

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

LIMITADORES DE POTÊNCIA SELETIVOS EM FRE-
QUÊNCIA USANDO A GERAÇÃO SUBHARMÔNICA DE
ONDAS SPIN EM MATERIAIS FERRIMAGNÉTICOS

MÁRIO DE SOUZA BARRETTI

Orientador: Prof. Dr. ATTÍLIO JOSÉ GIAROLA

Tese de Mestrado apresentada à
Faculdade de Engenharia da Uni-
versidade Estadual de Campinas

MARÇO - 1980

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, Prof.Dr. ATTÍLIO JOSÉ GIAROLA, pelo apoio, interesse e valiosíssimas sugestões prestadas no transcorrer de todo este trabalho.

Aos Profs.Drs.: RUI FRAGASSI SOUZA, DAVID ANTHONY ROGERS e JOSÉ THOMAZ SENISE, pela colaboração e interesse.

Aos colegas: SYDNEY SÉRGIO SAVIANI e FELIPE CONTATORE, pela inestimável colaboração e amizade demonstrada.

Ao Prof.Dr. CESAR A. EVORA, pela importante colaboração no sentido de viabilizar a utilização do eletroímã necessário para a realização do trabalho experimental.

A WASHINGTON LUIZ DE PAULA PEREIRA e OLGA REGINA S. DE SOUZA, pelo trabalho de datilografia.

A CARLOS R.F. ROCHA, pela elaboração dos desenhos.

SUMÁRIO

Neste trabalho é apresentado uma revisão das teorias linear e não linear aplicadas a materiais ferrimagnéticos, as quais permitem uma melhor compreensão dos fenômenos envolvidos em Limitadores de Potência Seletivos em Frequência LPSFs operando nos modos de coincidência e ressonância subsidiária.

É também demonstrado que os limitadores operando no modo de coincidência funcionam como filtros passa faixa quando o sinal aplicado na sua porta de entrada estiver abaixo do nível de limitação. Por este motivo, é apresentada uma revisão da teoria sobre filtros passa faixa usando ressoadores ferrimagnéticos.

A teoria já existente para prever o comportamento de LPSFs com sinais apresentando amplitudes acima do nível limiar de limitação é introduzida e comparada com os resultados experimentais.

Dois protótipos foram projetados, construídos e testados. Um deles consistiu de duas linhas de fita perpendiculares entre si e acopladas por meio de duas esferas Y.I.G convenientemente polarizadas para permitir operação no modo de coincidência. O outro foi obtido mediante a integração de uma esfera Y.I.G a uma linha de microfita. A polarização da esfera Y.I.G foi ajustada de modo a permitir operação do dispositivo no modo de ressonância subsidiária.

Para a caracterização dos dispositivos construídos foram efetuados uma série de medidas para a obtenção de curvas de potência de saída versus potência de entrada e da variação com a frequência da perda por inserção, da supressão de um sinal fraco devido à presença de um sinal forte, da amplitude de dois sinais fortes e da amplitude dos produtos de intermodulação de terceira e quinta ordem.

A comparação dos resultados experimentais obtidos com aqueles previstos teoricamente revela uma boa concordância entre a teoria apresentada e a realização prática.

SUMMARY

A review of the linear and non linear theories applied to ferrimagnetic materials is presented with the objective of providing a better understanding of the phenomena occurring in Frequency Selective Power Limiters (LPSF's) operating in the coincidence and subsidiary resonance modes.

In addition, it is shown that the limiters operating in the coincidence mode behave as band pass filters when the applied input signal level is set below the limiting level. For this reason, a review of the theory of band pass filters using ferrimagnetic resonators is also presented.

An existing theory for predicting the behavior of LPSF's with signal levels above the limiting level is introduced and compared with experimental results.

Two prototypes were designed, built and tested. One of them consisted of two striplines one perpendicular to the other, and coupled by means of two Y.I.G spheres. These spheres were conveniently biased in order to allow operation in the coincidence mode. The other prototype was obtained by means of an integration of a Y.I.G sphere with a microstripline. The bias of the sphere was adjusted in order to provide operation in the subsidiary resonance mode.

For the characterization of the devices built series of tests were accomplished in order to obtain curves of output versus input power and the dependence on the frequency of (a) the insertion loss; (b) the small signal suppression due to a strong signal; (c) the amplitudes of two strong signals; and (d) the amplitudes of the third and fifth order intermodulation products.

A comparison between the experimental and theoretical results reveals a good agreement between the theory and the experiment.

ÍNDICE

	Página
Capítulo I - Limitadores de Potência Seletivos em Frequência	
I.1 - Introdução	001
I.2 - LPSFs não paramétricos utilizando circuitos concentrados	005
I.3 - LPSFs usando interações paramétricas	008
I.4 - LPSFs utilizando as ressonâncias magnéticas do elétron e do núcleo	012
I.5 - Aplicações dos LPSFs	014
Referências	017
 Capítulo II - Propriedades Magnéticas da Matéria	
II.1 - Introdução	018
II.2 - Energia de Troca	021
II.3 - Ferromagnetismo	022
II.4 - Ferrimagnetismo	022
II.5 - Precessão do vetor momento magnético	022
II.6 - Ressonância Ferromagnética em Materiais Ferro e Ferrimagnéticos	024
II.7 - Tensor Permeabilidade	026
Referências	028
 Capítulo III - Modos Uniformes da Equação de Movimento em Materiais Ferrimagnéticos	
III.1 - Equação de Movimento	029
III.2 - Solução da Equação de Movimento de um meio Ferrimagnético Isotrópico e Infinito para baixos sinais - Teoria Linear	031

	Página
III.3 - Solução da Equação de Movimento para amostras Ferrimagnéticas Finitas e Isotrópicas em baixos sinais	036
III.4 - Solução da Equação de Movimento para uma amostra Anisotrópica em baixos sinais	044
III.5 - Perdas nos Materiais Ferrimagnéticos	048
III.6 - Considerações a respeito da frequência de ressonância ferromagnética em materiais ferrimagnéticos	050
Referências	061
 Capítulo IV - Ondas Spin	
IV.1 - Introdução	062
IV.2 - Descrição Física das ondas Spin	062
IV.3 - Descrição Matemática das ondas Spin	065
Referências	075
 Capítulo V - Acoplamento entre o Modo Uniforme e os Modos Spin nas Ferritas - Teoria Não-Linear	
V.1 - Introdução	076
V.2 - Explicação do Fenômeno	078
V.3 - Teoria Não-Linear	080
Referências	098
 Capítulo VI - Aspectos gerais dos Limitadores de Potência Seletivos em Frequência usando Materiais Ferrimagnéticos	
VI.1 - Introdução	100
VI.2 - LPSFs operando no modo de coincidência	101
VI.3 - Limitadores operando no modo de Ressonância subsidiária	106

	Página
VI.4 - Comentários finais	110
Referências	111
Capítulo VII - LPSFs usando ondas spin em esferas Y.I.G operando no modo de coincidência - Análise do comportamento em sinais abaixo do Nível de Limitação	
VII.1 - Introdução	112
VII.2 - Geometrias comumente usadas	112
VII.3 - Análise das geometrias da Fig.VII.2 abaixo do Nível de Limitação	119
VII.4 - Estudo do comportamento de um LPSF usando ondas spin em esferas Y.I.G operando no modo de coincidência em níveis de potência abaixo do nível crítico de Limitação - Filtro com dois ressoadores	138
Referências	149
Capítulo VIII- LPSFs usando ondas spin em esferas Y.I.G. operando no modo de coincidência - Análise do comportamento com sinais acima do nível de limitação	
VIII.1 - Introdução	151
VIII.2 - Saturação do modo de precessão uniforme	151
Referências	167
Capítulo IX - LPSFs operando acima do Nível Crítico de Limitação - Circuitos Equivalentes	
IX.1 - Introdução	168

	Página
IX.2 - Modelo para prever o comportamento de LPSFs operando com um sinal forte e um sinal fraco	168
IX.3 - Modelo para prever o comportamento de LPSF operando com dois sinais fortes	179
Referências	187
Capítulo X - Projeto, Construção e Avaliação experimental de LPSFs operando nos modos de coincidência e ressonância subsidiária	
X.1 - Introdução	188
X.2 - Projeto e construção da geometria escolhida como protótipo para LPSFs operando no modo de coincidência	188
X.3 - Previsão teórica do funcionamento do protótipo montado para LPSFs no modo de coincidência	195
X.4 - Avaliação Experimental do comportamento do protótipo construído para LPSFs operando no modo de coincidência	202
X.5 - Projeto e construção de um protótipo para a observação do Fenômeno de Limitação de Potência no modo de Ressonância Subsidiária	232
X.6 - Avaliação experimental do protótipo construído para LPSFs no modo de Ressonância Subsidiária	237
X.7 - Análise dos resultados experimentais obtidos para o protótipo construído para LPSFs operando no modo de coincidência	240

X.8 - Análise dos resultados experimentais obtidos para o protótipo construído para a observação do fenômeno de Limitação de Potência no modo de Ressonância Subsidiária	253
Referências	255
Capítulo XI - Conclusões e Sugestões	256

CAPÍTULO I

LIMITADORES DE POTÊNCIA SELETIVOS EM FREQUÊNCIA

I.1 - INTRODUÇÃO

Há alguns anos vários autores vêm pesquisando a viabilidade do uso de Limitadores de Potência Seletivos em Frequência (LPSFs) [1] [2] [5] [7] [9] .

A vantagem no uso de um LPSF em relação aos limitadores de potência normais, reside no fato de tais dispositivos serem capazes de limitar as potências de vários sinais C.W com amplitudes acima de um valor pré-determinado e com frequências dentro de sua faixa de passagem, apresentando um mínimo de interferência entre esses sinais quando suas frequências forem suficientemente espaçadas.

Os LPSFs, quando operando com sinais abaixo do nível de limitação, podem ser considerados como filtros passa-faixa lineares. Assim, qualquer sinal cujo nível esteja abaixo do nível de limitação e cuja frequência esteja dentro da faixa de passagem será transferido à saída de uma maneira linear, isto é, qualquer aumento no sinal de entrada corresponderá a um mesmo aumento no sinal de saída. Quando o sinal de entrada atingir o nível de limitação, o sinal na saída apresentará um nível praticamente constante apesar do aumento contínuo do sinal na entrada. Todo o processo descrito anteriormente pode ser visualizado na Fig. I.1 .

Na Fig. I.1:

P_{crit} é a potência disponível no sinal de entrada a partir da qual começa a ocorrer o fenômeno de

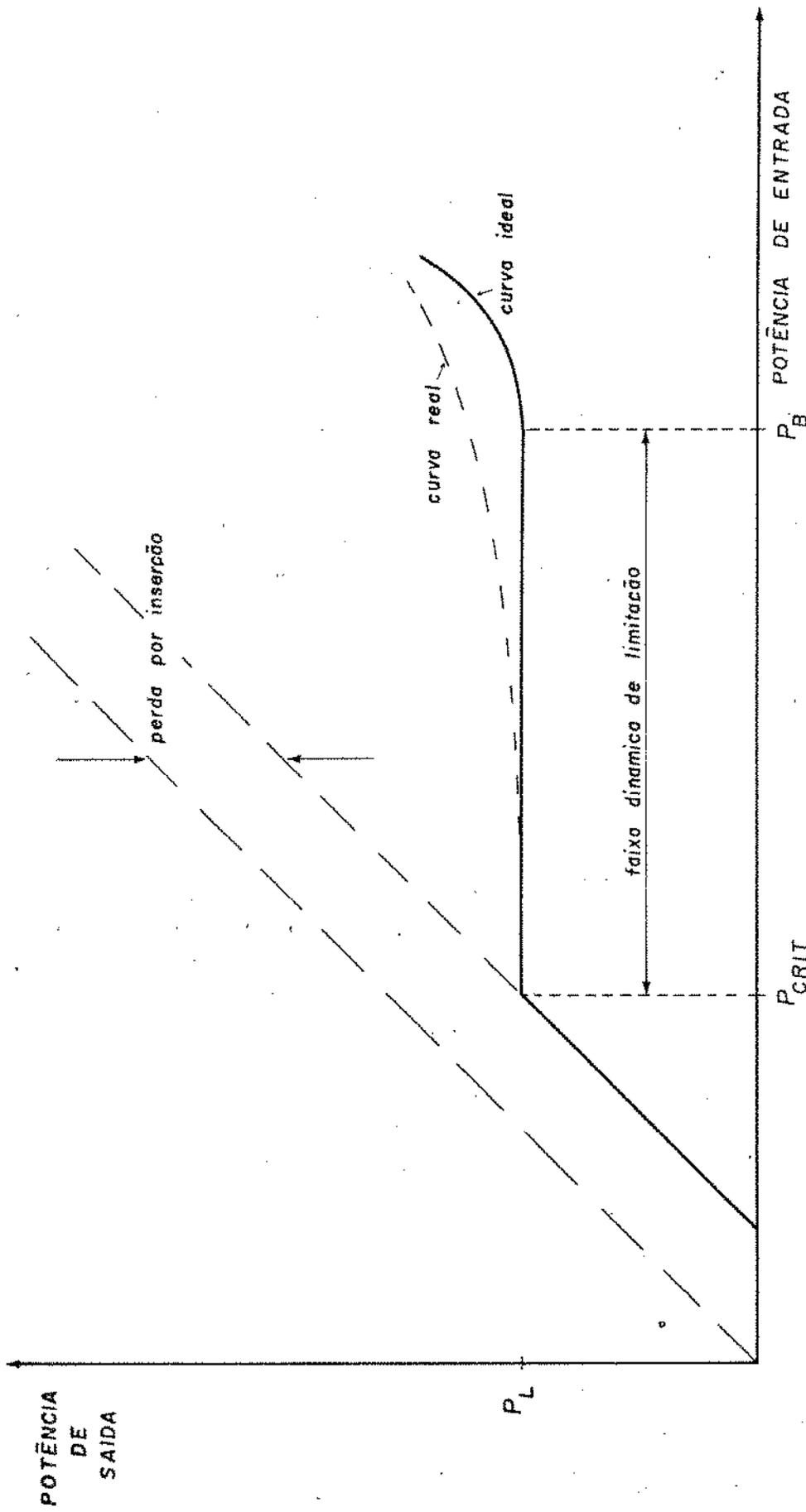


Fig.I.1.1 - Curva típica de limitação de um LPSF.

limitação, chamada de "Potência Limiar de Limitação" ou "Potência Crítica de Limitação".

P_B é a potência disponível no sinal de entrada a partir da qual o mecanismo de limitação começa a se deteriorar, chamada de "Potência de Ruptura".

P_L é a potência de saída do sinal limitado.

"Faixa Dinâmica de Limitação" - é definida como a diferença em dB entre P_B e P_{crit} .

Também é mostrado na Fig. I.1 a perda por inserção, bem como a curva real de limitação de um LPSF.

Idealmente, um LPSF deveria ser capaz de limitar vários sinais C.W sem mútua interferência. Na prática, contudo, isto não é realidade [1]. Quando o espectro do sinal na entrada de um LPSF apresentar componentes cujas potências estejam acima da potência limiar, haverá interferência entre estas e as componentes que estiverem próximas em frequência. As componentes acima de P_{crit} criam faixas de absorção na função de transferência do LPSF de tal maneira, que qualquer componente cuja frequência caia dentro dessa faixa será adicionalmente atenuada e produtos de intermodulação surgirão no espectro do sinal na saída.

A Fig. I.2a, mostra a função de transferência de um LPSF quando todas as componentes do espectro do sinal de entrada estão abaixo de P_{crit} [2].

Quando existirem componentes de frequência no sinal de entrada com potências acima de P_{crit} , surgirão fendas na função de transferência como mostrado na Fig. I.2c [2]. A largura dessas fendas em Hertz são definidas como faixas de absorção [1].

A seletividade de um LPSF pode ser grosseiramente definida como a largura dessas faixas de absorção. Contudo, essa de-

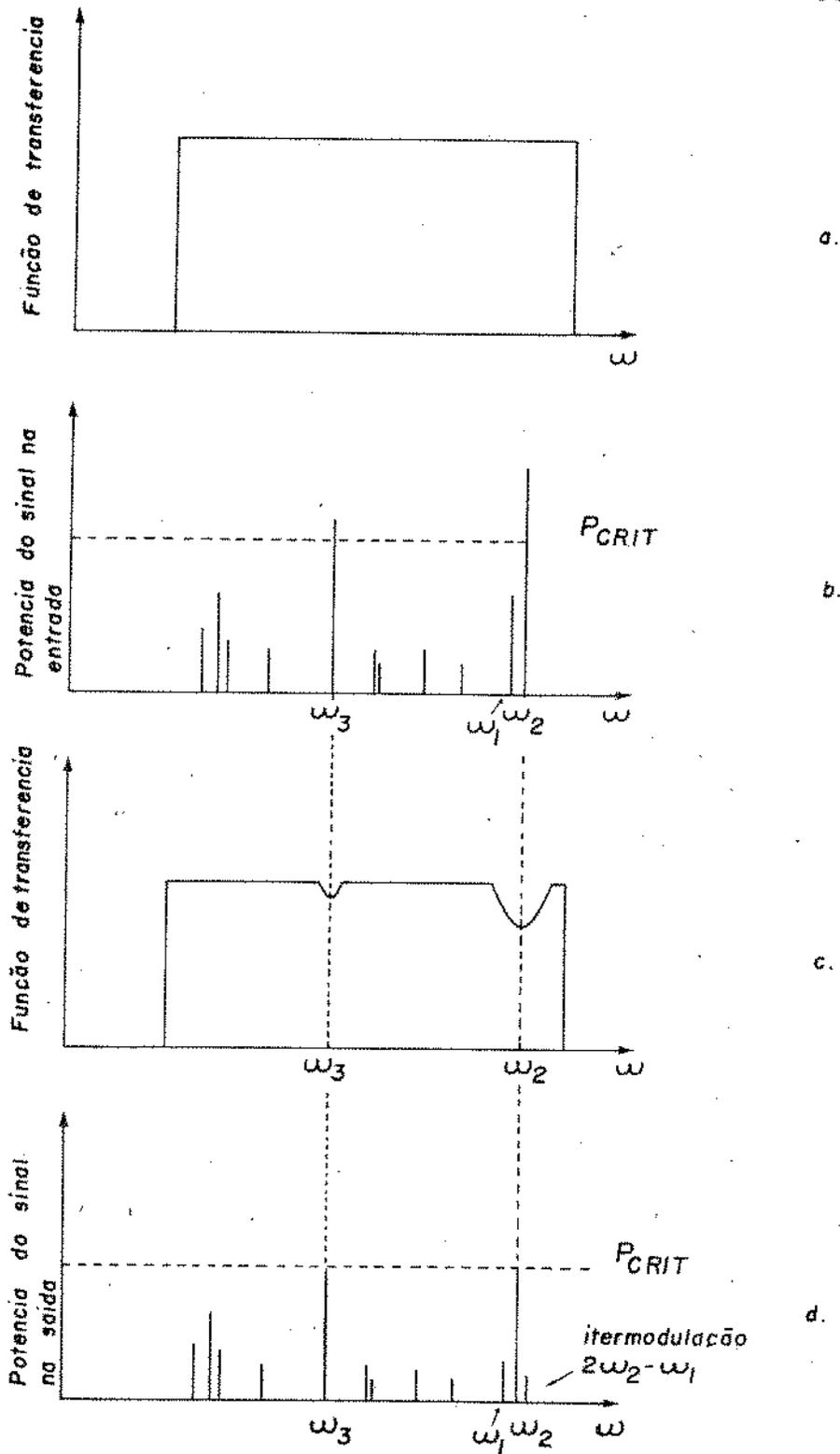


Fig.I.2 - a) Função de transferência de um LPSF sob a ação de sinais fracos; b) Espectro de potência do sinal de entrada apresentando componentes de frequência com potências acima de P_{crit} ; c) Função de transferência de um LPSF quando é aplicado na entrada o sinal de (b); d) Espectro de potência do sinal de saída quando a entrada é (b).

finição não é completamente correta, pois a largura da faixa de absorção depende de quão acima do limiar está a potência da componente que a gerou [1] .

Os limitadores de potência seletivos em frequência podem ser construídos utilizando:

- 1) circuitos concentrados
- 2) ondas spin operando nos modos de coincidência e ressonância subsidiária
- 3) ondas magnetoelásticas
- 4) ressonâncias magnéticas do elétron e do núcleo.

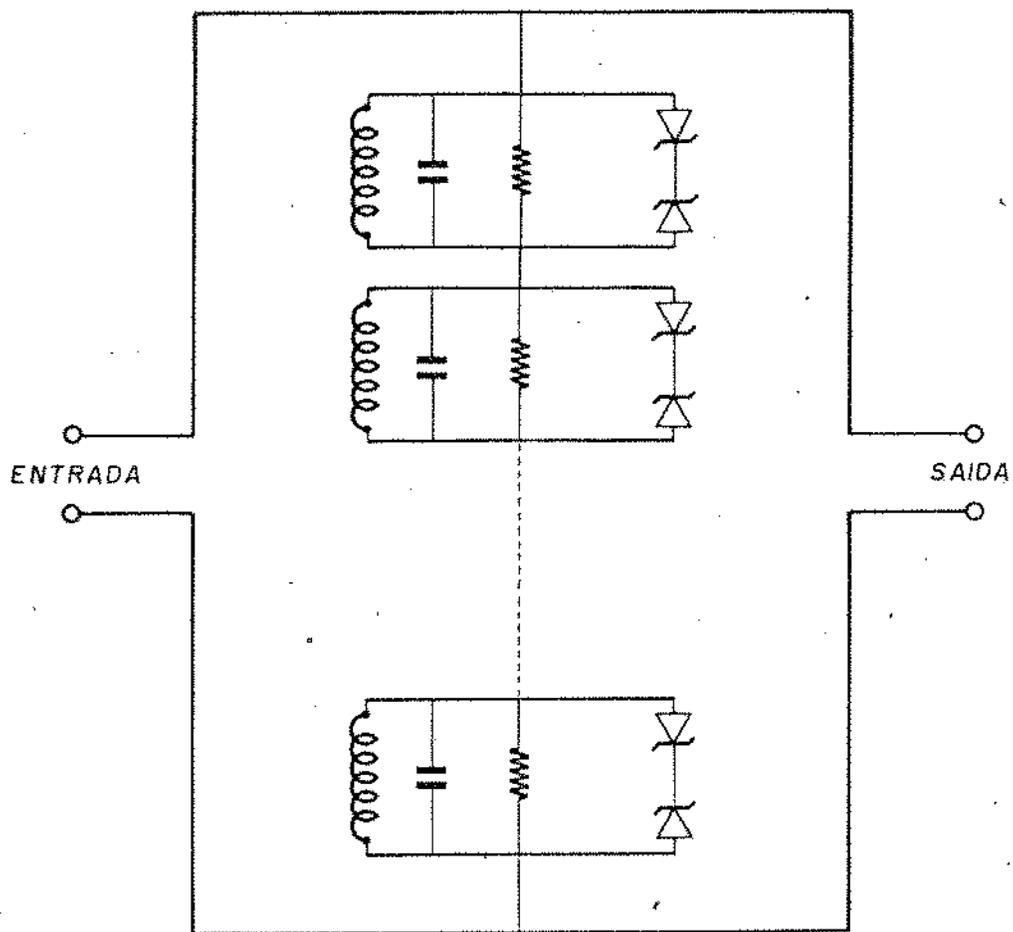
Tais limitadores podem ser divididos em três classes principais:

- a) LPSFs não paramétricos usando circuitos concentrados
- b) LPSFs paramétricos
- c) LPSFs não paramétricos utilizando ressonância magnética.

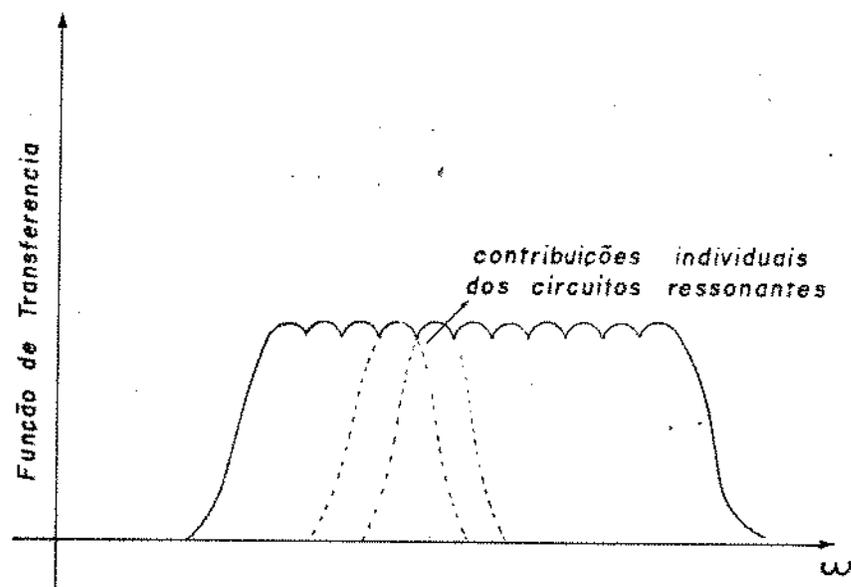
I.2 - LPSFs NÃO PARAMÉTRICOS UTILIZANDO CIRCUITOS CONCENTRADOS

Um LPSF usando circuitos concentrados foi o primeiro passo nas pesquisas concernentes a tais tipos de limitadores [1] , [2] . Devido à simplicidade do conceito, nenhuma evidência de quem foi o precursor de tal dispositivo se encontra na literatura.

Tais dispositivos são compostos de vários circuitos ressonantes ligados como é mostrado na Fig. I.3a. Cada circuito ressonante contém um diodo Zener ou qualquer outro elemento não-linear que garanta uma voltagem limitada em qualquer circuito, quando a voltagem do sinal na entrada exceder um valor pré-determinado.



a)



b)

Fig.I.3 - a) LPSF usando elementos concentrados; b) Função de transferência do circuito da Fig.I.3a.

Cada circuito ressonante é sintonizado em uma determinada frequência de forma que a função de transferência do conjunto se apresente igual à da Fig. 1.3b. Qualquer sinal aplicado à entrada e dentro da faixa de passagem será transmitido.

A voltagem sobre cada circuito ressonante é dependente das componentes de frequência do sinal aplicado, do Q dos circuitos ressonantes e do espaçamento entre as frequências de sintonia dos circuitos ressonantes.

Para garantir a independência entre os circuitos ressonantes é necessário que o Q de tais circuitos sejam elevados.

Assim, quando uma frequência particular f_1 do sinal aplicado cair dentro da faixa de passagem de um dos circuitos ressonantes, os outros comportar-se-ão como curto-circuitos para f_1 .

Se a voltagem relacionada com f_1 produzir no circuito ressonante sintonizado em f_1 uma voltagem acima da voltagem de ruptura do diodo Zener, a independência entre os circuitos ressonantes será sacrificada, pois o Q deste circuito ressonante diminuirá. Isso pode ser explicado supondo-se que um segundo sinal em uma frequência f_2 , abaixo da voltagem de ruptura do diodo Zener, é aplicado ao circuito. Se este sinal estiver dentro da faixa de passagem do circuito sintonizado em f_1 e ao mesmo tempo existir um circuito ressonante sintonizado em f_2 , como o diodo Zener está operando em uma região não-linear devido à presença do sinal de frequência f_1 acima da potência de ruptura, o sinal na saída apresentará produtos de intermodulação devido às presenças de f_1 e f_2 bem como apresentará o sinal de frequência f_1 limitado na voltagem de ruptura do diodo Zener e o sinal de frequência f_2 em um nível mais baixo do que se este fosse transmitido somente através do circuito sintonizado em f_2 .

A seletividade dos LPSFs usando elementos concentrados é definida como:

$$\Delta = \frac{\omega_0}{2\pi Q_0} \quad (1.1)$$

onde

ω_0 é a frequência angular de sintonia de um certo circuito ressonante

Q_0 é o fator de mérito sem carga desse circuito ressonante.

Estes limitadores podem ser construídos para operar em qualquer faixa de frequências; entretanto, seu uso é limitado pelos Q_0 dos circuitos ressonantes.

Na faixa de Microondas podem ser usadas cavidades ressonantes e ressoadores Fabry - Perot.

I.3 - LPSFs USANDO INTERAÇÕES PARAMÉTRICAS

Os limitadores seletivos em frequência usando interações paramétricas foram apresentados na literatura por Ho e Siegman [2] .

O conceito básico de tais limitadores podem ser explicados observando a Fig. I.4.

Quando o nível do sinal na entrada estiver abaixo do nível de limitação, o dispositivo comporta-se como se somente o circuito ressonante em f existisse. Quando o nível do sinal aplicado na entrada ultrapassar o nível de limitação P_{crit} , o circuito ressonante subharmônico sintonizado em $f/2$ será acoplado ao circuito de uma maneira não linear. O sinal aplicado será refletido na entrada ou absorvido pelo circuito ressonante em $f/2$, de tal forma que o sinal na saída aparece limitado conforme Fig. I.1 .

Estes dispositivos são seletivos em frequência pois o circuito ressonante em $f/2$ possui alto Q . Assim, quando o sinal de entrada tiver várias componentes de frequência que estejam dentro da faixa de passagem do circuito, haverá interferência entre

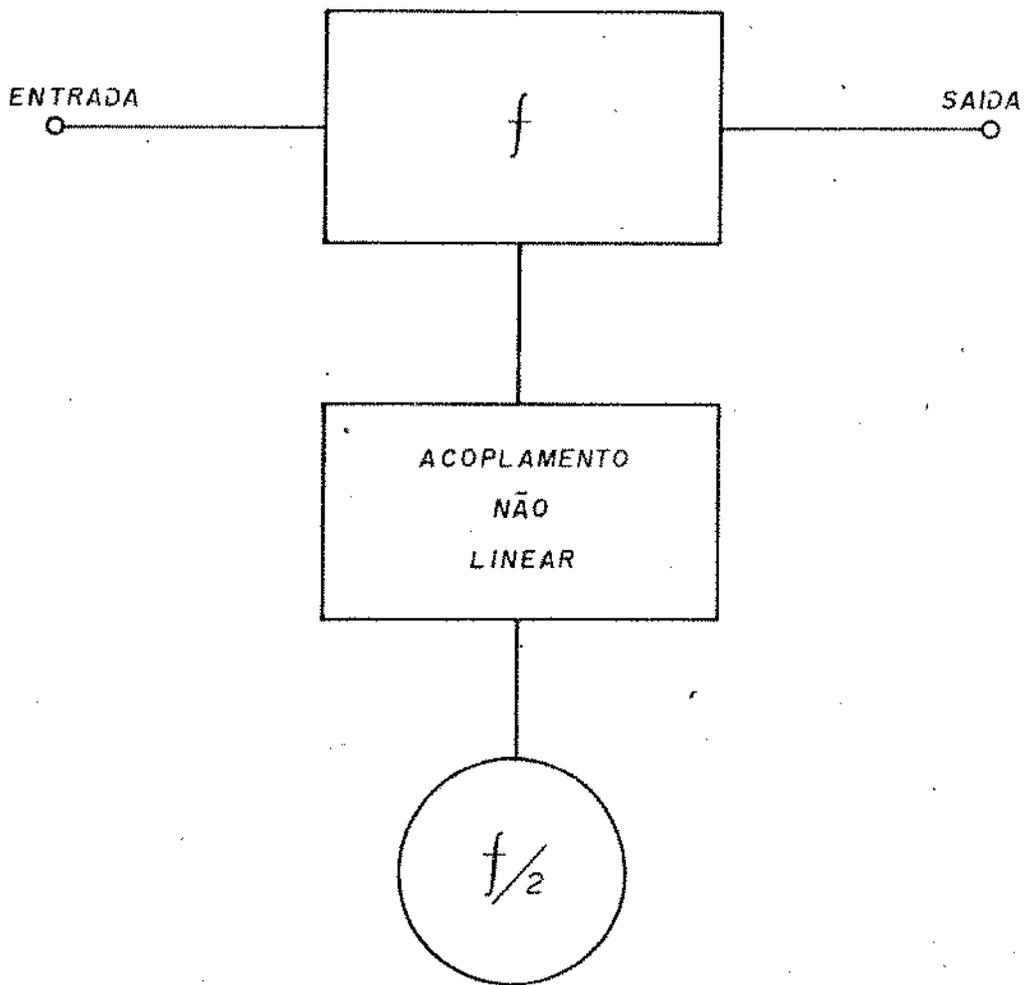


Fig.I.4 - Princípio básico de operação de um LPSF usando interações paramétricas.

essas componentes somente quando as faixas de absorção dos circuitos ressonantes subharmônicos correspondentes se sobrepuserem ou quando qualquer componente de frequência do sinal de entrada que estiver abaixo de P_{crit} se encontrar dentro da faixa de absorção de algum circuito ressonante subharmônico.

A seletividade de tais dispositivos é definida como:

$$\Delta = \frac{\omega_i}{2\pi Q_i} \quad (I.2)$$

onde

Q_i é o fator de mérito sem carga do circuito ressonante subharmônico

ω_i é a frequência angular de ressonância do circuito ressonante subharmônico.

A seletividade depende de quão acima de P_{crit} estão as componentes de frequência, pois Q_i é dependente da potência quando o sinal estiver sendo limitado. Frequentemente define-se uma faixa de absorção padrão para se comparar a seletividade de LPSFs.

Os LPSFs usando interações paramétricas podem ser construídos utilizando varactores, cristais piezoelétricos e materiais ferrimagnéticos. Eles diferem entre si pelo mecanismo utilizado para gerar as oscilações subharmônicas.

Nos diodos varactores esse processo é devido ao comportamento não-linear desses dispositivos em altos níveis de potência.

A magnetostricção e o efeito piezoelétrico possibilitam um acoplamento entre os sinais aplicados a um cristal piezoelétrico e as ondas acústicas. Esse acoplamento é não-linear e os circuitos ressonantes subharmônicos correspondem aos modos ressonantes das ondas acústicas.

Em materiais ferrimagnéticos, o acoplamento não-linear entre o modo de precessão uniforme do vetor magnetização e certas ondas spin, possibilitam a limitação de potência. Podem operar tanto no modo de coincidência como no modo de ressonância subsidiária [5][6]. Os circuitos ressonantes subharmônicos correspondem a os modos ressonantes das ondas spin [3][4].

O acoplamento existente entre as ondas elásticas e ondas spin pode ser usado em limitadores utilizando materiais ferrimagnéticos [7]. As ondas resultantes são chamadas ondas magnetoelásticas e constituem os modos ressonantes subharmônicos desses dispositivos [8].

Os LPSFs usando a geração paramétrica de modos ressonantes subharmônicos distinguem-se entre si também pela faixa de frequências de operação, potências limiares de limitação, perdas por inserção, faixas de absorção (seletividade) e faixas dinâmicas de limitação.

Os LPSFs usando ondas spin em materiais ferrimagnéticos operando no modo de coincidência foram construídos utilizando Ytrium-Iron-Garnet (YIG) e Lithium Ferrite. Com YIG foram construídos limitadores operando na banda S (2,0 A 3,4 GHz) com perda por inserção de 1 dB, faixa de absorção de 0,5 MHz e faixas dinâmicas de limitação excedendo a 40 dB [1]. LPSFs operando no modo de coincidência utilizando Lithium Ferrite foram construídos para operarem na banda C (4 a 6 GHz) com perdas por inserção de 3 dB, potências limiares da ordem de +4dBm, faixas de passagem de 250 MHz, bandas de absorção de 5 MHz e faixas dinâmicas de limitação de 20 dB [1].

Os LPSFs utilizando o modo de ressonância subsidiária em materiais ferrimagnéticos possuem potências limiares de limitação acima daqueles operando no modo de coincidência.

Mesmo assim conseguiram-se potências limiares de limitação da ordem de +10 dBm, perda por inserção de 2 dB, faixa de absorção de 0,5 MHz, faixa de passagem de 100 MHz e faixa dinâmica de limitação de 28 dB [9].

Os LPSFs usando ondas magnetoelásticas foram construídos para operarem de 170 MHz a 16 Hz [1][7]. Um modelo operando em 178 MHz possuía uma faixa de passagem de 1,6 MHz, banda de absorção de 2 KHz, potência limiar de limitação em +2 dBm, perda por inserção de 8 dB e faixa dinâmica de limitação de 15 dB [1]. Os limitadores utilizando ondas magnetoelásticas podem, teoricamente, operar em faixas de frequências desde 30 MHz até 30 GHz. A perda por inserção esperada é da ordem de 2 a 8 dB [1].

I-4 LPSF UTILIZANDO AS RESSONÂNCIAS MAGNÉTICAS DO ELÉTRON E DO NÚCLEO.

A ressonância magnética do núcleo (RMN) ou a ressonância paramagnética do elétron (RPE) podem ser usadas na construção de LPSFs [1][2]. Tais ressonâncias ocorrem quando o meio é imerso em um campo magnético de C.C, H_0 , perpendicular a um campo magnético de RF, h_{RF} . A ressonância ocorre quando o sinal de RF tiver uma frequência angular $\omega_0 = \gamma H_0$, onde $\gamma = 2,675 \times 10^4$ rad/oe para os prótons e $1,76 \times 10^7$ rad/oe para os elétrons.

O efeito dessa ressonância é a absorção de potência de RF pelo meio. Quando o nível do campo de RF estiver abaixo do limiar de limitação, qualquer aumento da potência de RF é acompanhado linearmente pelo aumento da potência absorvida pelo meio. Quando a potência de RF atingir o limiar, o sistema ressonante satura e a potência em excesso é toda refletida pelo meio.

Se usarmos uma amostra desse meio em um circuito ponte semelhante ao da Fig. I.5, conseguiremos limitação de potência.

Um dos circuitos ressonantes da Fig. I.5 contém uma indutância preenchida com um material no qual possa ocorrer ou a RMN ou a RPE.

Quando estivermos em uma região de absorção linear, a ponte estará desbalanceada e o nível do sinal na saída aumenta

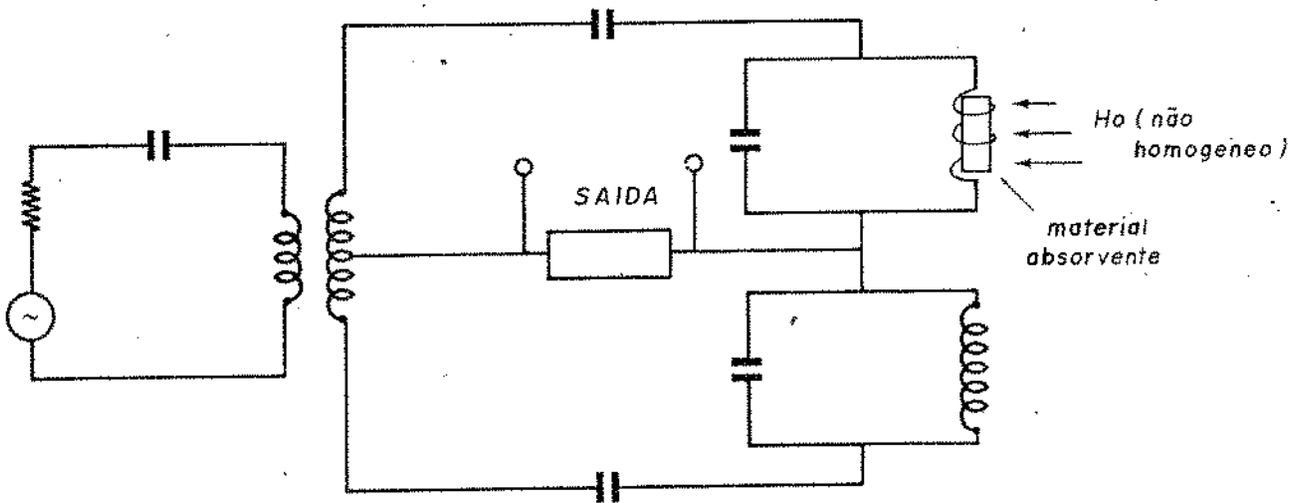


Fig.I.5 - Circuito típico de um LPSF utilizando RMN ou RPE
[vide Fig.9 de [1]].

linearmente com o nível de sinal na entrada.

Quando a potência do sinal de entrada estiver acima de P_{crit} a ponte tenderá a se balancear e o sinal na saída cresce mais lentamente com o sinal de entrada, aproximando-se de uma constante.

O circuito apresentado na Fig. I.5 não é um LPSF quando H_0 for homogêneo, pois a limitação só ocorrerá em uma faixa de frequências centrada em ω_0 existindo conseqüentemente, apenas uma faixa de absorção. Entretanto, se nós aplicarmos à amostra absorvente um campo magnético c.c H_0 não uniforme, isto é, variando espacialmente, cada região da amostra com o mesmo H_0 corresponderá a um circuito ressonante, de maneira que porções diferentes do material absorverão potências quando a frequência do sinal de RE variar dentro da faixa de passagem do LPSF.

LPSFs usando RMN apresentam melhores condições de funcionamento na faixa de frequências de 100 KHz a 100 MHz. Nesta faixa foram construídos dispositivos com níveis limiares de limitação entre -50 a 0 dBm, seletividades de 1 Hz a 10 KHz, perdas por inserção tal altas quanto 57 dB, faixas de passagem da ordem de 1,2 KHz e faixa dinâmica de operação de 30 dB [1].

LPSFs usando RPE são mais indicados para operarem na faixa de frequências de UHF e na região de microondas.

Um desses limitadores foi construído para operar em 9272 MHz, com um nível limiar de limitação de +28 dBm, faixa dinâmica de operação de 10 dB, seletividade de 2 MHz, perda por inserção de 21 dB e faixa de passagem de 10 MHz [1].

I.5 - APLICAÇÕES DOS LPSFs

São várias as aplicações dos limitadores de potência seletivos em frequência. Listamos, a seguir, as principais delas:

- como elementos de proteção em receptores de altíssima sensibilidade
- em circuitos que utilizam cristais detetores
- como elemento equalizador em satélites repetidores que possuem acesso múltiplo
- como supressor de interferências em receptores faixa-larga utilizando transistores de baixo ruído.
- como elementos de proteção em receptores de radar
- para eliminar interferências entre sinais VLF e ruídos atmosféricos em sistemas VLF.

A escolha de um determinado LPSF para uma certa aplicação depende das suas características de funcionamento.

Se a frequência de um sinal C.W acima do limiar de limitação for próxima da frequência do sinal fraco que se deseja receber, deve-se escolher um LPSF de alta seletividade, a fim de minimizar a interferência entre os sinais fortes e fracos.

Os LPSFs não são capazes de melhorar a relação sinal-ruído, sendo capazes apenas de reduzir a interferência C.W.

Para uma operação ótima, o LPSF deveria ter um nível de potência limiar uns poucos dBs acima da densidade de potência do sinal desejado + ruído, se a densidade de potência do sinal for superior à do ruído, ou poucos dBs acima do ruído se a densidade de potência do sinal for da ordem da do ruído. Em ambos os casos, é desejável um LPSF com alta seletividade, a fim de minimizar a intermodulação e supressão do sinal desejado pelo ruído.

I.6 - OBJETIVO DESTE TRABALHO

Para uso na faixa de microondas, os LPSFs mais indicados são os que utilizam ondas spins e operando nos modos de coín

cidência ou de ressonância subsidiária.

Neste trabalho procuraremos dar as idéias básicas do funcionamento desses dispositivos e construiremos protótipos a fim de observar o fenômeno de limitação de potência seletiva em frequência nos materiais ferrimagnéticos. Não será nosso objetivo a construção de protótipos que tenham características otimizadas, mas sim, estudar o fenômeno e examinar a sua viabilidade prática.

REFERÊNCIAS

- [1] A.J. Giarola, "A Review of the Theory, Characteristics and Operation of Frequency Selective Limiters", Proc. IEEE, Vol.67, n° 10, pp.1380-1396, Outubro, 1979.
- [2] R.W. Orth, "Frequency-Selective Limiters and their Applications", IEEE Trans Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-10, n° 2, pp.273-283, Junho, 1968.
- [3] H. Suhl, "The Nonlinear Behavior of Ferrites at High Microwave Signal Levels", Proc. IRE, Vol.44, pp.1270-1284, Outubro, 1956.
- [4] J. Hellszajn, "Simplified Theory of Nonlinear Phenomena in Ferrimagnetic Materials", Proc. IEE, Vol.114, n° 11, pp.1585-1591, Novembro, 1967.
- [5] F.R. Arams, M. Grace e S. Okwit, "Low-level Garnet Limiters", Proc. IRE, Vol.49, pp.1308-1313, Agosto, 1961.
- [6] B. Lax e K.J. Button, Microwave Ferrites and Ferrimagnetics, McGraw Hill Book Co., 1962, pp.673-702.
- [7] D.R. Jackson e A.J. Giarola, "Wideband Magnetoelastic Frequency-Selective Limiter for VHF", Boeing Co., Documento n° D2-125343-1, 1967.
- [8] B.A. Auld, "Nonlinear Magnetoelastic Interactions", Proc. IEEE, Vol.53, n° 10, pp.1517-1533, Outubro, 1965.
- [9] S.N. Stitzer, H. Goldie e P.S. Carter, "X-band Y.I.G limiters for FM/CW radar", Microwave J., Vol.20, pp.35-38, n° 57, Dezembro, 1977.

CAPÍTULO II

PROPRIEDADES MAGNÉTICAS DA MATÉRIA

II.1 - INTRODUÇÃO

Por questão de conveniência, apresentaremos a seguir alguns conceitos básicos sobre as propriedades magnéticas da matéria.

As propriedades magnéticas da matéria dependem dos movimentos de carga em escala atômica. Como indicado na Fig. II.1, temos três movimentos a serem considerados: o movimento orbital do elétron, o rodopio (spin) do elétron em torno de si mesmo e o rodopio (spin) do núcleo atômico.

Cada movimento, orbital e spin, pode ser essencialmente considerado como um deslocamento de carga elétrica em um "loop" fechado, semelhante àquele de um fio percorrido por uma corrente elétrica. Um momento de dipolo magnético, portanto, origina-se tanto do movimento orbital quanto do movimento de spin.

Sabe-se que o vetor momento magnético de um "loop" fechado de área S e percorrido por uma corrente elétrica I é dado por:

$$\mu = IS \hat{a}_n \quad (\text{Sistema MKS}) \quad (\text{II.1})$$

onde \hat{a}_n é o versor cuja direção é perpendicular ao plano que contém o loop e cujo sentido é dado pela regra da mão direita.

A equação (II.1), expressa no sistema gaussiano, terá a seguinte forma:

$$\mu = \frac{IS}{c} \hat{a}_n \quad (\text{II.2})$$

onde c é a velocidade da luz.

O módulo do momento magnético orbital pode ser obtido, no sistema gaussiano a partir de (II.2) e da expressão de corrente I

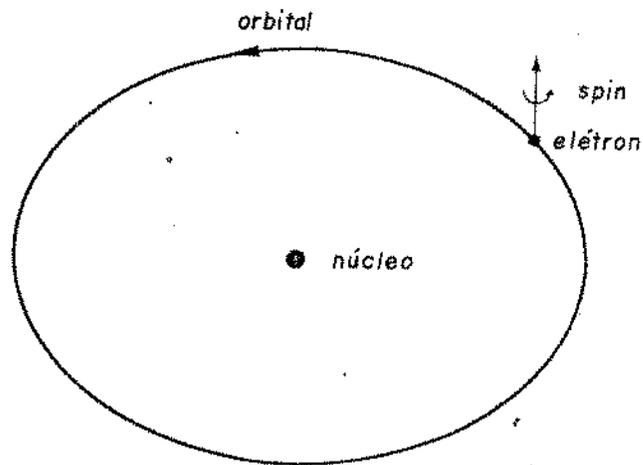


Fig.II.1 - Representação esquemática do movimento orbital do elétron em volta do núcleo e do spin do elétron em torno de seu próprio eixo.

do elétron em seu movimento orbital, como sendo:

$$|\mu| = \mu = \frac{e}{c} \cdot \frac{\omega}{2\pi} \cdot \pi r^2 = \frac{e \omega r^2}{2c} = \frac{e}{2mc} m\omega r^2 \quad (\text{II.3})$$

onde:

- e é a carga do elétron
- ω é a velocidade angular do movimento orbital
- πr^2 é a área do loop
- $m\omega r^2$ é o momento angular mecânico do elétron em movimento orbital
- m é a massa do elétron

Do modelo de Bohr, sabemos que o momento angular mecânico do elétron em movimento orbital é quantizado em unidade de $h/2\pi$, onde h é a constante de Planck [1]. Logo, o momento magnético orbital deve ser um múltiplo inteiro da quantidade:

$$\mu_B = \frac{e}{2mc} \cdot \frac{h}{2\pi} = 9,27 \times 10^{-21} \text{ erg/gauss.} \quad (\text{II.4})$$

A quantidade μ_B é chamada "magneton de Bohr" e é a unidade de momento magnético atômico.

O momento magnético total de um átomo é dado em unidades do "magneton de Bohr" por [1]:

$$\mu = J g \mu_B \quad (\text{II.5})$$

onde:

J é o número quântico do momento angular total (mec. quântica)

g é o fator de Landé

O número quântico J é uma medida do momento total do átomo, que é essencialmente o resultado da soma vetorial do momento orbital e do momento de spin do elétron.

O valor de g é dependente do grau de acoplamento entre os momentos magnéticos de spin e orbital. Esse acoplamento tem origem quântica, não tendo uma versão clássica. Quando o acoplamento é nulo, o valor de g associado ao spin é 2 e ao movimento orbital é 1. Quando existe acoplamento, g assume valores maiores que 2.

Ainda que o movimento orbital em um átomo livre possa contribuir com o momento magnético total, sua contribuição em um sólido é frequentemente pequena e algumas vezes desprezível. Isto deixa o spin do elétron como a principal contribuição para as propriedades magnéticas de um sólido [2].

II.2 - ENERGIA DE TROCA

A energia de troca, é uma energia de origem eletrostática, a qual causa o forte alinhamento dos momentos magnéticos de certos átomos ou ions, na ausência de campo aplicado.

Sua origem é devido à sobreposição das funções de onda orbitais dos elétrons mais exteriores de átomos ou ions adjacentes [1].

Dirac [1], mostrou que a energia de troca é equivalente a um potencial dado por:

$$- 2 \sum_{j>1} J_{eij} S_i \cdot S_j \quad (\text{II.6})$$

onde

S_i e S_j são os vetores momento angular de spin dos i ésimo e j ésimo átomos, J_{eij} é definido como integral de troca relacionada com os i ésimo e j ésimo átomos.

A amplitude da integral de troca é dependente da distância entre os átomos e há uma mudança de seu sinal de positivo para negativo, quando a separação é muito pequena. Um valor positivo para a integral de troca implica em um alinhamento paralelo dos spins eletrônicos, correspondendo ao ferromagnetismo. Um valor negativo corresponde ao alinhamento antiparalelo que é o caso do antifer -

romagnetismo. Neste caso, se existem dois conjuntos de spins com amplitudes diferentes alternadas tem-se o ferrimagnetismo.

II.3 - FERROMAGNETISMO

Em um material ferromagnético, a distância interatômica é de tal ordem que causa o alinhamento paralelo dos momentos magnéticos totais de átomos vizinhos. Essa interação é forte, de modo que há a formação de regiões, onde os vetores $\vec{\mu}$ são paralelos, por todo o material. Essa região macroscópica se comporta como um único vetor $\vec{\mu}$, e é chamada "domínio" [2].

A Figura II.2 mostra 2 possíveis distribuições de domínio.

A distribuição dos domínios é de tal maneira que o momento magnético total da amostra é nulo.

II.4 - FERRIMAGNETISMO

Em um material ferrimagnético, a distância interatômica é ainda menor que no ferromagnético, ocasionando um alinhamento anti-paralelo dos vetores $\vec{\mu}$ de átomos vizinhos [2]. Mas os módulos desses vetores têm valores diferentes resultando assim um momento magnético resultante diferente de zero. Como anteriormente há a formação de domínios, em um arranjo tal que o momento magnético total da amostra é nulo (Fig. II.3).

II.5 - PRECESSÃO DO VETOR MOMENTO MAGNÉTICO

Se um campo magnético estático (c.c) H_0 é aplicado com um ângulo θ em relação ao momento magnético de spin $\vec{\mu}$, é criado um torque $T_1 = \vec{\mu} \times \vec{H}_0$, que atua em uma direção perpendicular tanto ao vetor \vec{H}_0 quanto ao vetor $\vec{\mu}$. Isto causa uma mudança no momento angular \vec{J} naquela direção. Como os eixos de \vec{J} e $\vec{\mu}$ coincidem (Fig. II.4), o torque exercido causa a precessão do vetor $\vec{\mu}$ em torno do vetor \vec{H}_0 com um ângulo θ . A frequência angular desta precessão é dada pela equação [2]:

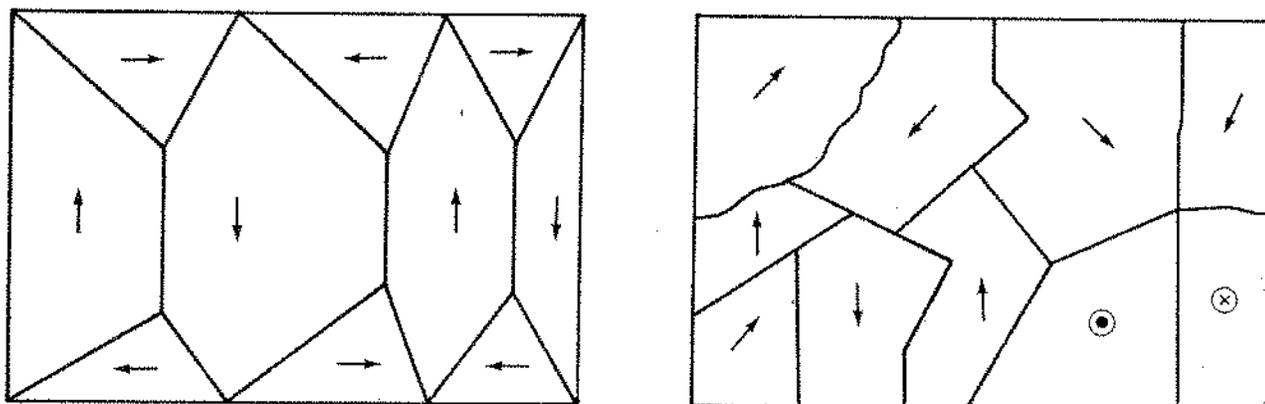


Fig.II.2 - Distribuições de domínios em um material ferromagnético.



Fig.II.3 - Formação de um domínio em um material ferrimagnético.

$$\omega_0 = \gamma H_0 \quad (\text{II.7})$$

onde:

γ é a relação giromagnética, dada por $- 2,21 \times 10^5$
 $\frac{\text{rad. At}}{\text{m: s}}$ para as ferritas.

H_0 é o módulo do campo magnético estático em $\frac{\text{At}}{\text{m}}$

O sentido da precessão é anti-horário, quando o sentido de H_0 é o sentido positivo do eixo Z (Fig. II.4)

Mas, como em todos os meios reais existem perdas, existirá um torque T_2 devido a essas perdas que tenderá a reduzir o ângulo de precessão θ . Dessa maneira, o vetor $\vec{\mu}$ descreverá uma órbita espiral tendendo a se alinhar com \vec{H}_0 . O torque T_2 é chamado de "Torque de Amortecimento".

Suponhamos agora, que um campo magnético alternado \vec{h} com frequência angular ω seja aplicado perpendicularmente a \vec{H}_0 (Fig. II.5). O vetor $\vec{\mu}$ agora, precessa com uma frequência angular ω e a presença do Torque de Amortecimento causa a dissipação de energia. Portanto, deve ser fornecida energia ao vetor $\vec{\mu}$ para que a precessão seja mantida.

Se a frequência angular de \vec{h} , ω , for variada e se aproximar de ω_0 , o ângulo de precessão θ aumentará e a energia cedida por \vec{h} ao vetor $\vec{\mu}$ em precessão aumenta. Um máximo de energia absorvida pelo sistema ocorrerá quando $\omega = \omega_0$. Neste caso diz-se que o sistema está em ressonância ferromagnética.

II.6 - RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA EM MATERIAIS FERRO E FERRIMAGNÉTICOS

Como dissemos anteriormente, os materiais ferro e ferrimagnéticos são compostos de regiões macroscópicas chamadas "DOMÍNIOS".

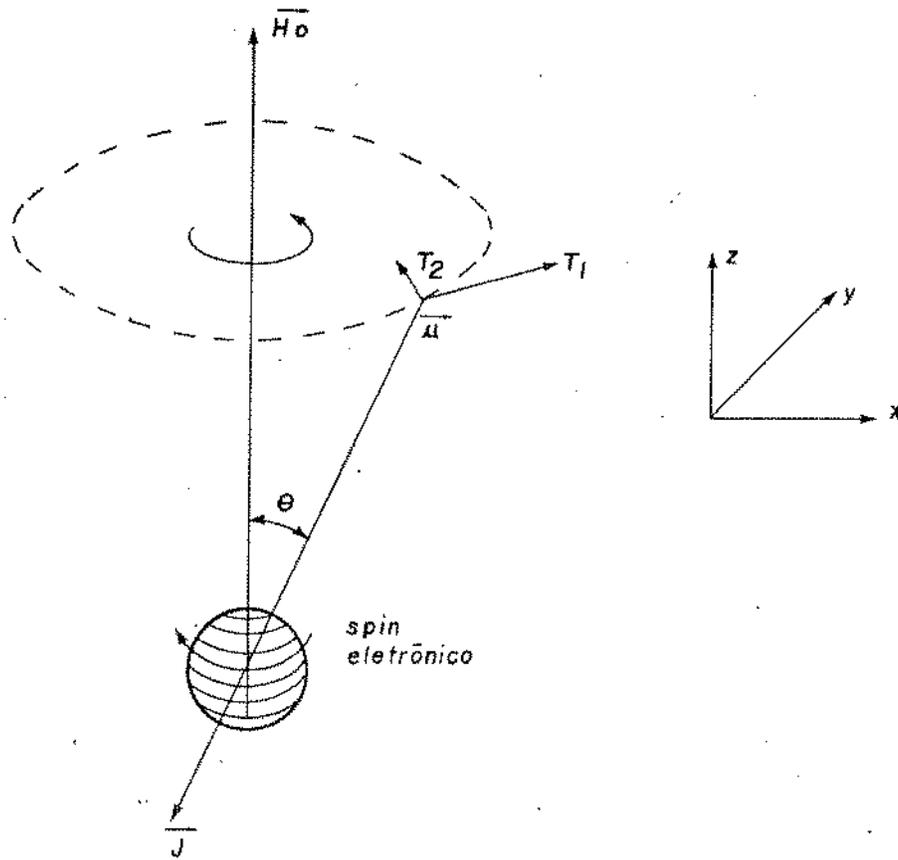


Fig.II.4 - Precessão do vetor $\vec{\mu}$ em volta de \vec{H}_0

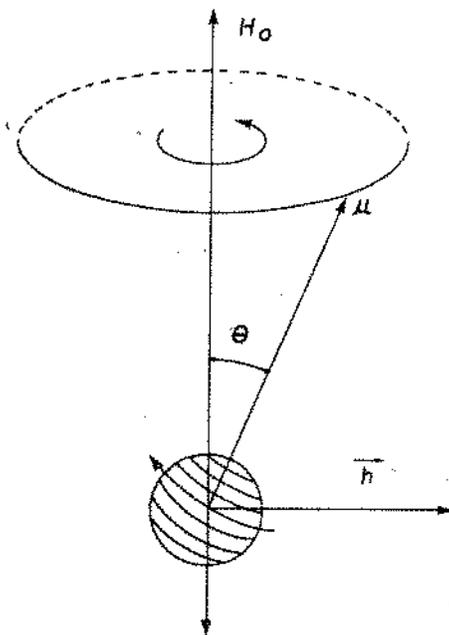


Fig.II.5 - Aplicação de um campo magnético alternado \vec{h} perpendicular a \vec{H}_0

Ao aplicarmos um campo magnético estático \vec{H}_0 a uma amostra desses materiais, os vetores momento magnéticos equivalentes dos domínios tenderão a se alinharem com \vec{H}_0 . Se o valor de \vec{H}_0 for suficientemente alto, a amostra comportar-se-á como um único domínio. Tal condição é chamada de "SATURAÇÃO".

Se um campo magnético alternado \vec{h} for aplicado à amostra todos os vetores momentos magnéticos precessarão juntos, desde que \vec{h} seja uniforme em toda a amostra. Desta maneira, para estudarmos o fenômeno da ressonância ferromagnética em amostras de materiais ferro e ferrimagnéticos é conveniente substituímos o vetor momento magnético $\vec{\mu}$ por um vetor \vec{M} , o qual representa a magnetização total da amostra. O valor de \vec{M} é dado por [3].

$$M = N\mu \quad (II.8)$$

onde:

N é o número de spins desbalanceados e paralelos da amostra (origem quântica) por unidade de volume.

μ é o valor do momento magnético de spin.

II.7 - TENSOR PERMEABILIDADE

Os campos elétricos \vec{E} e magnéticos \vec{H} são definidos em qualquer ponto de um material magnético por valores médios dos campos elétricos e magnéticos microscópicos.

De uma maneira análoga, a magnetização \vec{M} e a polarização \vec{P} são definidas pelos produtos de certas médias dos momentos magnéticos e elétricos e o número de átomos por unidade de volume [4]. As densidades de fluxo elétrico e magnético são respectivamente dadas por [4]:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (II.9)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (II.10)$$

Para \vec{P} paralelo a \vec{E} e \vec{M} paralelo a \vec{H} , tem-se:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \vec{H} \end{aligned}$$

onde:

μ é a permeabilidade do material

μ_0 é a permeabilidade do vácuo

ϵ é a permissividade do material

ϵ_0 é a permissividade no vácuo

Uma maneira mais geral de se relacionar \vec{B}, \vec{D} e \vec{H}, \vec{E} é a representação tensorial de ϵ e μ .

Portanto, as equações (II.9) e (II.10) tornam-se:

$$|\mathbf{D}| = [\epsilon] \cdot |\mathbf{E}| \quad (\text{II.11})$$

$$|\mathbf{B}| = [\mu] \cdot |\mathbf{H}| \quad (\text{II.12})$$

onde:

$|\mathbf{B}|$, $|\mathbf{D}|$ são vetores

$[\epsilon]$, $[\mu]$ são tensores

Para materiais ferrimagnéticos tem-se normalmente que

[4] :

$$|\mathbf{D}| = \epsilon |\mathbf{E}| \quad (\text{II.13})$$

$$|\mathbf{B}| = [\mu] |\mathbf{H}| \quad (\text{II.14})$$

REFERÊNCIAS

- [1] B. LAX e K.J. BUTTON, Microwave Ferrites and Ferrimagnetics ,
McGraw Hill Book Co., Inc., New York, 1962, pp.47-48
- [2] RUI FRAGASSI SOUZA, Notas de aula de IE 512, UNICAMP, 1978.
- [3] J. HELSZAJN, Principles of Microwave Ferrite Engineering ,
John Wiley & Sons Ltd., London 1969, pp.3 .
- [4] P.J.B. CLARRICOATS, Microwave Ferrites, John Wiley & Sons, New
York, 1961, pp. 32-35.

CAPÍTULO III

MODOS UNIFORMES DA EQUAÇÃO DE MOVIMENTO EM MATERIAIS FERRIMAGNÉTICOS

III.1 - EQUAÇÃO DE MOVIMENTO

A equação de movimento de um sistema com um momento angular \vec{J} e momento magnético $\vec{\mu}$ em um campo magnético \vec{H} é dada pela condição que a mudança temporal no momento angular é igual ao torque atuando no sistema. Equacionando temos [1], [4] :

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{T}_1 + \vec{T}_2 \quad (\text{III.1})$$

onde:

\vec{T}_1 é o torque de precessão, igual a $\vec{\mu} \times \vec{H}$

\vec{T}_2 é o torque de amortecimento

O momento angular \vec{J} está relacionado com o momento magnético $\vec{\mu}$ pela equação [2] :

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \quad (\text{III.2})$$

onde:

γ é a relação giromagnética = $-2,21 \times 10^5$ (rad/seg). $\frac{\text{At}}{\text{m}}$ para as ferritas.

Quando o sistema considerado é uma amostra de um material ferrimagnético podemos substituir $\vec{\mu}$ pela magnetização da amostra, \vec{M} , e estudar o comportamento dessa amostra como um todo (seção II.6).

O valor de \vec{T}_1 , será, portanto, expresso por:

$$\vec{T}_1 = \vec{M} \times \vec{H} \quad (\text{III.3})$$

Substituindo (III.3) e (III.2) em (III.1) temos:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) + \gamma\vec{T}_2 \quad (\text{III.4})$$

O torque de amortecimento \vec{T}_2 tem sido introduzido na equação de movimento segundo as formas fenomenológicas Landau - Lifshitz (L-L) e Bloch-Bloembergen (B.B), tendo cada uma delas os seus méritos.

A forma (L-L) foi introduzida por Landau e Lifshitz [1] e [2] e a equação de movimento (III.4) apresenta a seguinte forma:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{\alpha\gamma}{|\vec{M}|} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}) \quad (\text{III.5})$$

onde:

α é o fator de amortecimento

A forma (B-B) foi introduzida por Bloch e aplicada à ressonância ferromagnética por Bloembergen [1] e [2] e a equação de movimento (III.4) apresenta a seguinte forma:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{\vec{M} - \vec{M}_0}{\tau} + \frac{|\vec{M}|}{|\vec{H}|} \frac{\vec{H}}{\tau} \quad (\text{III.6})$$

onde:

\vec{M}_0 é o vetor magnetização C.C. dado em $\frac{\text{weber}}{\text{m}^2}$

τ é o tempo de relaxação

\vec{H} é dado em $\frac{\text{At}}{\text{m}}$

III.2 - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE MOVIMENTO DE UM MEIO FERRIMAGNÉTICO ISOTRÓPICO E INFINITO PARA BAIXOS SINAIS - TEORIA LINEAR

Consideremos o caso de precessão do vetor magnetização \vec{M} quando são aplicados à amostra um campo C.C. \vec{H}_0 e um campo alternado $\vec{h}e^{j\omega t}$ uniforme em toda a amostra e linearmente polarizado.

Considerando um sistema de coordenadas retangulares e os campos aplicados como mostra a Figura III.1, o campo magnético total e a magnetização total são dados por:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}e^{j\omega t} \quad (\text{III.7})$$

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}e^{j\omega t}$$

onde:

\vec{M}_0 é a magnetização estática (C.C)

\vec{m} é a magnetização alternada

Considerando o sistema de coordenadas retangulares da Fig. III.1 temos:

$$\vec{H}_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_0 \end{bmatrix} \quad \vec{h} = \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.8})$$

$$\vec{M}_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{bmatrix} \quad \vec{m} = \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix}$$

No caso de baixos sinais alternados aplicados, h_x , h_y e h_z são muito menores que H_0 ; neste caso, na solução da equação de movimento tanto faz usar a forma L-L como a forma B-B [2]. Neste trabalho, adotaremos a forma L-L.

Portanto, a equação de movimento terá a forma:

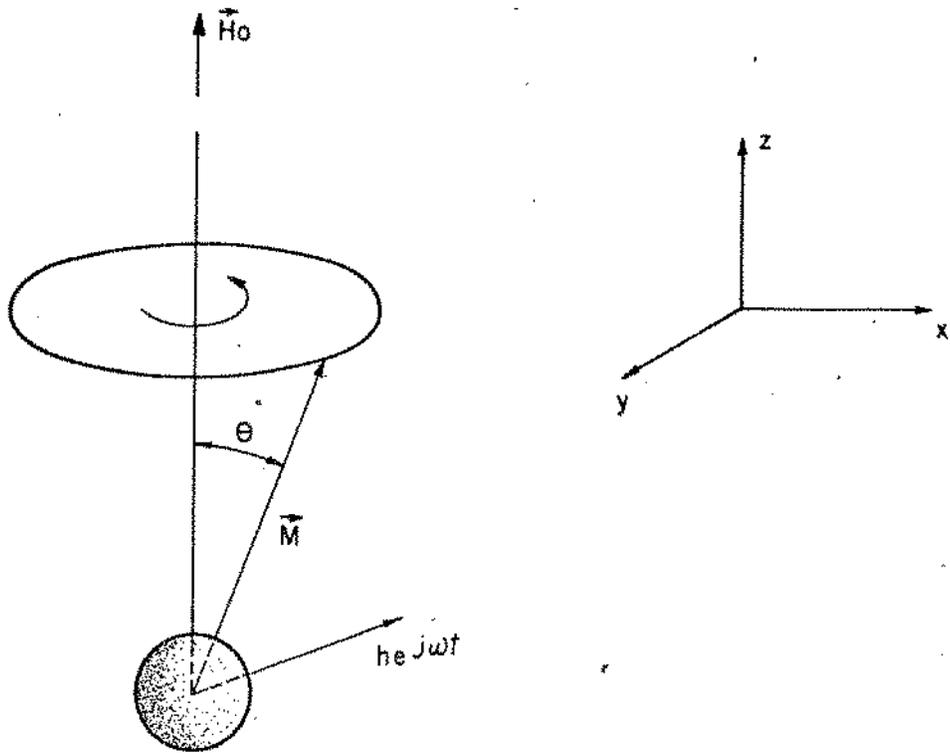


Fig.III.1 - Sistema usado na solução da equação movimento.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{\alpha\gamma}{|\vec{M}|} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}) \quad (\text{III.9})$$

Resolvendo (III.9) para $\gamma(\vec{M} \times \vec{H})$ temos [1] :

$$\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) = \frac{d\vec{M}}{dt} + \frac{\gamma\alpha}{|\vec{M}|} \left[\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}) \right] \quad (\text{III.10})$$

Modificando (III.9) temos:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \underbrace{\gamma(\vec{M} \times \vec{H})}_{1^\circ \text{ Termo}} - \underbrace{\frac{\alpha}{|\vec{M}|} \left[\vec{M} \times \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) \right]}_{2^\circ \text{ Termo}} \quad (\text{III.11})$$

Substituindo (III.10) no 2º termo de (III.11) obtemos:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{\alpha}{|\vec{M}|} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) - \frac{\gamma\alpha^2}{|\vec{M}|^2} \vec{M} \times \left[\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}) \right]$$

Para a maioria das ferritas, o último termo da equação acima é desprezível [1]. Portanto, a equação de movimento ficará:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{\alpha}{|\vec{M}|} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (\text{III.12})$$

O vetor \vec{M} pode ser relacionado com H pela expressão:

$$|\vec{M}| = \mu_0 [\chi] |H| \quad (\text{III.13})$$

onde:

[χ] é o tensor susceptibilidade

Portanto, da equação (II.14), temos:

$$|B| = \mu_0 |H| + |M| = \mu_0 \left[[1] + [\chi] \right] |H|$$

onde:

[1] é a matriz unitária

Para a resolução da equação de movimento h_x, h_y, h_z, m_x, m_y e m_z são supostos possuindo variação harmônica temporal ($e^{j\omega t}$). Como o interesse principal é em se obterem soluções para sinais fracos, os termos de maior ordem em m e h são normalmente desprezados [3], donde, de (III.12) temos:

$$\frac{d}{dt} \left(\vec{M}_0 + \vec{m} e^{j\omega t} \right) = \gamma \left[\left(\vec{M}_0 + \vec{m} e^{j\omega t} \right) \times \left(\vec{H}_0 + \vec{h} e^{j\omega t} \right) \right] - \frac{\alpha}{|\vec{M}|} \left[\left(\vec{M}_0 + \vec{m} e^{j\omega t} \right) \times \frac{d}{dt} \left(\vec{M}_0 + \vec{m} e^{j\omega t} \right) \right]$$

Portanto:

$$j\omega \vec{m} = \gamma (\vec{M}_0 \times \vec{H}_0) + \gamma (\vec{M}_0 \times \vec{h}) + \gamma (\vec{m} \times \vec{H}_0) - \frac{j\omega \alpha}{|\vec{M}|} \left[\vec{M}_0 \times \vec{m} \right]$$

Logo, as componentes C.C. e A.C. serão:

$$\text{C.C.} \quad 0 = \gamma (\vec{M}_0 \times \vec{H}_0) \text{ - de onde se concluiu que } \vec{M}_0 \text{ é pa} \\ \text{ralelo a } \vec{H}_0.$$

$$\text{A.C.} \quad j\omega \vec{m} = \gamma (\vec{M}_0 \times \vec{h}) + \gamma (\vec{m} \times \vec{H}_0) - \frac{j\omega \alpha}{|\vec{M}|} (\vec{M}_0 \times \vec{m})$$

$$\text{Para baixos sinais } \frac{\vec{M}_0}{|\vec{M}|} = \hat{a}_z$$

Portanto:

$$j\omega \vec{m} = \gamma (\vec{M}_0 \times \vec{h}) + \gamma (\vec{m} \times \vec{H}_0) - j\omega \alpha \hat{a}_z \times \vec{m} \quad (\text{III.14})$$

Seguindo o procedimento corrente [1] podemos substituir (III.8) em (III.14), obtendo:

$$j\omega m_x = -\gamma h_y M_0 + \gamma m_y H_0 + j\omega \alpha m_y \quad (\text{III.15})$$

$$j\omega m_y = \gamma h_x M_0 - \gamma m_x H_0 - j\omega \alpha m_x \quad (\text{III.16})$$

$$j\omega m_z = 0 \quad (\text{III.17})$$

Derivando (III.15), substituindo (III.16) e resolvendo para m_x e definindo [1] :

$$\omega_M = \frac{\gamma M_0}{\mu_0} \quad \text{e} \quad \omega_0 = \gamma H_0$$

onde:

M_0 é a magnetização de saturação

temos [3] :

$$m_x = \mu_0 \left[\frac{\omega_M (\omega_0 + j\omega\alpha)}{[\omega_0 + j\omega\alpha]^2 - \omega^2} h_x + \frac{-j\omega\omega_M}{[\omega_0 + j\omega\alpha]^2 - \omega^2} h_y \right]$$

Procedendo de maneira análoga com (III.16) obtemos [3] :

$$m_y = \mu_0 \left[\frac{\omega_M (\omega_0 + j\omega\alpha)}{[\omega_0 + j\omega\alpha]^2 - \omega^2} h_y + \frac{j\omega\omega_M}{[\omega_0 + j\omega\alpha]^2 - \omega^2} h_x \right]$$

Usando a relação (III.13) obtemos:

$$\begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix} = \mu_0 \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.18})$$

onde:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_M (\omega_0 + j\omega\alpha)}{(\omega_0 + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{III.19})$$

$$\chi_{yx} = -\chi_{xy} = \frac{j\omega_M \omega}{(\omega_0 + j\omega\alpha)^2 - \omega^2}$$

As componentes do tensor susceptibilidade podem ser decompuestas como [1] :

$$\chi = \chi' - j\chi'' \quad (\text{III.20})$$

onde:

χ' é responsável pela dispersão da amostra

χ'' é responsável pela absorção de energia do campo alternado $he^{j\omega t}$.

De (III.19) e (III.20) tira-se que [1] :

$$\chi'_{yy} = \chi'_{xx} = \frac{\omega_M \omega_0 (\omega_0^2 - \omega^2) + \omega_M \omega_0 \omega^2 \alpha^2}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4 \omega_0^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.21})$$

$$\chi''_{yy} = \chi''_{xx} = \frac{\omega_M \omega \alpha [\omega_0^2 + \omega^2 (1 + \alpha^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4 \omega_0^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.22})$$

$$\chi'_{yx} = \chi'_{xy} = \frac{-\omega_M \omega [\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4 \omega_0^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.23})$$

$$\chi''_{yx} = \chi''_{xy} = \frac{2 \omega_M \omega_0 \omega^2 \alpha}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4 \omega_0^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.24})$$

Na Figura (III.2) são plotadas as partes reais e imaginárias do tensor susceptibilidade como uma função de $\frac{\omega_M}{\omega}$, $\frac{\omega_0}{\omega}$ e α [1].

Como notamos da solução da equação de movimento, a amostra só aproveita energia das componentes x e y do campo alternado, as quais são perpendiculares a \vec{H}_0 .

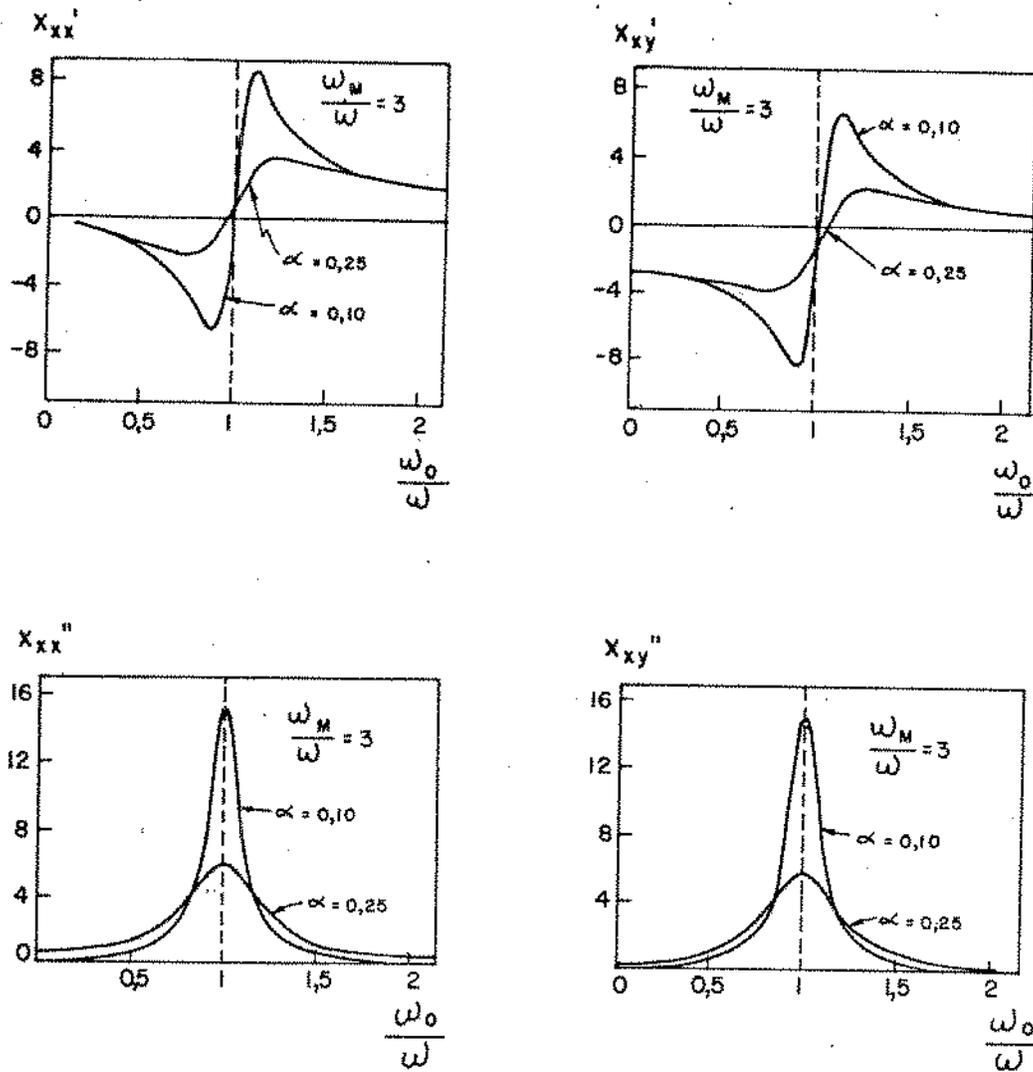


Fig.III.2 - Variações típicas das componentes reais e imaginárias do tensor susceptibilidade χ (vide Fig.1.3[1]).

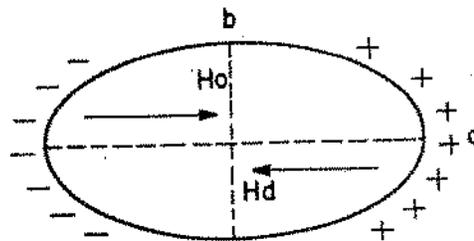


Fig.III.3 - Visualização do campo desmagnetizante \vec{H}_d em uma amostra elipsoidal.

Da Figura (III.2) nota-se que há uma máxima absorção (χ'' máximo) de energia do campo alternado e um mínimo de dispersão quando $\omega = \omega_0$. Nesta condição de $\omega = \omega_0$, a amostra, portanto, se comporta como um circuito ressonante.

Também é notado da Figura (III.2) que quanto menor α , maior a absorção e menor a dispersão em $\omega = \omega_0$; isto é, quanto menor α maior o Q (fator de mérito) da amostra.

Portanto, quando $\omega = \omega_0 = \gamma H_0$, diz-se que a amostra isotrópica e infinita está em Ressonância Ferromagnética.

A frequência de ressonância da amostra é variada conforme se varia o valor de H_0 .

III-3 - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE MOVIMENTO PARA AMOSTRAS FERRIMAGNÉTICAS FINITAS E ISOTRÓPICAS EM BAIXOS SINAIS

Na secção III.2, a equação de movimento foi resolvida sem considerar condições de contorno. Para uma amostra elipsoidal em um campo magnético uniforme, as condições de contorno, podem ser levadas em conta de uma maneira bem simples [1]. O campo interno à amostra pode ser avaliado pela introdução de campos desmagnetizantes, devido à forma elipsoidal da amostra. Esses campos desmagnetizantes são presentes devido à indução de polos na superfície da amostra (Figura III.3) [3].

Dois tensores susceptibilidade são normalmente definidos da seguinte forma [3]:

- tensor susceptibilidade externo:

$$|m| = \mu_0 [\chi^e] |h^e| \quad (\text{III.25})$$

onde:

$[\chi_e]$ é o tensor susceptibilidade externo

$|h^e|$ é o vetor campo magnético externo aplicado.

- tensor susceptibilidade interno:

$$|m| = \mu_0 [X^i] |h^i| \quad (\text{III.26})$$

onde:

$[X^i]$ é o tensor susceptibilidade interno

$|h^i|$ é o campo magnético interno.

Para o campo magnético alternado, o campo desmagnetização é dado por [3]:

$$\vec{h}_d = - \begin{bmatrix} N_x \frac{m_x}{\mu_0} \\ N_y \frac{m_y}{\mu_0} \\ N_z \frac{m_z}{\mu_0} \end{bmatrix} \quad (\text{III.27})$$

onde:

\vec{h}_d é o vetor campo magnético desmagnetizante

N_x, N_y, N_z são os fatores desmagnetizantes

m_x, m_y, m_z é a magnetização alternada nas direções x, y, z.

μ_0 é a permeabilidade no vácuo.

Os fatores desmagnetizantes N são proporcionais à indução de polos na superfície da amostra e dependem da relação entre as dimensões físicas do elipsóide. A relação entre os fatores desmagnetizantes de um elipsóide é dada por [3]:

$$N_x + N_y + N_z = 1 \quad (\text{III.28})$$

Para o campo estático (c.c) H_0 , o campo desmagnetizante é dado por [3] :

$$\vec{H}_d = - \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ N_z \frac{M_0}{\mu_0} \end{bmatrix} \quad (\text{III.29})$$

onde:

- \vec{H}_d é o campo magnético c.c de desmagnetização
- N_z é o fator desmagnetizante na direção Z
- M_0 é a magnetização de saturação
- \vec{H}_0 e um dos eixos do elipsóide estão na direção Z.

Os fatores de desmagnetização para uma amostra elipsoidal, têm sido calculados para alguns casos particulares [3] :

a) esfera: (Fig. III.4)

$$N_x = N_y = N_z = 1/3$$

b) Cilindro fino com eixo Z paralelo ao eixo da simetria (Fig. III.5)

$$N_x = N_y = 1/2$$

$$N_z = 0$$

c) Disco (ou placa) fino com o eixo Z perpendicular à face larga (Fig. III.6).

$$N_x = N_y = 0$$

$$N_z = 1$$

O campo magnético total no interior do material será:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_d + \vec{H}^c + \vec{H}_d \quad (\text{III.30})$$

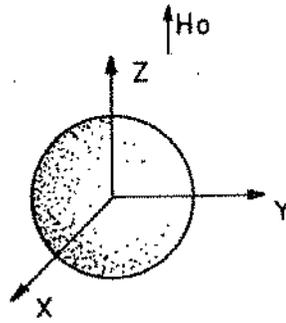


Fig.III.4 - Sistema utilizado para o cálculo de N em uma esfera.

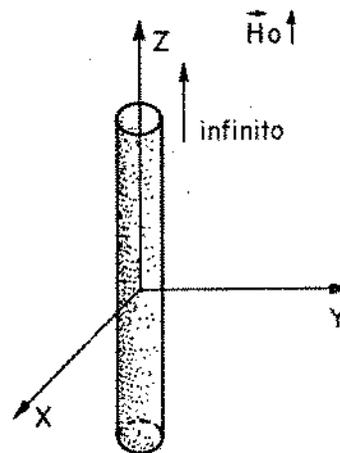


Fig.III.5 - Sistema utilizado para o cálculo de N em um cilindro fino.

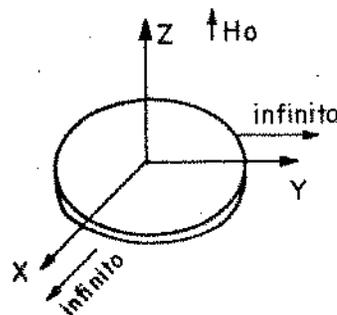


Fig.III.6 - Sistema utilizado para o cálculo de N em um disco fino.

onde:

\vec{h}^e é o vetor campo magnético alternado externo

Usando (III.30), (III.29), (III.27), (III.8) em (III.14) e sabendo que [1] :

$$\begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix} = \mu_0 \begin{bmatrix} \chi_{xx}^e & \chi_{xy}^e & 0 \\ \chi_{yx}^e & \chi_{yy}^e & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x^e \\ h_y^e \\ h_z^e \end{bmatrix}$$

Chegamos a [1] :

$$\chi_{xx}^e = e_0 \left[\frac{\omega_M (\omega_r + j\omega\alpha)}{-\omega^2 + (\omega_r + j\omega\alpha)^2} \right] \quad (\text{III.31})$$

$$\chi_{yy}^e = \frac{1}{e_0} \left[\frac{\omega_M (\omega_r + j\omega\alpha)}{-\omega^2 + (\omega_r + j\omega\alpha)^2} \right] \quad (\text{III.32})$$

$$\chi_{yx}^e = -\chi_{xy}^e = \left[\frac{j\omega_M \omega}{-\omega^2 + (\omega_r + j\omega\alpha)^2} \right] \quad (\text{III.33})$$

onde:

$$\omega_r = \sqrt{\omega_x \omega_y}$$

$$\omega_x = (\omega_0 - N_z \omega_M + N_x \omega_M)$$

$$\omega_y = (\omega_0 - N_z \omega_M + N_y \omega_M)$$

$$e_0 = \sqrt{\frac{\omega_y}{\omega_x}}$$

$$\frac{\omega_x + \omega_y}{2} \cong \sqrt{\omega_x \omega_y} \quad [1]$$

os outros termos já foram definidos anteriormente.

Para o caso de uma esfera:

$$N_x = N_y = N_z = 1/3$$

logo:

$$\omega_x = \omega_y, \quad \omega_r = \omega_0 = \gamma H_0 \quad e \quad e_0 = 1.$$

Portanto:

$$\chi_{xx}^e = \chi_{yy}^e = \chi_{xx}^{e'} - j \chi_{xx}^{e''}$$

$$\chi_{yx}^e = -\chi_{xy}^e = \chi_{xy}^{e'} - j \chi_{xy}^{e''}$$

onde [1] :

$$\chi_{xx}^{e'} = \frac{\omega_M \omega_r (\omega_r^2 - \omega^2) + \omega_M \omega_r \omega^2 \alpha^2}{[\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4 \omega_r^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.34})$$

$$\chi_{xx}^{e''} = \frac{\omega_M \omega \alpha [\omega_r^2 + \omega^2 (1 + \alpha^2)]}{[\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4 \omega_r^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.35})$$

$$\chi_{xy}^{e'} = \frac{-\omega_M \omega [\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]}{[\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4 \omega_r^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.36})$$

$$\chi_{xy}^{e''} = \frac{2 \omega_M \omega_r \omega^2 \alpha}{[\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4 \omega_r^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.37})$$

Das condições acima vemos que a ressonância ferromagnética ocorre quando: $\omega_r = \omega$. Há uma condição, a qual estabelece o valor mínimo do campo estático H_0 para que a amostra esteja saturada. Tal condição para um esferóide pode ser expressa como [1] :

$$\omega_r \geq N_T \omega_M \quad (\text{III.38})$$

onde:

$$N_T = N_x = N_y$$

Para o caso de uma esfera, temos:

$$\omega_T \geq \frac{\omega_M}{3}$$

III-4 - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE MOVIMENTO PARA UMA AMOSTRA ANISOTRÓPICA EM BAIXOS SINAIS

Em um monocristal magnético, a magnetização tende a se orientar segundo certos eixos cristalinos, chamados de "direção de fácil magnetização". Experimentalmente, achou-se que para saturar um monocristal em uma direção fácil, requer menos energia que para saturá-lo em direção difícil. A diferença de energia requerida é chamada de "energia de anisotropia" [3]. Para incorporar a anisotropia na equação de movimento, é útil apresentar a energia de anisotropia por um campo de anisotropia \vec{H}_a .

O campo \vec{H}_a é dependente dos planos cristalinos de aplicação de \vec{H}_0 e do ângulo entre \vec{H}_0 e as direções cristalinas.

Uma maneira simples de identificar planos e direções em um monocristal, é através dos índices de Miller [1] e [3].

No caso particular de um monocristal cúbico com o campo estático H_0 aplicado no plano (110) fazendo um ângulo θ com a direção [100], o campo \vec{H}_a de anisotropia é dado por [1] e [3]:

$$\vec{H}_a = - \begin{bmatrix} H_a^x & \frac{M_x}{M_0} \\ H_a^y & \frac{M_y}{M_0} \\ 0 & \end{bmatrix} \quad (\text{III.39})$$

onde:

$$H_a^x = \frac{K_1}{M_0} (2 - \sin^2 \theta - 3 \sin^2 2\theta)$$

$$H_a^y = \frac{K_1}{M_0} (2 - 4 \sin^2 \theta - \frac{3}{4} \sin^2 2\theta)$$

M_x, M_y são as magnetizações totais nas direções x e y.

M_0 é a magnetização de saturação.

K_1 é a constante de anisotropia de 1ª ordem

Em um monocristal cúbico, o plano (110) contém três eixos principais (mostrado na Fig. III.7).

O eixo $[111]$ eixo fácil
 O eixo $[100]$ eixo difícil
 O eixo $[110]$

No caso de H_0 ser paralelo ao eixo $[1]$:

$$[111] - \theta = 55^\circ$$

$$[100] - \theta = 0^\circ$$

$$[110] - \theta = 90^\circ$$

Para resolver a equação de movimento, basta que se adicione ao campo magnético total o campo \vec{H}_a .

No caso expresso pela equação (III.39), as expressões para a susceptibilidade são as mesmas das expressões (III.31), (III.32) e (III.33) com a exceção de que:

$$\omega_x = (\omega_0 - N_z \omega_M + N_x \omega_M + \gamma H_a^x) \quad (\text{III.40})$$

$$\omega_y = (\omega_0 - N_z \omega_M + N_y \omega_M + \gamma H_a^y) \quad (\text{III.41})$$

Usando (III.40) e (III.41) temos que $[1]$:

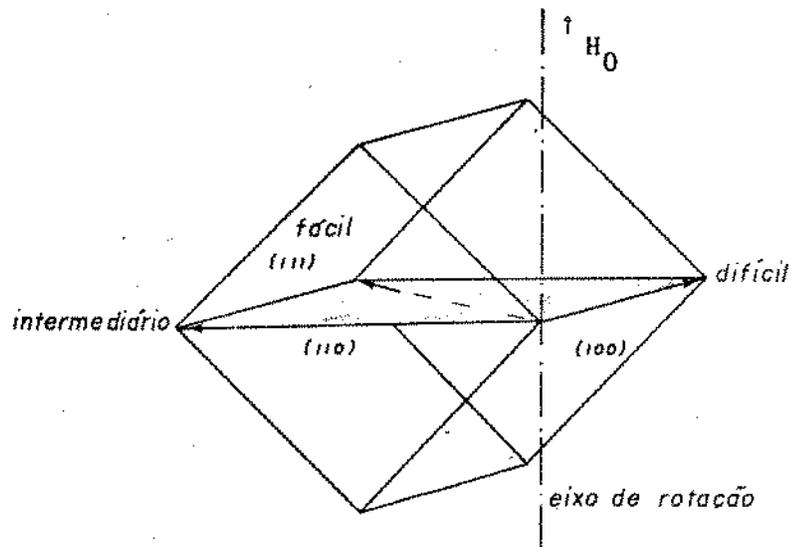


Fig.III.7 - Eixos principais no plano (110) de um cristal cúbico (vide Fig.3.4 de [1]).

$$\omega_r = \sqrt{(\omega_0 - N_z \omega_M + N_x \omega_M + \gamma H_a^x) (\omega_0 - N_z \omega_M + N_y \omega_M + \gamma H_a^y)} \quad (\text{III.42})$$

onde:

H_a^x e H_a^y são dados por (III.39).

Para o caso em que temos uma esfera com o campo c.c. H_0 aplicado no eixo $[111]$ obtemos:

$$\omega_r = \omega_0 - \frac{4}{3} \gamma \frac{K_1}{M_0} \quad (\text{III.43})$$

Na ressonância ferromagnética temos:

$$\omega = \omega_r$$

Como dissemos anteriormente, existe um valor do campo magnético c.c. \vec{H}_0 abaixo do qual a amostra não está saturada.

Logo, como a frequência de ressonância da amostra ferromagnética é controlada por \vec{H}_0 , existe uma frequência do sinal alternada abaixo da qual a amostra apresenta perdas devido à formação de domínios. Essa frequência mínima é expressa pela relação (III.38), que reproduziremos por conveniência:

$$\omega = \omega_r \geq N_T \omega_M$$

Para o caso de uma esfera:

$$\omega = \omega_r \geq \frac{\omega_M}{3}$$

Para o caso de uma esfera YIG temos:

$$\omega = \omega_r \geq 1661.333 \text{ (MHz)} \quad (\text{III.44})$$

De (III.44) nota-se que tal material pode operar na região das microondas.

III-5 - PERDAS NOS MATERIAIS FERRIMAGNÉTICOS

As perdas nos materiais ferrimagnéticos estão diretamente relacionadas com a largura de linha ΔH do modo uniforme. Nas ferritas ela é definida como a diferença entre os valores dos campos magnéticos C.C. H_{01} e H_{02} para os quais a parte imaginária da componente χ_{xx} do tensor susceptibilidade, χ''_{xx} , adquire um valor que é a metade daquele que ocorre quando o campo magnético C.C. é igual ao valor H_0 para a ressonância, mantendo-se constante a frequência do sinal de R.F. aplicado [1].

Portanto:

$$\Delta H = H_{02} - H_{01} \quad (\text{III.45})$$

Em materiais isotrópicos é válida as seguintes relações

[1] :

$$H_0 = H_{01} + \frac{\Delta H}{2} \quad (\text{III.46})$$

$$H_0 = H_{02} - \frac{\Delta H}{2}$$

Das expressões acima, pode-se observar que, para materiais isotrópicos, a curva χ''_{xx} versus campo magnético C.C. é simétrica em relação ao campo magnético H_0 para a ressonância. Nesse caso, pode-se mostrar [1], que é válida a expressão:

$$\Delta H = 2 \alpha \omega \quad (\text{III.47})$$

onde:

α é o fator de amortecimento do modo uniforme

ω é a frequência angular do sinal de R.F. aplicado.

No caso de materiais anisotrópicos, a curva χ''_{xx} versus campo magnético C.C. não é simétrica em relação a H_0 . Entretanto, para materiais de estruturas cúbicas, onde a anisotropia é baixa, a equação (III.47) é aproximadamente correta.

A largura de linha ΔH depende principalmente do material utilizado, de sua pureza, da forma geométrica da amostra, do acabamento superficial do material, da estrutura cristalina e da temperatura.

Para se conseguir valores bem baixos de ΔH , devemos utilizar materiais de formas elipsoidais ou esferoidais [5].

Além da forma sabe-se que para diminuir ΔH é conveniente ter-se a superfície do material ferrimagnético altamente polida, evitando assim espalhamento por imperfeições no material [5].

Mesmo quando são atendidos todos os requisitos acima, ΔH pode ser aumentada pela presença de paredes metálicas perto da amostra ferrimagnética [5].

A estrutura cristalina do material ferrimagnético, também altera o valor de ΔH . Os materiais ferrimagnéticos policristalinos apresentam perdas tão altas, que os tornam inaceitáveis como circuitos ressoadores em filtros. Contudo, existem materiais ferrimagnéticos monocristalinos, como Yttrium-Iron-Garnet e barium ferrite, com perdas muito baixas, sendo, portanto, bastante úteis como ressoadores.

Outro fator que altera ΔH é a temperatura. Dados experimentais indicam que para materiais Y.I.G monocristalinos, puros e bem polidos, ΔH varia aproximadamente proporcional com o valor absoluto da temperatura na faixa da temperatura ambiente. Dados de Spencer et. al. [5] indicam que, para uma esfera Y.I.G monocristalina, pura e bem polida, ΔH tem o seu valor mínimo nas proximidades da temperatura ambiente.

A Tabela III.1 mostra alguns valores típicos de ΔH na temperatura ambiente.

TABELA III.1

Valores Típicos de ΔH medida em cavidades na temperatura ambiente [5].

MATERIAL	ΔH (oe)
YTRIUM-IRON-GARNET (YIG)	0.22 (4 GHz)
LITHIUM FERRITE	3 (5 GHz)

III-6 - CONSIDERAÇÕES A RESPEITO DA FREQUÊNCIA DE RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA EM MATERIAIS FERRIMAGNÉTICOS

No caso de um material ferrimagnético isotrópico, de forma elipsoidal, com o campo magnético C.C. H_0 aplicado na direção Z, a frequência de ressonância ferromagnética é dada por:

$$f_0(\text{MHz}) = 2,8 \sqrt{\left[H_0 - (N_z - N_x) 4\pi M_0 \right] \left[H_0 - (N_x - N_y) 4\pi M_0 \right]} \quad (\text{III.48})$$

onde:

N_x, N_y, N_z são os fatores de desmagnetização

H_0 é o campo magnético C.C dado em oersteds

$4\pi M_0$ é o valor da magnetização de saturação em gauss.

De (III.48) vemos que a frequência de ressonância ferromagnética de materiais ferrimagnéticos isotrópicos é dependente do valor do campo magnético C.C H_0 , do valor da magnetização de saturação e da forma da amostra ferrimagnética.

A magnetização de saturação é um parâmetro que depende do material, da temperatura e do número de spins eletrônicos por unidade de volume. A Tabela III.2 apresenta alguns valores da magnetização de saturação na temperatura ambiente.

TABELA III.2 - Valores Típicos da Magnetização de Saturação na Temperatura Ambiente [5]

MATERIAL	$4\pi M_0$ (Gauss)
YTRIUM-IRON-GARNET (Y.I.G)	1750 - 1800
GAYIG	500 - 1750
LITHIUM - FERRITE	3550 \pm 40

A Fig. III.8 mostra alguns valores experimentais da magnetização de saturação $4\pi M_0$ para materiais Y.I.G. em função da temperatura [5]. Nessa figura, nota-se que existe um valor de temperatura na qual a magnetização de saturação se anula. Essa temperatura é chamada de Temperatura de Néel e é um parâmetro muito importante dos materiais ferrimagnéticos.

No caso de uma esfera ferrimagnética:

$$N_x = N_y = N_z = \frac{1}{3}$$

Portanto, (III.48) se reduz a:

$$f_0 = 2,8 H_0 \quad (\text{III.49})$$

Comparando-se (III.49) e (III.48), conclui-se que, no caso de se usar uma esfera, o valor do campo magnético C.C H_0 , para se conseguir a ressonância ferromagnética, é menor. Além desse fato, é conveniente o uso de esferas por causa da facilidade em prepará-las com precisão.

Materiais anisotrópicos como Y.I.G. e Ga.Y.I.G. têm estrutura cristalina cúbica e seus eixos principais em cada monocristal são:

1. três eixos $[100]$ - eixos difíceis
2. seis eixos $[110]$
3. quatro eixos $[111]$ - eixos fáceis

Nesses materiais, existem eixos nos quais a amostra é mais facilmente magnetizada do que em outros. Tais eixos são chamados "eixos fáceis", enquanto que os eixos onde a amostra é mais dificilmente magnetizada são chamados "eixos difíceis". Nesse caso, a frequência de ressonância ferromagnética depende do ângulo formado entre o eixo onde se aplica o campo magnético C.C H_0 e os eixos cristalinos do material.

Para uma esfera Y.I.G. ou Ga.Y.I.G monocristalina, com o campo magnético C.C H_0 paralelo ao eixo $[100]$, a frequência de ressonância ferromagnética é dada por:

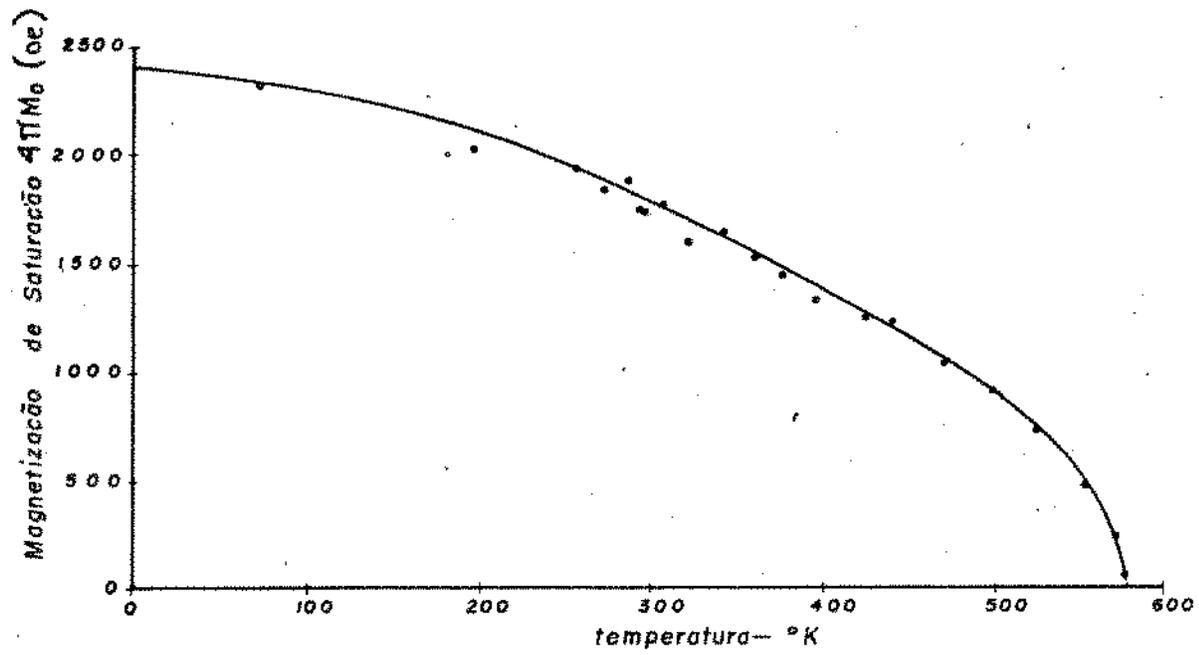


Fig.III.8 - Variação da magnetização de saturação $4\pi M_0$ com a temperatura para o Y.I.G. (vide Fig.17.05.6 de [5]).

$$f_0 (\text{Mhz}) = 2,8 \left(H_0 - 2 \frac{K_1}{M_0} \right) \quad (\text{III.50})$$

onde:

H_0 é o campo magnético C.C dado em oersteds

$\frac{K_1}{M_0}$ é a constante de anisotropia de 1ª ordem dada em oersteds.

De (III.50) nota-se que a frequência de ressonância ferromagnética para materiais anisotrópicos depende do parâmetro $\frac{K_1}{M_0}$, o qual varia com o material e com a temperatura. A Tabela III.3 apresenta alguns valores de $\frac{K_1}{M_0}$ na temperatura ambiente.

TABELA III.3 - Valores Típicos de $\frac{K_1}{M_0}$ na Temperatura Ambiente [5].

MATERIAL	K_1/M_0 (oersteds)
Y.I.G	- 43
Ga.Y.I.G	- 55,8 - 41,7

A Fig. III.9 mostra alguns valores experimentais do parâmetro $\frac{K_1}{M_0}$ para materiais Y.I.G, em função da temperatura.

Quando uma estrutura apresentar mais de um ressoador ferrimagnético e todos eles sob as mesmas condições de contorno, ao se aplicar um intenso campo magnético C.C H_0 , estes ressoadores, se livres ao movimento de rotação, automaticamente alinhar-se-ão de maneira que um de seus eixos fáceis fique paralelo ao campo magnético C.C aplicado. No caso de monocristais Y.I.G, o eixo fácil será um eixo $[111]$ portanto, quando a estrutura contiver esferas Y.I.G, se estas forem livres para o movimento de rotação, o campo magnético C.C H_0 ficará paralelo ao eixo $[111]$.

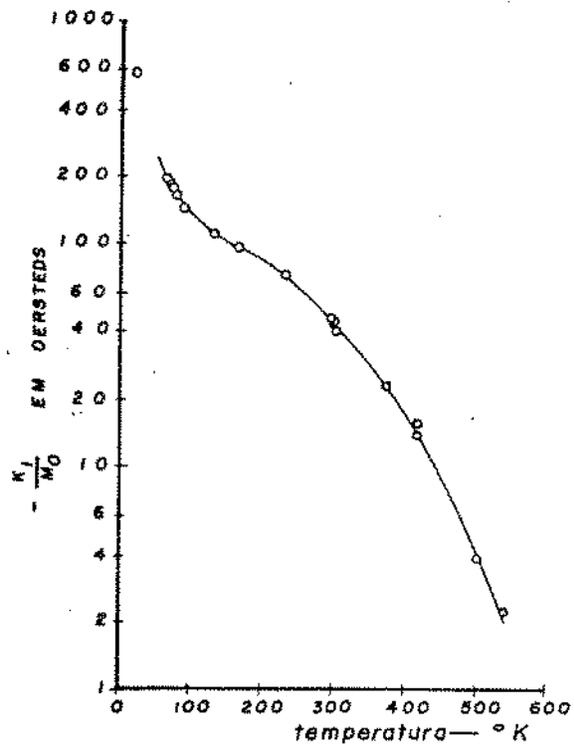


Fig.III.9 - Variação do parâmetro $\frac{-K_1}{M_0}$ com a temperatura para o Y.I.G.
 (vide Fig.17.05.5 de [5] .

Neste caso, a frequência de ressonância ferromagnética é dada por:

$$f_0 \text{ (MHz)} = 2,8 \left(H_0 - \frac{4}{3} \frac{K_1}{M_0} \right) \quad \text{(III.51)}$$

onde:

$$H_0 \text{ e } \frac{K_1}{M_0} \text{ são dados em oersteds.}$$

As condições de contorno impostas às amostras de materiais ferrimagnéticos pelas estruturas nas quais elas geralmente são integradas podem alterar a frequência de ressonância ferromagnética. Este problema é mais sério, quando se usa mais de um ressonador ferrimagnético em um dispositivo. Se for desejado que todos os ressoadores tenham a mesma frequência de ressonância, pode-se alterar a orientação de cada ressonador, de forma a compensar a influência das condições de contorno em cada um deles.

Uma técnica de orientação dos eixos cristalinos de materiais ferrimagnéticos foi aperfeiçoada por Carter e Sato [6]. Para isto, foi construída uma estrutura na qual uma esfera Y.I.G é suspensa por meio de uma peça metálica e uma imã preso a uma base rotatória fornece um campo magnético em direções diversas.

A esfera Y.I.G. é primeiramente montada em uma estrutura livre para girar até que um eixo fácil fique paralelo ao campo magnético C.C. fornecido pelo imã. Após isso, a esfera é fixada por meio de uma cera ou cola solúvel a um fio metálico, orientado ao longo do eixo fácil e colocado em um orifício radial existente em um dos lados da peça metálica de alinhamento (Fig. III.10). Esse fio metálico é livre para girar em torno de seu eixo, sob a influência de pequenos torques exercidos na amostra ferrimagnética pelo campo magnético C.C do imã. Dessa maneira, a esfera pode girar em torno de um eixo fácil. Em seguida, gira-se o imã de um certo ângulo, que depende do eixo que se quer localizar.

Para se localizar o eixo $[110]$ é necessário que antes se encontre um segundo eixo fácil. Isso é conseguido girando-se o imã de um ângulo de 70,5 graus com respeito ao primeiro eixo fácil.

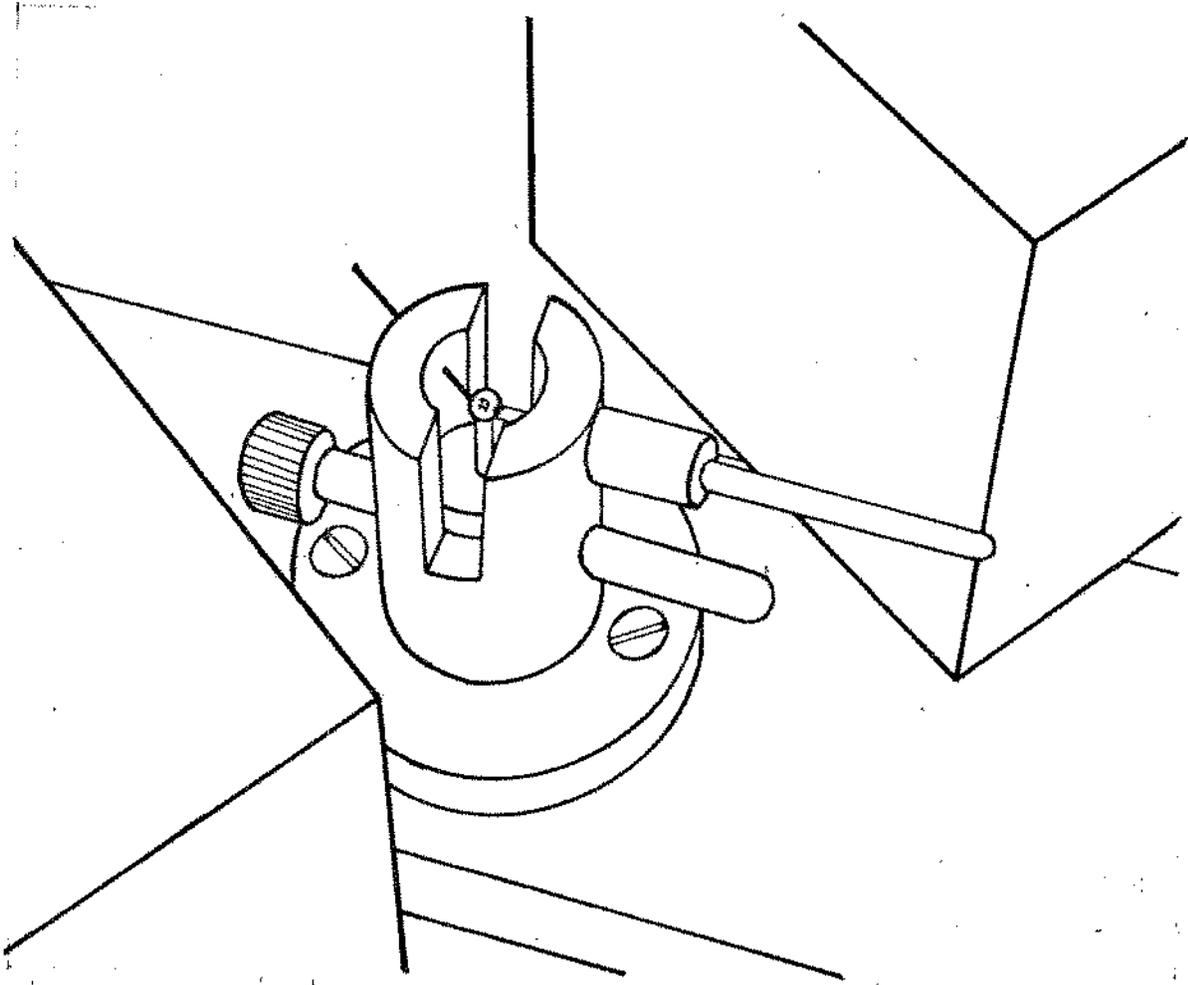


Fig.III.10 - Peça metálica de alinhamento utilizada por Carter e Sato. Na figura é mostrada uma esfera Y.I.G. ligada a um fio direcionado ao longo de um eixo fácil e a uma haste de Quarzo direcionada ao longo do eixo $[110]$ (vide Fig.17.06.1 de $[5]$).

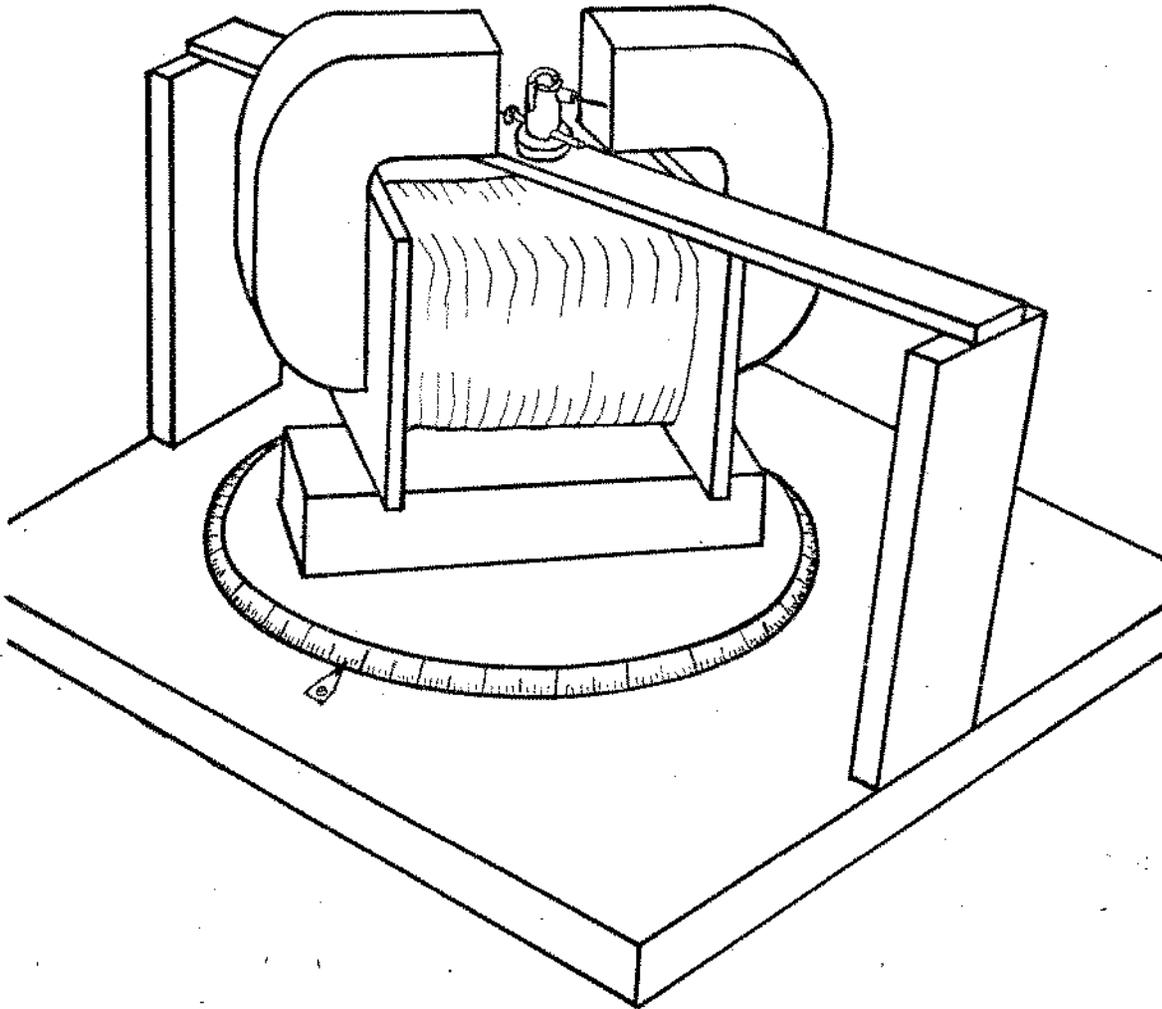


Fig.III.11 - Dispositivo utilizado por Carter e Sato para a orientação de cristais ferrimagnéticos usando um eletroímã girante e uma peça metálica de alinhamento (vide Fig.17.06.1 de [5]).

Como pode ser visto na Fig. III.11 existe um transferidor na parte inferior da estrutura à qual o imã está fixado, que permite a leitura dos ângulos de giro.

Com o giro de 70,5 graus do imã, o fio metálico irá girar ao redor de seu eixo, permitindo o alinhamento de uma segunda direção fácil da esfera ao longo do campo magnético C.C do imã.

Em seguida, faz-se um orifício radial em um dos lados da peça metálica de alinhamento, na direção bissetora do ângulo de 70,5 graus, a qual é determinada por meio do transferidor. Essa direção bissetora é o eixo $[110]$.

Uma haste de material dielétrico, atravessando o orifício radial na parede lateral da peça metálica de alinhamento, com movimento livre de rotação ao redor de seu eixo, é finalmente fixada à esfera Y.I.G. Dessa maneira, pode-se girar a esfera Y.I.G em torno de um eixo $[110]$.

A frequência de ressonância de uma esfera Y.I.G monocristalina, a qual pode girar em torno do eixo $[110]$, com o campo magnético c.c H_0 perpendicular a essa direção, é dada pela seguinte expressão:

$$f_0 \text{ (MHz)} = 2,8 \left[H_0 + \left(2 - \frac{5}{2} \sin^2 \theta - \frac{15}{8} \sin^2 \theta \right) \frac{K_1}{M_0} \right] \quad (\text{III.52})$$

onde:

H_0 é dado em oersteds.

θ é o ângulo entre H_0 e o eixo $[100]$, o qual torna-se paralelo a H_0 , conforme a esfera é girada em torno de um dado eixo $[110]$.

A Fig.III.12 mostra os valores de H_0 para se obter a ressonância em 3 GHz_2 , conforme a esfera Y.I.G é girada em torno de um eixo $[110]$ o qual é perpendicular a H_0 .

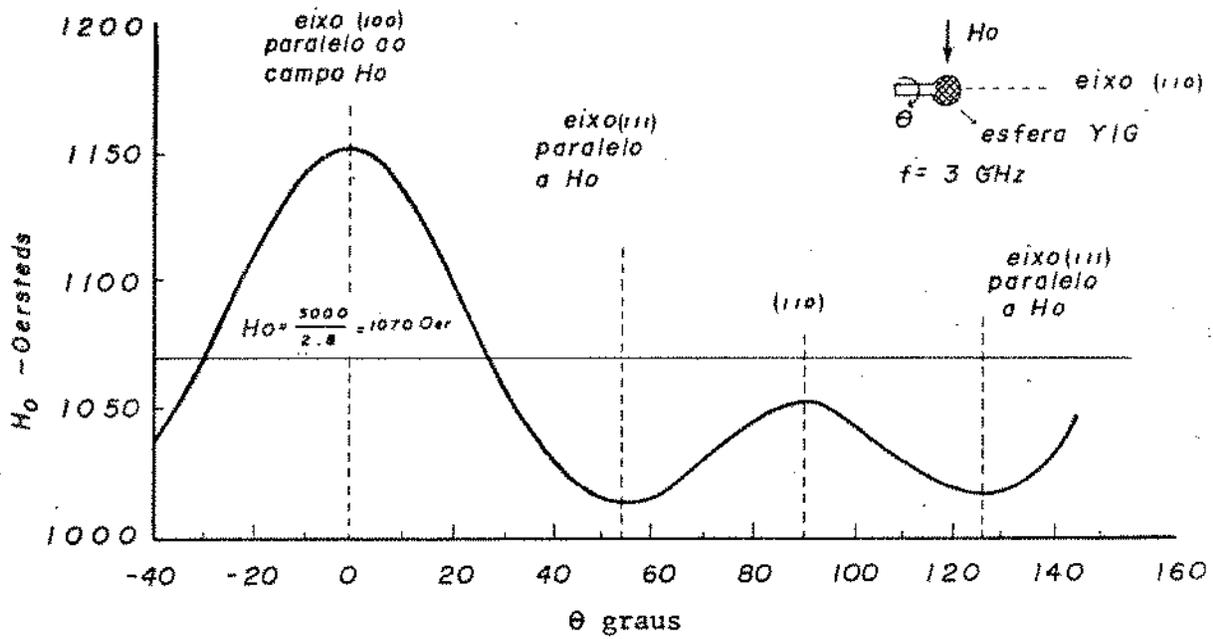


Fig.III.12 - Variação do valor do campo magnético C.C H_0 em função do ângulo θ entre H_0 e o eixo [110] para dar a ressonância na frequência de 3000 MHz em uma esfera Y.I.G. (vide Fig.17-05-3 de [5]).

É possível eliminar-se o efeito da temperatura na frequência de ressonância ferromagnética de esferas Y.I.G, localizando-se as esferas de tal forma, que o campo magnético C.C H_0 faça um certo ângulo θ com o eixo $[100]$. Com essa orientação, os efeitos da anisotropia desaparecem e, conseqüentemente, suas variações com a temperatura. Da Fig. III.12 nota-se que essa condição é observada para ângulos aproximadamente iguais a 27° .

REFERÊNCIAS

- [1] J. HELSZAJN , Principles of Microwave Ferrite Engineering
John Wiley & Sons Ltd. , London, 1969, pp. 1-62.
- [2] NICOLAAS BLOEMBERGEN , Magnetic Resonance in Ferrites -
Proceedings of The IRE - Vol.44, pp. 1259 -
1269 , outubro, 1956.
- [3] RUI FRAGASSI SOUZA , Notas de Aula de IE-512,
UNICAMP , 1978.
- [4] P.J.B. CLARRICOATS , Microwave Ferrites, John Wiley & Sons,
New York, 1961, pp 37-47.
- [5] G.L. MATHAEI, L. YOUNG e E.M.T. JONES; Microwave Filters,
Impedance - Matching Networks, and Coupling
Structures; McGraw Hill Book Co., Inc., New
York, 1964, pp. 1027-1043.
- [6] P.S. CARTER e Y.SATO, "A Device for Rapidly Aligning and
Mounting Ferromagnetic Single Crystal Along
any Desired Axis," IRE Transactions, PGMTT-
10, pp.611-612, Novembro, 1962.

CAPÍTULO IV

ONDAS SPIN

IV.1 - INTRODUÇÃO

As ondas spin resultam da variação espacial e temporal da fase do movimento de precessão do momento magnético de materiais ferro e ferrimagnéticos em estado de ressonância magnética. As perdas e o comportamento não linear de materiais ferro e ferrimagnéticos em certos níveis de potência estão intimamente relacionados com as ondas spin [1].

IV.2 - DESCRIÇÃO FÍSICA DAS ONDAS SPIN

Em um material ferromagnético existe uma energia de troca que pode ser representada como resultado da interação do campo de troca \vec{H}_{ex} com os dipolos magnéticos do material, causando o alinhamento de todos os dipolos paralelos uns aos outros. Na presença de um campo magnético C.C. uniforme \vec{H}_0 , todos os dipolos podem precessar em fase ao redor de \vec{H} , satisfazendo assim a condição de alinhamento imposta pelo campo de troca \vec{H}_{ex} . Agora, se aplicarmos um campo magnético de RF \vec{h} perpendicular a \vec{H}_0 e também uniforme em toda a amostra, podemos aumentar a amplitude da precessão, observada pelo aumento do ângulo de precessão, com os dipolos podendo ainda manter a sua precessão em fase. Para ilustrar o fenômeno das ondas spin, vamos imaginar uma situação na qual o campo magnético de RF, aplicado perpendicularmente ao campo C.C., force alguns dos dipolos situados no final da amostra a precessarem em um ângulo maior que os dipolos vizinhos. O campo de troca H_{ex} tenderá a alinhar os dipolos, atuando de maneira que os dipolos vizinhos precessem em ângulos maiores que os anteriores. Esse alinhamento, naturalmente, terá um pequeno atraso. Desta maneira, vemos que esse distúrbio pode viajar através da rede cristalina na forma de uma onda, com a amplitude e fase mudando de dipolo em dipolo [1].

Na Fig.IV.1 é ilustrada uma onda spin puramente circular, na qual podemos observar os dipolos num tempo $t = t_0$ e então, novamente em tempos posteriores t_1 e t_2 , quando os dipolos avançaram parte de um ciclo no sentido anti-horário. Tal onda é um caso particular de uma "onda spin dirigida na direção z", isto é, uma onda spin que viaja ao longo da direção de magnetização.

Pode ser mostrado que, para uma onda caminhando transversalmente à direção do campo magnético C.C \vec{H}_0 , a componente longitudinal do campo magnético de RF, \vec{h} , seria acoplada pelas propriedades tensoriais do meio à onda eletromagnética transversal [1]. As propriedades tensoriais acoplam as componentes do campo magnético de RF, que são transversais ao campo C.C \vec{H}_0 e também à direção de propagação [1]. Isto também pode ser verificado da equação de Maxwell:

$$\text{div } \vec{b} = 0 \quad (\text{IV.1})$$

pois;

$$\vec{b} = \mu_0 [\vec{h} + \vec{m}] \quad (\text{IV.2})$$

resultando:

$$0 = \text{div } \vec{h} + \text{div } \vec{m} \quad (\text{IV.3})$$

e, portanto;

$$\text{div } \vec{h} = -\text{div } \vec{m} \quad (\text{IV.4})$$

Para $\text{div } \vec{m}$ diferente de zero iremos ter $\text{div } \vec{h}$ também diferente de zero. Como resultado, \vec{h} será uma função de posição, condição necessária para que existam as ondas de spin.

Como se pode notar no exemplo anterior; a tendência dos spins eletrônicos alinharem-se paralelos uns aos outros como resultado dos campos de troca e moverem-se como uma simples unidade faz com que um pequeno distúrbio na uniformidade do movimento conduza a fortes campos de desmagnetização e de troca [2]. Esse distúrbio pode existir, por exemplo, através da agitação térmica. Os campos locais de desmagnetização e de troca interagem com o movimento dos spins eletrônicos de tal maneira que, para sinais suficientemente grandes, esses distúrbios podem crescer a valores al-

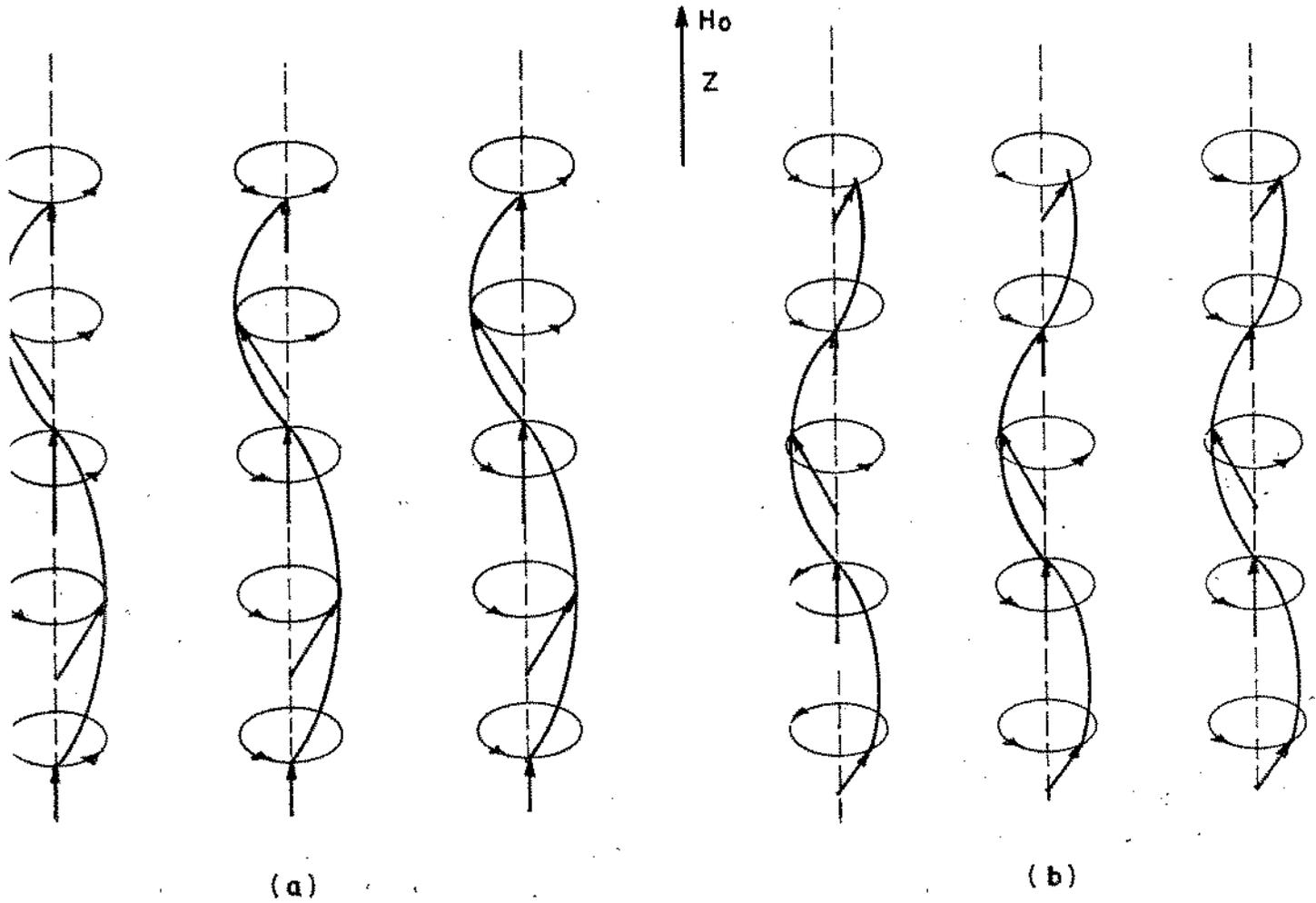


Fig.IV.1 - Onda spin propagando-se na direção Z . São mostradas três filas de dipolos ao longo da direção Z , para dois tempos diferentes: (a) $t = t_1$, (b) $t = t_2$. Observe que, para o mesmo tempo, a fase dos dipolos perpendiculares a \vec{H}_0 são todas iguais. Esta é, portanto, uma onda plana propagando-se ao longo da direção Z .

tos em detrimento da precessão uniforme. Esse fenômeno será analisado em capítulo posterior.

As ondas spin são, portanto, causadas por perturbações na uniformidade do movimento dos spins eletrônicos e classificadas como modos não-uniformes.

IV.3 - DESCRIÇÃO MATEMÁTICA DAS ONDAS SPIN

IV.3.1 - Campo de troca \vec{H}_{ex}

Em um meio saturado, a energia de troca se manifesta como a energia tendendo a orientar os spins eletrônicos adjacentes uns paralelos aos outros, os quais, não fossem essa energia, estariam desalinhados devido à agitação térmica [2]. A energia de troca tem natureza eletrostática e é um resultado previsível somente através da mecânica quântica, não tendo uma interpretação em mecânica clássica.

Um campo de troca equivalente pode ser definido da energia média como [2] :

$$\frac{1}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}_{ex} \quad (IV.5)$$

onde \vec{M} é o vetor magnetização. Pode-se mostrar que [2] :

$$\vec{H}_{ex} = - H_{ex} a^2 \frac{\nabla^2 \vec{M}}{M} \quad (IV.6)$$

onde:

$$H_{ex} = \frac{4 J S^2}{M a^3}$$

S é o número quântico de spin

J é a integral de troca (diferença de energia de dois elétrons em um sistema com spins paralelos e antiparalelos).

a é o espaçamento interatômico.

Assim, para uma rede ideal, com somente torques devidos à energia de troca presentes, o vetor de magnetização deve satisfazer à equação do movimento obtida pela introdução da equação (IV.6) na equação:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H})$$

Então,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = - \frac{\gamma H_{ex} a^2}{M} (\vec{M} \times \nabla^2 \vec{M}) \quad (IV.7)$$

Para um pequeno distúrbio da magnetização em estado estacionário M_0 a equação (IV.7) é satisfeita por uma solução em onda plana [2]:

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \sum_{k \neq 0} \vec{m}_k \cdot e^{j(\omega_k t + \vec{K} \cdot \vec{r})} \quad (IV.8)$$

onde \vec{K} é o vetor de onda plana da K -ésima onda spin ao longo da direção de propagação ($K = 2\pi/\lambda_0$). O sistema de coordenadas usado é mostrado na Fig. IV.2a.

Combinando-se as equações (IV.6) e (IV.8) obtemos:

$$\vec{H}_{ex} = - \sum_{k \neq 0} \frac{H_{ex} a^2}{M_0} K^2 \vec{m}_k \quad (IV.9)$$

onde em \vec{m}_k está subentendida a variação espacial e temporal $e^{j(\omega_k t + \vec{K} \cdot \vec{r})}$. Convém observar que o vetor \vec{m}_k pode ser expresso em termos de suas componentes:

$$\vec{m}_k = m_{k_x} \hat{x} + m_{k_y} \hat{y} + m_{k_z} \hat{z} \quad (IV.10)$$

IV.3.2 - Campo Dipolar H_{dip}

Sabe-se que um material magnetizado com dimensões finitas irá apresentar campos desmagnetizantes. Para facilidade de tratamento matemático consideram-se materiais com formas elipsoi -

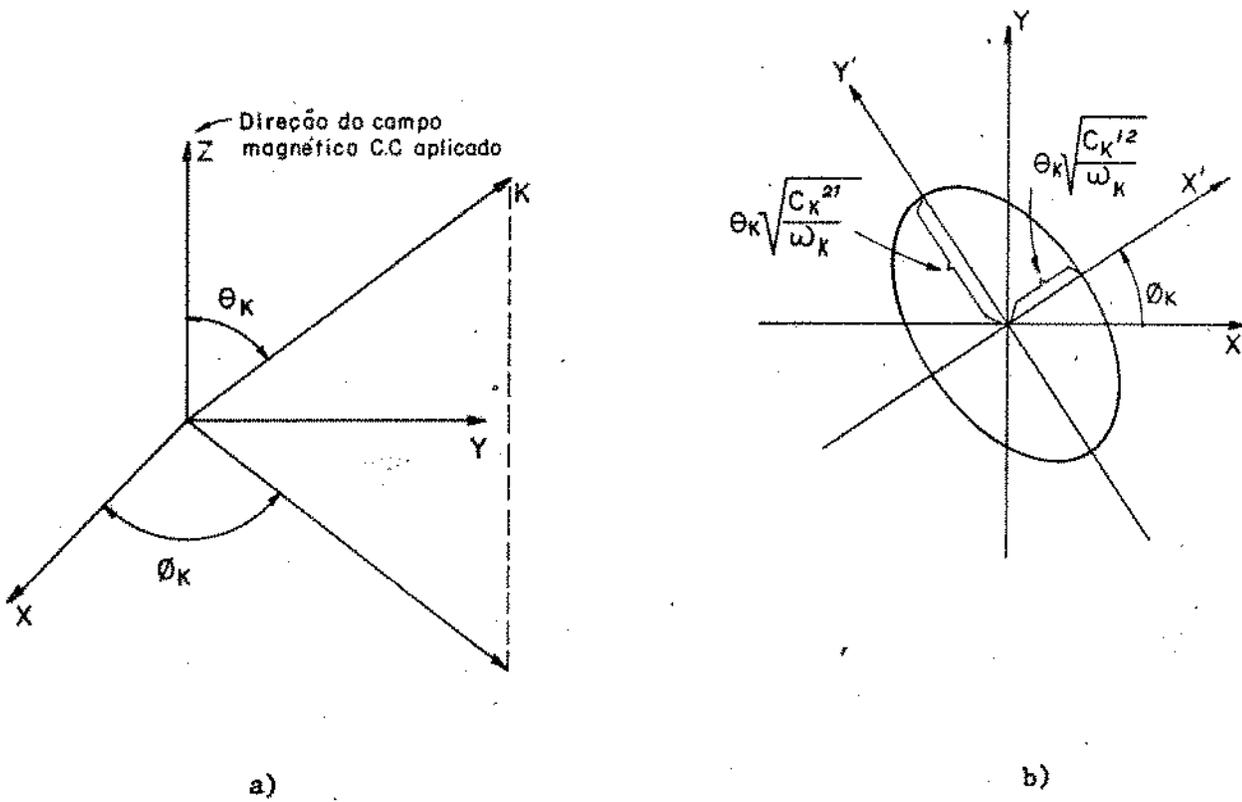


Fig.IV.2 - a) Sistema de coordenadas retangulares onde θ_k e ϕ_k são os ângulos em coordenadas esféricas para o vetor \vec{k} da onda do modo spin de ordem k ;

b) Sistema de coordenadas transformado $X' - Y'$, mostrando a elipse da onda spin, onde $C_k^{12'}$ e $C_k^{21'}$ são dados pelas equações (IV.23) e (IV.24) e ω_k é a frequência angular do modo spin de ordem k .

dais. Os campos desmagnetizantes podem ser obtidos das equações de Maxwell, não se levando em consideração as condições de contorno [2]:

$$\nabla \times \vec{H}_{\text{dip}} = 0 \quad (\text{IV.11})$$

$$\nabla \cdot \left[\mu_0 \vec{H}_{\text{dip}} + \vec{m}_k \right] = 0 \quad (\text{IV.12})$$

Sabe-se que, se o rotacional de um campo for igual a zero, então ele pode ser obtido de um potencial magnético, a partir de:

$$\vec{H}_{\text{dip}} = \nabla \psi \quad (\text{IV.13})$$

Portanto, de (IV.12) tem-se:

$$\nabla^2 \psi + \nabla \cdot \left(\frac{\vec{m}_k}{\mu_0} \right) = 0 \quad (\text{IV.14})$$

Fazendo-se uso das equações acima, as componentes dos campos desmagnetizantes para ondas spin de maior ordem são dadas por [2]:

$$H_{\text{dip}_x} = \sum_{k \neq 0} K_x K^{-2} \left(K_x \frac{m_{kx}}{\mu_0} + K_y \frac{m_{ky}}{\mu_0} + K_z \frac{m_{kz}}{\mu_0} \right) \quad (\text{IV.15a})$$

$$H_{\text{dip}_y} = \sum_{k \neq 0} K_y K^{-2} \left(K_x \frac{m_{kx}}{\mu_0} + K_y \frac{m_{ky}}{\mu_0} + K_z \frac{m_{kz}}{\mu_0} \right) \quad (\text{IV.15b})$$

$$H_{\text{dip}_z} = \sum_{k \neq 0} K_z K^{-2} \left(K_x \frac{m_{kx}}{\mu_0} + K_y \frac{m_{ky}}{\mu_0} + K_z \frac{m_{kz}}{\mu_0} \right) \quad (\text{IV.15c})$$

onde, para o sistema de coordenadas usado, obtemos:

$$K_x = K \sin \theta_k \cos \phi_k \quad (\text{IV.16a})$$

$$K_y = K \sin \theta_k \sin \phi_k \quad (\text{IV.16b})$$

$$K_z = K \cos \theta_k \quad (\text{IV.16c})$$

Como consequência da existência do campo dipolar, as ondas spin são elipticamente polarizadas [2].

IV.3.3 - Modos das Ondas Spin em um Elipsóide Isotrópico

Os modos das ondas spin serão agora estudados para uma ferrita elipsoidal, finita e isotrópica em um campo c.c. uniforme, sendo também válido para ferritas cúbicas, nas quais a anisotropia é baixa. Isto será feito mediante uma expansão da equação de movimento com o campo magnético efetivo dado por:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{dem} + \vec{H}_{ex} + \vec{H}_{dip} \quad (IV.17)$$

onde

\vec{H}_0 é o vetor campo magnético estático (C.C)

\vec{H}_{dem} é o vetor campo magnético desmagnetizante

\vec{H}_{ex} é o vetor campo de troca

\vec{H}_{dip} é o vetor campo dipolar.

e o vetor magnetização dado por:

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \sum_{k \neq 0} \vec{m}_k \cdot e^{J(\omega_k t + \vec{K} \cdot \vec{r})} \quad (IV.18)$$

A análise é algo simplificada, tendo em vista que o menor eixo da elipse da onda spin cai ao longo da direção do campo dipolar resultante [2]. A direção desse campo, no plano transversal, é portanto tomada como um dos eixos coordenados. Como, em geral, a componente transversal faz um ângulo ϕ_k com o eixo x, resolveremos todos os vetores transversos num sistema de coordenadas retangulares x'-y' o qual é rodado de um ângulo ϕ_k com respeito ao sistema de coordenadas x - y. Isso é mostrado na Fig. IV.2b. Para ondas spin propagando-se em diferentes direções azimutais, os eixos x' - y' serão logicamente diferentes. As componentes do campo dipolar ao longo desses eixos serão dadas por:

$$H_{dipx}' = - \sum_{k \neq 0} K_x' K^{-2} \left(K_x' \frac{m_{kx'}}{\mu_0} + K_z \frac{m_{kz}}{\mu_0} \right) \quad (\text{IV.19a})$$

$$H_{dipy}' = 0 \quad (\text{IV.19b})$$

$$H_{dipz} = - \sum_{k \neq 0} K_z K^{-2} \left(K_x' \frac{m_{kx'}}{\mu_0} + K_z \frac{m_{kz}}{\mu_0} \right) \quad (\text{IV.19c})$$

onde:

$$K_x' = K \sin \theta_k \quad (\text{IV.20a})$$

$$K_z = K \cos \theta_k \quad (\text{IV.20b})$$

Todos os campos transversos nas equações (IV.17) e (IV.18) são agora supostos orientados ao longo do sistema de coordenadas $x' - y'$.

A parte linear da equação da onda spin \vec{e} é obtida pela expansão da equação do movimento dado por:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H})$$

com \vec{M} e \vec{H} dados pelas equações (IV.18) e (IV.17), respectivamente. Portanto, cada vetor das expressões (IV.17) e (IV.18) pode ser expresso por:

$$H_{0x}' = 0$$

$$H_{0y}' = 0$$

$$H_{0z} = H_0$$

$$H_{demx}' = 0$$

$$H_{demy}' = 0$$

$$\begin{aligned}
 H_{dem_z} &= - N_z \frac{M_0}{\mu_0} \\
 H_{ex_x'} &= - \sum_{k \neq 0} \frac{H_{ex} a^2 k^2}{M_0} m_{k_x'} \\
 H_{ey_y'} &= - \sum_{k \neq 0} \frac{H_{ex} a^2 k^2}{M_0} m_{k_y'} \\
 H_{ez_z} &= - \sum_{k \neq 0} \frac{H_{ex} a^2 k^2}{M_0} m_{k_z} \\
 H_{dip_x'} &= - \sum_{k \neq 0} K_x' K^2 \left(K_x' \frac{m_{k_x'}}{\mu_0} + K_z \frac{m_{k_z}}{\mu_0} \right) \\
 H_{dip_y'} &= 0 \\
 H_{dip_z} &= - \sum_{k \neq 0} K_z K^{-2} \left(K_x' \frac{m_{k_x'}}{\mu_0} + K_z \frac{m_{k_z}}{\mu_0} \right) \\
 M_{x'} &= \sum_{k \neq 0} m_{k_x'} \\
 M_{y'} &= \sum_{k \neq 0} m_{k_y'} \\
 M_z &= \sum_{k \neq 0} m_{k_z} + M_0
 \end{aligned}$$

Está implícito nas variáveis a variação temporal e espacial. Considerando-se apenas a parte linear da equação do movimento, tem-se [2] :

$$\dot{m}_{K_x'} = - C_K^{12'} m_{K_y'} \quad (IV.21)$$

$$\dot{m}_{K_y'} = C_K^{21'} m_{K_x'} \quad (IV.22)$$

onde:

$$C_K^{12'} = \omega_0 - N_z \omega_M + \omega_{ex} \quad (IV.23)$$

$$C_K^{21'} = \omega_0 - N_z \omega_M + \omega_{ex} + \omega_M \text{sen}^2 \theta_k \quad (IV.24)$$

com $\omega_M = \gamma M_0 / \mu_0$, $\omega_0 = \gamma H_0$ e $\omega_{ex} = \gamma H_{ex} a^2 k^2$

A solução das equações (IV.21) e (IV.22) será [2] :

$$m_{k_x}' = \frac{C_K^{12'}}{\omega_K} a_k \cos \omega_k t \quad (IV.25)$$

$$m_{k_y}' = \frac{C_K^{21'}}{\omega_K} a_k \sin \omega_k t \quad (IV.26)$$

com

$$\omega_K = \sqrt{C_K^{12'} \cdot C_K^{21'}} \quad (IV.27)$$

e a_k sendo uma amplitude constante.

A solução da parte linear das equações da onda spin representa um modo normal elipticamente polarizado. O menor eixo é orientado ao longo da direção de máximo campo desmagnetizante interno, a qual é simplesmente a direção do campo dipolar (Fig. IV. 2b). A razão entre o menor eixo e o maior eixo representa a elipticidade da onda spin e é dada por:

$$e_K = \left(\frac{C_K^{12'}}{C_K^{21'}} \right)^{1/2} \quad (IV.28)$$

Pode-se notar que ondas spin na direção z são circularmente polarizadas ($e_K = 1$).

A partir da relação de dispersão (IV.27), o número de onda K pode ser obtido em função da frequência da onda spin ω_k , e o resultado é mostrado na Fig. IV.3. Os valores de ω_k para $K = 0$ são dados pela fórmula apresentada no meio do eixo ω_k da Fig. IV.3. O modo uniforme pode portanto ser degenerado em um grande número de modos spin desde que $\omega_k = \omega_r$ seja satisfeito. A área hachurada na figura indica os modos magnetostáticos [3]. Esses modos ocorrem quando os comprimentos de onda, $\lambda = 2\pi/K$, das ondas spin são comparáveis com as dimensões do material e as condições de contorno para essas ondas não podem ser desprezadas. As expressões aqui desenvolvidas não se aplicam, portanto, a esses modos.

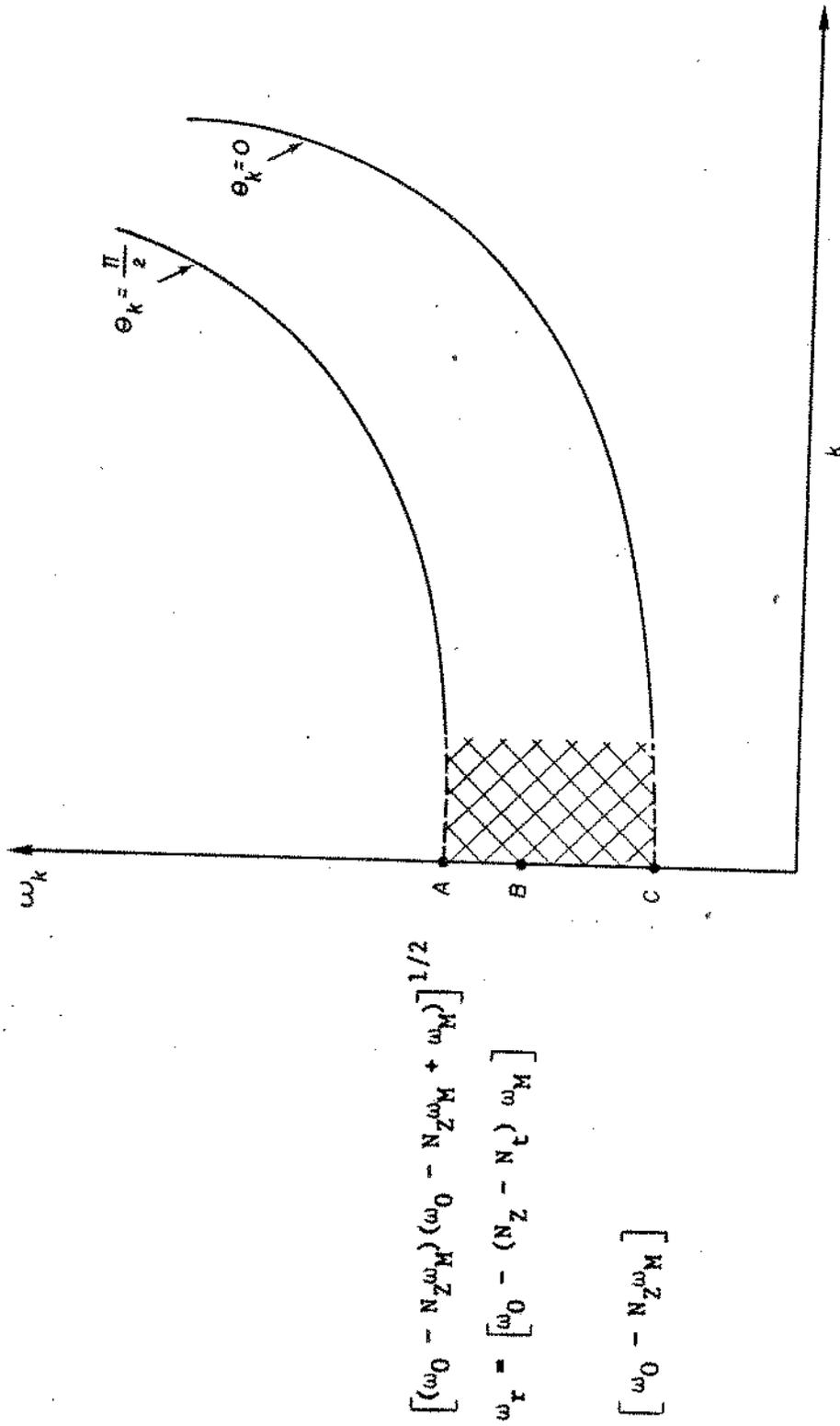


Fig. IV.3 - Curva ω_k versus k para as ondas spin em uma ferrita elipsoidal isotrópica.

REFERÊNCIAS

- [1] B. LAX e K.J. BUTTON, Microwave Ferrites and Ferrimagnetics , McGraw Hill Book Co., Inc., New York, 1962, pp.170-180
- [2] J.HELSZAJN, Principles of Microwave Ferrite Engineering, John Wiley & Sons Ltd., London, 1969, pp. 30-36.
- [3] L.R.WALKER, "Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance", Physical Review, Vol. 105, nº 2, pp. 390 - 399, janei ro, 1957.

CAPÍTULO V

ACOPLAMENTO ENTRE O MODO UNIFORME E OS MODOS SPIN NAS FERRITAS

TEORIA NÃO-LINEAR

V.1 - INTRODUÇÃO

As características do fenômeno da ressonância ferromagnética em níveis altos do sinal de RF aplicado, foram primeiramente estudadas por Suhl [1]. Seu estudo foi baseado no acoplamento não-linear existente entre o modo de precessão uniforme e certas ondas spin (modos spin), de comprimentos de onda muito pequenos, quando se ultrapassava um certo valor crítico do campo magnético de RF, o qual era perpendicular a um campo magnético C.C usado para magnetizar a amostra. Suhl observou o crescimento da amplitude de ondas spin, a partir de sua excitação térmica, para níveis de campo magnético de RF bem abaixo daqueles previstos através da inclusão das não-linearidades na equação de movimento.

Suhl também observou o surgimento de um pico de absorção (observado em χ'') em campos CC menores do que aqueles necessários para a presença da ressonância principal, que denominou de ressonância subsidiária; observou outrossim que, com o aumento do campo magnético de RF, o pico de absorção principal decresce e se alarga, enquanto que o pico de absorção subsidiária aumenta. A Fig. V.1 mostra o que foi relatado acima.

A teoria de Suhl só considerava o surgimento de picos de absorção subsidiária em níveis altos do sinal RF aplicado, para campos magnéticos C.C menores que o necessário para a ressonância principal. Fletcher e Silence [2] estenderam a teoria de Suhl e provaram a existência de picos de absorção subsidiária em campos C.C maiores que o da ressonância principal.

Todo o trabalho de Suhl considera materiais isotrópicos, porém esta é uma aproximação válida para a maioria das ferritas cúbicas (caso do Y.I.G), onde a anisotropia é pequena. Em ferritas hexagonais, onde a anisotropia é grande, tal aproximação já não é válida [3].

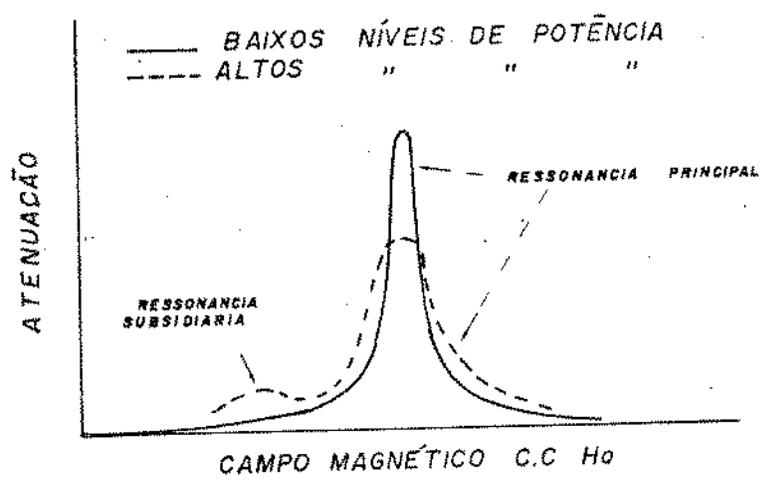


Fig.V.1 - Surgimento do pico de absorção subsidiária em nível altos do sinal de R.F. aplicado (vide Fig.4.5 de [6]).

V.2 - EXPLICAÇÃO DO FENÔMENO

Quando o campo magnético de RF aplicado a uma amostra ferro ou ferrimagnética atinge um certo valor crítico, começa a haver transferência significativa de energia do modo de precessão uniforme para os modos spin. O acoplamento entre o modo uniforme e os modos spin tem natureza não-linear. Apesar das ondas spin também existirem para níveis baixos de sinal de RF aplicado, devido à sua excitação térmica, elas so se tornam significativas a partir de um determinado valor crítico do campo de RF, quando o acoplamento dessas ondas spin ao modo uniforme se torna catastrófico.

Quando é atingido o valor crítico do campo de RF, o ângulo θ entre o vetor momento magnético da precessão uniforme e o campo C.C de magnetização atinge um valor θ_{crit} (Fig.V.2). Nessas condições diz-se que a precessão uniforme está "saturada". Como consequência da saturação da precessão uniforme ocorre uma transferên-cia da potência do sinal de RF, que excede uma certa potência crítica (relativa ao ângulo θ_{crit}), para os modos spin e em seguida para a rede cristalina. Desse fato, conclui-se que é possível usar tal fenômeno em limitadores de potência.

Baseando-se no que foi dito anteriormente, pode-se esquematizar o processo de transferência de potência do sinal de RF em uma amostra ferro ou ferrimagnética, conforme diagrama mostrado na Fig. V.3.

Do diagrama da Fig. V.3 observa-se que, ao se aplicar uma determinada potência P a uma amostra ferro ou ferrimagnética, parte dessa potência é perdida pelo amortecimento da precessão uniforme e parte é transferida ao modo uniforme. Quando é atingido o valor de potência de RF suficiente para causar acoplamento aos modos spin, parte dessa potência, P_p , é perdida pelo amortecimento e outra parte, P_{crit} , é transferida ao modo uniforme. Quando a potência de RF for maior que a suficiente para causar acoplamento aos modos spin, a potência perdida pelo amortecimento, P_p , será a mesma, a potência transferida ao modo uniforme, P_{crit} , também será a mesma e toda a potência em excesso será transferida aos modos spin. Temos

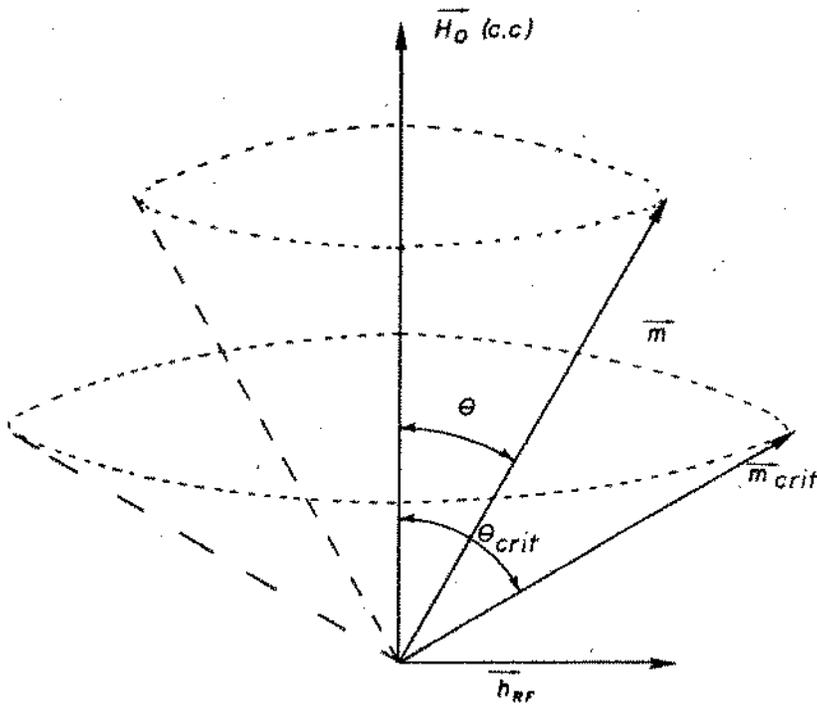


Fig.V.2 - Saturação da precessão uniforme do vetor magnético \vec{m} .

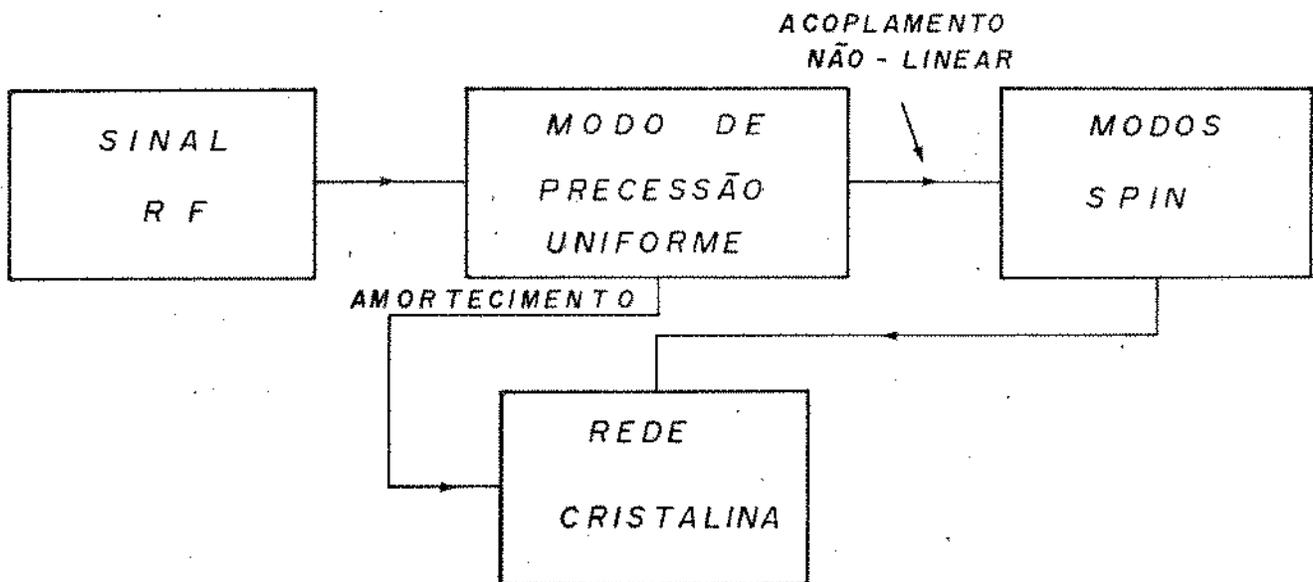


Fig.V.3 - Diagrama esquemático do processo de transferência e absorção de potência de um sinal de R.F. em uma amostra ferro ou ferrimagnética.

assim que a potência disponível no modo uniforme é limitada e igual a P_{crit} .

V.3 - TEORIA NÃO-LINEAR

Na discussão do comportamento das ferritas com sinais fracos de RF, desprezamos termos de ordem superior em m e h , conseguindo assim linearizar a equação de movimento. Essa aproximação não é válida para sinais fortes de RF, mas foi verificado na prática que o crescimento de certas ondas spin ocorre para níveis de RF bem abaixo daqueles que iriam requerer a introdução de não-linearidades de ordem superior na equação de movimento.

V.3.1 - Equação do Movimento para Não-Linearidades em um Elipsóide Isotrópico

O desvio da magnetização devido ao efeito térmico, pode ser expandido em uma série de Fourier de ondas spin [4] :

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}_0(t) + \vec{m}_k(t) e^{j(\vec{K} \cdot \vec{r})} \quad (V.1)$$

onde:

\vec{M}_0 é a magnetização C.C

$\vec{m}_0(t)$ magnetização de RF devido à precessão uniforme

$\vec{m}_k(t)$ magnetização do modo spin de ordem k

\vec{K} vetor de onda do modo spin de ordem k

\vec{r} vetor de posição

As dependências espacial e temporal da magnetização são levadas em consideração.

O campo magnético efetivo, no caso de um esferóide, em termos do sistema de coordenadas $x' - y'$ da Fig. IV.2, é dado por [4]:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}^e + \vec{H}_{dem} + \vec{H}_{dip} + \vec{H}_{ex} + \vec{h}_{dem} \quad (V.2)$$

onde:

\vec{H}_0 é campo magnético C.C ao longo da direção Z

\vec{h}_e é o campo magnético de RF aplicado externamente

\vec{H}_{dem} é o campo magnético de desmagnetização C.C.

\vec{H}_{dip} é o campo magnético dipolar

\vec{H}_{ex} é o campo de troca

\vec{h}_{dem} é o campo magnético de desmagnetização de RF

Portanto, as componentes de (V.2) são:

$$\begin{array}{lll} H_{0x}' = 0 & h_{x'}^e = h_{x'} & H_{demx}' = 0 \\ H_{0y}' = 0 & h_{y'}^e = h_{y'} & H_{demy}' = 0 \\ H_{0z} = H_0 & h_{z'}^e = 0 & H_{demz} = \frac{N_z M_0}{\mu_0} \end{array}$$

$$H_{dipx}' = - \sum_{K \neq 0} K_x' K^{-2} \left(K_x' \frac{m_{Kx}'}{\mu_0} + K_z \frac{m_{Kz}}{\mu_0} \right)$$

$$H_{dipy}' = 0$$

$$H_{dipz} = - \sum_{K \neq 0} K_z K^{-2} \left(K_x' \frac{m_{Kx}'}{\mu_0} + K_z \frac{m_{Kz}}{\mu_0} \right)$$

$$H_{\text{ex}x}' = - \sum_{K \neq 0} \frac{H_{\text{ex}} a^2 K^2}{M_0} m_{k_x}'$$

$$H_{\text{ex}y}' = - \sum_{K \neq 0} \frac{H_{\text{ex}} a^2 K^2}{M_0} m_{k_y}'$$

$$H_{\text{ex}z}' = - \sum_{K \neq 0} \frac{H_{\text{ex}} a^2 K^2}{M_0} m_{k_z}'$$

$$h_{\text{dem}x}' = - N_x \frac{m_x'}{\mu_0}$$

$$h_{\text{dem}y}' = - N_y \frac{m_y'}{\mu_0}$$

$$h_{\text{dem}z}' = - N_z \frac{m_z'}{\mu_0}$$

onde:

$$K_x' = K \sin \theta_k$$

$$K_z = K \cos \theta_k$$

K é o número de onda spin

N_x, N_y, N_z são os fatores desmagnetização

μ_0 é a permeabilidade no vácuo (Sistema S.I.)

Iremos supor $m_z \ll M_0$.

Se as amplitudes da onda spin forem todas supostas muito menores do que a amplitude do modo uniforme, a componente longitudinal m_{k_z} pode ser dada em termos das componentes transversais, pois a magnetização em qualquer pequeno volume é conservada [1][4].

$$M^2 = (m_x' + \sum_{K \neq 0} m_{k_x}')^2 + (m_y' + \sum_{K \neq 0} m_{k_y}')^2 + (M_0 + \sum_{K \neq 0} m_{k_z}')^2 \quad (\text{V.3})$$

Desenvolvendo,

$$M^2 = m_x'^2 + 2 m_x' \sum_{K \neq 0} m_{k_x}' + \left(\sum_{K \neq 0} m_{k_x}' \right)^2 + m_y'^2 + 2 m_y' \sum_{K \neq 0} m_{k_y}' + \left(\sum_{K \neq 0} m_{k_y}' \right)^2 + M_0^2 + 2 M_0 \sum_{K \neq 0} m_{k_z} + \left(\sum_{K \neq 0} m_{k_z} \right)^2 \quad (V.4)$$

Desprezando-se os termos de ordem superior e equacionando os termos com variação espacial e temporal, isto é, contendo m_{k_x}' , m_{k_y}' e m_{k_z} temos:

$$0 = 2 m_x' \sum_{K \neq 0} m_{k_x}' + 2 m_y' \sum_{K \neq 0} m_{k_y}' + 2 M_0 \sum_{K \neq 0} m_{k_z}$$

Logo,

$$\sum_{K \neq 0} m_{k_z} = - \frac{1}{M_0} \left(m_x' \sum_{K \neq 0} m_{k_x}' + m_y' \sum_{K \neq 0} m_{k_y}' \right) \quad (V.5)$$

Para que esta aproximação seja válida, é suficiente considerar cada termo da onda spin que seria a expressão (V.5) sem o sinal da somatória [4].

Se expandirmos a equação do movimento, desprezando-se termos de ordem superior na amplitude das ondas spin e usarmos a equação (V.5), escrevendo m_{k_z} em termos de m_{k_x}' e m_{k_y}' , obtemos [4]:

$$\begin{aligned} (\dot{m}_x' + \dot{M}_{k_x}') &= - m_y' (\omega_0 - N_z \omega_M + N_T \omega_M) + \gamma M_0 h_y' - C_k^{12'} m_{k_y}' \\ &+ m_{k_x}' (\omega_M \sin \theta_k \cos \theta_k) \frac{m_y'}{M_0} \\ &+ m_{k_x}' (\omega_{ex} + \omega_M \cos^2 \theta_k - N_T \omega_M) \frac{m_x' m_y'}{M_0^2} \\ &+ m_{k_y}' (\omega_{ex} + \omega_M \cos^2 \theta_k - N_T \omega_M) \frac{m_y'}{M_0^2} \end{aligned} \quad (V.6)$$

$$\begin{aligned}
(\dot{m}_y' + \dot{m}_{k_y}') &= m_x' (\omega_0 - N_z \omega_M + N_T \omega_M) - \gamma M_0 h_x' \\
&+ C_k^{21'} m_{k_x}' - 2m_{k_x}' - 2 m_{k_x}' (\omega_M \sin \theta_k \cos \theta_k) \frac{m_x'}{M_0} \\
&- m_{k_y}' (\omega_M \sin \theta_k \cos \theta_k) \frac{m_y'}{M_0} \\
&- m_{k_x}' (\omega_{ex} + \omega_M \cos^2 \theta_k - N_T \omega_M) \frac{m_x'^2}{M_0^2} \\
&- m_{k_y}' (\omega_{ex} + \omega_M \cos^2 \theta_k - N_T \omega_M) \frac{m_x' m_y'}{M_0^2} \quad (V.7)
\end{aligned}$$

onde:

γ é a relação giromagnética dada por (Sistema S.I.)

$$\omega_0 = \gamma H_0$$

$$\omega_M = \frac{\gamma M_0}{\mu_0} \quad (\text{Sistema S.I.})$$

$$\omega_{ex} = \gamma H_{ex} a^2 K^2$$

$C_k^{12'}$ é dado por (IV.23)

$C_k^{21'}$ é dado por (IV.24)

$N_T = \bar{e}$ é o fator de desmagnetização

As equações (V.6) e (V.7) são as equações das componentes transversais da magnetização.

Os termos envolvendo o modo uniforme e os modos das ondas spin foram analisados anteriormente (Capítulo III), interessando-nos aqui somente os demais termos, e serão analisados a seguir.

V.3.2 - INSTABILIDADE NÃO-LINEARES DE 1ª ORDEM

As instabilidades de 1ª ordem das ondas spin são as mais importantes, pois a amplitude do modo uniforme é muito pequena, mesmo na região não-linear.

As equações não-lineares de 1ª ordem para as amplitudes das ondas spin podem ser obtidas das equações (V.6) e (V.7) e expressas da seguinte forma [4] :

$$\dot{m}_{k_x}' = - C_k^{12'} m_{k_y}' + m_{k_x}' (\omega_M \sin\theta_k \cos\theta_k) \frac{m_y'}{M_0} \quad (V.8)$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_{k_y}' = & C_k^{21'} m_{k_x}' - 2 m_{k_x}' (\omega_M \sin\theta_k \cos\theta_k) \frac{m_x'}{M_0} \\ & - m_{k_y}' (\omega_M \sin\theta_k \cos\theta_k) \frac{m_y'}{M_0} \end{aligned} \quad (V.9)$$

Os níveis "limiares" das magnetizações para que haja acoplamento não-linear de 1ª ordem entre as ondas spin e o modo uniforme podem ser obtidos a partir das equações (V.8) e (V.9). Para facilitar o desenvolvimento matemático, o campo magnético de RF aplicado é suposto circularmente polarizado e expresso por:

$$h_x^e = h_0 \cos \omega t \quad (V.10)$$

$$h_y^e = h_0 \sin \omega t$$

Com isto, as componentes transversais da magnetização do modo uniforme podem ser expressas por [1] :

$$m_x' = \frac{(m_0^+ + m_0^-)}{2} \quad (V.11)$$

$$m_y' = \frac{(m_0^+ - m_0^-)}{2j} \quad (V.12)$$

onde:

$$m_0^+ = \frac{\gamma M_0 h_0}{(\omega_r - \omega)} e^{j\omega t} \quad (V.13)$$

$$m_0^- = \frac{\gamma M_0 h_0}{(\omega_r + \omega)} e^{-j\omega t} \quad (V.14)$$

sendo ω_r a frequência angular de ressonância e dada por:

$$\omega_r = \left\{ [\omega_0 - (N_z - N_x) \omega_M] [\omega_0 - (N_z - N_y) \omega_M] \right\}^{1/2}$$

e M_0 a magnetização de saturação.

As expressões (V.13) e (V.14) não incluem as perdas advindas da precessão uniforme. A magnitude dos dipolos magnéticos em movimento uniforme de precessão é, portanto, proporcional a $e^{j\omega_r t}$. Para uma taxa de amortecimento de $\alpha\omega$ ela seria proporcional a $e^{j\omega_r t} \cdot e^{-\alpha\omega t} = e^{j(\omega_r + j\alpha\omega)t}$.

Portanto, para se incluírem as perdas relacionadas com o amortecimento do movimento de precessão dos dipolos magnéticos basta substituir ω_r por $\omega_r + j\alpha\omega$ nas equações (V.13) e (V.14), resultando:

$$m_0^+ = \frac{\gamma M_0 h_0}{(\omega_r - \omega) + j\alpha\omega} e^{j\omega t} \quad (V.15)$$

$$m_0^- = \frac{\gamma M_0 h_0}{(\omega_r + \omega) + j\alpha\omega} e^{-j\omega t} \quad (V.16)$$

Expressões semelhantes são obtidas para as componentes transversais da magnetização da onda spin com a diferença de que existe uma elipticidade da onda e_k [4] :

$$m_{kx}' = \frac{(m_k^+ + m_k^-)}{2} \quad (V.17)$$

$$m_{ky}' = e_k^{-1} \frac{(m_k^+ - m_k^-)}{2j} \quad (V.18)$$

A partir das equações (IV.25), (IV.26), (IV.17) e (IV.18), m_k^+ e m_k^- podem ser obtidos como segue:

$$m_k^+ = a_k \left(\frac{C_k^{12'}}{\omega_k} \right) e^{j\omega_k t} \quad (V.19)$$

$$m_k^- = a_k \left(\frac{C_k^{12'}}{\omega_k} \right) e^{-j\omega_k t} \quad (V.20)$$

onde $C_k^{12'}$ é dado pela equação (IV.23), a_k é uma amplitude constante e ω_k é dado pela equação (IV.27)

Se nós introduzirmos estas relações nas equações (V.8) e (V.9), multiplicando a equação (V.9) por je_k (onda elipticamente polarizada, sendo e_k a elipticidade desta onda) e somando-as obtemos:

$$\begin{aligned} & \frac{\dot{m}_k^+ + \dot{m}_k^-}{2} + j e_k e_k^{-1} \left(\frac{\dot{m}_k^+ - \dot{m}_k^-}{2j} \right) = - C_k^{12'} e_k^{-1} \frac{(m_k^+ - m_k^-)}{2j} \\ & + \frac{1}{M_0} \frac{(m_k^+ + m_k^-)}{2} (\omega_M \text{ sen } \theta_k \text{ cos } \theta_k) \frac{(m_0^+ - m_0^-)}{2j} \\ & + j e_k C_k^{21'} \frac{(m_k^+ + m_k^-)}{2} - 2 j e_k \frac{(m_k^+ + m_k^-)}{2} (\omega_M \text{ sen } \theta_k \text{ cos } \theta_k) \\ & \cdot \frac{(m_0^+ + m_0^-)}{2} \frac{1}{M_0} - j e_k e_k^{-1} \frac{(m_k^+ - m_k^-)}{2j} (\omega_M \text{ sen } \theta_k \text{ cos } \theta_k) \\ & \cdot \frac{(m_0^+ - m_0^-)}{2j} \frac{1}{M_0} \end{aligned} \quad (V.21)$$

Ignorando-se no desenvolvimento anterior termos não sin cronos (Esses termos desprezados são, segundo Suhl, encarados como uma pequena dessintonização de um gerador hipotético [1]), termos [4] :

$$\dot{m}_k^+ = j\omega_k m_k^+ + j m_k^- f_k m_0^+ \quad (\text{V.22})$$

onde f_k é o coeficiente de acoplamento entre o modo uniforme e on das spin, sendo dado por [4] :

$$f_k = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{\mu_0} \sin \theta_k \cos \theta_k \right) (1 + e_k) \quad (\text{V.23})$$

com e_k dado por:

$$e_k = \sqrt{\frac{C_k^{12'}}{C_k^{21'}}$$

e ω_k dado por (IV. 27)

Como:

$$m_k^+ \cong A e^{j\omega_k t}$$

$$m_k^- \cong B e^{-j\omega_k t}$$

$$m_0^+ \cong C e^{j\omega t}$$

a equação (V.22) será satisfeita para a condição de sincronismo que é a condição de maior acoplamento do modo uniforme ao modo spin [4] :

$$\omega_k = \omega - \omega_k$$

ou

$$\omega_k = \frac{\omega}{2} \quad (\text{V.24})$$

Portanto, as ondas spin de importância são as que forem síncronas com a metade da frequência da excitação de RF. Uma solução aproximada para a equação (V.22) será [4] :

$$m_k^+ \exp \left[j \left(\frac{\omega}{2} + j\kappa \right) t \right] \quad (V.25)$$

onde κ é um parâmetro ajustável a ser determinado [4] .

Substituindo (V.25) em (V.22) obtemos:

$$j \left(\frac{\omega}{2} + j\kappa \right) m_k^+ = j \omega_k m_k^+ + j m_k^- f_k m_0^+$$

Rearranjando,

$$\left[\left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right) - j\kappa \right] m_k^+ + m_k^- f_k m_0^+ = 0 \quad (V.26)$$

A equação (V.26) não inclui as perdas associadas com os modos da onda spin. Sem amortecimento, a amplitude da onda spin é proporcional a $e^{j\omega_k t}$. Para uma taxa de amortecimento $\alpha_k \omega_k$ tem-se $e^{j\omega_k t} \cdot e^{-\alpha_k \omega_k t} = e^{j(\omega_k + j\alpha_k \omega_k)t}$. Portanto, basta substituir ω_k por $\omega_k + j\alpha_k \omega_k$ na equação (V.26) para incluirmos o amortecimento da onda spin. Então,

$$\left[\left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right) + j(\alpha_k \omega_k - \kappa) \right] m_k^+ + m_k^- f_k m_0^+ = 0 \quad (V.27)$$

De forma semelhante ao seguido para obter a equação (V.22) pode-se obter:

$$\dot{m}_k^- = j \omega_k m_k^- + j m_k^+ f_k m_0^+$$

Uma solução aproximada para essa equação é:

$$m_k^- \exp \left[-j \left(\frac{\omega}{2} + j\kappa \right) t \right]$$

Seguindo raciocínio semelhante ao que conduziu a equação (V.27) chega-se a:

$$\left[\left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right) - j(\alpha_k \omega_k - \kappa) \right] m_k^- + m_k^+ f_k m_0^+ = 0 \quad (V.28)$$

As duas equações (V.27) e (V.28) conduzem a soluções não triviais de m_k^+ e m_k^- se o determinante de seus coeficientes for igual a zero:

$$\begin{bmatrix} \left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right) + j(\alpha_k \omega_k - \kappa) & m_0^+ f_k \\ m_0^+ f_k & \left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right) - j(\alpha_k \omega_k - \kappa) \end{bmatrix} = 0$$

$$\left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right)^2 + (\alpha_k \omega_k - \kappa)^2 - (m_0^+ f_k)^2 = 0$$

Rearranjando:

$$\kappa^2 - 2\kappa \alpha_k \omega_k + \left[(\alpha_k \omega_k)^2 + \left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right)^2 - (m_0^+ f_k)^2 \right] = 0$$

Resolvendo-se para κ obtêm-se:

$$\begin{aligned} \kappa &= \alpha_k \omega_k \pm \sqrt{(\alpha_k \omega_k)^2 - \left[(\alpha_k \omega_k)^2 + \left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right)^2 - (m_0^+ f_k)^2 \right]} \\ \kappa &= \alpha_k \omega_k \pm \sqrt{(m_0^+ f_k)^2 - \left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right)^2} \quad (V.29) \end{aligned}$$

O sinal negativo de (V.29) conduz a uma solução de (V.25) exponencialmente crescente para campos de RF suficientemente grandes. O nível "limiar" para instabilidade ocorre para $k = 0$. Da equação (V.29) obtêm-se que a magnetização uniforme crítica - $|m_0^+|_{\text{crit}}$ para a ocorrência dessas instabilidades não lineares é expressa como segue:

$$|m_0|_{\text{crit}} \geq \frac{\left[\left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right)^2 + \alpha_k^2 \omega_k^2 \right]^{1/2}}{|f_k|} \quad (\text{V.30})$$

Substituindo-se (V.30) e (V.23) em (V.15) obtêm-se o módulo do campo de RF crítico circularmente polarizado como:

$$|h_0^+|_{\text{crit}} = \frac{2 \left[\left(\omega_k - \frac{\omega}{2} \right)^2 + \alpha_k^2 \omega_k^2 \right]^{1/2} \left[(\omega_r - \omega)^2 + \alpha^2 \omega^2 \right]^{1/2}}{\gamma \omega_M \sin \theta_k \cos \theta_k (1 + e_k)} \quad (\text{V.31})$$

Do numerador de (V.31) vemos que as condições $2 \omega_k = \omega$ ou $\omega_r = \omega$, ou ambas as condições juntas, produzem uma forte redução em $|h_0^+|_{\text{crit}}$. Iremos considerar as condições $2 \omega_k = \omega$, $\omega_r \neq \omega$ e $2\omega_k = \omega$, $\omega_r = \omega$, separadamente nos itens seguintes.

Para campos de RF linearmente polarizados o valor de campo RF crítico será o dobro do valor dado por (V.31).

V.3.2.1 - RESSONÂNCIA SUBSIDIÁRIA ABAIXO DA RESSONÂNCIA PRINCIPAL

Para se obter o menor $|h_0^+|_{\text{crit}}$, temos que minimizar o lado direito da equação (V.31) em relação a θ_k e K , sujeito à condição que $\omega_k = \omega/2$. O menor $|h_0^+|_{\text{crit}}$ não ocorre para θ_k próximo a zero ou 90° , o que significa a preferência a ondas spin que se propagam ao longo de um cone com um valor intermediário de θ_k [4]. Assim, cada onda spin tem um "limiar" diferente, e é excitada primeiro aquela que se propaga em um ângulo particular θ_k , o qual minimiza $|h_0^+|_{\text{crit}}$ [4].

Na relação de dispersão (IV.27) substitui-se $\omega_k = \omega/2$ e obtêm-se:

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{4}^2 &= (\omega_0 - N_z \omega_M)^2 + 2 \omega_{\text{ex}} (\omega_0 - N_z \omega_M) \\ &+ (\omega_0 - N_z \omega_M) \omega_M \sin^2 \theta_k + \omega_{\text{ex}}^2 + \omega_{\text{ex}} \omega_M \sin^2 \theta_k \end{aligned}$$

onde:

$$\omega_{\text{ex}} = \gamma H_{\text{ex}} a^2 K^2$$

Donde:

$$\begin{aligned} \omega_{\text{ex}}^2 + \left[2(\omega_0 - N_z \omega_M) + \omega_M \text{sen}^2 \theta_k \right] \omega_{\text{ex}} \\ + \left[(\omega_0 - N_z \omega_M)^2 + \omega_M \text{sen}^2 \theta_k (\omega_0 - N_z \omega_M) - \frac{\omega^2}{4} \right] = 0 \end{aligned}$$

Resolvendo-se para ω_{ex} e retendo-se apenas a raiz positiva por ser esta a que possui significado físico, tem-se:

$$\begin{aligned} \omega_{\text{ex}} = \gamma H_{\text{ex}} a^2 K^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_M^2 \text{sen}^4 \theta_k + \omega^2 \right]^{1/2} \\ - \frac{1}{2} \omega_M \text{sen}^2 \theta_k - \omega_0 + N_z \omega_M \quad (\text{V.32}) \end{aligned}$$

Vemos de (V.32) que a relação de dispersão consiste de duas regiões onde $k \neq 0$ ou $k = 0$. Da relação de dispersão um valor real para k com $\theta_k = 0$ ocorre para $k = 0$ e com um campo magnético dado por:

$$\omega_0 = \frac{\omega}{2} + N_z \omega_M \quad (\text{V.33})$$

Para minimizar (V.31) convenientemente podem-se usar métodos numéricos ou gráficos como mostra a Fig. V.4 [4]. Estas curvas foram obtidas para uma amostra esférica e mostram que h_{crit} diminui com o aumento do campo C.C até atingir um mínimo para um valor de H_0 menor que aquele necessário para a condição de ressonância. O aumento abrupto em direção ao infinito ocorre quando γH_0 se aproxima de $\omega/2 + \omega_M N_z$, o que nos fornece uma regra conveniente para a existência da absorção subsidiária. Logo:

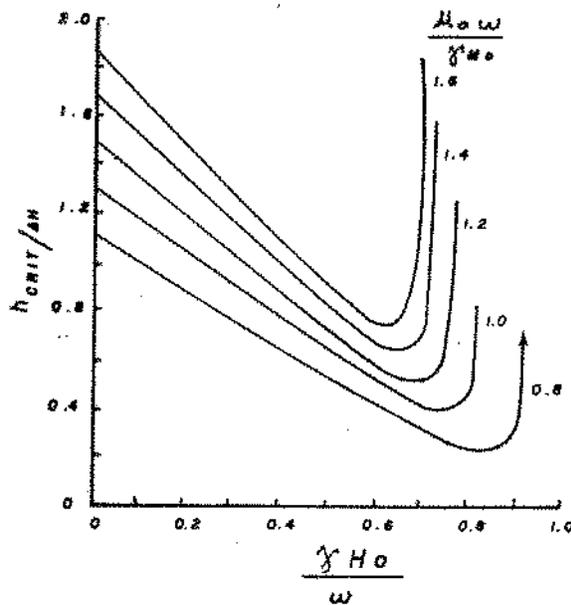


Fig.V.4 - Dependência do campo magnético crítico h_{crit} com o valor do campo magnético C.C. H_0 na ressonância subsidiária.

$$\gamma H_0 = \omega_0 < \frac{\omega}{2} + \omega_M N_z \quad (V.34)$$

Isto resulta do fato de que $\omega_k = \omega/2$ deve ocorrer acima do fundo do diagrama ω_k versus K das ondas spin, o qual é dado por $\omega_0 = N_z \omega_M$ (Fig. IV.3).

Substituindo-se o valor de ω_{ex} nas expressões de $C_k^{12'}$ e $C_k^{21'}$ dadas por (IV.23) e (IV.24), a elipticidade da onda spin, dada por (IV.28), pode agora ser escrita como segue:

$$e_k = \left[\frac{\omega_M^2}{\omega^2} \text{sen}^4 \theta_k + 1 \right]^{1/2} - \frac{\omega_M}{\omega} \text{sen}^2 \theta_k \quad (V.35)$$

Convém lembrar que, da própria definição, $e_k < 1$. Na região onde $k \neq 0$ uma boa aproximação é $\theta_k \approx 45^\circ$ [4]. Na região onde $k = 0$, θ_k é determinado por (equação (V.32) com $k = 0$):

$$\text{sen}^2 \theta_k = \frac{\frac{\omega^2}{4} - (\omega_0 - N_z \omega_M)^2}{\omega_M (\omega_0 - N_z \omega_M)} \quad (V.36)$$

Com $\theta_k = 45^\circ$ e e_k dado por (V.35) podemos obter $|h_0^+|_c$ de (V.31) como sendo:

$$\left| h_0^+ \right|_c = \frac{2(\alpha_k \omega_k) \left[(\omega_r - \omega)^2 + \alpha^2 \omega^2 \right]^{1/2}}{\gamma \omega_M \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ 1 + \left[\frac{\omega_M^2}{\omega^2} \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \right)^4 + 1 \right]^{1/2} - \frac{\omega_M}{\omega} \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \right)^2 \right\}}$$

Rearranjando,

$$\left| h_0^+ \right|_c = \frac{2 \alpha_k \omega_k \left[(\omega_r - \omega)^2 + \alpha^2 \omega^2 \right]^{1/2}}{\frac{1}{2} \gamma \omega_M \left\{ 1 + \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\omega_M}{\omega} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} - \frac{1}{2} \frac{\omega_M}{\omega} \right\}} \quad (V.37)$$

$k \neq 0$

Na Fig. V.4 notamos que existem dois braços que correspondem às duas regiões onde as ondas spin instáveis tem $k \neq 0$ e $k = 0$. A última condição corresponde ao braço direito. Observa-se que as ondas começam a ser instáveis na ressonância subsidiária com $k = 0$ e $\theta_k \cong 45^\circ$. Este resultado não é exatamente verdadeiro pois uma das aproximações da teoria é que as contribuições superficiais para o campo dipolar foram desprezadas [4]. Contudo, a teoria tem sido muito útil na explicação dos dados observados. Uma teoria mais exata deveria considerar os modos magnetostáticos de Walker [7].

Observamos que, para $k \neq 0$, não existe maneira de se obter o valor de H_0 para a ocorrência da ressonância subsidiária, pois a relação de dispersão com $\theta_k = 45^\circ$ permanece uma função de k .

A equação (V.37) fornece o valor de $|h_0^+|_c$ na região $k \neq 0$. No entanto, não se consegue determinar este valor pois H_0 não pode ser obtido. Uma aproximação válida, baseando-se nas condições anteriores, é que o início das instabilidades ocorrem em $k = 0$ e $\theta_k = 45^\circ$, que é o "limiar" obtido dessas relações.

Primeiramente, podemos determinar o valor de H_0 da relação de dispersão (IV.27) substituindo-se $\omega_k = \omega/2$, $\theta_k = 45^\circ$ e $\omega_{ex} = 0$, pois $k = 0$. Logo, de (IV.27) obtemos [5]:

$$\omega_k^2 = \left(\frac{\omega}{2}\right)^2 = (\omega_0 - N_z \omega_M) \left(\omega_0 - N_z \omega_M + \frac{\omega_M}{2}\right) \quad (V.38)$$

Rearranjando temos:

$$\omega_0^2 + \left(\frac{\omega_M}{2} - 2 N_z \omega_M\right) \omega_0 + \left(N_z^2 \omega_M^2 - N_z \frac{\omega_M^2}{2} - \frac{\omega^2}{4}\right) = 0$$

Resolvendo, obtemos:

$$\omega_0 = \omega \left[\left(N_z - \frac{1}{4}\right) \frac{\omega_M}{\omega} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\omega_M}{2\omega}\right)^2 + 1} \right] \quad (V.39)$$

Pode-se mostrar que somente o sinal + de (V.39) tem significado físico. Portanto, o valor do campo magnético C.C. H_0 para a existência de ressonância subsidiária é dado por:

$$H_0 = \frac{\omega}{\gamma} \left[\left(N_z - \frac{1}{4} \right) \frac{\omega_M}{\omega} + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\omega_M}{2\omega} \right)^2 + 1} \right] \quad (V.40)$$

O campo magnético de RF crítico para a aproximação $k = 0$ e $\theta_k = 45^\circ$ pode agora ser calculado de (V.37) com H_0 dado por (V.40).

V.3.2.2 - COINCIDÊNCIA DAS RESSONÂNCIAS SUBSIDIÁRIA E PRINCIPAL

Sob certas condições, é possível se obter a coincidência do pico de absorção subsidiária com o pico de ressonância principal. Pode-se mostrar [8], que esta condição é satisfeita quando a frequência angular ω do sinal de R.F. aplicado estiver dentro dos limites:

$$N_T \omega_M \leq \omega \leq 2N_T \omega_M \quad (V.41)$$

onde N_T é o fator de desmagnetização transversal de um esferóide.

Neste caso, as condições $\omega_k = \omega/2$ e $\omega_r = \omega$ são satisfeitas simultaneamente.

Substituindo-se $\omega_k = \omega/2$ e $\omega_r = \omega$ em (V.31) obtemos o valor de $|h_0^+|_{\text{crit}}$ para o modo de coincidência:

$$|h_0^+|_{\text{crit}} = \frac{\Delta H \Delta H_k}{(2 M_0 / \mu_0) (1 + e_k) \sin \theta_k \cos \theta_k} \quad (V.42)$$

onde $\Delta H = \frac{2\alpha\omega}{\gamma}$ é a largura de linha do modo uniforme do material e $\Delta H_k = \frac{2\alpha_k\omega_k}{\gamma}$ é a largura de linha do modo spin de ordem k .

Podemos considerar duas regiões. Uma com $k \neq 0$ e $\theta_k \cong 45^\circ$ e a outra com $k = 0$ e θ_k dado por (V.36). Para o caso de $\theta_k = 45^\circ$ e $k = 0$, (V.42) torna-se:

$$|h_0^+|_{\text{crit}} = \frac{\Delta H \Delta H_k}{(M_0/\mu_0) (1 + e_k)} \quad (\text{V.43})$$

onde e_k é dado por (V.35) com $\theta_k = 45^\circ$.

REFERÊNCIAS

- [1] H. SUHL, "The Nonlinear Behavior of Ferrites at High Microwave Signal Levels", Proc. IRE, Vol. 44, pp. 1270-1284 , Outubro, 1956.
- [2] P.C. FLETCHER e N. SILENCE, "Subsidiary Absorption Above Ferrimagnetic Resonance", J. Applied Physics, Vol. 32 pp. 706 - 711, Abril, 1961.
- [3] E. SCHLOMANN e R.L. JOSEPH, " Spin-Wave Instability in Hexagonal Ferrites with a Preferential Plane", J. Applied Physics, Vol. 34, nº 3, pp. 672-681, março, 1963.
- [4] J. HELSZAJN e J. McSTAY, "Simplified Theory of Nonlinear Phenomena in Ferrimagnetic Materials", Proc. IRE, Vol. 114, nº 11, pp 1585 - 1591, Novembro, 1967.
- [5] J. HELSZAJN, R.W. MURRAY, E.G.S. DAVIDSON e R.A. SUTTIE, "Wave guide Subsidiary Resonance Ferrite Limiters", IEEE Trans. on Microwave Th. and Techniques, Vol. MTT 25, nº 3, pp. 190-196, março, 1977.
- [6] P.J.B Clarricoats, "Microwave Ferrites", New York, John Wiley & Sons, 1961, pp-84.
- [7] L.R. WALKER, "Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance", Physical Review, Vol. 105, nº2, pp. 390-399, janeiro, 1957.

- [8] B.LAX e K.J. BUTTON, Microwave Ferrites and Ferrimagnetics ,
McGraw Hill Book Co., Inc., New York, 1962, pp. 675-
680.

CAPÍTULO VI- ASPECTOS GERAIS DOS LIMITADORES DE POTÊNCIA SELETIVOS EM FREQUÊNCIA USANDO MATERIAIS FERRIMAGNÉTICOS.VI.1 - INTRODUÇÃO

O acoplamento não-linear entre o modo de precessão uniforme e certas ondas spin existente em materiais ferrimagnéticos, pode ser usado na construção de limitadores de potência seletivos em frequência. A característica de seletividade em frequência é determinada pelos altos valores de Q'_S dos modos spin. Além de serem seletivos em frequência, tais limitadores apresentam ainda a vantagem de serem passivos e terem longo tempo de vida.

Os LPSFs usando ondas spin em materiais ferrimagnéticos podem ser divididos em três tipos:

- 1) Limitadores operando no modo de coincidência
- 2) Limitadores operando na ressonância subsidiária
- 3) Limitadores usando o declínio prematuro da ressonância principal.

Todos esses limitadores têm propriedades substancialmente diferentes, não somente por causa de suas estruturas físicas, mas também devido às características de cada fenômeno.

Os limitadores operando nos modos de coincidência e ressonância subsidiária usam fenômenos não-lineares de primeira ordem, enquanto que os limitadores usando o declínio prematuro da ressonância principal usam fenômenos não-lineares de segunda ordem.

O principal objetivo deste capítulo será o de descrever as principais características dos LPSFs operando nos modos de coincidência e ressonância subsidiária. Os LPSFs usando o declínio

premature da ressonância principal não será tratado aqui, mas maiores informações a respeito podem ser obtidas em [1] .

VI.2 - LPSFs OPERANDO NO MODO DE COINCIDÊNCIA

A construção básica de um LPSF operando no modo de coincidência é mostrada na Fig.VI.1 [2] . Nessa figura, uma esfera feita de material ferrimagnético é colocada na intersecção de duas microfitas perpendiculares entre si. Esta esfera é alimentada por um campo magnético C.C perpendicular a ambas as linhas de fita. Quando a esfera ferrimagnética não está em estado de ressonância ferromagnética, a transferência de potência da linha de entrada para a linha de saída é praticamente desprezível, pois as linhas de transmissão são perpendiculares entre si. Quando a frequência angular ω do sinal de RF aplicado na entrada do circuito se aproximar da frequência angular de ressonância ferromagnética ω_0 da esfera ferrimagnética, a transferência de potência da linha de entrada para a linha de saída começa a aumentar, atingindo um máximo quando $\omega = \omega_0$.

Esta característica de acoplamento é devida às propriedades tensoriais da esfera ferrimagnética. A potência do sinal de entrada é fortemente acoplada à componente de campo magnético de RF criada pela esfera no plano paralelo a ambas as linhas de transmissão, quando a frequência angular do sinal de RF aplicado na entrada for igual a ω_0 . Essa componente de campo magnético de RF é circularmente polarizada, de maneira que o acoplamento entre as linhas de transmissão fica garantido.

Portanto, a transmissão de potência da entrada para a saída ocorre dentro de uma faixa de frequências centrada em ω_0 , a qual é determinada pelo campo magnético C.C aplicado à esfera.

Quando o campo magnético de RF aplicado na entrada do circuito atingir um valor alto o suficiente para permitir o acoplamento da precessão uniforme do vetor magnetização a certos modos

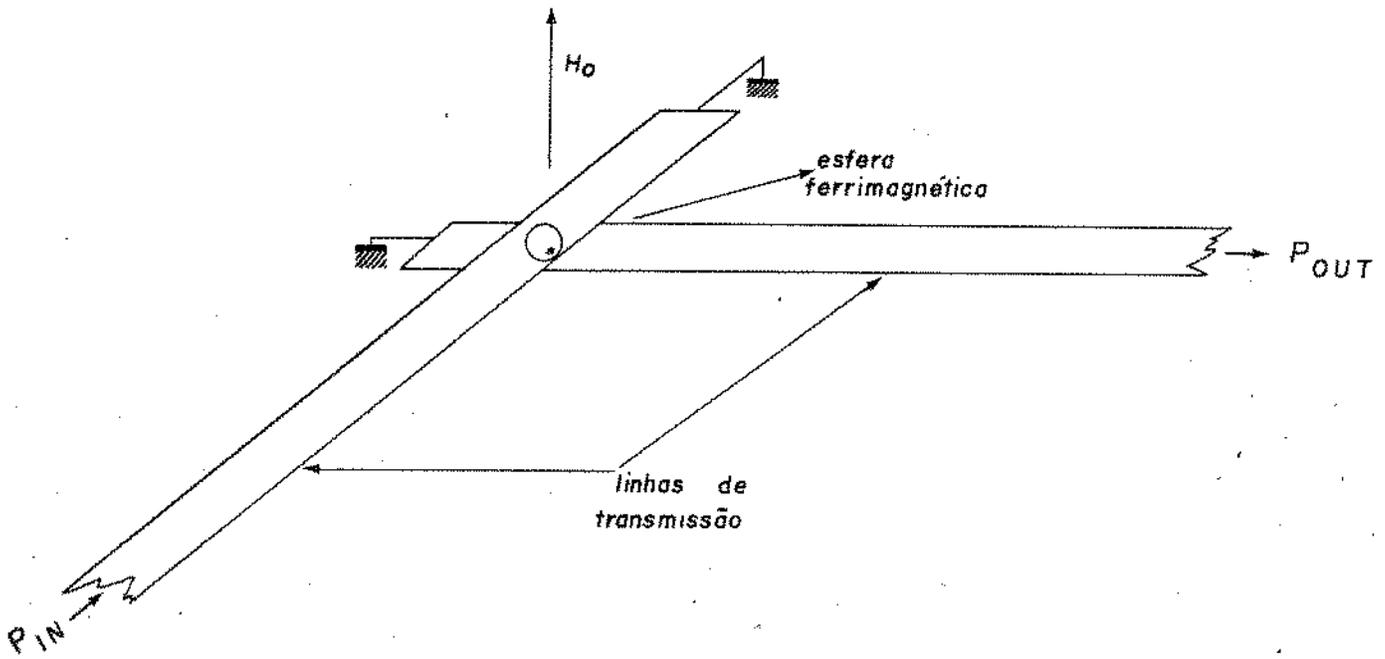


Fig.VI.1 - Construção básica do LPSF usando esferas ferrimagnéticas operando no modo de coincidência.

spin com frequência angular $\omega_k = \frac{\omega}{2}$, o modo de precessão uniforme se satura e todo o excesso de potência é transferido aos modos spin. Assim, acima de um certo nível crítico do campo magnético de RF, h_{crit} , o acoplamento entre as linhas de transmissão de entrada e saída do circuito da Fig.VI.1 fica prejudicado, de tal forma, que a potência do sinal presente na saída permanece constante, embora se aumente a potência do sinal de RF na entrada. Assim, quando a potência do sinal de RF na entrada do circuito atingir o nível P_{crit} , o qual é proporcional a h_{crit}^2 ao quadrado, a potência do sinal de RF na saída começa a ser limitada como mostra a Fig.VI.2.

No caso do campo magnético de RF aplicado à esfera ferrimagnética ser linearmente polarizado, o valor de h_{crit} é dado por [1] :

$$|h_{crit}| = \frac{2 \Delta H \Delta H_k}{4\pi M_0 (1+e_k)} \quad (VI.1)$$

Onde:

ΔH é a largura de linha do modo de precessão uniforme dada em oersteds

ΔH_k é a largura de linha do modo spin dada em oersteds

$4\pi M_0$ é a magnetização de saturação dada em gauss

e_k é a elipticidade da onda spin dada por (V.23)

Pode-se mostrar [1] que a faixa de frequências de operação dos limitadores operando no modo de coincidência se estende dentro dos limites:

$$N_T \omega_M \leq \omega \leq 2 N_T \omega_M \quad (VI.2)$$

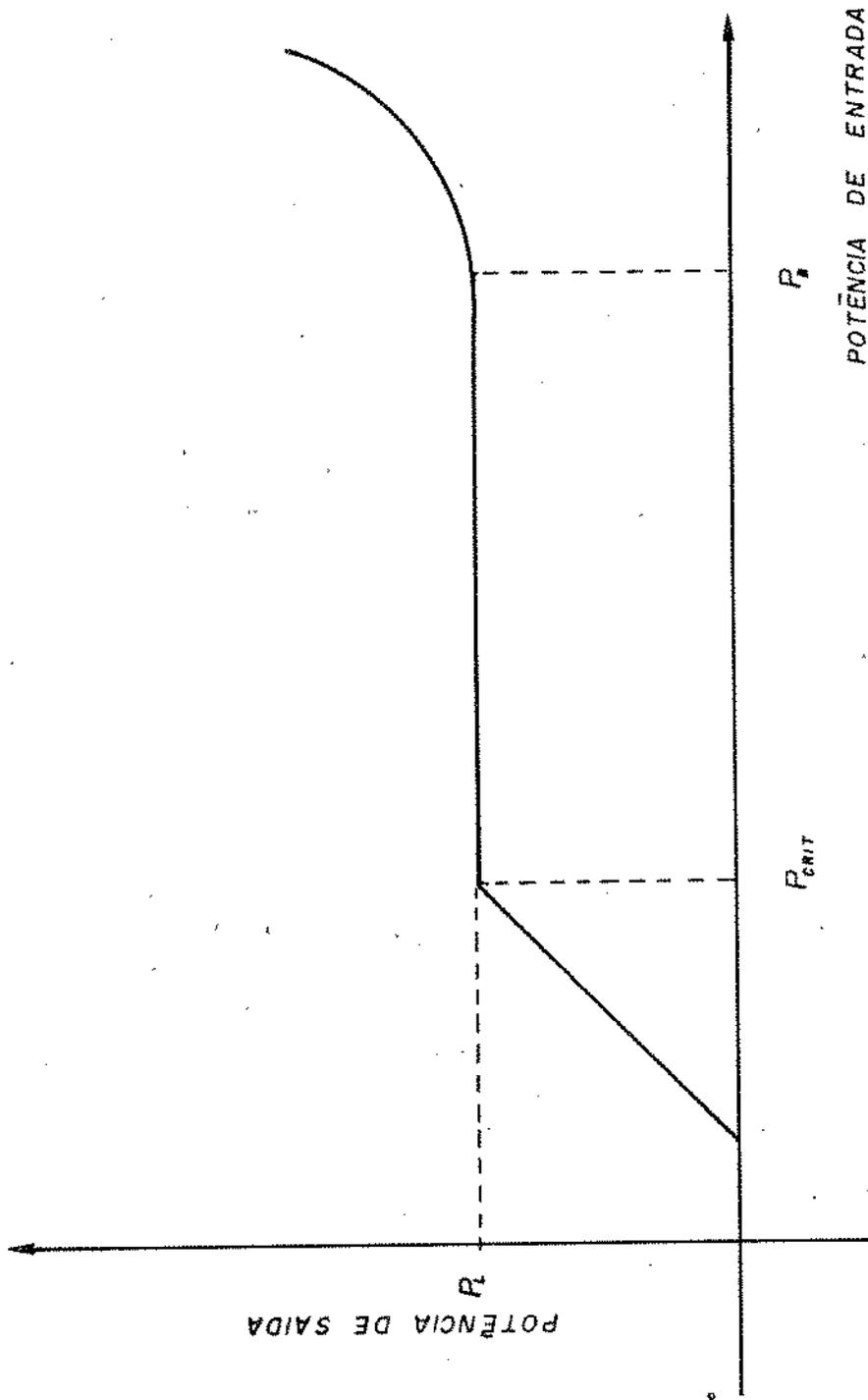


Fig.VI.2 - Curva típica de limitação de um LPSF.

Onde:

$$\omega_M = \gamma 4\pi M_0$$

γ é a relação giromagnética dada por
 $2,8 \times 2\pi$ MHz/oe

$4\pi M_0$ é a magnetização de saturação em gauss

N_T é o fator de desmagnetização transversal de um elipsóide.

No caso de se usar esferas Y.I.G:

$$N_T = 1/3 \quad \text{e} \quad 4\pi M_0 = 1780 \text{ gauss}$$

Portanto, a faixa de operação em frequência do LPSF operando no modo de coincidência será:

$$1661,3 \text{ MHz} \leq f \leq 3322,6 \text{ MHz}$$

Tal faixa de operação pode ser deslocada para frequências mais altas através do uso de materiais que tenham um valor de magnetização de saturação mais alto do que o Y.I.G e que também apresentem baixas perdas. Como exemplo podemos citar o monocristal de Lithium Ferrite, o qual tem um valor de $4\pi M_0 = 3600$ gauss. Nesse caso, a faixa de operação se estende entre os limites:

$$3360 \text{ MHz} \leq f \leq 6720 \text{ MHz}$$

Os valores dos campos magnéticos críticos para a ocorrência do fenômeno de limitação de potência no modo de coincidência, são bem baixos, de maneira que as potências críticas de limitação

na entrada também apresentam valores bem baixos, permitindo que esses dispositivos sejam bastante úteis como elementos de proteção em sistemas de comunicações em microondas.

Limitadores de potência seletivos em frequência operando no modo de coincidência usando esferas Y.I.G., apresentam potências limiars de limitação da ordem de um microwatt.

O processo de deterioração do fenômeno de limitação, o qual pode ser observado na Fig.VI.2, é motivado pelo aumento da temperatura da amostra ferrimagnética. Com o aumento da temperatura, a magnetização de saturação diminui de valor (veja Fig.III.8), ocasionando, como pode ser observado em (VI.1), um aumento no valor de h_{crit} , e, conseqüentemente, em P_{crit} .

Portanto, a faixa dinâmica de limitação de tais dispositivos é diretamente proporcional ao volume das esferas utilizadas.

VI.3 - LIMITADORES OPERANDO NO MODO DE RESSONÂNCIA SUBSIDIÁRIA.

Os LPSFs operando no modo de ressonância subsidiária têm características bem diferentes dos LPSFs operando no modo de coincidência. Como explicado no capítulo V, quando é atingido um certo valor crítico do campo magnético de RF aplicado a uma amostra ferrimagnética, aparece um pico de absorção em um certo valor do campo magnético $C C H_0$, dado por [3]:

$$H_0 = \frac{\omega}{\gamma} \left[(N_z - 1/4) \frac{\omega_M}{\omega} + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\omega_M}{2\omega} \right)^2 + 1} \right] \quad (VI.3)$$

Onde:

H_0 é dado em oersteds

ω é a frequência angular do sinal de RF aplicado

N_Z é o fator de desmagnetização da amostra na direção do campo magnético C.C aplicado

$$\omega_M = \gamma 4\pi M_0$$

γ é a relação giromagnética dada por $2,8 \times 2\pi$ MHz/oe.

$4\pi M_0$ é dado em gauss

Nesse valor do campo magnético C.C H_0 , o qual é menor do que o valor necessário para a ressonância ferromagnética, conforme o campo magnético de RF é aumentado além do valor crítico, a amostra ferrimagnética absorve toda a potência em excesso a P_{crit} , a qual é diretamente proporcional a h_{crit} ao quadrado. Dessa maneira, se usarmos uma amostra de material ferrimagnético entre a entrada e a saída de uma linha de transmissão, quando na entrada for atingido o nível crítico para o fenômeno da ressonância subsidiária, o sinal na saída aparecerá limitado conforme mostra a Fig.VI.2.

O valor de h_{crit} acima do qual do fenômeno de limitação no modo de ressonância subsidiária é observado é dado por [3]:

$$|h_{crit}| = \frac{2 \Delta H_k \left[(\omega_r - \omega)^2 + \left(\frac{\Delta H}{2} \right)^2 \right]^{1/2}}{\frac{\omega_M}{\omega} \left(\frac{\omega}{2} + \omega_0 - N_Z \omega_M \right)} \quad (VI.4)$$

Onde:

$$\omega_r = (\omega_0 - N_Z \omega_M)$$

ω_0 é dado por (VI.3)

ΔH e ΔH_k foram definidos anteriormente e expressos em oersteds

ω é a frequência angular do sinal RF aplicado

Quando o campo magnético de RF atingir o valor expresso por (VI.4), o modo de precessão uniforme do vetor magnetização se acopla a certas ondas spin com frequência angular $\omega_k = \frac{\omega}{2}$. Como o campo magnético C.C H_0 não está no valor da ressonância ferromagnética, o acoplamento entre o sinal de RF e a precessão uniforme é sacrificado.

Portanto, é de se esperar que o valor expresso por (VI.4) seja maior do que o expresso por (VI.2)

Portanto, para se diminuir o valor da potência crítica de limitação nos LPSFs operando no modo de ressonância subsidiária, é conveniente usar-se algumas técnicas especiais. Isso é feito através do controle do coeficiente de acoplamento entre a amostra ferromagnética e a linha de transmissão na qual ela está integrada, e também através da diminuição da faixa de passagem do dispositivo. Uma realização prática dessas técnicas é a usada por Stitzer [4]. Stitzer, construiu um limitador consistindo de várias esferas Y.I.G. Para diminuir a faixa de passagem, foram usados vários ressoadores consistindo de duas linhas de fita setoriais radiais conectadas por uma linha de fita uniforme e de comprimento curto. Tal arranjo é mostrado na Fig.VI.3.

Dessa maneira, o campo magnético é grandemente concentrado na linha de fita uniforme, sob a qual está localizada uma esfera Y.I.G. O acoplamento à esfera Y.I.G também é aumentado formando-se um loop em volta da esfera. "Meio Loop" é fabricado pela perfuração de uma cavidade no bloco maciço que serve como terra comum do dispositivo. Esta cavidade, ao mesmo tempo que simula um "meio loop" em volta da esfera, permite a remoção de calor da mesma pelo

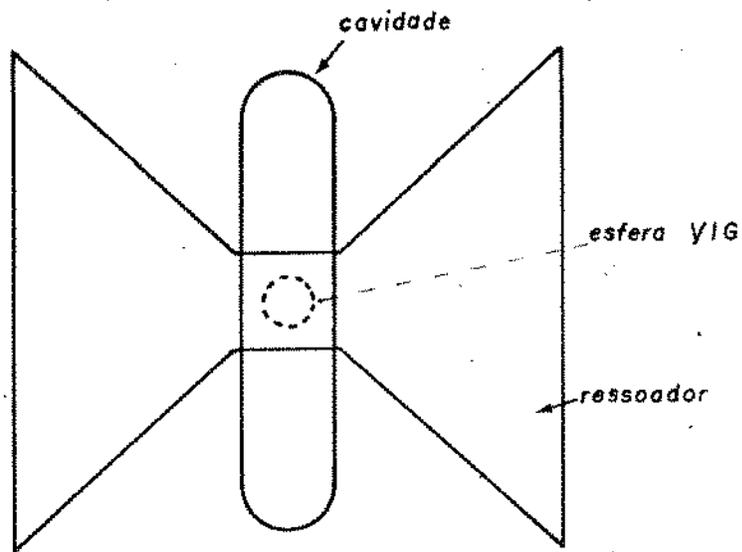
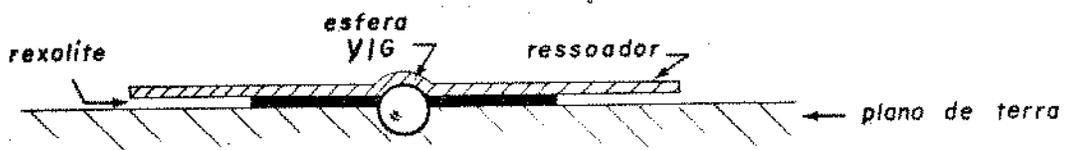
a. vista de topob. vista de lado

Fig.VI.3 - Configuração utilizada por Stitzer na construção de um LPSF operando no modo de ressonância subsidiária (vide Fig.6 de [2]).

contato direto com o bloco metálico de terra. Acoplamento mais forte pode ser obtido através de uma curvatura na linha de fita de largura uniforme do ressoador, como mostrado na Fig.VI.3 .

Através dessa técnica de acoplamento, Stitzer conseguiu níveis críticos de limitação da ordem de +10 dBm, com faixas dinâmicas de limitação de 28 dB, numa frequência central de 9,3575 GHz.

A faixa de operação em frequência dos limitadores operando no modo de ressonância subsidiária se estende além do limite [1]:

$$\omega > 2N_T \omega_M \quad (VI.5)$$

Para o caso de uma esfera Y.I.G temos:

$$f > 3322,6 \text{ MHz}$$

VI.4 - COMENTÁRIOS FINAIS

Neste capítulo, foram apresentados os princípios básicos de funcionamento dos LPSFs operando nos modos de coincidência e ressonância subsidiária. Esses limitadores, devido às características do acoplamento não-linear entre as ondas spin e o modo de precessão uniforme do vetor magnetização, apresentam boas condições de limitação seletiva em frequência quando são aplicados vários sinais na entrada.

A seletividade em frequência será estudada posteriormente no capítulo IX.

REFERÊNCIAS

- [1] B. Lax e K.J. Button, Microwave Ferrites and Ferrimagnetics, McGraw-Hill Book Co., Inc, New York, 1961, pp.673-702.
- [2] A.J. Giarola, "A Review of the Theory, Characteristics, and Operation of Frequency Selective Limiters", Proc. IEEE, Vol. 67, nº 10, pp. 1380-1396, outubro, 1979.
- [3] J. Helszajn, R.W. Murray, E.G.S. Davidson e R.A. Suttie, "Waveguide Subsidiary Resonance Ferrite Limiters", IEEE Trans-Microwave Theory Tech., Vol. MTT-25 , nº 3, pp.190-196 março, 1977.
- [4] S.N. Stitzer, H. Goldie e P.S. Carter, "X-band Y.I.G limiters for FM/CW radar", Microwave J., Vol 20, pp. 35-38, nº 57, dezembro, 1977.

CAPÍTULO VII

LPSFs USANDO ONDAS SPIN EM ESFERAS Y.I.G. OPERANDO NO MODO DE COINCIDÊNCIA - ANÁLISE DO COMPORTAMENTO EM SINAIS ABAIXO DO NÍVEL DE LIMITAÇÃO.

VII.1 - INTRODUÇÃO

Quando operando com sinais de RF abaixo do nível de limitação, os LPSFs usando o modo de coincidência são em todos os aspectos, filtros passa-faixa lineares sintonizáveis magneticamente.

As faixas de passagem típicas de tais limitadores quando operando com sinais fracos, são bastante "estreitas" (<10%) devido ao fato do "fator de mérito sem carga", Q_u , de um ressonador Y.I.G ser bastante elevado.

Na análise que apresentaremos neste capítulo, trataremos os LPSFs operando no modo de coincidência como filtros sintonizáveis magneticamente. A finalidade desta análise será a obtenção de informações a respeito da perda por inserção, largura e forma da faixa de passagem e variação da largura da faixa de passagem com a frequência de sintonia. Também apresentaremos neste capítulo algumas geometrias utilizadas em filtros passa-faixa usando esferas Y.I.G, as quais podem ser usada para LPSFs operando no modo de coincidência.

VII.2 - GEOMETRIAS COMUMENTE USADAS

Geometrias típicas comumente utilizadas na construção de LPSFs usando esferas Y.I.G no modo de coincidência têm sido construídas usando linhas de fita, linhas de transmissão coaxiais e guias de onda.

Todas as geometrias que serão apresentadas neste ítem utilizarão linhas de fita (striplines).

Uma das geometrias é aquela apresentada por Grace e Arams [1], da qual já dissemos alguma coisa em capítulo anterior. A Fig.VII.1 mostra as duas versões apresentadas por Grace e Arams.

Pode ser notado na Fig.VII.1a que os ressoadores em linhas de fita foram substancialmente reduzidos em largura na região onde está localizada a esfera Y.I.G. Isto faz com que o campo magnético de RF seja mais concentrado nesta região [1]. Além disso, localizam-se as esferas Y.I.G a uma distância $\lambda/4$ de um circuito aberto, ocasionando assim a esfera estar em um ponto de campo magnético máximo da linha de fita [1]. Todas essas precauções visam a aumentar o acoplamento entre a linha de fita e a esfera Y.I.G.

Na Fig. VII.1b é mostrada a versão usando linhas de fita não-ressonantes.

Como sabemos, tanto a versão da Fig.VII.1a como a versão da Fig.VII.1b, quando a esfera Y.I.G não é polarizada para a condição de ressonância, em uma aproximação de primeira ordem, não existe nenhum acoplamento entre as linhas de fita, pois estas são perpendiculares entre si. Portanto, o acoplamento é feito através do campo circularmente polarizado que a esfera cria no plano paralelo a ambas as linhas de fita na ressonância. A faixa de passagem do dispositivo, quando funcionando abaixo do limiar, é estreita e centrada na frequência de ressonância da esfera Y.I.G, a qual é determinada pelo campo magnético C.C. H_0 de polarização que é perpendicular a ambas as linhas de fita.

Outra observação com relação às duas versões é que a perda por inserção na versão da Fig.VII.1a é menor do que a versão da Fig.VII.1b. Isto acontece porque o projeto da versão da Fig.VII.1a é baseado no projeto de filtros passa-faixa de três ressoadores os quais permitem uma condição de mínima perda por inserção [2].

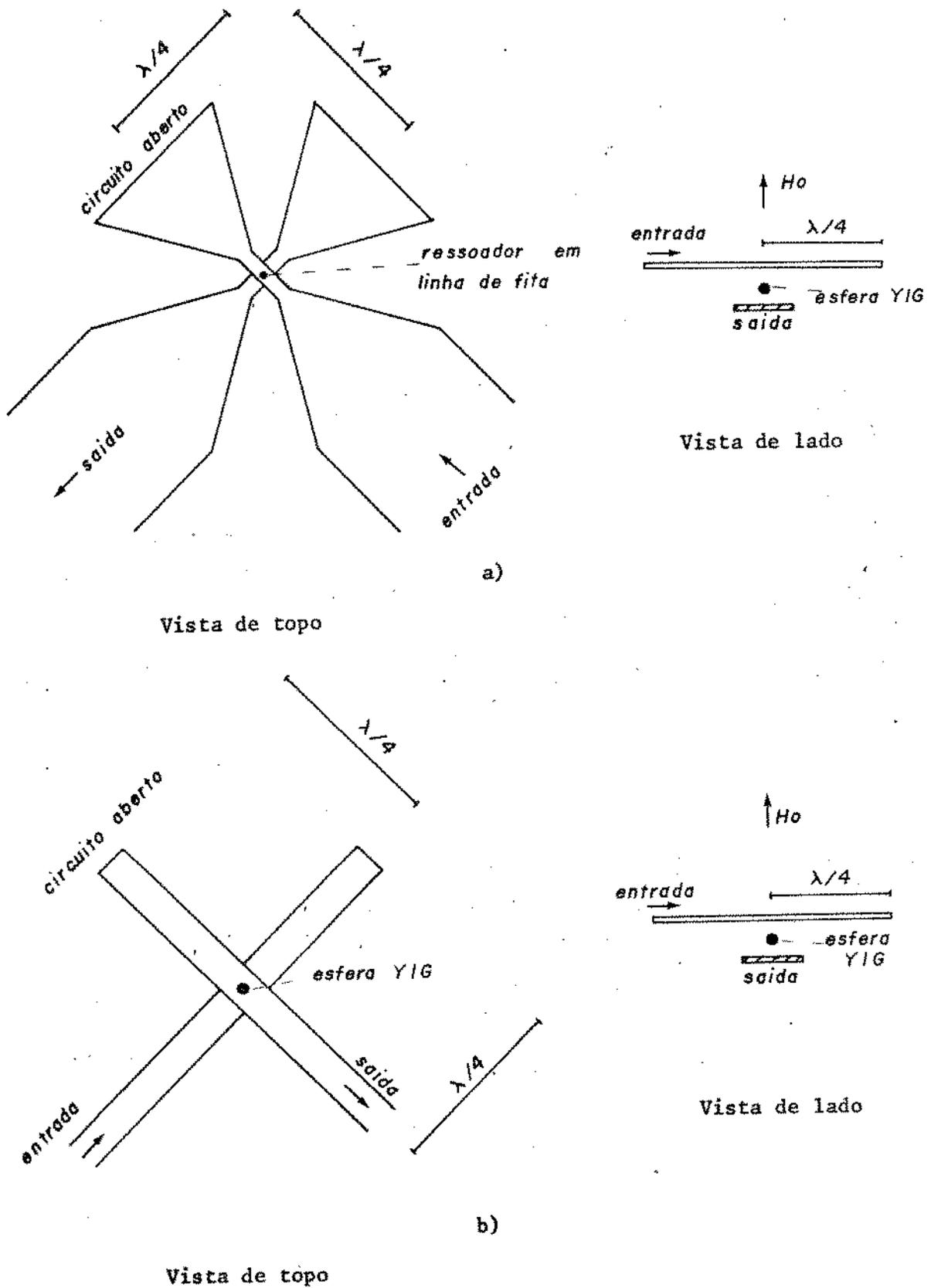


Fig.VII.1 - Geometrias utilizadas por Grace e Arams [1] na construção de LPSFs operando no modo de coincidência; a) Geometria utilizando linhas de fita ressonantes; b) Geometria utilizando linhas de fita não ressonantes.

Além das geometrias apresentadas por Grace e Arams existem outras, dentre as quais convém ressaltar as mostradas por Carter [3]. Tais configurações têm em comum o acoplamento através de paredes comuns às linhas de fita de entrada e de saída, como se observa na Fig. VII.2.

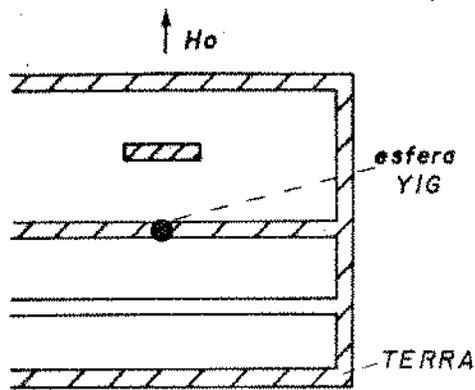
Todas as geometrias mostradas na Fig. VII.2 funcionam como filtros passa-faixa, quando o nível do sinal de RF aplicado está abaixo do nível de limitação. Essas estruturas são construídas de maneira a permitir apenas o acoplamento do campo circularmente polarizado criado pela esfera em um plano paralelo a ambas as linhas de fita.

No caso de se usar um buraco circular de acoplamento, a isolação entre as linhas de fita é garantida em primeira ordem pela perpendicularidade das mesmas (Fig.VII.2a e VII.2c), e o buraco circular permite o acoplamento de ambas as componentes do campo circularmente polarizado criado pela esfera Y.I.G [4].

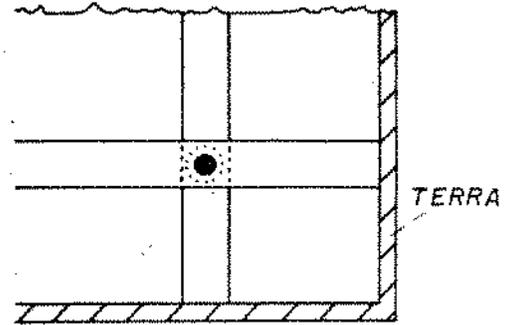
No caso da Fig.VII.2b, onde se usa uma fenda retangular de acoplamento, esta deve ter a sua dimensão longa paralela ao eixo das linhas de fita e sua dimensão estreita perpendicular ao eixo das linhas de fita. Esta orientação da fenda causa um distúrbio mínimo nas correntes e campos da linha de fita, bem como fornece uma boa isolação entre as linhas de fita e permite o acoplamento entre esferas [5].

A estrutura mostrada na Fig.VII.2a tem uma desvantagem em relação às demais. O campo magnético de RF visto pela esfera não é uniforme, pois a esfera está localizada parte em uma linha de fita, parte em outra. Isto causa o aparecimento de certos modos magnetostáticos indesejáveis [3]. Neste tipo de estrutura é conveniente usar esferas tão pequenas quanto possíveis (da ordem de 1/50 a 1/100 do comprimento de onda) para se evitar o surgimento desses modos [4].

As Figs. VII.2b e VII.2c mostram estruturas, que por possuírem as esferas Y.I.G localizadas cada uma em uma linha de

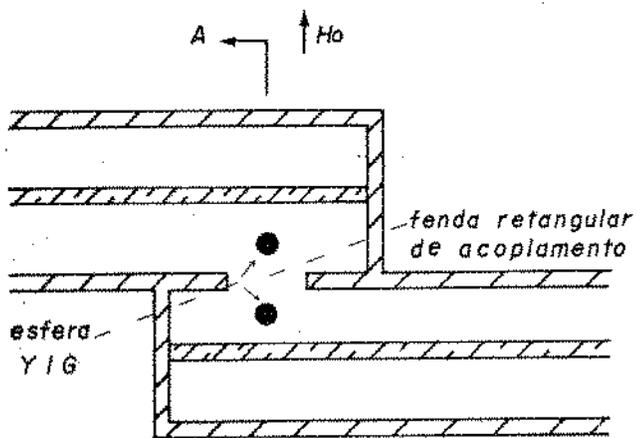


VISTA DE LADO

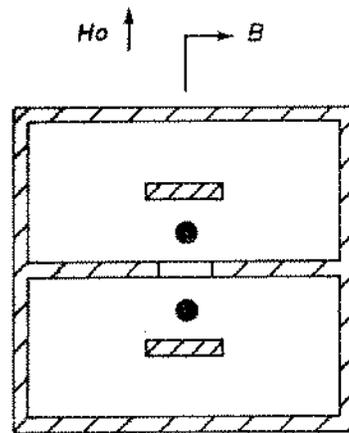


VISTA DE TOPO

a)

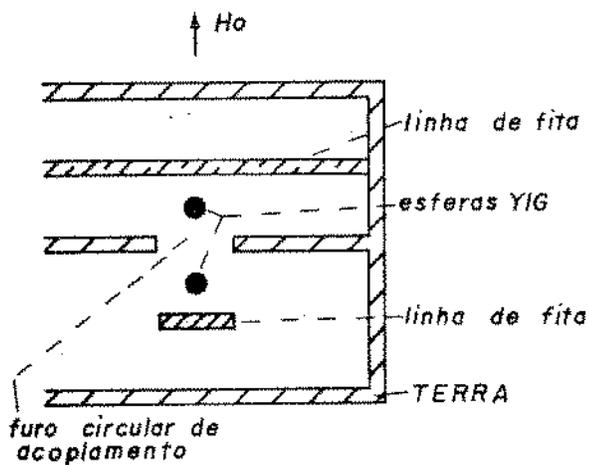


VISTA B-B

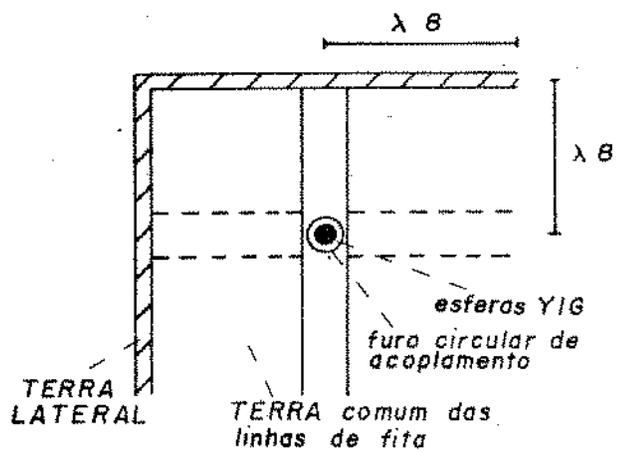


VISTA A-A

b)



VISTA DE LADO



VISTA DE TOPO

c)

Fig.VII.2 - a), b) e c). Geometrias utilizadas por Carter [3] na construção de LPSFs operando no modo de coincidência.

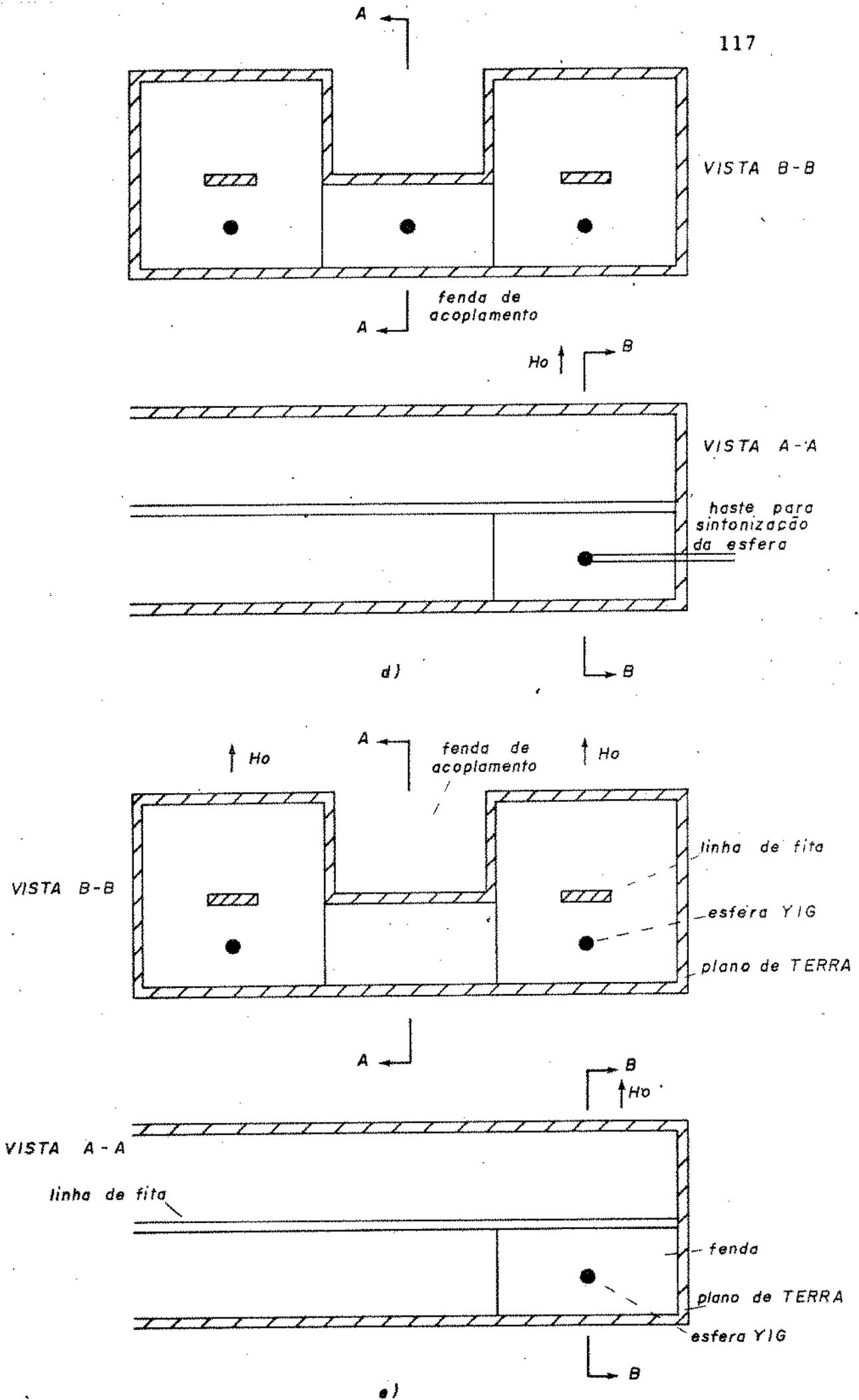


Fig.VII.2 - d), e). Geometrias utilizadas por Carter [3] na construção de LPSFs operando no modo de coincidência.

fita, permitem uma uniformidade maior do campo magnético de RF visto pelas esferas.

Nas Figs. VII.2d e VII.2e, são mostradas algumas estruturas nas quais o acoplamento entre ressoadores é feito por paredes laterais comuns às linhas de fita. Estas estruturas são vantajosas quando se usam mais de dois ressoadores. No caso de se usarem mais de dois ressoadores, as outras estruturas exigiriam um espaçamento maior entre os polos do imã de polarização. Como geralmente são empregados eletroímãs, isto exigiria um maior número de voltas nas espiras deste eletroimã ou um aumento da corrente. Além disso, o fluxo de fuga de tais imãs aumenta em proporção direta ao aumento da razão entre o espaçamento dos polos e o diâmetro da face do polo [7].

Todas as estruturas mostradas na Fig. VII.2, usam esferas Y.I.G montadas o mais próximo possível de paredes de curto-circuito, permitindo assim um valor intenso do campo magnético de RF aplicado às esferas Y.I.G possibilitando, portanto, acoplamentos relativamente bons entre as linhas de fita e as esferas.

As estruturas (b), (c), (d) e (e) da Fig. VII.2, são recíprocas enquanto que as estruturas (a) da Fig. VII.2 e as versões (a) e (b) da Fig. VII.1 têm uma diferença de fase de 180° entre uma direção de transmissão e outra. Esta diferença de fase resulta do fato que as linhas de fita de entrada e saída se acoplam às componentes ortogonais do momento magnético circularmente polarizado dentro da esfera [6].

A estrutura que escolheremos para protótipo será a da Fig. VII.2c. A razão desta escolha é que tal geometria oferece possibilidades de bom acoplamento entre as esferas e boa isolação entre as linhas de fita (que são perpendiculares entre si) e também permite uniformidade do campo magnético de RF visto pelas esferas Y.I.G.

VII.3 - ANÁLISE DAS GEOMETRIAS DA FIG.VII.2 ABAIXO DO NÍVEL DE LIMITAÇÃO.

Para propósitos de análise em sinais abaixo do nível de limitação, as geometrias mostradas na Fig.VII.2, podem ser encaradas como filtros passa-faixa tendo ressoadores magneticamente acoplados. Os ressoadores serão as esferas Y.I.G, os quais são postos na ressonância através do campo magnético C.C. H_0 aplicado perpendicularmente a ambas as linhas de fita; e o acoplamento entre os ressoadores Y.I.G serão garantidos pelo campo magnético circularmente polarizado criado pela esfera, o qual é parcialmente desacoplado pela presença ou da fenda retangular ou do buraco circular de acoplamento.

Os ressoadores Y.I.G de entrada e de saída do filtro serão considerados carregados somente pelas linhas de fita as quais estiverem acoplados.

Um circuito equivalente de um filtro contendo n ressoadores Y.I.G magneticamente acoplados pode ser visualizado na Fig.VII.3 [7].

Na Fig. VII.3:

- R_A, R_B são as impedâncias vistas pela entrada e saída do filtro
- C_J, R_J são as capacitâncias e resistências que dependem do modo de precessão uniforme do ressoador Y.I.G
- $K_{j,j+1}$ são os coeficientes de acoplamento entre ressoadores Y.I.G
- $K_0; K_{n+1}$ são os parâmetros de acoplamento de um inversor de impedância, no caso, transformadores.

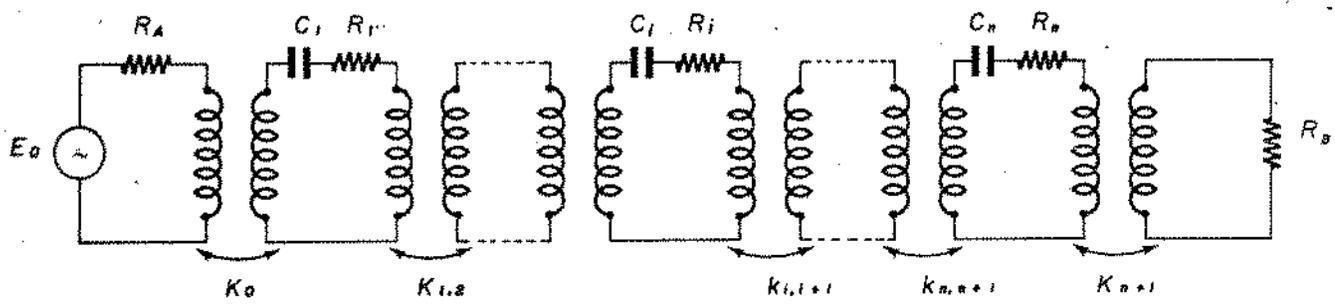


Fig.VII.3 - Circuito equivalente de um filtro tendo n ressoadores Y.I.G.

Para a análise que efetuaremos neste ítem é necessário a definição de alguns parâmetros.

São eles:

- 1) fator de mérito sem carga Q_u
- 2) fator de mérito externo Q_e
- 3) fator de mérito com carga Q_L

De uma maneira geral os fatores de mérito Q são definidos como:

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energia armazenada}}{\text{Potência perdida}} \quad (\text{VII.1})$$

Para melhor definirmos os parâmetros Q considere o circuito com apenas um ressoador como mostra a Fig.VII.4 [8] .

Na Fig.VII.4, K_0 e K_1 são os parâmetros de acoplamento dos inversores de impedância colocados na entrada e saída do circuito e C_S , L_S e R_S são a capacitância, a indutância e a resistência do primeiro ressoador. A impedância vista pelos terminais 4-4 é dada por [8] :

$$Z_{44} = \frac{(K_1)^2}{Z_{22}}$$

onde

Z_{22} é a impedância ligada aos terminais 2-2.

Da equação acima vemos que se deixarmos os terminais 2-2 em aberto $Z_{44} = 0$ e o circuito da Fig.VII.4 se reduz ao circuito da Fig.VII.5 .

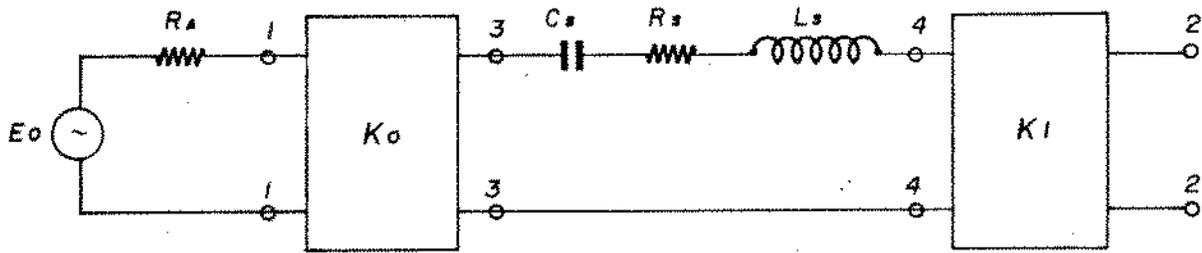


Fig.VII.4 - Circuito com apenas um ressonador, usado para o cálculo de Q_e , Q_u e Q_L

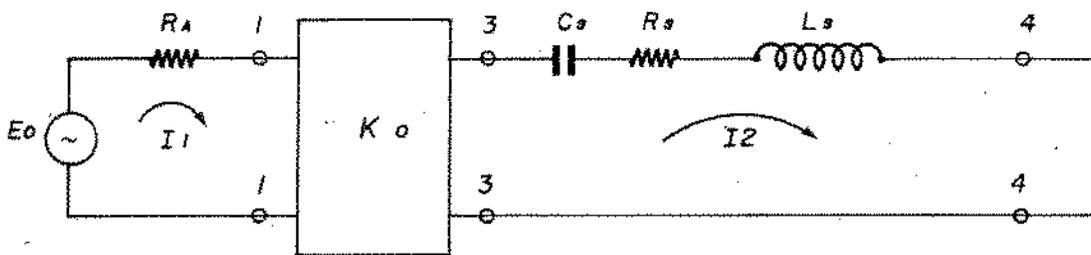


Fig.VII.5 - Circuito da Fig.VII.4 quando $Z_{22} = \infty$

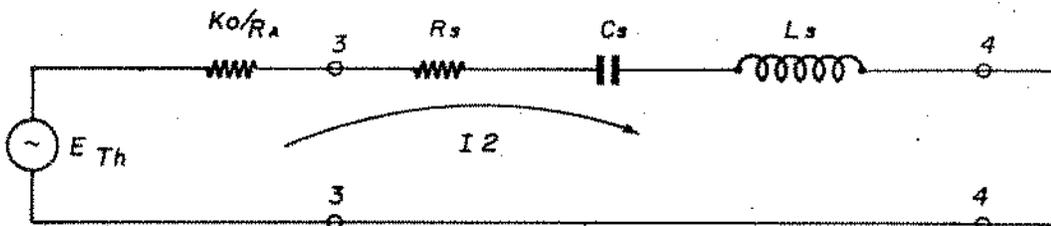


Fig.VII.6 - Circuito simplificado da Fig.VII.5

O circuito da Fig.VII.5 pode ser reduzido para o circuito da Fig.VII.6.

Na Fig.VII.6 E_{Th} e $\frac{K_0^2}{R_A}$ são respectivamente a fonte de tensão equivalente de Thevenin e a impedância equivalente de Thevenin.

O fator de mérito com carga Q_L é definido como:

$$Q_L = \frac{\chi}{\frac{(K_0)^2}{R_A} + R_S} \quad (\text{VII.2})$$

Onde:

χ é o parâmetro de inclinação do ressoador série na ressonância e expresso por [13] :

$$\chi = \frac{\omega_0}{2} \left. \frac{dX(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega = \omega_0}$$

Sendo $X(\omega)$ a reatância do ressoador com frequência de ressonância ω_0

Na ressonância temos:

$$X = \omega L_S = \frac{1}{\omega C_S}$$

Portanto:

$$Q_L = \frac{\omega L_S}{\frac{(K_0)^2}{R_A} + R_S} = \frac{1}{\omega C_S \left[\frac{(K_0)^2}{R_A} + R_S \right]} \quad (\text{VII.3})$$

O fator de m3rito Q_e 3 o valor de Q_L quando $R_S = 0$ ou seja, inclui somente as perdas externas, que est3o incorporadas em $\frac{(K_0)^2}{R_A}$.

Logo:

$$Q_e = \frac{R_A \chi}{(K_0)^2} \quad (\text{VII.4})$$

O fator de m3rito sem carga Q_u 3 o valor de Q_L quando s3o consideradas somente as perdas em R_S . Neste caso,

$$\frac{(K_0)^2}{R_A} = 0.$$

Logo:

$$Q_u = \frac{\chi}{R_S} \quad (\text{VII.5})$$

De (VII.2), (VII.4) e (VII.5) concluimos que:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u} \quad (\text{VII.6})$$

Tudo o que foi dito anteriormente se refere a circutos com apenas um ressoador. Para o caso do circuito com n ressoadores, como mostra a Fig.VII.3, o fator de m3rito externo Q_e dos ressoadores de entrada e sa3da representar3 o valor de Q_e quando o ressoador 3 carregado somente pela resist3ncia R_A do gerador, caso seja o ressoador de entrada, ou somente pela carga R_B , caso seja

o ressoador da saída. Por outro lado, os inversores de impedância mostrados nessa figura são representados por transformadores.

Neste caso [13] :

$$K_0 = X_{01} \quad (\text{VII.7})$$

$$K_{n+1} = X_{n,n+1} \quad (\text{VII.8})$$

Onde:

$X_{0,1}$ e $X_{n,n+1}$ representam as reatâncias mútuas dos transformadores de entrada e saída.

Portanto, para o circuito equivalente da Fig.VII.3 , de (VII.4) obtemos:

$$(Q_e)_A = \frac{R_A X_1}{(X_{01})^2} \quad (\text{VII.9})$$

$$(Q_e)_B = \frac{R_B X_n}{(X_{n,n+1})^2} \quad (\text{VII.10})$$

Onde:

$(Q_e)_A$ é o fator de mérito externo do ressoador na entrada

$(Q_e)_B$ é o fator de mérito externo do ressoador na saída.

χ_1 e χ_n são os parâmetros de inclinação do primeiro e do último ressoador, respectivamente.

VII.3.1 - FATOR DE MÉRITO EXTERNO Q_e DE UM RESSOADOR Y.I.G. INTEGRADO A UMA LINHA DE FITA.

Carter [9], obteve expressões gerais de Q_e para diversos tipos de estruturas contendo ressoadores ferrimagnéticos.

No caso de esferas ferrimagnéticas localizadas em uma parede de curto circuito de uma linha de fita simétrica com impedância característica Z_0 e terminada por uma resistência $R_A = Z_0$, Carter obteve a seguinte expressão para Q_e :

$$Q_e = \frac{(120\pi)^2 d^2}{\mu_0 \omega_M V_M Z_0 \epsilon_r} \quad (\text{VII.11})$$

Onde:

d é a distância da fita condutora central ao plano de terra (mostrada na Fig.VII.7)

μ_0 é a permeabilidade no vácuo

$\omega_M = \mu_0 \gamma M_0$ (sistema MKS)

γ é a relação giromagnética

M_0 é a magnetização de saturação

V_M é o volume da esfera ferrimagnética

Z_0 é a impedância característica da linha de fita

ϵ_r é a permissividade relativa do meio dielétrico da linha de fita

A Fig.VII.7 mostra a geometria utilizada no cálculo de VII.11. Nesta figura b representa a distância entre a esfera e o curto circuito na linha de fita central. O parâmetro b é dado por:

$$b = n\lambda/2 \quad (\text{VII.12})$$

Onde

$n = 0, 1, 2, 3, \dots$ e λ é o comprimento de onda na linha de fita.

A Fig.VII.8 mostra alguns valores teóricos obtidos para Q_e de esferas Y.I.G localizadas em uma parede de curto circuito de uma linha de fita simétrica com impedância característica $Z_0 = 50\Omega$ e terminada em uma resistência $R_A = 50\Omega$. Os parâmetros das curvas mostradas na Fig.VII.8 são a distância d da fita condutora central ao plano de terra e o diâmetro D_M da esfera Y.I.G.

Quando a esfera Y.I.G for localizada em uma parede de curto circuito de uma linha de fita simétrica terminada por uma resistência $R_A \neq Z_0$, o fator de mérito externo Q_e pode ser corrigido para [10].

$$Q_e^* = Q_e \frac{R_A}{Z_0} \quad (\text{VII.13})$$

Onde

Q_e é o fator de mérito externo dado pela equação (VII.11).

A equação VII.13 é válida somente quando a distância entre a esfera Y.I.G e a terminação R_A for bem menor que $\lambda/4$. Assim, as contribuições reativas à impedância vista pela esfera são

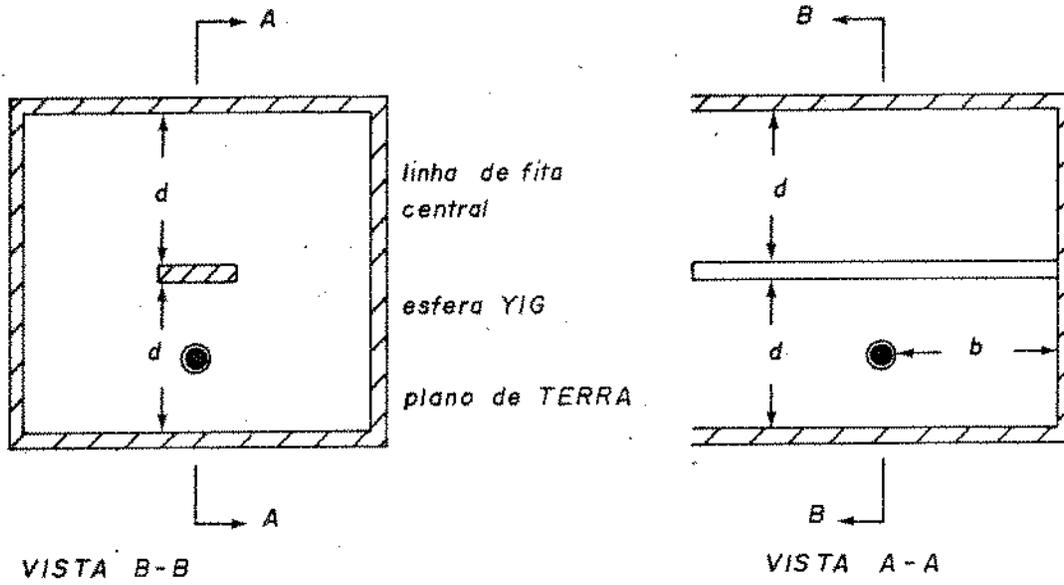


Fig.VII.7 - Geometria utilizada por Carter [9] no cálculo de Q_e .

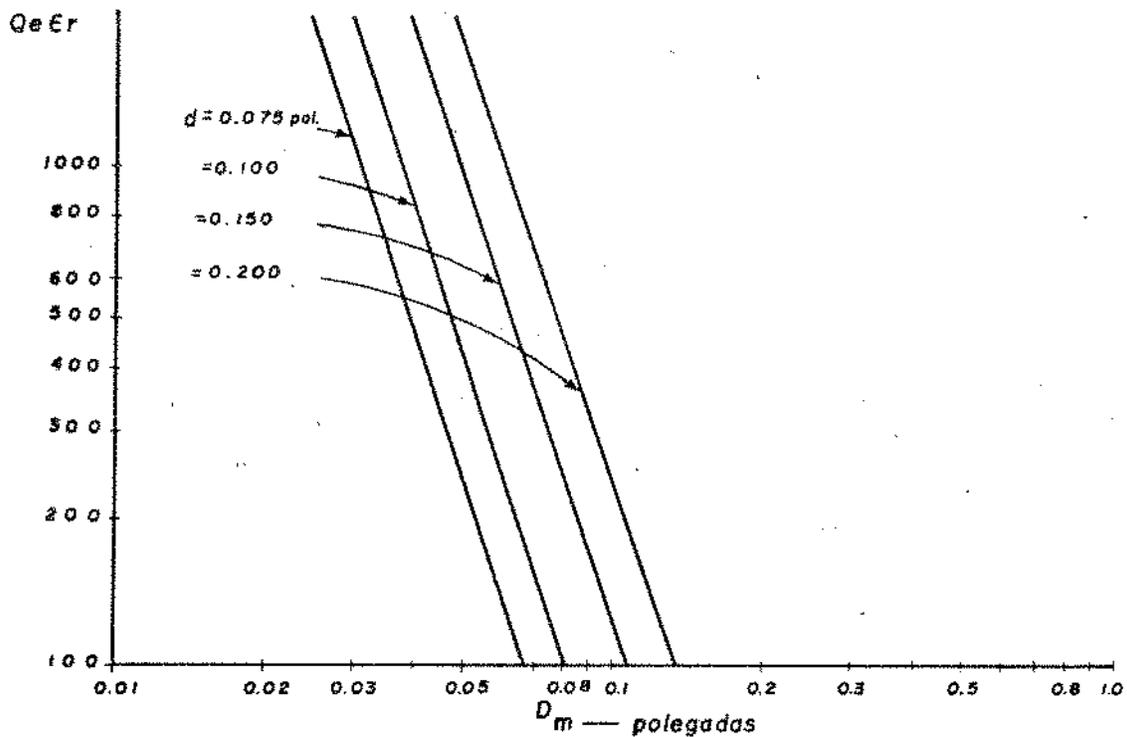


Fig.VII.8 - Valores teóricos de Q_e para esferas Y.I.G. integradas em linhas de fita simétricas com impedância característica $Z_0 = 50\Omega$ e curto-circuitadas a $\lambda/2$ da posição da esfera. Os valores de Q_e são normalizados em relação à permissividade relativa ϵ_r do meio dielétrico das linhas de fita. Esta curva foi plotada da equação VII.11 em função do diâmetro D_M da esfera Y.I.G. e da distância d entre a linha condutora central e o plano de terra da linha de fita.

desprezíveis [10] .

VII.3.2 - FATOR DE MÉRITO SEM CARGA Q_u DE UM RESSOADOR FERRIMAGNÉTICO.

O fator de mérito sem carga Q_u é uma medida das perdas magnéticas em uma amostra de material ferrimagnético.

Este parâmetro pode ser definido como [11] :

$$Q_u = 2\pi \frac{\text{Energia armazenada na amostra (VII.14)}}{\text{Potência perdida na amostra}}$$

No caso de uma esfera ferrimagnética temos [9] :

$$Q_u = \frac{f_0}{2,8\Delta H} \quad (\text{VII.15})$$

Onde:

f_0 é a frequência de ressonância em Megahertz

ΔH é a largura de linha do modo de precessão uniforme em oersteds.

O fator de mérito sem carga Q_u para materiais Y.I.G aumenta quase que linearmente com o aumento da frequência na faixa de 2 a 10GHz. Os valores de Q_u medidos em algumas configurações usadas como filtros passa-faixa geralmente são menores que os valores especificados pelo fabricante. Isto é devido ao fato dos ressoadores serem acoplados fortemente às estruturas a que estão integrados, e estarem localizados próximos a paredes condutoras [9] .

A Fig.VII.9 mostra alguns valores de Q_u que foram obtidos com uma esfera Y.I.G monocristalina de 0,074 polegadas de diâmetro em diversas condições de acoplamento [7] .

Uma esfera Y.I.G monocristalina altamente polida tem o valor de ΔH especificado pelo fabricante em torno de 0.5 oe. Observando-se a Fig.VII.9 vemos que os valores de Q_u diferem muito dos valores teóricos que podem ser calculados de (VII.15). Este fato é devido não somente às condições de contorno metálicas, mas também à dependência de ΔH com a frequência. A título de comprovação, a Fig.VII.10 mostra alguns valores medidos por Rossol em uma esfera Y.I.G monocristalina polida [12] .

VII.3.3 - DEPENDÊNCIA DOS PARÂMETROS DO FILTRO COM A ESCALA DIMENSIONAL, MAGNETIZAÇÃO DE SATURAÇÃO M_0 DA AMOSTRA FERRIMAGNÉTICA E A FAIXA DE FREQUÊNCIA DE OPERAÇÃO.

Neste ítem analisaremos a dependência dos Q'_s externos dos ressoadores de entrada e saída e do coeficiente de acoplamento entre ressoadores do circuito equivalente da Fig.VII.3 quando é mudada a escala dimensional do circuito, a magnetização de saturação M_0 do ressoador ferrimagnético e a faixa de frequência de operação .

Esta análise é apresentada em detalhes nas referências [13] e [14] . Para facilidade de compreensão apresentamos aqui alguns resultados interessantes desta análise. Os valores dos Q'_s externos de entrada e saída, $(Q_e)_A$ e $(Q_e)_B$, são expressos pelas equações (VII.9) e (VII.10).

Os coeficientes de acoplamento entre os ressoadores j e $j + 1$ são dados por [14] :

$$K_{j,j+1} = \frac{x_{j,j+1}}{\sqrt{x_j x_{j+1}}} \quad \text{(VII.16)}$$

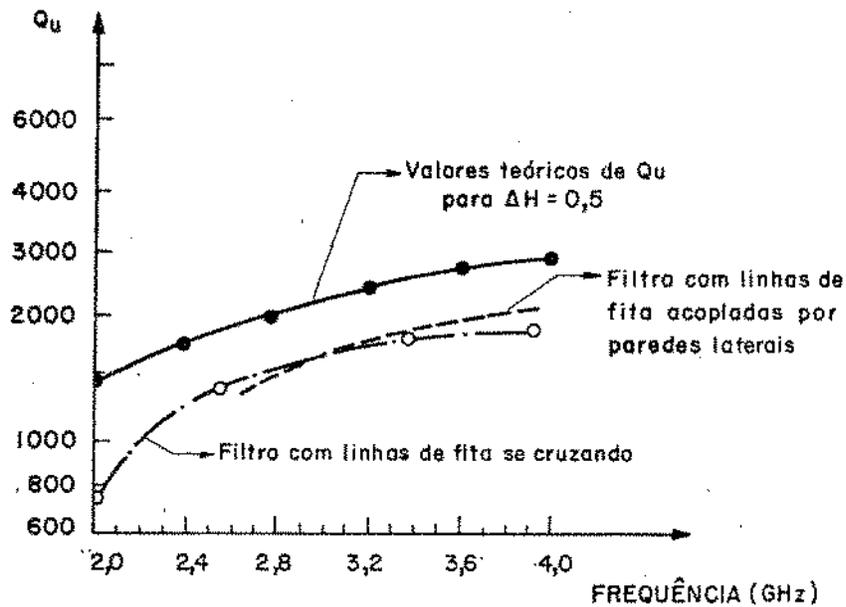


Fig.VII.9 - Valores experimentais do fator de mérito sem carga Q_u de esferas Y.I.G. integradas em linhas de fita. Também é mostrado o valor teórico plotado da equação VII.15 (vide Fig.8 de [7]).

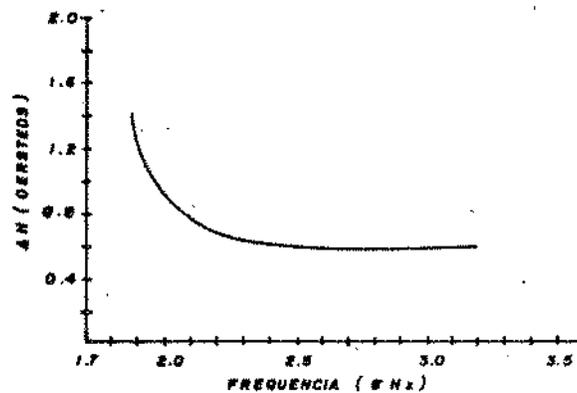


Fig.VII.10 - Medidas da variação da largura de linha ΔH com a frequência em uma esfera Y.I.G. monocristalina operando na região de coincidência (vide Fig.4 de [12]).

Onde:

$X_{j,j+1}$ é a reatância mútua entre os ressoadores j e $j+1$.

χ_j é o parâmetro de inclinação do ressoador j .

Conforme [14] $X_{j,j+1}$ pode ser expresso por:

$$X_{j,j+1} = \omega_0 \mu_0 W_{j,j+1} \quad (\text{VII.17})$$

Onde:

ω_0 é a frequência de ressonância em rad/s

μ_0 é a permeabilidade no vácuo em henries/unidade de comprimento

$W_{j,j+1}$ é o fator de escala que depende das dimensões do circuito e tem dimensões de comprimento.

O parâmetro de inclinação do ressoador j é dado por

[13] .

$$\chi_j = \frac{\omega_0}{2} \left. \frac{X_j(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega = \omega_0} \quad (\text{VII.18})$$

Onde:

$X_j(\omega)$ é a reatância do ressoador j e ω_0 é a frequência de ressonância em rad/s

Usando-se (VII.9) e (VII.17) chegamos a [14] :

$$(Q_e)_A = \frac{R_A \chi_1}{(\omega_o \mu_o W_{01})^2} \quad (\text{VII.19})$$

Carter mostrou que, se uma esfera ferrimagnética é acoplada por meio de um campo magnético linearmente polarizado h , o fator de mérito externo Q_e é dado por [14] :

$$Q_e = \frac{R_A}{\mu_o V_M (U_{01})^2 \omega_M} \quad (\text{VII.20})$$

Onde:

$$U_{01} = \frac{h}{I_A} \text{ e tem dimensões de (comprimento)}^{-1}$$

V_M é o volume da esfera ferrimagnética (unidades MKS)

$$\omega_M = \mu_o \gamma M_0 \text{ (unidades MKS)}$$

γ é a relação giromagnética (unidades MKS)

M_0 é a magnetização de saturação (unidades MKS)

h é o campo magnético de RF visto pelo ressoador

I_A é a corrente elétrica existente em R_A .

Igualando (VII.20) e (VII.19) e resolvendo para χ_1 obtemos [14] :

$$\chi_1 = \frac{\omega_o^2 \mu_o (W_{01})^2}{V_M (U_{01})^2 \omega_M} \quad (\text{VII.21})$$

Fazendo $\chi_j = \chi_1$ na equação (VII.16) obtemos:

$$K_{1,2} = \frac{X_{1,2}}{\sqrt{\chi_1 \chi_2}} \quad (\text{VII.22})$$

Como $\chi_1 = \chi_2 = \chi_3 = \dots = \chi_j = \dots = \chi_n$, pois os parâmetros de inclinação são os mesmos para todas as esferas. Y.I.G, temos, após substituição de (VII.21) em (VII.22):

$$K_{1,2} = \frac{V_M (U_{01})^2 \omega_M}{\omega_o^2 \mu_o (W_{01})^2} X_{1,2} \quad (\text{VII.23})$$

Com o valor de $X_{1,2}$ obtido de (VII.17), resulta:

$$K_{1,2} = \frac{V_M (U_{01})^2 \omega_M}{\omega_o (W_{01})^2} W_{1,2} \quad (\text{VII.24})$$

Generalizando temos [14]:

$$K_{j,j+1} = \frac{V_M (U_{01})^2 \omega_M}{\omega_o (W_{01})^2} W_{i,j} \quad (\text{VII.25})$$

Fazendo-se uma análise dimensional na equação (VII.25) e sabendo-se que:

- 1) U_{01} tem dimensões de 1/comprimento
- 2) W_{01} tem dimensões de comprimento

- 3) $W_{i,j}$ tem dimensões de comprimento
 4) V_M tem dimensões de comprimento ao cubo

Vemos que esta pode ser reduzida para [14] :

$$K_{j,j+1} = A \frac{\omega_M}{\omega_0} \quad (\text{VII.26})$$

Onde A é um fator sem dimensão e que depende somente das proporções relativas das várias partes do circuito.

Efetuada-se uma análise dimensional em (VII.20), notam-se que os fatores de mérito externo, $(Q_e)_A$ e $(Q_e)_B$, são proporcionais ao inverso da dimensão comprimento.

Baseado nas considerações anteriores podemos concluir o seguinte:

a) Um aumento ou diminuição do tamanho das várias partes do circuito, desde que seja mantida a mesma proporção entre elas, não causa alteração do coeficiente de acoplamento entre ressoadores, como mostra a equação (VII.26). Em outras palavras, mudando-se a escala dimensional do circuito não se alteram os coeficientes $K_{j,j+1}$.

b) Mudando-se a escala dimensional do circuito alteram-se $(Q_e)_A$ e $(Q_e)_B$ pois estes são proporcionais ao inverso da dimensão comprimento.

c) Uma mudança da frequência de operação causa alteração do coeficiente de acoplamento entre ressoadores, como se pode observar da equação (VII.26).

d) Uma mudança da frequência de operação, condicionada a uma mesma geometria de acoplamento entre o ressoador e a estru

tura \bar{a} qual está integrado, não causa alterações em $(Q_e)_A$ e $(Q_e)_B$, como se pode observar da equação (VII.11).

e) A faixa de passagem fracional W pode ser definida como:

$$W = \frac{\Delta f}{f_0} \quad (\text{VII.27})$$

Onde:

Δf é a faixa de passagem em Hertz, igual à diferença em Hertz entre as frequências f_1 e f_2 para as quais a atenuação com relação à frequência central de sintonia, $f_0 = \sqrt{f_1 f_2}$ é de 3dB.

De acordo com [13] sabe-se que, para se ter a faixa de passagem fracional W constante, é preciso que o fator de mérito externo, Q_e , dos ressoadores de entrada e saída varie proporcionalmente a f_0 e os coeficientes de acoplamento entre ressoadores $K_{j,j+1}$, varie inversamente com f_0 . No nosso caso isto não é verdade. Entretanto, como $K_{j,j+1}$ é o fator preponderante na determinação da faixa de passagem fracional W e como ele varia inversamente com f_0 , como mostra a equação (VII.26) pode-se considerar que W é aproximadamente constante com f_0 [14].

f) Como $K_{j,j+1}$ é o responsável pela forma da faixa de passagem do filtro (Butterworth ou Tchebyscheff), uma mudança na frequência de operação pode causar uma mudança na forma da faixa de passagem do filtro.

g) Sabe-se [13] que os fatores de mérito externo $(Q_e)_A$ e $(Q_e)_B$ são inversamente proporcionais à faixa de passagem fracional W . De (VII.20) nota-se que $(Q_e)_A$ e $(Q_e)_B$ são inversamente proporcionais à magnetização de saturação M_0 . Logo, M_0 é dire-

tamente proporcional à faixa de passagem fracional W .

VII.4 - ESTUDO DO COMPORTAMENTO DE UM LPSF USANDO ONDAS SPIN EM ESFERAS Y.I.G. OPERANDO NO MODO DE COINCIDÊNCIA EM NÍVEIS DE POTÊNCIA ABAIXO DO NÍVEL CRÍTICO DE LIMITAÇÃO - FILTRO COM DOIS RESSOADORES Y.I.G.

Neste ítem, voltaremos a nossa atenção para o estudo do comportamento da geometria escolhida para protótipo experimental. A geometria escolhida foi a mostrada na Fig. VII.2c, a qual, por conveniência é novamente mostrada na Fig.VII.11.

Como as linhas de fita do protótipo da Fig.VII.11 são perpendiculares entre si, podemos dizer em uma aproximação de primeira ordem que não há nenhum acoplamento do sinal RF de uma linha para a outra, pois em linhas de transmissão em fita o modo de propagação é o modo TEM. O acoplamento entre as linhas de fita só ocorrerá quando as esferas Y.I.G estiverem na ressonância ferromagnética. Desse modo, podemos encarar o protótipo da Fig.VII.11 como um filtro passa-faixa linear tendo dois ressoadores Y.I.G acoplados magnética-mente através do campo magnético de RF criado pela esfera Y.I.G no plano paralelo a ambas as linhas de fita. Cada ressoador Y.I.G é carregado pela respectiva linha de fita à qual estiver integrado e o acoplamento magnético é algo sacrificado pela presença do buraco circular no plano de terra comum às linhas de fita.

Um circuito equivalente para a geometria da Fig. VII.11 é apresentado na Fig.VII.12 .

Na Fig.VII.12 temos:

R_1, R_2, C_1, C_2 são os valores de resistências e capacidades que dependem do modo de precessão uniforme da esfera Y.I.G.

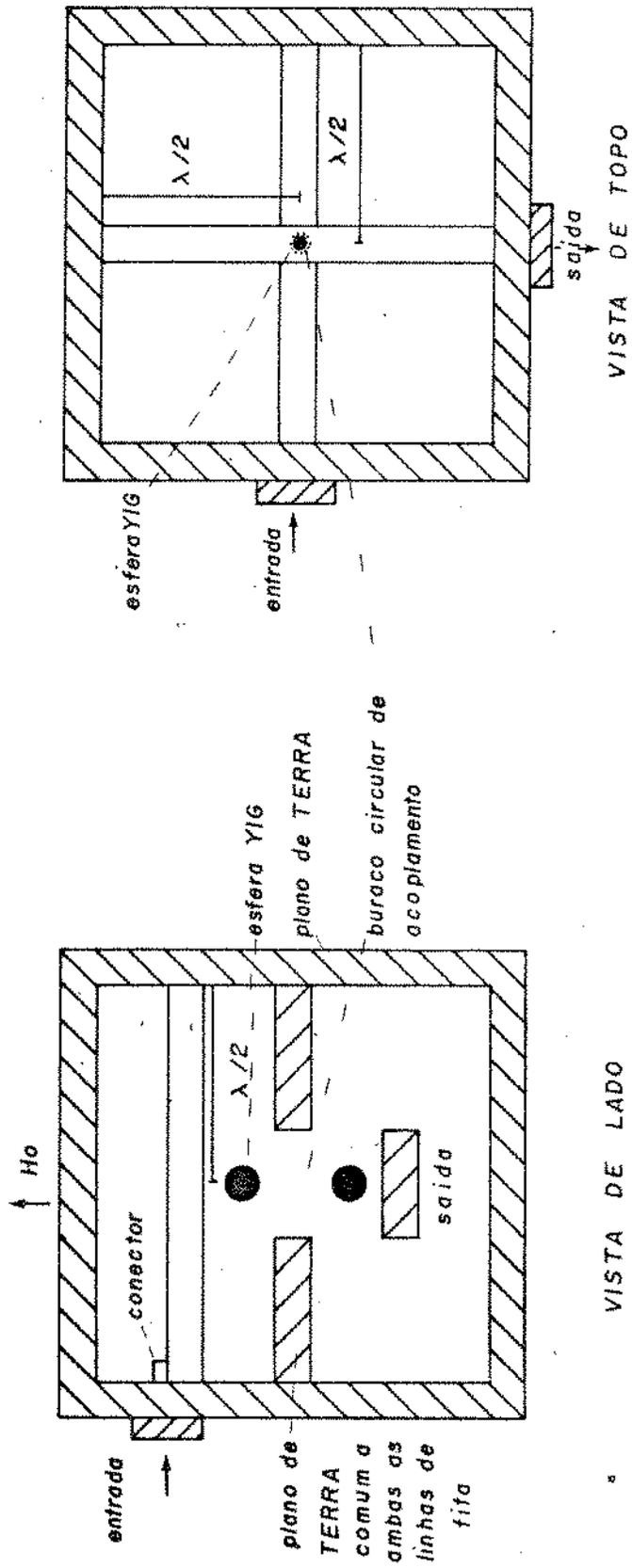


Fig.VII.11 - Esquema da geometria utilizada na construção do protótipo do LPSF operando no modo de coincidência.

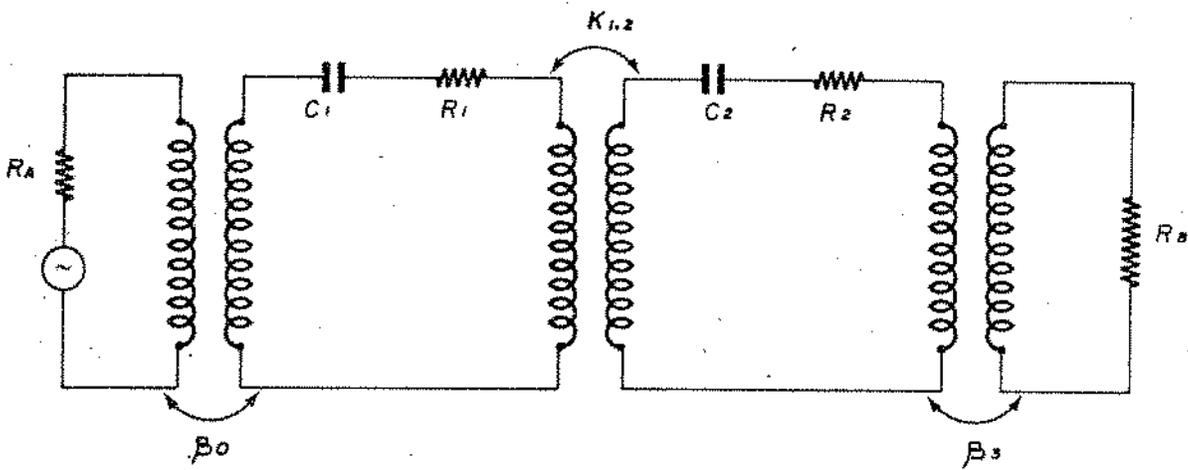


Fig.VII.12 - Circuito equivalente da geometria da Fig.VII.11.

β_0, β_3 são os coeficientes de acoplamento entre esferas Y.I.G e linhas de fita de entrada e saída, determinados pelos Q's externos dos ressoadores de entrada e saída.

$K_{1,2}$ é o coeficiente de acoplamento entre os ressoadores Y.I.G, dependente da frequência, magnetização de saturação da esfera Y.I.G, da distância entre as esferas Y.I.G e do diâmetro do buraco circular de acoplamento.

R_A, R_B são as resistências de gerador e carga.

Na estrutura mostrada na Fig.VII.11, se supusermos que ambas as esferas têm o mesmo diâmetro, que as linhas de fita têm as mesmas dimensões, que as impedâncias do gerador e da carga a ela acopladas forem iguais e que as impedâncias características das duas linhas de fita forem iguais às impedâncias do gerador e da carga, podemos afirmar que tal estrutura é composta de dois ressoadores simétricos com os Q's externos dados por:

$$Q_e = (Q_e)_A = (Q_e)_B = \frac{(120\pi)^2 d^2}{\mu_0 \omega_M V_M Z_0 \epsilon_r} \quad (\text{VII.28})$$

Onde:

$(Q_e)_A$ é o fator de mérito externo do ressoador Y.I.G de entrada

$(Q_e)_B$ é o fator de mérito externo do ressoador Y.I.G de saída.

Os outros parâmetros já foram definidos na equação (VII.11).

Em estruturas normais de filtros passa-faixa usando esferas Y.I.G, as dimensões do buraco circular ou fenda retangular de acoplamento são da ordem ou maiores que o diâmetro da esfera Y.I.G. Isto causa um acréscimo no valor de Q_e calculado pela equação (VII.28). Esse acréscimo é devido à mudança das condições de contorno da esfera Y.I.G. Segundo valores medidos por Carter [7] os valores de Q_e aumentam por volta de 25% do valor calculado por (VII.28) em condições normais de acoplamento.

Usando-se a definição usual de fator de mérito com carga Q_L , podemos determinar a relação existente entre os Q 's externos das esferas Y.I.G e o coeficiente de acoplamento β_0 ou β_3 entre a esfera Y.I.G e a linha de fita. O fator de mérito com carga Q_L é dado por [15] :

$$Q_L = \frac{Q_u}{1 + \beta} \quad (\text{VII.29})$$

Onde:

Q_u é o fator de mérito sem carga da esfera Y.I.G.

$\beta = \beta_0 = \beta_3$ é o coeficiente de acoplamento entre esfera Y.I.G e linha de fita.

Sabendo-se que:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u} \quad (\text{VII.30})$$

Substituindo (VII.30) em (VII.29) obtemos:

$$\beta = \beta_0 = \beta_3 = \frac{Q_u}{Q_e} \quad (\text{VII.31})$$

De (VII.31) vemos que, para se aumentar o acoplamento entre a esfera Y.I.G e a linha de fita, pode-se diminuir o valor de Q_e .

Da equação (VII.11) podemos observar as seguintes formas de se diminuir o valor de Q_e :

- 1) Aumentando-se o diâmetro da esfera Y.I.G, mantendo-se a mesma distância d entre a linha de fita central e o plano de terra.
- 2) Aumentando-se o valor da permissividade relativa ϵ_r do meio dielétrico da linha de fita.

O coeficiente de acoplamento entre ressoadores $K_{1,2}$ da Fig.VII.11 é dependente da distância entre ressoadores Y.I.G e do diâmetro do buraco circular de acoplamento. Infelizmente, não existe um método de cálculo para $K_{1,2}$. Quando é desejada a construção de um filtro passa-faixa com essas estruturas a forma da faixa de passagem (Butterworth ou Tchebyscheff) dependerá essencialmente de $K_{1,2}$.

Na prática, para se obter a forma desejada da faixa de passagem, normalmente, ajusta-se o diâmetro do buraco circular de acoplamento.

A seguir faremos algumas considerações a respeito da faixa de passagem e perda por inserção da estrutura mostrada na Fig.VII.11. Nessa discussão Q_u é o fator de mérito sem carga da esfera Y.I.G e Q_e é o fator de mérito externo da esfera Y.I.G carregada pela sua respectiva terminação R_A ou R_B conforme seja o ressoador de entrada ou o ressoador de saída no circuito equivalente da Fig.VII.12. Considerando-se a estrutura da Fig.VII.11, que consiste de um filtro passa-faixa constituído de dois ressoadores simétricos, pode-se mostrar que a perda por inserção pode ser expressa por [16]:

$$L_A(\text{dB}) = 10 \log_{10} \left\{ \left[\frac{\left(1 + \frac{Q_e}{Q_u}\right)^2}{2K_{1,2} Q_e} + \frac{K_{1,2} Q_e}{2} \right]^2 + 2 \left[\frac{\left(1 + \frac{Q_e}{Q_u}\right)^2}{(K_{1,2})^2} - (Q_e)^2 \right] u^2 + \frac{4(Q_e)^2}{(K_{1,2})^2} u^4 \right\} \quad (\text{VII.32})$$

Onde:

$$u = \frac{f - f_0}{f_0} \quad (\text{v\u00e1lido para filtros com largura da faixa de passagem estreitas})$$

f frequ\u00eancia

f_0 frequ\u00eancia de resson\u00e2ncia do filtro

$K_{1,2}$ coeficiente de acoplamento entre ressoadores

Analisando-se a equa\u00e7\u00e3o (VII.32) podemos dizer que:

a) Se

$$K_{12} > \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u}$$

Os dois ressoadores est\u00e3o "sobreamplados" e a forma da faixa de passagem ser\u00e1 de Tchebyscheff (Fig.VII.13) [16].

b) Se

$$K_{12} \leq \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u}$$

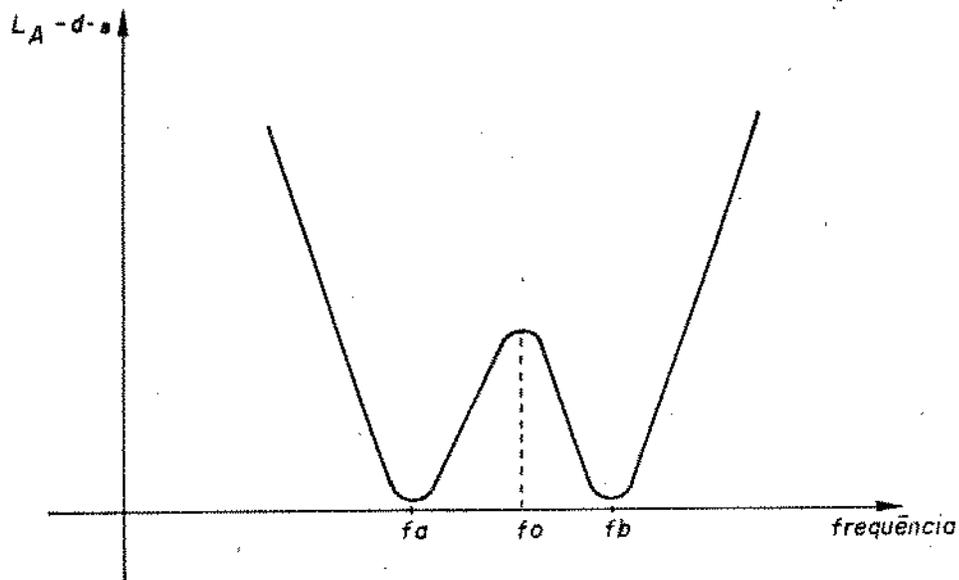


Fig.VII.13 - Filtro com característica de Tchebyscheff.

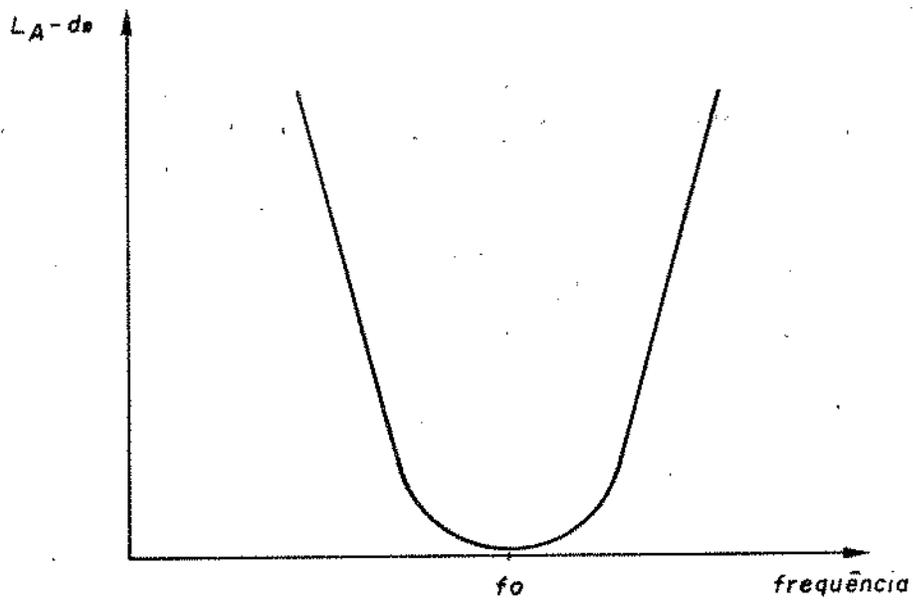


Fig.VII.14 - Filtro com característica de Butterworth.

Os ressoadores estarão criticamente acoplados (caso do sinal =) ou "sobacoplados" (caso do sinal <). Neste caso, a forma da faixa de passagem será a de Butterworth (Fig.VII.14) [16] .

Na equação (VII.32), se considerarmos as frequências f_1 e f_2 onde a perda por inserção, L_A (dB), aumenta de 3dB em relação ao seu valor na frequência central f_0 , podemos, para o caso em que

$$K_{1,2} \leq \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u} ,$$

calcular a faixa de passagem fracional

$$W = \frac{f_1 - f_2}{f_0}$$

de um filtro constituído de dois ressoadores simétricos (caso da estrutura da Fig.VII.11) com a resposta do tipo Butterworth.

Partindo-se de (VII.32) é, após uma série de operações, obtem-se:

$$W = \frac{f_1 - f_2}{f_0} = \sqrt{(K_{1,2})^2 - \left(\frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u}\right)^2} \sqrt{2\left(\frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u}\right)^4 + 2(K_{1,2})^4}$$

(VII.33)

Onde:

todos os parâmetros envolvidos já foram definidos anteriormente.

No caso em que os dois ressoadores do circuito equivalente da Fig.VII.12 forem criticamente acoplados, ou seja,

$$K_{1,2} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u} , \text{ (VII.32) se reduz a: } \circ$$

$$L_A(\text{dB}) = 10 \log \left[\left(1 + \frac{Q_e}{Q_u} \right)^2 + \frac{4(Q_e)^4}{\left(1 + \frac{Q_e}{Q_u} \right)^2} u^4 \right] \quad (\text{VII.34})$$

e (VII.33) se reduz a:

$$W = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{f_1 - f_2}{f_0} = \sqrt{2} \left(\frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u} \right) \quad (\text{VII.35})$$

As equações (VII.34) e (VII.35) são muito úteis no projeto de LPSFs operando no modo de coincidência. Essas equações permitem prever o funcionamento desses dispositivos em sinais abaixo do nível crítico de limitação. Como dito anteriormente essas equações se aplicam ao caso em que o LPSF é constituído de dois ressoadores ferrimagnéticos simétricos. Quando forem usadas essas equações, cuidados especiais devem ser tomados quanto à certeza que os dois ressoadores estejam ressoando nas mesmas condições.

Quando o LPSF for constituído de mais de dois ressoadores, podem-se usar as equações de projeto apresentadas na referência [7]. Contudo, as equações apresentadas em [7] são válidas quando $Q_u \gg Q_e$.

Um método sistemático de projeto para prever o funcionamento de LPSF operando no modo de coincidência com sinais abaixo do nível crítico de limitação, cuja geometria é a apresentada na Fig.VII.11, pode ser o que relataremos a seguir:

1) Sabendo-se o valor de Q_u e da faixa fracional W , através de (VII.35), obtem-se o valor de Q_e .

2) Como valor de Q_e e sabendo-se que este aumenta por volta de 25% do valor dado por (VII.28) em condições normais de acoplamento, temos que o valor de Q_e real da esfera Y.I.G deve ser aproximadamente igual a 0,75 vezes o valor de Q_e obtido de (VII.35) [7] .

Portanto:

$$Q_{eR} = 0,75 Q_e \quad (\text{VII.36})$$

Onde:

Q_{eR} é o valor real do Q_e da esfera Y.I.G

Q_e é o valor de Q_e obtido de (VII.35).

3) Com o valor de Q_{eR} substituído em (VII.28) e sabendo-se a estrutura da linha de fita, podemos obter o diâmetro adequado da esfera Y.I.G.

4) A seguir, monta-se a estrutura e faz-se o buraco circular de acoplamento com o menor diâmetro possível. Em seguida, no laboratório, procura-se ajustar esse diâmetro até se conseguir a resposta desejada.

5) O valor de Q_u mencionado no ítem 1 deve ser medido com o ressoador integrado à estrutura. Como, geralmente, estes valores medidos são menores do que os valores teóricos, a perda por inserção dada pela equação (VII.34) é, na realidade, menor do que os valores obtidos em laboratório e a largura da faixa de passagem fracional W calculada por (VII.35) é obtida em uma condição em que

$$K_{12} < \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u} \quad . \text{ Isto pode ser verificado da equação (VII.33).}$$

REFERENCIAS

- [1] F.R. Arams, M. Grace e S. Okwit, "Low-Level Garnet Limiters", Proceedings IRE, vol. 49, pp. 1308-1312; agosto, 1961.
- [2] J. Taub e B. Bogner, "Design of three-resonator dissipative band-pass filters having minimum insertion loss", Proc. IRE, vol. 45, pp. 681-687; maio, 1957.
- [3] G.L. Matthaei, L. Young e E.M.T. Jones, "Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures", McGraw-Hill, New York, edição 1964, pp. 1045-1046.
- [4] Matthaei et al, pag. 1044.
- [5] Matthaei et al, pag. 1045.
- [6] Matthaei et al, pag. 1047.
- [7] Philip S. Carter, "Side-Wall-Coupled, Strip-Transmission-line Magnetically Tunable Filter Employing Ferrimagnetic Y.I.G Resonators", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. , pp.306-315, Maio,1965.
- [8] Matthaei et al, pp. 651-654.
- [9] Carter, P.S. Jr, "Magnetically - tunable microwave filters using single-crystal yttrium-iron-garnet resonators", IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT 9, Maio, 1961, pp.252-260.
- [10] Matthaei et al, pp.1051.

- [11] C.N. Patel " Magnetically Tunable Nonreciprocal Band-Pass Filters using Ferrimagnetic Resonators", IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT 10, Maio, 1962 , pp.152-162.

- [12] F.C. Rossol, "Subsidiary Resonance in the Coincidence Region in Ytrium Iron Garnet", Journal of Applied Physics, Vol.31, n° 12, Dezembro, 1960, pp. 2273-2275.

- [13] Matthaei et al , pp. 1006-1013.

- [14] Matthaei et al , pp. 1052-1055.

- [15] J. Helszjan, "Principles of Microwave Ferrite Engineering John Wiley & Sons, 1969, pp.62-65.

CAPÍTULO VIII

- LPSFs USANDO ONDAS SPIN EM ESFERAS Y.I.G. OPERANDO NO MODO DE COINCIDÊNCIA. ANÁLISE DO COMPORTAMENTO COM SINAIS ACIMA DO NÍVEL DE LIMITAÇÃO.

VIII.1 - INTRODUÇÃO

No capítulo VII dissemos que as geometrias mostradas nas Figs. VII.1 e VII.2 poderiam ser utilizadas na construção de LPSFs operando no modo de coincidência. Todas as geometrias mostradas permitiam boa isolação entre as linhas de fita de entrada e saída e o acoplamento entre estas só existiria quando as esferas Y.I.G estivessem em ressonância ferromagnética. Este acoplamento era feito entre as esferas Y.I.G, pelo campo circularmente polarizado que esta cria no plano paralelo a ambas as linhas de fita. Como mostrado no capítulo VII, quando o nível do sinal RF, aplicado à esfera Y.I.G, estivesse abaixo do nível de limitação, todas as geometrias mostradas nas Figs. VII.1 e VII.2 funcionavam como filtros passa-faixa lineares com a frequência central igual à frequência de ressonância das esferas Y.I.G, a qual é determinada pelo campo magnético estático H_0 aplicado externamente a estas esferas.

Neste capítulo, procuraremos justificar o "porquê" do uso das geometrias mostradas nas Figs. VII.1 e VII.2 como LPSFs operando no modo de coincidência.

VIII.2 - SATURAÇÃO DO MODO DE PRECESSÃO UNIFORME

No capítulo V foi feito um estudo do comportamento dos materiais ferrimagnéticos quando o campo magnético de RF externo atingia valores suficientemente altos para causar a saturação do modo de precessão uniforme. Foi mostrado que, a partir de um certo valor do campo magnético externo, denominado h_{crit} , o modo de precessão uniforme saturava e toda a energia de RF excedente era trans

ferida aos modos spin e em seguida à rede cristalina. Enfatizamos, então, que tal fenômeno permitia a utilização de materiais ferrimagnéticos em limitadores de potência. Neste ítem, procuraremos abordar esse fenômeno através de algumas equações simples, particularizando para o caso no qual o fenômeno envolvido permite o funcionamento do limitador no chamado modo de coincidência. Como já dito anteriormente, o modo de coincidência apresenta o menor valor de campo magnético crítico h_{crit} , para que ocorra o acoplamento entre o modo de precessão uniforme e os modos spin. Neste caso, o campo h_{crit} é particularmente baixo e os modos spin excitados apresentam uma frequência de oscilação ω_k igual à metade da frequência ω do sinal RF aplicado à amostra ferrimagnética.

Na nossa análise, suporemos as amostras ferrimagnéticas suficientemente pequenas em relação ao comprimento de onda de sinal RF aplicado à estrutura à qual estas amostras estiverem integradas. Assim, poderemos supor o campo magnético de RF externamente aplicado, ser suficientemente uniforme na amostra e substituí-la por um único dipolo magnético, o qual armazena energia do campo magnético de RF externo e em seguida irradia esta energia novamente à estrutura à qual está integrado. Este dipolo magnético é circularmente polarizado.

No caso das estruturas de integração das amostras ferrimagnéticas serem linhas de fita, como é o caso das geometrias mostradas nas Figs. VII.1 e VII.2, as componentes do campo magnético de RF externamente aplicados podem ser visualizadas na Fig.VIII.1. Essas componentes são as componentes do modo de propagação TEM da estrutura em linha de fita.

Como concluimos no capítulo III, a amostra ferrimagnética só absorve energia das componentes do campo magnético de RF que forem transversais ao campo magnético estático H_0 aplicado externamente para causar a ressonância magnética dessa amostra.

Observando-se a Fig.VIII.1, vemos que, ao aplicarmos o campo H_0 no eixo Z, a amostra só absorverá energia da componente h_x , uma vez que não existe a componente h_y (modo TEM) e que h_z é

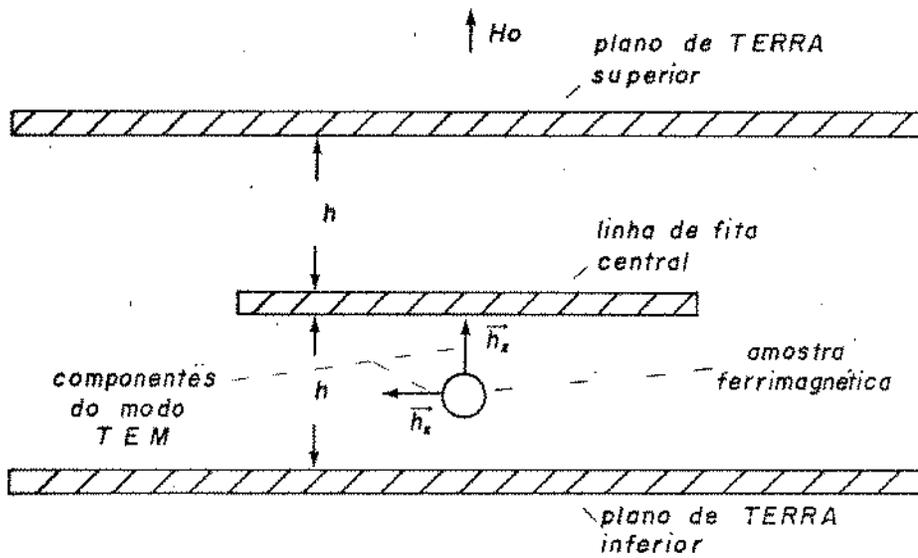


Fig.VIII.1 - Componentes do campo magnético de R.F externamente aplicado a uma amostra ferrimagnética integrada em uma linha de fita.

paralelo a H_0 .

Como já foi dito anteriormente, a amostra ferrimagnética observada na Fig.VIII.1 é suficientemente pequena para permitir que, em primeira aproximação, possa ser substituída por um dipolo magnético. As componentes de magnetização desse dipolo são dadas por:

$$m_x = \mu_0 \chi_{xx}^e h_x^e + \mu_0 \chi_{xy}^e h_y^e \quad (\text{VIII.1})$$

$$m_y = \mu_0 \chi_{yx}^e h_x^e + \mu_0 \chi_{yy}^e h_y^e \quad (\text{VIII.2})$$

Onde:

μ_0 é a permeabilidade no vácuo

χ_{xx}^e , χ_{yx}^e , χ_{yy}^e e χ_{xy}^e são as componentes do tensor susceptibilidade

h_x^e , h_y^e são as componentes transversais do campo magnético de RF aplicado externamente à amostra.

Com as amostras integradas às linhas de fita, a equação (VIII.1) se reduz a: ($h_y^e = 0$)

$$m_x = \mu_0 \chi_{xx}^e h_x^e \quad (\text{VIII.3})$$

$$m_y = \mu_0 \chi_{yx}^e h_x^e \quad (\text{VIII.4})$$

No caso da amostra ferrimagnética ser uma esfera Y.I.G, na ressonância ferromagnética é válida a aproximação [1] :

$$\chi_{xx}^e = \chi_{yy}^e \cong -\frac{j \omega_M}{2\omega_r \alpha} \cong -j\chi_{xx}^{e''} \quad (\text{VIII.5})$$

$$\chi_{yx}^e = -\chi_{xy}^e \cong \frac{-\omega_M}{2\omega_r \alpha} \cong -\chi_{xx}^{e''} \quad (\text{VIII.6})$$

Onde:

$\omega_M = \mu_0 \gamma M_0$ (em unidades MKS) ou $4\pi M_0$ (sistema gaussiano)

M_0 é a magnetização de saturação

ω_r é a frequência de ressonância ferromagnética em rad/s.

α é o fator de amortecimento do modo de precessão uniforme.

Logo, a esfera Y.I.G pode ser representada por um dipolo magnético circularmente polarizado com [1] :

$$m_x = m_0 e^{j\omega t} \quad (\text{VIII.7})$$

$$m_y = -jm_0 e^{j\omega t} \quad (\text{VIII.8})$$

Onde:

ω é a frequência angular do campo magnético de RF a-

plicado.

$$m_0 = -j\mu_0 \frac{\omega_M}{2\omega_r\alpha} h_x^e \quad (\text{VIII.9})$$

Do capítulo III sabe-se que:

$$\frac{\gamma\Delta H}{2} = \omega_r\alpha \quad (\text{VIII.10})$$

e

$$Q_u = \frac{\omega_r}{\gamma\Delta H} \quad (\text{VIII.11})$$

Portanto, como na ressonância a frequência angular do campo de RF aplicado coincide com a frequência angular de ressonância magnética, $\omega = \omega_r$, a equação (VIII.9) pode ser expressa por:

$$m_0 = - \frac{j\mu_0 Q_u \omega_M h_x^e}{\omega_r} \quad (\text{VIII.12})$$

Onde:

Q_u é o fator de mérito sem carga da esfera Y.I.G.

O campo magnético irradiado pela esfera Y.I.G é dado por [1] :

$$\vec{h}_R = \frac{\vec{m} V_M}{\mu_0 2\pi r^3} \quad (\text{VIII.13})$$

Onde:

- \vec{m} é o vetor magnetização de RF
- V_M é o volume da esfera Y.I.G
- r é a distância radial entre a esfera Y.I.G e o ponto considerado
- μ_0 é a permeabilidade no vácuo

Usando-se (VIII.3), (VIII.4), (VIII.7), (VIII.8) e (VIII.13), obtemos:

$$\vec{h}_R = -j \frac{\chi_{xx}^{e''} V_M}{2\pi r^3} h_x^e e^{j\omega t} \hat{x} - \frac{\chi_{xx}^{e''} V_M}{2\pi r^3} h_x^e e^{j\omega t} \hat{y} \quad (\text{VIII.14})$$

Quando é atingido o valor crítico h_{crit} do campo magnético de RF externamente aplicado à esfera Y.I.G, o modo de precessão uniforme atinge um estado de saturação e começa a haver acoplamento do modo de precessão uniforme às ondas spin. Isto causa um acréscimo nas perdas da esfera Y.I.G. Como explicado em [2], quando o módulo do campo magnético de RF externamente aplicado h_x^e estiver acima de h_{crit} para a ocorrência do fenômeno de limitação de potência no modo de coincidência, a componente $\chi_{xx}^{e''}$ do tensor susceptibilidade obedece à seguinte relação:

$$\chi_{xx}^{e''} = \frac{\chi_{xx}^{e''} h < h_{\text{crit}}}{\frac{|h_x^e|}{|h_{\text{crit}}|}} \quad (\text{VIII.15})$$

Onde:

$\chi_{xx,h}^{e''} > h_{crit}$ é a componente do tensor susceptibilidade quando $|h_x^e| > |h_{crit}|$

$\chi_{xx,h}^{e''} < h_{crit}$ é a componente do tensor susceptibilidade quando $|h_x^e| < h_{crit}$

Substituindo-se (VIII.15) em (VIII.14) obtemos:

$$|h_R| = 2 \frac{\chi_{xx,h}^{e''} < h_{crit}}{2\pi r^3} |h_{crit}| \quad (VIII.16)$$

Onde:

$\chi_{xx,h}^{e''} < h_{crit}$ é dado pela equação (VIII.6)

Da equação (VIII.16) vemos que, apesar de h_x^e aumentar, o campo irradiado pela esfera permanece em um valor constante quando $h_x^e > h_{crit}$.

Considerando a estrutura da Fig.VII.11, conclui-se, do que foi dito anteriormente, que a potência acoplada à esfera localizada na linha de fita de saída, se torna constante quando o campo magnético externamente aplicado à esfera Y.I.G localizada na linha de fita de entrada ultrapassa h_{crit} . Isto é devido ao fato citado anteriormente que, em tais estruturas, o acoplamento entre entrada e saída só existe através das esferas Y.I.G pelo campo circularmente polarizado criado pela esfera no plano paralelo a ambas as linhas de fita. Portanto, quando $h_x^e > h_{crit}$, a potência na saída

é limitada. A potência acoplada à esfera Y.I.G da linha de fita de saída é dependente da distância entre as esferas Y.I.G e do diâmetro do buraco circular de acoplamento.

Uma curva de potência P_A acoplada à esfera Y.I.G localizada na linha de fita de saída versus potência de entrada P_e pode ser visualizada na Fig.VIII.2 .

Na Fig.VIII.2, temos:

$P_{e_{crit}}$ é o valor crítico da potência de entrada para o qual começa a ocorrer o fenômeno de limitação de potência na esfera Y.I.G localizada na linha de fita da entrada

P_{L_1} é o valor da potência acoplada à esfera Y.I.G de saída quando $P_e > P_{e_{crit}}$

P_{B_1} é o valor de P_e no qual começa a haver deterioração do fenômeno de limitação de potência da esfera localizada na linha de fita de entrada.

Acima de P_{B_1} haverá um nível de P_A suficientemente grande para que o campo visto pela esfera localizada na linha de fita de saída seja igual a h_{crit} . Nesse caso, a esfera Y.I.G localizada na linha de fita de saída também começará a irradiar uma potência P_S constante para a carga e a curva potência de entrada versus potência de saída apresentará o aspecto mostradô pela Fig.VIII.3 .

Na Fig.VIII.3 :

$P_{e_{crit}_1}$ é a potência de entrada para a qual começa a ocorrer o fenômeno de limitação de potência na esfera Y.I.G de entrada

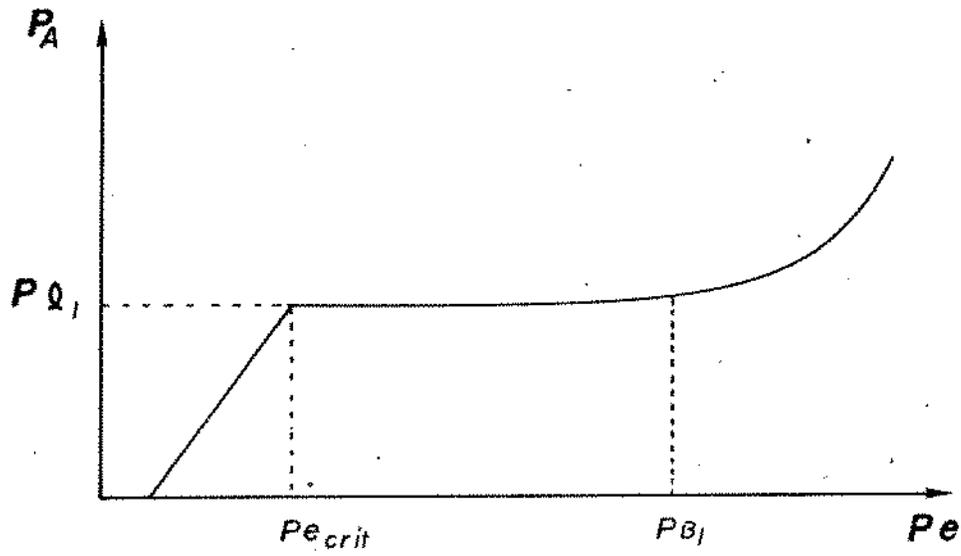


Fig.VIII.2 - Aspecto da curva de potência P_A acoplada à esfera Y.I.G. localizada na linha de saída versus potência de entrada P_e , para a geometria da Fig.VII.11.

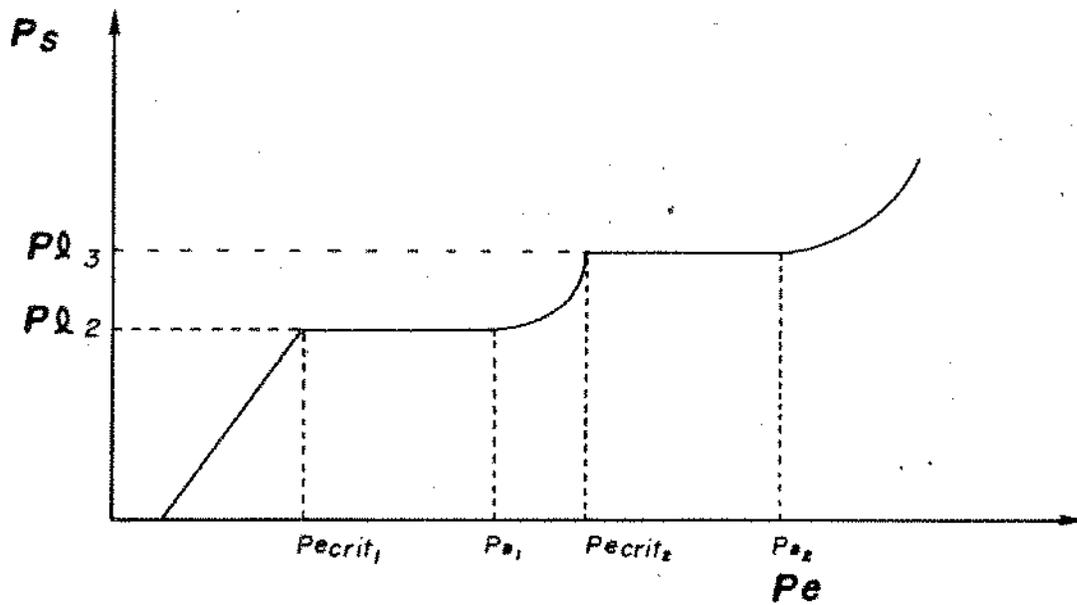


Fig.VIII.3 - Aspecto da curva potência de saída P_S versus potência de entrada P_e , para a geometria da Fig.VII.11.

$P_{e\text{crit}_2}$ é a potência de entrada para a qual começa a ocorrer o fenômeno de limitação de potência na esfera Y.I.G na saída

P_{12} é a potência de saída quando na entrada é atingido o valor $P_{e\text{crit}_2}$.

O valor de P_{13} pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$P_{13} = R_B \cdot \left| I_{\text{crit}} \right|^2 \quad (\text{VIII.17})$$

Onde:

R_B é o valor da resistência de carga em ohms

$\left| I_{\text{crit}} \right|$ é o módulo da corrente circulante na carga R_B quando é atingido o valor h_{crit} no campo magnético de RF visto pela esfera Y.I.G de saída.

O valor de $\left| I_{\text{crit}} \right|$ pode ser calculado de (VII.20) como:

$$\left| I_{\text{crit}} \right| = \sqrt{\frac{\mu_0 V_M Q_e \omega_M}{R_B}} \left| h_{\text{crit}} \right| \quad (\text{VIII.18})$$

Fazendo-se R_B igual à impedância característica da linha de fita, Z_0 , e, substituindo-se (VIII.18) em (VIII.17) obtemos:

$$P_{13} = \mu_0 V_M Q_e \omega_M \left| h_{\text{crit}} \right|^2 \quad (\text{VIII.19})$$

Onde:

P_{13} é dado em Watts

$$\left| h_{\text{crit}} \right| = \frac{2 \Delta H \Delta H_k}{4\pi M_0 (1 + e_k)} \times 79,58 \frac{\text{ampere espira}}{\text{metro}}$$

Onde:

ΔH é o valor da largura de linha do modo uniforme em oersteds

ΔH_k é o valor da largura de linha do modo spin em oersteds

$4\pi M_0$ é o valor da magnetização de saturação em gauss

e_k é a elipticidade da onda spin, dada por (V.23)

μ_0, V_M, ω_M são definidos anteriormente

Q_e é o fator de mérito externo da esfera Y.I.G.

Sabendo-se que:

$$\Delta H = \frac{\omega_r}{\gamma Q_u} \quad (\text{VIII.20})$$

Onde:

ω_r é a frequência angular de ressonância ferromagnética da esfera Y.I.G, igual a ω quando se está operando no modo de coincidência.

γ é a relação giromagnética

Q_u é o fator de mérito sem carga da esfera Y.I.G.

A equação (VIII.19) pode ser reescrita como:

$$P_{13} = \frac{4 \mu_0 V_M Q_e \omega^2}{\omega_M Q_u^2} \left(\frac{\Delta H_k \times 79,58}{1 + e_k} \right)^2 \quad (\text{VIII.21})$$

Onde

ΔH_k é dado em oersteds

μ_0, V_M, ω_M são dados no sistema MKS

$\omega = \omega_r$ é a frequência angular do sinal de RF aplicado

P_{13} é dado em Watts.

A potência de entrada $P_{e_{crit_1}}$ pode ser aproximadamente calculada, supondo-se que o ressoador Y.I.G de entrada da Fig. VII.11, não estivesse acoplado ao ressoador Y.I.G de saída. Neste caso, podemos afirmar que:

$$P_0 = P_0 r^2 + P_{abs} \quad (\text{VIII.22})$$

Onde:

P_0 é a potência incidente na entrada da linha de fita

r é o módulo do coeficiente de reflexão

P_{abs} é a potência absorvida pela esfera Y.I.G.

A potência absorvida pela esfera Y.I.G é dada por [1]:

$$P_{abs} = - I_m \left[\frac{\omega V_M}{2} \vec{m} \cdot \vec{h}e^* \right] \quad (\text{VIII.23})$$

Onde:

I_m [] representa a parte imaginária do produto escalar entre colchetes

ω frequência angular do sinal de RF aplicado à esfera

V_M é o volume da esfera Y.I.G

\vec{m} é o vetor magnetização do modo uniforme

$\vec{h}e^*$ é o conjugado do vetor campo magnético de RF aplicado externamente à esfera Y.I.G.

Sabendo-se que $2\omega_r\alpha = \Delta H$ e que $\Delta H = \frac{\omega_r}{\gamma Q_u}$, substituindo-se (VIII.7) e (VIII.8) em (VIII.23), obtemos, na ressonância ferromagnética ($\omega = \omega_r$), que:

$$P_{abs} = \frac{\mu_0 \omega_M V_M}{2} Q_u |h_x^e|^2$$

Quando $|h_x^e| = |h_{crit}|$, onde h_{crit} é o módulo do campo magnético de RF para o qual começa a ocorrer o fenômeno de limitação no modo de coincidência, obtemos após algumas operações matemáticas que:

$$P_{abs} = \frac{2 \mu_0 V_M \omega^2}{\omega_M Q_u} \left(\frac{\Delta H_k \times 79,58}{1 + e_k} \right)^2 \quad (\text{VIII.24})$$

Na ressonância ferromagnética temos que [3] :

$$r = \frac{\frac{Q_u}{Q_e} - 1}{\frac{Q_u}{Q_e} + 1} \quad (\text{VIII.25})$$

Quando $|h_x^e| = |h_{crit}|$, $P_0 = P_{e_{crit_1}}$, portanto, substituindo (VIII.24) e (VIII.25) em (VIII.22), obtemos; após algumas manipulações matemáticas que:

$$P_{e_{crit_1}} = \frac{2 \mu_0 V_M \omega^2}{\omega_M} \left(\frac{1}{4Q_e} + \frac{1}{2Q_u} + \frac{1}{4} \frac{Q_e}{Q_u^2} \right) \left(\frac{\Delta H_k + 79.58}{1 + e_k} \right)^2 \quad (\text{VIII.26})$$

Onde:

$P_{e_{crit_1}}$ é dado em Watts e ΔH_k em oersteds

O valor da potência P_{1_2} pode ser calculada da seguinte expressão:

$$P_{1_2} \text{ (dBm)} = P_{e_{crit_1}} \text{ (dBm)} - L_A \text{ (dB)} \quad (\text{VIII.27})$$

Onde:

L_A (dB) é a perda por inserção dada por (VII.34)
para $f = f_0$

REFERÊNCIAS

- 1 J. Helszajn, Principles of Microwave Ferrite Engineering
John Wiley & Sons, London, 1961, pp.214-232.
- 2 J. Helszajn, Principles of Microwave Ferrite Engineering
John Wiley & Sons, London, 1961, pp.78-80.
- 3 G.L. Mathaei, L. Young e E.M.T Jones; Microwave Filters
Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures
McGraw Hill Book Co., 1964, pp.657.

CAPÍTULO IX

LPSFs OPERANDO ACIMA DO NÍVEL CRÍTICO DE LIMITAÇÃO - CIRCUITOS EQUIVALENTES.

IX.1 - INTRODUÇÃO

O comportamento de LPSFs paramétricos operando com um sinal forte, com um sinal forte e um fraco e com dois sinais fortes foi analisado teoricamente por Giarola [1]. Essa teoria se aplica aos LPSFs ferrimagnéticos, não só operando no modo de coincidência mas também na ressonância subsidiária, pois o fenômeno de limitação nesses dispositivos se deve à geração das ondas de spin através de não-linearidades paramétricas do material ferrimagnético.

Neste capítulo iremos rever brevemente essa teoria, procurando focalizar as hipóteses e aproximações utilizadas e apresentar os resultados que são de particular interesse para a caracterização dos LPSFs.

IX.2 - MODELO PARA PREVER O COMPORTAMENTO DE LPSFs OPERANDO COM UM SINAL FORTE E UM SINAL FRACO APLICADOS NA SUA ENTRADA.

Para se prever o funcionamento de LPSFs operando com um sinal forte (sinal acima do nível crítico de limitação) e um sinal fraco (sinal abaixo do nível crítico de limitação) o circuito equivalente apresentado na Fig. IX.1 pode ser utilizado [1].

Na Fig. IX.1:

I_1 é a fonte de corrente representando o sinal forte na frequência angular ω_1

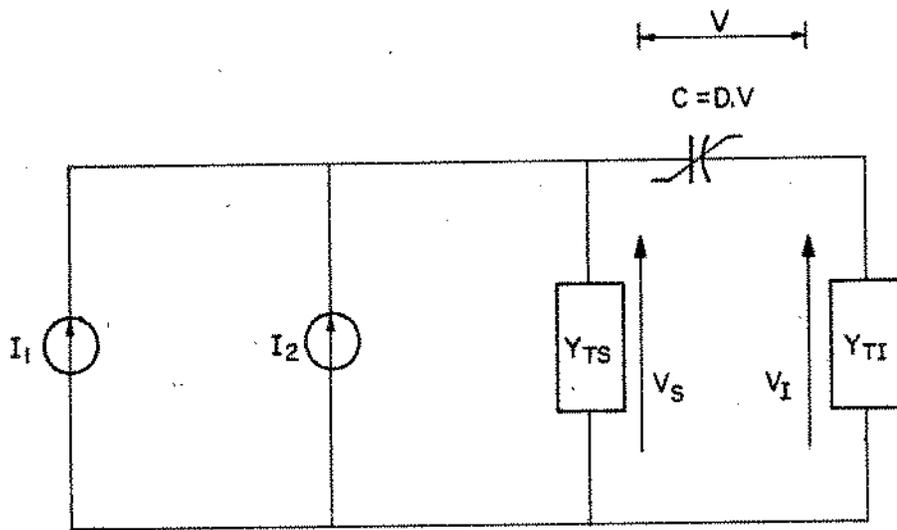


Fig.IX.1 - Circuito equivalente para prever o comportamento de um LPSF quando lhe é aplicado um sinal forte e um sinal fraco.

- I_2 é a fonte de corrente representando o sinal fraco na frequência angular ω_2
- Y_{TS} é a admitância representando as admitâncias das fontes I_1 e I_2
- Y_{TI} é a admitância representando a onda spin, sintonizada na frequência angular $\omega_{S1} = \omega/2$
- V_S é a voltagem sobre Y_{TS}
- V_I é a voltagem sobre Y_{TI}
- C é a capacitância de um diodo varactor hipotético, o qual no circuito equivalente substitui o acoplamento não-linear entre os sinais aplicados e as ondas spin.

$$C = DV$$

Onde:

- D constante associada às não linearidades de primeira ordem
- V é a voltagem entre os terminais do diodo varactor.

Para estudar o modelo convenientemente é necessário que se façam algumas hipóteses. São elas: [1], [2], [3].

1) As frequências existentes no circuito são ω_1 , ω_2 , $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ (produto de intermodulação de 3a. ordem); e as fre-

quências subharmônicas $\omega_{S1} = \omega_1/2$; $\omega_{S2} = \omega_2 - \omega_1/2$ e $\omega_{S3} = 3\omega_1/2 - \omega_2$.

2) O modo subharmônico pode ser representado por um único circuito ressonante RLC - paralelo (Y_{TI}) porque os modos subharmônicos das ondas spin possuem alto Q e o processo de limitação evita que outros modos subharmônicos sejam excitados. O único sinal capaz de gerar um modo spin é o sinal na frequência ω_1 que está acima do nível crítico de limitação.

3) Sempre que for necessário $\omega_2 - \omega_1$ é suposto ser muito menor que ω_1 ou ω_2 , de maneira que $\omega_1 \cong \omega_2 \cong \omega_3 \cong 2\omega_{S1} \cong 2\omega_{S2} \cong 2\omega_{S3}$.

4) O Q do circuito ressonante em ω_1 é muito menor que o Q do modo subharmônico ω_{S1} .

Dessa maneira temos que:

$$Y_{TS}(\omega_1) \cong Y_{TS}(\omega_2) \cong Y_{TS}(\omega_3) = Y_S = G_S + jB_S$$

5) As impedâncias Y_{TI} dos modos subharmônicos são definidas como:

$$Y_{TI}(\omega_{S1}) = Y_I(0) = G_I(0) + jB_I(0)$$

$$Y_{TI}(\omega_{S2}) = Y_I(\Delta) = G_I(\Delta) + jB_I(\Delta)$$

$$Y_{TI}(\omega_{S3}) = Y_I(-\Delta) = G_I(-\Delta) + jB_I(-\Delta)$$

Onde:

$$\Delta = 4 Q_{S1} \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_1}$$

Q_{S1} é o fator de mérito Q do modo spin

$$Q_{S1} = \frac{\omega_{S1}}{\gamma \Delta H_k}$$

γ é a relação giromagnética

ΔH_k é a largura de linha do modo spin

6) A admitância Y_{TS} é um curto circuito para as componentes subharmônicas.

As voltagens mostradas no circuito equivalente da Fig. IX.1 são expressas por:

$$V_S(t) = V_1(t) + V_2(t) + V_3(t) \quad (\text{IX.1})$$

Onde:

$$V_1(t) = V_1 \exp(j\omega_1 t) + V_1^* \exp(-j\omega_1 t)$$

$$V_2(t) = V_2 \exp(j\omega_2 t) + V_2^* \exp(-j\omega_2 t)$$

$$V_3(t) = V_3 \exp(j\omega_3 t) + V_3^* \exp(-j\omega_3 t)$$

Semelhantemente, temos:

$$V_I(t) = V_{S1}(t) + V_{S2}(t) + V_{S3}(t) \quad (\text{IX.2})$$

Onde:

$$V_{S1}(t) = V_{S1} \exp(j\omega_{S1}t) + V_{S1}^* \exp(-j\omega_{S1}t)$$

$$V_{S2}(t) = V_{S2} \exp(j\omega_{S2}t) + V_{S2}^* \exp(-j\omega_{S2}t)$$

$$V_{S3}(t) = V_{S3} \exp(j\omega_{S3}t) + V_{S3}^* \exp(-j\omega_{S3}t)$$

As correntes i_1 e i_2 são dadas por:

$$i_1(t) = I_1 \exp(j\omega_1 t) + I_1^* \exp(-j\omega_1 t) \quad (\text{IX.3})$$

$$i_2(t) = I_2 \exp(j\omega_2 t) + I_2^* \exp(-j\omega_2 t) \quad (\text{IX.4})$$

Tomando-se as equações nodais do circuito equivalente da Fig. IX.1, introduzindo-se (IX.1), (IX.2), (IX.3) e (IX.4), e, levando-se em consideração as hipóteses mencionadas anteriormente, podemos obter as potências dos sinais na saída do LPSF com frequências ω_1 , ω_2 , ω_3 , quando as potências dos sinais na entrada, com frequências ω_1 e ω_2 , são respectivamente P_1 e P_2 .

A potência P_{O1} de saída do sinal em ω_1 é dada por:

$$P_{O1} = \frac{P_{\text{crit}}}{L} \quad (\text{IX.5})$$

Onde:

L é a perda por inserção do dispositivo quando é aplicado na entrada apenas um sinal fraco

P_{crit} é a potência crítica de limitação de entrada, que é proporcional a $|I_{crit}|^2$.

$$I_{crit} = \frac{G_S G_I(0) a}{D \omega_1} \quad (IX.6)$$

Onde:

$$a = \left(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_2^2 + 1 \right)^{1/2}$$

α_1 , α_2 representam dessintonizações dos circuitos ressonantes em ω_{S1} e ω_1 respectivamente

$$\alpha_1 = \frac{B_I(0)}{G_I(0)}$$

$$\alpha_2 = \frac{B_S}{G_S}$$

A potência de saída P_{O2} do sinal em ω_2 é dada por

[1]:

$$\frac{P_{O2}}{P_2/L} = \left| \frac{Y_S V_2}{I_2} \right|^2 \quad (IX.7)$$

Onde:

$$\frac{Y_S V_2}{I_2} = \left[\frac{Y_I(\Delta) Y_I^*(-\Delta) + 2A G_I(0) Y_I(\Delta) (1 + j\alpha_2)}{(1 + \alpha_2)^2 - Y_I(0) Y_I^*(0)} \right] \frac{1}{F}$$

Sendo:

$$A = \left\{ \left(\frac{a^2 |I_1|^2}{|I_{crit}|^2} \right) - (\alpha_1 + \alpha_2)^2 \right\}^{1/2} - 1 + \alpha_1 \alpha_2$$

$$F = \frac{Y_I(\Delta) Y_I^*(-\Delta) + 2A G_I(0) \left\{ (1 + j\alpha_2) Y_I(\Delta) + (1 - j\alpha_2) Y_I^*(-\Delta) \right\}}{(1 + \alpha_2^2) + 2A G_I(0) - Y_I(0) Y_I^*(0)}$$

A potência de saída P_{O3} do sinal em $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ é dada por [1]:

$$\frac{P_{O3}}{P_2/L} = \left| \frac{Y_S V_3}{I_2^*} \right|^2 \quad (IX.8)$$

Onde:

$$\frac{Y_S V_3}{I_2^*} = \left\{ \frac{2A G_I(0) Y_I(0) (1 + j\alpha_2)}{(1 + \alpha_2^2)} \right\} \frac{1}{F^*}$$

Resultados foram obtidos das equações (IX.7) e (IX.8) para um sinal forte com potência de entrada $\frac{P_1}{P_{\text{crit}}} = 8$ para $\alpha_1 = -0,5$, $\alpha_2 = -0,5$, com $\Delta H_k = 0,5$ e para vários valores de $\omega_2 - \omega_1$ e são apresentados na Fig. IX.2.

Dessa figura observa-se que o sinal fraco em ω_2 é suprimido pelo sinal forte em ω_1 quando ω_2 se aproxima de ω_1 . Nota-se também que a supressão máxima não ocorre em $\omega_2 = \omega_1$. A assimetria observada de fato existe na prática, e, teoricamente foi levada em conta pela inclusão dos fatores α_1 e α_2 . Se α_1 e α_2 forem considerados iguais a zero, as equações (IX.7) e (IX.8) se reduzem a:

$$\frac{P_{O2}}{P_2/L} = \left\{ (\Delta^2 + 2A)^2 + 4\Delta^2 \left(\frac{P_1}{P_{\text{crit}}} \right) \right\} \frac{1}{B} \quad (\text{IX.9})$$

e

$$\frac{P_{O3}}{P_2 L} = \frac{4A^2}{B} \quad (\text{IX.10})$$

Onde:

$$A = \left(\frac{P_1}{P_{\text{crit}}} \right)^{1/2} - 1$$

$$B = \left\{ 4A \left(\frac{P_1}{P_{\text{crit}}} \right)^{1/2} - \Delta^2 \right\}^2 + 4\Delta^2 (2A + 1)^2$$

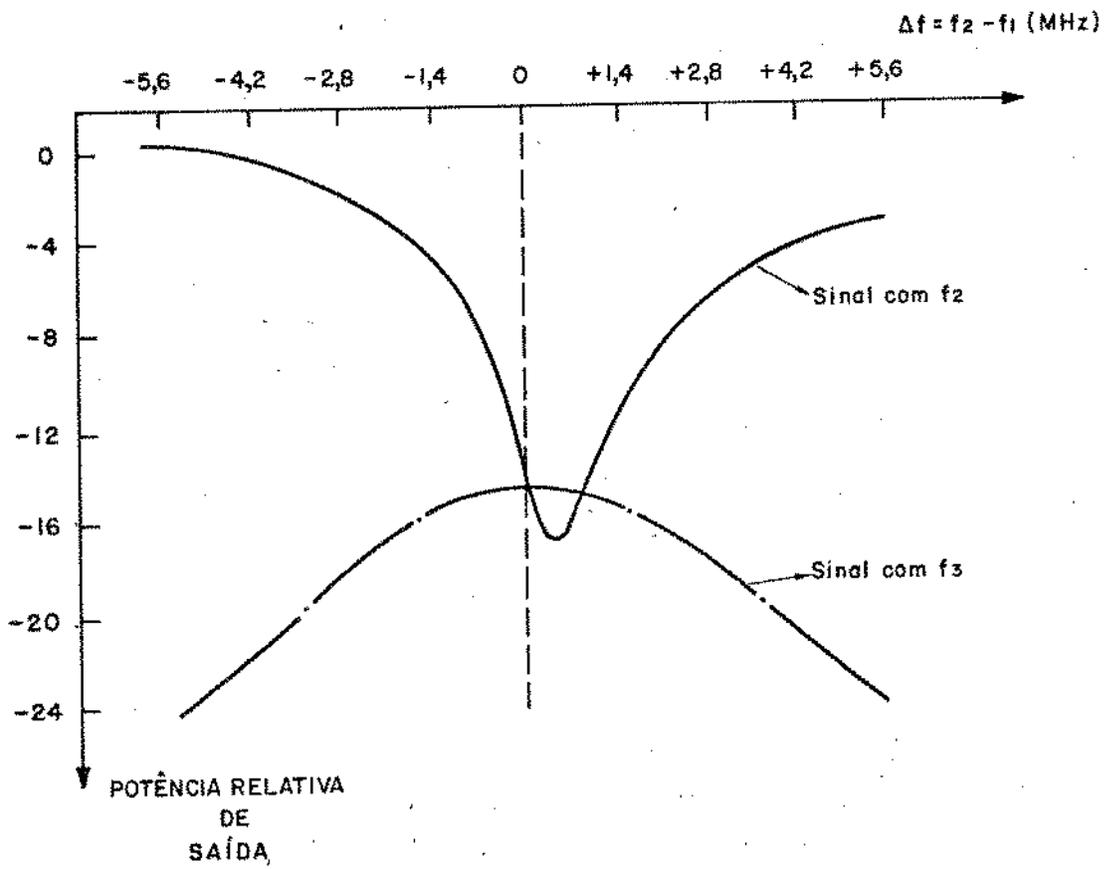


Fig.IX.2 - Valores calculados para as equações (IX.7) e (IX.8) quando

$$\frac{P_1}{P_{\text{crit}}} = 8, \quad \alpha_1 = \alpha_2 = -0,5 \quad \text{e} \quad \Delta H_k = 0,5.$$

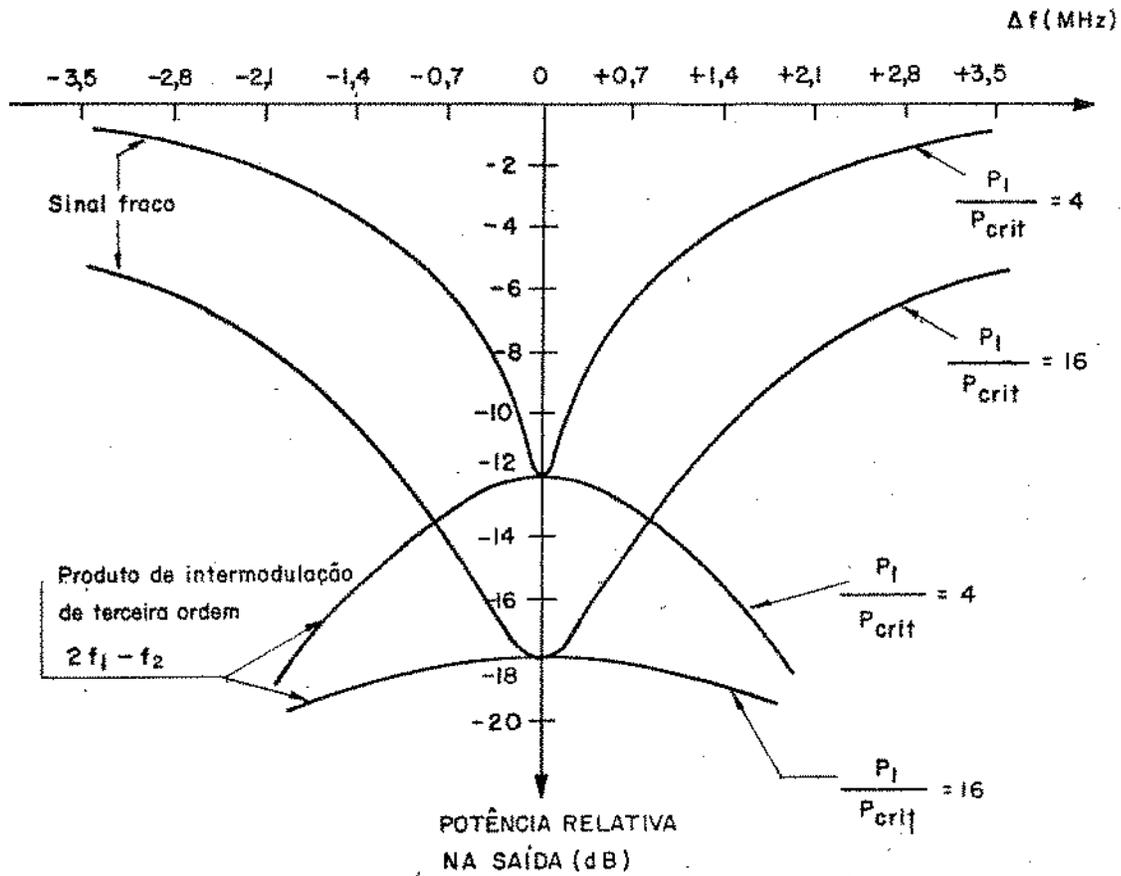


Fig.IX.3 - Supressão de um sinal fraco devido a presença de um sinal forte, em função da separação em frequência $\Delta f = f_2 - f_1$ onde f_2 é a frequência do sinal fraco e f_1 a frequência do sinal forte. Também é mostrado as amplitudes relativas na saída do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$. Estas curvas foram plotadas considerando $\Delta H_k = 0,5$.

As equações (IX.9) e (IX.10) foram plotadas na Fig. IX.3 para alguns valores de $\frac{P_1}{P_{crit}}$ e para vários valores de $\omega_2 - \omega_1$ quando $\Delta H_k = 0,5$.

Dessa figura nota-se que quando $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ a curva de supressão de um sinal fraco por um sinal forte é simétrica, e a supressão máxima ocorre quando $\omega_2 = \omega_1$.

IX.3 - MODELO PARA PREVER O COMPORTAMENTO DE LPSFs OPERANDO COM DOIS SINAIS FORTES APLICADOS NA SUA ENTRADA.

Quando dois sinais acima do nível de limitação são aplicados à entrada de um LPSF, o circuito equivalente para estudar o seu comportamento é apresentado na Fig. IX.4 [1].

Nessa figura:

I_1 e I_2 representam as fontes de corrente relativas aos sinais fortes nas frequências ω_1 e ω_2 respectivamente

Y_{TS} representa as admitâncias das fontes I_1 e I_2

Y_{TI1} representa a admitância de um circuito ressonante RLC paralelo correspondendo ao modo subharmônico de spin na frequência $\omega_{S1} = \frac{\omega_1}{2}$, onde ω_1 é a frequência de um dos sinais fortes

Y_{TI2} representa a admitância de um circuito ressonante RLC paralelo correspondendo ao modo subharmônico de spin na frequência $\omega_{S2} = \frac{\omega_2}{2}$, onde ω_2 é a frequência de um sinal forte.

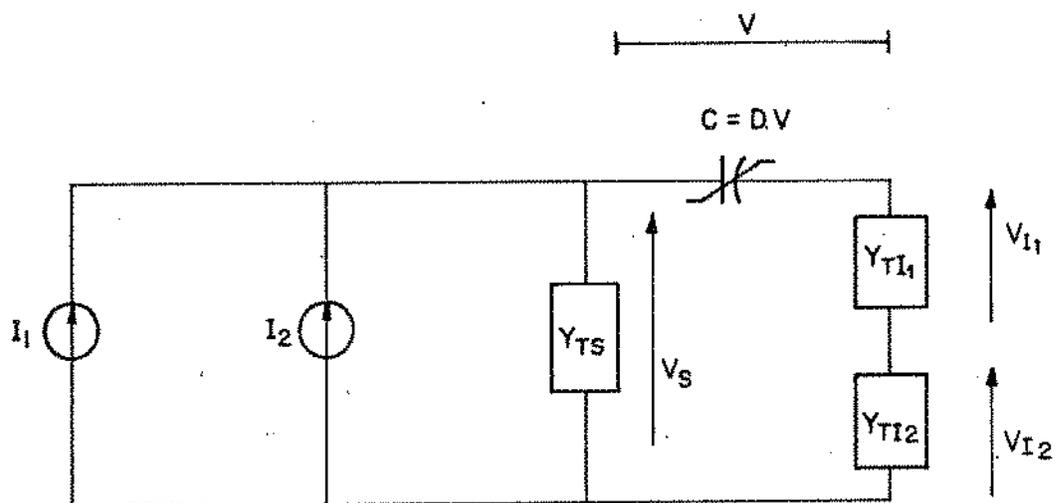


Fig.IX.4 - Modelo para estudar o comportamento de LPSFs com dois sinais fortes aplicados a sua entrada.

Para a solução das equações nodais do circuito da Fig.IX.4 é conveniente que sejam feitas as seguintes hipóteses:

1) As frequências existentes no circuito são as frequências ω_1 e ω_2 dos sinais fortes, as frequências $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ e $\omega_4 = 2\omega_2 - \omega_1$ dos produtos de intermodulação de terceira ordem e as frequências subharmônicas $\omega_{S1} = \omega_1/2$, $\omega_{S2} = \omega_2/2$, $\omega_{S3} = \omega_1 - \frac{\omega_2}{2}$, $\omega_{S4} = \omega_2 - \frac{\omega_1}{2}$, $\omega_{S5} = \frac{3\omega_1}{2} - \omega_2$ e $\omega_{S6} = \frac{3\omega_2}{2} - \omega_1$.

2) A admitância Y_{TS} é um curto circuito para todas as componentes subharmônicas

3) Para cada frequência genérica ω_i das dez frequências mencionadas na primeira hipótese, a correspondente voltagem é expressa por:

$$V_i = V_i \exp(j\omega_i t) + V_i^* \exp(-j\omega_i t) \quad (\text{IX.11})$$

4) As correntes i_1 e i_2 são dadas por (IX.3) e (IX.4)

5) A admitância Y_{TI1} só não é considerada um curto circuito para as frequências ω_{S1} , ω_{S4} e ω_{S5}

6) A admitância Y_{TI2} só não é considerada um curto circuito para as frequências ω_{S2} , ω_{S3} e ω_{S6}

7) Os Q's dos circuitos sintonizados em ω_1 e ω_2 são bem menores que os Q's dos circuitos subharmônicos sintonizados em ω_{S1} e ω_{S2} , de maneira que é válida a aproximação:

$$Y_{TS}(\omega_1) \equiv Y_{TS}(\omega_2) \equiv Y_{TS}(\omega_3) \equiv Y_{TS}(\omega_4) \equiv Y_S = G_S + jB_S \quad (\text{IX.12})$$

8) A voltagem V_S é dada pela soma das voltagens nas frequências ω_1 , ω_2 , ω_3 e ω_4 .

9) A voltagem V_I é dada pela soma das voltagens nas seis frequências subharmônicas.

10) As amplitudes dos sinais fortes são iguais, de maneira que:

$$|I_1| = |I_2| = |I|$$

11) As admitâncias Y_{TI1} e Y_{TI2} são dadas por:

$$Y_{TI1}(\omega_{S1}) = Y_{I1}(0) = G_{I1}(0) + jB_{I1}(0)$$

$$Y_{TI1}(\omega_{S4}) = Y_{I1}(\Delta_1) = G_{I1}(\Delta_1) + jB_{I1}(\Delta_1)$$

$$Y_{TI1}(\omega_{S5}) = Y_{I1}(-\Delta_1) = G_{I1}(-\Delta_1) + jB_{I1}(-\Delta_1)$$

$$Y_{TI2}(\omega_{S2}) = Y_{I2}(0) = G_{I2}(0) + jB_{I2}(0)$$

$$Y_{TI2}(\omega_{S3}) = Y_{I2}(-\Delta_2) = G_{I2}(-\Delta_2) + jB_{I2}(-\Delta_2)$$

$$Y_{TI2}(\omega_{S6}) = Y_{I2}(\Delta_2) = G_{I2}(\Delta_2) + jB_{I2}(\Delta_2)$$

(IX.13)

Onde:

$$\Delta_1 = 2Q_{S1} \frac{(\omega_2 - \omega_1)}{\omega_1}$$

$$\Delta_2 = 2Q_{S2} \frac{(\omega_2 - \omega_1)}{\omega_2}$$

Q_{S1} e Q_{S2} são os Q's dos modos spin ressonantes nas frequências ω_{S1} e ω_{S2} , respectivamente.

12) São definidas três constantes para os desvios de sintonização dos circuitos ressonantes. São elas:

$$\alpha_{I1} = \frac{B_{I1}(0)}{G_{I1}(0)}$$

$$\alpha_{I2} = \frac{B_{I2}(0)}{G_{I2}(0)}$$

$$\alpha_2 = \frac{B_S}{G_S}$$

13) Para simplificar os cálculos faremos:

a) $\Delta_1 \cong \Delta_2 \cong \Delta$

b) $\alpha_{I1} = \alpha_{I2} = \alpha_2 = 0$

c) $|V_3| \cong |V_4| \cong |V_{S3}| \cong |V_{S4}| \cong |V_{S5}| \cong V_{S6}$

$$d) G_{I1} = G_{I2} = G_I$$

$$e) Y_{I2}(\Delta) = Y_{I1}(\Delta) = G_I(0) (1 + j\Delta)$$

Resolvendo-se as equações nodais do circuito da Fig. IX.4 e considerando-se todas as hipóteses mencionadas anteriormente, podemos obter os valores das potências P_{01} , P_{02} , P_{03} e P_{04} que são respectivamente as potências dos sinais em ω_1 , ω_2 , ω_3 e ω_4 , quando na entrada são aplicados dois sinais fortes em ω_1 e ω_2 , tendo potências iguais, $P_1 = P_2$ [1].

Logo:

$$P_{01} = P_{02} = \frac{P_{crit}}{L} \quad (IX.14)$$

Onde:

L é a perda por inserção de um sinal fraco aplicado na porta de entrada do LPSF

P_{crit} é a potência crítica de limitação na entrada, proporcional a $|I_{crit}|^2$.

$$I_{crit} = \frac{G_S G_I}{D \omega_1}$$

$$\frac{P_{03}}{P_2/L} = \frac{P_{04}}{P_1/L} = \frac{\left[\left(\frac{P_1}{P_{crit}} \right)^{1/2} - 1 \right]^2}{\left\{ \left(\frac{P_1}{P_{crit}} \right)^{1/2} - 0,5 - 0,5\Delta^2 \right\}^2 + \left(\frac{P_1}{P_{crit}} \right) \Delta^2} \quad (IX.15)$$

A equação (IX.15) é plotada na Fig.IX.5 para

$$\Delta H_k = 0,5 \cdot \frac{P_1}{P_{\text{crit}}} = \frac{P_2}{P_{\text{crit}}} = 16 \text{ e para vários valores de}$$

$$\omega_2 - \omega_1 \cdot$$

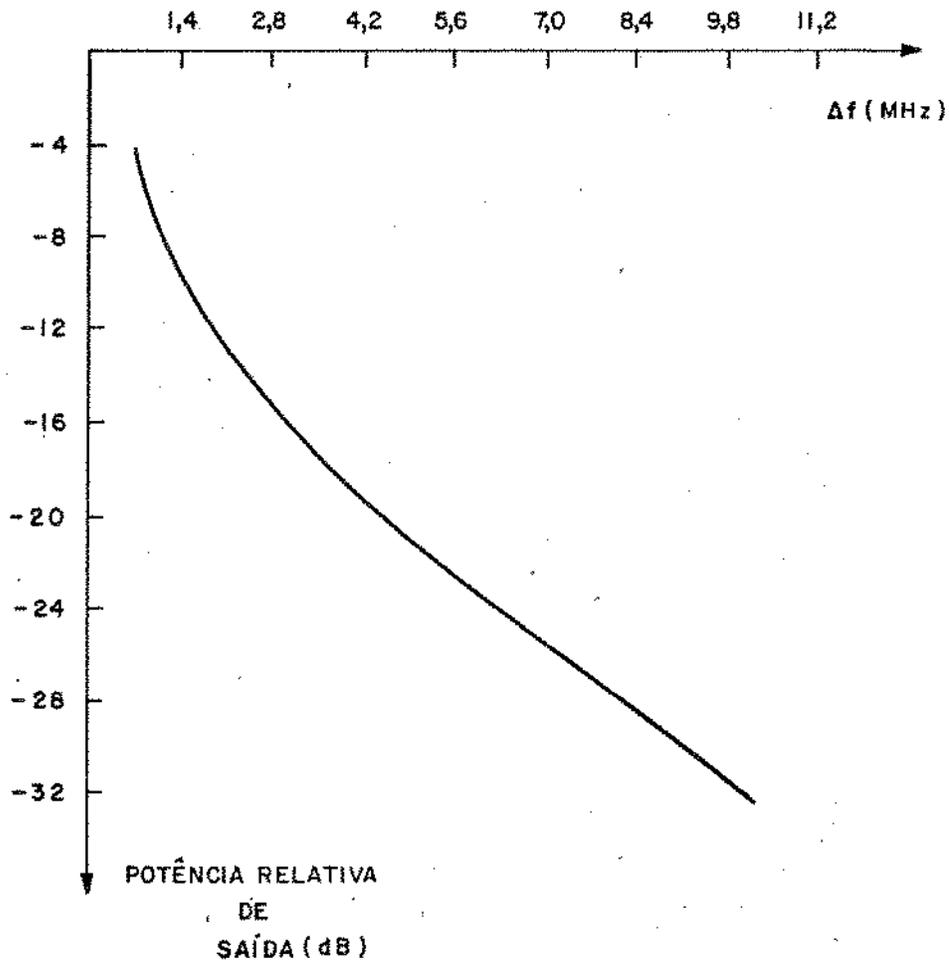


Fig.IX.5 - Curva da potência relativa na saída dos produtos de intermodulação de terceira ordem, quando são aplicados dois sinais fortes de igual amplitude na entrada do LPSF. Esta curva foi plotada para $\Delta H_k = 0,5$ e $\frac{P_1}{P_{crit}} = \frac{P_2}{P_{crit}} = 16$.

REFERÊNCIAS

- [1] A.J. Giarola, "A Review of the Theory, Characteristics, and Operation of Frequency Selective Limiters", Proc. IEEE , Vol.67, nº 10, pp.1380-1396, Outubro , 1979.
- [2] A.J. Giarola "Theory for the signal supression in ferrite frequency-selective limiters", Proc. Nat. Electronics Conf., Vol. 22, pp.44, Outubro, 1966.
- [3] A.J. Giarola, and D.R. Jackson, "Asymmetrical Signal Suppression in parametric limiters", Proc. IEEE (Letters) , Vol. 56, pp.1385-1386, Agosto, 1968.

CAPÍTULO X

PROJETO , CONSTRUÇÃO E AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DE LPSFs OPERANDO NOS MODOS DE COINCIDÊNCIA E RESSONÂNCIA SUBSIDIÁRIA.

X.1 - INTRODUÇÃO

Nos capítulos anteriores foram discutidos os principais fenômenos envolvidos nos limitadores de potência seletivos em frequência usando ondas spin em materiais ferrimagnéticos.

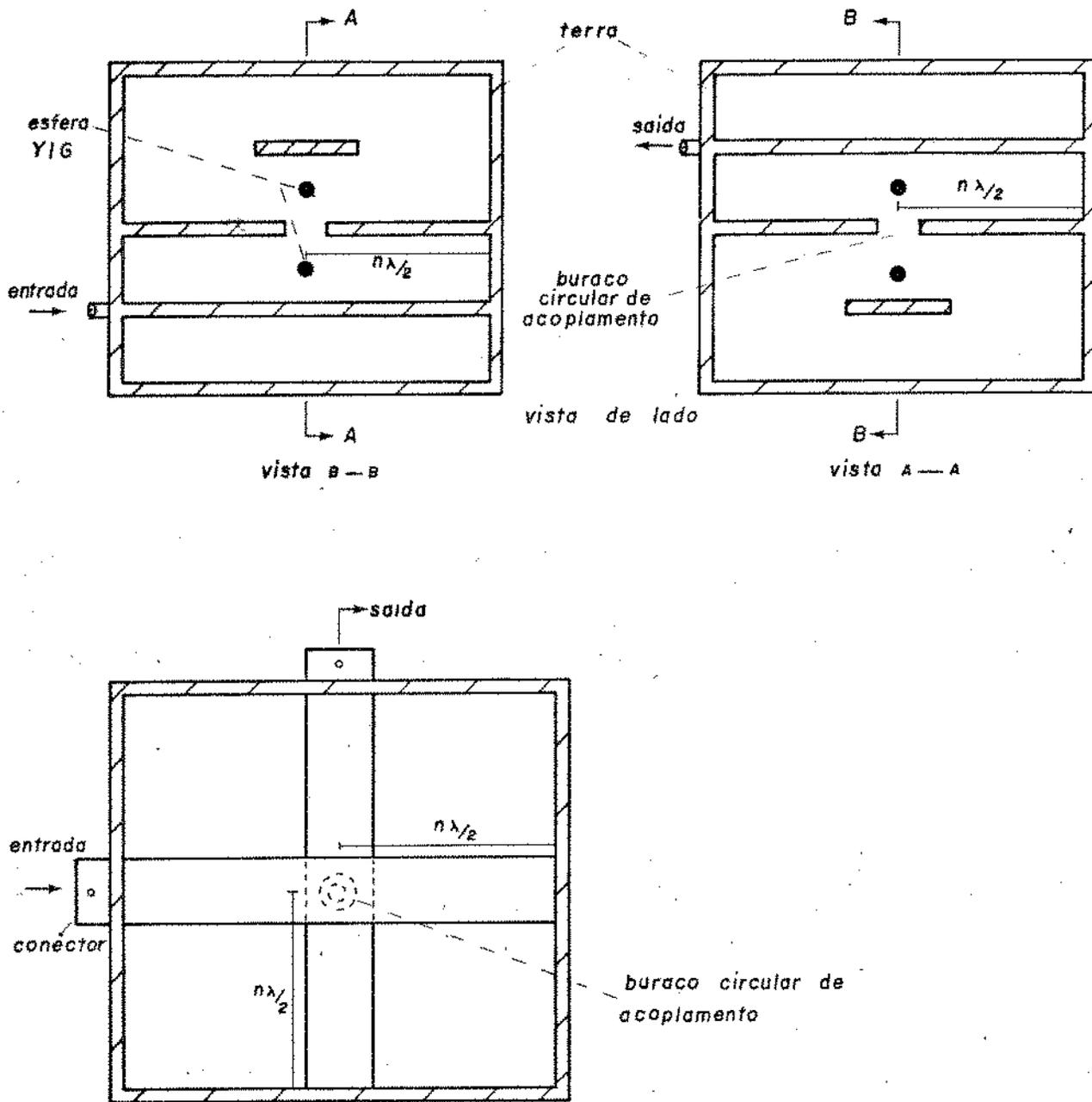
Também foram apresentados circuitos equivalentes de LPSFs usando ondas spin em esferas Y.I.G operando no modo de coincidência com sinais fracos e circuitos equivalentes de LPSFs operando nos modos de coincidência e ressonância subsidiária com sinais fortes. Neste capítulo serão descritos os protótipos construídos para que pudéssemos observar experimentalmente os fenômenos envolvidos e, a partir deles, concluir sobre a viabilidade de construção de tais limitadores para aplicação prática .

X.2 - PROJETO E CONSTRUÇÃO DA GEOMETRIA ESCOLHIDA COMO PROTÓTIPO PARA LPSFs USANDO ONDAS SPIN OPERANDO NO MODO DE COINCIDÊNCIA.

Na secção VII.2 estudamos algumas geometrias mais usadas como LPSFs operando no modo de coincidência. Dentre elas a da Fig.VII.2c foi selecionada e, por conveniência, é mostrada com mais detalhes na Fig.X.1 .

Neste ítem mostraremos todo o procedimento seguido para projetar e construir um protótipo dessa geometria. Por conveniência foi escolhida uma frequência central de projeto de 2000 MHz .

A geometria mostrada na Fig.X.1 apresenta algumas ca



vista de topo (nãõ sãõ mostrados os planos de terra superior, inferior e do meio)

Fig.X.1 - Geometria escolhida para protótipo experimental do LPSF operando no modo de coincidência.

racterísticas mencionadas anteriormente, que, por conveniência, são listadas a seguir:

1) Pelo fato das linhas de fita serem perpendiculares entre si, o acoplamento entre elas será muito baixo quando as esferas não estiverem em ressonância, garantindo assim uma boa isolamento fora da faixa de passagem.

2) Pelo fato das esferas estarem localizadas cada uma dentro de uma linha de fita, o campo magnético de RF visto por elas é uniforme, evitando assim o surgimento de modos magnetostáticos.

3) Com vimos no capítulo VIII, a faixa dinâmica de limitação é maior nessa geometria do que em geometrias que usam apenas uma esfera Y.I.G. Na verdade, quanto maior o número de ressoadores maior a faixa dinâmica de limitação.

Os materiais disponíveis para a fabricação do protótipo da geometria da Fig.X.1, são esferas Y.I.G monocristalinas e lâminas dielétricas cobreadas (copperclads) de fabricação nacional de utilização corrente para circuitos impressos. As características desses materiais são dadas nas Tabelas X.1 e X.2

TABELA X.1 - Características do dielétrico cobreado

ϵ_r	espessura do dielétrico h(mm)	espessura da fita de cobre s(mm)
4,4	1,53	0,04

TABELA X.2 - Características das esferas Y.I.G

Fabricante	Diâmetros (polegadas)	ΔH (oersteds)	ΔH_k (oersteds)	$4\pi M_0$ (gauss)
Watkins-Johnson	0,026	0,5	0,5	1780

O campo magnético C.C para ressoar as esferas foi obtido através de um imã permanente composto de duas peças polares de forma cilíndrica com 2,1 cm de diâmetro e 2,5 cm de altura. A curva de indução magnética B por distância d entre polos é mostrada na Fig. X.2.

A curva da Fig. X.2 foi obtida através de um Gaussmeter, de propriedade do Instituto Nacional de Pesquisas Especiais (INPE), cuja utilização nos foi gentilmente concedida.

O procedimento seguido para a construção do protótipo é descrito a seguir:

As impedâncias características Z_0 das linhas de fita foram escolhidas iguais a 50Ω . Cada linha de fita foi construída utilizando duas placas de dielétrico cobreado de 8,8 cm x 8,8 cm. Em cada placa foi impressa uma linha de fita condutora em um lado, através da utilização de alfacs e o método de corrosão com perclorato de ferro, e o outro lado ficou inteiramente cobreado. A seguir as duas placas foram justapostas de maneira que as fitas condutoras ficassem alinhadas.

Este processo é esquematizado na Fig. X.3.

As larguras w das fitas condutoras foram calculadas através da equação (X.1) [1]:

$$\frac{w}{b} = \left(\frac{1-t}{b} \right) \left[\frac{94.15}{Z_0 \sqrt{\epsilon_r}} - \frac{C'_f}{0.0885 \epsilon_r} \right] \quad (X.1)$$

Onde:

$$C'_f = \frac{0.0885 \epsilon_r}{\pi} \left[\frac{2}{1-t/b} \log_e \left(\frac{1}{1-t/b} + 1 \right) - \left(\frac{1}{1-t/b} - 1 \right) \log_e \left(\frac{1}{(1-t/b)^2} - 1 \right) \right] \frac{\text{PF}}{\text{CM}}$$

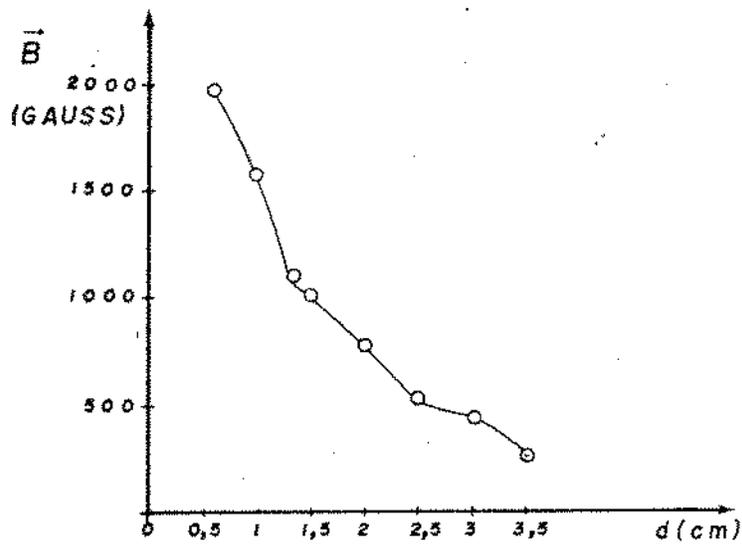


Fig.X.2 - Curva de indução magnética \vec{B} versus distância entre peças polares para o ímã permanente utilizado para sintonizar as esferas do protótipo construído para LPSF operando no modo de coincidência.

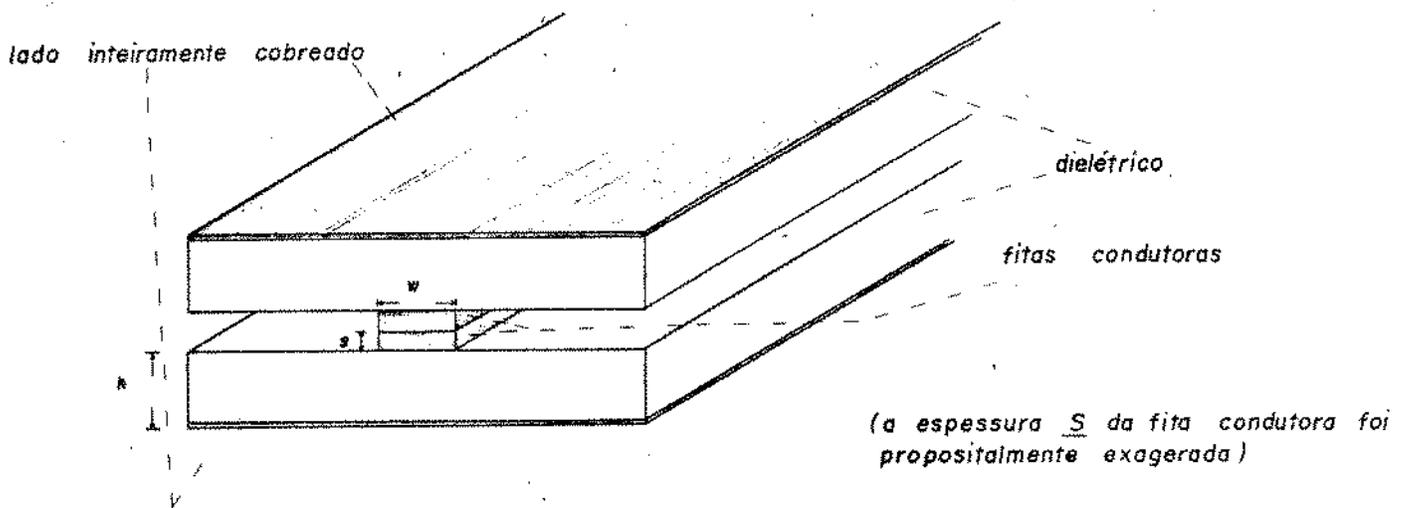


Fig.X.3 - Montagem das linhas de fita utilizadas na construção do protótipo do LPSF operando no modo de coincidência.

Onde:

- t é a espessura da fita condutora central
- b é a distância entre os planos de terra superior e inferior
- W é a largura da fita condutora central

Através dos dados da Tabela X.1 e observando-se a Fig.X.3, temos que:

$$t = 2S = 0,08 \text{ [mm]}$$

$$b = 2h + 2S = 3,14 \text{ [mm]}$$

Introduzindo-se os valores de t, b e ϵ_r em (X.1) temos que, para $Z_0 = 50\Omega$:

$$W = 1,26 \text{ mm}$$

Para a impressão das fitas condutoras foram utilizadas alfacs com 1,25 mm de largura.

Foram feitos curto circuitos nas linhas de fita para permitir posicionar as esferas Y.I.G a $\lambda/2$ de um curto circuito. Isto foi conseguido, levantando-se do dielétrico as fitas condutoras impressas nas placas que formam a linha de fita.

O dielétrico que ficava abaixo da fita foi lixado, permitindo que a fita condutora levantada fosse dobrada e soldada ao plano de terra. Assim, quando as placas impressas foram justapostas, a linha de fita central ficou curto circuitada com os planos de terra da estrutura.

Para possibilitar a integração das esferas Y.I.G nas linhas de fita foi feito um furo de 0,8 mm de profundidade por 1 mm

de diâmetro em uma placa impressa de cada estrutura em linha de fita. Este furo foi feito de maneira que seu centro fosse alinhado com o centro da linha de fita condutora e sua distância à extremidade em curto circuito fosse de $\lambda/2$. A profundidade do furo foi escolhida de maneira que, quando a estrutura fosse totalmente montada, as esferas Y.I.G tivessem a distância entre centros da ordem de 3 vezes o seu diâmetro, para que uma esfera não perturbasse o campo magnético visto pela outra [2]. A distância $\lambda/2$ foi calculada da equação:

$$\lambda/2 = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{V}{2f\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{X.2})$$

Onde:

λ_0 é o comprimento de onda no espaço livre

λ é o comprimento de onda na linha de fita

ϵ_r é a permissividade relativa do meio dielétrico da linha de fita

V é a velocidade de propagação no espaço livre

f é a frequência de projeto

Para $f = 2.000$ [MHz] temos:

$$\lambda/2 = \frac{3 \times 10^{10}}{2 \times 2 \times 10^9 \times \sqrt{4,4}} = 3,575 \text{ cm}$$

As esferas Y.I.G foram colocadas no furo sob a influência do campo magnético C.C das peças polares. Este procedimento possibilitou a obtenção da orientação [111] das esferas Y.I.G em uma di

reção paralela ao campo magnético das peças polares. A seguir, foi introduzido no furo um pedaço de fio de nylon de 1 mm de diâmetro que permitiu a fixação da esfera na estrutura.

A estrutura completa foi montada juntamente com duas peças de alumínio de 9 cm x 9 cm. Estas peças, além de servirem como blocos maciços para os planos de terra, também serviram como suporte das peças polares.

A sobreposição das linhas de fita superior e inferior foram realizadas de maneira que os furos onde estavam localizadas as esferas se sobrepusessem e as linhas condutoras centrais das linhas de fita fossem perpendiculares entre si. Com este tipo de montagem ficamos com três planos de terra e a sobreposição dos furos permitiram o acoplamento entre as esferas quando em ressonância. Os planos de terra superior, inferior e intermediário foram interligados por papel de alumínio bem fino.

As peças de alumínio foram construídas com suportes para as peças polares. Esses suportes permitem que as peças polares sejam deslocadas de maneira a variar a distância entre elas. Um esquema desse suporte é mostrado na Fig. X.4 .

Os conectores de entrada e saída são conectores do tipo BNC.

X.3 - PREVISÃO TEÓRICA DO FUNCIONAMENTO DO PROTÓTIPO MONTADO PARA LPSFs NO MODO DE COINCIDÊNCIA.

Neste ítem, procuraremos prever o funcionamento do protótipo projetado e construído no ítem X.1 , através das equações apresentadas nos capítulos VII e VIII. Essas equações são válidas quando os dois ressoadores Y.I.G tiverem a mesma frequência de ressonância. Como as esferas Y.I.G foram integradas à estrutura de mo-

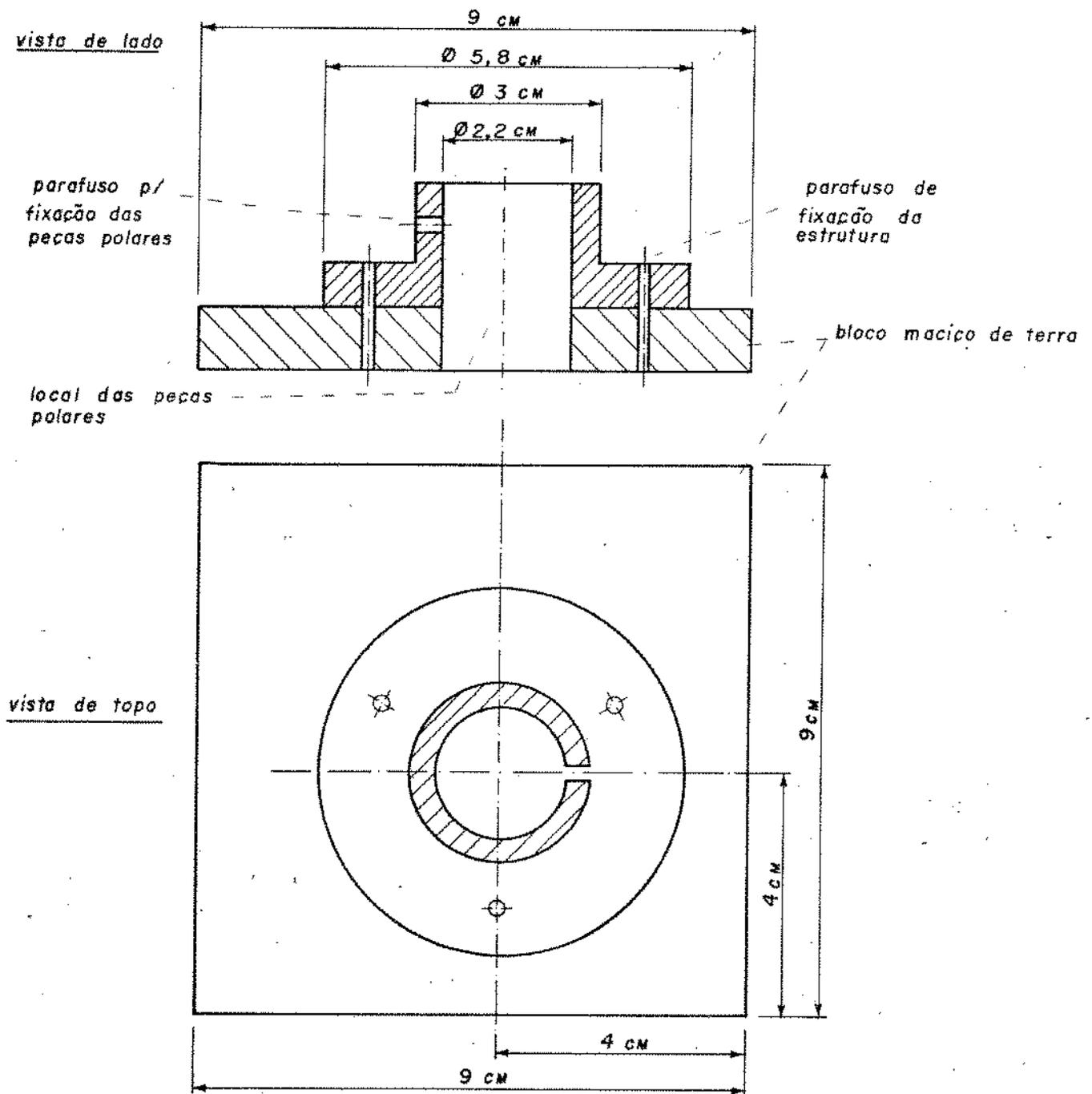


Fig.X.4 - Esquema das peças de alumínio utilizadas na construção do LPSF operando no modo de coincidência.

do que suas direções [111] ficassem paralelas ao campo magnético C.C. H_0 , ambas terão a mesma frequência de ressonância f_0 dada por [capítulo III]:

$$f_0 = 2,8 \left(H_0 - \frac{4}{3} \frac{K_1}{M_0} \right) \text{MHz} \quad (\text{X.3})$$

Onde:

H_0 é o valor do campo magnético C.C. em oersteds

$\frac{K_1}{M_0}$ é a constante de anisotropia de primeira ordem em oersteds.

Um valor típico de K_1/M_0 para o Y.I.G é - 43 oersteds.

Logo; para $f_0 = 2000$ MHz temos que:

$$H_0 = \frac{2000}{2,8} - \frac{4}{3} \cdot 43 = 656,95 \text{ oersteds}$$

Pela Fig.X.2 vemos que a distância entre os pólos do imã de polarização deve ser entre 2,2 e 2,5 cm.

Para prevermos o funcionamento do protótipo em sinais abaixo do nível crítico de limitação, usaremos as equações do capítulo VII. Consideraremos a condição de acoplamento crítico; e mais tarde, a partir dos valores medidos em laboratório, concluiremos a validade do método teórico desenvolvido.

A partir da equação (VII.34), podemos calcular a perda por inserção na frequência central f_0 , como:

$$L_A(\text{dB}) = 10 \log \left[\left(1 + \frac{Q_e}{Q_u} \right)^2 \right] \quad (\text{X.4})$$

Onde:

Q_e é o fator de mérito externo da esfera Y.I.G

Q_u é o fator de mérito sem carga da esfera Y.I.G

O valor de Q_e pode ser calculado da equação (VII.28), pois no protótipo construído as esferas Y.I.G estão localizadas a $\lambda/2$ do curto circuito na extremidade da linha de fita.

Assim:

$$Q_e = \frac{(120\pi)^2 d^2}{\mu_0 \omega_M V_M Z_0 \epsilon_r} \quad (X.5)$$

A partir dos dados das Tabelas X.1 e X.2 temos que:

- A distância da fita condutora central ao plano de terra na estrutura de linha de fita $d = 1,53 \times 10^{-3}$ m

- O diâmetro da esfera Y.I.G d_M é igual a 0.66 mm.

Portanto:

$$V_M = \frac{\pi}{6} (d_M)^3 = 0,1505 \times 10^{-9} \text{ m}$$

- A magnetização de saturação $4\pi M_0 = 1780$ gauss

Portanto:

$$\omega_M = \gamma 4\pi M_0 = 2,8 \times 2\pi \times 10^6 \times 1780 = 31315,3 \times 10^6 \text{ rad/s.}$$

- A permeabilidade no vácuo $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ henry/metro

- A impedância característica da linha de fita $Z_0 = 50\Omega$

- A permissividade relativa do meio dielétrico da linha de fita $\epsilon_r = 4,4$

Substituindo esses valores na equação (X.5) obtemos:

$$Q_e = 255,286$$

Como mencionado no capítulo VII, a presença do buraco circular de acoplamento, segundo valores medidos por Carter [3], causa um aumento de cerca de 25% no valor de Q_e dado pela equação (X.5). Portanto o valor real de Q_e será aproximadamente:

$$Q_e = 319,1$$

O valor do fator de mérito sem carga Q_u será computado a partir das observações de Rossol [4]. Segundo observações de Rossol o valor da largura de linha ΔH do modo uniforme varia com a frequência na região de baixas frequências de microondas. Segundo os dados experimentais de Rossol, na frequência de 2 GHz, uma esfera Y.I.G monocristalina com a direção [111] paralela ao campo magnético C.C H_0 , apresenta um valor de largura de linha do modo uniforme (Fig.VII.10):

$$\Delta H = 0,9 \text{ oersteds}$$

Da equação (VII.15) temos que:

$$Q_u = \frac{f_0}{2,8\Delta H} \quad (X.6)$$

Logo, para $f_0 = 2000$ MHz

$$Q_u = \frac{2000}{2,8 \times 0,9} \quad Q_u = 793,6$$

Substituindo-se os valores de Q_u e Q_e na equação (X.4), obtemos o valor da perda por inserção L_A quando as esferas Y.I.G es tiverem sintonizadas na frequência $f_0 = 2000$ MHz.

Logo:

$$L_A(f_0) = 2,9356 \text{ dB}$$

A faixa de passagem do dispositivo pode ser calculada a partir da equação (VII.35):

$$\Delta f = \sqrt{2} \cdot f_0 \left[\frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_u} \right] \quad (\text{X.7})$$

Substituindo-se os valores de Q_e , Q_u e da frequência central $f_0 = 2000$ MHz obtemos:

$$\Delta f = 12,43 \text{ MHz}$$

Os valores de $P_{e_{\text{crit}_1}}$, P_{13} e P_{12} , mostrados na Fig.VIII.3 , podem ser calculados das equações deduzidas no capítulo VIII.

Assim:

$$P_{e_{\text{crit}_1}} = \frac{2 \mu_0 V_M \omega^2}{\omega_M} \left(\frac{1}{4Q_e} + \frac{1}{2Q_u} + \frac{1}{4} \frac{Q_e}{Q_u^2} \right) \left(\frac{\Delta H_k \times 79,58}{1 + e_k} \right)^2 \quad (\text{X.8})$$

Onde:

e_k é a elipticidade da onda spin dada por:

$$e_k = \sqrt{\frac{\omega_M}{2\omega} + 1} - \frac{\omega_M}{2\omega}$$

Portanto, substituindo em (X.8) os valores de Q_e , Q_u , ΔH_k e outros parâmetros que foram calculados anteriormente, obtemos para a frequência de 2000 MHz que:

$$P_{e_{crit_1}} = -25,9 \text{ dBm}$$

O valor de P_{1_3} pode ser calculado da expressão:

$$P_{1_3} = \frac{4 \mu_o V_M Q_e \omega^2}{\omega_M Q_u^2} \left(\frac{\Delta H_k \times 79,58}{1 + e_k} \right)^2 \quad (X.9)$$

Substituindo em (X.9) os valores de Q_e , Q_u , ΔH_k e os outros parâmetros que foram calculados anteriormente, obtemos para a frequência de 2000 MHz que:

$$P_{1_3} = -27,75 \text{ dBm}$$

O valor de P_{1_2} pode ser calculado da expressão:

$$P_{1_2} \text{ (dBm)} = P_{e_{crit_1}} \text{ (dBm)} - L_A \text{ (dB)} \quad (X.10)$$

Onde:

L_A (dB) foi calculado de (X.4)

Logo:

$$P_{12} = -28,8 \text{ dBm}$$

X.4 - AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DO COMPORTAMENTO DO PROTÓTIPO CONSTRUÍDO PARA LPSFs OPERANDO NO MODO DE COINCIDÊNCIA.

Para a avaliação experimental do protótipo construído na seção X.2 , foram realizadas algumas medidas em laboratório .

Foram elas:

1 - Medidas da isolação entre as linhas de fita versus frequência, com as esferas Y.I.G integradas ao protótipo mas sem a influência do imã de polarização

2 - Medidas de perda por inserção versus frequência com o protótipo sintonizado na frequência de projeto e em algumas frequências diferentes das de projeto

3 - Medidas de curvas de limitação

4 - Medidas de supressão de sinais fracos por sinais fortes (sinais acima do nível de limitação)

5 - Medidas de supressão de sinais fortes por sinais fracos

6 - Medidas de produtos de intermodulação.

Para a realização das medidas do ítem 1 foi usada a montagem apresentada na Fig.X.5. Os resultados obtidos são mostrados na Fig.X.6.

Para as medidas de perda por inserção versus frequên-

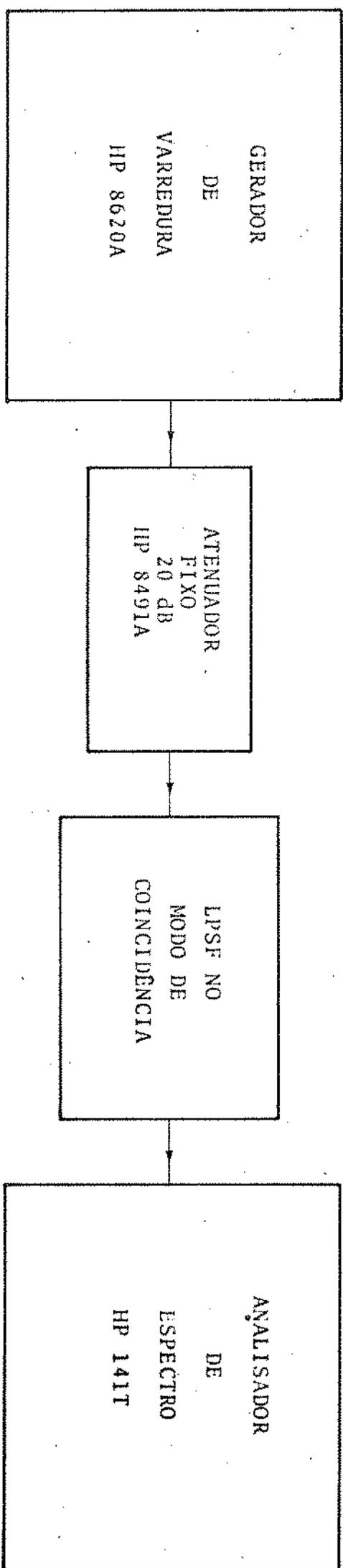


Fig.X.5 - Montagem utilizada para medidas de isolamento versus frequência, sem a influência do ímã de polarização, no LPSF projetado para operar no modo de coincidência.

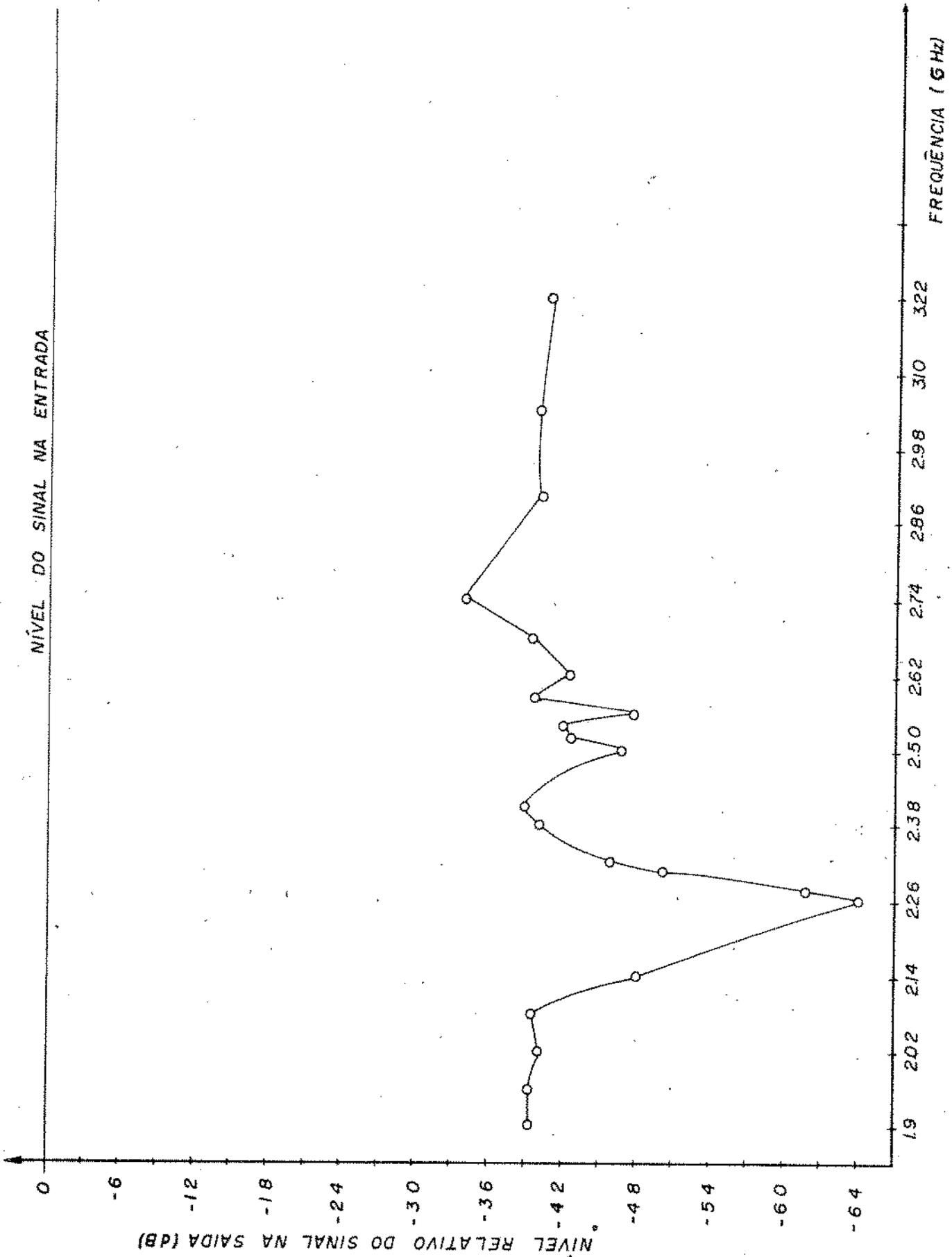


Fig.X.6 - Curva experimental da isolação entre as linhas de fita versus frequência para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sem a influência do ímã de polarização.

cia foi utilizado a montagem da Fig.X.7. A sintonia do protótipo foi obtida seguindo o procedimento que descreveremos a seguir:

a) Aplicou-se um sinal de RF em uma frequência desejada na entrada do LPSF com um nível de potência bem baixo, para assim se evitar o funcionamento do dispositivo na região de limitação. Neste caso, optamos por um nível de -38 dBm.

b) Variou-se a distância entre os polos do ímã de polarização até se obter um nível máximo de sinal na saída do LPSF. Fixaram-se os polos nessa posição.

Foram obtidas curvas de perda por inserção versus frequência com o protótipo sintonizado nas frequências de 2000 MHz (Fig. X. 8), 2050MHz (Fig.X.9), 2220 MHz (Fig.X.10) e 2400 MHz (Fig.X.11)

Para a medida das curvas de limitação foi usada a montagem mostrada na Fig.X.12. O gerador utilizado nesta montagem possui um atenuador variável para o sinal de saída. No entanto, este atenuador precisou ser calibrado, pois foi constatado que a sua indicação não é correta. Foram obtidas curvas de limitação com o protótipo sintonizado nas frequências de 2000 MHz (Figs.X.13 e X.14) e 2050 MHz (Fig.X.15).

Para a medida da supressão de um sinal fraco por um sinal forte foram aplicados ao protótipo dois sinais de RF conforme a montagem descrita na Fig.X.16 . O sinal forte foi mantido fixo na frequência de sintonia de 2000 MHz com a potência de entrada variando além do nível de entrada no qual começa a ocorrer o fenômeno de limitação de potência P_{crit} . O sinal fraco foi mantido com um nível de entrada de -38 dBm e a frequência foi variada em torno de 2000 MHz. A atenuação relativa do sinal fraco foi plotada segundo a fórmula abaixo:

$$\text{Atenuação relativa (dB)} = - \left[\text{Perda por inserção do sinal fraco sem a aplicação do sinal forte (dB)} - \text{Perda por inserção do sinal fraco com o sinal forte aplicado (dB)} \right].$$

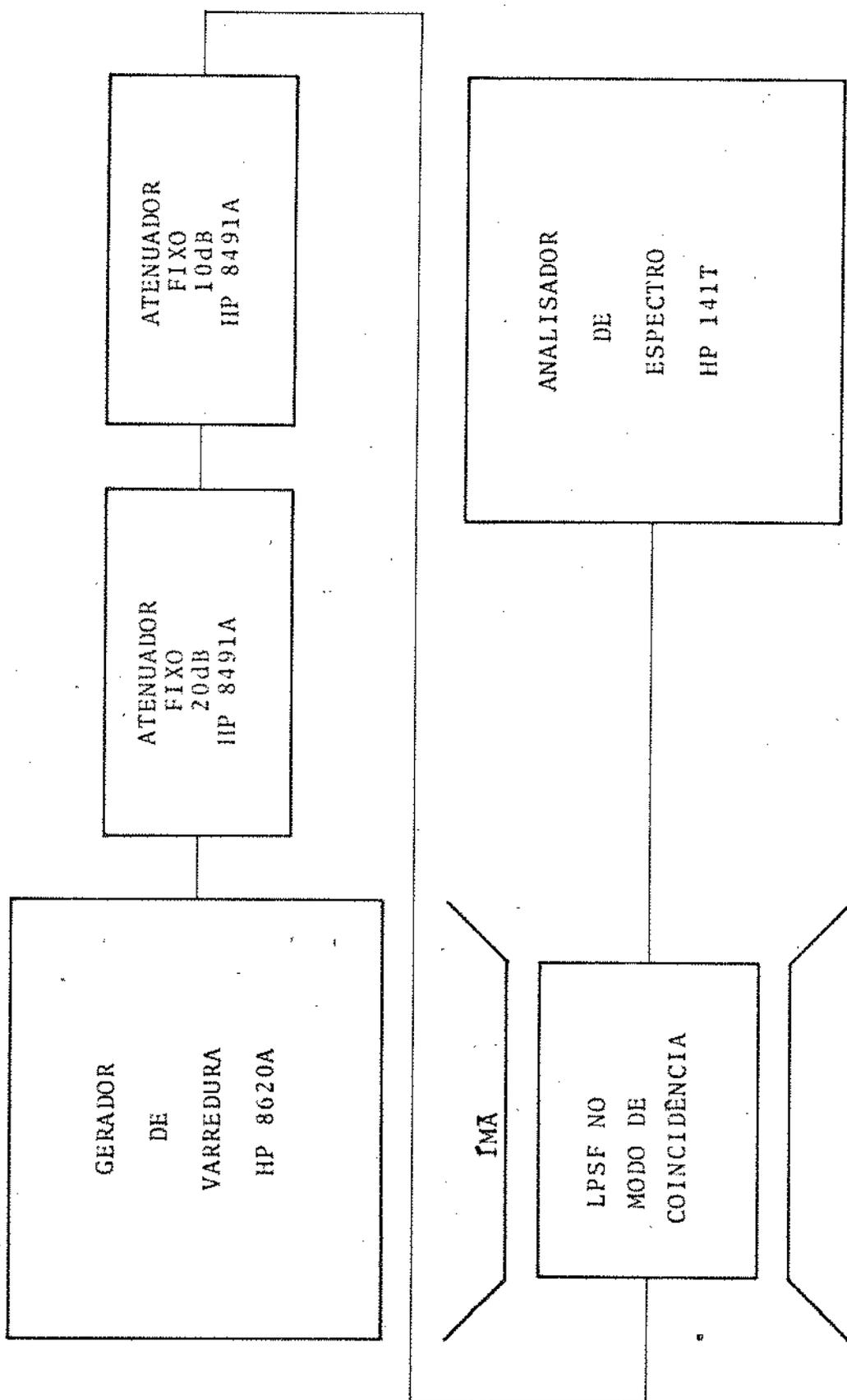


Fig.X.7 - Montagem utilizada para as medidas de perda por inserção versus frequência no LPSF projetado para operar no modo de coincidência, com o ímã adequadamente ajustado para a condição de operação.

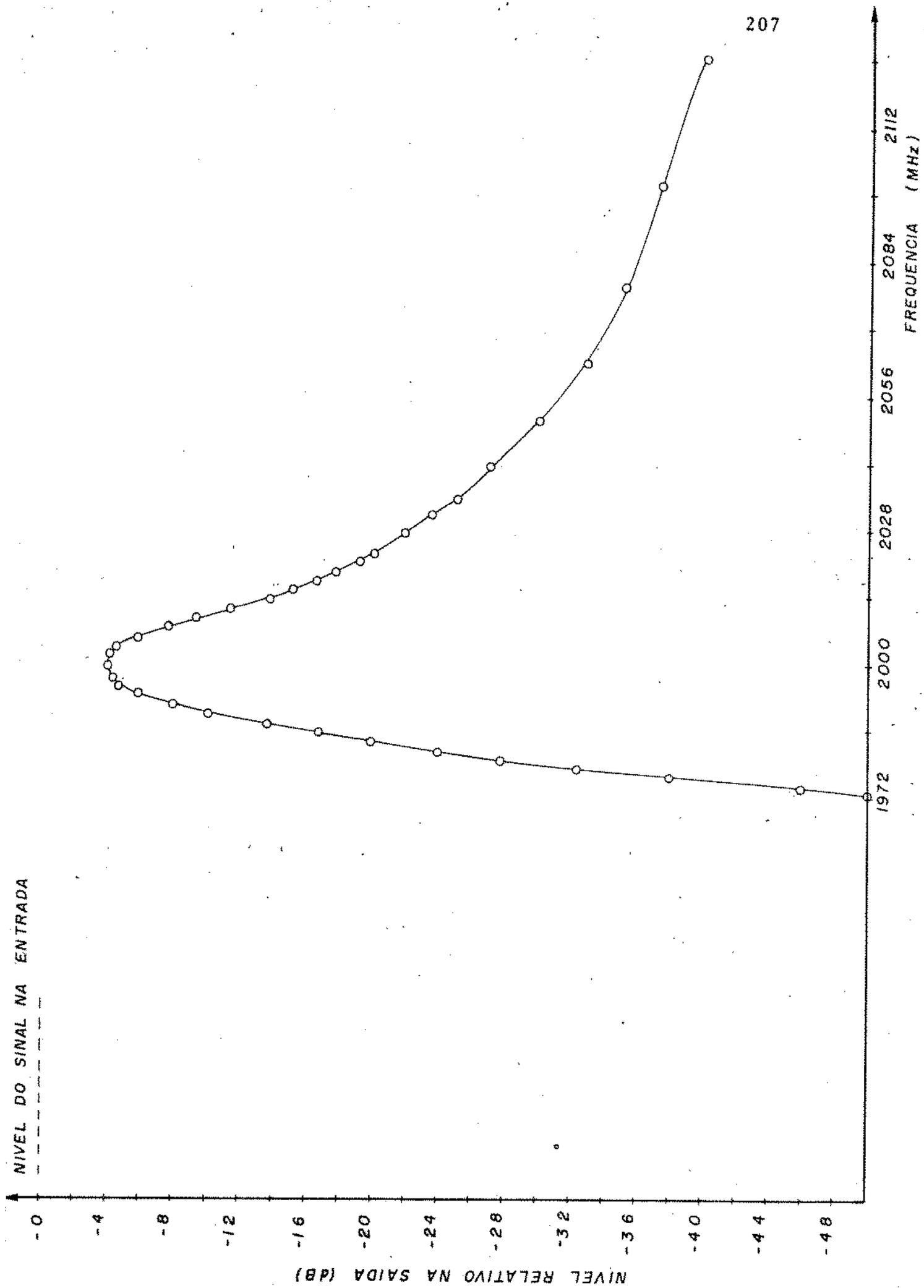


Fig.X.8 - Curva experimental da perda por inserção versus frequência para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

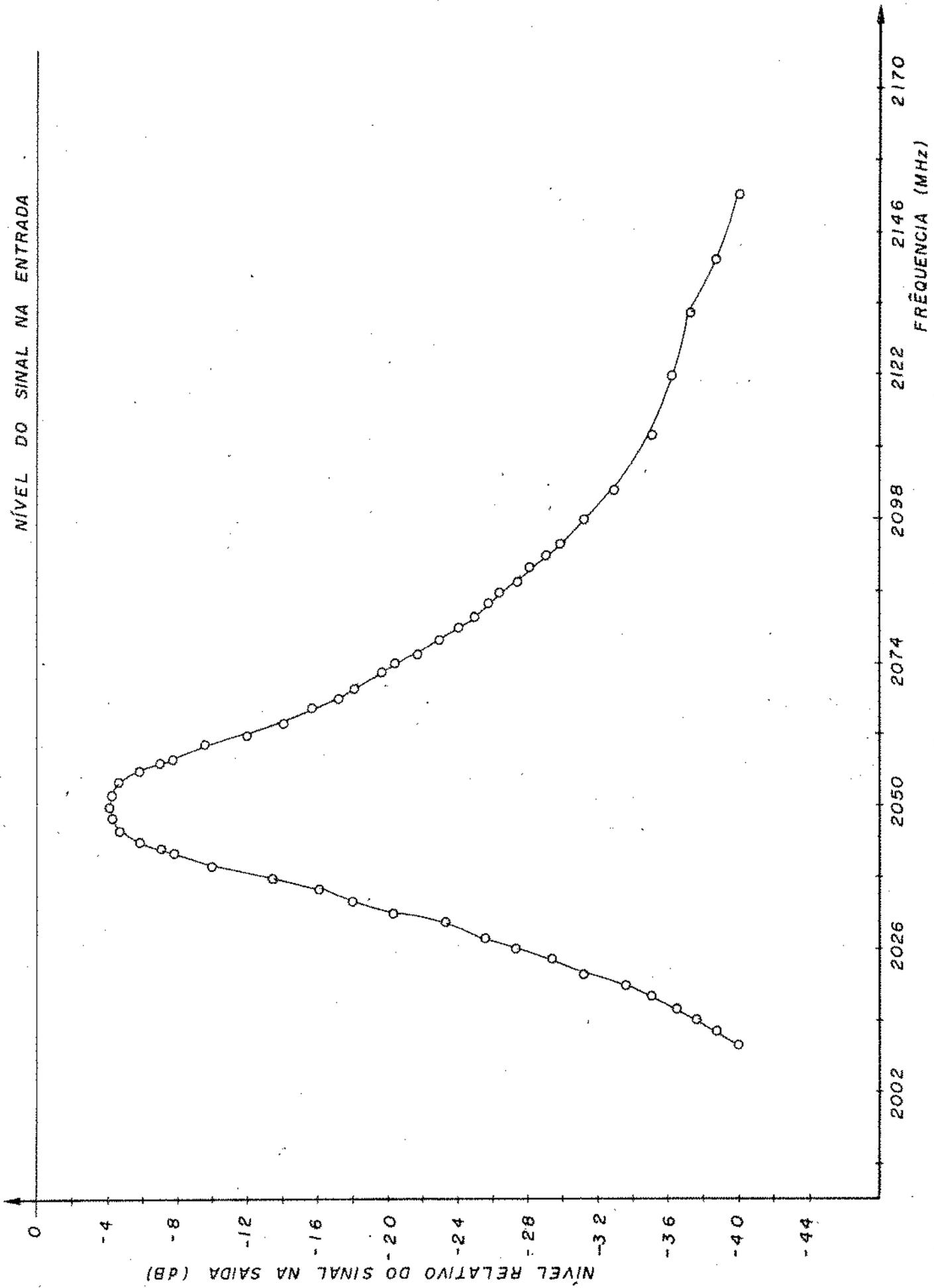


Fig.X.9 - Curva experimental da perda por inserção versus frequência para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2050 MHz.

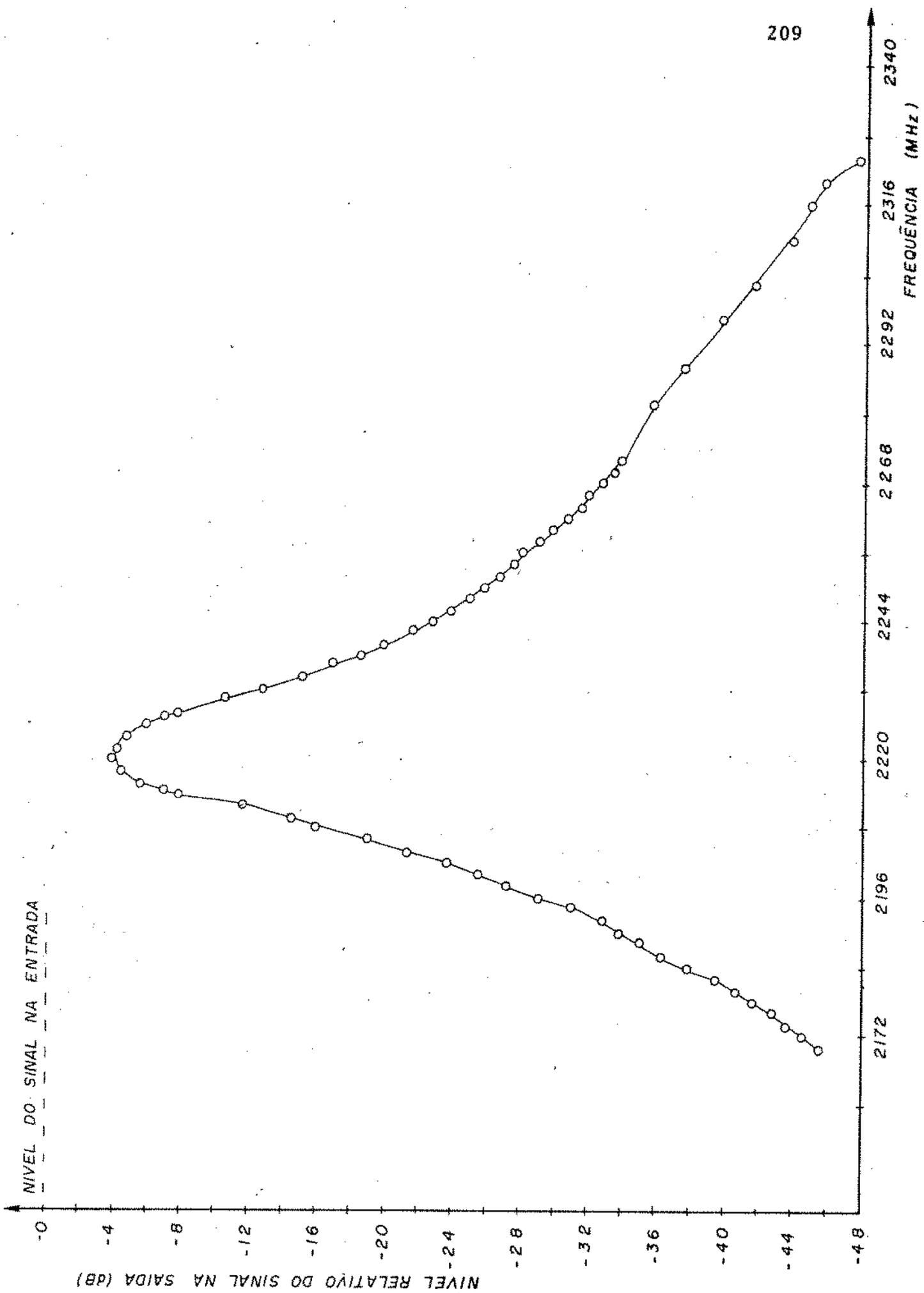


Fig.X.10 - Curva experimental da perda por inserção versus frequência do protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2220 MHz.

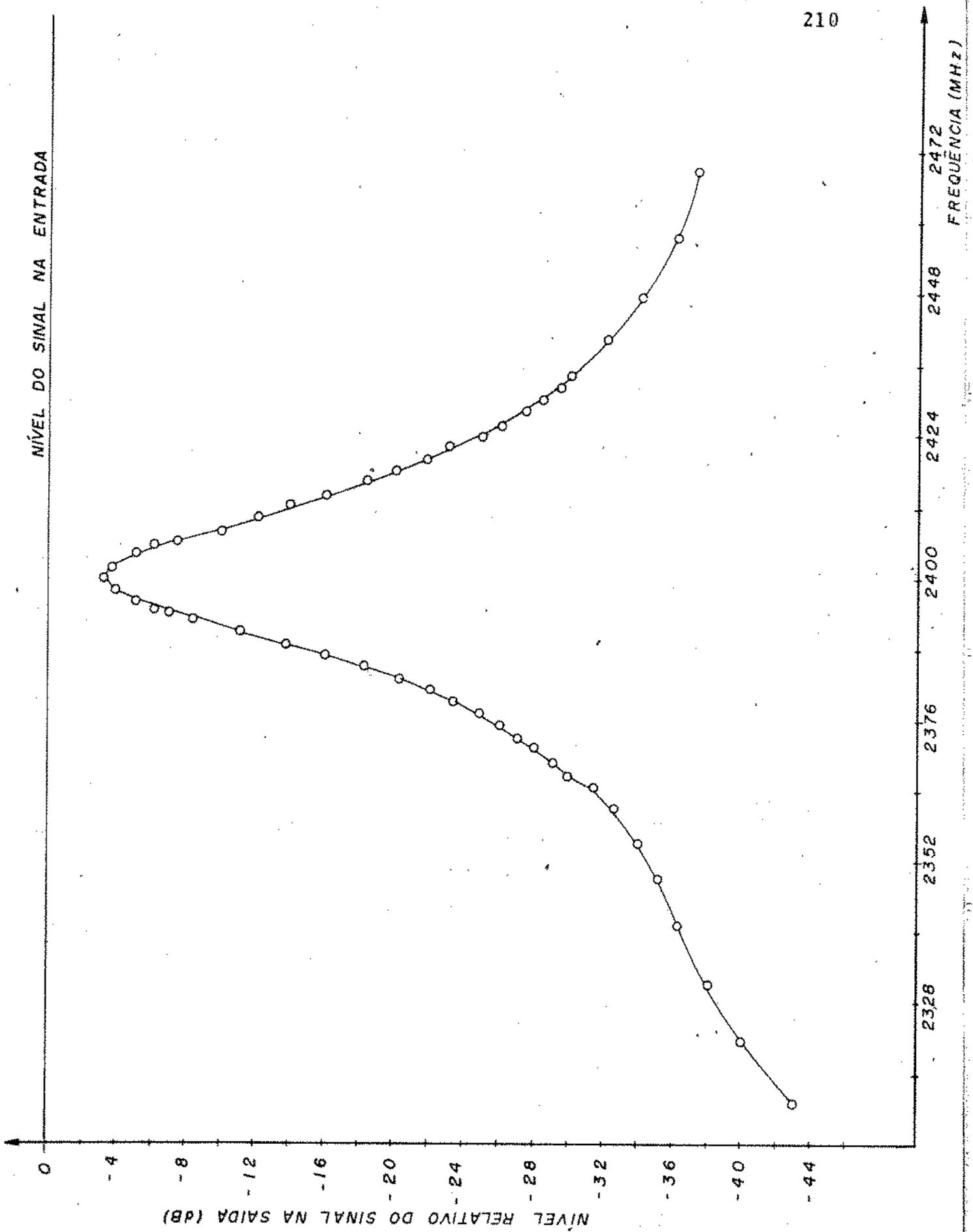


Fig.X.11 - Curva experimental da perda por inserção versus frequência para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2400 MHz.

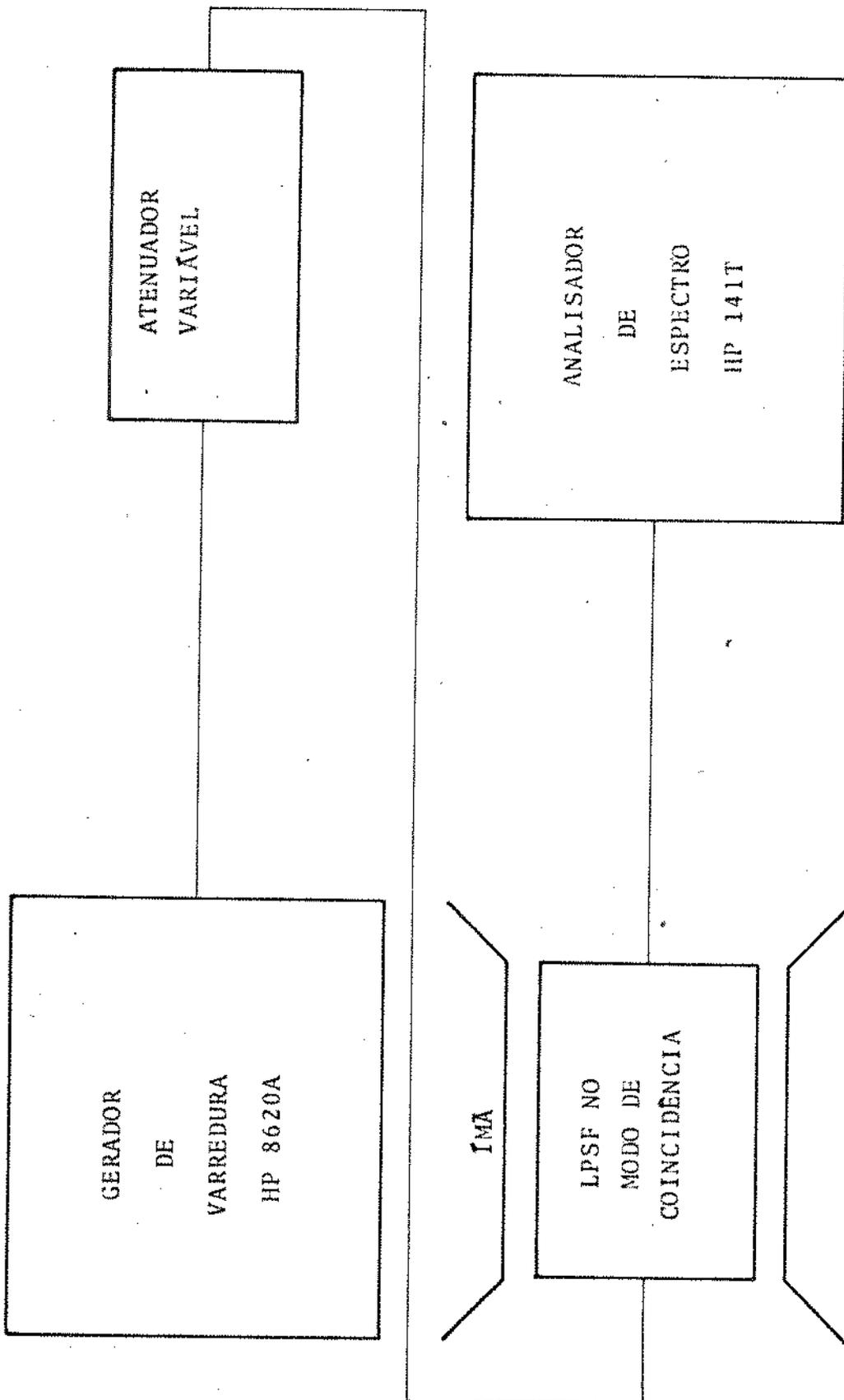


Fig.X.12 - Montagem utilizada para as medidas das curvas de limitação no LPSF operando no modo de coincidência.

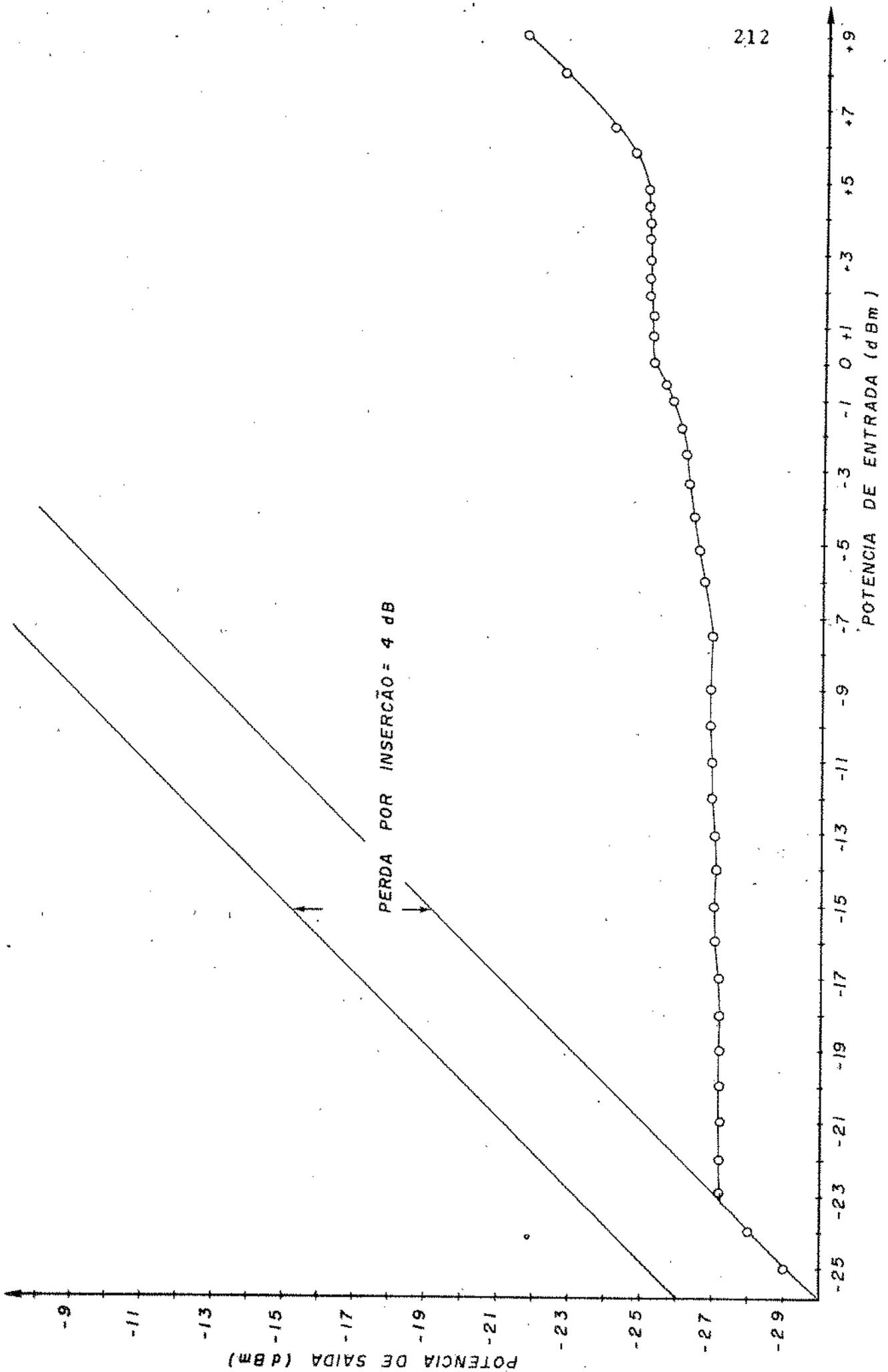


Fig.X.13 - Curva de limitação obtida para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

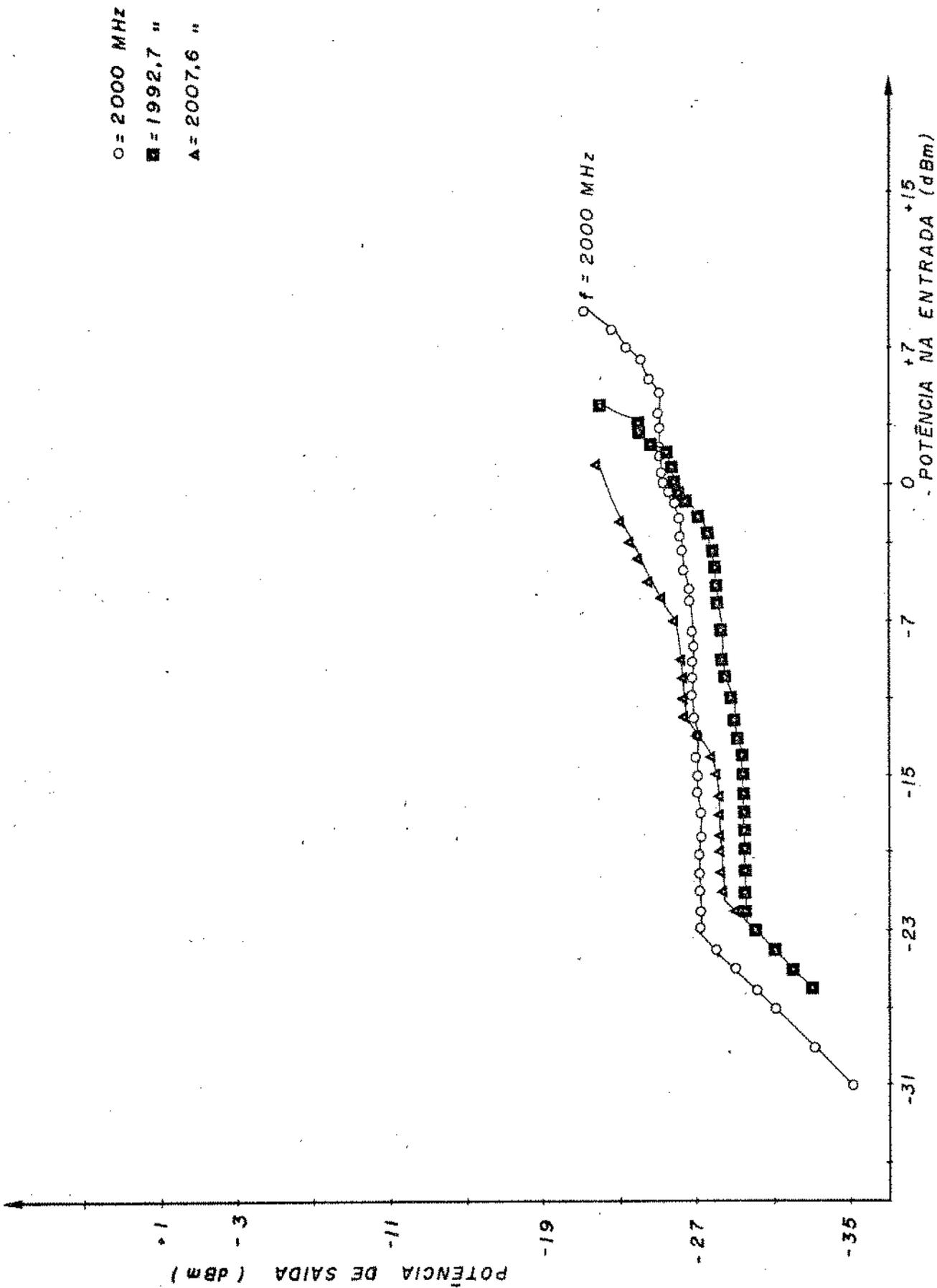


Fig. X.14 - Família de curvas experimentais de limitação para frequências dentro da faixa de passagem do protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

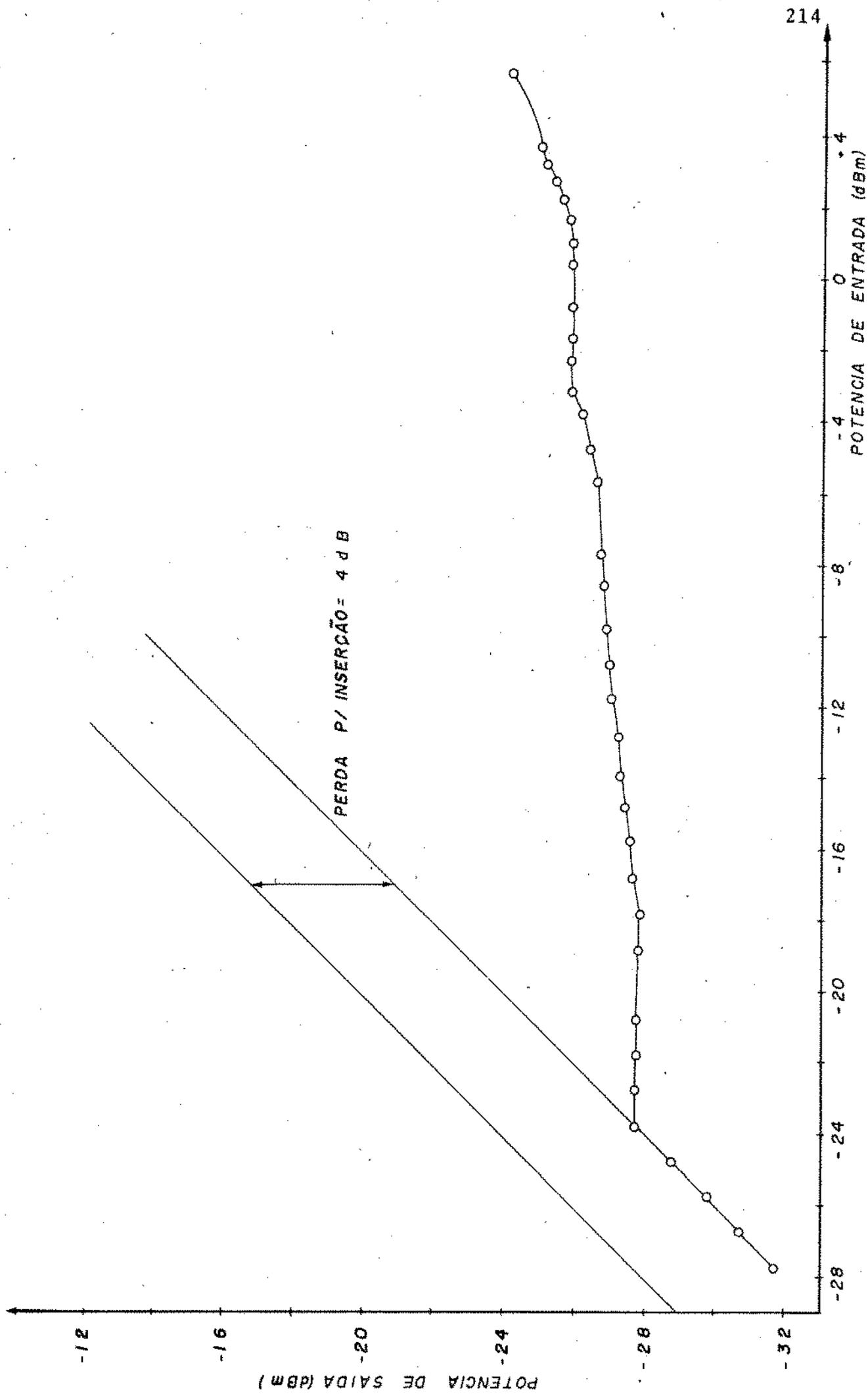


Fig.X.15 - Curva experimental de limitação para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2050 MHz.

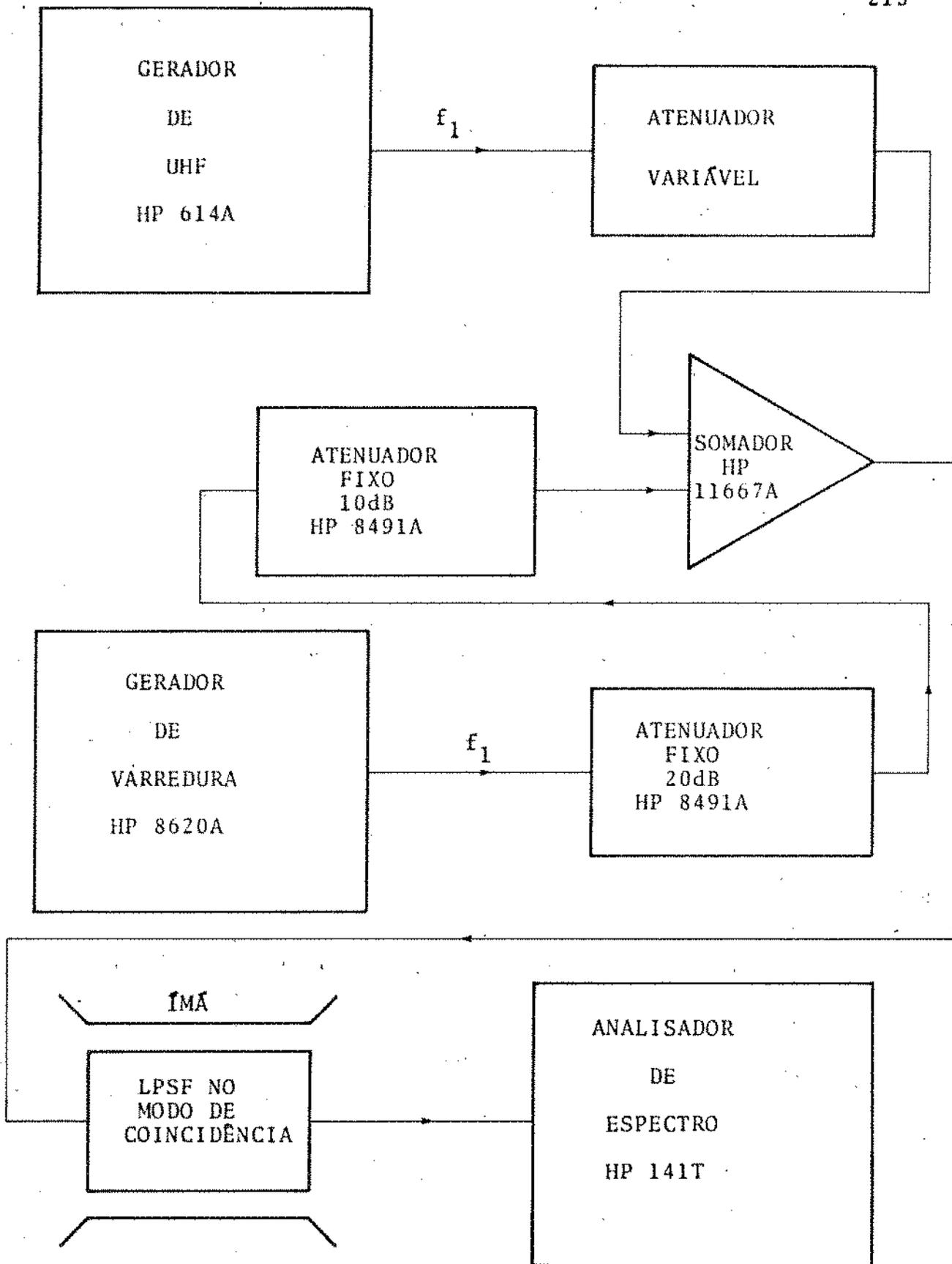


Fig.X.16 - Montagem utilizada para as medidas de supressão de um sinal fraco por um sinal forte e dos produtos de intermodulação $2f_1 - f_2$ no LPSF operando no modo de coincidência.

Foram obtidas curvas de supressão com o sinal forte 3 dB acima de P_{crit} (Fig.X.17), 6 dB acima de P_{crit} (Fig.X.18), 9 dB acima de P_{crit} (Fig.X.19) e 12 dB acima de P_{crit} (Fig.X.20). Também foram obtidas curvas do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$, onde f_1 é a frequência do sinal forte e f_2 a frequência do sinal fraco, quando o sinal fraco está sendo suprimido pelo sinal forte. (Figs. X.21, X.22, X.23 e X.24). O nível relativo do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$ foi plotado segundo a fórmula abaixo:

Nível relativo (dB) = [nível do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$ na saída do protótipo (dBm) - nível do sinal fraco na saída do protótipo sem a aplicação do sinal forte na entrada (dBm)].

Para as medidas da supressão de um sinal forte por outro sinal forte e dos produtos de intermodulação, foi usada a montagem mostrada na Fig.X.25. Um dos sinais fortes foi mantido na frequência de sintonia de 2000 MHz, enquanto que o outro teve a sua frequência variada em torno de 2000 MHz.

Os níveis de entrada dos dois sinais foram mantidos iguais e suas potências foram variadas além do nível crítico de limitação na entrada P_{crit} .

Foram obtidas curvas de supressão de um sinal forte por outro sinal forte quando ambos os sinais tinham um nível de entrada 3 dB acima de P_{crit} (Fig.X.26), 6 dB acima de P_{crit} (Fig.X.27) e 9 dB acima de P_{crit} (Fig.X.28). As curvas de supressão foram plotadas segundo a fórmula:

Atenuação relativa (dB) = - [nível na saída de um sinal quando o outro sinal não é aplicado à entrada (dBm) - nível na saída de um sinal quando o outro sinal também é aplicado à entrada (dBm)].

Também foram obtidas curvas dos produtos de intermodulação $2f_1 - f_2$, $2f_2 - f_1$, $3f_1 - 2f_2$ e $3f_2 - 2f_1$ quando na entrada do LPSF foram aplicados dois sinais fortes 3 dB acima de P_{crit} (Fig.X.29), 6 dB acima de P_{crit} (Fig.X.30) e 9 dB acima de P_{crit}

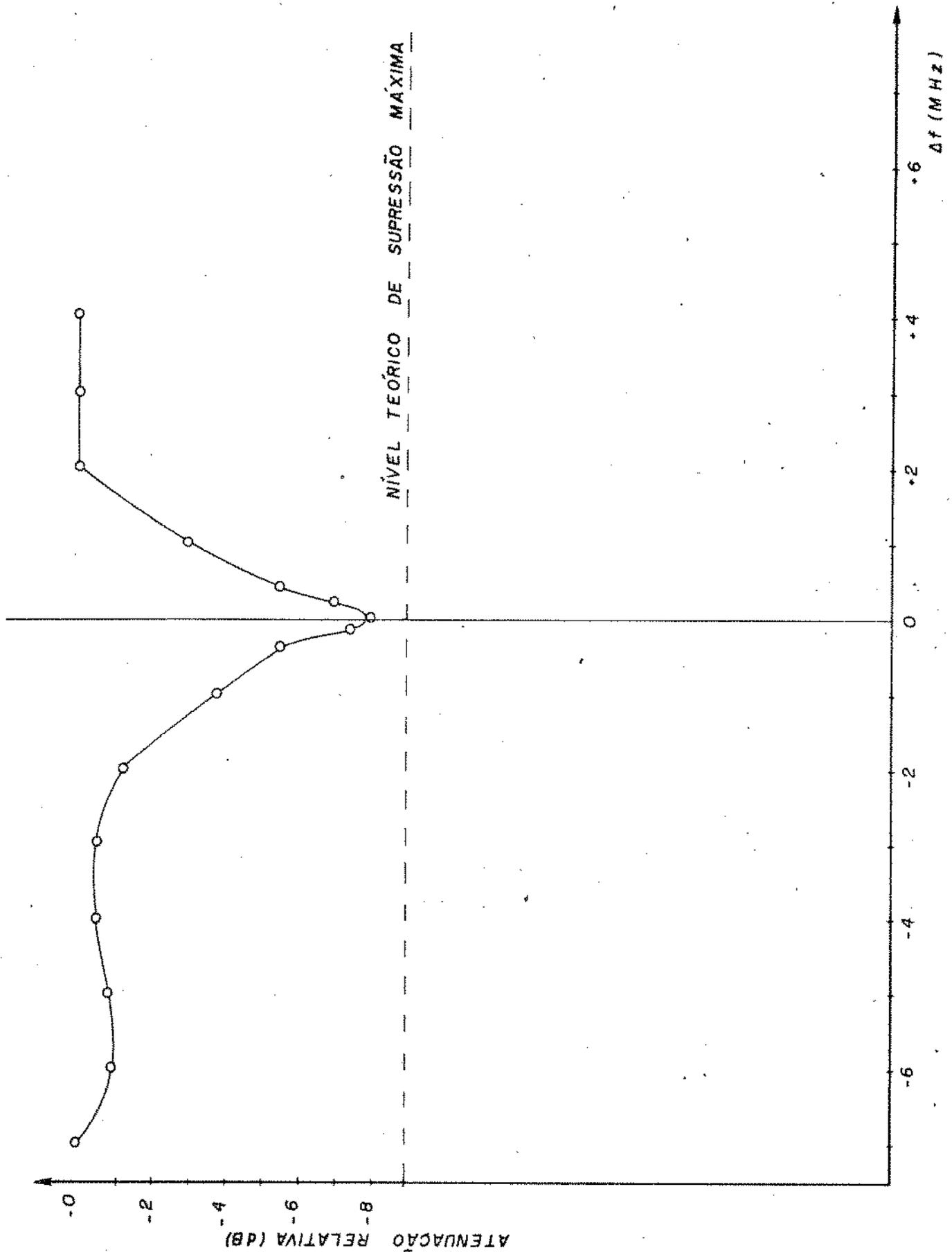


Fig.X.17 - Curva experimental da atenuação relativa de um sinal fraco devido à presença de um sinal forte 3 dB acima de P_{crit} versus $\Delta f = f_2 - f_1$, para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

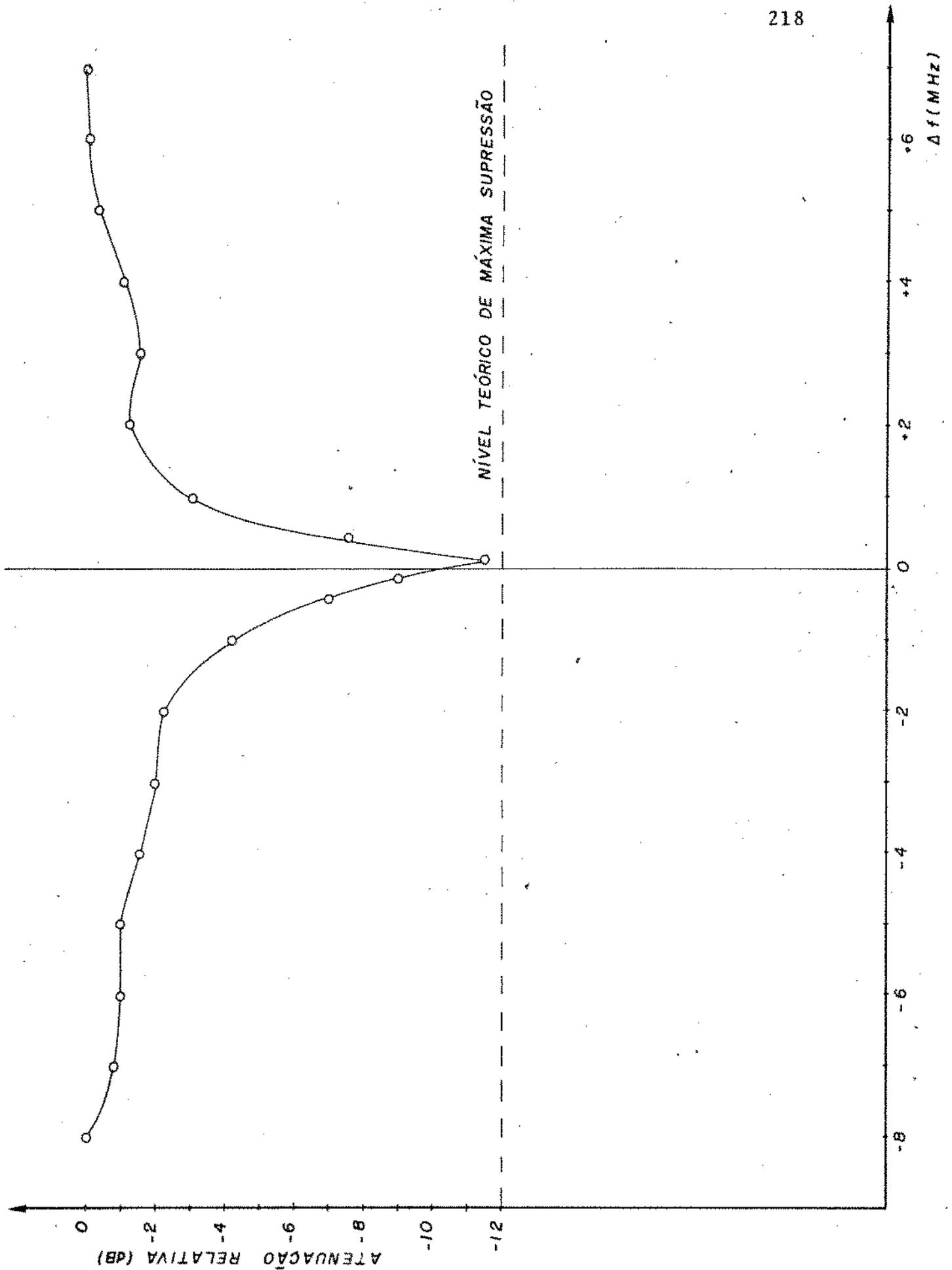


Fig.X.18 - Curva experimental da atenuação relativa de um sinal fraco devido à presença de um sinal forte 6 dB acima de P_{crit} versus $\Delta f = f_2 - f_1$, para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

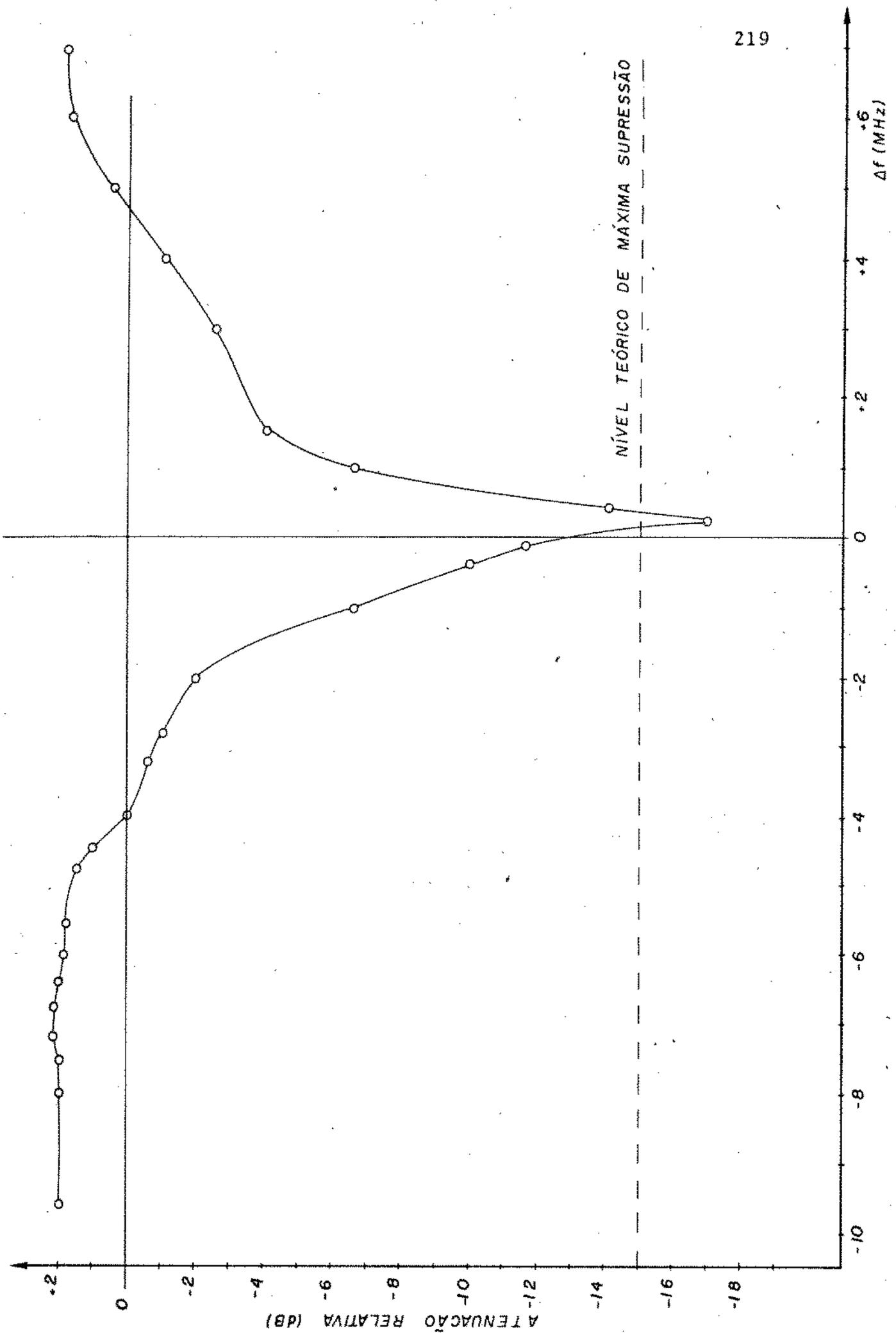


Fig.X.19 - Curva experimental da atenuação relativa de um sinal fraco devido à presença de um sinal forte 9 dB acima de P_{crit} versus $\Delta f = f_2 - f_1$, para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

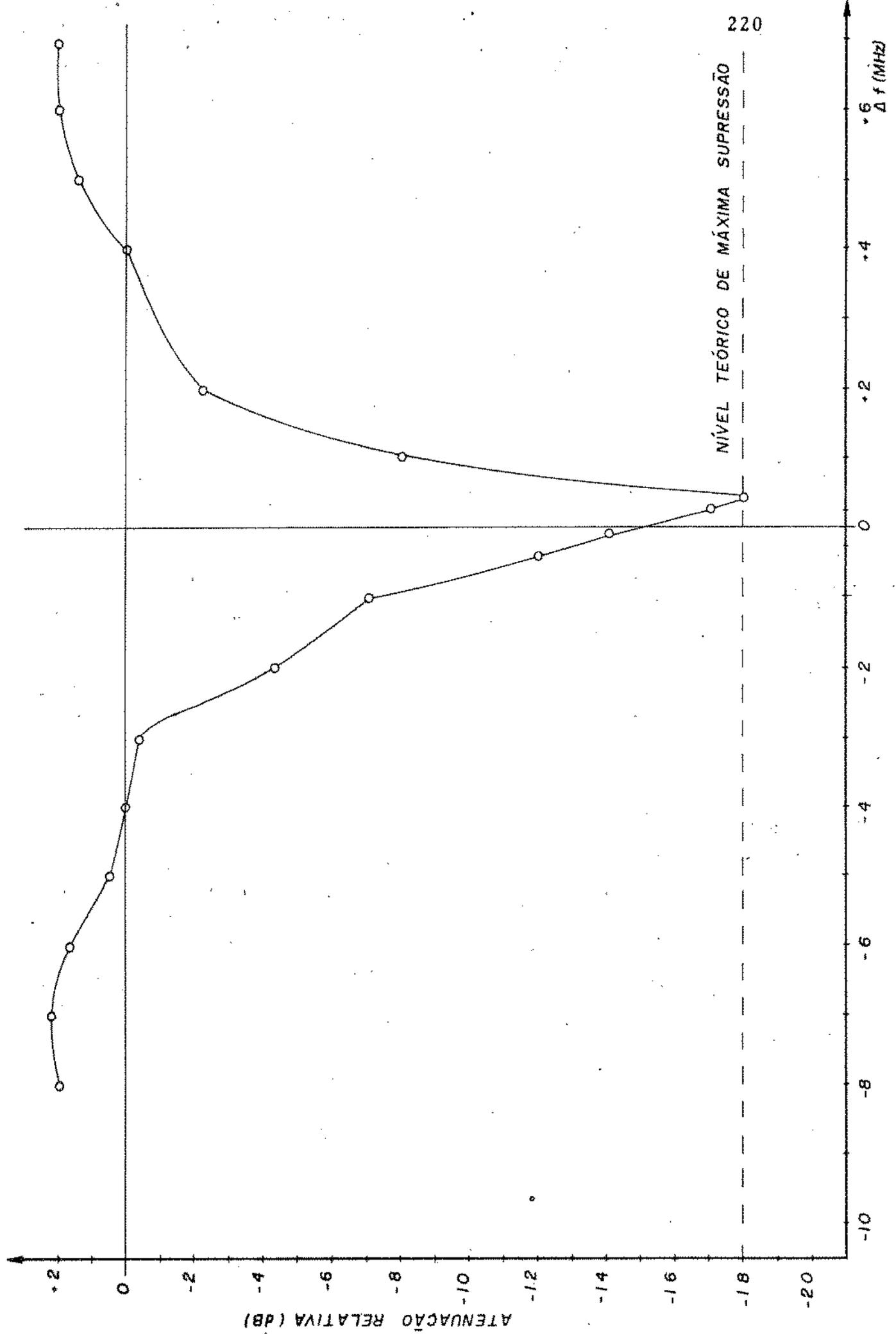


Fig.X.20 - Curva experimental da atenuação relativa de um sinal fraco devido a presença de um sinal forte 12 dB acima de P_{crit} versus $\Delta f = f_2 - f_1$, para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

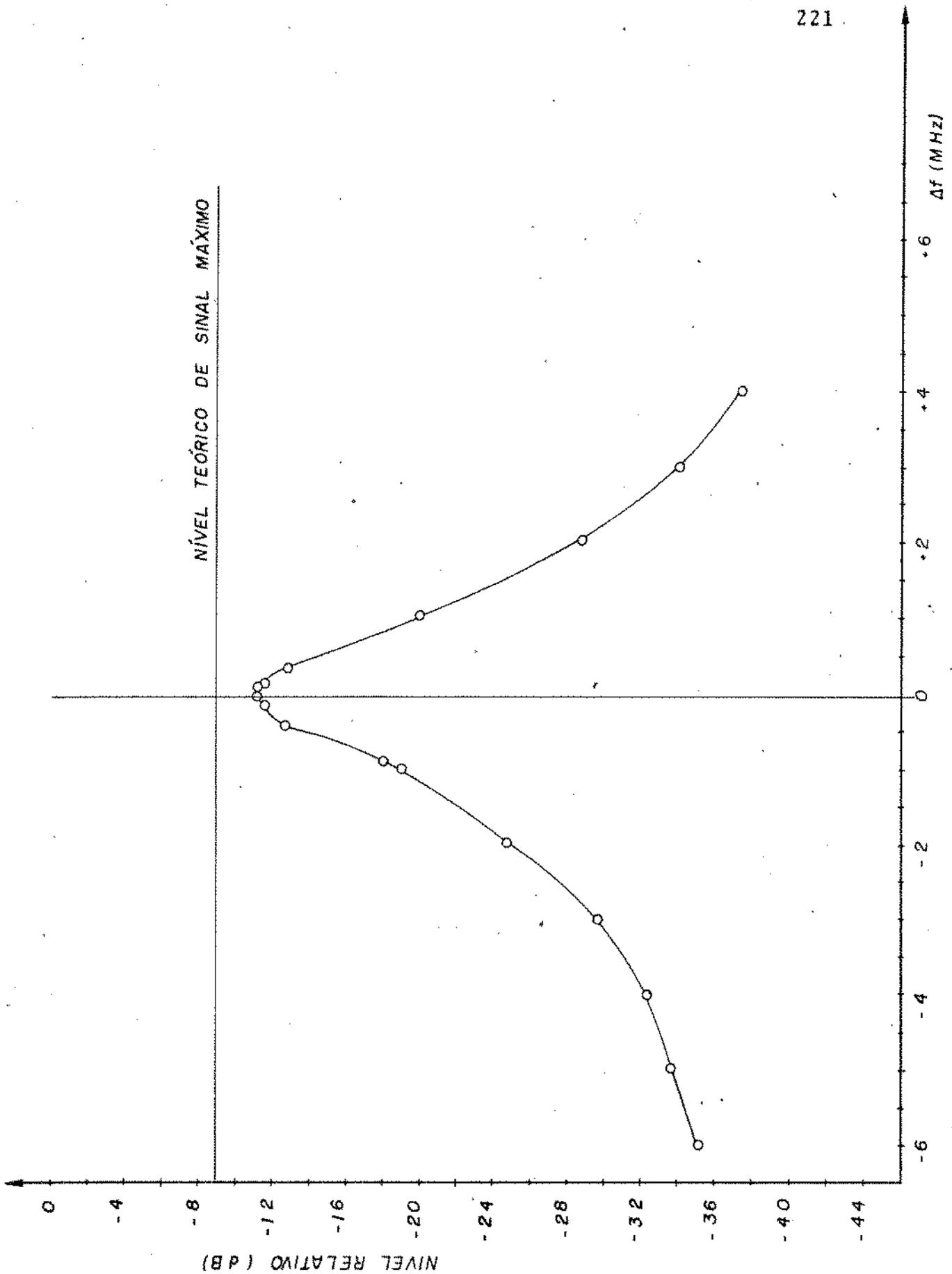


Fig.X.21 - Curva experimental do nível relativo do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$ versus $\Delta f = f_2 - f_1$, para o protótipo do LPSF no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz e com a potência do sinal forte 3 dB acima de P_{crit} .

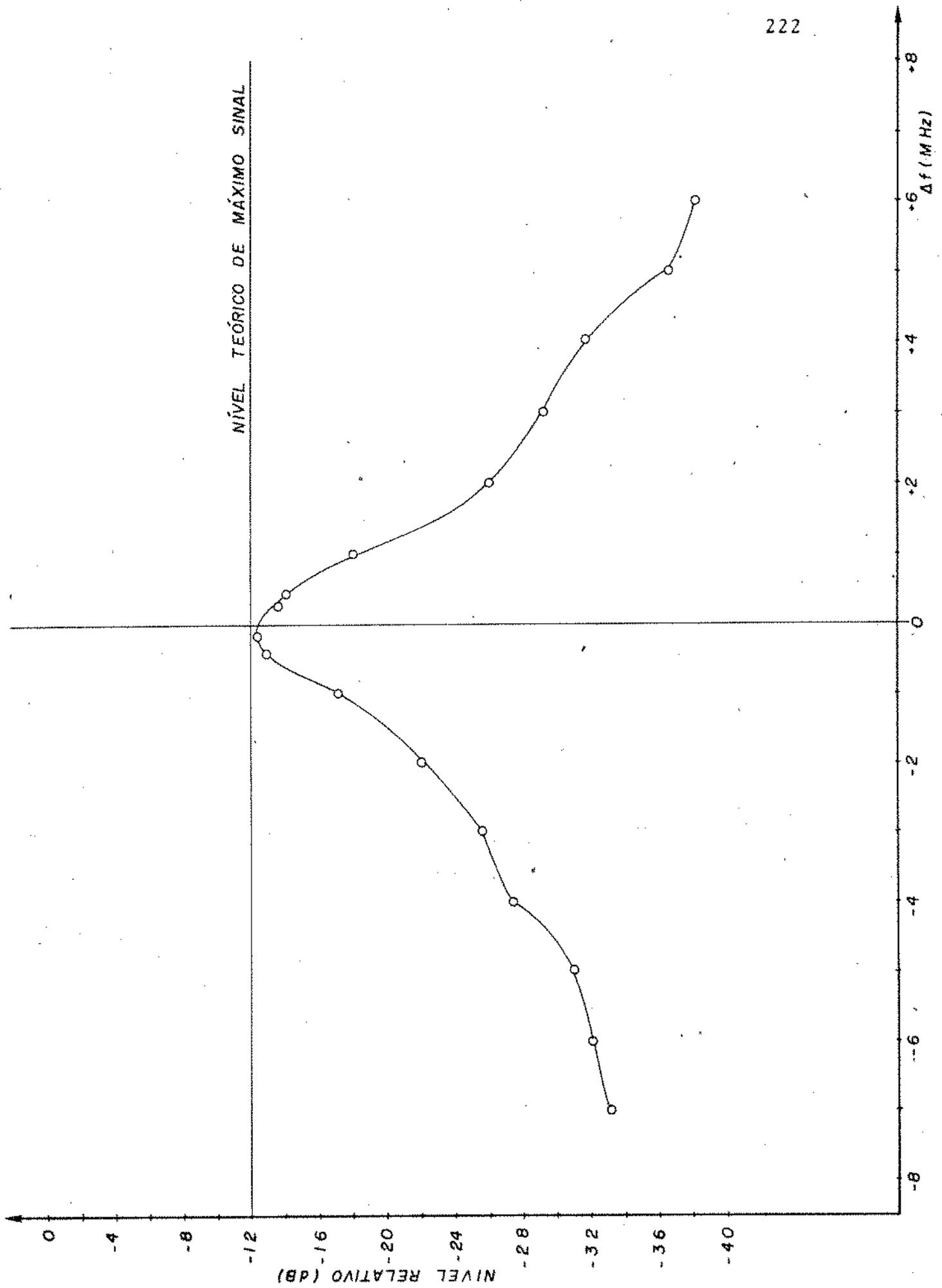


Fig.X.22 - Curva experimental do nível relativo do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$ versus $\Delta f = f_2 - f_1$, para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz e com a potência do sinal forte 6 dB acima de P_{crit} .

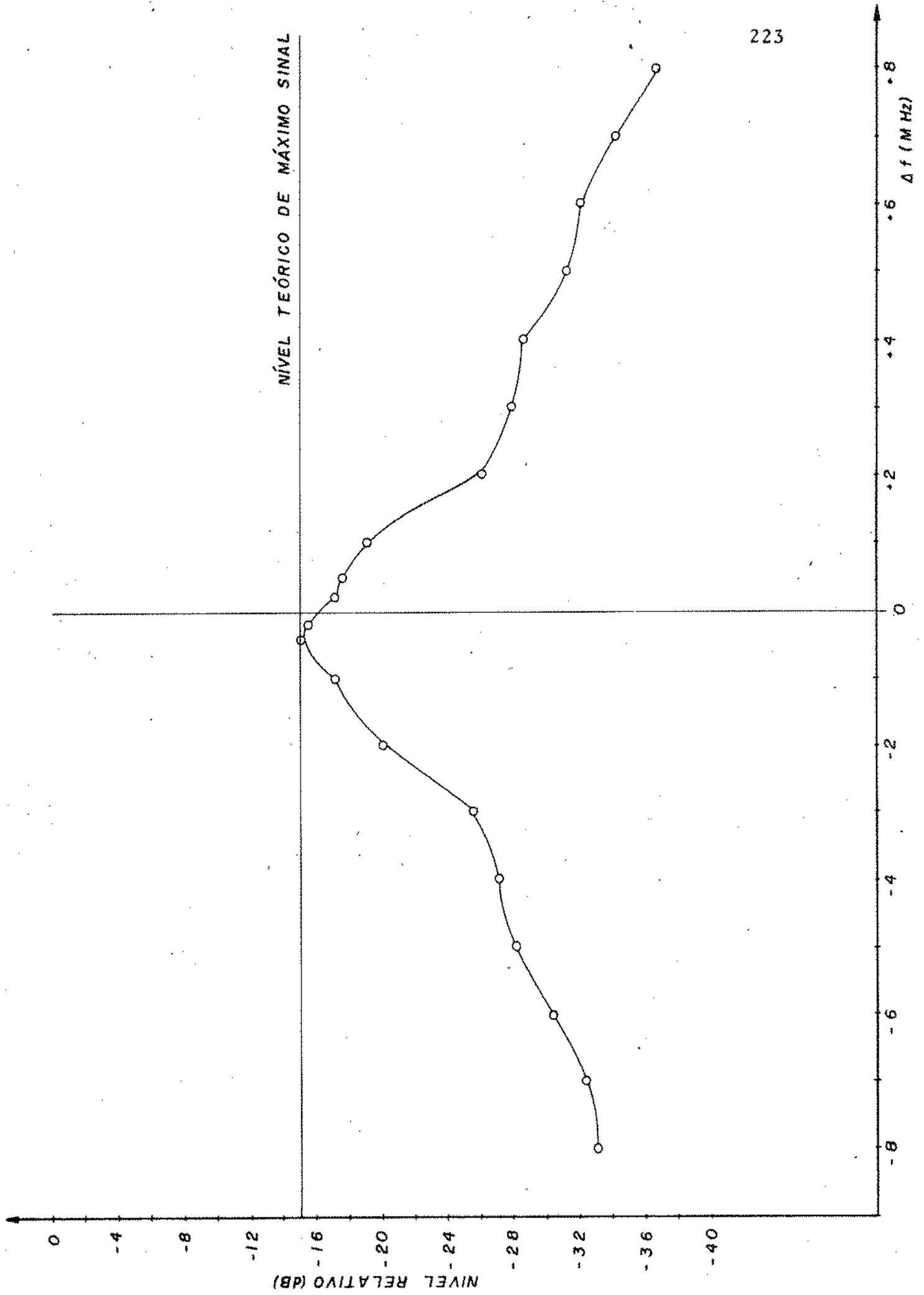


Fig.X.23 - Curva experimental do nível relativo do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$ versus $\Delta f = f_2 - f_1$, para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado na frequência de 2000 MHz e com a potência do sinal forte 9 dB acima de P_{crit} .

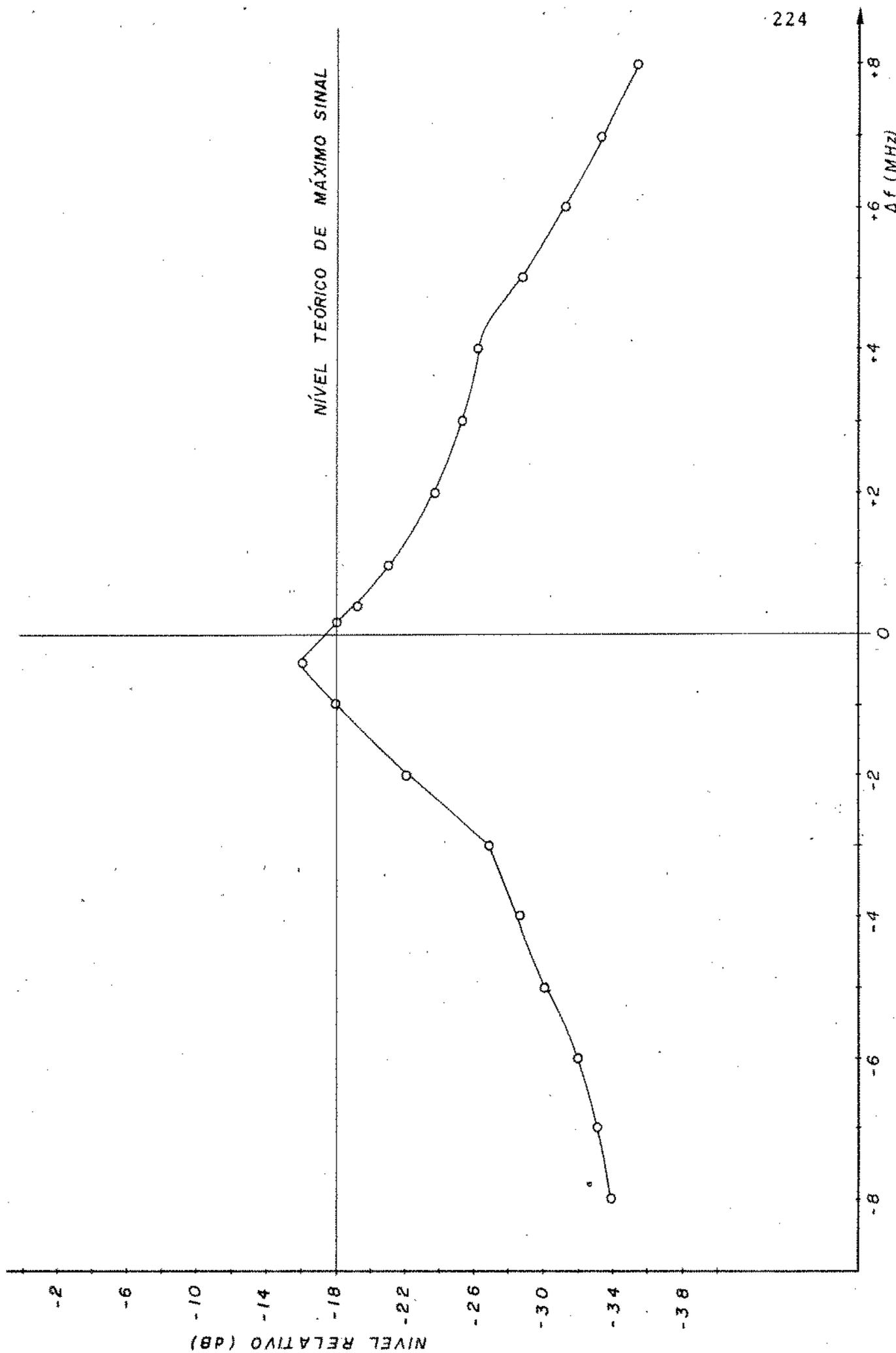


Fig.X.24 - Curva experimental do nível relativo do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$ versus $\Delta f = f_2 - f_1$, para o protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz e com a potência do sinal forte 12 dB acima de P_{crit} .

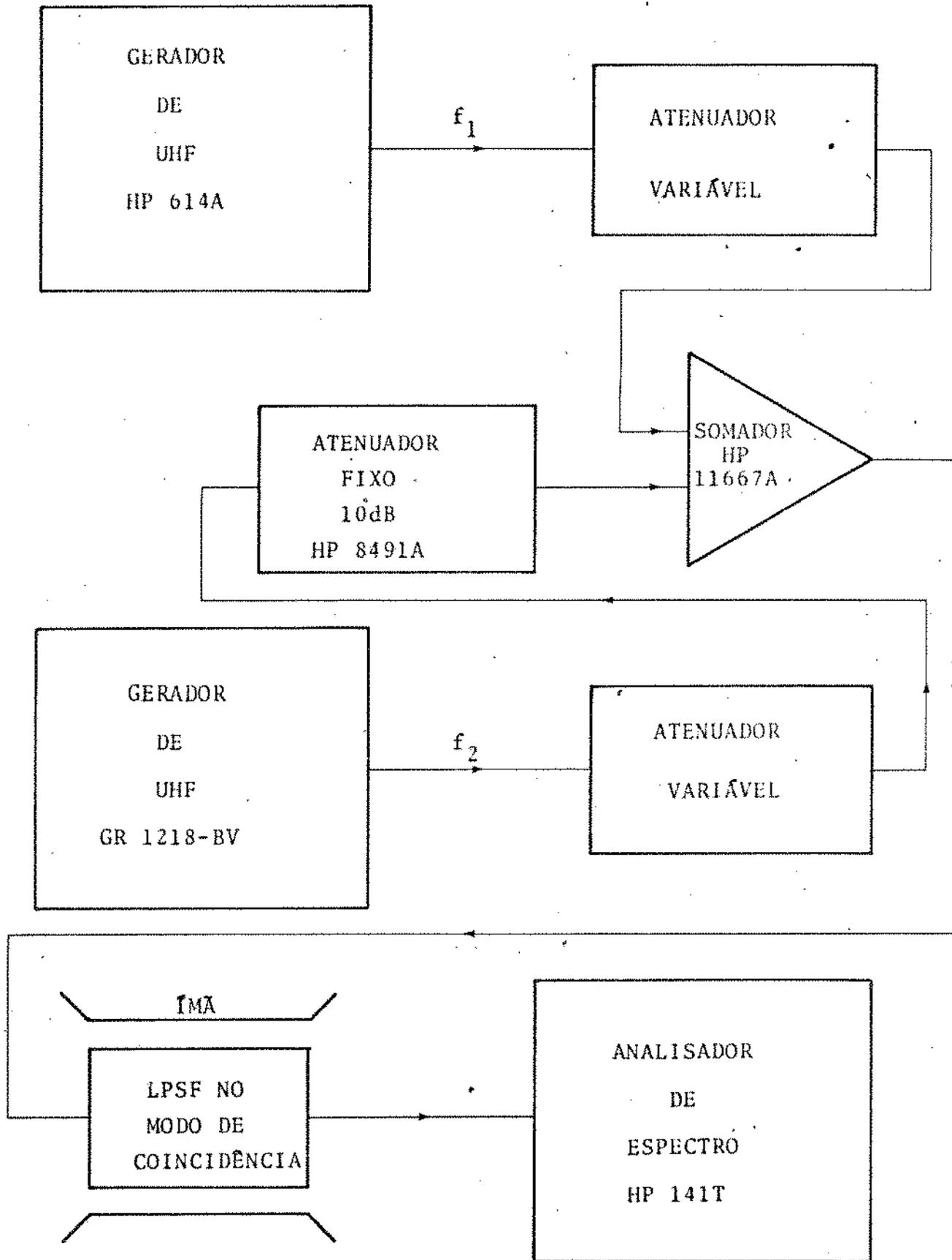


Fig.X.25 - Montagem utilizada para as medidas de supressão e produtos de intermodulação quando são aplicados dois sinais fortes no LPSF operando no modo de coincidência.

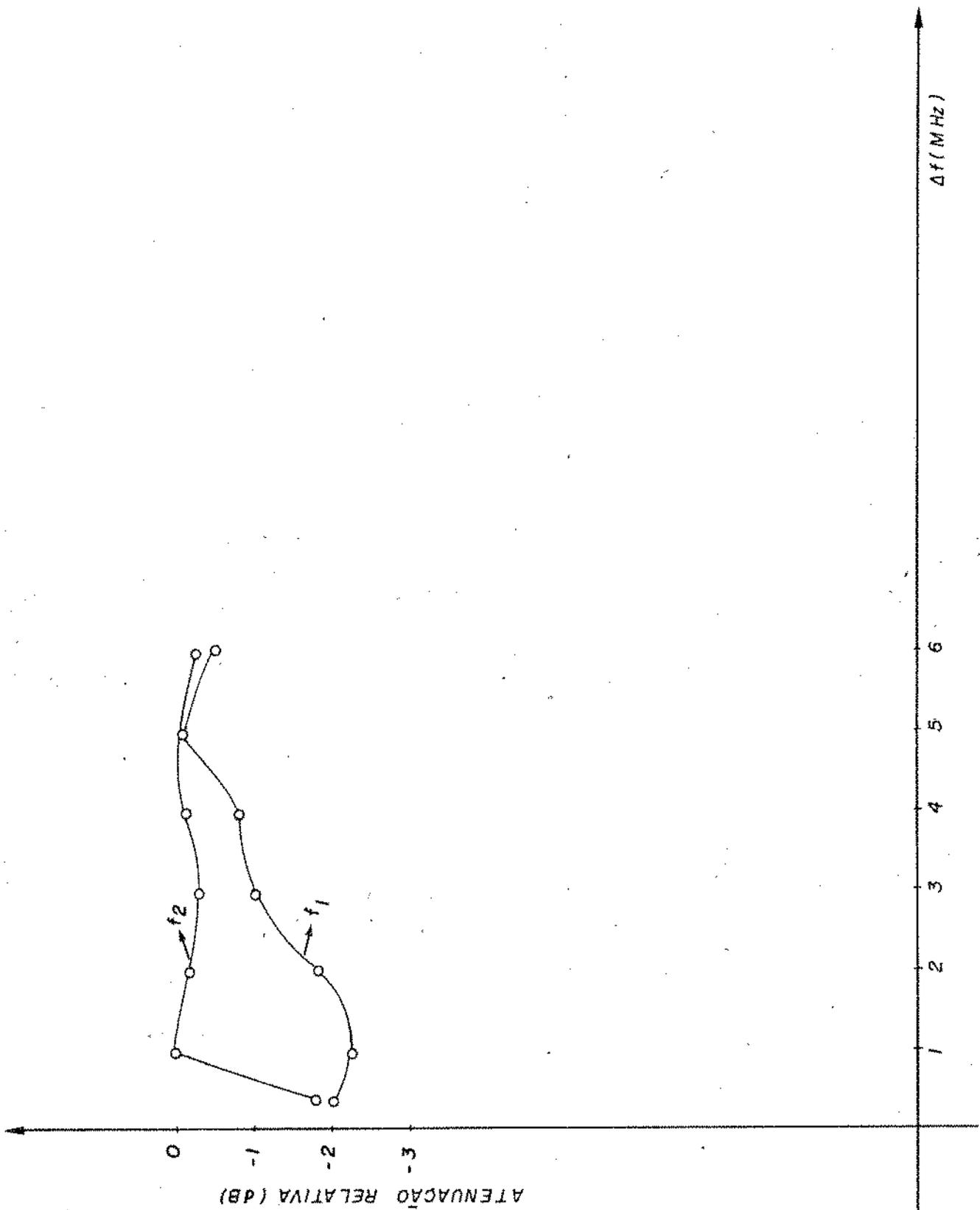


Fig.X.26 - Curvas experimentais da supressão de um sinal forte por outro sinal forte versus $\Delta f = f_2 - f_1$, quando são aplicados dois sinais fortes 3 dB acima de P_{crit} e com frequências f_1 e f_2 na entrada do protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

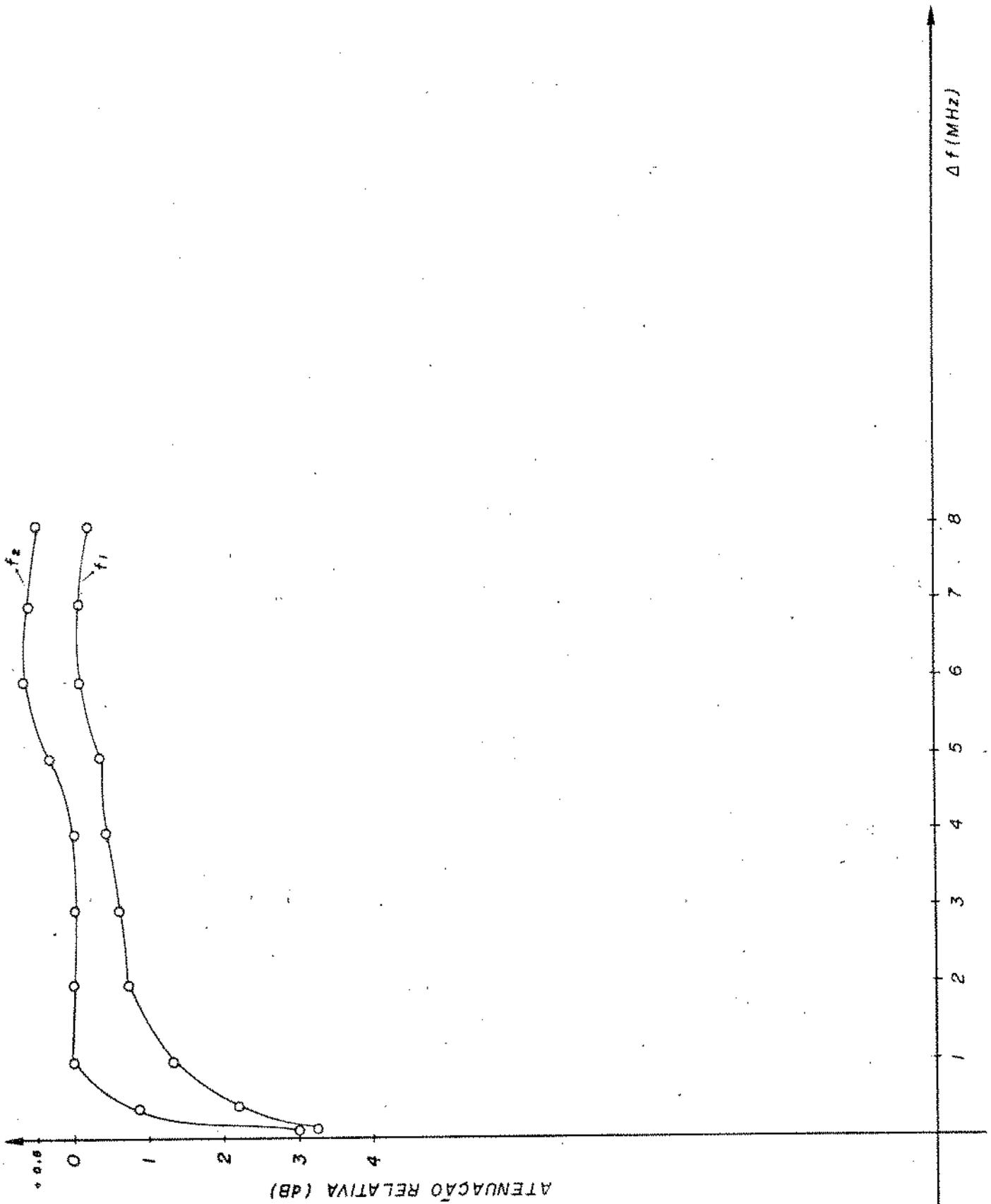


Fig.X.27 - Curvas experimentais da supressão de um sinal forte por outro sinal forte versus $\Delta f = f_2 - f_1$ quando são aplicados dois sinais fortes 6 dB acima de P_{crit} na entrada do protótipo de LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

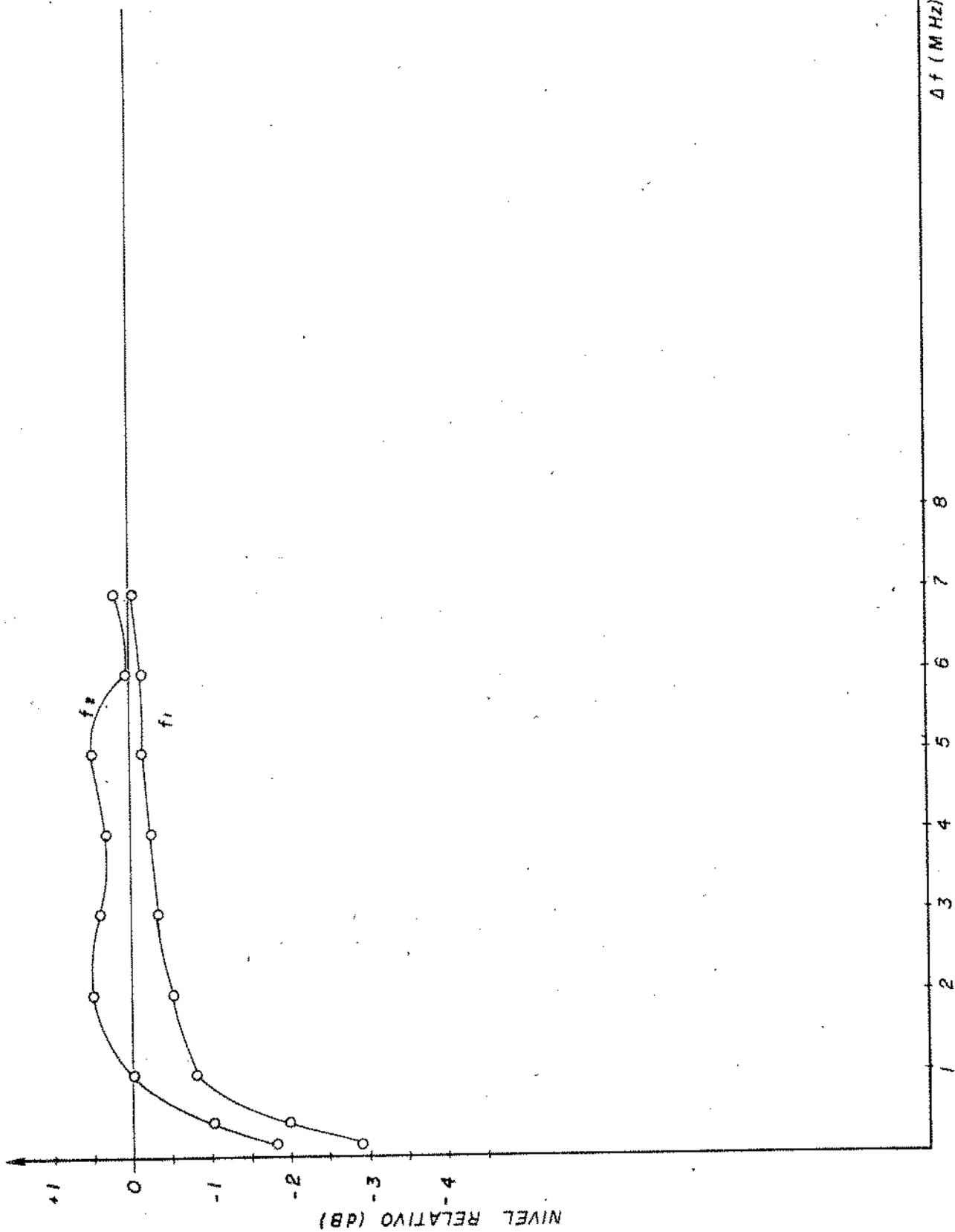


Fig.X.28 - Curvas experimentais da supressão de um sinal forte por outro sinal forte versus $\Delta f = f_2 - f_1$, quando são aplicados dois sinais fortes 9 dB acima de P_{crit} e com frequências f_1 e f_2 na entrada do protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

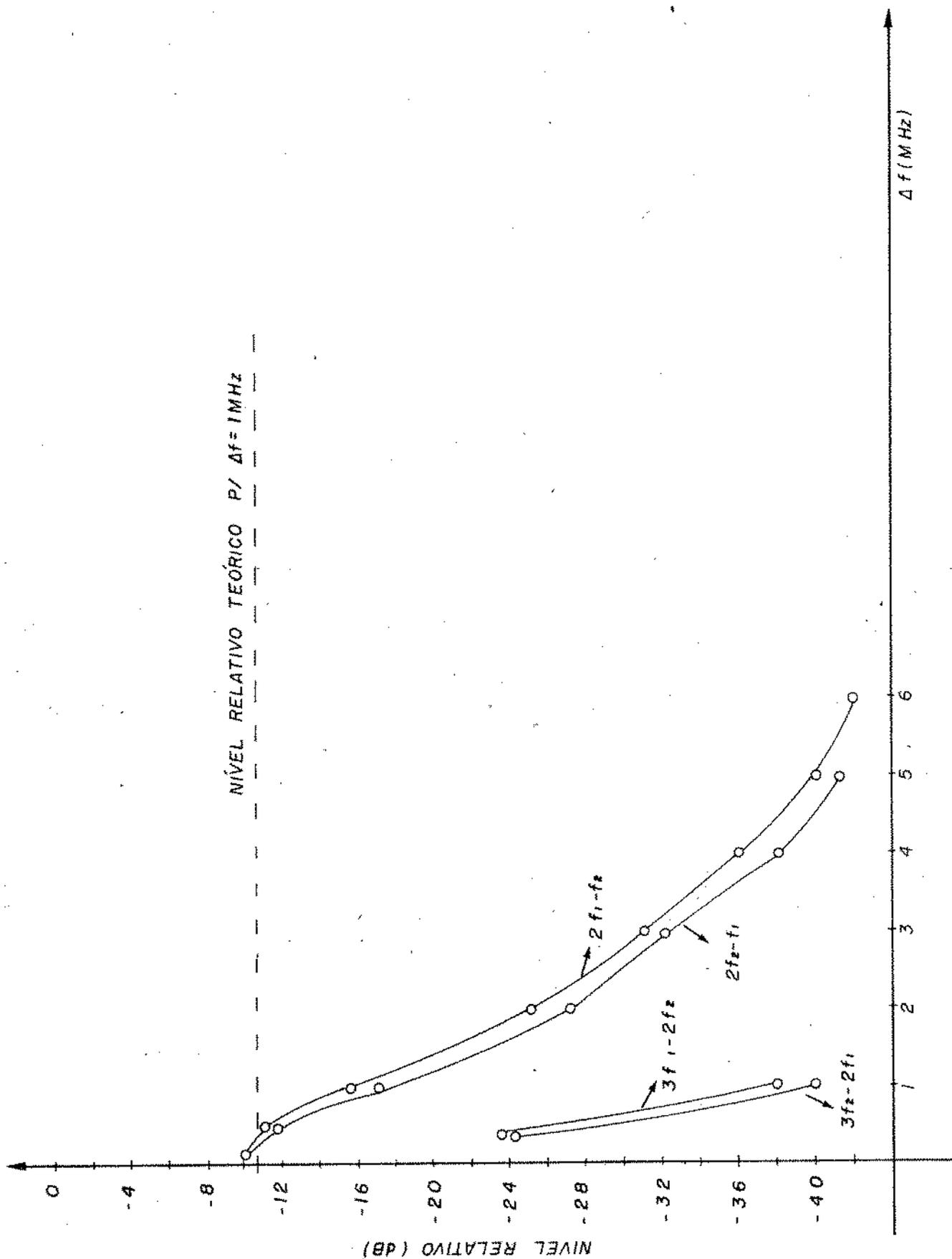


Fig.X.29 - Curvas experimentais dos níveis relativos dos produtos de intermodulação de terceira e quinta ordem versus $\Delta f = f_2 - f_1$ quando são aplicados dois sinais fortes 3 dB acima de P_{crit} e com frequências f_1 e f_2 na entrada do protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

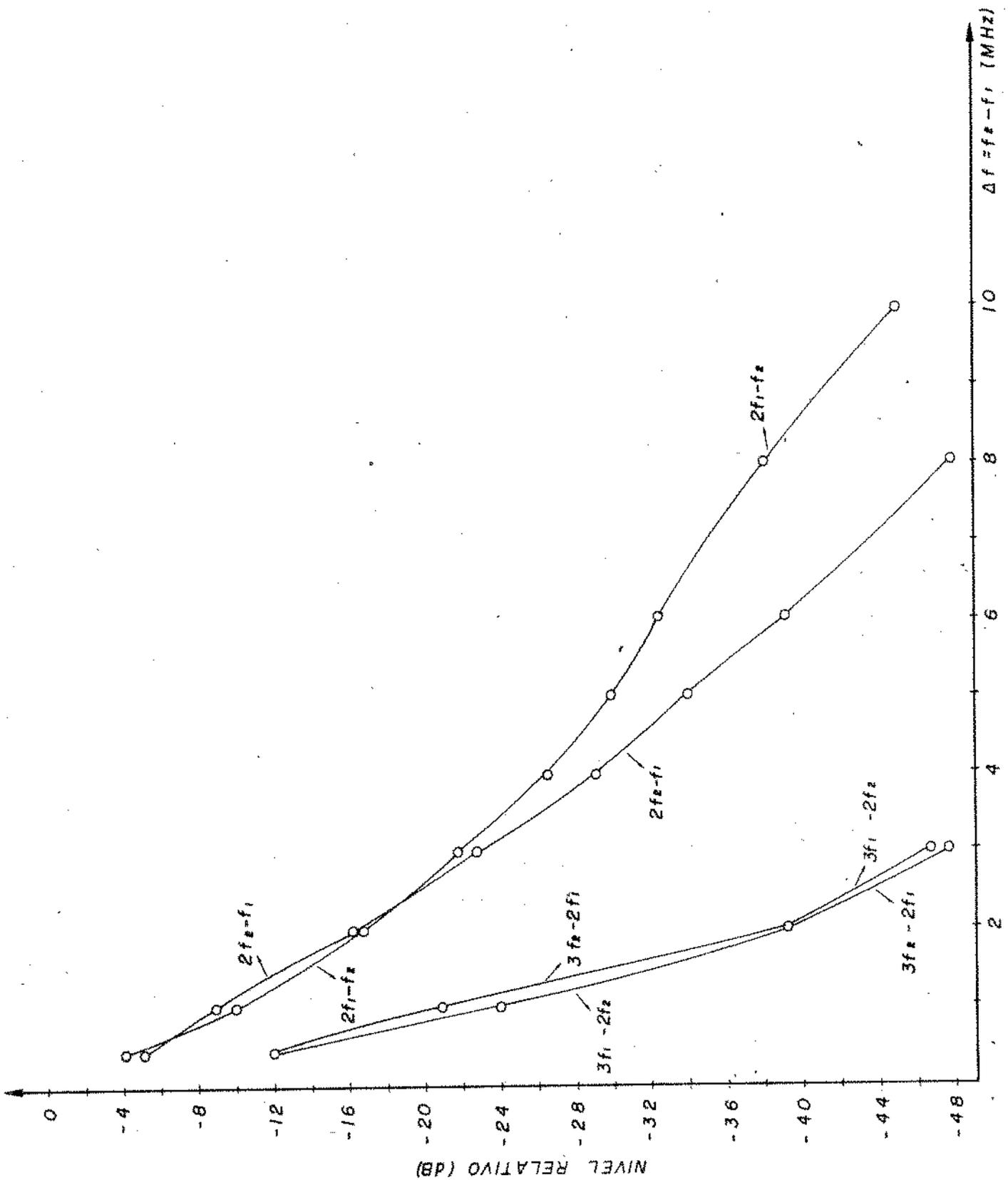


Fig. X.30 - Curvas experimentais dos níveis relativos dos produtos de intermodulação de terceira e quinta ordem versus $\Delta f = f_2 - f_1$ quando são aplicados dois sinais fortes 6 dB acima de P_{crit} na entrada do protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

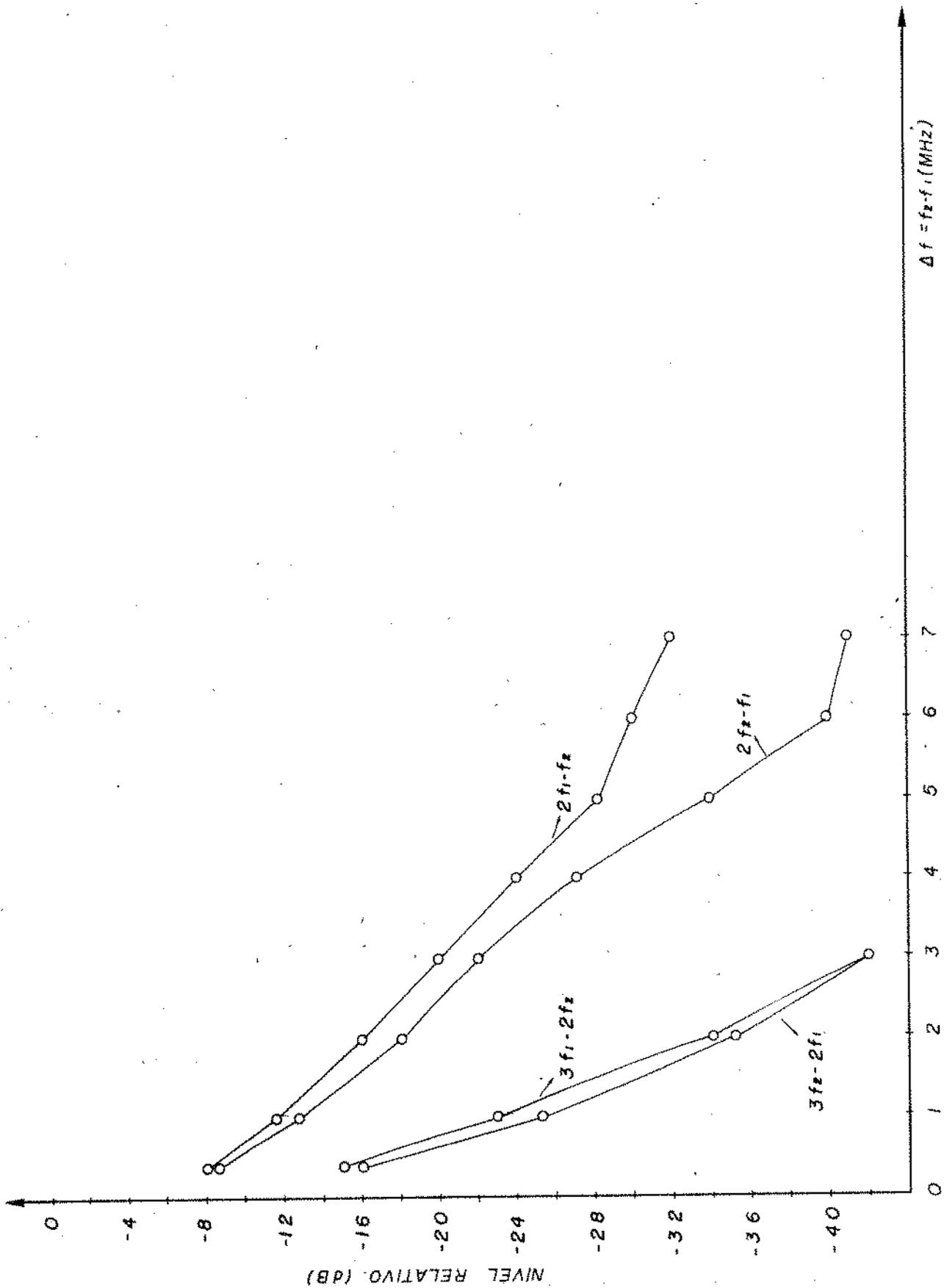


Fig.X.31 - Curva experimental dos níveis relativos dos produtos de intermodulação de terceira e quinta ordem versus $\Delta f = f_2 - f_1$, quando são aplicados dois sinais fortes 9 dB acima de P_{crit} na entrada do protótipo do LPSF operando no modo de coincidência sintonizado em 2000 MHz.

(Fig.X.31). Essas curvas foram plotadas obedecendo a fórmula:

Nível relativo (dB) = [nível do produto de intermodulação na saída (dBm) - nível do sinal forte na entrada (dBm) - perda por inserção (dB)]

X.5 - PROJETO E CONSTRUÇÃO DE UM PROTÓTIPO PARA A OBSERVAÇÃO DO FENÔMENO DE LIMITAÇÃO DE POTÊNCIA NO MODO DE RESSONÂNCIA SUBSIDIÁRIA.

O valor do campo magnético de RF, h_{crit} , para que ocorra o fenômeno de limitação no modo de ressonância subsidiária é bem mais elevado do que o valor necessário para a ocorrência do fenômeno de limitação no modo de coincidência. Isso acontece, porque esses limitadores operam com um valor de campo magnético C.C de polarização menor do que o necessário para que a amostra ferrimagnética esteja na ressonância ferromagnética. Portanto, para se diminuir o nível crítico de limitação devem-se usar procedimentos especiais para se aumentar o acoplamento entre a amostra ferrimagnética e o circuito ao qual ela está integrada. Além disso, pode-se também diminuir o nível crítico de limitação aumentando-se o Q do circuito.

Em nosso protótipo, optamos pelo aumento do acoplamento entre a amostra ferrimagnética e o circuito.

Uma montagem típica para LPSFs operando no modo de ressonância subsidiária é integrar uma esfera Y.I.G entre a entrada e a saída de uma linha de transmissão. Assim, quando é atingido o nível de limitação na entrada da linha de transmissão, a esfera Y.I.G começará a absorver toda a potência em excesso a P_{crit} , de maneira a manter constante a potência do sinal de RF na saída da linha de transmissão.

O modo de ressonância subsidiária ocorrerá quando:

$$\omega > 2 N_T \omega_M \quad (X.11)$$

Onde:

ω é a frequência angular do sinal de RF

N_T é o fator de desmagnetização transversal da esfera Y.I.G

$\omega_M = 2\pi \times 2,8 \times 4\pi M_0 \times 10^6$ rad/s., com M_0 expresso no sistema gaussiano.

Os materiais disponíveis para a fabricação do protótipo são esferas Y.I.G monocristalinas fabricadas pela Watkins-Johnson e lâminas dielétricas cobreadas fabricadas pela Rogers Corp. As características desses materiais são dadas nas Tabelas X.3 e X.4.

TABELA X.3 - Características do dielétrico cobreado

Fabricante	Constante dielétrica relativa (ϵ_r)	Espessura do substrado (mm)
Rogers Corp	2,33	0,7874

TABELA X.4 - Características das esferas Y.I.G

Fabricante	Largura de linha ΔH do modo uniforme (oe)	Largura de linha ΔH_k do modo spin (oe)	Magnetização de saturação $4\pi M_0$ (gauss)
Watkins-Johnson	0,5	0,5	1800

Substituindo o valor de $4\pi M_0$ da Tabela X.3 e o valor de $N_T = 1/3$ na equação (X.11), as esferas Y.I.G disponíveis permitem a ocorrência da ressonância subsidiária quando:

$$f > 3360 \text{ MHz}$$

O protótipo foi construído integrando-se uma esfera Y.I.G em uma linha de transmissão em microfita. A razão dessa escolha ao invés do uso de uma linha de fita é que o campo magnético de RF entre a fita condutora e o plano de terra é mais concentrado no caso da microfita e esse fato possibilita um maior acoplamento do sinal RF à esfera.

A impedância característica Z_0 da linha de transmissão em microfita foi escolhida igual a 50Ω . A largura w da fita condutora para $Z_0 = 50\Omega$, usando-se a lâmina cobreada descrita na Tabela X.4, foi calculada através do programa de computação Miclin [5].

O resultado obtido foi:

$$w = 2,3 \text{ mm}$$

A fita condutora foi impressa no material dielétrico utilizando-se o processo de corrosão com percloroeto de ferro. A impressão da fita foi feita através de alfacs de 2 mm e 0,4 mm de largura.

Foi construída uma peça de latão para servir de bloco maciço de terra, blindagem e suporte dos conectores de entrada e saída do circuito.

A integração da esfera Y.I.G à microfita foi feita da maneira mostrada na Fig.X.32a.

Para se chegar a esta montagem, foi perfurada uma calota esférica no bloco maciço de latão para servir de terra (Fig. X.32b). Também foi feito um furo circular no plano de terra da lâmina impressa, com o seu centro coincidente com o centro da fita condutora da microfita. A profundidade desse furo foi aumentada gradualmente até se atingir a fita condutora sem ferí-la. A seguir, a esfera Y.I.G foi colocada na calota esférica do bloco maciço de latão e a placa impressa foi encaixada por cima da esfera. Finalmente o conjunto foi fixado através de parafusos.

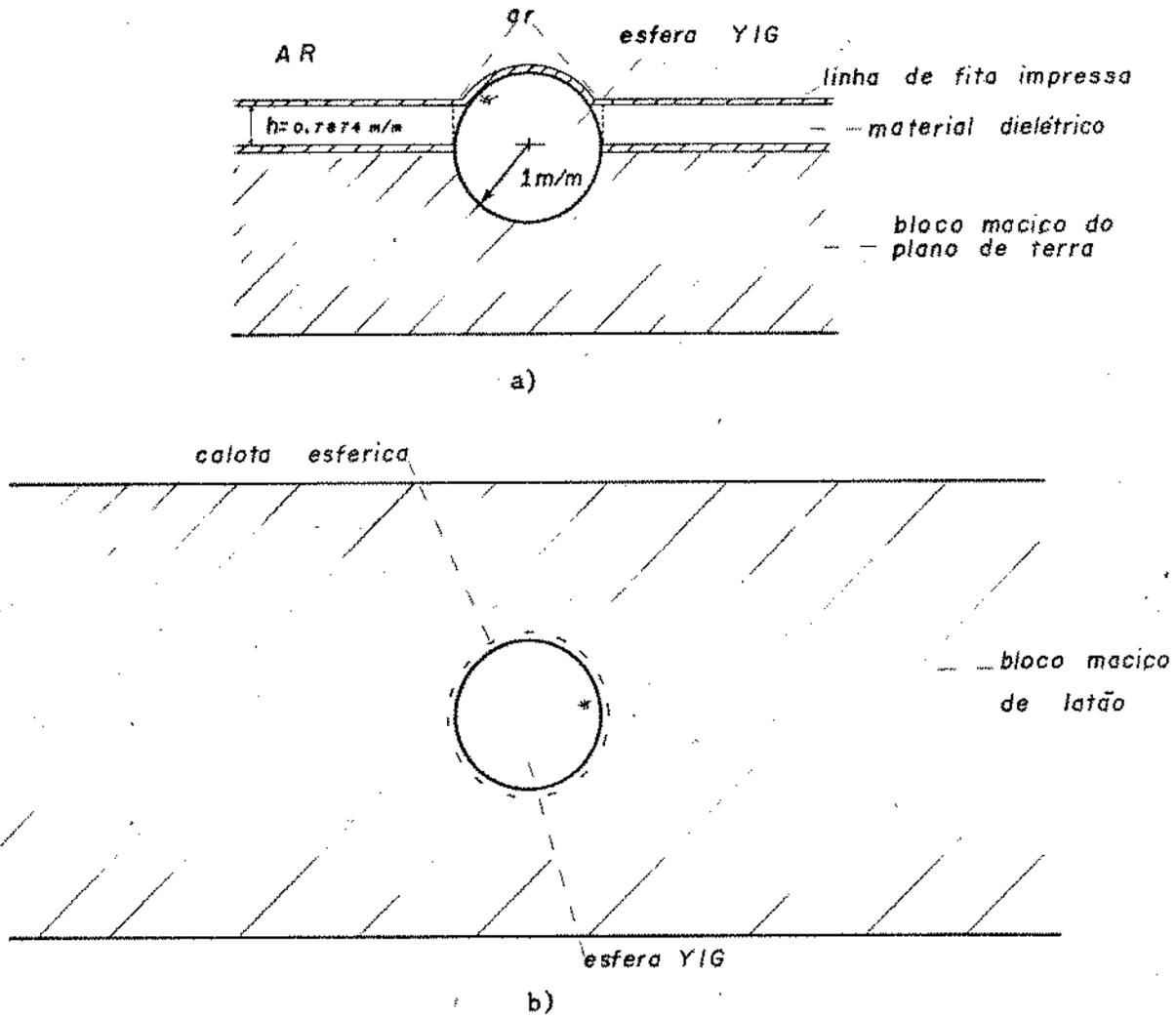


Fig.X.32 - a) Aspecto da montagem utilizada para integrar a esfera Y.I.G. à linha de microfita no LPSF operando na ressonância subsidiária; b) Vista de topo do bloco maciço de latão utilizado no LPSF operando no modo de ressonância subsidiária.

Os conectores de entrada e saída do circuito são conectores do tipo SMA.

A blindagem do conjunto foi feita através de uma tampa também de latão, distando de aproximadamente 1 cm da fita condutora da microfita.

O tipo de montagem utilizada para integrar a esfera Y.I.G permite um acoplamento fortíssimo entre esta e o circuito. Assim, esperam-se obter níveis de limitação bem baixos, quando o conjunto montado estiver funcionando como LPSF operando no modo de ressonância subsidiária.

A avaliação experimental do protótipo será relatada na seção X.6.

X.6 - AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DO PROTÓTIPO CONSTRUÍDO PARA SE OBSERVAR O FENÔMENO DE LIMITAÇÃO DE POTÊNCIA NO MODO DE RESSONÂNCIA SUBSIDIÁRIA.

Após a construção do protótipo, foram efetuadas medidas de perda por inserção versus frequência, sem polarizar a esfera Y.I.G com campo magnético C.C. A montagem utilizada para essas medidas é mostrada na Fig.X.33 e os resultados obtidos são mostrados na Fig.X.34.

Em vista dos resultados obtidos optamos trabalhar nas frequências de 7,32 GHz e 9,575 GHz.

Para se observar o fenômeno de limitação de potência no modo de ressonância subsidiária nas frequências de 7,32 GHz e 9,575 GHz, foram plotadas curvas de perda por inserção versus campo magnético C.C, variando-se a potência do sinal de RF na entrada do protótipo. Essas curvas foram obtidas através da montagem descrita na Fig.X.35.

O campo magnético C.C foi fornecido por um eletroímã

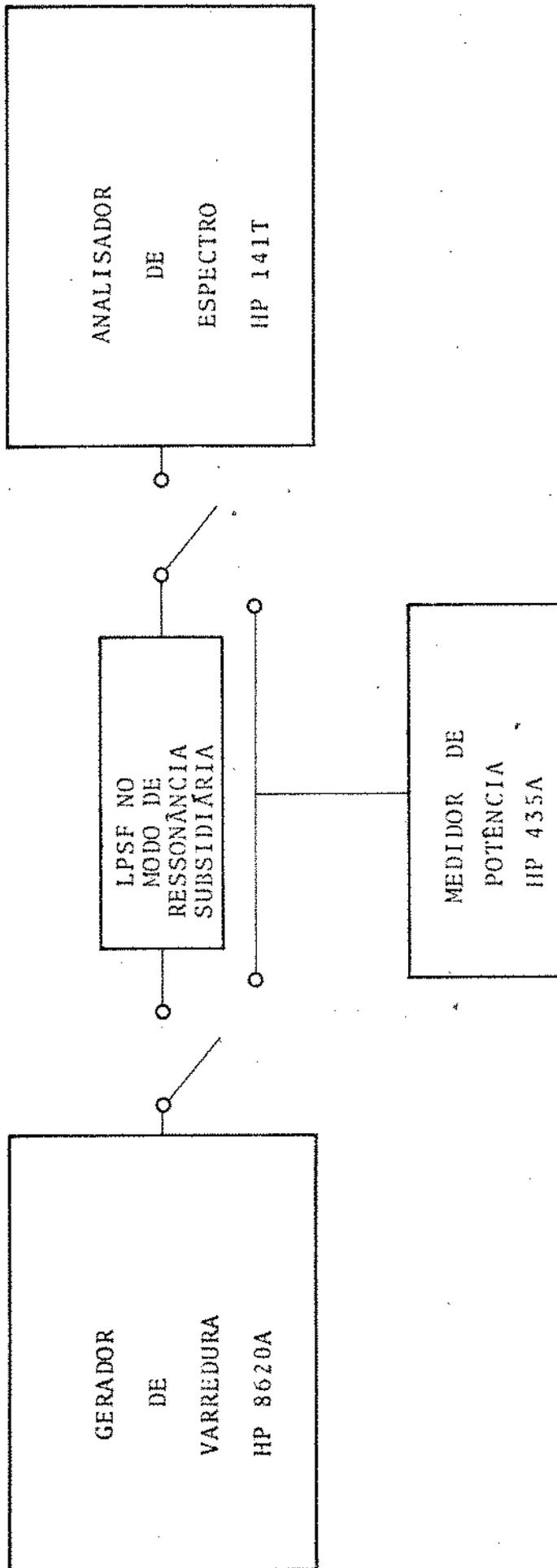


Fig. X.33 - Montagem utilizada para a obtenção da curva de perda por inserção versus frequência quando o LPSF operando no modo de ressonância subsidiária não é polarizado com um campo magnético C.C.

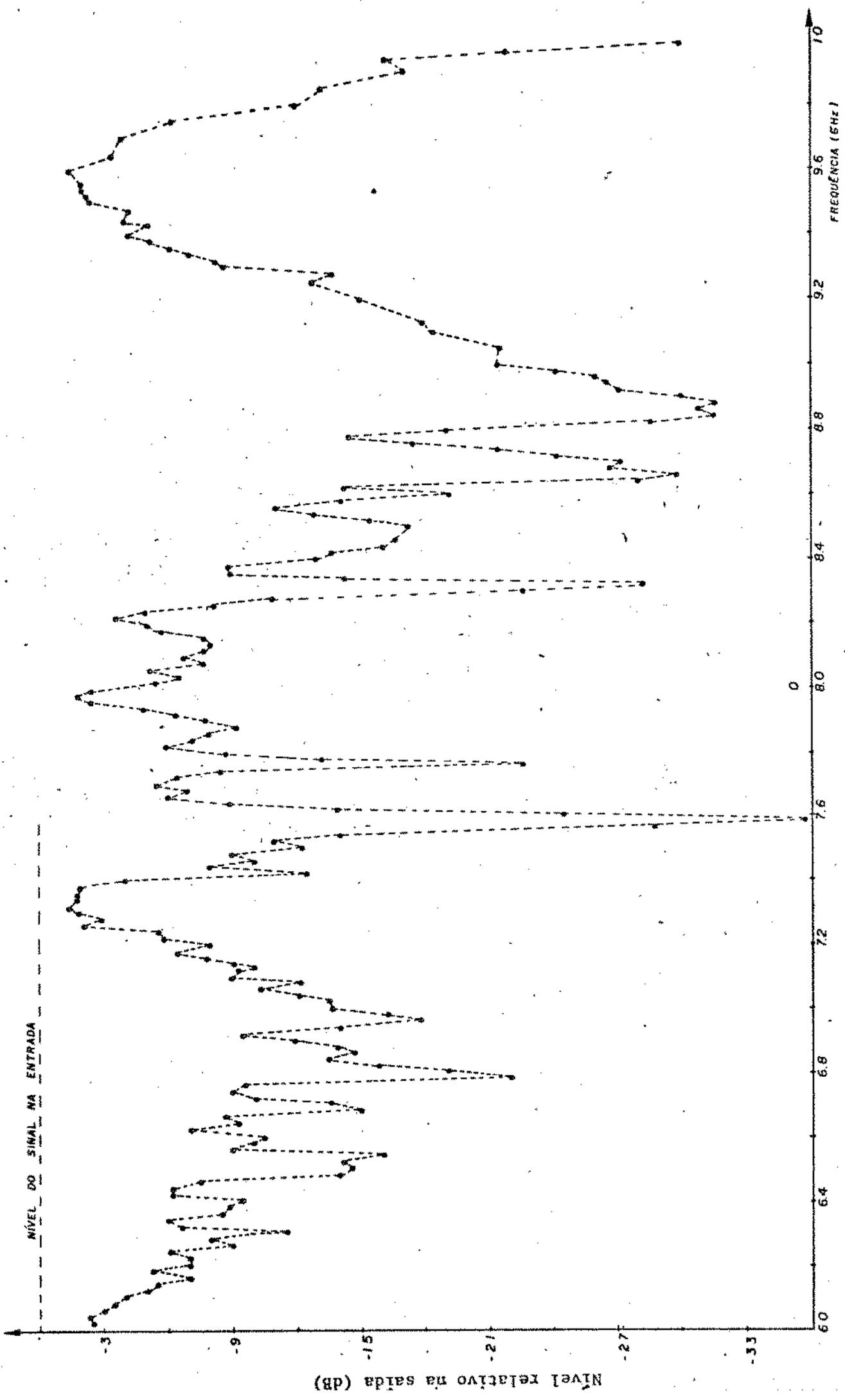


Fig.X.34 - Curvas experimentais da perda por inserção versus frequência para o protótipo LPSF operando na ressonância subsidiária sem polarização C.C.

que nos foi gentilmente cedido pelo Laboratório de Ressonância Magnética do Instituto de Física da UNICAMP. O "plotter" mostrado na Fig.X.35 é incorporado ao próprio sistema do eletroímã.

De posse das curvas mencionadas acima, constatou-se que o fenômeno de limitação no modo de ressonância subsidiária ocorria em um valor de campo magnético C.C de 2790 oersteds quando o sinal de RF estava na frequência de 9,575 GHz e um um valor de campo magnético C.C de 2530 oersteds quando o sinal de RF estava na frequência de 7,32 GHz.

Na Fig.X.36 é mostrado um xerox da curva de perda por inserção versus campo magnético C.C, variando-se a potência do sinal de RF na entrada do protótipo para a frequência 9,575 GHz.

Com o campo magnético C.C fixo no valor de 2790 oersteds obtivemos curvas de limitação para o sinal de RF nas frequências de 9,575 GHz, 9,44 GHz e 9,517 GHz (Figs.X.38 e X.39).

Com o campo magnético C.C fixo no valor de 2530 oersteds obtivemos curvas de limitação para o sinal de RF nas frequências de 7,32 GHz, 7.3 GHz e 7.35 GHz (Fig.X.40).

A montagem utilizada para a obtenção das curvas de limitação é mostrada na Fig.X.37.

Também foram feitas medidas de perda por inserção versus frequência polarizando-se as esferas Y.I.G com campos magnéticos C.C nos valores de 2790 oersteds e 2530 oersteds, quando o nível de potência do sinal de RF estava abaixo do nível crítico de limitação. Constataram-se que esses resultados eram idênticos aos resultados da Fig.X.34.

X.7 - ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS PARA O PROTÓTIPO CONSTRUÍDO PARA LPSFs OPERANDO NO MODO DE COINCIDÊNCIA.

Os resultados experimentais obtidos em laboratório

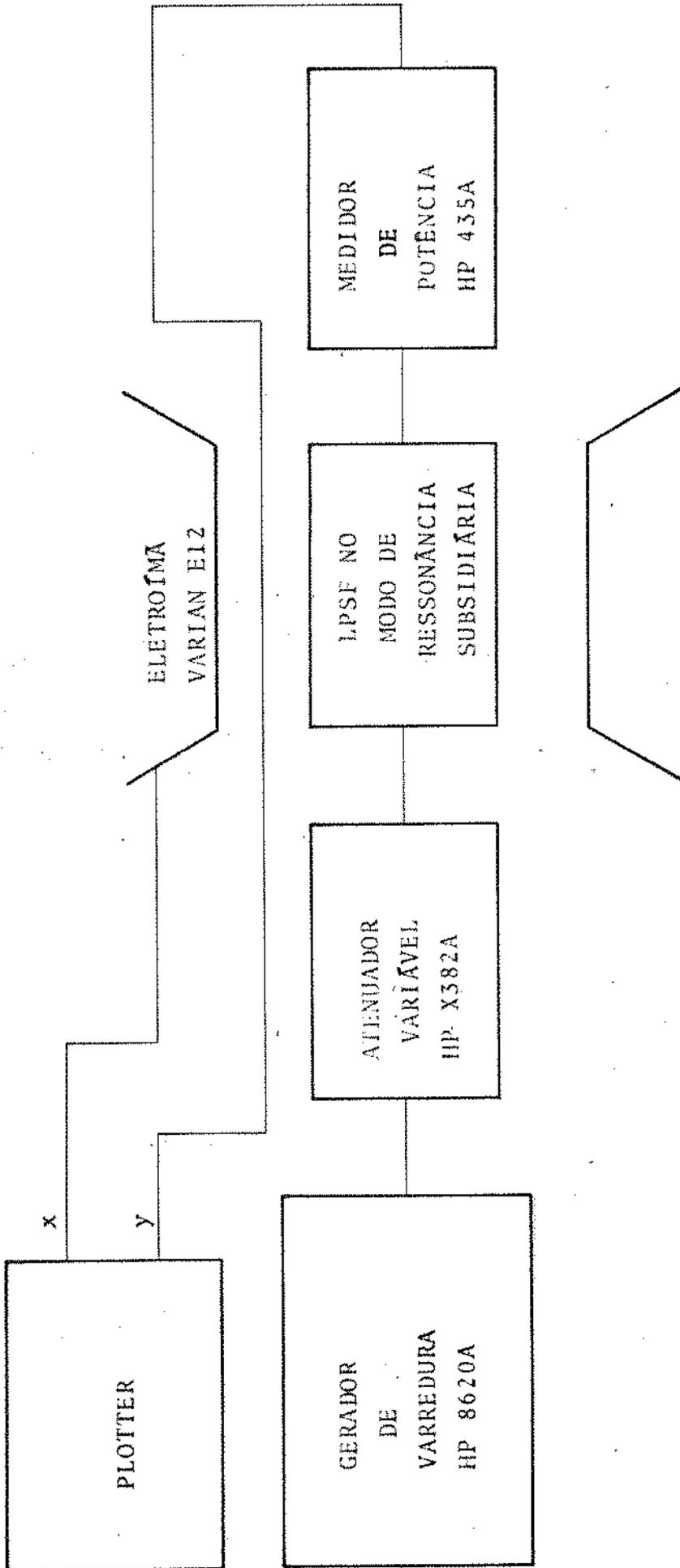


Fig.X.35 - Montagem utilizada para a obtenção das curvas de perda por inserção versus campo magnético C.C, no protótipo construído para LPSF operando no modo de ressonância subsidiária.

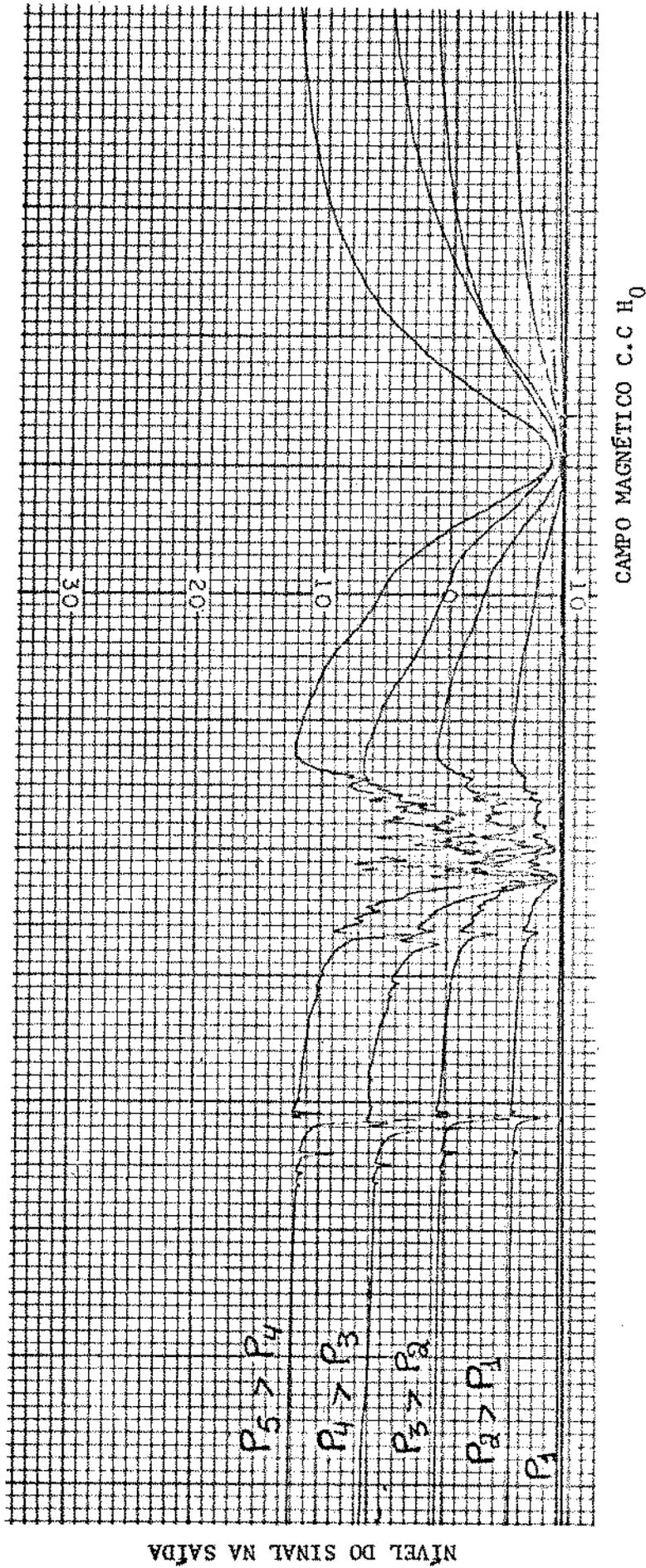


Fig. X.36 - Xerox das curvas de potência de saída versus campo magnético C.C para um sinal de R.F. com frequência de 9,575 GHz aplicado na entrada do protótipo do LPSF operando na ressonância subsidiária. Esta curva foi obtida através do Plotter do eletroímã Varian E-12.

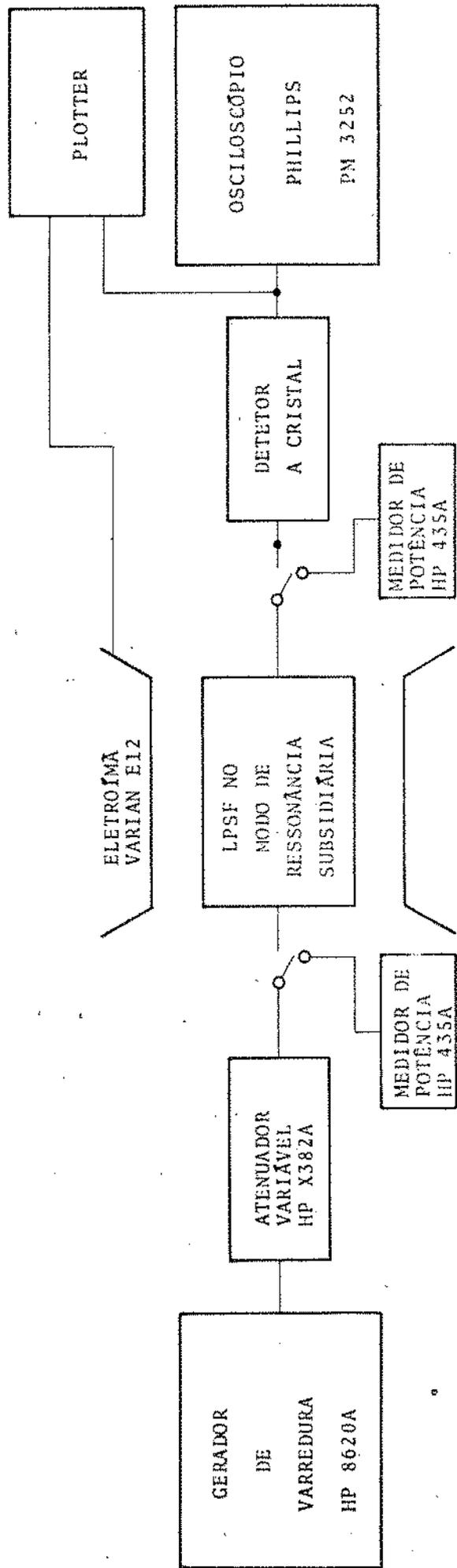


Fig.X.37 - Montagem utilizada para a obtenção das curvas de limitação do protótipo construído para se observar o fenômeno de limitação na ressonância subsidiária.

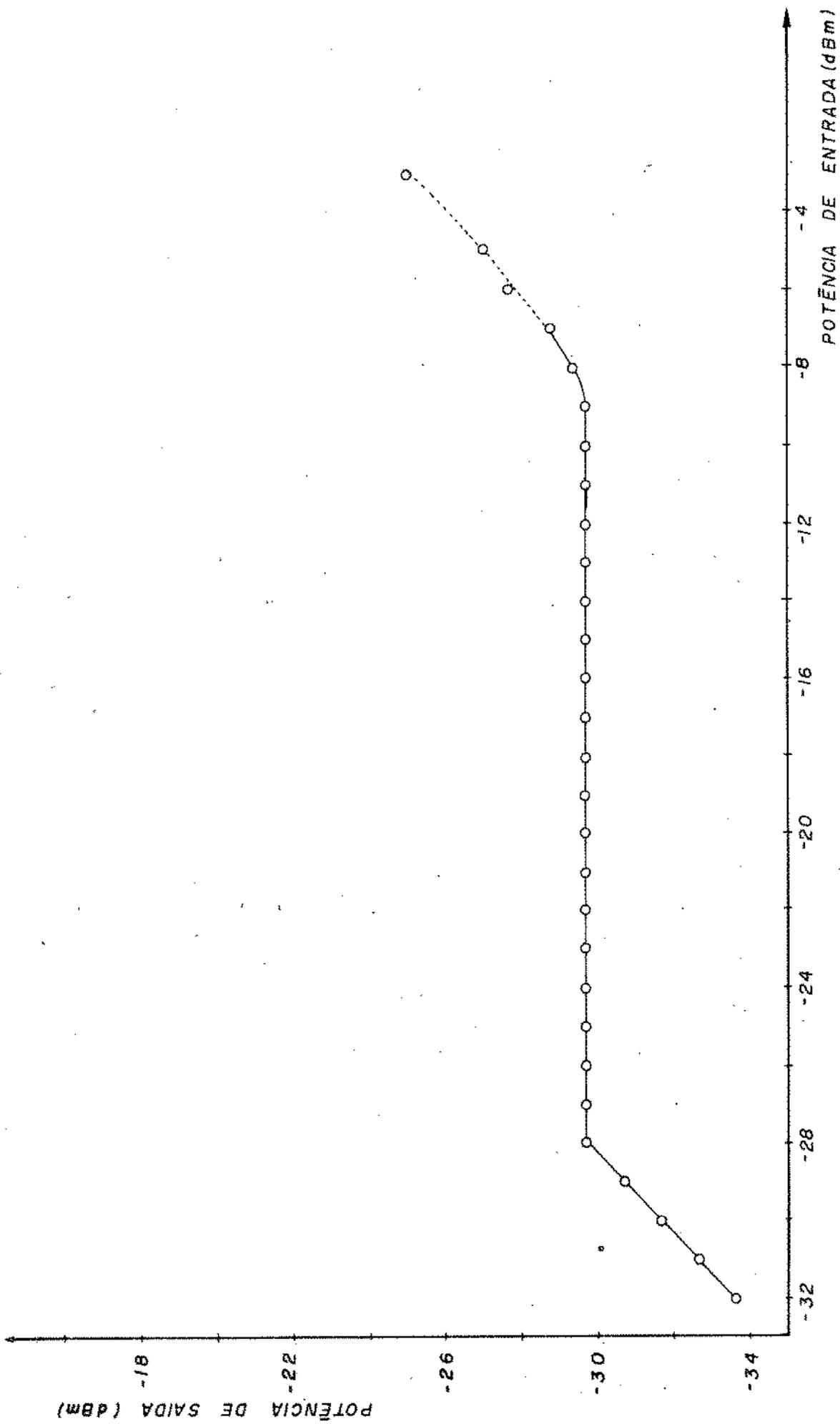


Fig.X.38 - Curva experimental de limitação para um sinal com frequência de 9,575 GHz aplicado na entrada do protótipo do LPSF operando na ressonância subsidiária. O campo magnético C.C foi ajustado no valor de 2790 oersteds.

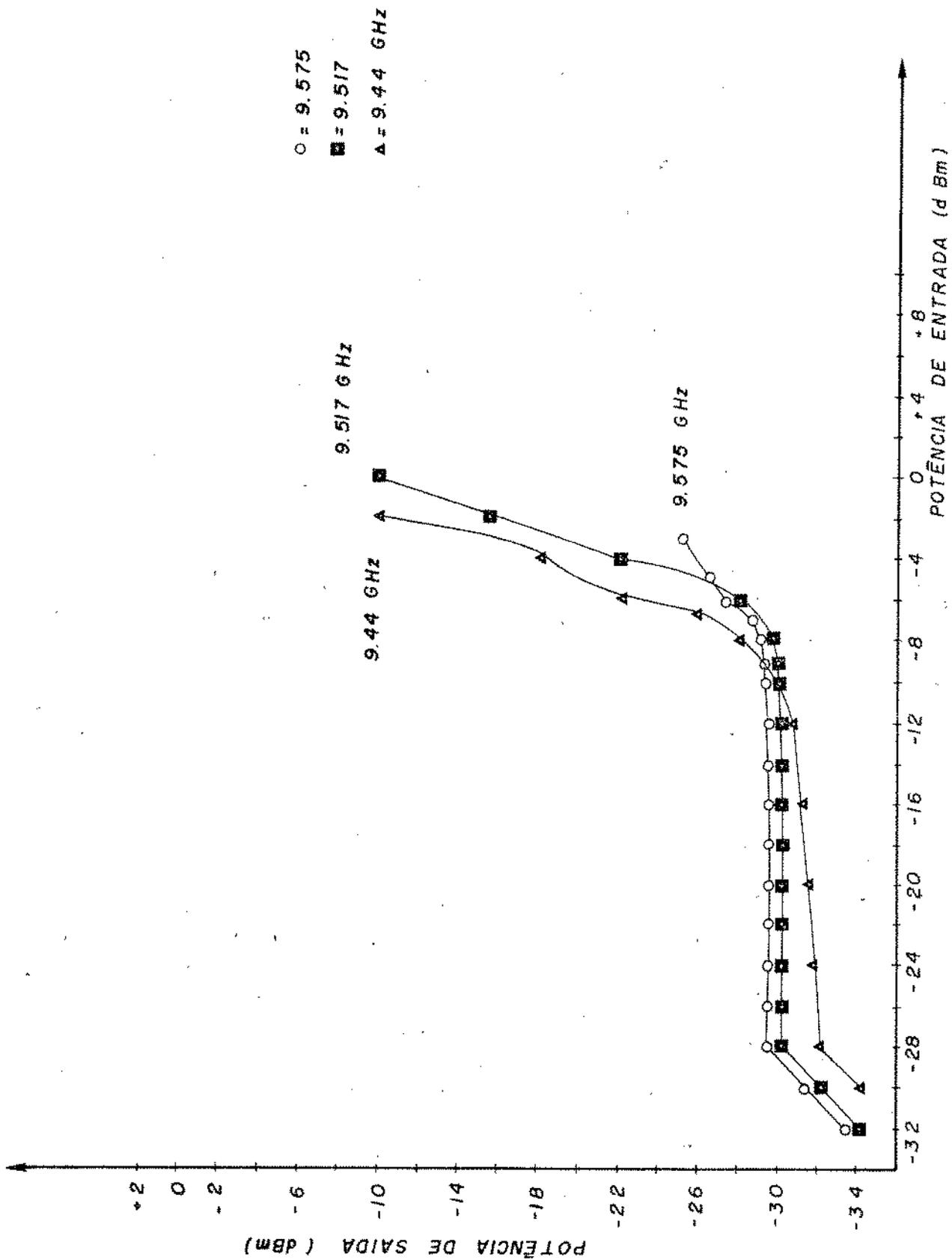


Fig.X.39 - Curvas experimentais de limitação obtidas para sinais com frequências de 9,517 GHz; 9,44 GHz e 9,575 GHz aplicados na entrada do protótipo do LPSF operando na ressonância. O campo magnético C.C foi ajustado no valor de 2790 oersteds.

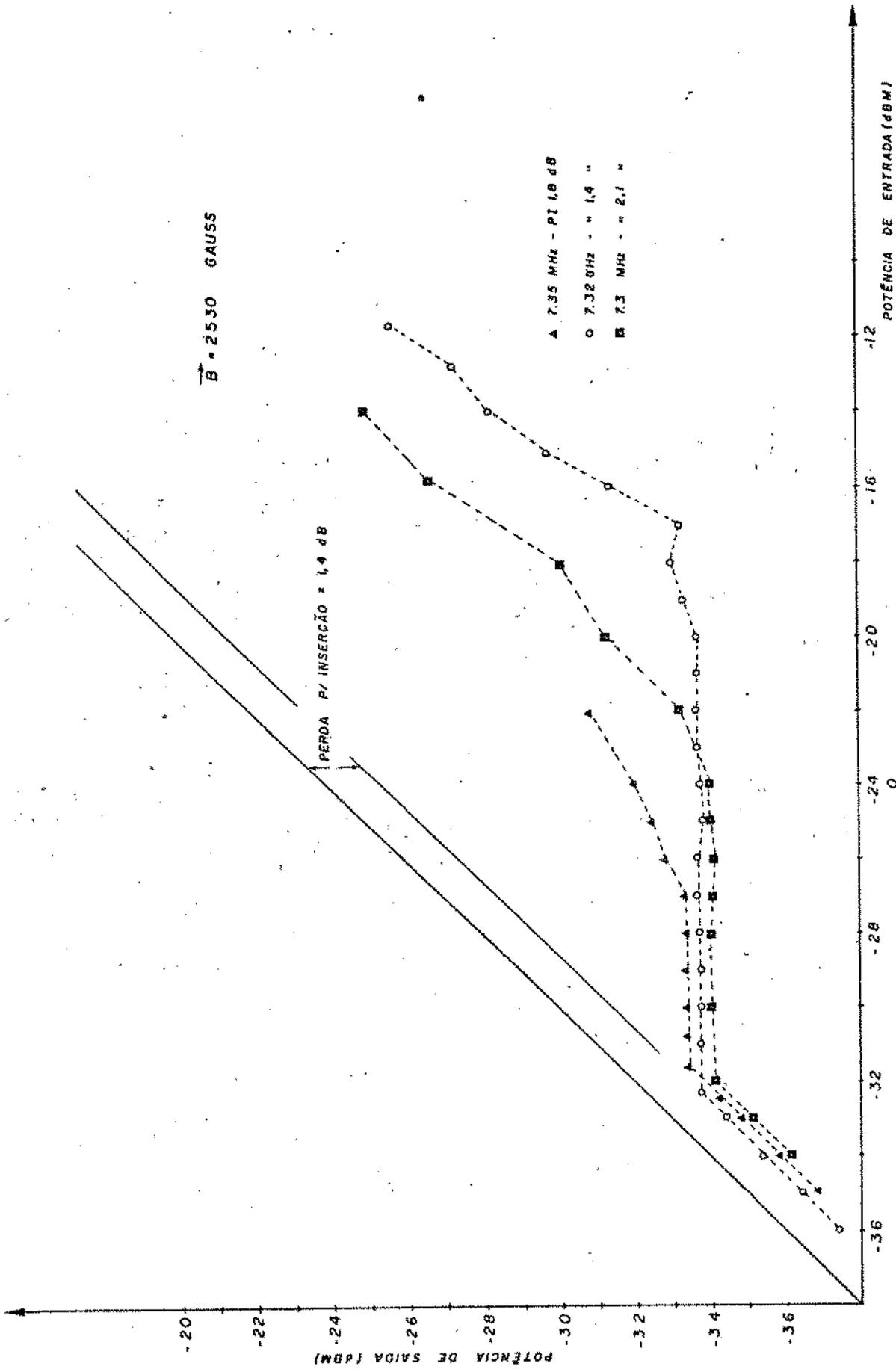


Fig. X.40 - Curvas experimentais de limitação para sinais de R.F. nas frequências de 7,32 GHz; 7,3 MHz e 7,35 GHz aplicados na entrada do protótipo do LPSF operando na ressonância subsidiária. O campo magnético C.C H₀ foi ajustado no valor de 2530 oersteds.

para a frequência de projeto de 2000 MHz apresentaram valores concordantes com os valores teóricos calculados na seção X.2.

Para uma boa interpretação dos resultados obtidos achamos conveniente analisarmos as curvas experimentais mostradas na seção X.3.

Com relação à curva de perda por inserção versus frequência quando o protótipo foi sintonizado na frequência de 2000 MHz, (Fig.X.8), observamos que a perda por inserção na frequência central foi de 4 dB e a faixa de passagem foi de 14,9 MHz enquanto que os valores teóricos calculados foram de 2,9356 dB e 12,43 MHz, respectivamente. Essa diferença entre os valores teóricos e medidos é devido principalmente a aproximações introduzidas no cálculo teórico. Os valores reais de Q_e e Q_u deveriam ter sido medidos com a esfera Y.I.G integrada à linha de fita. O método usado no cálculo teórico de Q_e tem sido sistematicamente provado ser válido [3], e, conseqüentemente, seu valor deve ser muito próximo do verdadeiro. O valor computado para Q_u só levou em conta a variação de ΔH com a frequência observada por Rossol [4]. O valor real de Q_u poderia ter sido medido com a esfera Y.I.G integrada à linha de fita, pois as condições de contorno impostas à esfera pela linha de fita fatalmente irão diminuir o valor de Q_u . Um método para se medirem os valores de Q_e e Q_u são descritos em [6].

Analisando, a influência de Q_u vemos das equações (X.4) e (X.7), que uma diminuição no seu valor causará um aumento da perda por inserção e um aumento na faixa de passagem, como foi observado experimentalmente.

Outros fatores a serem considerados são as perdas nos conectores e nas linhas de fita. As lâminas cobreadas utilizadas nessa montagem são de fabricação nacional, normalmente utilizadas para uso em circuitos impressos. Suas características começam a deteriorar para frequências acima de 2000 MHz. Os conectores utilizados foram conectores B.N.C que também não são os mais adequados para operarem nessa faixa de frequências.

Imprecisões no diâmetro do buraco circular de acoplamento podem não ter permitido obter a condição de acoplamento crítico, no qual é baseado o método teórico.

Da curva de limitação de potência para o protótipo sintonizado na frequência de 2000 MHz (Fig.X.13), notamos que os valores de $P_{e_{crit1}}$, P_{12} e P_{13} apresentam pequenas diferenças com relação aos valores teóricos calculados na seção X.2.

Os valores calculados de $P_{e_{crit1}}$, P_{12} e P_{13} foram -25,9 dBm, -28,8 dBm e -27,75 dBm, enquanto que os valores medidos foram -23 dBm, -27 dBm e -25 dBm, respectivamente.

As diferenças encontradas são devidas principalmente a o valor calculado de Q_u utilizado na obtenção desses valores. Como mencionado anteriormente o valor real de Q_u será menor do que o valor calculado, devido às condições de contorno impostas à esfera Y.I.G pela linha de fita. Como os valores de P_{13} e $P_{e_{crit1}}$ dependem do inverso do valor de Q_u^2 (equações(VIII.21)e(VIII.26)), uma diminuição no valor de Q_u ocasionará, logicamente, um aumento nos valores de P_{13} e $P_{e_{crit1}}$.

As perdas nos conectores e na linha de fita também afetam nos valores medidos de P_{12} , P_{13} e $P_{e_{crit1}}$.

A Fig.X.14 apresenta curvas de limitação para o protótipo sintonizado na frequência de 2000 MHz.

Nessa figura são mostradas curvas de limitação para as frequências de 1992,7 MHz e 2007,6 MHz. Essas curvas não são tão planas como aquela para a frequência de sintonia de 2000 MHz, com o processo de limitação se deteriorando mais rapidamente. Isso é razoável, pois nessas frequências o protótipo não está sintonizado e, portanto, o acoplamento entre os sinais de RF e as esferas Y.I.G é sacrificado.

A faixa dinâmica de limitação medida para a frequência de sintonia de 2000 MHz foi de 28 dB, (Fig.X.13).

A Fig.X.9 mostra uma curva de perda por inserção ver-

sus frequência para o protótipo sintonizado na frequência de 2050 MHz. A perda por inserção na frequência de sintonia foi de 4 dB e a faixa de passagem encontrada foi de 14,8 MHz. O valor de Q_e para a frequência de sintonia de 2050 MHz, será maior do que o valor para a frequência de sintonia de 2000 MHz. O protótipo foi construído de maneira a que a esfera Y.I.G ficasse localizada a uma distância $\lambda/2$ de um curto circuito na linha de fita para a frequência de projeto de 2000 MHz. Fora da frequência de projeto, a esfera Y.I.G não estará mais localizada a uma distância $\lambda/2$ do curto circuito na linha de fita, ou seja, não estará mais localizada em um ponto de campo magnético máximo da linha de fita e, portanto, o acoplamento magnético entre a esfera Y.I.G e o circuito será menor.

O valor de Q_u para a frequência de sintonia de 2050 MHz será maior do que o valor para a frequência de sintonia 2000 MHz, não só porque Q_u é diretamente proporcional ao valor da frequência (equação VII.15) mas também por causa da diminuição do valor da largura de linha ΔH com o aumento da frequência observada por Rossol (Fig.VII.10). O aumento nos valores de Q_u e Q_e parecem não ter alterado o valor da perda por inserção, porque devem ter sido compensados entre si e pela diminuição do valor de k_{12} que é inversamente proporcional ao valor da frequência (equação VII.26).

As deduções a respeito da perda por inserção podem ser acompanhadas através da equação VII.32.

O aumento nos valores de Q_e e Q_u e a diminuição no valor de k_{12} , entretanto, afetaram o valor da faixa de passagem fracionária W . Para a frequência de sintonia de 2000 MHz W é igual a 0,00745 e para a frequência de sintonia de 2050 MHz W é igual a 0,00722.

Portanto W diminuiu com o aumento da frequência de sintonia. Observando a equação VII.33, vemos que o aumento nos valores de Q_u e Q_e e a diminuição de k_{12} , deverão diminuir o valor de W , que é justamente o que foi observado em laboratório.

A Fig.X.15 mostra uma curva de limitação para a fre-

quência de sintonia de 2050 MHz. O aumento nos valores de Q_e e Q_u causaram a diminuição de $P_{e_{crit1}}$, P_{12} e P_{13} (veja equações VIII.26, VIII.27 e VIII.21), apesar desses valores serem diretamente proporcionais a ω^2 . Os valores encontrados para $P_{e_{crit1}}$, P_{13} e P_{12} foram -23,7 dBm, -25,8 dBm e -27,7 dBm, respectivamente. A faixa dinâmica de limitação medida foi de 25 dB.

As Figs. X.10 e X.11 mostram curvas de perda por inserção versus frequência para as frequências de sintonia de 2220 MHz e 2400 MHz. A diminuição no valor de k_{12} e o aumento nos valores de Q_e e Q_u com o aumento da frequência causaram a diminuição da perda por inserção e da faixa fracional W nessas frequências em relação à frequência de sintonia de 2000 MHz. (veja equações VII.32 e VII.33). O valor da perda por inserção na frequência de sintonia de 2220 MHz foi de 3,8 dB e a faixa de passagem encontrada foi de 12,6 MHz ($W = 0,00567$). O valor da perda por inserção na frequência de sintonia de 2400 MHz foi de 3 dB e a faixa de passagem encontrada foi de 10,4 MHz ($W = 0,0043$).

Observando as Figs. X.8, X.9, X.10 e X.11 notamos uma certa assimetria das curvas de perda por inserção versus frequência. Essa assimetria é mais acentuada na frequência de sintonia de 2000 MHz e diminui com o aumento do valor da frequência de sintonia.

Como explicado no capítulo III (seção III.5) a largura de linha ΔH para materiais anisotrópicos apresenta uma certa assimetria, ou seja, as distâncias entre os valores do campo magnético C.C. para que a componente X'_{xx} caia a um valor igual à metade de seu valor na sintonia, e o valor do campo C.C de sintonia são diferentes. Essa assimetria também aparecerá na resposta em frequência de um material anisotrópico. Portanto, como os materiais Y.I.G apresentam uma pequena anisotropia, acreditamos ser este um dos motivos dessa assimetria.

As Figs. X.17, X.18, X.19 e X.20 apresentam curvas de supressão de um sinal fraco por um sinal forte na frequência de sintonia de 2000 MHz. A potência do sinal forte foi variada desde 3 dB

até 12 dB acima de P_{crit} . Nessas figuras são mostrados valores teóricos da supressão máxima do sinal fraco pelo sinal forte, calculados da equação IX.9, para $\Delta f = 0$ MHz. Nas curvas experimentais, no entanto, nota-se que a supressão máxima ocorreu para valores de Δf diferentes de zero. Esse fato também foi explicado teoricamente no capítulo IX. Apesar disso, notamos que os valores medidos para a supressão máxima estão bem próximos dos valores teóricos calculados. Também foi notado nestas figuras que, para certos valores de Δf e da potência do sinal forte, o sinal fraco é menos atenuado quando o sinal forte está presente.

Como exemplo, podemos citar a Fig.X.19. Nessa figura, quando $\Delta f = -9$ MHz a atenuação do sinal fraco é 2 dB menor quando o sinal forte 9 dB acima de P_{crit} está presente. Este fato foi também observado experimentalmente por Giarola [7]. A teoria desenvolvida por Giarola e Jackson [8] prevê a existência dessa ocorrência bem como a da assimetria observada nas curvas de supressão.

As Figs. X.21, X.22, X.23 e X.24 apresentam curvas do valor relativo do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$ que aparece no espectro do sinal na saída do protótipo, quando o sinal fraco está sendo suprimido por um sinal forte na frequência de sintonia de 2000 MHz. Vemos dessas figuras que os valores do produto de intermodulação $2f_1 - f_2$, só se tornam significativos quando as frequências dos sinais forte e fraco se aproximam.

Os valores teóricos de nível relativo máximo, que aparecem nessas figuras, foram calculados da equação IX.10, para $\Delta f = 0$. Os valores medidos do nível relativo máximo são próximos dos valores calculados, alguns deles para valores de Δf diferentes de zero. A teoria apresentada no capítulo IX que explica a assimetria na curva de supressão não prevê nenhuma assimetria na curva do produto de intermodulação de terceira ordem.

As curvas de supressão de um sinal forte por outro sinal forte são apresentadas nas Figs. X.26, X.27 e X.28. Nessas figuras, podemos observar que esses sinais são mais fortemente suprimidos quando forem próximos em frequência. Em algumas situações, pa-

ra certos valores de Δf , um dos sinais apresenta um nível mais alto na saída quando o outro sinal está presente. Na Fig. X.27, para $\Delta f = 8$ MHz, o sinal em f_2 apresenta um nível de saída 2 dB maior quando o sinal em f_1 está presente.

As Figs. X.29, X.30 e X.31 mostram curvas dos produtos de intermodulação que aparecem na saída do protótipo quando são aplicados dois sinais fortes de igual amplitude na entrada. A partir dessas figuras pode-se notar que esses produtos se tornam significativos somente quando os dois sinais fortes estão próximos em frequência.

Um ponto a ser observado é que as curvas teóricas traçadas no capítulo IX, para a supressão de um sinal fraco por um sinal forte e dos produtos de intermodulação gerados tanto da aplicação de um sinal fraco e um forte como de dois sinais fortes, diferem bastante das curvas experimentais quando os dois sinais têm sua separação em frequências maiores que 1 MHz. Esta diferença observada é explicada pelo fato da faixa de passagem de nosso protótipo ser muito estreita e logicamente, os sinais quanto mais longe estiverem da frequência de sintonia, mais fracamente são acoplados à esfera Y.I.G. O modelo teórico é desenvolvido com a hipótese de que a faixa de passagem, $f_2 - f_1$, é larga o suficiente de tal forma que as diferenças Δf são sempre muito menores do que $f_2 - f_1$.

O último ponto que discutiremos é quanto à isolação do protótipo fora da faixa de passagem. Melhores isolações do que as observadas na Fig. X.6, podem ser conseguidas construindo-se um bloco maciço para plano de terra lateral do protótipo. Isso aumentaria o contato ôhmico entre os planos de terra superior, inferior e do meio da linha de fita como também aumentaria a blindagem do protótipo. O acoplamento espúrio, observado na Fig. X.6 é devido à existência de modos de ordem superior na linha de fita. O uso de um material mais adequado também ajudaria a se obterem melhores isolações entre as linhas de fita.

X.8 - ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS PARA O PROTÓTIPO CONSTRUÍDO PARA A OBSERVAÇÃO DO FENÔMENO DE LIMITAÇÃO DE POTÊNCIA NO MODO DE RESSONÂNCIA SUBSIDIÁRIA.

Observando-se as curvas de limitação obtidas no item X.6 para o protótipo construído no item X.5, nota-se claramente que o nosso principal objetivo foi alcançado. O acoplamento da esfera Y.I.G ao circuito foi bastante elevado, ocasionando assim níveis de limitação bem baixos.

Com o protótipo operando no modo de ressonância subsidiária na frequência de 9,575 GHz, o nível de limitação foi de -28 dBm e a perda por inserção foi de 1,6 dB (Fig.X.38). Esse valor de nível de limitação é bastante razoável e isto habilita-nos a usar este dispositivo como elemento de proteção em sistemas de comunicações em microondas. Foram feitas medidas de curvas de limitação para sinais com frequências em torno de 9,575 GHz e com o campo magnético C.C ajustado em um valor de 2790 oersteds, que é o valor necessário para se observar o modo de ressonância subsidiária centrado na frequência 9,575 MHz. Destas medidas (Fig.X.39) constatou-se que o fenômeno de limitação ainda é razoável em frequências diferentes da frequência central.

A faixa dinâmica de limitação obtida para a frequência de 9,575 GHz foi de 19 dB, com uma curva de limitação praticamente plana.

Quando operamos o protótipo na frequência de 7,32 GHz, o fenômeno de limitação de potência no modo de ressonância subsidiária foi alcançado para um valor do campo magnético C.C igual a 2530 oersteds. O valor medido do nível crítico de limitação foi de -32,3 dBm, com uma perda por inserção de 1,4 dB e faixa dinâmica de limitação de 12,3 dB (Fig.X.40). Entretanto, quando variamos a frequência em torno da frequência de 7,32 GHz, mantendo o valor de 2530 oersteds para o campo magnético C.C, notamos uma deterioração rápida do fenômeno de limitação (Fig.X.40). Por este mo

tivo, não é recomendável o funcionamento do protótipo como limitador de potência na faixa de frequências em torno de 7,32 GHz.

Um outro aspecto interessante a ser relatado diz respeito às diferenças observadas entre os valores teóricos e medidos do valor do campo magnético C.C H_0 no qual ocorre o fenômeno da ressonância subsidiária. Através da equação (V.40), podemos calcular o valor teórico de H_0 . Para a frequência de 9,575 GHz, esse valor foi de 1915,11 oersteds, enquanto que o valor medido foi de 2790 oersteds. Por outro lado, para a frequência de 7,32 GHz, o valor teórico calculado de H_0 foi de 1529,15 oersteds, enquanto que o valor medido foi de 2530 oersteds. Essas diferenças são atribuídas principalmente às condições de contorno impostas à esfera Y.I.G pelas paredes metálicas da calota esférica onde está localizada a esfera e pela fita condutora da microfita. Devido às interações existentes entre as correntes nessas paredes metálicas e a esfera Y.I.G [9], o valor do campo de desmagnetização de RF é bastante aumentado pela presença dessas paredes. Logicamente, um aumento no campo de desmagnetização imposto à esfera, aumenta o valor necessário para que o campo magnético C.C H_0 seja suficiente para ocasionar a ressonância subsidiária.

REFERÊNCIAS

- [1] H. Howe, Stripline Circuit Design, Horizon House, 1972, pp.33-40.
- [2] G.L. Mathaei, L. Young e E.M.T. Jones; Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures; McGraw Hill Book Co., 1964, pp.1052.
- [3] P.S. Carter, "Side-Wall-Coupled, Strip-Transmission-Line Magnetically Tunable Filters Employing Ferrimagnetic Y.I.G Resonators", IEEE Trans. on Microwave Th. and Techniques, Vo. MTT 13, pp.306-315, Maio, 1965.
- [4] F.C. Rossol, "Subsidiary Resonance in the Coincidence Region in Ytrium Iron Garnet", Journal of Applied Physics, Vol. 31, nº 12, pp.2273-2275, Dezembro, 1969.
- [5] S.S. Saviani e A.J. Giarola, "A linha de microfita no PAC do LED", Codex RP.006 do Laboratório de Eletrônica e Dispositivos, FEC, UNICAMP, 1980.
- [6] Mathaei et al, referência 2, pp.651-660.
- [7] A.J. Giarola, "A Review of the Theory, Characteristics, and Operation of Frequency Selective Limiters", Proc. IEEE, Vol. 67, nº 10, pp.1380-1396, Outubro, 1979.
- [8] A.J. Giarola e D.R. Jackson, "Asymmetrical signal suppression in parametric limiters", Proc. IEEE (Letters), Vol.56, pp. 1385-1386, Agosto, 1968.
- [9] Mathaei et al, referência 2, pp.1032.

CAPÍTULO XI

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Uma análise geral do comportamento dos protótipos construídos foi apresentada com bastante detalhe no capítulo X. Reservamos este capítulo para apresentar algumas sugestões e conclusões finais sobre o assunto.

Neste trabalho procuramos apresentar, de forma geral, os fenômenos envolvidos nos LPSFs usando ondas spin em materiais ferrimagnéticos, bem como sugerimos algumas geometrias que permitissem a construção desses dispositivos tanto no modo de coincidência como no modo de ressonância subsidiária.

Um método para se projetar LPSFs no modo de coincidência foi sugerido. O protótipo construído apresentou algumas diferenças entre os valores teóricos experimentais mas, melhores previsões teóricas poderão ser obtidos se os valores utilizados de Q_e e Q_u das esferas Y.I.G integradas à linha de fita forem medidos diretamente em lugar de calculados.

Como sugestão para trabalhos que venham a ser feitos futuramente recomenda-se que seja considerado o desenvolvimento de um método teórico que permita o cálculo de P_{crit} para LPSFs operando na ressonância subsidiária. Além disso, propõe-se que se construam mais alguns protótipos semelhantes àquele construído para LPSFs no modo de coincidência, procurando-se minimizar a perda por inserção e aumentar a faixa dinâmica de limitação. Para que este objetivo seja alcançado são apresentadas a seguir algumas sugestões:

1) Construir as linhas de fita com materiais dielétricos cobreados que apresentem bom comportamento na faixa de frequências de 2000 MHz, com valores de ϵ_r maiores daquele utilizado no protótipo construído. Isto ocasionaria uma diminuição no valor de Q_e das esferas Y.I.G, aumentando assim o acoplamento entre estas e

o circuito. Uma diminuição no valor de Q_c acarretaria um aumento da faixa de passagem do dispositivo e uma diminuição de sua perda por inserção.

2) Aumentar o número de esferas Y.I.G presentes no circuito para estender a faixa dinâmica de limitação. Neste caso, as equações deduzidas para o cálculo da perda por inserção e faixa de passagem do protótipo com dois ressoadores já não são mais válidas. A equação deduzida para o cálculo de $P_{e_{crit1}}$ ainda será válida, mas a equação deduzida para o cálculo de P_{13} permitirá apenas a obtenção do valor do último patamar da curva de limitação devido à esfera Y.I.G mais próxima aos terminais de saída do LPSF.

Embora seja necessário um volume substancial de trabalho de pesquisa, antes de se ter uma utilização generalizada dos LPSFs, espera-se ter sido possível mostrar com este trabalho que tais dispositivos são de conceituação relativamente simples e que suas características os tornam bastante atraentes para a utilização em sistemas eletrônicos, principalmente de comunicações.