto A} & & \text{ponto B} \\ F_{TOT} = 1,90\text{dB} & \longleftrightarrow & F_{TOT} = 1,95\text{dB} \end{array}$$

c) Para $F_2 = 5\text{dB}$ (3,16)

$$\begin{array}{ccc} \text{ponto A} & & \text{ponto B} \\ F_{TOT} = 1,98\text{dB} & \longleftrightarrow & F_{TOT} = 2,01\text{dB} \end{array}$$

d) Para $F_2 = 6\text{dB}$ (3,98)

$$\begin{array}{ccc} \text{ponto A} & & \text{ponto B} \\ F_{TOT} = 2,08\text{dB} & \longleftrightarrow & F_{TOT} = 2,10\text{dB} \end{array}$$

e) Para $F_2 = 7\text{dB}$ (5,00)

$$\begin{array}{ccc} \text{ponto A} & & \text{ponto B} \\ F_{TOT} = 2,20\text{dB} & \longleftrightarrow & F_{TOT} = 2,20\text{dB} \end{array}$$

Deste modo, podemos ver que, exceto no caso em que o estágio subsequente tiver uma figura de ruído maior que 7dB, devemos projetar o amplificador para $F_0(1,7\text{dB})$. Assim, tomaremos

$$\Gamma_1 = \Gamma_0 = 0,352 \angle 76,7^\circ$$

(estaremos supondo que o estágio seguinte ao amplificador aqui projetado, tenha uma figura de ruído menor que 7dB).

i) Malha de saída: É determinada pela equação (5.29) cuja única limitação é o círculo de estabilidade do plano de coeficientes de reflexão de saída (Γ_2). A Fig. 6.17 mostra o plano de coeficientes de reflexão de saída com o círculo de estabilidade e o valor de Γ_2

$$\Gamma_2 = 0,681 \angle 21,5^\circ$$

Como vemos, pela Fig. 6.17, o valor de Γ_2 está na região estável

The image shows a standard Smith Chart used for impedance calculations. It includes the following features:

- Outer Scale:** Labeled "WAVELENGTHS TOWARD GENERATOR" at the top and "WAVELENGTHS TOWARD LOAD" at the bottom. The scale ranges from 0 to 1.0.
- Radially Scaled Parameters:** A strip at the bottom of the chart with scales for:
 - SWR (Standing Wave Ratio):** 1.0 to infinity.
 - dBS:** 0 to infinity.
 - Reflection Coefficient (V):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (P):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (A):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (S):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (T):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (R):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (I):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (Q):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (U):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (V):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (W):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (X):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (Y):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (Z):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (A):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (S):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (T):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (R):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (I):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (Q):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (U):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (V):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (W):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (X):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (Y):** 0 to 1.0.
 - Reflection Coefficient (Z):** 0 to 1.0.
- Annotations:**
 - A point is marked on the chart at approximately 0.15 wavelengths toward generator and 1.5 on the resistance scale.
 - A line is drawn from the center of the chart through this point to the outer scale, intersecting at approximately 0.35 wavelengths.
 - Labels "TOWARD GENERATOR" and "TOWARD LOAD" are present on the outer scale.
 - Labels "RESISTANCE COMPONENT (R/Z0)" and "INDUCTIVE REACTANCE COMPONENT (+jX/Z0)" are present on the chart.
 - Labels "CAPACITIVE REACTANCE COMPONENT (-jX/Z0)" and "CONDUCTANCE COMPONENT (G/Y0)" are present on the chart.
 - Labels "INDUCTIVE SUSCEPTANCE COMPONENT (+jB/Y0)" and "CAPACITIVE SUSCEPTANCE COMPONENT (-jB/Y0)" are present on the chart.
 - Labels "RADIALLY SCALED PARAMETERS" and "CENTER" are present at the bottom.
 - Labels "TOWARD GENERATOR" and "TOWARD LOAD" are present on the radially scaled parameters strip.
 - Labels "SWR", "dBS", "Reflection Coefficient (V)", "Reflection Coefficient (P)", "Reflection Coefficient (A)", "Reflection Coefficient (S)", "Reflection Coefficient (T)", "Reflection Coefficient (R)", "Reflection Coefficient (I)", "Reflection Coefficient (Q)", "Reflection Coefficient (U)", "Reflection Coefficient (V)", "Reflection Coefficient (W)", "Reflection Coefficient (X)", "Reflection Coefficient (Y)", "Reflection Coefficient (Z)", "Reflection Coefficient (A)", "Reflection Coefficient (S)", "Reflection Coefficient (T)", "Reflection Coefficient (R)", "Reflection Coefficient (I)", "Reflection Coefficient (Q)", "Reflection Coefficient (U)", "Reflection Coefficient (V)", "Reflection Coefficient (W)", "Reflection Coefficient (X)", "Reflection Coefficient (Y)", "Reflection Coefficient (Z)" are present on the radially scaled parameters strip.

Fig. 6.17

de coeficientes de reflexão de saída, garantindo, assim, a boa
operação do amplificador.

Assim $Y_C = Y_B - Y_{\text{TOCO}} = 19,2 \text{ mS}$

$\therefore Z_C = 52 \Omega$

Com o transformador de impedância de

$\underline{\ell_3 = \lambda_m / 4} \quad (4,46 \text{ cm com } \epsilon_r = 1)$

temos $Z_{03} = \sqrt{50 \times 52}$

$\underline{Z_{03} = 51 \Omega}$

Para a malha de saída, escolhemos o mesmo circuito mo
strado na Fig. 6.6.

De posse de F_2 calculamos, de (6.10):

$Z_A = (136 + j \ 127) \Omega$

Com $\underline{Z_{01} = 30 \Omega}$

e $\underline{\ell_1 = \lambda_m / 36} \quad (0,5 \text{ cm para } \epsilon_r = 1)$

temos $Z_B = 16,8 + j \ 56,6) \Omega$

e $Y_B = (4,8 - j \ 16,2) \text{ mS}$

Com um toco em curto e de comprimento

$\underline{\ell_2 = \lambda_m / 8} \quad (2,23 \text{ cm para } \epsilon_r = 1)$

temos, para que $Y_{\text{TOCO}} = -j \ 16,2 \text{ mS}$, que

$\underline{Z_{02} = 62 \Omega}$

Assim $Y_C = Y_B - Y_{\text{TOCO}} = 4,8 \text{ mS}$

$\therefore Z_C = 208,3 \Omega$

Com um transformador de impedância de

$$\underline{\ell_3 = \lambda_m/4} \quad (1,46\text{cm para } \epsilon_r=1)$$

temos $Z_{03} = \sqrt{50 \times 208,3}$

$$\underline{Z_{03} = 102\Omega}$$

Para os cálculos das larguras e comprimentos das linhas, usaremos os gráficos das Figs. 6.3 e 6.4 supondo o uso de substrato de ALUMINA ($\epsilon_r \approx 10$) com $h=0,64\text{mm}$.

- Linha de 50Ω

$$W = 0,58\text{mm}$$

- Linha de 30Ω (Z_{01})

$$W = 1,47\text{mm}$$

$$\ell_1 = \lambda_m/18 = 3,6\text{mm}$$

- Linha de $44,3\Omega$ (Z_{02} da entrada)

$$W = 0,76\text{mm}$$

$$\ell_2 = \lambda_m/8 = 8,3\text{mm}$$

- Linha de 51Ω (Z_{03} da entrada)

$$W = 0,56\text{mm}$$

$$\ell_3 = \lambda_m/4 = 16,8\text{mm}$$

- Linha de 62Ω (Z_{02} da saída)

$$W = 0,36\text{mm}$$

$$\ell_2 = \lambda_m/8 = 8,6\text{mm}$$

- Linha de 102Ω (Z_{03} da saída)

$$W = 0,096\text{mm}$$

$$\ell_3 = \lambda_m/4 = 18,2\text{mm}$$

Os "lay-out" de entrada e de saída estão mostrados nas Figs. 6.18 e 6.19.

m) Implementação em parâmetros concentrados.

Supondo, para o circuito de entrada, o diagrama mostrado na Fig. 6.12, temos, com $A=21,8\Omega$ e $B=25,7\Omega$, que

$$X_{CS} = 45,95 \quad .'. \quad C_S = 2,15\text{pF}$$

$$X_{LS} = 50,49 \quad .'. \quad L_S = 4,78\text{nH}$$

Supondo, para o circuito de saída, o diagrama mostrado na Fig. 6.13, temos, com $A=4,8\text{mS}$ e $B=-16,2\text{mS}$, que

$$X_{CL} = 88,98 \quad .'. \quad C_L = 1,06\text{pF}$$

$$X_{LL} = 40,42 \quad .'. \quad L_L = 5,83\text{nH}$$

Se usarmos como substrato a ALUMINA ($\epsilon_r \cong 10$) com $h = 0,64\text{mm}$, podemos fazer os indutores de espira simples e os capacitores interdigitais como mostrado abaixo.

Para os indutores, escolhendo

$$\underline{R = 2,0\text{mm}}$$

e $\ell = 3/4$ do perímetro, temos

$$\underline{\ell = 371 \text{ mil}}$$

a) para L_S , teremos

$$\underline{W = 0,098\text{mm}}$$

b) para L_L , teremos

$$\underline{W = 0,182\text{mm}}$$

Podemos somar $0,050\text{mm}$ ao valor das larguras W para compensar a espessura de fita metálica no processo de corrosão das fitas.

Para os capacitores, escolhendo

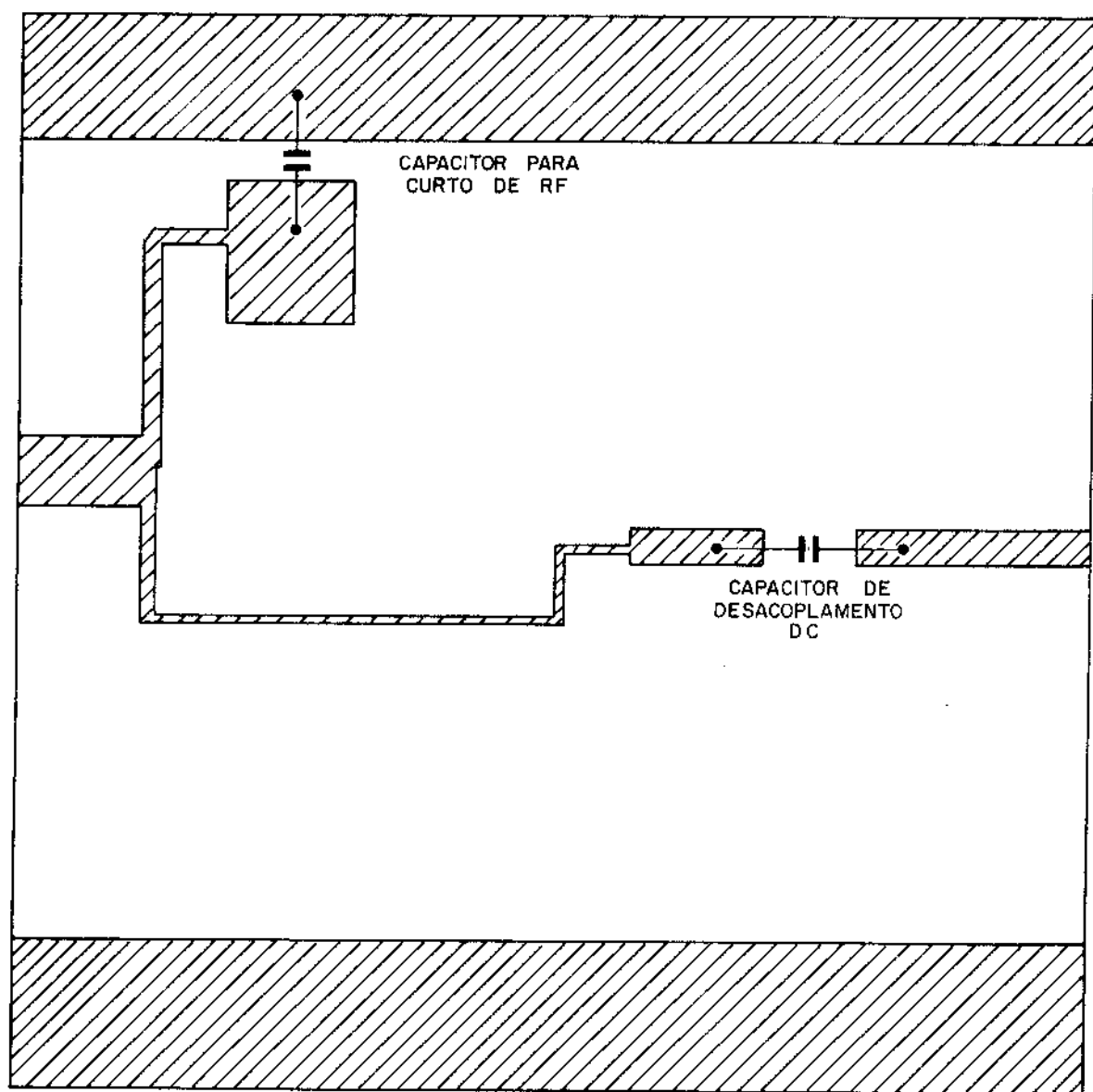


Fig. 6.18 - "Lay-out" da malha de saída

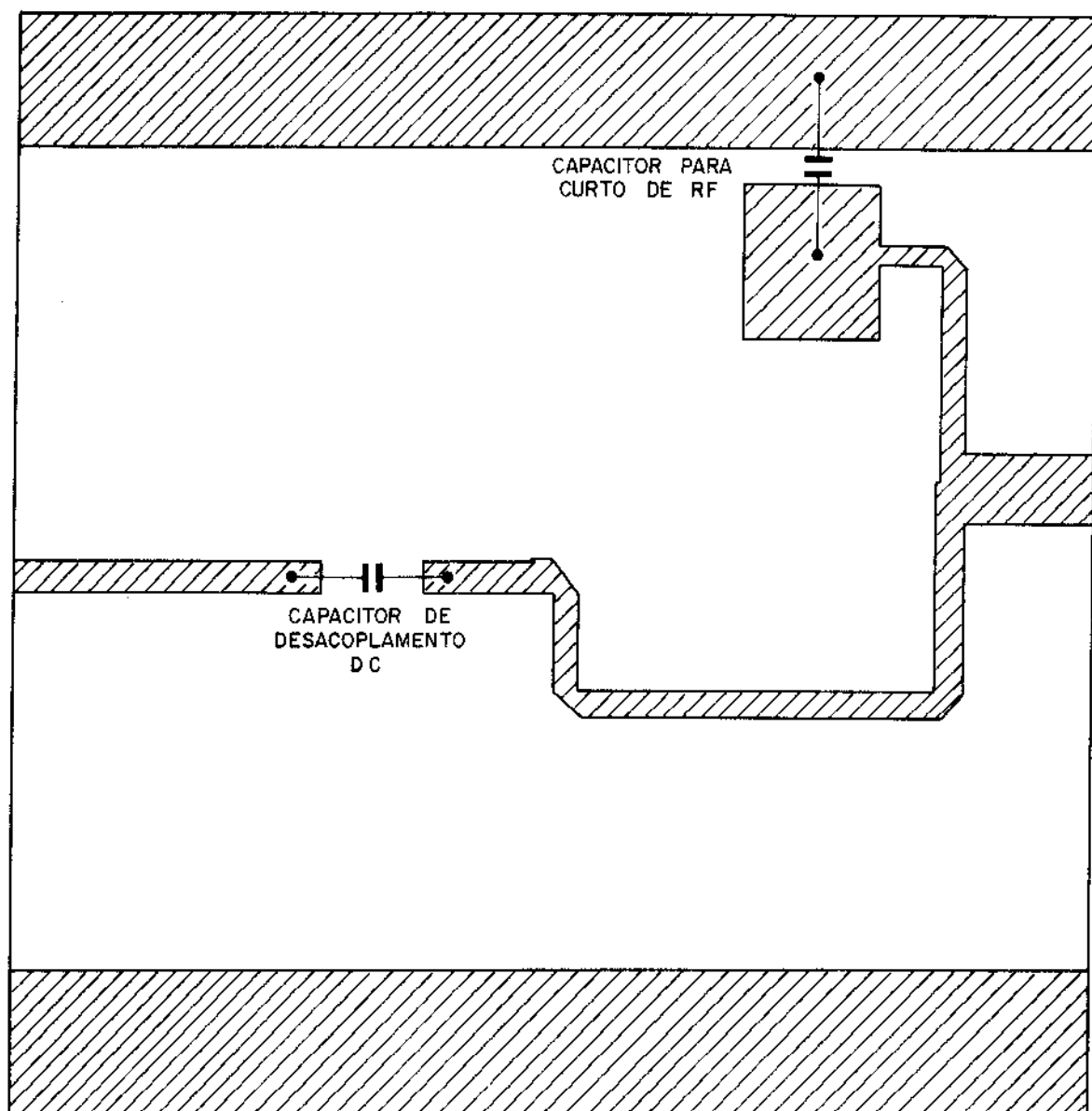


Fig. 6.19 - "Lay-out" da malha de entrada

$$\underline{X = 0,0625\text{mm}} \quad \text{e} \quad \underline{N = 13}$$

temos $\underline{W = 1,56\text{mm}}$

a) Para C_S , teremos

$$\underline{\ell = 2,07\text{mm}}$$

b) Para C_L , teremos

$$\underline{\ell = 1,02\text{mm}}$$

O "lay-out" pode ser o mesmo do item 6.3, com os valores aqui calculados.

É conveniente lembrar que, para polarização do transistor, devemos, se necessário, acrescentar uma linha com impedância elevada ($\geq 110\Omega$) e de comprimento $\lambda_m/4$ (4,46cm para $\epsilon_r=1$) de modo que, curto circuitando um de seus extremos usando um capacitor adequado, o outro apresentar-se-á como circuito aberto para o sinal de R.F.

O cálculo da malha de polarização foi feito usando a sequência indicada no item 5.6.

Para $V_{CC}=12\text{V}$, $V_{CE}=10\text{V}$ e $I_C=3\text{mA}$ temos que:

$$V_{BB} = 1\text{V} \quad , \quad I_{BB} = 95\mu\text{A} \quad , \quad R_B = 10\text{k}\Omega, \quad R_{B2} = 1,8\text{k}\Omega,$$

$$R_{B1} = 11,6\text{k}\Omega \quad \text{e} \quad R_C = 550\Omega.$$

CAPÍTULO 7

RESULTADOS DOS PROTÓTIPOS

7.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo, vamos apresentar os resultados obtidos nos testes dos três protótipos projetados no capítulo anterior. Cabe mencionar aqui que o principal objetivo dos dois primeiros era de testar a nossa capacidade de execução de circuitos em microfitas, usando tecnologia de parâmetros distribuídos e de parâmetros concentrados. Deste modo, deixamos para o último protótipo, o projeto final, a preocupação com outros detalhes além do detalhe construtivo. Apesar dos resultados dos dois primeiros não possam ser considerados excelentes, eles nos deram a certeza de podermos executar um projeto de amplificadores de baixo ruído em microfitas com grande precisão. As justificativas dos desvios observados serão apresentadas no próximo capítulo.

7.2 - PRIMEIRO PROJETO: PARÂMETROS DISTRIBUÍDOS

Na execução deste protótipo, realizamos o desenho do "lay-out" numa escala 16:1 e, através de reduções fotográficas, chegamos ao filme que foi aplicado às placas de alumina e processado com elemento foto-resistivo (KPR). A Fig. 7.1 mostra um filme do "lay-out" numa escala intermediária (4:1).

Prontas as placas, elas foram montadas em um suporte de alumínio, especialmente construído para tal fim. Apresentamos nas Figs. 7.2 e 7.3 fotos das placas e do suporte.

Na Fig. 7.4 mostra-se as placas já montadas no suporte correspondente e na Fig. 7.5 apresenta-se o circuito de polarização utilizado nos dois primeiros protótipos.

Para realizar as medidas utilizamos a montagem da Fig. 7.6.

No gráfico da Fig. 7.7 apresentamos a resposta do ganho em frequência do amplificador na faixa de 900 a 1200 MHz.

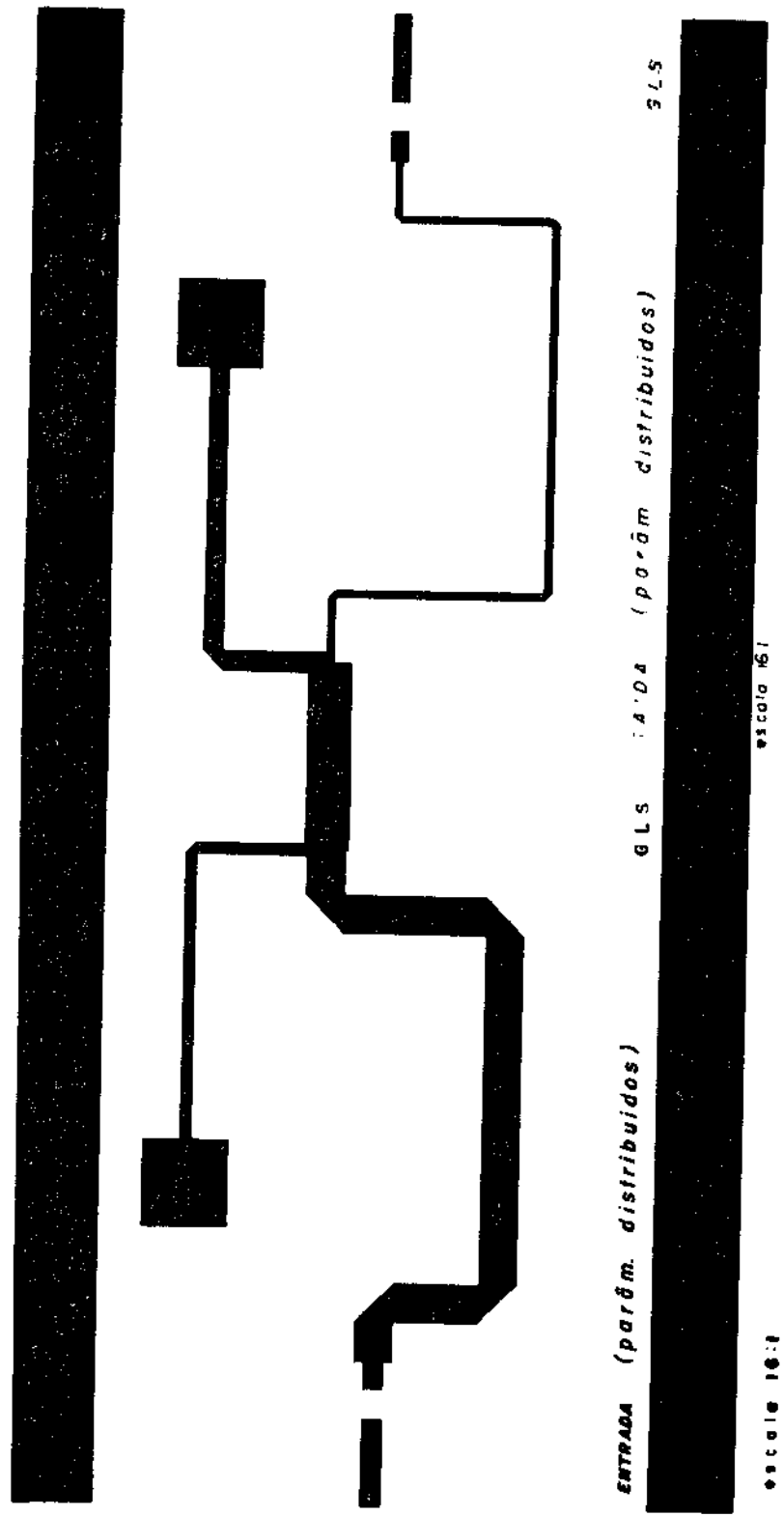


Fig. 7.1 - "Lay-out" do primeiro protótipo

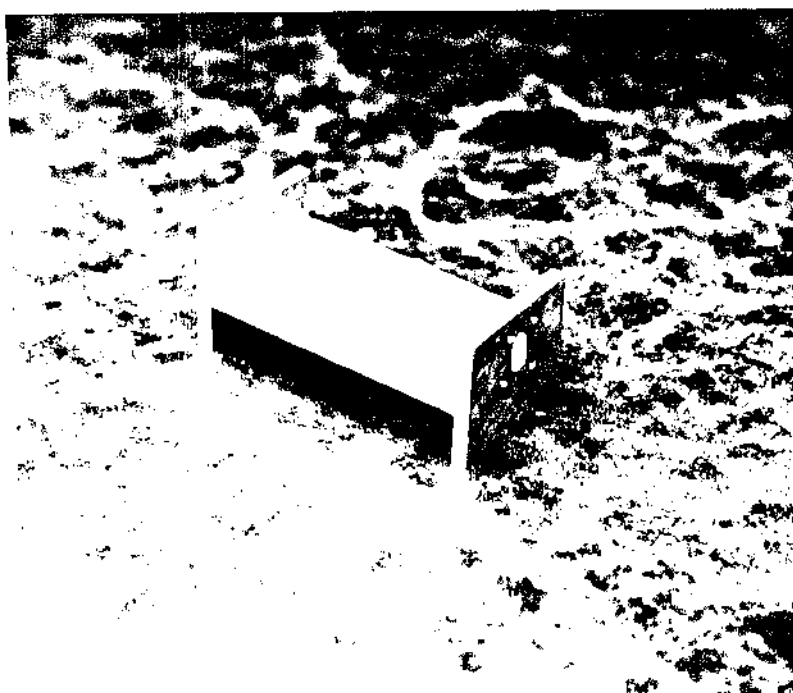


Fig. 7.2 - Suporte

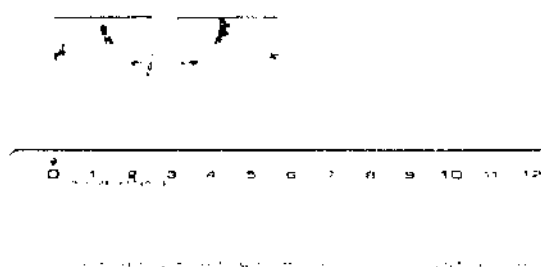


Fig. 7.3 - Placas do 1º protótipo

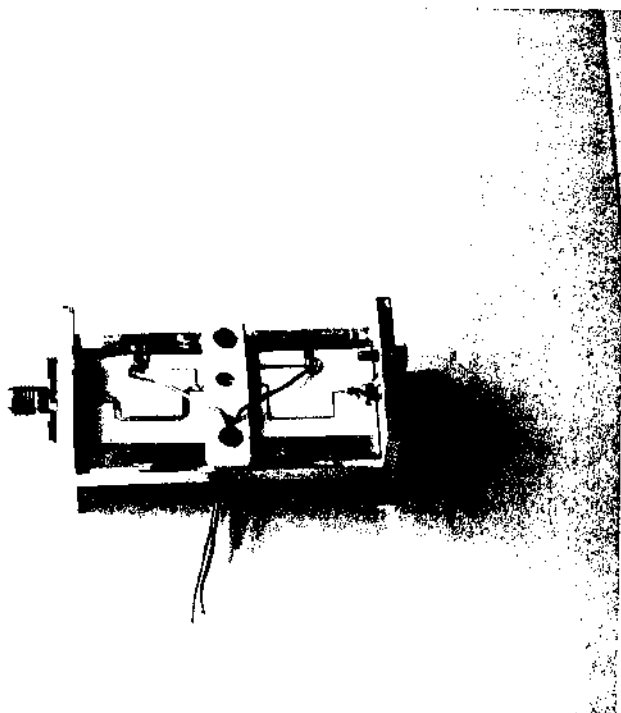


Fig. 7.4 - Montagem do 1º protótipo

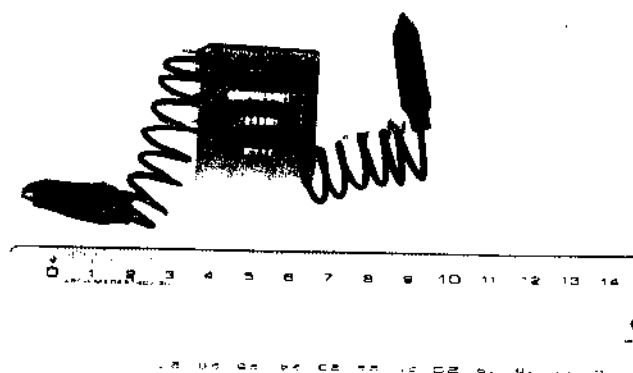


Fig. 7.5 - Circuito de polarização do 1º e 2º protótipos

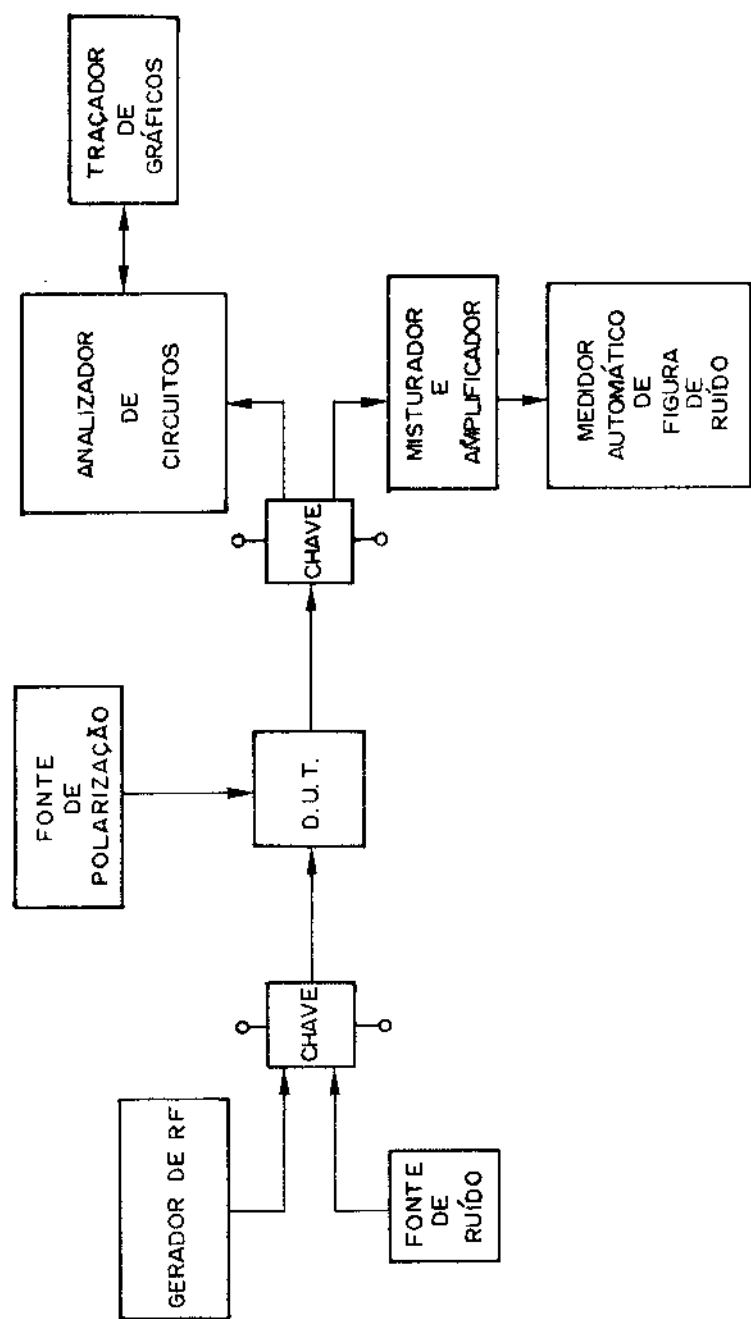


Fig. 7.6 - Arranjo para medições de Ganho e Figura de Ruído
DUT = dispositivo sob teste

Ganho
(dB)

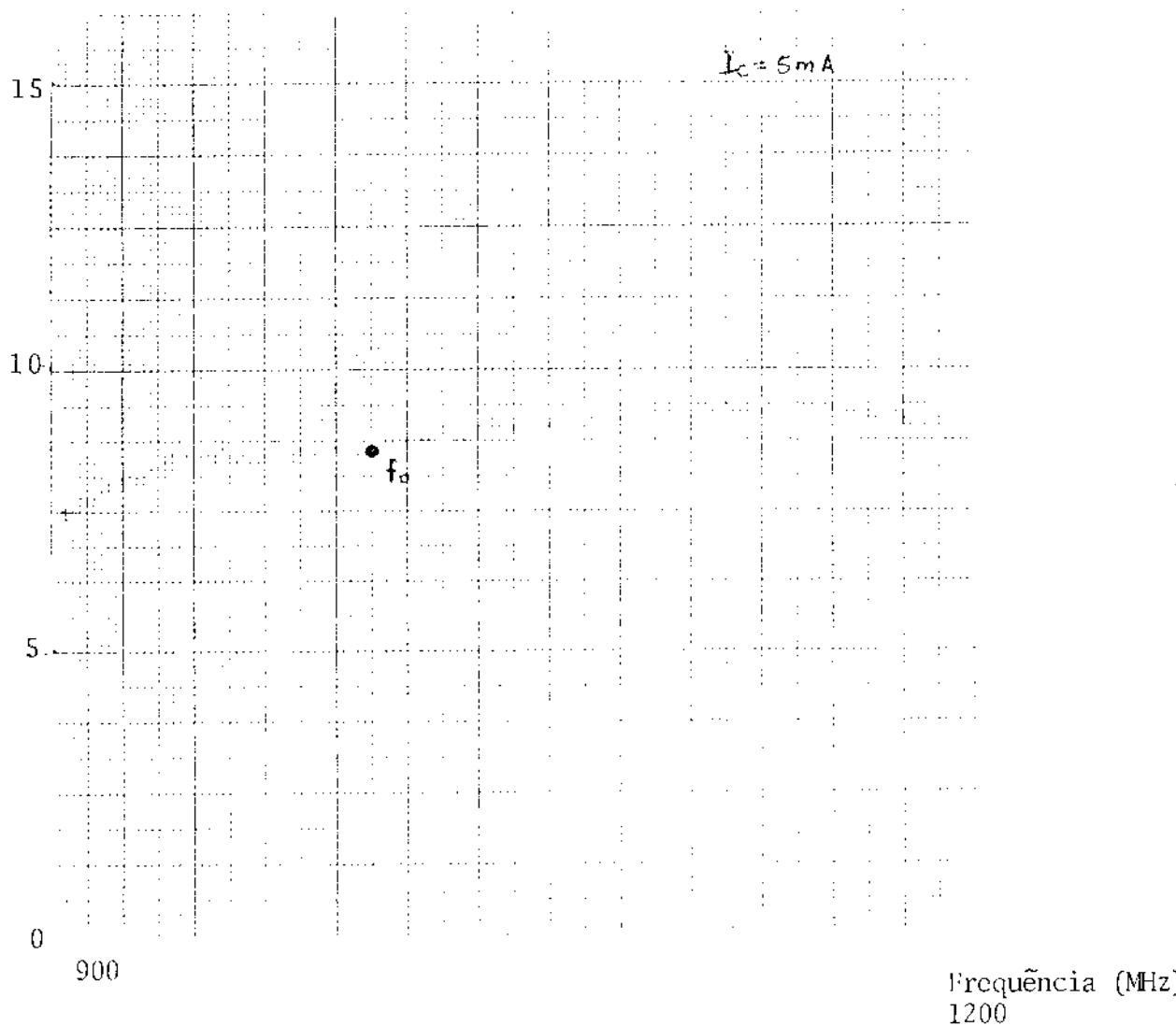


Fig. 7.7

Para corrente de coletor de 5mA foi medido o ganho de 8,1dB na frequência central ($f_0 = 1000\text{MHz}$).

Como sabemos, a figura de ruído medida no arranjo da Fig. 7.6 inclui o ruído do misturador e do amplificador de FI da entrada do medidor. Assim, devemos usar a expressão (5.1) para medida da figura de ruído do DUT.

Os resultados foram

$$F = 7,8\text{dB}$$

$$F_2 = 11,4\text{dB}$$

Levando estes resultados na equação (5.1) tiramos

$$F_1 = 6,07\text{dB}$$

Devido a observações práticas, resolvemos fazer outra medida usando uma maior corrente de coletor $I_C = 10\text{mA}$. O resultado da resposta de frequência e mostrado na Fig. 7.8 abaixo.

Ganho
(dB)

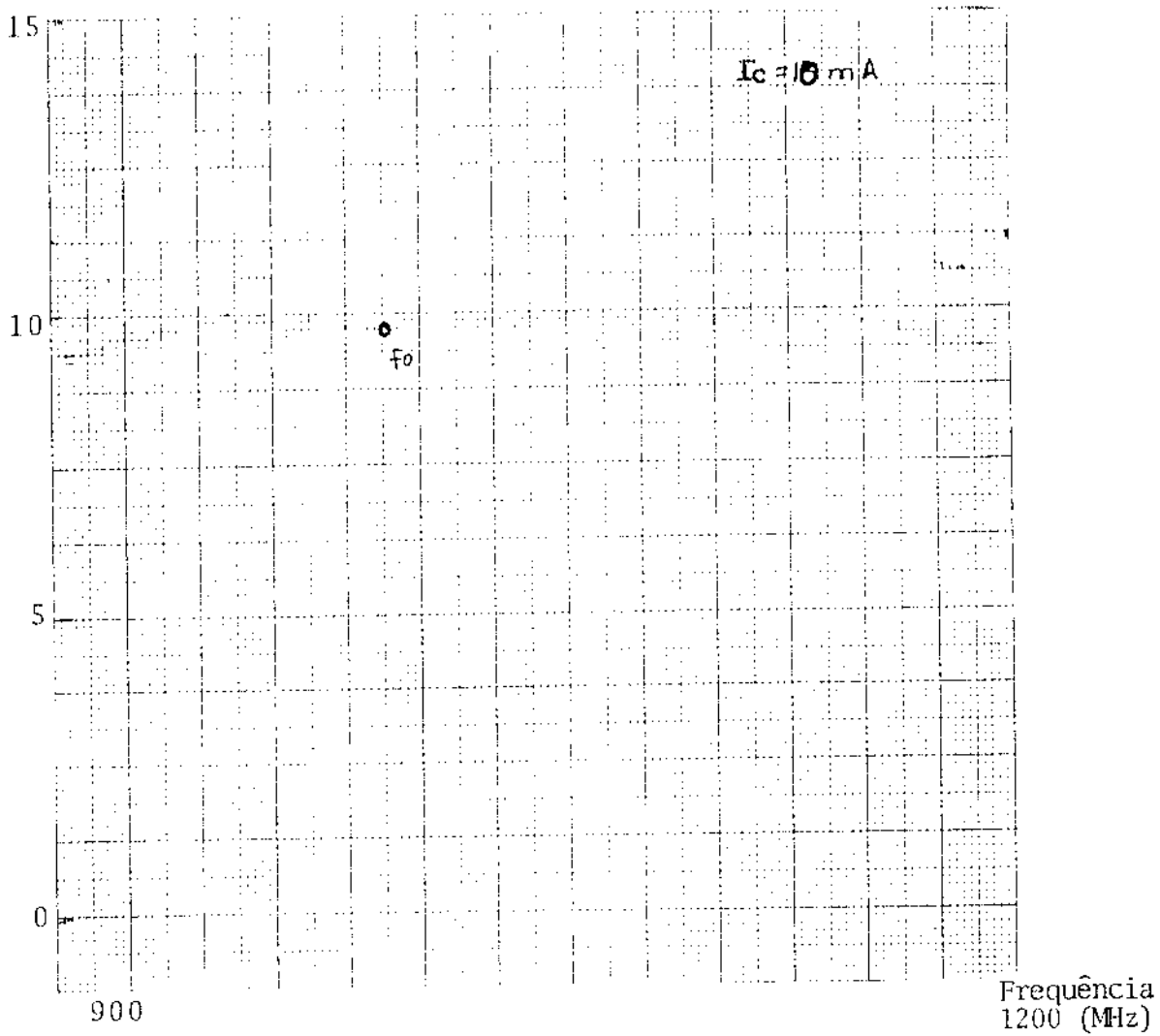


Fig. 7.8

Observamos que, com esta nova corrente de polarização conseguimos um ganho maior

$$G = 9,7\text{dB}$$

Refazendo as medidas de ruído obtivemos

$$F = 7,3\text{dB}$$

$$F_2 = 11,4\text{dB}$$

e daí

$$F_1 = 6,02\text{dB}$$

Como vemos, conseguimos com isso uma queda na figura de ruído e um aumento no ganho do amplificador.

7.5 - SEGUNDO PROJETO: PARÂMETROS CONCENTRADOS

O processo de realização deste circuito foi o mesmo usado no item anterior. Queremos observar, entretanto, que devido à existência de linhas bastante finas, o tempo de exposição para obtenção do filme inicial foi muito crítico, o que resultou em várias tentativas sem sucesso. Enfim, conseguimos revelar um filme com as espessuras requeridas. Um estágio intermediário da redução pode ser visto na Fig. 7.9.

Nas Figs. 7.10 e 7.11 mostramos as fotos das placas separadas e montadas no suporte de alumínio.

A Fig. 7.12 apresenta a resposta do ganho em frequência do segundo protótipo para a faixa de 830 a 1170MHz.

Observamos para este protótipo os seguintes resultados:

$$G_1 = 6,25\text{dB}$$

$$F_2 = 11,4\text{dB}$$

$$F = 9,3\text{dB}$$

e daí

$$F_1 = 7,4\text{dB}$$

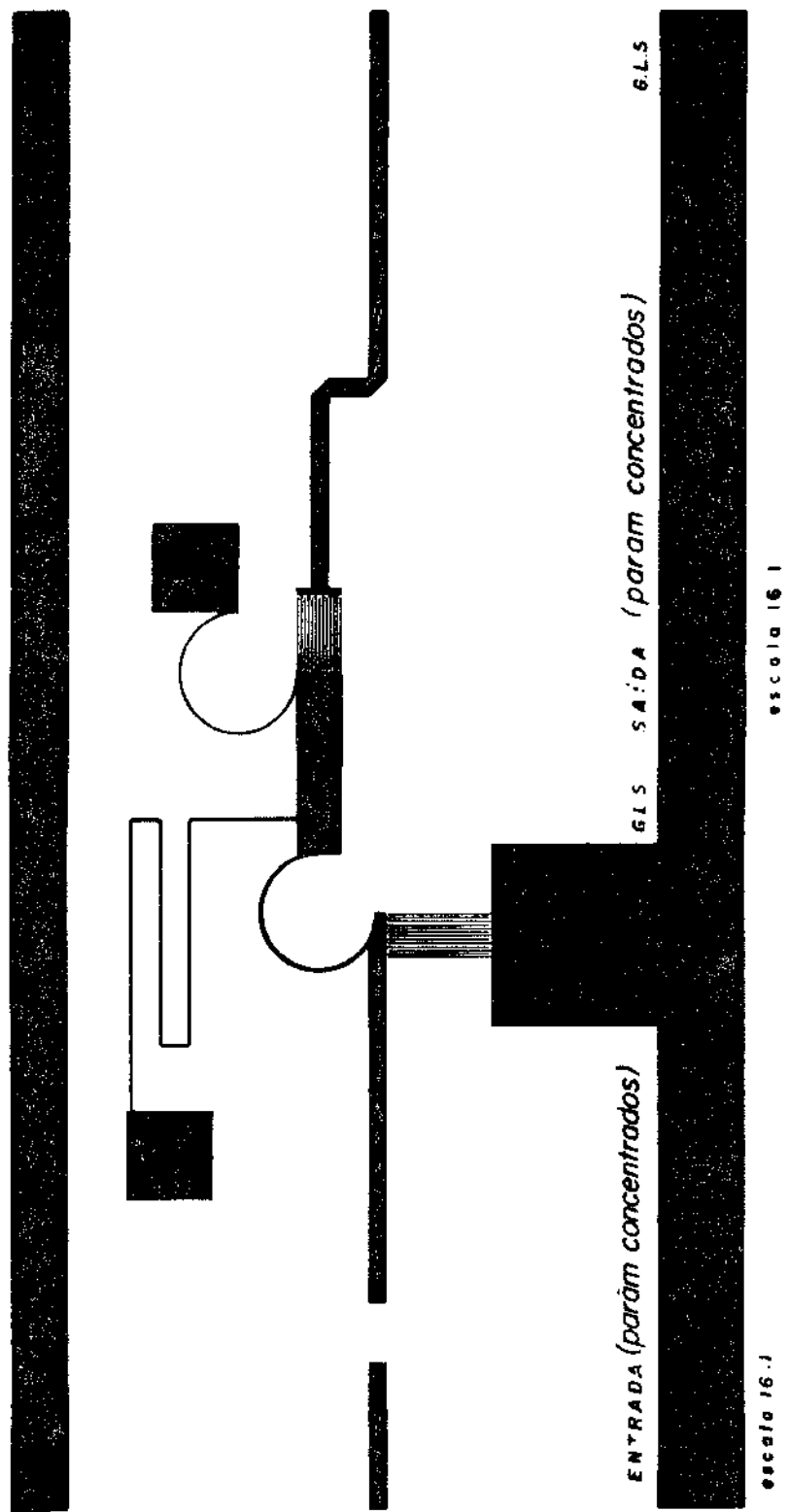


Fig. 7.9 - "Lay-out" do segundo protótipo

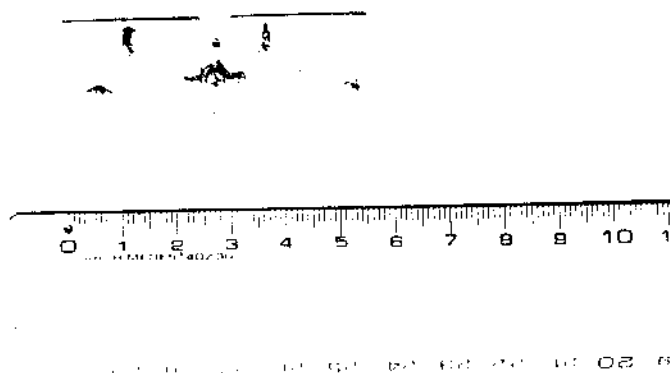


Fig. 7.10 - Placas do 2º protótipo

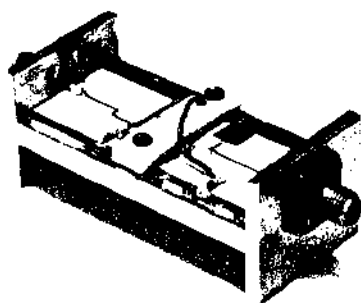


Fig. 7.11 - Montagem do 2º protótipo

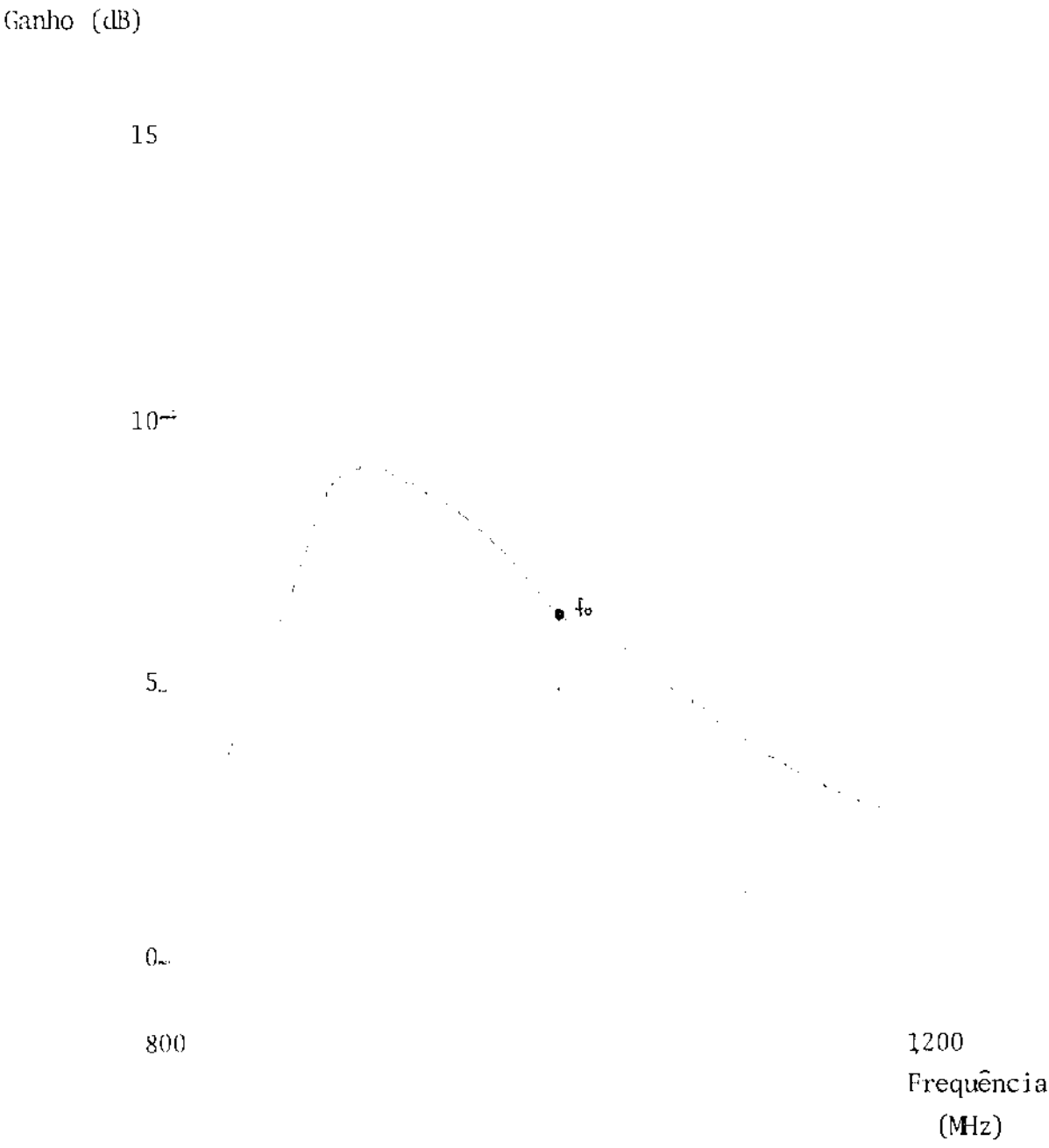


Fig. 7.12

7.4 - PROJETO FINAL

Como a implementação em parâmetros concentrados trouxe maiores problemas do que a implementação em parâmetros distribuídos, resolvemos implementar este projeto apenas usando esta última tecnologia. Assim, realizamos um desenho original ampliado de 20 vezes que foi reduzido fotograficamente. A obtenção do circuito foi também feita com revelador foto-resistivo (KPR) exposto em luz ultra-violeta.

As fotografias que se seguem (Fig. 7.13, 7.14 e 7.15) mostram as placas montadas numa caixa de latão especialmente construída para servir de suporte do amplificador. O processo de redução fotográfica foi feito de uma única vez usando placas de alta sensibilidade

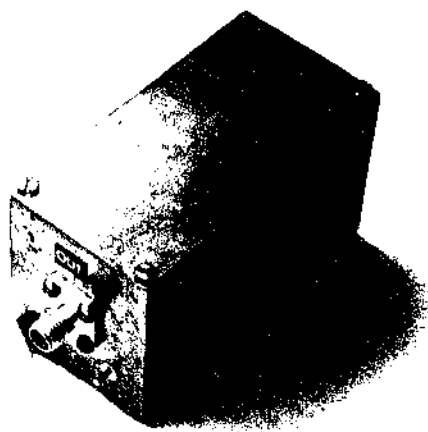


Fig. 7.13 - Montagem Completa

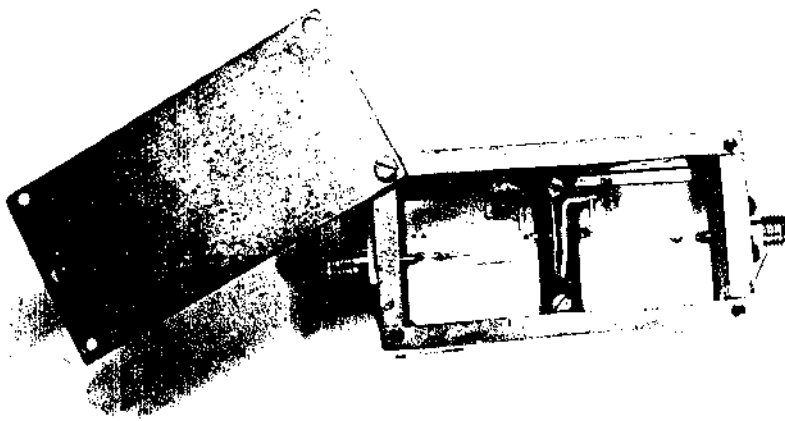


Fig. 7.14 - Vista do circuito dentro do suporte

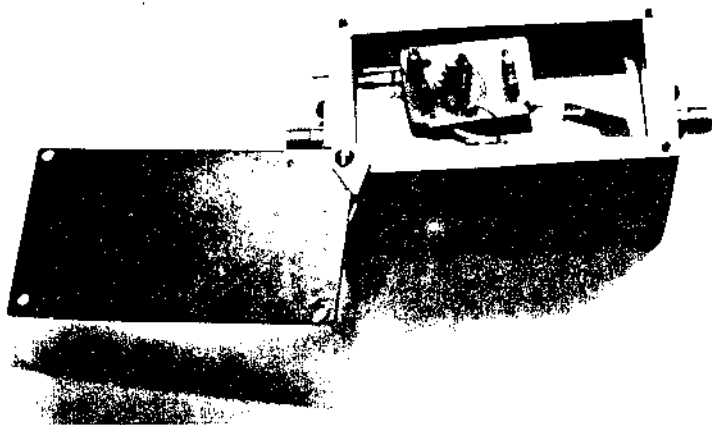


Fig. 7.15 - Vista do circuito de polarização na parte inferior do suporte

Apresentamos a seguir a resposta do ganho em frequência do amplificador para duas faixas de frequência: na Fig. 7.16 para frequências de 1000 a 1800 MHz e, na Fig. 7.17, para a faixa de 1630 a 1730 MHz.

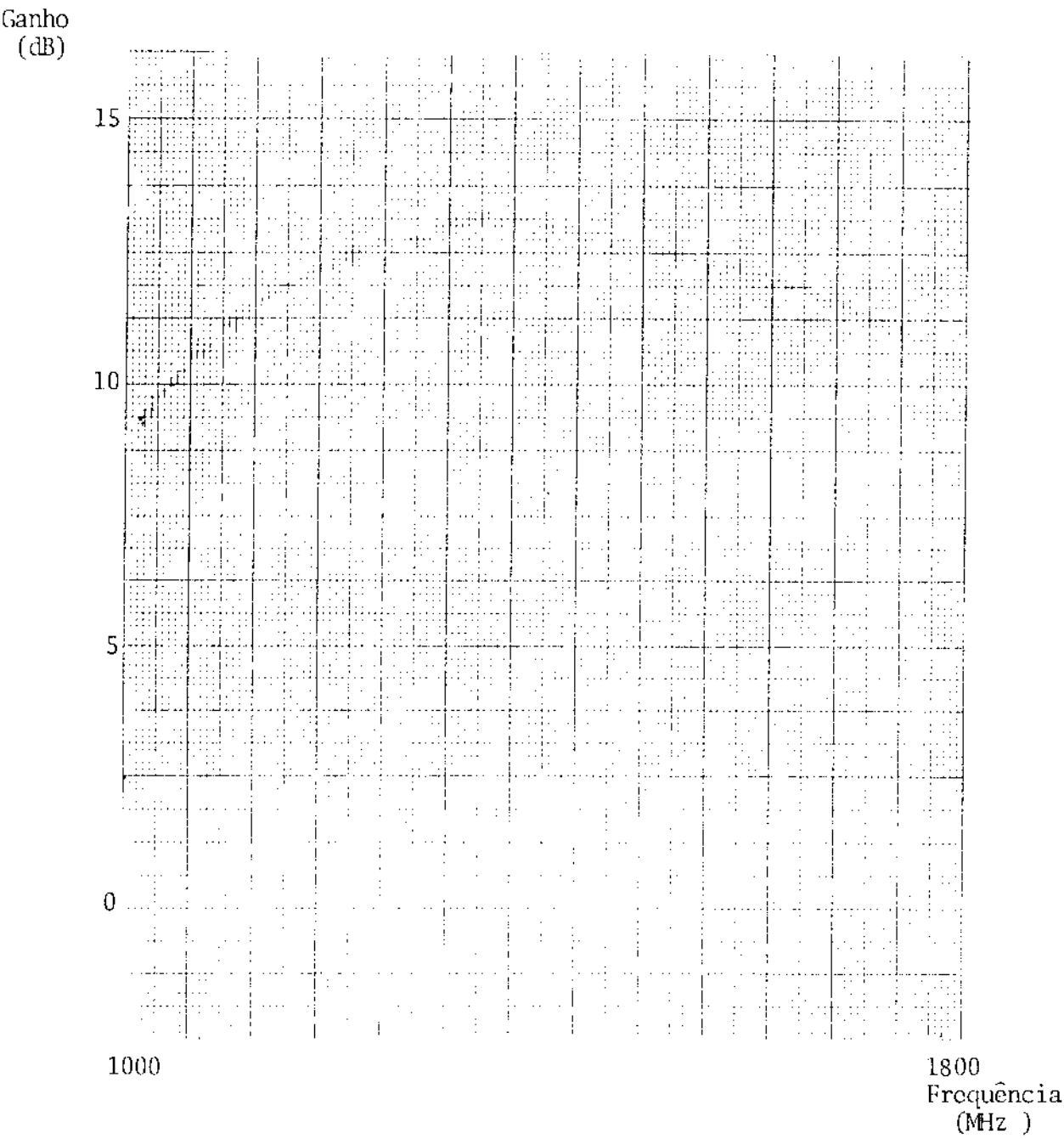


Fig. 7.16

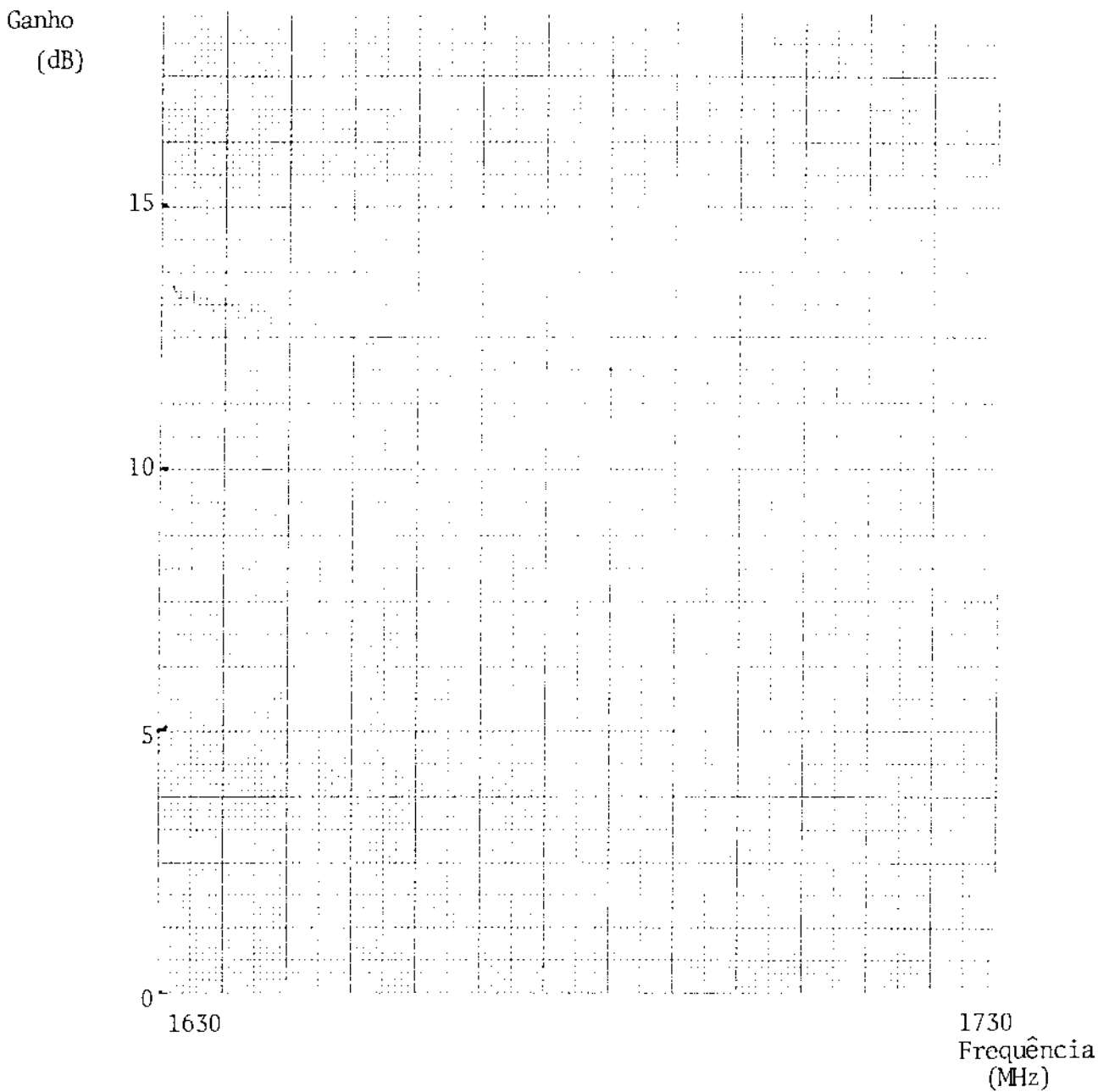


Fig. 7.17

Foram tentadas outras correntes de polarização, mas esta ($I_C=3\text{mA}$) é a que apresentou melhores resultados.

Os resultados de ruído foram:

- ganho em 1680MHz $G_1 = 12,1\text{dB}$
- figura de ruído total $F = 2,93\text{dB}$
- figura de ruído sem o amplificador $F_2 = 8,4\text{dB}$

- usando (5.1) obtemos

$$F_1 = 2,05\text{dB}$$

Como sabemos, a melhor condição de ruído não coincide com a melhor condição de ganho. Para verificar isto, calculamos a figura de ruído do amplificador na condição de máximo ganho que ocorreu para $f=1300\text{MHz}$.

$$G_{\text{MAX}} = 14,5\text{dB}$$

O resultado foi:

$$\underline{F_1 = 3,0\text{dB}}$$

Assim, notamos que na condição de ótimo ruído, o ganho fica um pouco sacrificado.

A discussão destes resultados será feita no capítulo seguinte.

Na Fig. 7.18 apresentamos uma foto da montagem para a medida de ganho usando o Analisador de Redes e um registrador X-Y.

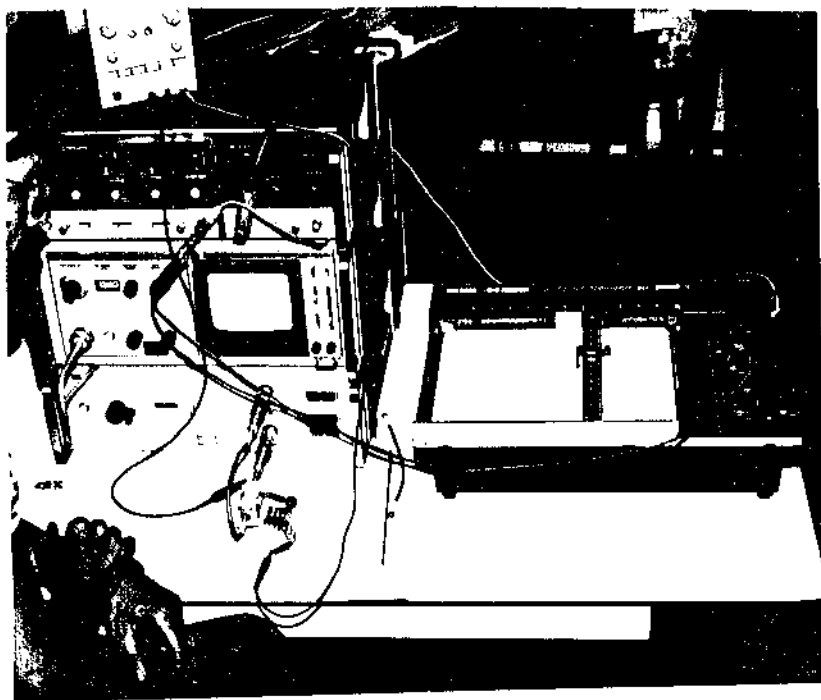


Fig. 7.18 - Arranjo para medida do ganho

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES

Comparando os valores numéricos medidos da figura de ruído do primeiro (6,0dB) e do segundo protótipo (7,4dB) com o valor teórico esperado pelas especificações do fabricante (3,5dB) verificamos que os resultados não são muito animadores. Vários fatores contribuíram para esses resultados entre os quais podemos citar:

- houve certo erro na redução fotográfica (de 16 vezes) que não foi corrigida, para não sobrecarregar o laboratório executor do "lay-out" (LED);
- foi usado os parâmetros de ruído médios fornecidos pelo fabricante, devido à insuficiência de equipamentos para as suas medidas em nosso laboratório.

No entanto, como já mencionamos anteriormente, o objetivo principal destes dois primeiros protótipos foi verificar a nossa capacidade de realização de circuitos em microfritas usando elementos distribuídos (1º protótipo) e concentrados (2º protótipo) em substratos de alumina. Neste sentido podemos dizer que os resultados obtidos foram muito bons, em vista dos valores numéricos obtidos para o terceiro protótipo que usou a experiência acumulada dos dois primeiros projetos. Devido ao maior grau de dificuldade de miniaturização, requerendo linhas da ordem de 100µm, o protótipo utilizando elementos concentrados deu resultados menos satisfatórios que o protótipo a elementos distribuídos e, por isso, decidimos implementar o protótipo final (3º) utilizando um projeto com parâmetros distribuídos.

No protótipo final, apesar de ainda confiar nos parâmetros de ruído fornecidos pelo fabricante, várias deficiências de construção e montagem foram eliminadas, o que resultou em um ganho medido do amplificador de 12,1dB (contra 13,5dB teórico) e uma figura de ruído de 2,05dB (contra 1,8dB como média fornecida pelo fabricante). Estes resultados mostram que este protótipo funcionou bem próximo do esperado.

Acreditamos que o objetivo do trabalho foi alcançado, apesar de todos os contratempos e limitações em termos de equipamentos existentes nesta faixa de frequência em nosso laboratório. Esperamos que este trabalho possa ajudar outros pesquisadores que desejem projetar e implementar amplificadores de baixo ruído em microondas.

APÊNDICE J

PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO GENERALIZADO

O objetivo deste apêndice é deduzir a equação (2.61) e suas expansões (2.62) a (2.65), que nos fornece os parâmetros de espalhamento generalizados para terminações arbitrárias em função dos parâmetros medidos com terminações adequadas (50Ω) e das impedâncias arbitrárias.

A dedução é feita a partir do fato de que os parâmetros Z não se alteram com diferentes impedâncias colocadas nos terminais do quadripolo [11,12]. O método consiste em relacionar os parâmetros Z com os parâmetros S medidos com terminações adequadas, relacionar os parâmetros Z com os parâmetros S obtidos com as terminações arbitrárias que se quer utilizar e eliminar os parâmetros Z nas duas relações obtidas. Assim teremos três passos que serão descritos a seguir:

1º) Obtenção de Z em função de S

No Capítulo 2 vimos que:

$$V = ZI \quad (1.1)$$

$$e \quad [b] = S[a] \quad (1.2)$$

onde $[b]$ e $[a]$ são matrizes coluna formadas por b_1, b_2 e a_1, a_2 , respectivamente.

Das equações (2.33) e (2.36) tiramos as relações matriciais entre $[a]$, $[b]$ e V e I , que são:

$$[a] = F(V + [Z_0]I) \quad (1.3)$$

$$[b] = F(V - [Z_0]I) \quad (1.4)$$

onde

$$F = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} Z_0^{1/2} & 0 \\ 0 & Z_0^{1/2} \end{bmatrix} \quad e \quad [Z_0] = \begin{bmatrix} Z_0 & 0 \\ 0 & Z_0 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

pois consideraremos as impedâncias de carga iguais à impedância de referência Z_0 .

Substituindo (1.3) e (1.4) em (1.2) temos:

$$FV - F[Z_0]I = S F V + S F[Z_0]I$$

Utilizando (1.1) temos:

$$FZ1 = F[Z_0]1 = SFZ1 + SF[Z_0]1$$

Multiplicando-se, à direita, todos os elementos por 1^{-1} , temos:

$$FZ - F[Z_0] = SFZ + SF[Z_0]$$

$$\therefore FZ - SFZ = SF[Z_0] + F[Z_0]$$

$$(1 - S)FZ = (S + 1) F[Z_0]$$

Multiplicando-se, à esquerda, por $(1 - S)^{-1}$ e, em seguida, por F^{-1} , temos:

$$Z = F^{-1}(1 - S)^{-1}(S + 1) F[Z_0]$$

$$e \quad \boxed{Z = F^{-1}(1 - S)^{-1}(S + 1) [Z_0]F} \quad (1.6)$$

A comutação entre F e $[Z_0]$ foi possível pois ambas as matrizes são diagonais. Este artifício será usado daqui em diante sem explicação explícita, sempre que for possível.

2º) Obtenção de S' em função de Z

Por analogia a (1.2) podemos escrever

$$[b'] = S'[a'] \quad (1.7)$$

onde $[b']$ e $[a']$ são matrizes coluna formadas pelas amplitudes das ondas refletidas e incidentes nas portas do quadripolo, com terminações arbitrárias, respectivamente. Assim, temos:

$$[a'] = G(V + [Z]1) \quad (1.8)$$

$$[b'] = G(V - [Z^*]1) \quad (1.9)$$

onde

$$G = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} R_e(Z_1)^{1/2} & 0 \\ 0 & R_e(Z_2)^{1/2} \end{bmatrix}$$

$$e \quad [Z] = \begin{bmatrix} Z_1 & 0 \\ 0 & Z_2 \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

Distribuindo (1.8) e (1.9) em (1.7), temos:

$$GV - G[Z^*]I = S'GV + S'G[Z]I$$

Substituindo (1.1) e multiplicando-se, à direita, por I^{-1} , temos:

$$GZ - G[Z^*] = S'GZ + S'G[Z]$$

$$G(Z - [Z^*]) = S'G(Z + [Z])$$

Multiplicando-se, à direita, por $(Z + [Z])^{-1}$ e, em seguida, por G^{-1} , temos:

$$\boxed{S' = G(Z - [Z^*])(Z + [Z])^{-1} G^{-1}} \quad (1.11)$$

3º) Eliminação de Z em (1.6) e (1.11)-

Para isto, substituiremos (1.6) em (1.11):

$$S' = G\{F^{-1}(I - S)^{-1}(S + I)[Z_0]F - [Z^*]\} \cdot \{F^{-1}(I - S)^{-1}(S + I)[Z_0]F + [Z]\}^{-1} G^{-1}$$

Usando a propriedade matricial que diz que $A^{-1} B^{-1} = (B.A)^{-1}$, podemos escrever:

$$S' = G\{F^{-1}(I - S)^{-1}(S + I)[Z_0]F - [Z^*]\} \cdot \{GF^{-1}(I - S)^{-1}(S + I)[Z_0]F + G[Z]\}^{-1} \quad (1.12)$$

O primeiro fator do 2º membro pode ser escrito como:

$$GF^{-1}(I - S)^{-1}\{S([Z^*] + [Z_0]) - ([Z^*] - [Z_0])\}F$$

onde foi usado um artifício algébrico, e daí:

$$GF^{-1}(I-S)^{-1}\{S-([Z^*]-[Z_0])([Z^*]+[Z_0])^{-1}\}([Z^*]+[Z_0])F \quad (1.13)$$

Definindo a matriz dos coeficientes de reflexão por:

$$\Gamma = ([Z] - [Z_0])([Z] + [Z_0])^{-1}$$

e

$$\Gamma^* = ([Z^*] - [Z_0])([Z^*] + [Z_0])^{-1}$$

podemos substituí-la em (1.13) para obter:

$$GF^{-1}(I-S)^{-1}(S - \Gamma^*)([Z^*] + [Z_0])F \quad (1.14)$$

O segundo fator do 2º membro de (1.12) pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} & \{GF^{-1}(I-S)^{-1}\{(S+I)[Z_0]F + (I-S)FG^{-1}G[Z]\}\}^{-1} \\ \therefore & \{GF^{-1}(I-S)^{-1}\{S[Z_0] + [Z_0] + [Z] - S[Z]\}F\}^{-1} \\ \therefore & \{GF^{-1}(I-S)^{-1}\{[Z] + [Z_0] - S([Z] - [Z_0])\}F\}^{-1} \\ \therefore & \{GF^{-1}(I-S)^{-1}\{I-S([Z]-[Z_0])([Z]+[Z_0])^{-1}\}F([Z]+[Z_0])\}^{-1} \end{aligned}$$

Usando a matriz Γ temos:

$$\begin{aligned} & \{GF^{-1}(I-S)^{-1}(I - S\Gamma)F([Z] + [Z_0])\}^{-1} \\ \therefore & ([Z]+[Z_0])^{-1}F^{-1}(I-S\Gamma)^{-1}(I-S)F G^{-1} \quad (1.15) \end{aligned}$$

Agora substituiremos (1.14) e (1.15) em (1.12):

$$\begin{aligned} S' &= G F^{-1}(I-S)^{-1}(S-\Gamma^*)([Z^*] + [Z_0])F . \\ & \cdot ([Z] + [Z_0])^{-1}F^{-1}(I-S\Gamma)^{-1}(I-S)F G^{-1} \\ S' &= G F^{-1}(I-S)^{-1}(S-\Gamma^*)([Z^*] + [Z_0])([Z] + [Z_0])^{-1} . \\ & \cdot (I-S\Gamma)^{-1}(I-S)F G^{-1} \quad (1.16) \end{aligned}$$

Da definição da matriz Γ , pode-se mostrar a identidade

$$([Z^*] + [Z_0])([Z] + [Z_0])^{-1} = (I - \Gamma^*)^{-1}(I - \Gamma)$$

Substituindo este resultado em (I.16) teremos:

$$S' = GF^{-1} \underbrace{(I-S)^{-1}(S-\Gamma^*)(I-\Gamma^*)}_{(I)} \cdot \underbrace{(I-\Gamma)(I-S\Gamma)^{-1}(I-S)FG^{-1}}_{(II)} \quad (I.17)$$

Analisando os fatores (I) e (II), vemos que pode-se fazer uma permuta entre os elementos extremos destes termos. Assim,

$$S' = GF^{-1}(I-\Gamma^*)^{-1}(S-\Gamma^*) \underbrace{(I-S)^{-1}(I-S)}_I (I-S\Gamma)^{-1}(I-\Gamma)FG^{-1}$$

$$S' = GF^{-1}(I-\Gamma^*)^{-1}(S-\Gamma^*)(I-S\Gamma)^{-1}(I-\Gamma)FG^{-1} \quad (I.18)$$

Agora definiremos a matriz diagonal

$$A = (I-\Gamma^*)FG^{-1}$$

e daí $A^{-1} = GF^{-1}(I-\Gamma^*)^{-1}$

e $A^* = (I-\Gamma)FG^{-1}$

pois I, F e G^{-1} são matrizes de elementos reais.

Substituindo em (I.18) teremos:

$$\boxed{S' = A^{-1}(S - \Gamma^*)(I - S\Gamma)^{-1} A^*} \quad (I.19)$$

que é a equação (2.61) c.q.d.

Para se chegar às equações (2.62) a (2.65) basta desenvolver (I.19):

$$\begin{bmatrix} s'_{11} & s'_{12} \\ s'_{21} & s'_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1 & 0 \\ 0 & a_2 \end{bmatrix}^{-1} \cdot \left(\begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \Gamma_1^* & 0 \\ 0 & \Gamma_2^* \end{bmatrix} \right) \cdot$$

$$\cdot \left(\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Gamma_1 & 0 \\ 0 & \Gamma_2 \end{bmatrix} \right)^{-1} \cdot \begin{bmatrix} a_1^* & 0 \\ 0 & a_2^* \end{bmatrix}$$

$$S' = \begin{bmatrix} 1/a_1 & 0 \\ 0 & 1/a_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} s_{11} - \Gamma_1^* & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} - \Gamma_2^* \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 - \Gamma_1 s_{11} & -\Gamma_1 s_{12} \\ -\Gamma_2 s_{21} & 1 - \Gamma_2 s_{22} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} a_1^* & 0 \\ 0 & a_2^* \end{bmatrix}$$

$$S' = \frac{1}{D} \begin{bmatrix} 1/a_1 & 0 \\ 0 & 1/a_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_{11} - \Gamma_1^* & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} - \Gamma_2^* \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 - \Gamma_2 s_{22} & \Gamma_1 s_{12} \\ \Gamma_2 s_{21} & 1 - \Gamma_1 s_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1^* & 0 \\ 0 & a_2^* \end{bmatrix}$$

$$\text{onde } D = (1 - \Gamma_1 s_{11})(1 - \Gamma_2 s_{22}) - \Gamma_1 \Gamma_2 s_{12} s_{21}$$

$$S' = \frac{1}{D} \begin{bmatrix} \frac{s_{11} - \Gamma_1^*}{a_1} & \frac{s_{12}}{a_1} \\ \frac{s_{21}}{a_2} & \frac{s_{22} - \Gamma_2^*}{a_2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1^* (1 - \Gamma_2 s_{22}) & a_2^* \Gamma_1 s_{12} \\ a_1^* \Gamma_2 s_{21} & a_2^* (1 - \Gamma_1 s_{11}) \end{bmatrix}$$

Daí temos:

$$s'_{11} = \frac{1}{D} \cdot \frac{a_1^*}{a_1} \cdot [(s_{11} - \Gamma_1^*)(1 - \Gamma_2 s_{22}) + \Gamma_2 s_{21} s_{12}] \quad (1.20)$$

$$\begin{aligned} s'_{12} &= \frac{1}{D} \cdot \frac{a_2^*}{a_1} \cdot (s_{11} - \Gamma_1^*) \Gamma_1 s_{12} + s_{12} (1 - \Gamma_1 s_{11}) = \\ &= \frac{1}{D} \cdot \frac{a_2^*}{a_1} \cdot s_{12} (1 - |\Gamma_1|^2) \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned}
 s'_{21} &= \frac{1}{D} - \frac{a_1^*}{a_2} [(s_{21} (1 - \Gamma_2 s_{22}) + (s_{22} - \Gamma_2^*) \Gamma_2 s_{21})] = \\
 &= \frac{1}{D} - \frac{a_1^*}{a_2} s_{21} (1 - |\Gamma_2|^2)
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

$$s'_{22} = \frac{1}{D} - \frac{a_2^*}{a_2} [(s_{22} - \Gamma_2^*) (1 - \Gamma_1 s_{11}) + \Gamma_1 s_{12} s_{21}] \tag{1.23}$$

que são as equações (2.62) a (2.65), respectivamente.

APÊNDICE II

INFLUÊNCIA DE I_C NA FIGURA DE RUÍDO

Derivando a expressão de figura de ruído em função dos parâmetros mostrados no circuito equivalente da Fig. 4.2 (Capítulo 4), poderemos mostrar a influência da corrente de coletor, I_C , na figura de ruído mínima do dispositivo ativo. Na Fig. 11.1 abaixo repetimos a figura acima mencionada.

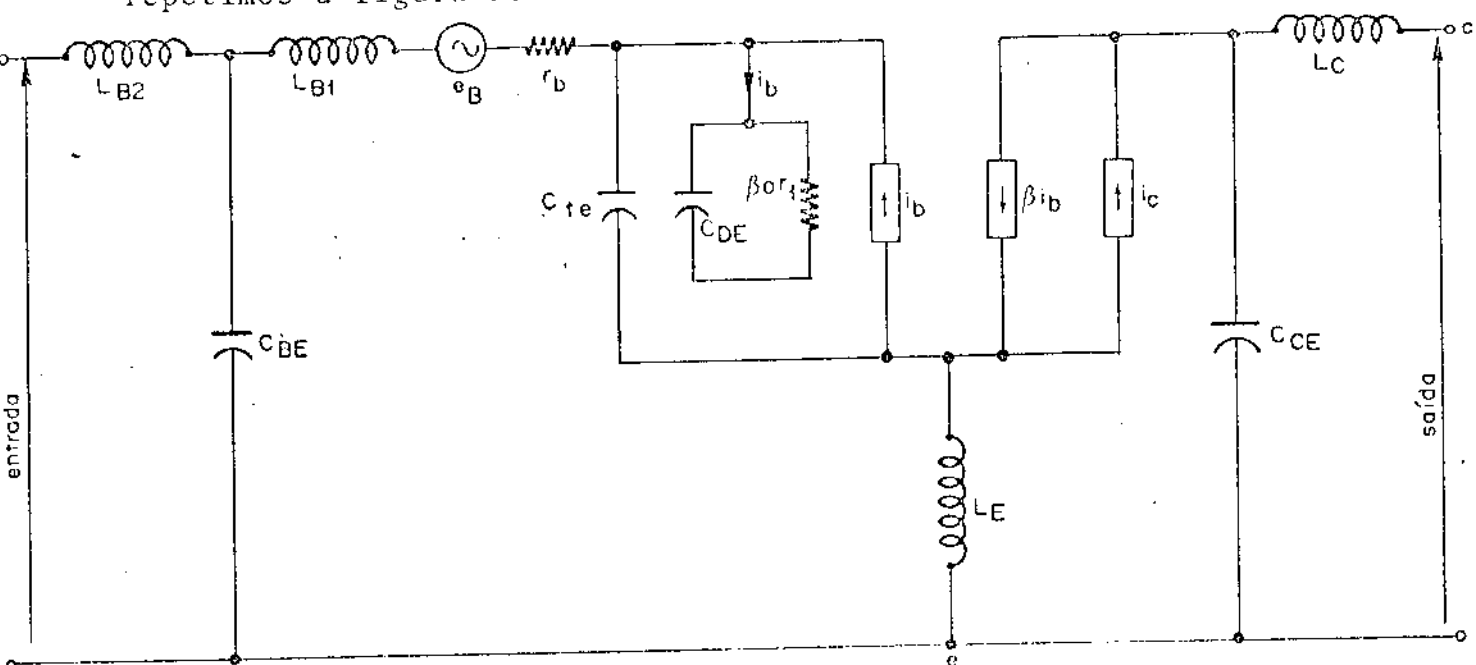


Fig. 11.1

onde:

C_{D_c} = capacitância de difusão de coletor

C_{BE} = capacitância parasita de B-E devido ao encapsulamento

C_{CE} = capacitância parasita de C-E devido ao encapsulamento

C_{T_c} = capacitância da região de transição E-B

L_{B_1} = indutância parasita interna de base

L_{B_2} = indutância parasita externa de base

L_C = indutância parasita de coletor

L_E = indutância parasita de emissor

r_b = resistência de base

$r_1 = kT/qI_C$

i_B = corrente de ruído de base

i_b = corrente de base intrínseca

i_c = corrente de ruído de coletor

β = ganho de corrente A.C intrínseco com C-E curto circuitado

β_0 = β para baixas frequências

A figura de ruído $\tilde{c}$ definida como [31]:

$$F = \frac{\overline{i_0^2}(\text{TOTAL})}{\overline{i_0^2}(\text{FONTE})} \quad (\text{II.1})$$

Expressando F em função das admitâncias e impedâncias teremos:

$$\begin{aligned} F = & 1 + \frac{r_b}{G_S} |Y_S + Y_{BE} + Y_S Y_{BE} Z_B|^2 + \frac{qI_B}{2kTG_S} |1 + (Y_S + Y_{BE}) \cdot \\ & \cdot (Z_b + Z_E) + Y_S Z_B [1 + Y_{BE} (Z_b + Z_E)]|^2 + \frac{kT}{2qI_C G_S} \cdot \\ & \cdot |Y_S + Y_{BE} + Y_{be} + Y_{be} (Y_S + Y_{BE}) (Z_b + Z_E) + Y_S Z_B \cdot \\ & \cdot [Y_{BE} + Y_{be} + Y_{BE} Y_{be} (Z_b + Z_E)]|^2 \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

onde $Y_{BE} = j\omega C_{BE}$; $Z_B = j\omega L_{B2}$; $Z_b = r_b + j\omega L_{B1}$; $Y_{be} = -\frac{1}{\beta_0 r_1} + j\omega C_e$

$$C_e = C_{T_c} + C_{D_c}.$$

Fazendo as substituições acima, a expressão (II.2) torna-se bastante extensa e pode ser condensada da seguinte forma:

$$F = A + BG_S + \frac{C + BB_S^2 + DB_S}{G_S} \quad (\text{II.3})$$

onde:

$$A = 1 + \frac{1}{\beta_0} + \frac{qI_C r_b}{kT} \left[\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right] \quad (II.4)$$

$$B = \left\{ r_b \left(1 + \frac{1}{\beta_0} \right) + \frac{kT}{2qI_C} \left[1 + \left(\frac{qI_C r_b}{kT} \right)^2 \cdot \left[\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \left(1 + \frac{\omega^2 (L_{B_2} + L_E)^2}{r_b^2} \right) \right] \right] \right\} \cdot$$

$$\cdot \left(1 - \omega^2 L_{B_1} C_{BE} \right)^2 + \frac{qI_B}{2kT} \left[\omega (L_{B_1} + L_{B_2} + L_E) - \omega^3 L_{B_1} (L_{B_2} + L_E) C_{BE} \right]^2 + \frac{qI_C}{2kT} \cdot$$

$$\cdot \left\{ \left[\frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right] \left(\omega L_{B_1} \right)^2 + 2 \left[\frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \left(1 + \frac{C_{BE}}{C_c} \right) \right] \omega^2 L_{B_1} (L_{B_2} + L_E) \cdot \right.$$

$$\cdot \left(1 - \omega^2 L_{B_1} L_{CE} \right) - 2 \left(\frac{kT}{qI_C} \right) \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right) \cdot \omega (L_{B_1} + L_{B_2} + L_E) \left(1 - \omega^2 L_{B_1} C_{BE} \right) \left. \right\} \quad (II.5)$$

$$C = \frac{qI_C}{2kT} \left\{ \frac{1}{\beta_{DC}} \left[1 - \omega^2 C_{BE} (L_{B_2} + L_E) \right] + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \left(1 + \frac{2C_{BE}}{C_c} \right) \right\} \cdot \left[1 - \omega^2 C_{BE} (L_{B_2} + L_E) \right] +$$

$$+ \left(\omega C_{BE} \right)^2 \left\{ r_b \left(1 + \frac{1}{\beta_0} \right) + \frac{kT}{2qI_C} \left[1 + \left(\frac{qI_C r_b}{kT} \right)^2 \left(\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right) \right] \right\} \quad (II.6)$$

$$D = \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right) + 2\omega C_{BE} \left\{ r_b \left(1 + \frac{1}{\beta_0} \right) + \frac{kT}{2qI_C} \left[1 + \left(\frac{qI_C r_b}{kT} \right)^2 \left(\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right) \right] \right\} \cdot \left(1 - \omega^2 L_{B_1} C_{DE} \right) -$$

$$- \frac{qI_C}{kT} \left\{ \left[\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right] \cdot \left[1 - \omega^2 C_{BE} (L_{B_2} + L_E) \right] + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \left(\frac{2C_{BE}}{C_c} \right) \right\} \cdot$$

$$\cdot \left[\omega (L_{B_1} + L_{B_2} + L_E) - \omega^3 C_{BE} L_{B_1} (L_{B_2} + L_E) \right] \quad (II.7)$$

Os novos parâmetros nas expressões acima são:

ω_T = frequência angular para o qual o ganho total é unitário

β_{DC} = ganho de corrente DC em EC curto circuitado.

Uma observação importante é que os parâmetros de ruído deduzidos no Capítulo 4 estão relacionados com estes parâmetros A, B, C e D por:

$$G_0 = \frac{(4BC-D^2)^{1/2}}{2B} \quad ; \quad B_0 = \frac{-D}{2B} \quad ; \quad R_n = B \quad ; \quad F_0 = A + (4BC-D^2)^{1/2}$$

Desprezando-se os efeitos parasitas de encapsulamento, as expressões acima ficam mais simples:

$$A \cong A \quad (II.8)$$

$$B \cong r_b \left(1 + \frac{1}{\beta_0} \right) + \frac{kT}{2qI_C} \left\{ 1 + \left(\frac{qI_C r_b}{kT} \right)^2 \left[\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right] \right\} \quad (II.9)$$

$$C \cong \frac{qI_C}{2kT} \left[\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right] \quad (II.10)$$

$$D \cong \frac{\omega}{\omega_T} \quad (II.11)$$

Fazendo-se $G_S = G_0$ e $B_S = B_0$ teremos a expressão para F_0 :

$$F_0 = 1 + \frac{1}{\beta_0} + \frac{qI_C r_b}{kT} \left[\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right] + \left\{ \frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \frac{2qI_C r_b}{kT} \cdot \left(1 + \frac{1}{\beta_0} \right) \cdot \left[\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right] + \left(\frac{qI_C r_b}{kT} \right)^2 \left[\frac{1}{\beta_{DC}} + \frac{1}{\beta_0^2} + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (II.12)$$

Para frequências mais elevadas, que é o nosso caso, as contribuições de $1/\beta_{DC}$, $1/\beta_0$ e $1/\beta_0^2$ na expressão de F_0 se tornam bem pequenas. Deste modo, podemos simplificar (II.12) para:

$$F_0 = 1 + \frac{qI_C r_b}{kT} \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 + \left[\frac{2qI_C r_b}{kT} \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 + \left(\frac{qI_C r_b}{kT} \right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^4 \right]^{1/2} \dots$$

$$F_0 = 1 + \frac{q I_C r_b}{kT} \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 + \frac{q I_C r_b}{kT} \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \left[1 + 2 \cdot \frac{kT}{q I_C r_b} \left(\frac{\omega_T}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2}$$

chamando $h = \frac{q I_C r_b}{kT} \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2$ temos:

$$F = 1 + h \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2}{h}} \right) \quad (II.13)$$

Substituindo os valores de k , $T=290K$, q e $\omega=2\pi f$ temos:

$$h = 0,04 I_C r_b \left(\frac{f}{f_T} \right)^2 \quad (II.14)$$

onde I_C é dada em mA e r_b em Ω .

Através de um exemplo pode-se ver que F_0 , de (II.13), cresce monotonicamente com h . A estimativa acima é boa se o transistor tiver características DC suficientemente boas, isto é, o ganho de corrente DC deve satisfazer a relação

$$h_{FE} > 10 \left(\frac{\omega_T}{\omega} \right)^2$$

Estamos agora aptos para analisar a influência de I_C em F_0 . Para tal faremos:

$$\left. \frac{dF_0}{dI_C} \right|_{I_C=I_{C0}} = 0$$

Mas:
$$\frac{dF_0}{dI_C} = \frac{dF_0}{dh} \cdot \frac{dh}{dI_C} = 0 \quad (II.15)$$

Como

$$\frac{dF_0}{dh} \neq 0$$

pois F cresce monotonicamente com h. De (II.15) tiramos que:

$$\left. \frac{dh}{dI_C} \right|_{I_C=I_{C0}} = 0 \quad (II.16)$$

Mas a expressão (II.14) nos mostra que h cresce monotonicamente com I_C , se r_b não for função de I_C e assim $dh/dI_C \neq 0$.

Entretanto, devemos lembrar que todos os efeitos parasitas foram desprezados para se obter (II.13). No caso mais realístico, podemos levar em consideração o efeito de C_{BE} . Assim, teremos:

$$\frac{1}{\omega_T} = \frac{1}{\omega_1} + \frac{kT}{qI_C} C_E \quad \text{com} \quad C_E = C_{T_e} + C_{BE}$$

Como r_b pode ser função de I_C temos

$$\left. \frac{dh}{dI_C} \right|_{I_C=I_{C0}} = \left[\frac{1}{\omega_1} + \frac{kTC_E}{qI_{C0}} \right] \left[1 + \frac{I_{C0}}{r_b} \frac{dr_b}{dI_C} \right] - \frac{2kTC_E}{qI_{C0}} = 0 \quad (II.17)$$

$$\text{Supondo} \quad r_b = r_{bC0} + \frac{a}{I_C}$$

$$\text{onde } r_{bC0} = \text{valor de } r_b \text{ se } \frac{1}{I_C} = 0 \quad \text{e}$$

$$a = \text{inclinação de } r_b \times \frac{1}{I_C}$$

teríamos:

$$I_{C0} = \frac{kT\omega_1 C_E}{2q} \left[1 + \left(1 + \frac{8qa}{kT\omega_1 C_E r_{b\infty}} \right)^{1/2} \right] \quad (II.18)$$

Para r_b constante ($a=0$) temos:

$$I_{C0} = \frac{kT\omega_1 C_E}{q} \quad (II.19)$$

Substituindo k, T=290K e q teríamos:

$$I_{C0} = 0,16 f_1 C_E \quad [\text{mA}] \quad (11.20)$$

com f_1 em GHz e C_E em pF.

Assim, para se calcular I_{C0} deveríamos conhecer f_1 e C_E . Entretanto, os fabricantes geralmente mostram diretamente a curva $F_0 \times I_C$ para o projetista escolher o melhor I_C .

APÊNDICE III

MEDIDA DE h_{FE} e V_{BE} DE TRANSISTORES

Para efetuarmos as medidas do ganho de corrente do transistor, h_{FE} , e da tensão de base emissor, V_{BE} , sugerimos o circuito da Fig. III.1.

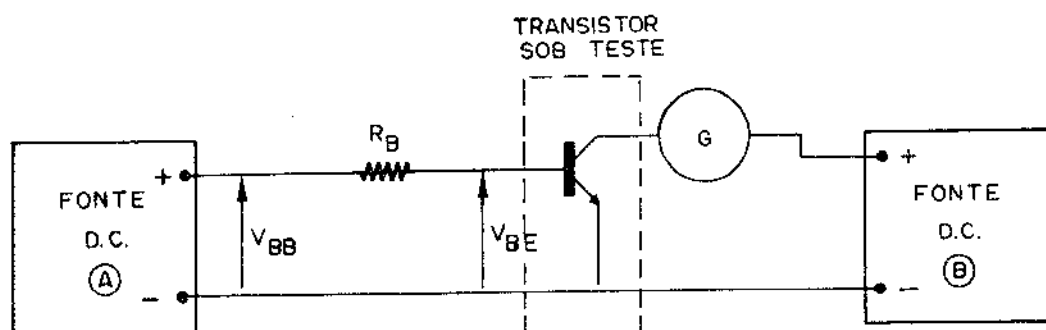


Fig. III.1 - Circuito de Medida

Para a execução necessitamos dos seguintes equipamentos:

- duas fontes de alimentação DC
- um amperímetro
- um voltímetro

Com isto, passamos aos seguintes procedimentos:

- Conectar o transistor a um dissipador adequado.
- Ligar a fonte DC (A) e aumentar gradativamente, até obter o valor V_{BB} previamente escolhido.
- Ligar a fonte DC (B) e aumentar gradativamente, até obter o valor V_{CE} de projeto. Este valor deve ser conseguido diretamente no coletor do transistor, ou seja, antes do amperímetro (G).
- Ler a corrente de coletor I_C no amperímetro (G).
- Usar o voltímetro para medir o valor de V_{BE} na base do transistor, ou seja, depois da resistência R_B .
- Finalmente, pelo uso das expressões abaixo, podemos determinar o valor de h_{FE} :

$$I_B = \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} \quad \text{e} \quad h_{FE} = \frac{I_C}{I_B} .$$

É conveniente variarmos a resistência de base R_B , até que o galvanômetro indique a corrente I_C especificada no projeto, pois, deste modo, estaremos medindo os valores de V_{BE} e I_C exatamente no ponto quiescente escolhido do transistor. Isto é necessário porque, normalmente, os transistores apresentam uma pequena variação no ganho de corrente h_{FE} .

APÊNDICE 1V

PASSOS PARA A CONFECCÃO DE
CIRCUITOS IMPRESSOS DE MICROONDA

A) IMPRESSÃO DO CIRCUITO:

1) Limpar a superfície metálica da lâmina, de preferência com um sapólio em pó. Não esfregar com muita força para não arranhar a placa.

2) Após secar bem, passar na superfície polida o KPR com um algodão. Passar apenas uma vez para se obter uma camada homogênea da substância. Isto deve ser feito em lugar apropriado, ou seja, com luz vermelha ou infra-vermelha. Verifique se toda a superfície foi coberta.

3) Deixar a lâmina secar na estufa ($\sim 70^{\circ}\text{C}$) por aproximadamente 15 minutos.

4) Colocar o fotolito sobre a lâmina e expor o conjunto à luz ultra-violeta por 7 minutos. (Antes de colocar a lâmina com o fotolito na radiação ultra-violeta, evitar que ela seja exposta à claridade mais intensa. Se possível mantenha o laboratório com luz vermelha.)

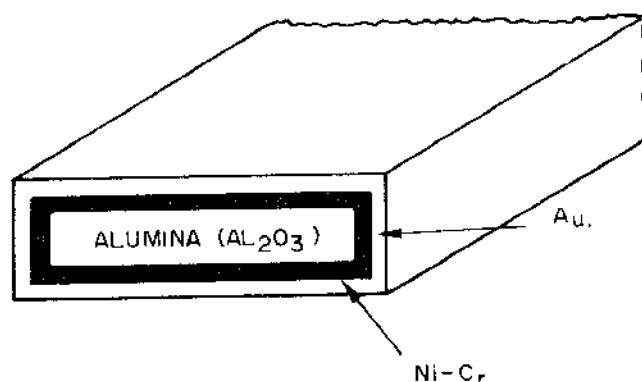
5) Retirar a lâmina da exposição e colocá-la imediatamente no revelador de KPR. Mova o recipiente contendo o revelador, lentamente, enquanto o circuito é revelado. Isto deve ser feito em aproximadamente 2,5 minutos.

6) Dar um banho de água corrente na lâmina. Devem, imediatamente, aparecer sinais do circuito impresso sobre a lâmina.

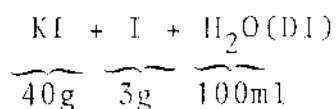
7) Deixe secar na estufa ($\sim 70^{\circ}\text{C}$) por aproximadamente 10 minutos. Após esta secagem, o circuito está pronto para ser submetido ao ataque químico.

B) ATAQUE QUÍMICO:

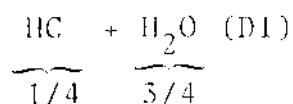
Os passos a seguir deverão ser dados quando se tratar da lâmina mostrada na figura abaixo.



- 1) Esteja certo que o plano de terra foi protegido contra a corrosão química. Isto pode ser feito cobrindo-se com fita crepe ou fita durex.
- 2) O reagente do ouro (Au) pode ser a solução de Iodeto de Potássio mais Iodo, na seguinte proporção:



- 3) O tempo de corrosão é de aproximadamente 2,5 minutos. Entretanto, isto depende da espessura da camada de ouro existente. Como esta corrosão é crítica, aconselhamos uma monitoração da corrosão, retirando a placa do banho de 1,0 em 1,0 minuto. Passar a placa em água corrente antes de recolocá-la no banho.
- 4) O reagente da liga Ni-Cr (Níquel-Cromo) pode ser a solução de ácido clorídico na seguinte proporção:



- 5) O tempo de corrosão é de aproximadamente 1 minuto. Entretanto, isto também depende da espessura da camada de Ni-Cr existente. Aconselhamos, também, uma monitoração. Isto pode ser feito colocando-se a solução num recipiente transparente (backer) para se acompanhar a reação. Cuidado: a reação ocorre rapidamente e a solução é perigosa.
- 6) Se o circuito tiver linhas menores que 60µm, aconselhamos uma cuidadosa monitoração da corrosão, pois, se o tempo for excessivo, as linhas podem ser perdidas.
- 7) Depois do banho em solução ácida, dê um banho em água corrente por uns 2 minutos e o circuito estará pronto para as montagens dos componentes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] - G.KENNEDY, Electronic Communication System, McGraw - Hill, Kogakusha, 1970.
- [2] - A.B.CARLSON, Communication Sytem, McGraw - Hill, Kogakusha, 1968.
- [3] - R.G.MEADOWS, Electrical Communications, MacMillan Press, Londres, 1976.
- [4] - H.W.OTT, Noise Reduction Techniques in Electronic Systems, John Wiley & Sons, 1976.
- [5] - W.B.DEVENPORT , Jr. and W.L.ROOT, Introduction to Random Signal and Noise, McGraw-Hill, New York, 1958.
- [6] - W.L.EVERITT and G.E.ANNER, Communication Engineering, 3d. ed., McGraw-Hill, New York, 1956.
- [7] - J.B.JOHNSON, "Thermal Agitation of Electricity in Conductors", Phys. Rev., Vol. 32, pp. 97-109, Julho 1928.
- [8] - A.E.SIEGMAN, "Thermal Noise in Microwave Systems", Microwave J., Vol. 4, pp. 93-104, Maio 1961.
- [9] - A.VAN DER ZIEL, Noise, Pertence-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1954.
- [10] - W.J.FLEMING e C.E.SANTANA, "Conversor WEFAX-INPE: Operação", Relatório nº INPE-1401-NTE/138, INPE, Nov. 1978.
- [11] - R.S.CARSON, High Frequency Amplifiers, John Wiley & Sons, 1975.
- [12] - W.W.HUNG, R.F.SOUZA e D.A.ROGERS, "Estudo de Amplificadores usando Transistores Bipolares em Microondas", Relatório Técnico RT-47, UNICAMP, 1978.

.../.

- [13] - C.C.GHIZONI, "Aplicações da Teoria dos Parâmetros S ao Projeto de Amplificadores Lineares", Nota Técnica nº 25, INPE, 1972.
- [14] - T.KUBOTA, "Projeto de Amplificadores Transistorizados de Microondas de Faixa Larga", Nota Técnica nº 62, INPE, 1974.
- [15] - K.KUROKAWA, An Introduction to the Theory of Microwaves Circuits, Academic Press, 1969.
- [16] - K.KUROKAWA, "Power Waves and the Scattering Matrix", IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-13, pp. 194-202, Março 1965.
- [17] - F.WEINERT, "Scattering Parameters Speed Design of High-Frequency Transistor Circuits", Electronics, Vol. 5, pp. 78-88, Setembro 1966.
- [18] - R.W.ANDERSON, "S-Parameter Techniques for Faster More Accurate Network Design", Hewlett-Packard Journal, Vol. 18, nº 6, Fevereiro 1967.
- [19] - S.J.MASON, "Power Gain in Feedback Amplifiers", IRE Transaction on Circuit Theory, Vol. CT.1, nº 2, pp. 20-25, Junho 1954.
- [20] - S.J.MASON, "Some properties of Three-Terminal Devices", IRE Transaction on Circuit Theory, Vol. CT.4, pp. 330-332, Dezembro 1957.
- [21] - F.B.LLEWELLYN, "Some Fundamental Properties of Transmission Systems", Proc. IRE, Vol. 40, pp. 271-283, Março 1952.
- [22] - A.P.STERN, "Stability and Power Gain of Tuned Transistor Amplifier", Proc. IRE, Vol. 45, pp. 335-343, Março 1957.

- [23] - J.M.ROLLETT, "Stability and Power Gain Invariants of Linear Twoports", IRE Transaction on Circuit Theory, Vol. CT.9, pp. 29-32, Março 1962.
- [24] - E.R.HAURI, "Overall Stability Factor of Linear Two-Port in Terms of Scattering Parameters", IEEE Journal of Solid-State Circuits, pp. 413-415, Dezembro 1971.
- [25] - A. VAN DER ZIEL, "Theory of Shot Noise in Junction Diodes and Junction Transistors", Proceedings of IRE, Vol. 43, pp. 1639-1646, Novembro 1955.
- [26] - E.G.NIELSEN, "Behavior of Noise Figure in Junction Transistors", Proc. IRE, Vol. 45, pp. 957-963, Julho 1957.
- [27] - L.J.GIACOLETTO, "Noise Factor of Junction Transistors", Transistors I.Princeton, N.J., RCA Labs, pp. 296-308, 1956.
- [28] - H.FUKUI, "The Noise Performance of Microwave Transistors", IEEE-Transaction on Electron. Devices, Vol. ED-13, nº 3, pp. 329-341, Março 1966.
- [29] - H.A.HAUS and R.B.ADLER, "Optimum Noise Performance of Linear Amplifiers", Proceedings of the IRE, Vol. 46, pp. 1517-1533, Agosto 1958.
- [30] - K.KUROKAWA, "Actual Noise Measure of Linear Amplifiers", Proceedings of the IRE, Vol. 49, pp. 1391-1397, Setembro 1961.
- [31] - H.ROTHER, "Theory of Noisy Fourpoles", Proceedings of the IRE, Vol. 44, pp. 811-819, Junho 1956.
- [32] - H.A.HAUS et.al., "Representation of Noise in Linear Twoports", Proceedings of the IRE, Vol. 48, pp. 69-74, Janeiro 1960.

.../.

- [33] - H.A.HAUS et.al., "IRE Standards on Methods of Measuring Noise in Linear Twoports", Proceedings of the IRE, Vol. 48, pp. 60-68, Janeiro 1960.
- [34] - W.BAECHTOLD and J.O.STRUTT, "Noise in Microwave Transistors", IEEE-Transaction on Microwave Theory and Techniques , Vol. MTT-16, nº 9, pp.578-585, Setembro 1968.
- [35] - W.BAECHTOLD and J.O.STRUTT, "Simplified equivalent Circuit for the Noise-Figure Calculation of Microwave Transistors", Electronics Letters, Vol. 4, nº 10, pp. 209-210, Maio 1968.
- [36] - F.M.GARDNER, "Optimum Noise Figure of Transistors Amplifier", IEEE-Transaction on Circuit Theory, Vol. CT.10, pp. 45-48, Março 1963.
- [37] - R.J.HAWKINS, "Limitations of Mielsen's and Related Noise Equations applied to Microwave Bipolar Transistors, and a new expression for the Frequency and Current dependent Noise Figure", Solid-State Electronics, Vol. 20, pp. 191-196, 1977.
- [38] - A.VAN DER ZIEEt.al., "A more accurate expression for the Noise Figure of Transistors", Solid-State Electronics, Vol. 19, pp. 149-151, 1976.
- [39] - A.G.JENSEN et.al., "Standards on Electron Devices: Methods of Measuring Noise", Proceedings of the IRE, Vol. 41, pp. 890-896, Julho 1953.
- [40] - T.S.SAAD, R.C.HANSEN, G.J.WHEELER, Microwave Engineer's Handbook, (Vol.2), Artech House Inc., Dedham, Massachusetts , 1971.
- [41] - R.Q.LANE, "Derive Noise and Gain Parameters in 10 Seconds", Microwaves, Vol. 17, nº 8, pp. 53-57, Agosto 1978.
- [42] - A.L.LANCE, P.M.FUSTIMOTO., B.J.COHEN, "Y-Factor Curves Simplify Noise Evaluation", Microwaves, Vol. 13, nº 8, pp. 48-50, Agosto 1974.

.../.

- [43] - R.Q. LANE, "The Determination of Device Noise Parameters", Proceedings of the IEEE, Letters, Vol. 57, no 8, pp. 1461-1462, Agosto 1969.
- [44] - H. FUKUI, "Available Power Gain, Noise Figure and Noise Measure of Twoports and Their Graphical Representations", IEEE Transactions on Circuit Theory, Vol. CT-13, no 2, pp. 137-142, Junho 1966.
- [45] - W.H. FROEHNER, "Quick Amplifier Design with Scattering Parameters", Electronics, Vol. 16, no 10, pp. 100-109, Outubro 1967.
- [46] - G.E. BODWAY, "Two Port Power Flow Analysis using Generalized Scattering Parameters", Microwave Journal, Vol. 10, no 5, pp. 61-69, Maio 1967.
- [47] - "A Low Noise 4GHz Transistor Amplifier using the 2N6617 (HXTR 6101) Silicon Bipolar Transistors", Hewlett-Packard, Application Note 967.
- [48] - G.E. BODWAY, "Circuit Design and Characterization of Transistors by means of Three-Port Scattering Parameters", Microwave Journal, Vol. 11, no 5, Maio 1968.
- [49] - L. NEVIN and R. WONG, "L-Band GaAs FET Amplifier", Microwave Journal, Vol. 22, no 4, pp. 82-84, Abril 1979.
- [50] - G. STRUB, "S-Parameters Simplify Accurate VCO Design", Microwave Journal, Vol. 14, no 5, pp. 34-40, Maio 1975.
- [51] - Les BESSIS and S. SWENSON, "Update Amplifier Design with Network Synthesis", Microwaves, Vol. 16, no 10, pp. 50, Outubro 1977.
- [52] - W.A. SUTER, "Active Two-Port Program Speeds Amplifier Design", Microwaves, Vol. 19, no 3, pp. 79, Março 1980.

- [53] - G.D.VENDRIN, S.A.ARCHER and N.G.BECHTEC, "A Low Noise Integrated S-band Amplifier", International Solid-State Circuits Conference, pp. 176-177, 1974.
- [54] - "FET Applications Notes", PLESSEY-Optoelectronics & Microwaves, Publication nº PS 1843.
- [55] - W.A.SUTER, "Smith Chart Circles Aid Gain/NF Tradeoff", Microwaves, Vol. 19, nº 7, pp. 71-74, Julho 1980.
- [56] - R.S.ENGELBRECHT and K.KUROKAWA, "A Wide-Band Low Noise L-Band Balanced Transistor Amplifier", Proceedings of the IEEE, Vol. 53, pp. 237-247, Março 1965.
- [57] - "High-Frequency Transistor - Part II: Noise & S-Parameter Characterization", AVANTEK - Applications Notes.
- [58] - T.W.HOUSTON and L.W.READ, "Computer-Aided Design of Broad-Band and Low Noise Microwave Amplifier", IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique, Vol. MTT-17, nº 8, pp. 612-614, Agosto 1969.
- [59] - H.T.FRIIS, "Noise Figure of Radio Receivers", Proceedings of IRE, Vol. 32, nº 7, pp. 419-422, Julho 1944.
- [60] - "Microwave Transistors Bias Consideration", Hewlett-Packard Co., Application Note 941-1, Abril 1975.
- [61] - N.MARSHALL, "Optimizing Multi-Stage Amplifier for Low-Noise", Microwaves, Vol. 13, Part 1, nº 4, pp. 62-64, Abril 1974. Part 11, nº 5, pp. 60-64, Maio 1974.
- [62] - J.A.EISENBERG, "Designing Amplifiers for Optimum Noise Figure", Microwaves, Vol. 13, nº 4, pp. 36-44, Abril 1974.
- [63] - K.RICHTER, "Design DC Stability Into Your Transistor Circuits", Microwaves, Vol. 12, nº 12, pp. 40-46, Dezembro 1973.

- [64] - J.HAMASARI, "A Low-Noise and Wide-Band Esaki Diode Amplifier with a Comparatively High Negative Conductance Diode at 1.3 G_C/s", IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-13, nº 3, pp. 215-223, Março 1965.
- [65] - R.P.MEYS, "A Wave Approach to the Noise Properties of Linear Microwave Devices", IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-16, nº 1, pp. 34-37, Janeiro 1978.
- [66] - A.G.D'ASSUNÇÃO, "Uso de Realimentação Externa em Projeto e Construção de Osciladores Transistorizados de Microondas", Tese de Mestrado apresentada à UNICAMP, Outubro 1977.
- [67] - K.C.GUPTA, Microwave Integrated Circuits, John Willey Inc., pp. 19-20, 28-29, 233-234; 1974.
- [68] - I.J.BAHL, "A Designer's Guide to Microstrip Line", Microwaves, Vol. 16, nº 5, pp. 174-182, Maio 1977.
- [69] - H.A.WHEELER, "Transmission Line Properties of Parallel Wide Strips by a Conformal Mapping Approximation", IEEE Transaction on Theory and Techniques, Vol. MTT-12, pp. 280-288, Maio 1964.
- [70] - E.YAMASHITA e R.MITTRA, "Variation Method for the Analysis of Microstrip Lines", IEEE Trans. Microwaves Theory and Techniques, Vol. MTT-16, pp. 251-256, Abril 1968.
- [71] - E.YAMASHITA, "Variation Method for the Analysis of Microstrip Like Transmission Lines", IEEE Trans. Microwaves Theory and Tech., Vol. MTT-16, pp. 529-539, Agosto 1968.
- [72] - T.G.BRYANT e J.A.WEISS, "Parameters of Microstrip Transmission Lines and of Coupled Pairs of Microstrip Lines", IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., Vol. MTT-16, pp. 1021-1027, Dezembro 1968.
- [73] - A.FARBAR e A.T.ADAMS, "Characteristics Impedance of Microstrip by the Method of Moments", IEEE Trans. Microwaves Theory and Tech., Vol. MTT-18, pp. 65-66, Janeiro 1970.

.../.

- [74] - H.A.WEELER, "Transmission Line Properties of Paralelal Strips Separated by a Dielectric Sheet", IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., Vol. MTT-13, pp.172-185, Maio 1965.
- [75] - M.V.SCHNEIDER, "Microstrip Lines for Microwave Integrated Circuits", Bell Syst. T.J., Vol. 48, pp. 1421-1444, Maio-Junho 1969.
- [76] - E.O.HAMMERSTAD, "Equations for Microstrip Circuit Design", Proc. European Microwave Conference, Hamburg, Germany, pp. 268-272, Setembro 1975.
- [77] - T.S.SAAD (Ed.), R.C.HANSEN e G.J.WHEELER, Microwave Engineers' Handbook, Vol. 1, Artech House, 1971.
- [78] - HEWLETT-PACKARD, "Diode and Transistor Designer's Catalog", pp. 138, 1972.
- [79] - L.YOUNG, "Optimum Quarter-Wave Transformers", IRE Transaction, PG MTT-8, pp. 478-482, Setembro 1960.
- [80] - G.L.MATTHAEI, L.YOUNG and E.M.T.JONES, Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures, Cap. 6, pp. 255, McGraw-Hill Book Co., 1964.
- [81] - M.CAULTON, "Lumped Elements in M.I.C.", Advances in Microwave, nº 8, Academic Press, 1974.
- [82] - H.SOBOL, "Applications of Integrated Circuit Technology to Microwave Frequencies", Proceedings of the IEEE, Vol. 59, nº 8, pp. 1200-1211, Agosto 1971.
- [83] - M.CAULTON, B.HERSHENOV, S.P.KNIGHT and R.E.DEBRECHT, "Status of Lumped Elements in Microwave Integrated Circuits- Present and Future", IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., Vol. MTT-19, nº 7, pp. 588-599, Julho 1971.

- [84] - T.E.SAUNDERS and P.D.STARK, "An Integrated 4-GHz Balanced Transistor Amplifier", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. SC-2, n° 1, pp. 4-10, Março 1967.
- [85] - M.CAULTON, S.P.KNIGHT and D.A.DALY, "Hybrid Integrated Lumped-Elements Microwave Amplifier", IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-15, n° 7, pp. 459-466, Julho 1968.
- [86] - G.D.ALLEY, "Interdigital Capacitors and their Application to Lumped-Elements Microwave Integrated Circuits", IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., Vol. MTT-18, n° 12, pp. 1028-1033, Dezembro 1970.
- [87] - K.M.JOHNSON, "Recent Advances in Microwave Integrated-Circuits Solid-State Source Design", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. SC-5, n° 3, pp. 119-123, Junho 1970.
- [88] - F.Z.KEISTER, "An Evaluation of Materials and Processes for Integrated Microwave Circuits", IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-15, n° 7, pp. 531-537, Julho 1968.
- [89] - F.E.TERMAN, Radio Engineer Handbook, McGraw-Hill, New York, 1943.