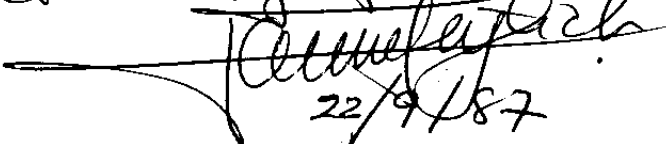


Este exemplar corresponde à redação  
final da tese defendida pela aluna  
Lucila Helena Deliesposte Cescato e  
aprovada pela comissão julgadora  
  
22/9/87

"GRAVAÇÃO HOLOGRÁFICA DE PADRÕES PERIÓDICOS  
DE ALTA FREQUÊNCIA ESPACIAL PARA A CONFEC-  
ÇÃO DE DISPOSITIVOS ÓPTICOS"

Lucila Helena Deliesposte Cescato

Orientador: Prof. Dr. JAIME FREJLICH

Tese apresentada ao Instituto de Física  
"Gleb Wataghin" para a obtenção do Títu-  
lo de Doutor em Física.

Setembro de 1987.

Dedico este trabalho  
a meus pais e a meus filhos.

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Jaime Frejlich pelas discussões e orientação.

Ao Prof. Geraldo Mendes pelo apoio e participação em todo o trabalho experimental.

Aos colegas Prof. J.J. Lunazzi, Paulo Acioly, Paulo Magno, Beth, Mikiya e Marcelo.

À Aparecida Carmo , pelo apoio técnico e pela amizade.

Ao Toninho pela eficiência e rapidez na datilografia.

Ao Valter, Charles e Vasco pelos desenhos.

Ao Alcides pelos trabalhos técnicos, à Iracy pelas fotografias e ao Hiran pelos trabalhos de microscopia eletrônica.

À Cida, que a seis anos vem me auxiliando na difícil tarefa de cuidar das crianças.

E a todos que direta ou indiretamente colaboraram para a realização deste trabalho.

## ABSTRACT

The fundamental result reported in this work is the construction of a high performing stabilized holographic setup, which allows the phase shift control between the interference pattern and a reference hologram.

The high sensitivity of the system allows using the residual modulation effect, arising in photosensitive materials during the holographic recording itself, as a reference hologram for operating the stabilization system. Consequently self-stabilized holographic recording is now possible.

On the other hand, stabilized superposition of holographic gratings and their harmonics with accurate phase control is also possible, allowing Fourier Synthesis of arbitrary shaped periodic profiles.

The stabilization system itself and the positive photoresist used in this work were studied in detail for improving the knowledge of the involved processes and optimizing their use.

Some applications are developed as illustrative examples of the possibilities of the whole process such as Fourier Synthesis of blazed gratings and the study of the kinetics of the photoreaction in resist films.

## RESUMO

O resultado básico deste trabalho é a construção de uma montagem holográfica estabilizada altamente eficiente, que permite o controle da fase relativa entre o padrão de interferência e um holograma de referência.

A alta sensibilidade do sistema permite a utilização de um efeito de modulação residual em materiais fotossensíveis durante o registro, como holograma de referência para operar o sistema de estabilização. Conseqüentemente gravações holográficas auto-estabilizadas se tornam possíveis.

Por outro lado, é possível também a superposição estabilizada de redes holográficas e de seus harmônicos com um controle de fase preciso entre elas, possibilitando a Síntese de Fourier de perfis arbitrários periódicos.

O sistema de estabilização e as fotorresinas positivas utilizadas foram estudadas em detalhe, permitindo uma melhor compreensão dos processos envolvidos e otimizando as condições de sua utilização.

Foram feitas algumas aplicações para ilustrar as possibilidades do sistema todo como: Síntese de Fourier de uma grade "blazed" e o estudo da cinética da fotorreação num filme de fotorresina.

## ÍNDICE

	<u>PÁGS.</u>
I. <u>INTRODUÇÃO</u>	1
II. <u>MONTAGEM HOLOGRÁFICA ESTABILIZADA ELETRONICAMENTE</u> <u>PARA GERAÇÃO DE PADRÕES PERIÓDICOS</u>	5
1. Montagem Holográfica	8
1.1 Interferômetro	8
1.2 Alinhamento dos Sistemas Expansores	13
2. Sistema de Estabilização Eletrônica	19
2.1 Descrição do Sistema	23
2.2 Modelo Matemático	28
2.2.1 Estabilização no 1º Harmônico	34
2.2.2 Estabilização no 2º Harmônico	38
2.3 Estudo do Desempenho do Sistema de Estabilização	40
2.3.1 Análise do Sistema via Modelo matemático e medida dos parâmetros do Sistema.	40
2.3.1.1 Verificação do Modelo	40
2.3.1.2 Medida dos Parâmetros do Sistema	47
2.3.1.3 Desempenho do Sistema	53
2.3.2 Eficiência das Grades Produzidas	60

<b>III. <u>ESTUDO DO MATERIAL DE REGISTRO: FOTORRESINAS POSITIVAS</u></b>	<b>67</b>
<b>1. Estudo das Condições de Utilização</b>	<b>69</b>
1.1 Condições de Secagem e Armazenagem	76
1.2 Sensibilidade	84
1.2.1 Curvas de Resposta à Exposições Uniformes: $R_o(E)$	85
1.2.1.1 Influência do Revelador	85
1.2.1.2 Exposições com Lâmpadas de Mercúrio	90
1.2.1.3 Exposições com Laser de Argônio	92
1.2.2 Inomogeneidades de $R_o$ ao Longo do Filme	96
1.3 Resolução	98
1.3.1 Curva de Resposta para Exposições de Padrões Senoidais: $R_f(E)$	99
1.3.2 Método da Derivada para Medida da Curva de Resposta $R_f(E)$ .	106
1.3.3 Medida da Resposta $R_f(E)$ via Medida da Difração durante a revelação	110
1.3.4 Comparação da Resposta para para Diversas Frequências Espaciais	114
<b>2. Efeito de Modulação em Tempo Real nas Fotorresinas Positivas</b>	<b>118</b>
2.1 Estudo do Próprio Efeito	119
2.1.1 Método Experimental	123
2.1.2 Evolução no Tempo com a Frequência Espacial	125
2.2 Aplicações do Efeito de Tempo Real	129
2.2.1 Operação do Sistema de Estabilização	130
2.2.2 Casamento de Fase e Superposição de Harmônicos	131

3.	Caracterização do Mecanismo de Registro	134
3.1	Modelo Simplificado da Reação Fotoquímica	135
3.2	Cálculo da Constante Cinética "K" via medida da Evolução da Modulação em Tempo Real	136
3.3	Análise da Revelação e das Curvas de Resposta	140
IV.	<u>APLICAÇÕES</u>	147
1.	Litografia	148
1.1	Fotogravação	149
1.2	Ataque Químico	151
2.	Redes de Difração sobre a Fotorresina	154
2.1.	Grades "Blazed"	157
2.1.1	Síntese de Fourier	159
V.	<u>CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS</u>	167
VI.	<u>APÊNDICES</u>	170
1.	Fase Relativa entre as Ondas Difratadas	170
2.	Inomogeneidades da Taxa de Remoção $R_0$ ao Longo do Filme	174
2.1	Inomogeneidades devido à Exposição	174



a) Ondas Estacionárias	174
b) Absorção	175
2.2 Inomogeneidades devido ao Próprio Filme	180
2.3 Inomogeneidades devido ao Revelador	180
a) Influência da Agitação - Efeito de Altas Taxas de Remoção	180
b) Efeitos de Baixas Taxas de Remoção	183
3. Inomogeneidade da Exposição no Plano do Filme ("Shearing" Lateral).	185
4. Cálculo do Espectro de Difração de uma Rede Fotorrepetida.	188
VII - REFERÊNCIAS	191

**CAPÍTULO - I**

## I. INTRODUÇÃO

As redes de difração são conhecidas desde o século passado, principalmente devido a sua propriedade de dispersão da luz, que é muito utilizada em instrumentos espectroscópicos.

O processo convencional de produção das redes utilizadas em espectroscopia é o traçado mecânico, onde uma máquina muito complexa, risca, com uma ponta de diamante muito fina, as linhas uma a uma sobre um substrato <sup>(01)</sup>. Substrato este que é posteriormente utilizado como matriz para replicação.

Depois da década de 60, com o aparecimento do laser, e o desenvolvimento da interferometria e holografia, tornou-se possível um outro tipo de processo, totalmente diferente, onde as linhas são produzidas todas de uma vez, através da gravação, num material fotossensível, do padrão produzido pela interferência de duas frentes de ondas.

As redes, produzidas desta forma foram denominadas de redes holográficas <sup>(02)</sup> e possuem uma série de vantagens sobre as redes riscadas como: menor custo de produção, ausência de defeitos como linhas fantasmas e possibilidade de confecção de redes grandes de períodos muito pequenos <sup>(03)</sup>. Além disso, como não há limitação quanto ao substrato, estas grades podem ser gravadas em substratos curvos (redes côncavas), gerando assim novos projetos, muito mais simples, para os espectrômetros <sup>(03)</sup>.

A flexibilidade das redes holográficas quanto ao substrato onde são feitas, permitindo também a transferência do padrão gravado para o substato, aliada à possibilidade de gravar altas frequências es-

paciais e profundas, possibilitou o desenvolvimento de uma série de aplicações não espectroscópicas para as redes. Entre estas aplicações podemos citar:

- aplicações metrológicas como medida de pequenas deformações através da Interferimetria Moiré <sup>(04)</sup> .
- aplicações como desviadores e varredores de feixe laser <sup>(05)</sup> em impressoras a laser e leitoras de código de barras.
- acopladores de luz em fibras ópticas, permitindo a multiplexação e integração <sup>(06)</sup> .
- como substitutos dos espelhos nos lasers de realimentação distribuída (com muito melhor seletividade em comprimento de onda: laser mono-modo, e permitindo a integração) <sup>(07)</sup> .
- como elementos ópticos não convencionais tais como lâminas retardadoras e anti-refletoras obtidas com modulações espaciais de superfície profundas e de alta frequência <sup>(08) (09)</sup> .
- e nas interconexões ópticas para computadores <sup>(10) (11)</sup> .

Toda esta ampla variedade e quantidade de aplicações faz com que as redes de difração sejam tema de constantes pesquisas que vão desde problemas teóricos, a sofisticados processos de obtenção das redes. Além disso, como uma rede de difração holográfica é o holograma mais elementar ela é muito utilizada no estudo e desenvolvimento de materiais fotossensíveis para a holografia.

Neste trabalho foi desenvolvido um sistema de gravação holográfica de estruturas periódicas de alta frequência espacial que pode ser utilizado para confecção de redes de difração para espectroscopia, de outros dispositivos não convencionais, e para o estudo do próprio mecanismo de registro óptico em materiais fotossensíveis.

O sistema proposto alia uma montagem holográfica versátil e balanceada a um sistema eletrônico que além de fazer a estabilização do padrão de interferência, resolvendo um dos problemas mais sérios da montagem holográfica, permite o controle da fase do padrão em relação a uma grade de referência. O controle da fase do padrão em relação a uma grade de referência amplia muito as possibilidades do sistema permitindo por exemplo a gravação de várias redes, todas elas casadas entre si ou a superposição de redes de frequências espaciais múltiplas com controle da fase entre elas (Síntese de Fourier).

A grade de referência pode ser feita previamente e reposicionada ou pode ser feita diretamente num material de registro em tempo real. A eficiência de difração desta grade de controle necessária para operar o sistema pode ser tão baixa, que uma pequena modulação residual que alguns materiais fotossensíveis apresentam durante o registro já é suficiente para estabilizar o padrão de franjas. Neste modo de operação, a grade que vai se formando pode ser utilizada para estabilizar o padrão em fase com ela mesma. Simultaneamente, a grade que vai se formando pode ser medida durante o registro, permitindo um monitoramento da estabilização e o estudo o processo de modulação das constantes ópticas do material fotossensível.

O material fotossensível utilizado para a gravação destes padrões foi uma fotorresina positiva, que além de possuir alta eficiência de difração (pois a modulação é feita em relevo) é muito conhecida, de fácil manuseio e permite a transferência do padrão para o substrato onde é aplicada.

Foram estudadas as melhores condições para utilização das fotorresinas que vão, desde a preparação dos filmes até condições de ex-

posição e revelação, através da medida de características como sensibilidade e resolução

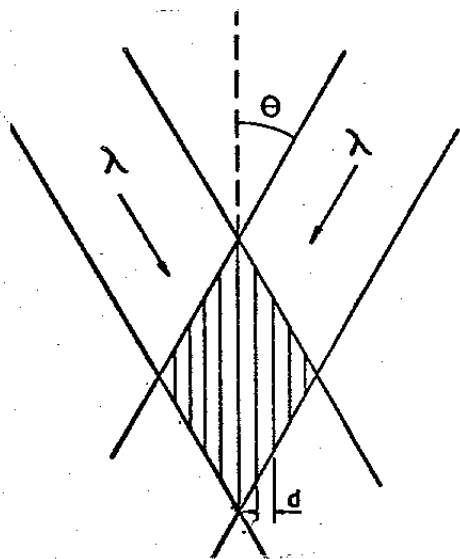
A medida da modulação em tempo real das fotorresinas foi utilizada para calcular alguns parâmetros da reação foto-química e para estudar separadamente o efeito intrínseco do material do efeito da revelação na resolução.

Finalizando o trabalho foram feitas algumas aplicações para exemplificar algumas das possibilidades deste processo de gravação holográfica.

**CAPÍTULO - II**

## II. MONTAGEM HOLOGRÁFICA ESTABILIZADA ELETRONICAMENTE PARA GERAÇÃO DE PADRÕES PERIÓDICOS

Existem muitas formas diferentes de se obter a interferência de 2 feixes de luz coerentes. O método mais comum é dividir uma frente de onda coerente em duas, e depois juntá-las novamente numa região do espaço. Nesta região onde elas se interseptam é gerado um padrão de franjas de interferência mostrado na Figura 1, de forma que o espaçamento entre as franjas ( $d$ ) depende do ângulo de incidência entre as duas frentes de onda ( $2\theta$ ) e do comprimento de onda ( $\lambda$ ), através da relação:



$$2 d \text{ sen } \theta = \lambda \quad (1)$$

Figura 1

Como as fontes de luz que possuem a coerência necessária à interferência são os lasers, e estes possuem diâmetros muito pequenos, se desejarmos um área maior de interferência, precisaremos de um sistema expensor que amplie a área do feixe e conseqüentemente a área da interferência, mantendo a frente de onda plana e a distribuição de intensidade homogênea.



Alguns interferômetros construídos com esta finalidade estão descritos na Referência <sup>(01)</sup> , uns são simétricos, outros não, alguns utilizam sistemas expansores com lentes colimadoras outras com espelhos, etc. Entretanto existem alguns problemas fundamentais que são comuns a todos eles:

- 1- Os interferômetros precisam ser balanceados, isto é a diferença entre os caminhos ópticos percorridos pelos feixes após serem divididos até interferirem deve ser próxima de zero. Desta forma, além de garantirmos que estamos com o máximo de visibilidade das franjas devido ao comprimento de coerência da fonte (da ordem de centímetros para o Laser Ar sem o "etalon"), temos também maior invariança das franjas em relação a variações angulares do feixe laser antes dele ser dividido <sup>(12)</sup> .
- 2- A qualidade das frentes de onda que interferem determina a qualidade das franjas de interferência e conseqüentemente das grades produzidas, pois toda deformação na frente de onda, se converterá numa deformação nas franjas. Quando a rede ali produzida for utilizada mesmo num espectrômetro com óptica perfeita, a frente de onda original (deformada) que gerou a rede é reconstruída por difração e limitará a qualidade da imagem espectral, diminuindo assim o poder de resolução da grade. A obtenção de uma boa frente de onda numa dada área depende da qualidade do sistema expensor utilizado e do seu alinhamento, em geral planicidades das frentes de onda melhores que  $\lambda / 4$  na área da grade não causam perda de resolução na grade <sup>(01)</sup> . Além da qualidade da frente de onda expandida, a distri-

buição de intensidade de luz na frente de onda expandida precisa ser uniforme, se não haverá geração de uma intermodulação no registro (a modulação da grade produzida varia com a intensidade) causando defeitos que aumentam também o tamanho da mancha de difração (diminuindo a resolução da grade).

- 3- Estabilidade da montagem - as franjas de interferência, devem permanecer fixas no espaço durante o intervalo de tempo em que é feita a exposição, caso contrário ocorrerá um apagamento equivalente a uma perda de contraste.

Este é um problema muito difícil de ser resolvido pois basta uma mudança na diferença de caminho óptico de  $\lambda/2$  para que uma franja escura ocupe o lugar de uma clara e vice-versa (o padrão se desloca de 1/2 interfranja). Diferenças de caminho óptico desta ordem ocorrem facilmente por vibrações mecânicas de componentes ópticos da montagem ou até por mudanças no índice de refração do ar entre os braços do interferômetro. A estabilidade se torna mais crítica quanto maior o tempo de exposição em relação ao tempo das perturbações e quanto maiores os braços do interferômetro. Justamente os materiais mais eficientes e de maior resolução são geralmente os menos sensíveis.

## 1. Montagem Holográfica

### 1.1 Interferômetro

Em 1977, W.J. Tomlinson e L.F. Mollenauer<sup>(13)</sup> propuseram um interferômetro balanceado com ângulo de interferência entre os feixes facilmente ajustável, e cujo ajuste não desbalança o interferômetro. Um esquema deste interferômetro está mostrado abaixo na Figura 2, onde o ângulo de interferência ( $2\theta$ ) que gera as franjas é facilmente ajustado girando-se o espelho  $E_3$ . Se o plano do espelho  $E_3$  contiver o ponto P a diferença entre os caminhos ópticos dos feixes após o ponto C compensa a diferença de caminho óptico entre os feixes antes de C, de forma que a diferença de caminho óptico total entre os feixes é nula. Este resultado independe do plano do espelho  $E_3$ , desde este que contenha P. Portanto se girarmos  $E_3$  em torno de P, o interferômetro muda o ângulo de interferência  $2\theta$  e continua balanceado. P é dado pela intersecção entre a bissetriz dos ângulos externos formados entre os feixes em C, e pela normal ao feixe que percorreu menor caminho levantada a uma distância  $\Delta\ell/2$  de C onde  $\Delta\ell$  é a diferença de caminho óptico entre os feixes antes de C<sup>(13)</sup>.

Outras particularidades deste interferômetro estão também descritas na literatura<sup>(12) (14)</sup>, valendo a pena citar uma mostrada na Figura 3<sup>(14)</sup>: quando a diferença entre o número de reflexões que cada feixe sofre for par, cada porção do feixe original interfere com ela mesma, reduzindo assim a necessidade de coerência espacial para haver interferência.

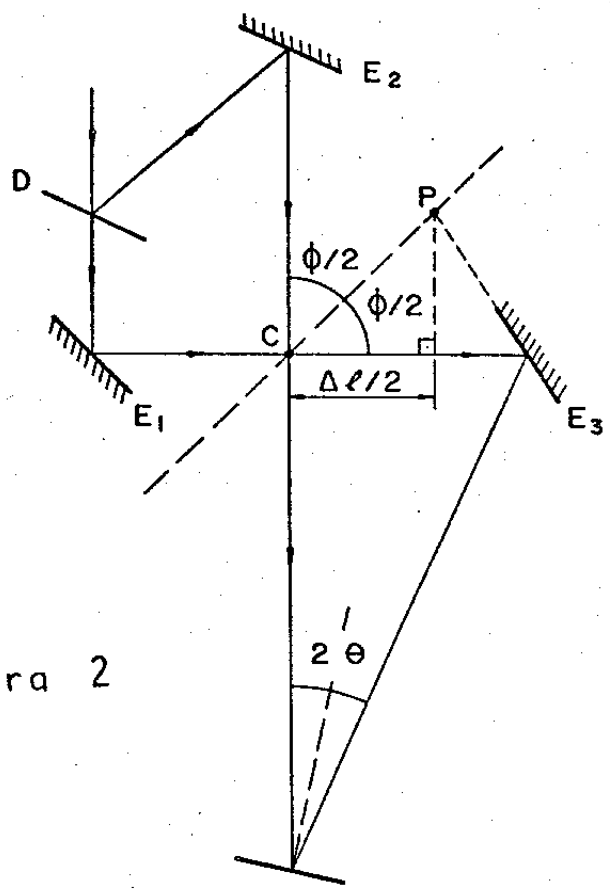


Figura 2

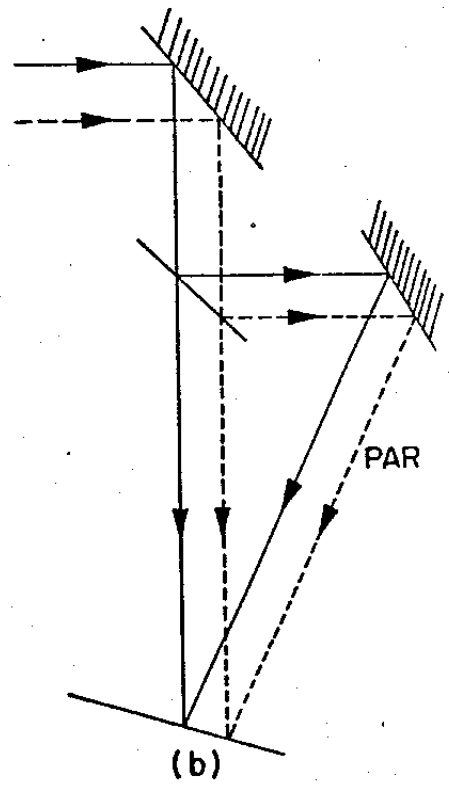
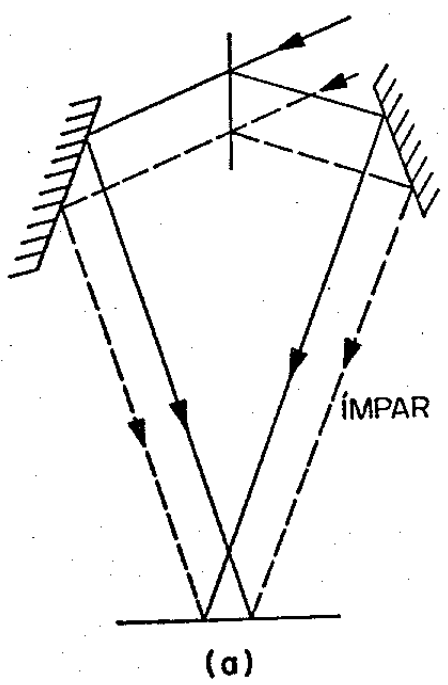


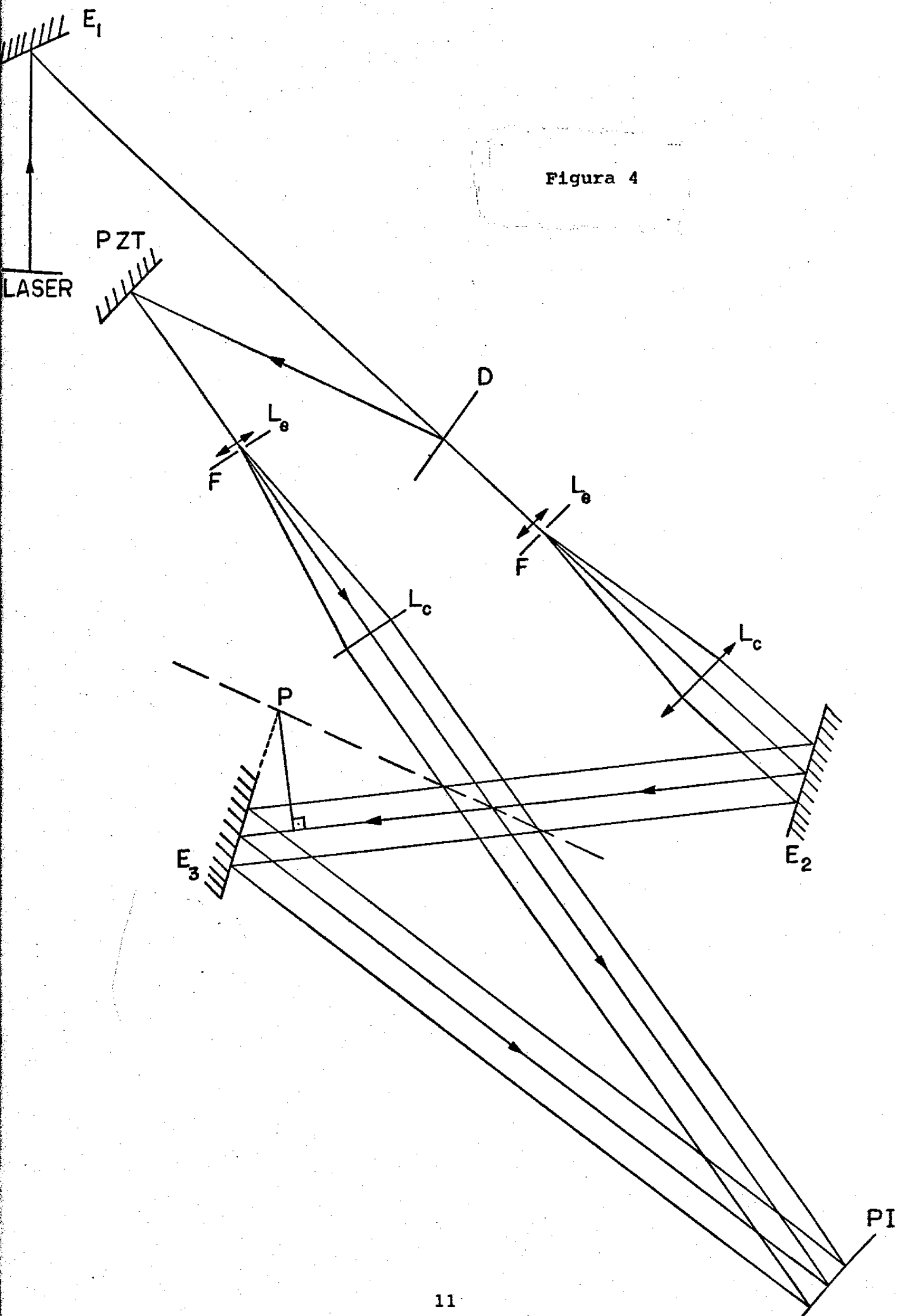
Figura 3

Devido a todas estas vantagens este interferômetro foi tomado como base para nossa montagem holográfica que está esquematizada na Figura 4. A Figura 5 mostra uma fotografia do interferômetro montado sobre uma mesa de granito de 2 m x 1,10 m por 10 cm de espessura flutuando sobre câmaras de ar, e cujos pés estão sobre areia, para evitar que as vibrações transmitidas pelo solo atinjam a montagem. O ponto P foi encontrado experimentalmente com o auxílio de um laser de He-Ne e um goniômetro. Ali foi então fixado um eixo segundo o qual gira um trilho que suporta o espelho  $E_3$ . O plano do espelho  $E_3$  foi ajustado para conter o eixo P. Um ajuste um pouco mais fino da posição de P foi feito buscando-se o máximo visibilidade das franjkas no plano de interferência P.I. Como fonte foi utilizada um laser de Ar modelo 165 "Spectra Physics" na linha  $\lambda = 4579 \text{ \AA}$ . Os 4 espelhos utilizados têm planicidade da ordem de  $\lambda/10$  e duas polegadas de diâmetro. Como divisor de feixe foi utilizado um disco com refletividade variável (metalização variável).

Uma vez encontrado o ponto P, os feixes foram expandidos e filtrados através de dois sistemas iguais, um em cada feixe, compostos de uma objetiva de 20 X, N.A= 0.5, um filtro espacial de  $5 \mu\text{m}$  de diâmetro e uma lente colimadora (dubleto corrigido de 38 cm de distância focal,  $\lambda/8$  em 3.8 cm de abertura).

Dado um sistema óptico expensor a qualidade da frente de onda gerada depende não só da qualidade dos componentes mas também do seu alinhamento, por isto o alinhamento é crítico na determinação da qualidade da frente de onda.

Figura 4



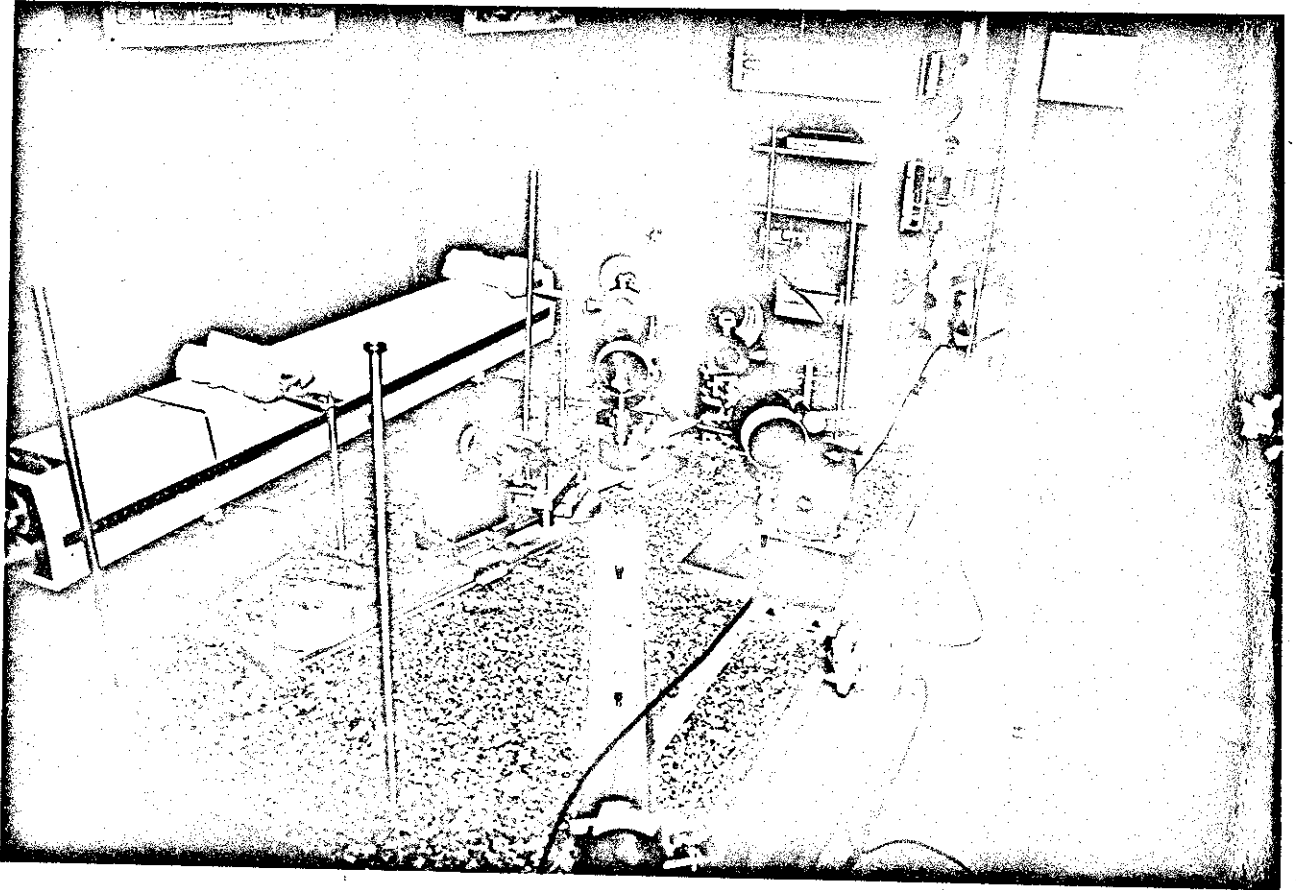


Figura 5

## 1.2 Alinhamento dos Sistemas Expansores

O alinhamento destes sistemas foi feito em 3 etapas:

- primeiramente as lentes e objetivas foram ajustadas coaxialmente com o feixe laser, via interferência das reflexões nas superfícies das lentes, utilizando-se o método descrito na referência <sup>(15)</sup>. Um bom alinhamento nesta fase, reduz aberrações como Coma e Astigmatismo, efeitos típicos do mal alinhamento do feixe com o eixo das lentes.
- uma vez alinhadas as lentes próximas às suas posições definitivas temos que fazer coincidir os focos das duas lentes (objetiva e colimadora) para que a frente de onda saia paralela ou colimada da última lente. Além disso, o que é mais crítico para que as franjas de interferência sejam retas, é a simetria entre as duas frentes de onda. Se elas não estão perfeitamente colimadas (planas) mas têm exatamente a mesma curvatura na região de interferência, as franjas serão igualmente retas. Entretanto ao variarmos o ângulo de interferência e conseqüentemente a posição do plano de interferência (vide Figura 4), variaremos as curvaturas das frentes de onda, que provavelmente não serão mais idênticas no novo plano de interferência, a não ser que as frentes de onda sejam rigorosamente planas. Neste caso as franjas serão sempre retas, independentemente da posição do plano e do ângulo de interferência. Para satisfazer estas condições precisamos fazer alguns ajustes iterativos: o ajuste do paralelismo das frentes de onda e o ajuste da simetria entre as duas frentes de onda. Um primeiro ajuste do paralelismo das frentes de onda é feito com o auxílio de uma lâmina de faces planas e paralelas (interferô-



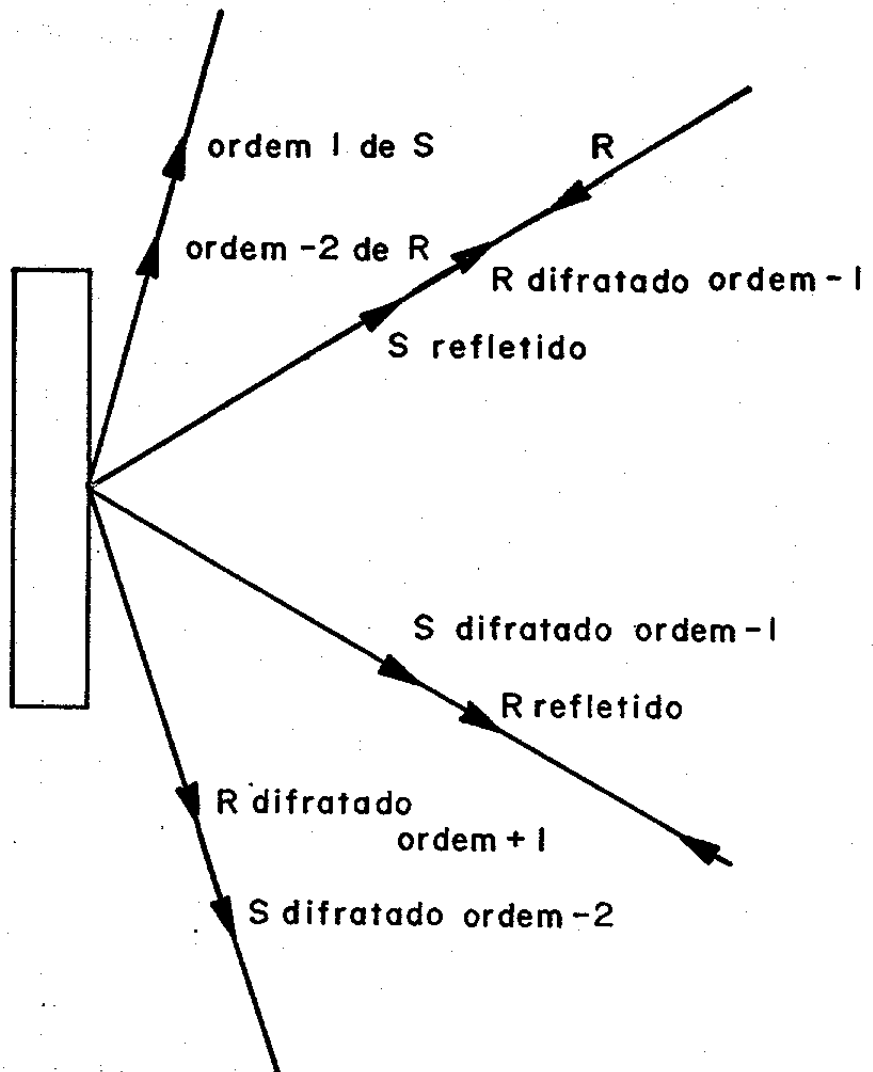
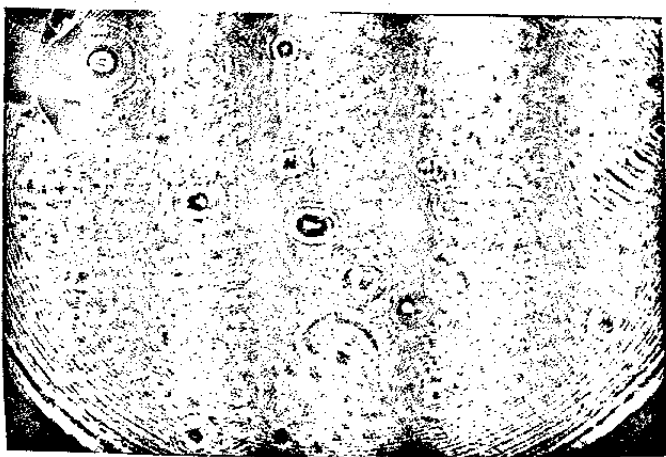
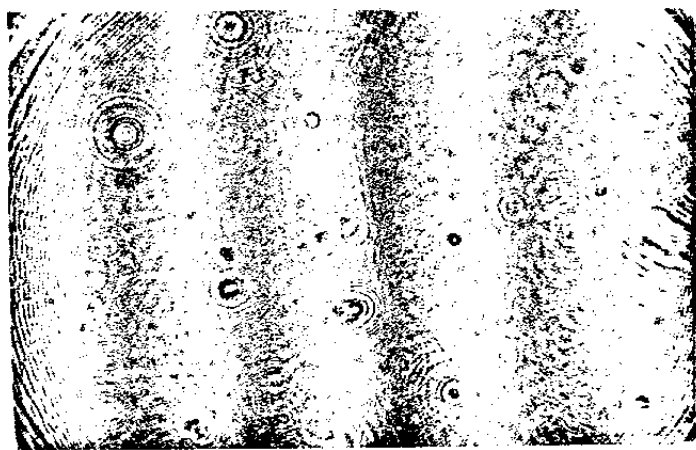


Figura 6



A



B

Figura 7

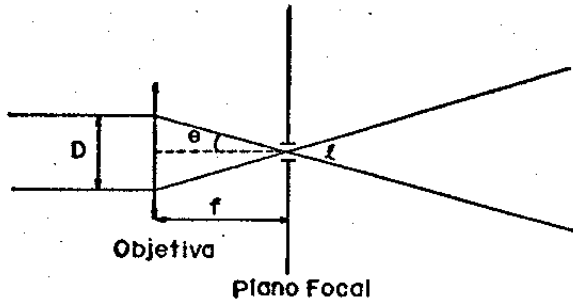
metro "Shearing": as reflexões na lâmina produzem franjas cuja máxima largura ocorre para a melhor planicidade da frente de onda<sup>(16)</sup>. Entretanto, este ajuste não é fino o suficiente para a definição do paralelismo como veremos mais adiante. O ajuste da simetria é feito com o auxílio de uma rede de difração de muito boa qualidade colocada no plano de interferência. Ajustando-se o ângulo de interferência para termos a mesma frequência espacial que a da rede de referência, teremos uma espécie de "Moiré" entre o padrão gerado pela interferência e a rede de referência (que pode ser explicado também através da interferência entre as frentes de onda reconstruídas ou difratadas pela grade numa mesma direção: mistura de ondas) (Figura 6). Esta interferência produz um padrão "Moiré" semelhante aos obtidos através do teste de Ronchi<sup>(16)</sup>. Se podemos supor que nossa rede de referência é "perfeita" (dentro de certos limites:  $\lambda/10$  por exemplo), as deformações no "Moiré" serão devido ao nosso padrão de franjas, que por sua vez são causadas pela não coincidência entre os raios de curvatura das frentes de onda. Na Figura 7 a fotos 7A e 7B mostram o Moiré quando as curvaturas entre as frentes de onda estão idênticas e ligeiramente diferentes respectivamente. Quando as curvaturas estão casadas, podemos dizer que as linhas do nosso padrão de interferência, estão tão retas quanto as da nossa grade de referência, isto é melhor que  $\lambda/8$  (ou seja o entortamento máximo das linhas nesta situação é menor que  $1/8$  da interfranja). O ajuste das curvaturas entre os feixes é muito mais fino que o do paralelismo (Shearing) já descrito, por isto é interessante utilizá-lo também para um ajuste mais fino no foco. Isto é possível utilizando o "Moiré" dos harmônicos superiores da rede de referência. Por exemplo: ajus-

tamos os feixes para obtermos o melhor ajuste para a mesma frequência da rede 600 l/mm, se a frente de onda está plana, ao variarmos o ângulo de incidência e o plano de interferência para 1200 l/mm onde também temos o efeito "Moiré" com a grade de referência, devemos ter também ali o mesmo interferograma. Se em 1200 l/mm o padrão for circular é porque as frentes de onda estavam idênticas em 600 l/mm mas não planas, e é necessário então um novo ajuste até que estas duas condições estejam satisfeitas simultaneamente para um mesmo alinhamento.

- Uma vez alinhado o sistema de lentes: eixo e foco (ajustes laterais e longitudinais) é necessário a filtragem espacial dos feixes para correção das deformações originadas no próprio feixe, produzidas pelos componentes ópticos e para a limpeza do "Speckle"<sup>(17)</sup> gerado por poeiras ou defeitos nos componentes. Para a filtragem é necessário um orifício de diâmetro ligeiramente maior que a mancha formada pelo feixe laser no foco da objetiva; se o orifício ou "pin hole" for menor que a mancha, ele difratará a luz transmitida (formando anéis), se ele for muito maior que a mancha a filtragem será pouco eficiente por isto devemos procurar um orifício ligeiramente maior que o tamanho da mancha no foco. O tamanho da mancha no plano focal é dado pelo limite de difração do feixe na objetiva<sup>(18)</sup>.

$$\ell = 1.22 \frac{\lambda}{d} f \quad (2)$$

Figura 8



Onde:

$D$ = diâmetro do feixe

$f$ = distância focal

$\ell$ = diâmetro da mancha no foco. Mostradas na Figura 8.

Supondo que o diâmetro do feixe é maior ou igual a abertura da objetiva:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{D}{2f} \quad (3)$$

$$\ell = 2.44 \frac{\lambda}{\operatorname{tg} \theta} \quad (4)$$

para nossas condições  $\lambda = 4579 \text{ \AA}$  e  $N.A.=0.5$

temos um  $\ell \cong 2 \mu\text{m}$

Os menores orifícios disponíveis: de  $5 \mu\text{m}$  se mostraram razoavelmente adequados para a filtragem.

Um outro o problema do sistema expensor, que ainda não está totalmente resolvido na nossa montagem, é a uniformidade de intensidade de feixe expandido. A distribuição de intensidade do feixe laser mais uniforme no modo transversal  $TE_{00}$ , é gaussiana, e para obtermos uma distribuição de intensidade plana temos que expandir o feixe numa área maior que a necessária para tomarmos apenas a porção central do feixe, desperdiçando desta forma potência, em função da uniformidade. Existem outras formas alternativas de melhorar uniformidade dos feixes envolvendo a quebra do perfil gaussiano como por exemplo passar o feixe por um difusor girando antes da expansão, mas resultando sempre em perdas na potência.

Nas circunstâncias atuais, nossa montagem holográfica permite a confecção de redes de difração de duas polegadas de diâmetro com frequência espacial qualquer entre 590 e 3570 1/mm com entortamento máximo das linhas menor que 1/8 de interfranja nas duas polegadas da rede. Entretanto para a uniformidade nas intensidades dos feixes nesta área, obtém-se nas melhores condições de alinhamento de 10% a 20%. Parece um a boa uniformidade mas como a difração não é linear, introduz defeitos significativos na qualidade da frente de onda difratada, ( $\sim \lambda/2$ ), diminuindo o poder de resolução da grade. O desempenho e a qualidade das redes produzidas não depende só da montagem holográfica: a qualidade da frente onda difratada ou reconstruída por uma rede depende também da qualidade e planicidade do substrato, do filme fotosensível utilizado e de todo o processamento da rede após a exposição: revelação e metalização. Alguns destes aspectos serão estudados no Capítulo III que trata do material utilizado para gravação das redes.

## 2. Sistema de Estabilização Eletrônica

Uma vez obtida uma montagem holográfica, temos ainda um sério problema comum a toda a holografia que é a estabilidade. Embora a mesa esteja suspensa sobre câmaras de ar e areia, o que diminui o problema das vibrações, temos ainda um grave problema, principalmente para exposições lentas (da ordem de minutos) que é o deslocamento das franjas, fundamentalmente devido à mudanças de caminho óptico entre os braços do interferômetro devido à variações de temperatura ("drift" térmico).

Para reduzir estas perturbações e principalmente evitar jatos bruscos de ar provenientes do sistema de ar condicionado, toda a montagem holográfica foi isolada numa espécie de câmara com cortinas laterais que absorvem os movimentos do ar. Entretanto isto não resolve o problema do "drift" térmico, pois devido à geometria da montagem os braços do interferômetro são muito longos (da ordem de 2 metros), amplificando as perturbações. Mesmo sofisticados sistemas de isolamento das vibrações e controles rígidos de temperatura ambiente não garantem completamente a estabilidade.

Em 1967, Neumann & Rose<sup>(19)</sup> propuseram um controle das franjas através da detecção de suas perturbações e realimentação, através de um sistema eletrônico e um deslocador de fase na montagem holográfica, para compensar estas perturbações. Desta forma, todas as perturbações seriam automaticamente corrigidas, fazendo com que o padrão de franjas permanecesse estável. Entretanto este sistema tinha uma série de limitações práticas nas condições de estabilidade e de detecção<sup>(19)</sup>.

Em 1976, Johanson et al<sup>(20)</sup> propuseram o uso de um padrão "Moiré", resultante da interferência do padrão existente com um quase idêntico previamente gravado num filme de fotorresiste para controlar a fase relativa do padrão atual. Quando uma grade previamente feita é recolocada na posição original, temos uma espécie de "Moiré" entre a grade anterior e o padrão atual nas direções das difrações; se a rede já gravada foi recolocada exatamente na posição onde ela foi construída, teremos um padrão de luz uniforme, se entre elas houver um pequeno ângulo ou diferença de frequência, teremos franjas cujo espaçamento depende do ângulo entre o feixe transmitido e o difratado pela grade, conforme aparece na Figura 9, Fotos 9 A, 9 B, 9 C.

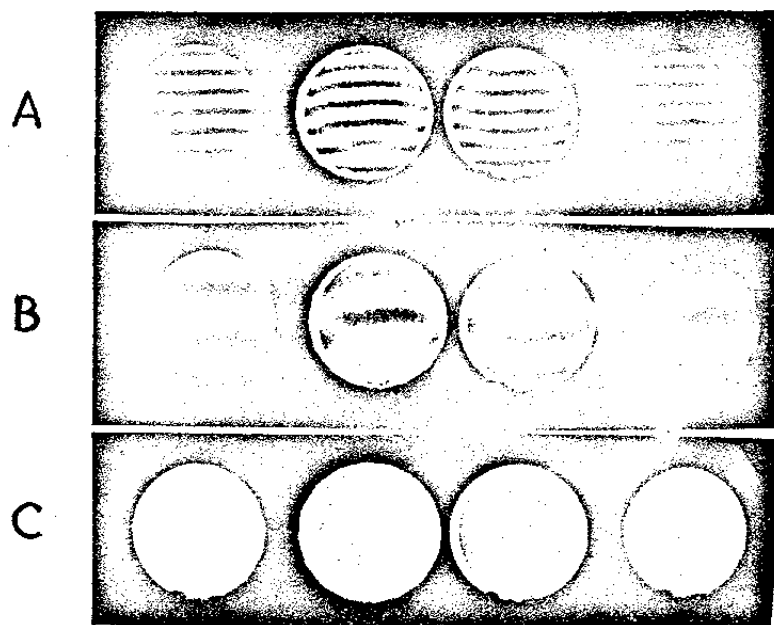


Figura 9

Este "Moiré" pode ser explicado pela interferência entre as ordens de difração dos dois feixes respectivamente (ou mistura de ondas). Vide Figura 10. Como nós temos em cada ordem, a interferência entre as frentes de onda originais reconstruídas, qualquer deslocamento das franjas do Moiré, representa a mesma fração de período de deslocamento no padrão de interferência atual (microscópico). Desta

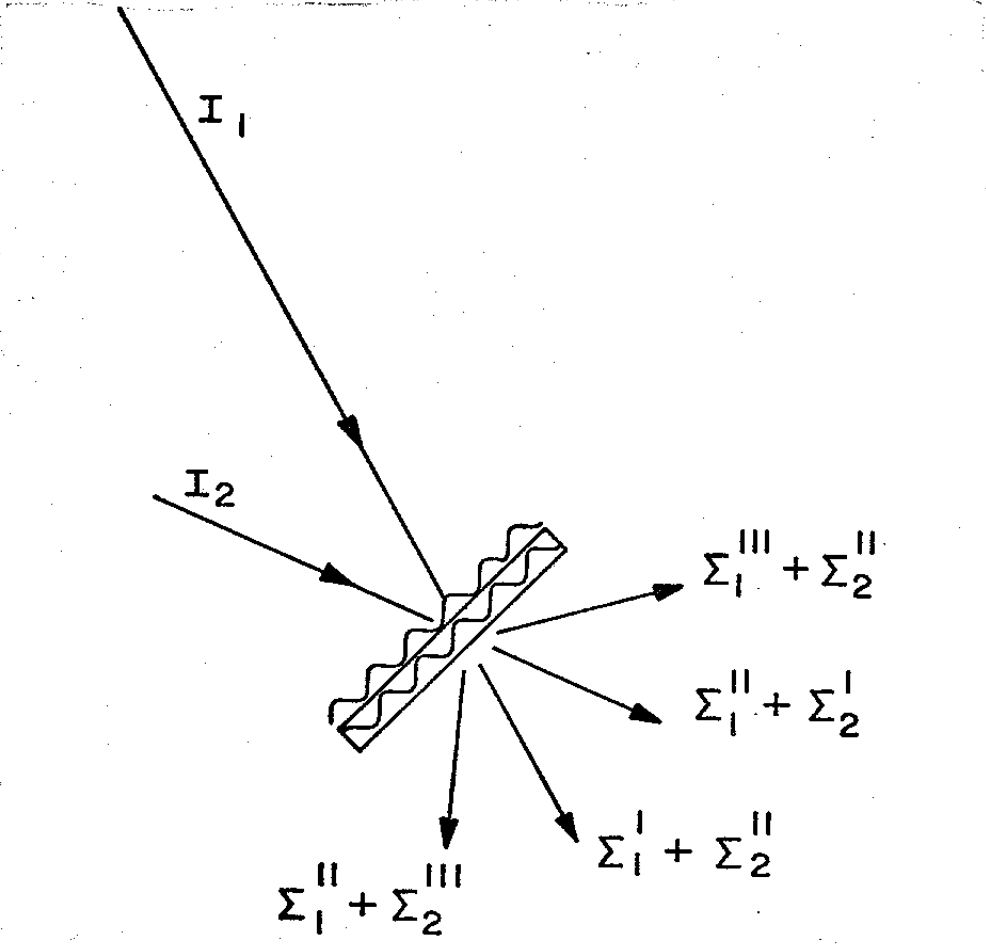


Figura 10

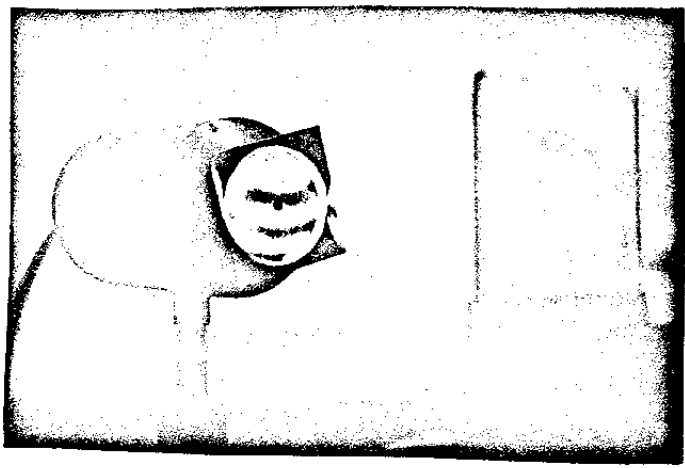


Figura 11



forma nós temos uma grande amplificação espacial do padrão original (da ordem de  $10^4$ ) que nos permite observação visual e detecção instrumental (vide Figura 11) que foi utilizada em nosso sistema para detecção das perturbações.

Note-se na Figura 9 que o padrão de interferência correspondente às somas das ondas  $\Sigma_1' + \Sigma_2''$  e  $\Sigma_2' + \Sigma_1''$  possui uma aberração da ordem de  $\lambda/2$  provavelmente causada pela desuniformidade da rede devido à mancha luminosa, e que o padrão corresponde às somas  $\Sigma_1''' + \Sigma_2''$  e  $\Sigma_2''' + \Sigma_1''$  é menos aberrado, provavelmente porque as ondas difratadas ( $\Sigma''$  e  $\Sigma'''$ ) carregam o mesmo tipo de deformação causada pela rede enquanto a onda transmitida  $\Sigma_1'$  e  $\Sigma_2'$  não.

Em 1977, MacQuigg<sup>(21)</sup> obteve um grande avanço no desempenho dos sistemas de estabilização introduzindo um sinal de controle de fase nos sistemas de estabilização, o que permitiu, através do uso de um amplificador "lock-in", a medida da derivada do padrão de interferência ao invés da medida direta do padrão como feita por Neuman & Rose<sup>(19)</sup>. Desta forma, é possível estabilizar o padrão "Moiré" numa franja clara ou numa escura, sem ser perturbado pelas oscilações do fundo contínuo de luz.

A principal limitação desse sistema é a necessidade de uma nova grade de controle cada vez que a frequência espacial é alterada. Esta limitação é retirada se ao invés de uma grade previamente feita utilizarmos um material de tempo real, isto é onde a grade fica gravada sem necessidade de revelação posterior.

Em 1986<sup>(22)</sup> foi proposto o uso de cristais fotorefrativos, que são materiais de tempo real e reversíveis, para a estabilização de montagens holográficas. Para estudar a operação do sistema de estabi-

lização foi utilizada a mistura de duas ondas (entre os feixes que fazem o registro) no cristal <sup>(23)</sup>. Este mesmo tratamento pode ser utilizado também para estudar redes permanentes.

Nosso sistema de estabilização, que está descrito nas secções 2.1 e 2.2, permite a operação do sistema em qualquer das formas acima descritas: com uma grade de controle previamente feita ou com um cristal fotorrefrativo de tempo real. Além disso, apresentamos outras possibilidades de operação do sistema que permitem a utilização de outros materiais de tempo real e inclusive até modulações residuais em materiais permanentes (como nas fotorresinas) para estabilização da montagem holográfica <sup>(24)</sup>. Ou seja, a própria rede que vai sendo formada, serve para estabilizar o padrão que está sendo gravado. Isto só é possível devido à alta eficiência do sistema de estabilização todo: capaz de operar utilizando grades de referência com eficiências de difração tão baixas como da ordem de  $10^{-5}$ .

Para concluir o estudo do sistema de estabilização foi feita uma análise do desempenho do sistema na secção 2.3, operando com uma grade previamente gravada. O modelo matemático da secção 2.2 é testado e com a medida experimental de alguns parâmetros é possível prever seu desempenho em outras condições e compreender melhor os parâmetros que limitam seu desempenho. São mostrados alguns resultados experimentais de redes feitas utilizando o Sistema de Estabilização.

## 2.1 Descrição do Sistema e Modos de Operação

O Sistema de Estabilização está esquematizado na Fig. 12 e é composto de: um espelho suportado por cristais piezoelétricos (PZT)

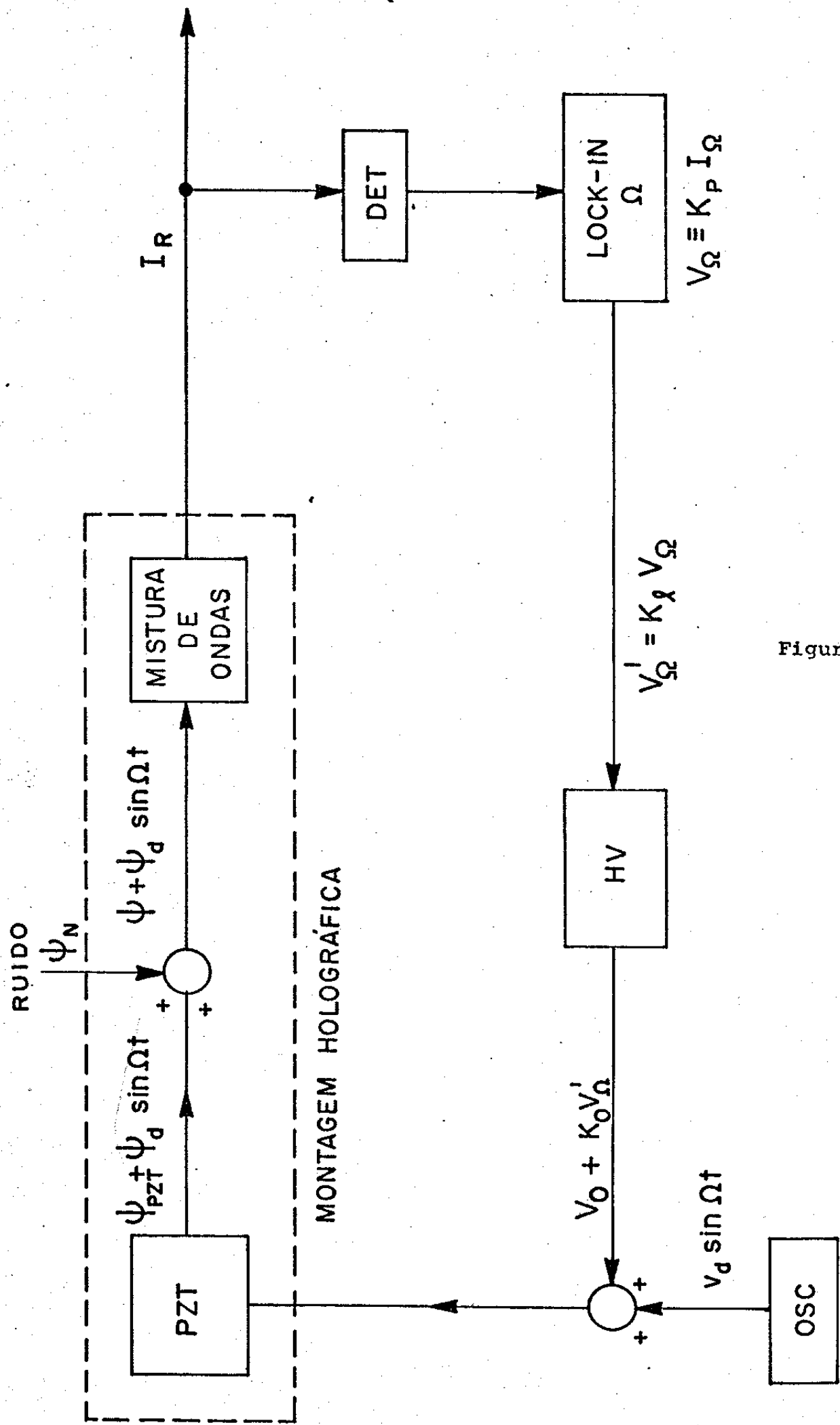


Figura 12

mostrado na Fig. 4 com sua respectiva Fonte de Alta Tensão (Sistema da Burleigh PZT-90) que é responsável pela introdução de um pequeno sinal de fase de controle na montagem holográfica, e também por meio de quem é feita a correção para estabilização; um amplificador "Lock-in" - P.A.R (Princeton Applied Research) modelo 124 A, e um detector PIN de resposta rápida (United Detector Technology), responsável pela detecção do padrão "Moiré" (mostrado na Figura 11).

As ondas  $\Sigma_1'$  e  $\Sigma_2''$  (assim como as outras ordens) mostradas na Figura 10, interferem com uma diferença de fase que depende da diferença de fase  $\Psi$  entre o padrão de interferência e a grade de controle (Figura 13). Qualquer mudança em  $\Psi$ , o "Moiré" se desloca de  $\Psi$ , produzindo sobre o detector ali colocado uma mudança de intensidade, que se converte num sinal elétrico, que é amplificado para operar o PZT.

Um sinal de baixa amplitude ( $V_d$ ) e alta frequência ( $\Omega$ ) age sobre o PZT. O "lock in" é sintonizado em  $\Omega$ . A saída D.C do "lock-in" é proporcional à amplitude do sinal de frequência  $\Omega$  vindo do detector e opera o PZT através de sua fonte de alta tensão (H.V). Desta forma, o "Moiré" sobre o detector está oscilando com amplitude muito pequena e frequência  $\Omega$ , de forma o "lock-in" mede a derivada da intensidade do padrão "Moiré" no plano do detector em relação à variação de fase  $\Psi$ . O sistema de estabilização atinge o equilíbrio (derivada zero) para uma franja clara ou uma escura no centro do detector (dependendo da escolha do sinal na saída do "lock-in"). A frequência  $\Omega$  produz também um termo de 2º harmônico além do fundamental. O "lock-in" pode ser sintonizado no 1º ou no 2º harmônico da frequência de referência, correspondendo à derivada 1ª ou a segunda derivada do padrão de interferência em relação a  $\Psi$ . Qualquer das duas formas pode ser utilizada para operar o sistema.

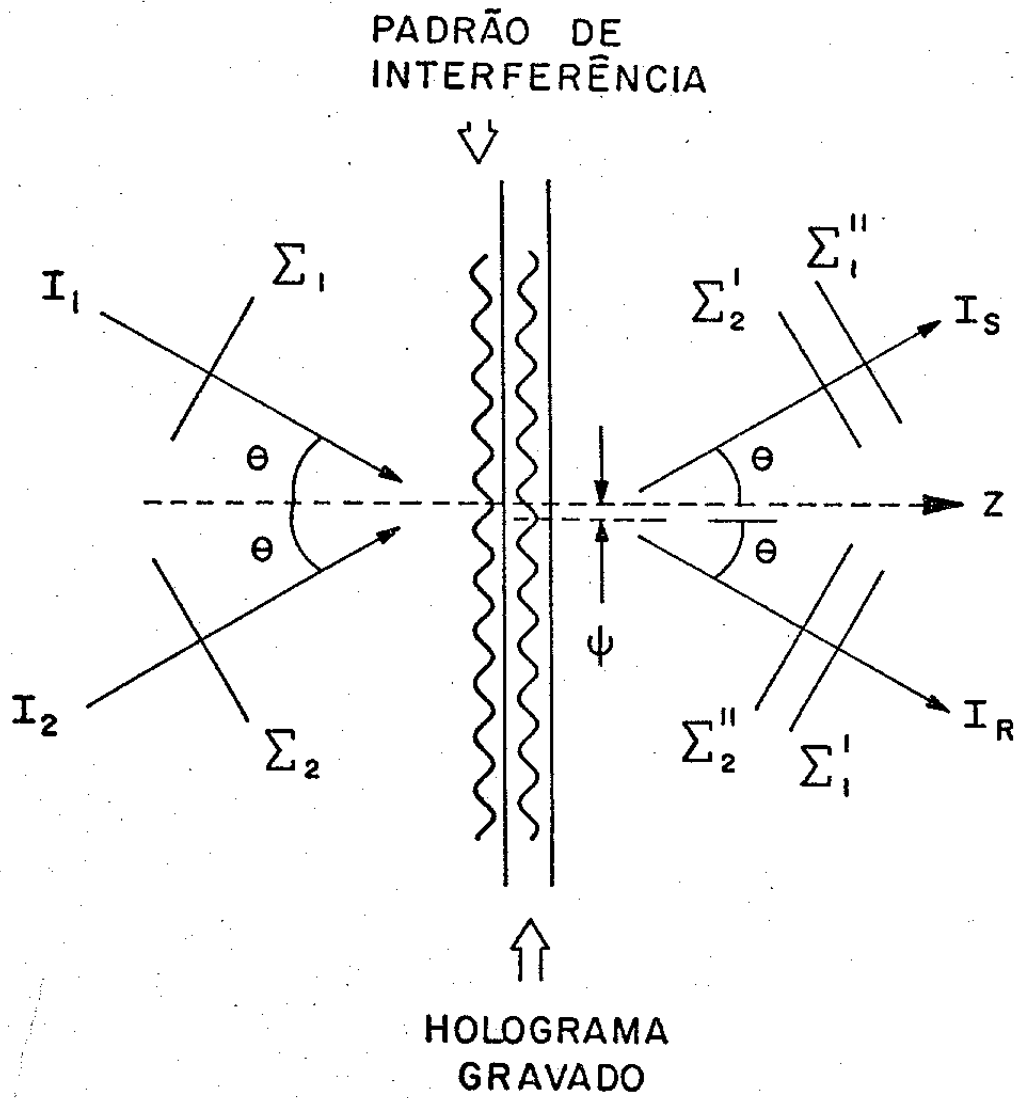


Figura 13

## 2.2 Modelo Matemático

Suponhamos uma grade previamente gravada com uma modulação de fase  $\delta$  descrita por:

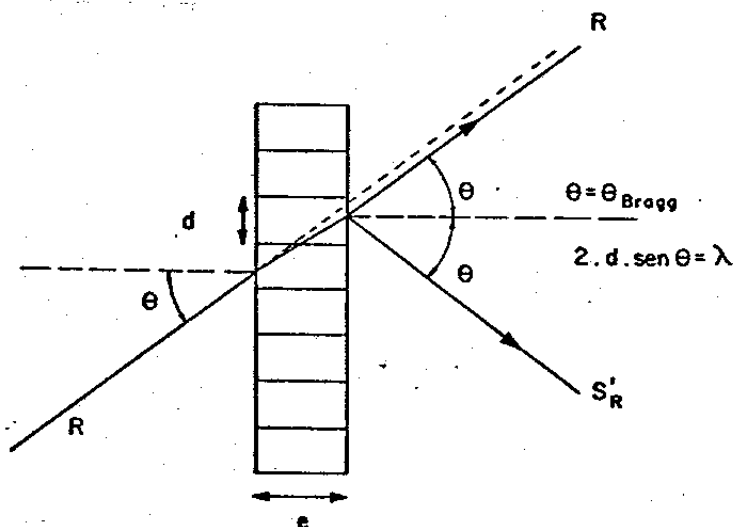
$$\delta = \delta_0 \cos(K \cdot x) \quad (5)$$

onde  $K = \frac{2\pi}{d}$ ,  $d$  = período grade, e  $\delta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta(ne)$

Supondo uma única ordem de difração, pela teoria de Ondas Acopladas <sup>(25)</sup> para a rede de fase acima, nas condições mostradas na Figura 14 e considerando que  $I_1 = |R|^2$  antes da grade teremos no final da grade um feixe difratado  $S_R$ :

$$S_R = i\sqrt{I_1} \operatorname{sen}\left(\frac{\delta_0 e}{2 \cos \theta_0}\right) \quad (6)$$

Figura 14



Onde podemos notar o número  $i$  que representa uma defasagem de  $\pi/2$  de  $S_R$  em relação a  $R$ .

Ao longo de toda a grade:

$$|R|^2 + |S_R|^2 = I_1 \quad (7)$$

Portanto no final da grade teremos

$$\begin{cases} |S_R|^2 = I_1 \operatorname{sen}^2\left(\frac{\delta_0 e}{2 \cos \theta}\right) & (8) \\ |R|^2 = I_1 \operatorname{cos}^2\left(\frac{\delta_0 e}{2 \cos \theta}\right) & (9) \end{cases}$$

Seja  $S$  agora um feixe incidente na direção simétrica de  $R: (-\theta)$ , cuja intensidade antes da rede é dada por  $I_2 = |S|^2$ . Ele gerará no final da rede um feixe difratado:

$$R_S = \sqrt{I_2} \operatorname{sen}\left(\frac{\delta_0 e}{2 \cos \theta}\right) \quad (10)$$

e analogamente no final da rede:

$$\begin{cases} |R_S|^2 = I_2 \operatorname{sen}^2\left(\frac{\delta_0 e}{2 \cos \theta}\right) & (11) \\ |S|^2 = I_2 \operatorname{cos}^2\left(\frac{\delta_0 e}{2 \cos \theta}\right) & (12) \end{cases}$$

Se agora tivermos os 2 feixes incidindo simultaneamente, os mesmos 2 feixes que geraram a grade de referência serão agora difratados simultaneamente por ela.

Pelo princípio de superposição podemos supor que os dois feixes sofrerão a mesma difração que ocorreria se o outro não existisse, a única diferença é que teremos para cada uma das direções dois feixes: na direção  $R$ :  $R + R_S$  e na direção  $S$ :  $S + S_R$ , conforme mostrado na Figura 13, que interferirão entre si.

Suponhamos que a rede de referência foi construída com as duas ondas  $\Sigma_1$  e  $\Sigma_2$ , e que as duas ondas tinham mesma fase num determinado ponto P da grade. Se iluminarmos a rede com a mesma onda  $\Sigma_1$ , a onda reconstruída ou difratada  $\Sigma_2''$  terá no mesmo ponto P exatamente mesma fase que  $\Sigma_1$  e  $\Sigma_2$  mais um, atraso de  $\pi/2$  devido à difração.

Desta forma, se há alguma mudança de fase ( $\psi$ ) entre  $\Sigma_1$  e  $\Sigma_2$  diferente da que gerou a grade, o ponto P se desloca e, as ondas atuais transmitidas  $\Sigma_1'$  e  $\Sigma_2'$  terão esta mesma diferença de fase  $\psi, \pm \pi/2$  em relação aos feixes reconstruídos  $\Sigma_1''$  e  $\Sigma_2''$  (Vide Apêndice 1).

Desta forma para cada direção R e S teremos, respectivamente <sup>(26)</sup> :

$$I_R = |R|^2 + |R_S|^2 + 2 \cdot |R| \cdot |R_S| \cos(\psi + \pi/2) \quad (13)$$

$$I_S = |S|^2 + |S_R|^2 + 2 \cdot |S| \cdot |S_R| \cos(\psi + \pi/2) \quad (14)$$

Substituindo-se (9) e (11) temos para  $I_R$  :

$$I_R = I_1 \cos^2\left(\frac{\delta_0 e}{2 \cos \theta}\right) + I_2 \sin^2\left(\frac{\delta_0 e}{2 \cos \theta}\right) - \sqrt{I_1 I_2} \sin\left(\frac{\delta_0 e}{\cos \theta}\right) \sin \psi \quad (15)$$

Definindo-se  $\eta = \sin^2\left(\frac{\delta_0 e}{2 \cos \theta}\right)$  = eficiência de difração e supondo que só temos estas duas ordens:

$$I_R = I_1 (1 - \eta) + I_2 \eta - 2\sqrt{I_1 I_2} \sqrt{\eta(1 - \eta)} \sin \psi \quad (16)$$

e analogando para  $I_S$  :



$$I_s = I_2 (1-\eta) + I_1 \eta + 2\sqrt{I_1 I_2} \sqrt{\eta(1-\eta)} \sin \psi \quad (17)$$

para eficiências de difração muito baixas  $\eta \ll 1$  podemos aproximá-las respectivamente:

$$I_R = I_1 - 2\sqrt{I_1 I_2} \sqrt{\eta} \cdot \sin \psi \quad (18)$$

$$I_s = I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \sqrt{\eta} \cdot \sin \psi \quad (19)$$

Se estivermos numa outra situação qualquer onde as equações de (5) à (12) não se aplicam, devido a existência de ordens superiores de difração, absorção ou na hipótese da rede ser fina, podemos ainda assim escrever as equações (16) e (17) como:

$$I_R = I_1^0 + I_2^1 - 2\sqrt{I_1^0 I_2^1} \sin \psi \quad (20)$$

$$I_s = I_1^1 + I_2^0 + 2\sqrt{I_1^1 I_2^0} \sin \psi \quad (21)$$

onde  $I_{1,2}^0$  = intensidade transmitida ou difratada na ordem zero, do feixe 1 ou 2 que pode ser escrita como  $I_{1,2}^0 = \eta_0 I_{1,2}$

$I_{1,2}^1$  = intensidade difratada na primeira ordem por transmissão do feixe 1 ou 2 :  $I_{1,2}^1 = \eta_1 I_{1,2}$

$\eta_0$  e  $\eta_1$  são as eficiências de difração por transmissão nas ordens zero e um respectivamente.

Para as demais direções, mostradas na Figura 10, temos também o mesmo tipo superposição só que envolvendo outras ordens de difração. Neste caso, as mesmas equações (20 e (21) podem ser empregadas, subs-

tituindo-se  $\eta_0$  e  $\eta_1$  pelas respectivas eficiências das ordens de difração utilizados e levando-se em consideração que as ordens ímpares de difração (como  $\pm 1, \pm 3, \dots$ ) estão defasadas de  $(\pm \gamma/2)$  em relação à luz transmitida, enquanto que as ordens pares ( $\pm 2, \pm 4, \dots$ ) de  $(\gamma$  ou  $2\gamma)$  (Vide Apêndice 1).

Se introduzirmos agora um sinal de pequena amplitude de fase ( $v_d$ ) e alta frequência ( $\Omega$ ), produzido no padrão de interferência pela oscilação de um espelho suportado por um sistema piezoelétrico (PZT), podemos substituir  $\psi$  por:

$$\psi + \psi_d \text{ sen } \Omega t \quad (22)$$

O sistema piezoelétrico converte um sinal elétrico, introduzido através de sua fonte, num deslocamento mecânico do espelho, e a montagem interferométrica converte este deslocamento mecânico num sinal de fase ( $\psi_d$ ) no padrão de interferência:

$$\psi_d = K_{\text{PZT}}^{\Omega} v_d \quad (23)$$

onde  $\psi_d \ll 1$

e  $K_{\text{PZT}}^{\Omega}$  é o fator de conversão do sistema todo de um sinal de voltagem para sinal de fase de frequência  $\Omega$ .

Podemos desta forma escrever a equação (20) como:

$$I_R = I_1^0 + I_2^1 - 2\sqrt{I_1^0 I_2^1} \text{ sen}(\psi + \psi_d \text{ sen } \Omega t) \quad (24)$$

Se desenvolvermos o seno da equação acima com termos até 2ª ordem obtemos:

$$I_R \cong I_0 + \mathcal{E} + I_\Omega \sin \Omega t - I_{2\Omega} \cos 2\Omega t \quad (25)$$

$$I_0 = I_1^0 + I_2^1 - 2I \sin \psi \quad \text{com } I = \sqrt{I_1^0 I_2^1} \quad (26)$$

$$\mathcal{E} = 2I \cdot \psi_d^2/4 \sin \psi \ll I_0 \quad (27)$$

$$I_\Omega = -2I \psi_d \cos \psi = \psi_d \cdot \frac{\partial I_0}{\partial \psi} \quad (28)$$

$$I_{2\Omega} = 2I \cdot \psi_d^2/4 \sin \psi = (\psi_d^2/4) \cdot \frac{\partial^2 I_0}{\partial \psi^2} \quad (29)$$

Note que a Irradiança  $I_R$ , na direção  $\Sigma_1$ , tem um termo constante =  $I_0 + \mathcal{E} \cong I_0$ , que representa simplesmente a irradiância não perturbada pelo sinal de fase  $\psi_d$ , um termo de frequência  $\Omega$ , que representa a derivada da irradiância nesta direção e cuja amplitude  $I_\Omega = \psi_d \frac{\partial I_0}{\partial \psi}$  e um termo em  $2\Omega$  que representa a segunda derivada da irradiância:  $I_{2\Omega} = (\frac{\psi_d^2}{4}) \frac{\partial^2 I_0}{\partial \psi^2}$ .

O amplificador lock-in pode ser sintonizado na frequência  $\Omega$  ou  $2\Omega$ , medindo em cada caso respectivamente a derivada primeira ou segunda do padrão de interferência.

A saída d.c do "lock-in" é proporcional a  $I_\Omega$  se ele estiver sintonizado em  $\Omega$  ou a  $I_{2\Omega}$  se ele estiver sintonizado em  $2\Omega$ .

### 2.2.1 Estabilização no 1º Harmônico

A saída do lock-in operando na frequência  $\Omega$  é um sinal  $V_{\Omega}'$  (RMS) tal que

$$V_{\Omega}' = \frac{K_e K_p I_{\Omega}}{\sqrt{2}} \quad (30)$$

onde  $K_p$  = fator de conversão do detector de um sinal de luz para sinal elétrico.

$K_e$  = amplificação do lock-in

$I_{\Omega}$  é dado pela equação (28) ou podemos dizer que estamos detectando um sinal (RMS)  $V_{\Omega} = \frac{K_e I_{\Omega}}{\sqrt{2}}$  na entrada do "lock-in".

A saída do "lock-in" é conectada ao PZT através de sua fonte de alta tensão, fazemos assim a interligação ou realimentação do sistema.

A fonte de alta tensão opera o PZT aplicando sobre ele, além do sinal externo, um sinal D.C =  $V_0$ .

Desta forma ao fazermos a realimentação do sistema estaremos injetando no sistema uma fase:

$$\Psi_{PZT} = K_{PZT}^{\circ} V_0 + \Psi_f \quad (31)$$

$$\Psi_f = K_{PZT}^{\circ} K_0 K_e V_{\Omega} = A \cos \Psi \quad (32)$$

$$A = K_{PZT}^{\circ} K_0 K_e K_p \sqrt{2} K_{PZT}^{\Omega} V_d \quad (33)$$

onde  $K_{PZT}^{\circ} = K_{PZT}^{\Omega=0}$

$K_0$  = fator de amplificação da fonte do PZT.

Se chamarmos de  $\psi_N$  o ruído proveniente de perturbações na montagem holográfica tais como mudanças de índice do ar ou vibrações, podemos escrever  $\psi$  como:

$$\psi = \psi_N + \psi_{PZT} \quad (34)$$

Substituindo a equação (31) e (32) em (34):

$$\psi = \psi_N + K_{PZT}^{\circ} V_0 + A \cos \psi \quad (35)$$

Na ausência de perturbações externas, ( $\psi_N=0$ ) a equação (35) pode ser escrita:

$$(\psi - K_{PZT}^{\circ} V_0)/A = \cos \psi \quad (36)$$

Cujas soluções definem as situações possíveis ou condições de equilíbrio para o sistema realimentado na ausência de perturbações externas.

As soluções gráficas da equação (36) podem ser vistas na Figura 15. Para cada par de parâmetros  $A$  e  $V_0$  temos um conjunto diferentes de soluções. Note-se que se  $|A|$  é muito grande, a reta  $F = (\psi - K_{PZT}^{\circ} V_0)/A \rightarrow 0$  (abscissa) e as soluções se reduzem a  $\psi = (2n+1)\pi/2$ . Da mesma forma qualquer  $\psi$  pode ser solução ajustando-se  $V_0$ , isto é transladando-se a reta  $F$ .

Na presença de perturbações externas, a fase  $\psi$  varia com  $\psi_N$  segundo a equação (35). As variações em  $\psi$  produzidas por  $\psi_N$  são dadas por:

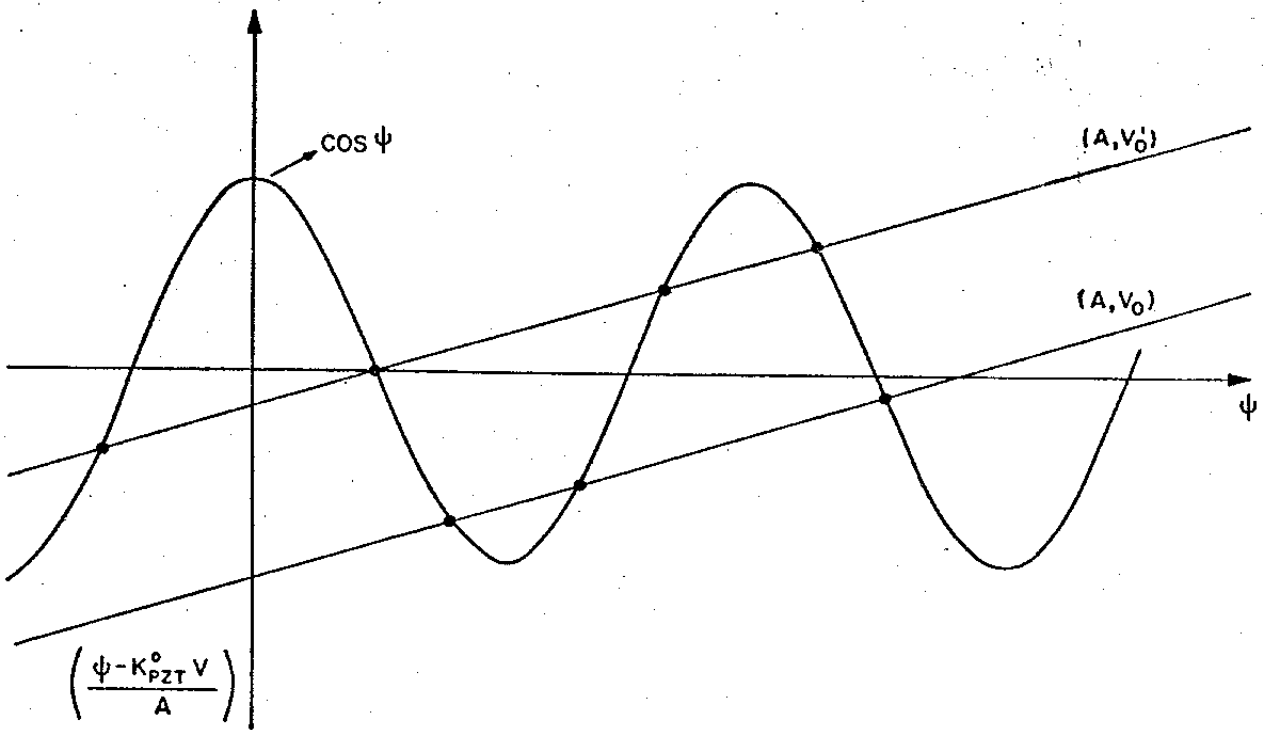


Figura 15

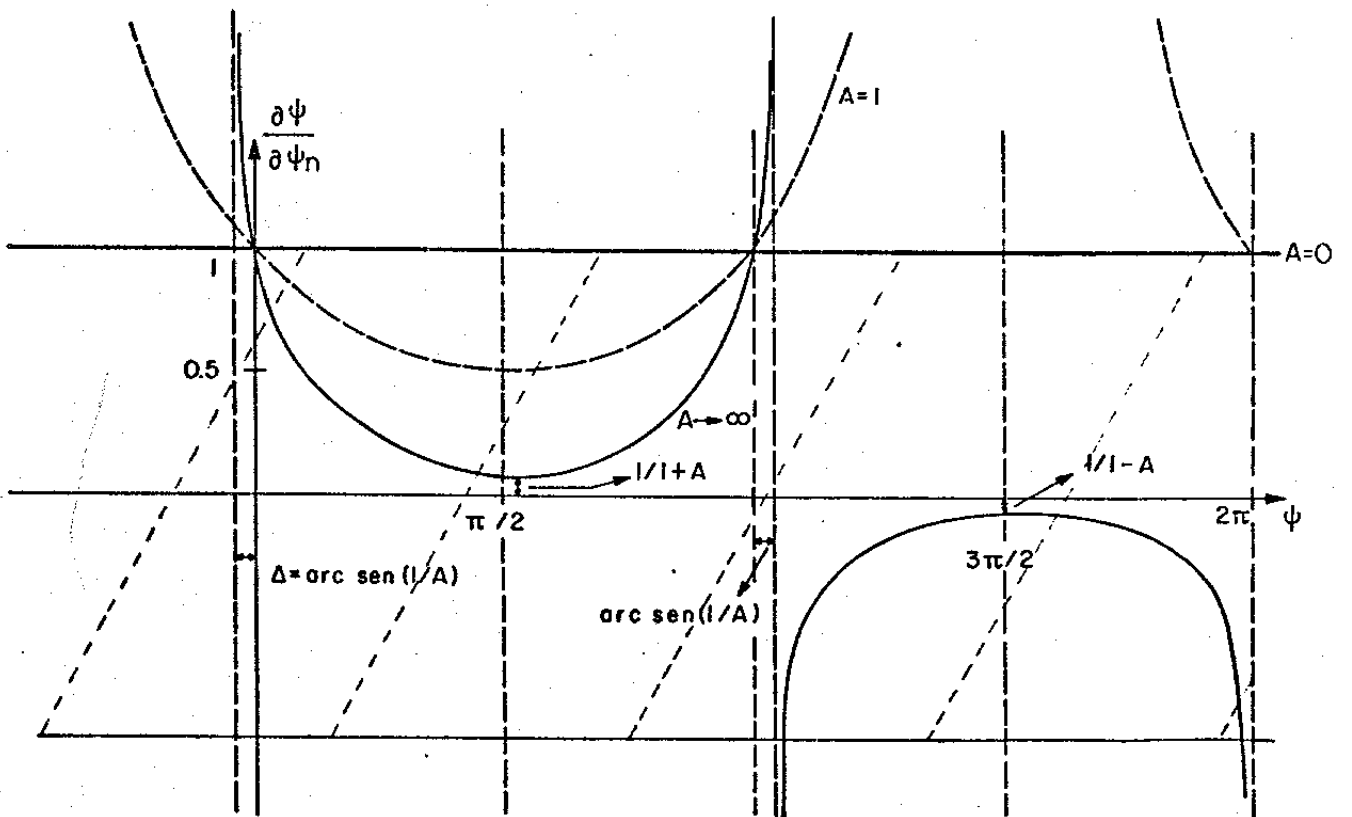


Figura 16

$$\frac{\partial \psi}{\partial \psi_N} = 1 - A \operatorname{sen} \psi \frac{\partial \psi}{\partial \psi} = \frac{1}{1 + A \operatorname{sen} \psi} \rightarrow \Delta \psi = \frac{1}{1 + A \operatorname{sen} \psi} \psi_N \quad (37)$$

Podemos definir como condição de estabilidade ou compensação das perturbações externas quando  $|\partial \psi / \partial \psi_N| < 1$ .

Na figura 16 temos um gráfico de  $\partial \psi / \partial \psi_N \times \psi$ . Note-se que quanto maior  $|A|$ , mais as divergências se aproximam de  $n\pi$ , vão ficando mais abruptas e os mínimos de  $\partial \psi / \partial \psi_N$  que ocorrem em  $\psi = (2n+1)\pi/2$  se aproximam de zero. A condição de estabilização melhora ( $\partial \psi / \partial \psi_N \rightarrow 0$ ) e fica independente de estar em  $\pi/2$  ou  $-\pi/2$ . Quando  $A$  diminui  $\rightarrow 1$ , as divergências se deslocam para  $-\pi/2 + 2n\pi$  fazendo com que estes pontos se transformem em pontos de instabilidade. Nesta condição apenas  $\pi/2 + 2n\pi$  dão condições para estabilidade para  $A > 0$ . Se  $A < 0$  o gráfico da figura 16 pode ser transladado de  $\pi$  e temos exatamente o inverso: a condição de estabilidade é dada apenas por  $-\pi/2 + 2n\pi$ .

As descontinuidades da curva  $\partial \psi / \partial \psi_N$  correspondem a  $A \operatorname{sen} \psi = -1$ , e representam o sistema de realimentação operando como um oscilador pois  $\partial \psi / \partial \psi_N \rightarrow \infty$  isto é, as perturbações são amplificadas.

A condição  $\partial \psi / \partial \psi_N = 1$  representa o sistema sem realimentação:  $A = 0$  ou  $\psi = n\pi$ .

Entre 0 e  $\pi$  e nas proximidades de  $\pi/2$  podemos dizer que o sistema está corrigindo as perturbações externas  $\psi_N$ , e esta correção será tanto melhor quanto mais próximo  $\psi$  de  $\pi/2$  e maior  $|A|$ . Pela equação (36) podemos ajustar  $V_0$  para que  $\psi$  seja exatamente

$\pi/2$ , isto pode ser feito facilmente buscando-se o zero do sinal no lock-in, pois  $V_{\Omega} \propto \cos \psi$ . Desta forma,  $\psi$  é facilmente monitorado através de  $V_{\Omega}$  e corrigido através do  $V_0$ .

Ao ligarmos o sistema de estabilização,  $A$  varia de zero até seu valor máximo, o que faz com que o sistema se mantenha estável apenas em  $\psi = \pi/2$  para  $A > 0$  e em  $\psi = 3\pi/2$  para  $A < 0$  que correspondem respectivamente a um mínimo e um máximo de  $I_R$  (franja escura ou clara) (expressão 20); correspondentemente um máximo e um mínimo de  $I_S$  (21). A escolha do sinal de  $A$ , e conseqüentemente a estabilização numa franja clara ou escura, na direção  $I_R$ , pode ser feita através da escolha do sinal no lock-in. Note-se que nas melhores condições de operação do sistema no 1º harmônico ( $\psi = \pm \pi/2$  segundo  $A = \pm 1$ : franja clara ou escura, o acoplamento entre as ondas  $\Sigma_1'$  e  $\Sigma_2''$  é máximo, de forma que há um mínimo de energia se propagando numa direção e um máximo na outra e o padrão luminoso está deslocando meio período ( $\psi = \pm \pi/2$ ) em relação à grade de referência.

### 2.2.2 Estabilização no 2º Harmônico

Se o amplificador lock-in for sintonizado em  $2\Omega$  ao invés de  $\Omega$ , ele utilizará o termo  $I_{2\Omega}$  da equação (25) para estabilizar o sistema. As mesmas equações são válidas com  $2\Omega$  no lugar de  $\Omega$  e  $\sin \psi$  no lugar de  $\cos \psi$ , com a expressão para  $\psi_f$  da equação (32) agora dada por:

$$\psi_f = B \sin \psi \quad \text{com } B = \frac{\sqrt{d}}{4} A \quad (38)$$



Isto significa que a amplificação A das equações subsequentes deve ser substituída por B. Como  $B \ll A$  porque  $\psi_0 \ll 1$ , deve se esperar um desempenho pior do sistema operando no segundo harmônico. Entretanto isto pode ser compensado, de certa forma, pelo fato da frequência de sintonia ( $2\Omega$ ) ser diferente da frequência de excitação do sistema ( $\Omega$ ), o que deve reduzir o ruído do sistema, que como veremos adiante é um fator limitante no seu desempenho. Na prática, foi observado um bom desempenho do sistema para ambos os modos de operação.

As melhores condições de operação são encontradas de forma similar para  $\psi=0$  ou  $\gamma$  respectivamente segundo o valor de  $A > 0$  ou  $A < 0$ . Elas correspondem ao padrão luminoso estar exatamente em fase com a grade de referência ou em contra-fase respectivamente. Note-se que esta condição equivale a ausência de acoplamento entre as ondas  $\Sigma_1$  e  $\Sigma_2$  ou ausência de interferência:

$$\begin{aligned} I_R &= I_1^0 + I_2^1 \\ I_S &= I_2^0 + I_1^1 \end{aligned}$$

A possibilidade de escolher a estabilização do padrão de interferência em fase, contra-fase,  $\pm \gamma/2$  fora de fase com uma grade de referência é muito simples de ser operada, se adapta a muitas situações práticas e aumenta muito as possibilidades do sistema, entretanto o sistema pode operar também com diferenças de fase em torno destes valores só que com uma estabilização ( $\partial\psi/\partial\psi_N$ ) um pouco pior (Vide Figura 16).

## 2.3 Estudo do Desempenho do Sistema de Estabilização

A análise do desempenho de sistemas deste tipo é geralmente feita através da qualidade das grades produzidas. Aqui esta análise foi feita de duas formas diferentes: uma convencional através da análise das redes gravadas e outra nova que está sendo proposta<sup>(23)</sup> utilizando o modelo matemático e a medida de alguns parâmetros do sistema, para prever seu desempenho em determinadas condições de operação.

### 2.3.1 Análise do Sistema via Modelo Matemático e Medida dos Parâmetros do Sistema

#### 2.3.1.1 Verificação do Modelo

Para a verificação do modelo de parâmetros foram utilizadas 2 redes permanentes previamente gravadas e reposicionadas na montagem, uma delas de 850 l/mm e eficiência  $\eta = 0.29$  e a outra de 590 l/mm e eficiência de difração  $\eta = 0.13$ .

As medidas foram feitas com 2 "Lock-in" PAR (Modelo 124), um sintonizado no 1º harmônico e outro no 2º harmônico do sinal de referência.

A tensão medida no lock-in, no 1º harmônico  $V_{\Omega}$  é dada por:

$$V_{\Omega} = \frac{V_{\Omega}'}{K_{\ell}} \quad (39)$$

onde  $V_{\Omega}'$  = tensão na saída do lock-in dada pela equação (28)

$K_{\ell}$  = amplificação do lock-in

substituindo (30), (28) e (23) em (39) temos:

$$V_{\Omega} = K_p \sqrt{2} I K_{PZT}^{\Omega} v_d \cos \psi \quad (40)$$

$$V_{\Omega} = (V_{\Omega})_M \cos \psi \quad (41)$$

$$\text{onde } (V_{\Omega})_M = \sqrt{2} I K_p K_{PZT}^{\Omega} v_d \quad (42)$$

Para verificarmos a dependência de  $V_{\Omega}$  com  $\psi$ , um pulso de voltagem quadrado ( $\sim 10^{-1}$  seg) de valor  $V_s$  foi aplicado no PZT, no momento em que o sistema estava na posição  $\psi = \pi/2$ , observada quando  $V_{\Omega} = 0$  no lock-in, no sistema sem estabilização.

Este pulso é muito mais rápido que as perturbações de fase  $\psi_n$ , de forma que elas podem ser desprezadas durante a sua duração, e lento o suficiente em relação ao sinal de referência  $\Omega$  de forma que podemos considerar a resposta do PZT como resposta D.C ( $K_{PZT}^{\Omega=0}$ ), tal que o  $\psi$  resultante:

$$\psi = (\pi/2 + K_{PZT}^{\circ} V_s) \quad (43)$$

Substituindo (43) em (41):

$$V_{\Omega} = (V_{\Omega})_M \cos (\pi/2 + K_{PZT}^{\circ} V_s) \quad (44)$$

Foi então medido o sinal resultante  $V_{\Omega}$  produzido pelo pulso  $V_s$ , cujo gráfico para diversos  $I$ ,  $\eta = 0.29$ ,  $v_d = 0.5$  V e  $\Omega/2\pi = 3470$  Hz está mostrado na Figura 17.

A dependência de  $(V_{\Omega})_M$  com  $I$  e  $v_d$  também foi verificada nestas mesmas condições e está mostrada nas Figuras 18 e 19.

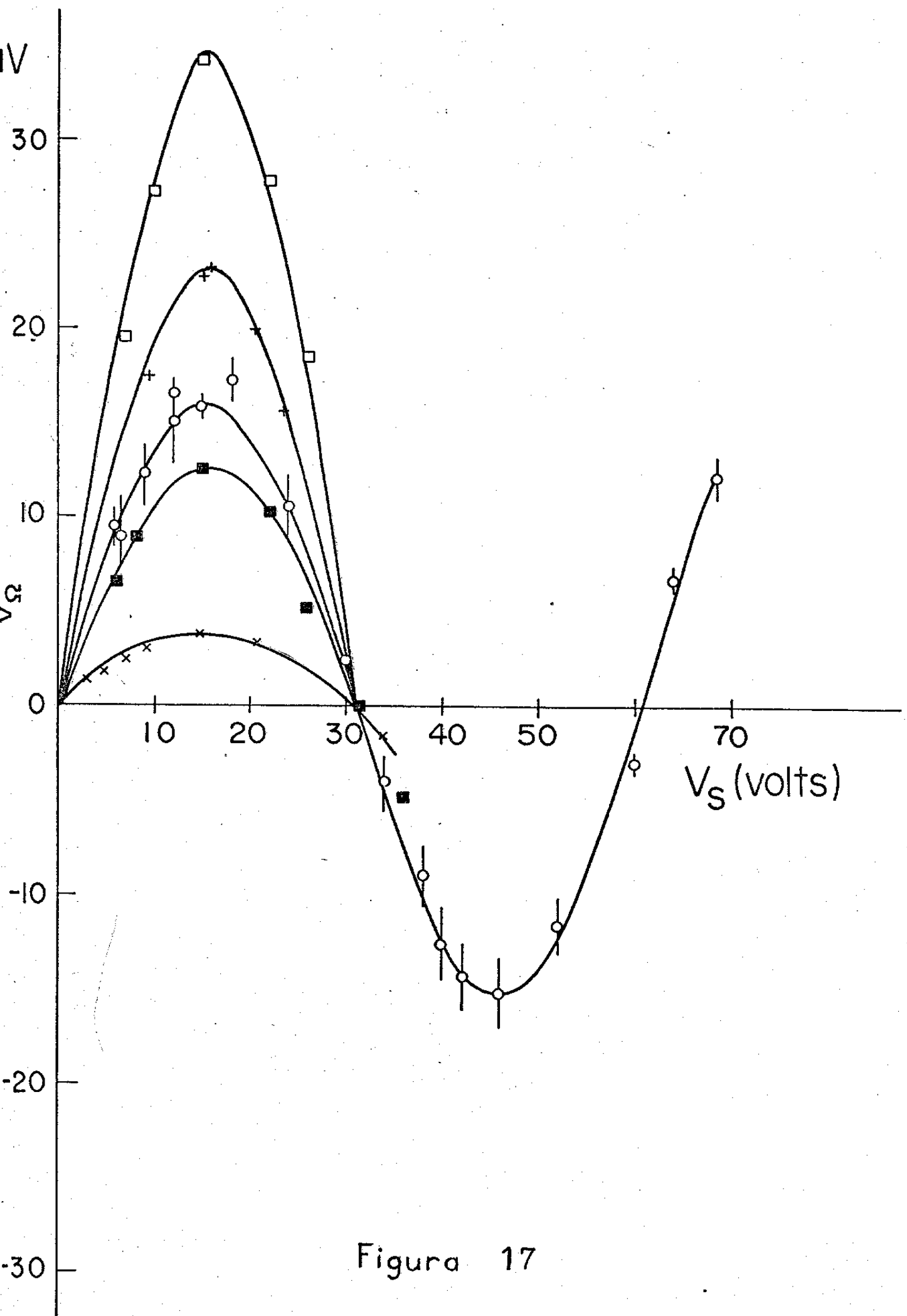


Figura 17

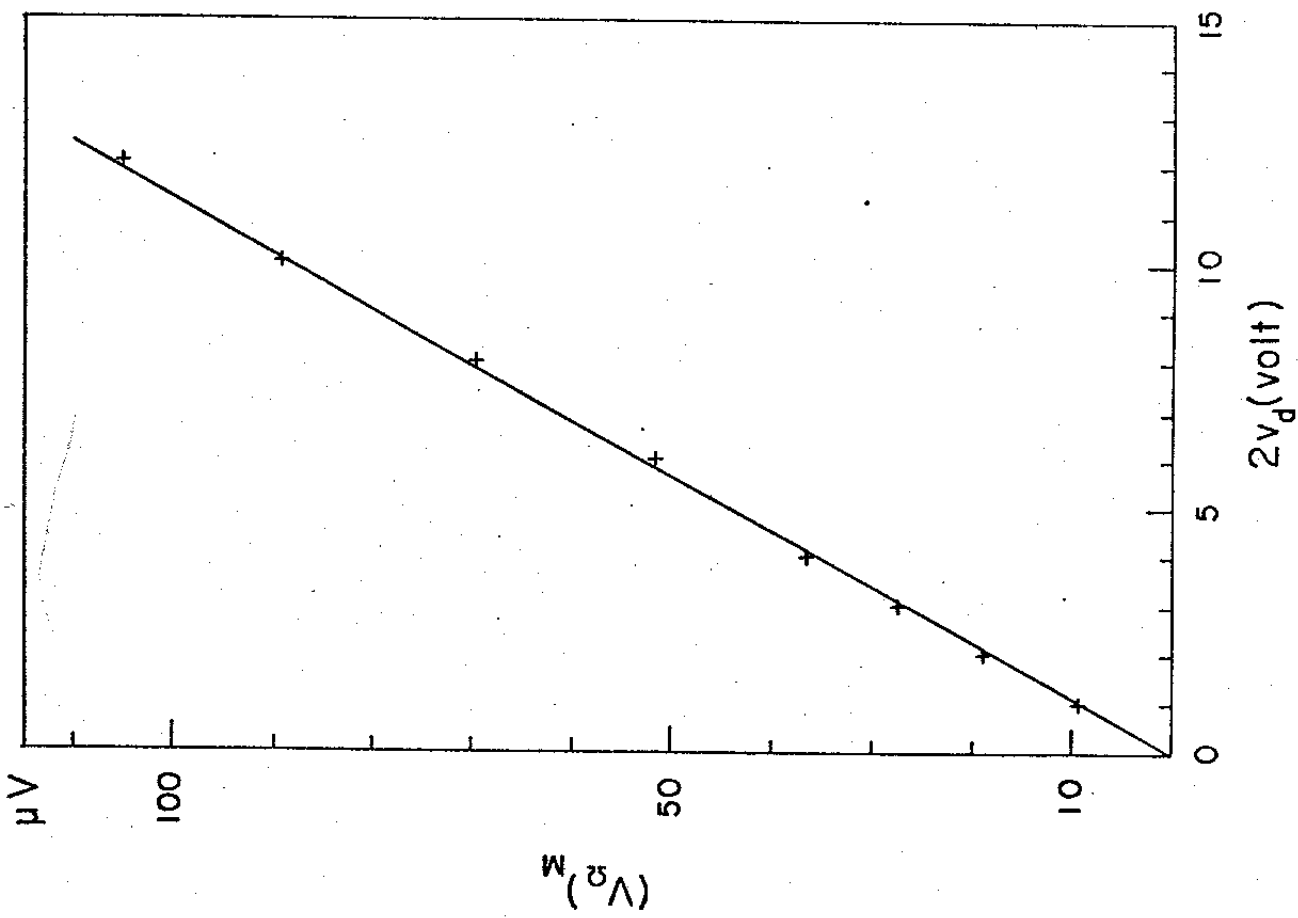


Figure 19

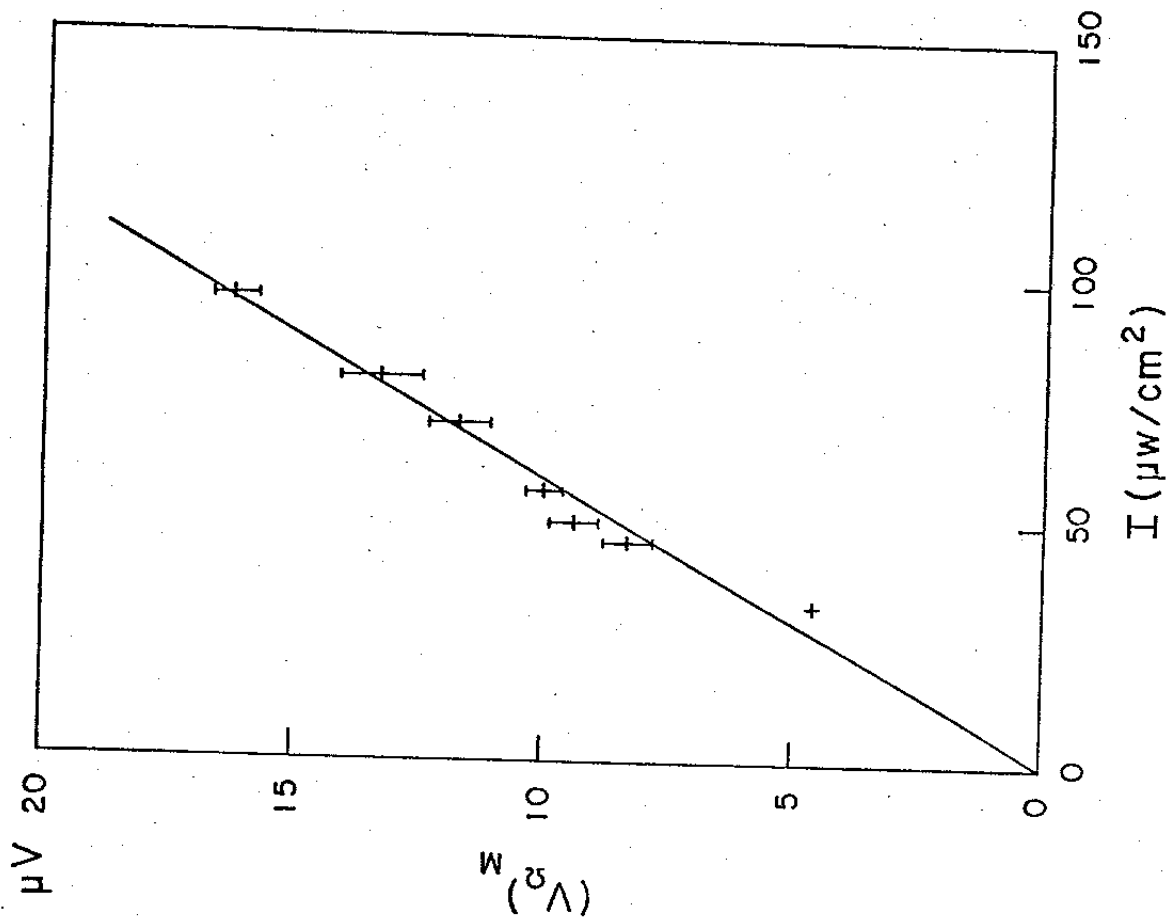


Figure 18

A medida de  $(V_{\Omega})_M$  pode ser feita de várias formas diferentes: 1) Aplicando-se um pulso  $V_S = 15$  V (vide Fig. 17) quando  $V_{\Omega} = 0$  ( $\psi = \pi/2$ ). 2) Variando-se  $V_0$  (tensão no bias) até obter-se  $(V_{\Omega})_M$ . Ambas em circuito aberto e por isto sujeita a perturbações  $\psi_N$ . 3) Em circuito fechado através de um outro lock-in realimentando o circuito no 2º harmônico, estabilizando em  $\psi = 0$  ou  $\pi$ , e o primeiro lock in mede  $V_{\Omega} = (V_{\Omega})_M$  para  $\psi = 0$  ou  $\pi$  ficando desta forma a medida estável.

$(V_{\Omega})_M$  é ainda função de  $\Omega$  (frequência da referência) devido a  $K_{PZT}^{\Omega}$ . Esta dependência está mostrada nas Figuras 20 e 21 através de duas medidas feitas em condições diferentes e métodos diferentes: a primeira utilizando-se o pulso  $V_S$  em circuito aberto e a 2ª em circuito fechado. Note-se que a estrutura de ressonâncias é a mesma, e se deve a  $K_{PZT}^{\Omega}$ . As medidas mostradas nas Figuras de 17 à 20 foram feitas com uma resistência de carga de  $2,2$   $K\Omega$  na entrada do "lock-in" ( $K_p$  constante com a Irradiança) enquanto que a da Figura 21 foi feita com a própria resistência de entrada do "lock-in" =  $100$   $M\Omega$ .

Foi feita também uma medida do atraso de fase entre a referência e o sinal que chega no detector em função da frequência  $\Omega$ . Este atraso  $\phi$  aparece na Figura 22 e é dado por:

$$(V_{\Omega})_M = |(V_{\Omega})_M| e^{i\phi} \quad (46)$$

$\phi$  foi medido pela relação:  $\phi = \arccos \frac{(V_{\Omega})_M}{|(V_{\Omega})_M|}$  onde  $(V_{\Omega})_M$  é a componente do sinal em fase com a referência e  $|(V_{\Omega})_M|$  é medido utilizando o lock-in como medidor de sinal alternado na frequência  $\Omega$  sem seleção de fase (ACVM).

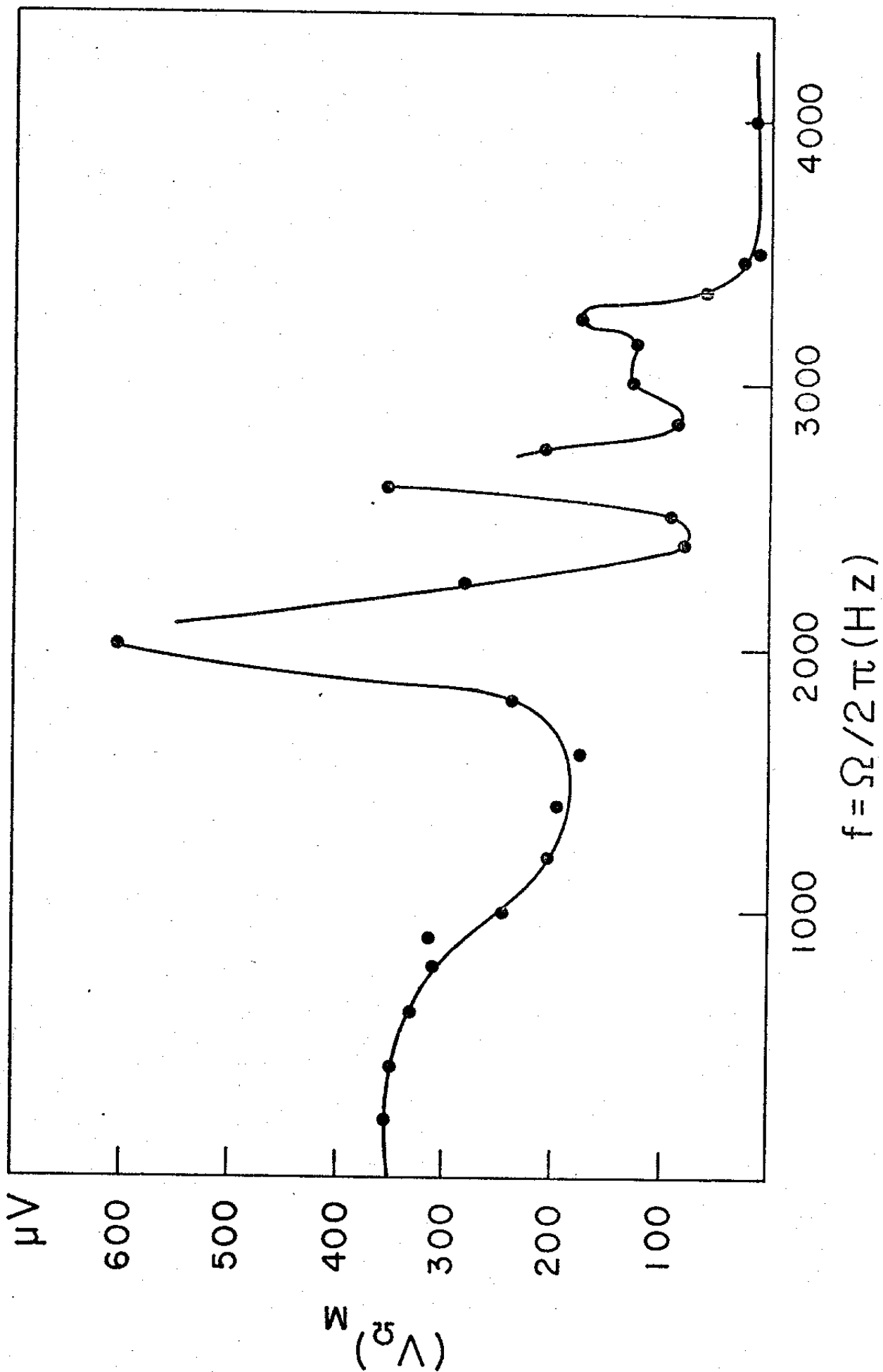


Figura 20

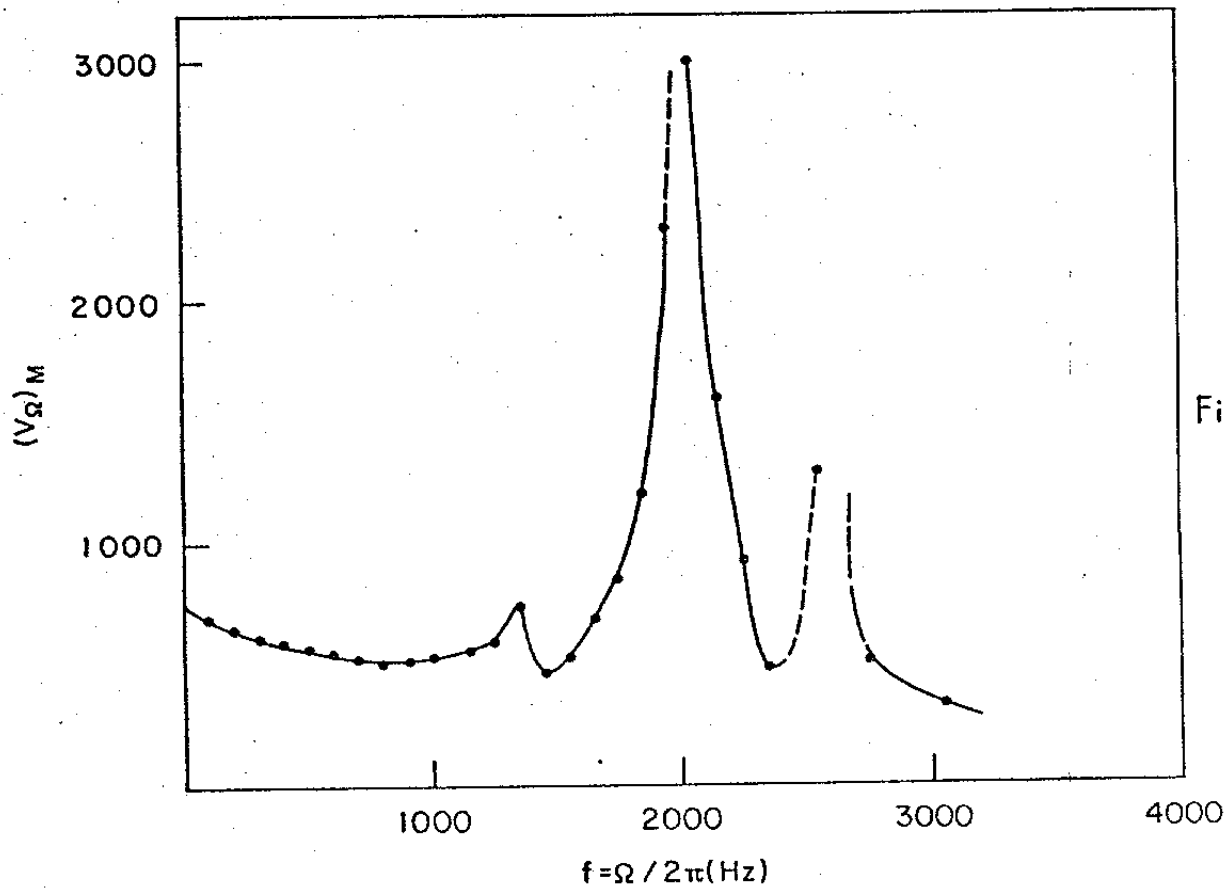


Figura 21

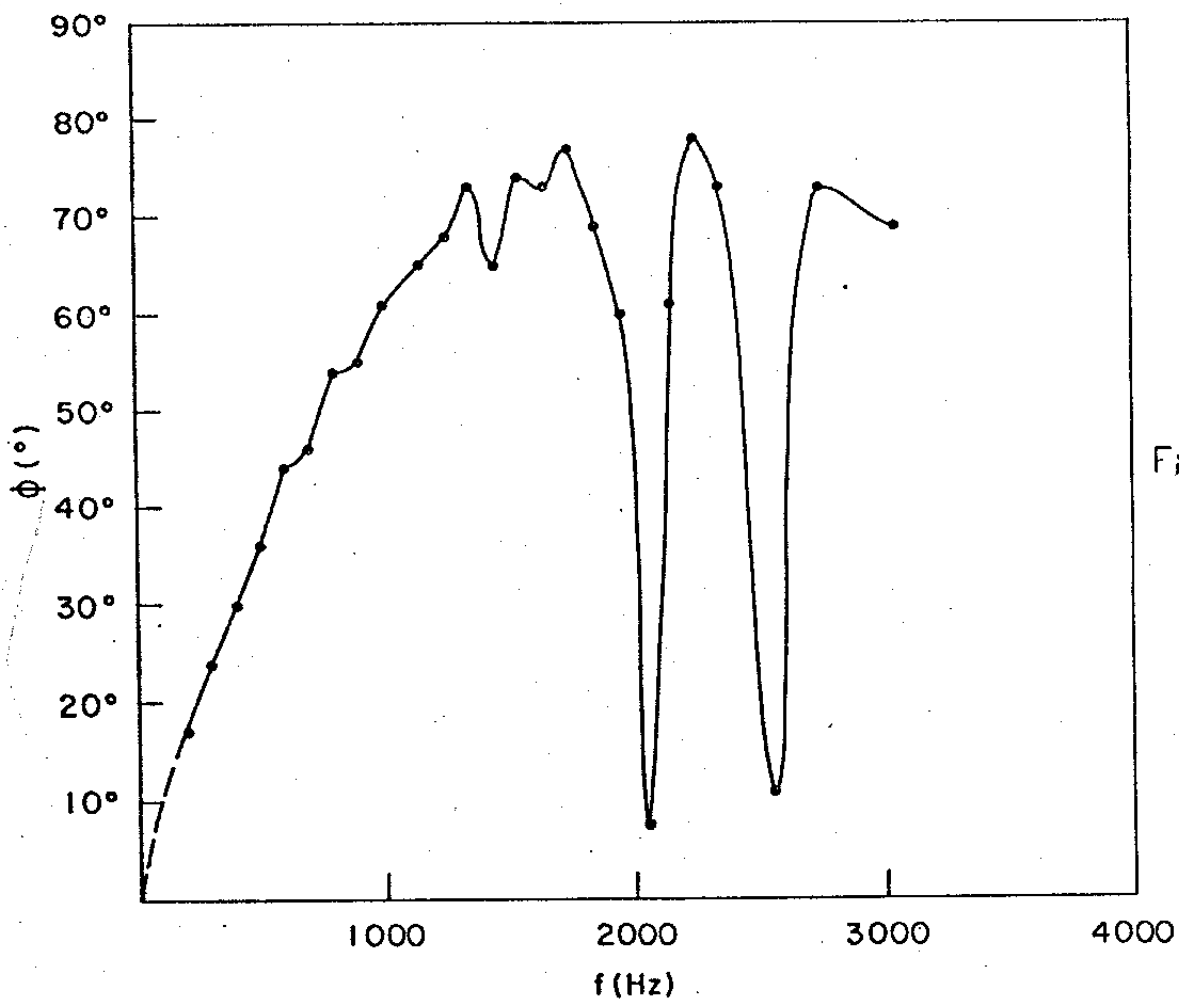


Figura 22



Podemos notar pelas Figuras 21 e 22 que para as frequências correspondentes às ressonâncias de  $|(V_{\Omega})_M|$ ,  $\phi(\Omega) \rightarrow 0$ .

Embora não tenha sido considerada, (nem direta nem indiretamente) no modelo matemático,  $(V_{\Omega})_M$  também depende do período das franjas do Moiré. Este período é facilmente ajustável através do posicionamento angular entre a grade de referência e o padrão de franjas. O resultado da variação de  $(V_{\Omega})_M$  com a razão: período do Moiré sobre a área do detector ( $\Delta/D$ ) está mostrado na Figura 23. Note-se que a maior parte da variação ocorre até  $\Delta/D \sim 2$ . Todas as medidas de  $(V_{\Omega})_M$  utilizadas para estudo do desempenho do sistema de estabilização foram feitas com  $\Delta/D > 2$ .

### 2.3.1.2 Medida dos Parâmetros do Sistema

Uma vez verificadas as equações (41) e (42) para que possamos usá-las, resta-nos então conhecer os dois parâmetros intrínsecos do sistema:  $K_p$  e  $K_{pzt}$ , os demais parâmetros como  $v_d$ ,  $I$  e  $\eta$  são escolhidos, e portanto conhecidos.

#### a) Medida de $K_p$

O fator de conversão de Irradiança em voltagem do detector  $K_p = \frac{\Delta V}{\Delta I} (V_{cm^2}/W)$  dependente da Irradiança, principalmente quando é utilizado com uma resistência de carga muito alta, como a resistência de entrada do "lock-in" =  $100 M\Omega$ , por isto  $K_p$  precisa ser medido em função da Irradiança. Para isto foi utilizado o próprio sistema, com o qual foi feita uma medida independente de  $V_{\Omega}$ , mostrada na Figura

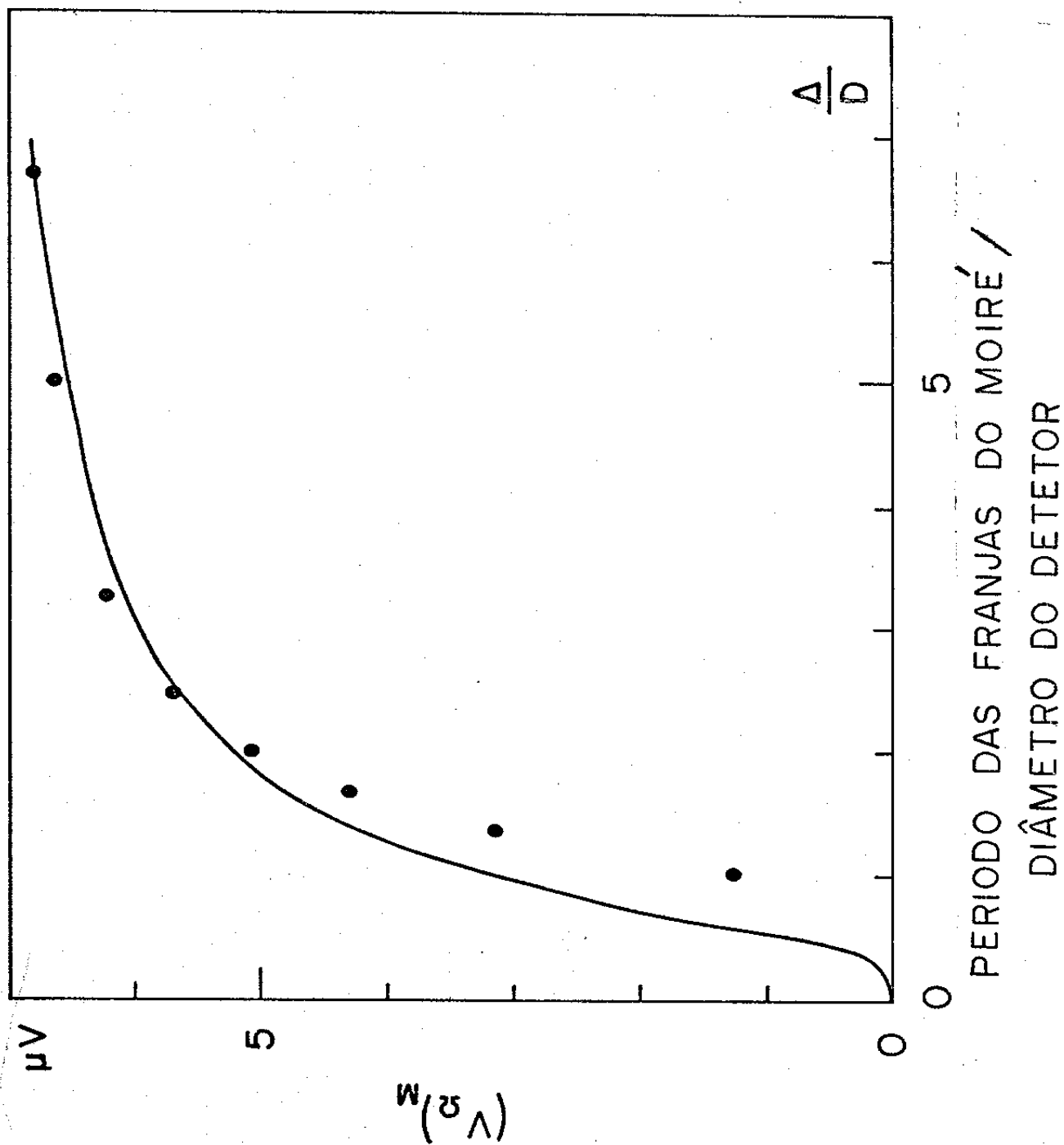


Figura 23

24. Uma grade de controle de baixa eficiência foi reposicionada de forma a ter uma densidade tão alta de franjas do "Moiré" que não sejam percebidas pelo detector. Deste modo, a única função da grade é somar à Irradiança transmitida  $I_T$  uma pequena Irradiança  $I_D$  alternada através de um "Shopper" com uma frequência da ordem de 200 Hz.

Nestas condições a voltagem medida no lock-in, corresponde à irradiância  $I_D = 1.4 \text{ W/cm}^2$  medida para diversas intensidades  $I_T$ . Sendo então  $K_p = (\Delta V / I_D)_{I_T}$ , que aparece na Figura 25. Para cada condição experimental de  $I_1$ ,  $I_2$  e  $\eta$  podemos ter um  $K_p$  diferente. O tempo de resposta do detector ( $\sim 100 \text{ ns}$ ) é pequeno o suficiente para que  $K_p$  não dependa da frequência da referência ( $\Omega$ ).

#### b) Medida de $K_{pZT}^\Omega$

O parâmetro de conversão de sinal elétrico em fase  $K_{pZT}^\Omega$  é o parâmetro mais crítico do sistema, pois tem uma dependência com  $\Omega$  muito pouco regular, é difícil de ser medido e é determinante no desempenho do sistema.

$K_{pZT}^\Omega$  não pode ser medido de forma independente porque não é uma característica de um componente como  $K_p$ , mas depende da resposta do PZT, de sua estrutura mecânica e da geometria da montagem.

O comportamento de  $K_{pZT}^\Omega$  com a frequência pode ser visto diretamente dos gráficos de  $(V_\Omega)_M \times \Omega$  nas Figuras 20 e 21 pois, pela eq. (42):

$$K_{pZT}^\Omega = \frac{(V_\Omega)_M}{\sqrt{2} I K_p V_d} \quad (45)$$

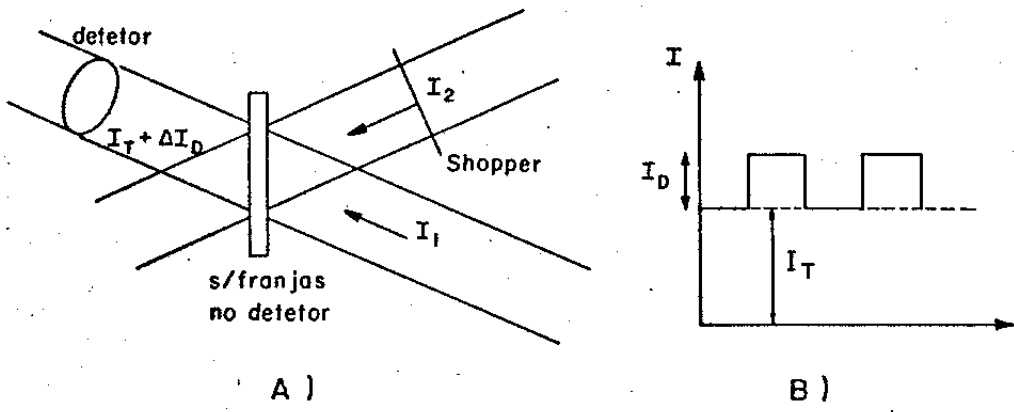


Figura 24

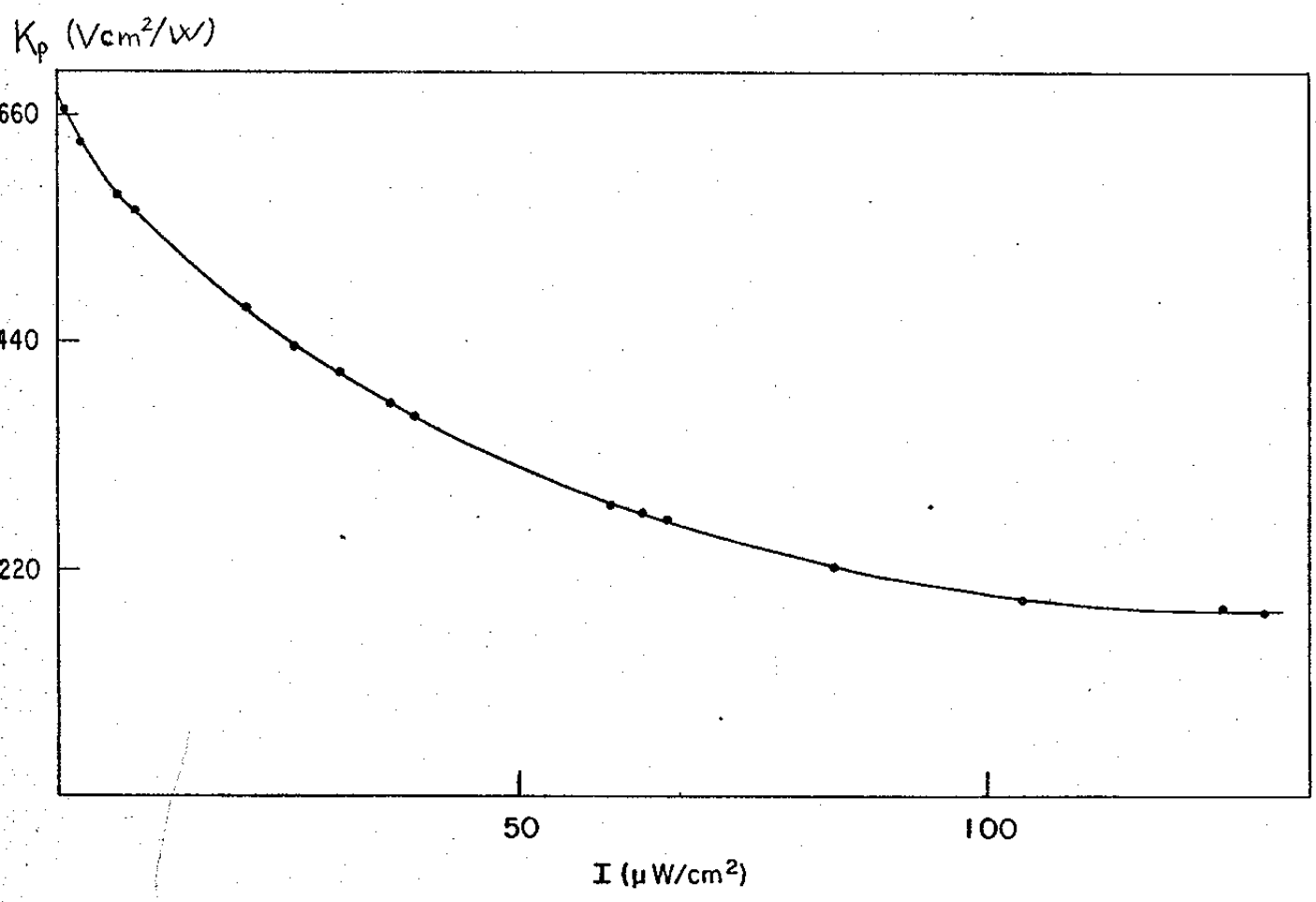


Figura 25

Observa-se uma estrutura de curva bastante peculiar, com várias ressonâncias e altas frequências, notadamente uma em 2000 Hz. Esta estrutura não aparece na curva do próprio PZT isolado, cuja resposta é bem plana até por volta de 5 KHz quando começa a cair<sup>(27)</sup>, e se deve provavelmente à estrutura mecânica do PZT.

Podemos observar, pela Figura 22 que  $\phi(\Omega)$  aumenta com a frequência. Provavelmente devido a existência de um atraso  $\gamma$  intrínseco no sistema que pode ser tanto elétrico ( $\gamma=RC$ ) como causado pela conversão do sinal elétrico em deslocamento mecânico no PZT. Quando o período da referência (T) é grande em relação a este atraso, a defasagem é pequena, a medida que o período (T) fica comparável ao atraso ( $\gamma$ ), a defasagem aumenta.

Da Figura 22 podemos estimar um atraso  $\phi$  por volta de  $\pi/3$  para a frequência de 1000 Hz que nos permite avaliar para o sistema um atraso

$$\gamma \sim 0.2 \text{ ms}$$

Entretanto, as medidas de  $(V_{\Omega})_M \times \Omega$  apenas descrevem o comportamento de  $K_{PZT}^{\Omega}$  com a frequência  $\Omega$ . Para termos o valor absoluto de  $K_{PZT}^{\Omega}$  a partir de  $(V_{\Omega})_M$ , pela equação (42), dependemos de muitos parâmetros, que podem ser avaliados, mas que geram muitas incertezas na medida de  $K_{PZT}^{\Omega}$ .

A única medida que pode ser feita independente de  $(V_{\Omega})_M$  é a de  $K_{PZT}^{\circ}$ , feita por 3 métodos diferentes:

- 1) Aplicando-se uma tensão  $V_0$  no PZT e contando-se o número de franjas que se deslocam no "Moiré".

2) Através do período do gráfico da Figura 17,  $V_S = 62$  V, e da expressão (42) que relaciona  $K_{PZT}^{\circ}$  com o período.

3) Através da medida de  $(V_{\Omega=0})_M$  nas figuras 20 e 21, e da equação (42) utilizando-se como parâmetros:

a)  $(V_{\Omega=0})_M = 350 \mu V$

$V_d = 0.5$  V

$I_1^{\circ} = 48 \mu W/cm^2$

$I_2^{\dagger} = 19.5 \mu W/cm^2, K_p = 268 Vcm^2/W$

b)  $(V_{\Omega=0})_M = 0$  720  $\mu V$

$V_d = 1.4$  V

$I_1^{\circ} = 34 \mu W/cm^2$

$I_2^{\dagger} = 5.2 \mu W/cm^2$

$K_p = 370 Vcm^2/W$

Os resultados das medidas de  $K_{PZT}^{\circ}$  utilizando estes 3 métodos aparecem na Tabela I. O valor avaliado para  $K_{PZT}^{\circ}$  levando-se em conta a geometria da montagem e a sensibilidade prevista para o PZT modelo PZ-90<sup>(27)</sup> de sensibilidade =  $0.008 \mu m/V$  também é mostrado na Tabela I.

TABELA - I

<u>Método</u>	<u><math>K_{PZT}^{\circ}</math></u>
1)	0.14 rad/V
2)	0.1 rad/V
3)a.	0.06 rad/V
3)b.	0.07 rad/V
<u>avaliado</u>	<u>0.21 rad/V</u>

Podemos notar uma grande dispersão entre as medidas de  $K_{pzt}^{\circ}$ , sendo provavelmente a medida mais direta, e por isto mais confiável a obtida pelo método 1):  $K_{pzt}^{\circ} = 0.14 \text{ rad/V}$ . A dispersão entre este valor e os demais pode ser devido a um erro na medida de  $(V_{\Omega})_M$ , ou devido a algum desajuste na fase do lock-in ou causada pelo tamanho finito das franjas do "Moiré" (Vide Figura 23). Esta dispersão também indica que é difícil se medir o valor absoluto de  $K_{pzt}^{\circ}$  com precisão; sua avaliação pode ser feita a partir de  $K_{pzt}^{\circ}$  e dos gráficos das Figuras 20 e 21.

### 2.3.1.3 Desempenho do Sistema

Quando o sistema é estabilizado, no 1º harmônico por exemplo, para  $\psi = \pi/2$  e  $|A| \gg 1$ , da equação (37) temos:

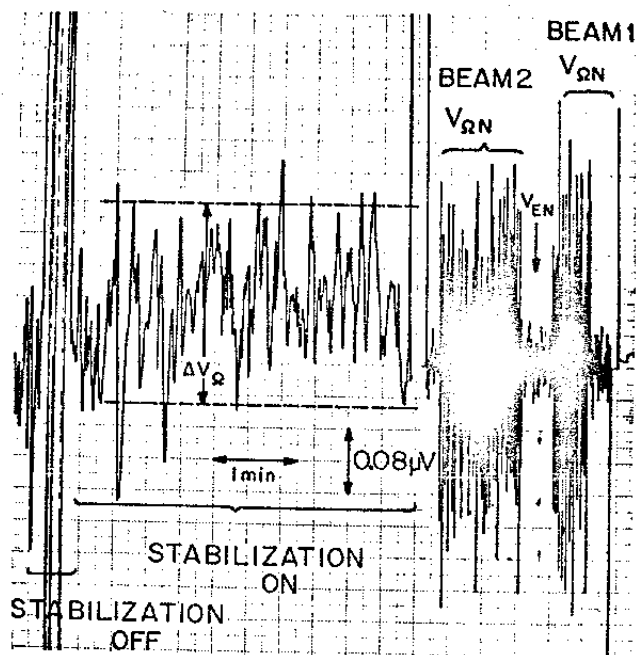
$$\Delta\psi \cong \frac{\psi_N}{|A|} \quad (47)$$

$\Delta\psi$  é a variação de fase nas franjas produzidas por uma perturbação  $\psi_N$  quando o sistema está estabilizado ou seja é a fração da perturbação externa que não é compensada pelo sistema.

A grandeza  $\Delta\psi/\psi_N = 1/|A|$  é o fator de redução das perturbações externas e é uma boa medida do desempenho do sistema de estabilização.

Na Figura 26 aparece o registro de  $V_{\Omega}$  com o circuito de realimentação aberto e com o circuito fechado (em  $\psi = \pi/2$ ).

Figura 26



Com o sistema estabilizado (em  $\psi = \pi/2$ ), observamos um  $\Delta V_{\Omega}$  que é proporcional a  $\Delta \psi$ . Das equações (41) e (42) temos

$$\Delta V_{\Omega} = (K_p \sqrt{2} I K_{PZT}^{\Omega} v_d) \Delta \psi = \frac{A \Delta \psi}{K_{PZT}^{\circ} K_o K_e} \quad (48)$$

substituindo (47) em (48):

$$\psi_N = K_{PZT}^{\circ} K_o K_e \Delta V_{\Omega} \quad (49)$$

Da Figura 26 (circuito fechado) podemos tomar  $\Delta V_{\Omega} \sim 0.2 \mu V$  que corresponde a um  $\psi_N$  durante as experiências da ordem de 1 radiano. Da mesma figura podemos estimar uma frequência característica para  $\psi_N$  coincidindo com a de  $\Delta V_{\Omega}$  da ordem de 0.2 Hz. Provavelmente este ruído se deve a flutuações na temperatura do ar devido ao sistema de ar condicionado.

Todas as experiências foram feitas com o tempo de integração do lock-in de 0.3 seg.. Desta forma perturbações mais rápidas que esta ordem não são detectadas nem corrigidas pelo sistema.

Entretanto, não é apenas  $\Delta \psi$  quem determina o desempenho do sistema de estabilização. Muitos ruídos, provenientes da eletrônica e



da luz do laser, são detectados no sistema através do lock-in. Quando o sistema está estabilizado, ele converte este ruído  $V_N$  numa variação de fase  $(\Delta\psi)_N$  que não é compensada pelo sistema, e por isto limita também o desempenho do sistema.

Para avaliarmos  $(\Delta\psi)_N$  introduziremos um ruído eletrônico  $V_N$  somado a  $V_\Omega$  na equação (32). Desta forma obtemos para a equação (36) na ausência de perturbações externas:

$$(\psi - K_{PZT}^\circ V_0 - K_{PZT}^\circ K_o K_e V_N) / A = \cos \psi \quad (50)$$

Para o sistema estabilizado em  $\psi = \pi/2(2n+1) = K_{PZT}^\circ V_0$  temos também um ruído de fase  $(\Delta\psi)_N$  :

$$[(\Delta\psi) - K_{PZT}^\circ K_o K_e V_N] / A \cong \sin \Delta\psi \cong (\Delta\psi)_N \quad (51)$$

$$(\Delta\psi)_N (1 - 1/A) = [K_{PZT}^\circ K_o K_e / A] \cdot V_N \quad (52)$$

como  $A \gg 1$  e  $A = K_{PZT}^\circ K_o K_e (V_\Omega)_M$

$$(\Delta\psi)_N = \frac{V_N}{(V_\Omega)_M} = \frac{1}{SNR} \quad (53)$$

onde  $(V_\Omega)_M / V_N =$  relação sinal ruído máxima = SNR

Podemos dizer então que os parâmetros que medem a estabilidade do sistema realimentado são  $\Delta\psi$ ,  $(\Delta\psi)_N$  e  $\psi_\delta$  (oscilação de referência). A soma dos três, numa dada situação, define qual a variação de fase máxima permitida pelo sistema nestas condições.

## Fontes de Ruído

Como os ruídos são determinantes no desempenho do sistema, cabe aqui uma pequena discussão sobre eles.

Basicamente temos 2 tipos de ruídos: A) provenientes da eletrônica e do laser, e B) causados pelos atrasos do sistema eletrônico:

A)1- Ruído eletrônico:  $V_{EN}$  medido sem luz sobre o detector, da ordem de  $0.07 \pm 0.02 \mu V$  de  $100 \rightarrow 4000$  Hz (Figura 26), independente da amplificação do lock-in.

A)2- Ruído proveniente da luz do laser  $V_{\Omega N}$  aparece também na Figura 26 em comparação com o ruído eletrônico e é função da Irradiância, conforme aparece na Figura 27 para um dos feixes sem resistência de carga adicional ( $R = R(\text{lock-in}) = 100 M\Omega$ ). Para as irradiâncias de exposição das redes ele é da ordem de  $2 \times 10^{-3} \times I$  ( $V_{cm}^2/W$ ). Esta dependência com a Irradiância é a mesma do próprio sinal  $V_{\Omega}$ , de forma que a relação sinal-ruído independe da irradiância. O ruído  $V_{\Omega N}$  é independente de  $v_d$ . O comportamento de  $V_{\Omega N}$  em função da frequência aparece na Figura 28. Tem vários picos para frequências abaixo de 400 Hz, entre eles um muito grande em  $f = \Omega / 2\pi = 360$  Hz que corresponde à frequência de retificação trifásica da fonte do laser.

Em determinadas condições entretanto, este ruído da luz pode subir repentinamente para níveis muito mais altos (cerca de 1 ordem de grandeza). Sua alteração incluindo a volta aos níveis menores pode ser conseguida diminuindo-se a abertura do feixe laser (se-

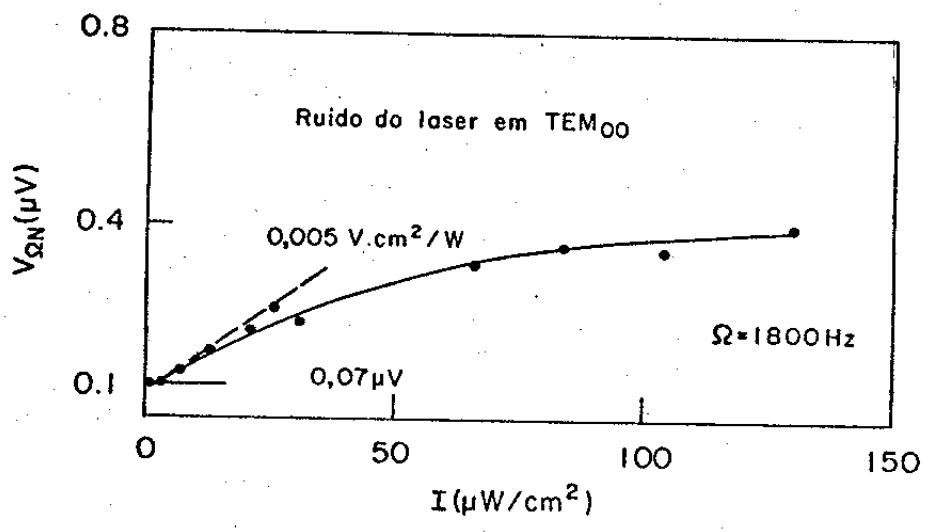


Figura 27

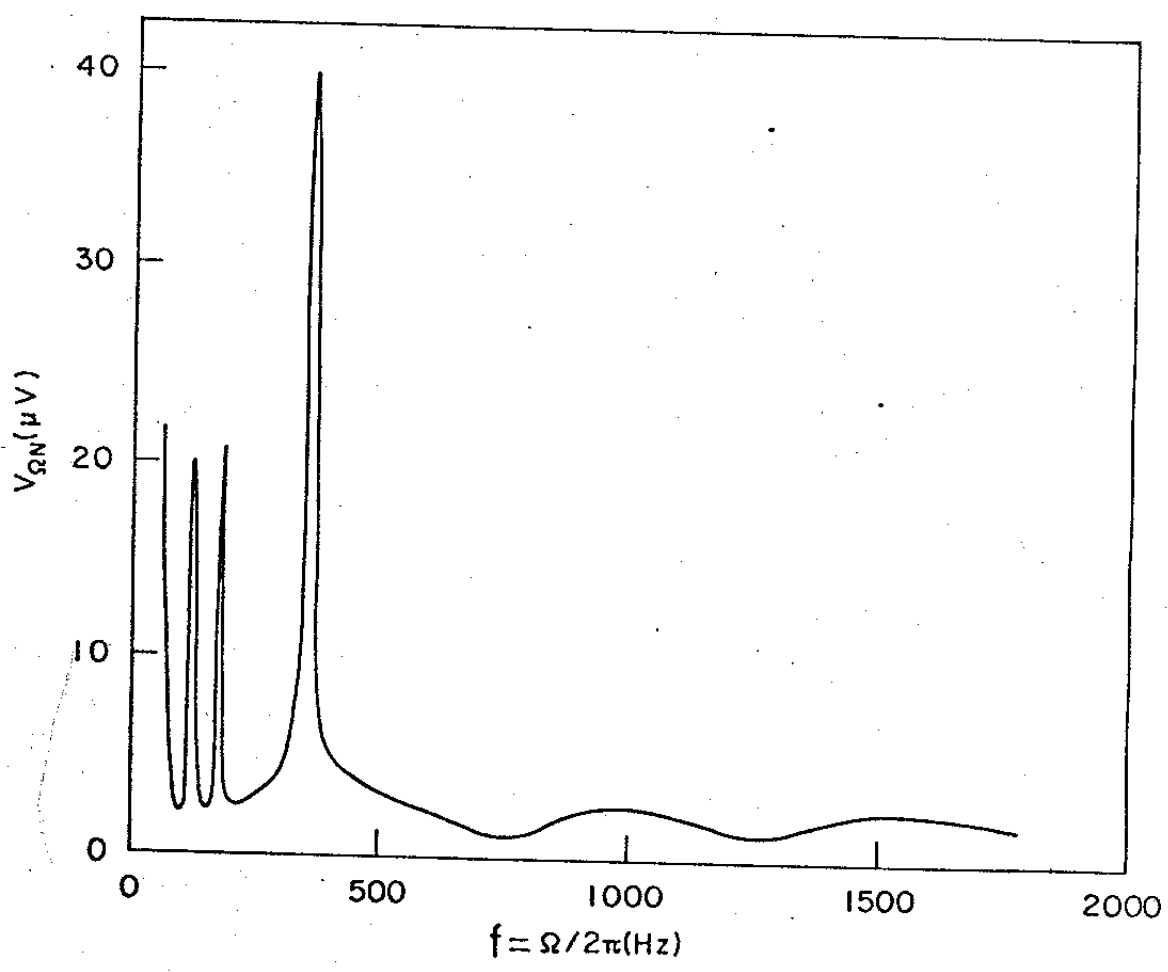


Figura 28

leccionando os modos transversais do feixe). Isto nos leva a crer que este nível de ruído mais alto ocorre em situações onde há competição entre os modos transversais, que se reflete no feixe expandido e filtrado como variações de intensidade.

As medidas dos níveis de ruído, assim como as exposições com estabilização foram feitas sem resistência de carga adicional ( $R = 100 \text{ M}\Omega$ ), com a constante de integração do lock-in  $\tau = 0.3$  seg. e com o fator de seletividade de frequência do sinal  $Q = 100$ .

B)1- Quando um sinal é amplificado com uma seletividade em frequências  $Q$ , as porções do sinal com frequências ligeiramente diferentes da referência correspondem a uma resposta defasada do sistema que podemos interpretar como um "ruído". Desta forma quanto maior o  $Q$  menor o ruído; como não temos perda de sinal com  $Q$  uma vez que nosso sinal não sofre deformações, isto nos leva a encontrar como melhores condições de trabalho o maior  $Q$  possível  $Q = 100$ .

B)2- Como o maior atraso na resposta do sistema todo é devido ao tempo de integração do "lock-in" (300 ms) é ele quem determina o atraso do sistema. Dado um atraso  $\tau$  do sistema, as perturbações externas  $\psi_n$  de duração muito menor que  $\tau$  não detectadas, nem estabilizadas pelo sistema. As perturbações muito mais longas que  $\tau$  são detectadas e corrigidas "simultaneamente" pelo sistema. As perturbações da ordem de  $\tau$  são detectadas e são corrigidas com um atraso. Isto faz com que esse sinal se transforme num "ruído" ou perturbação e não numa correção. Nestas condições o atraso é uma fonte de ruído.

Para otimizar  $\gamma$  (tempo de integração do lock-in) temos que nos colocar numa região onde não tenhamos perturbações externas de tempos de duração da ordem de  $\gamma$ . O menor  $\gamma$  encontrado experimentalmente que permite um nível de ruído tolerável foi  $\gamma = 0.3$  seg.

Ao diminuirmos  $\gamma$  estaremos aumentando o nível de ruído do tipo A) (sistema fica mais sensível) mas acreditamos que o "ruído" do tipo B) gerado pelas bordas da amplificação em passa-banda ou por perturbações externas da ordem de , são muito mais graves pois como se tratam de "sinais" atrasados seu valor é da ordem do próprio sinal. Na presença de perturbações externas suficientemente fortes o sistema pode dar saltos e na presença de perturbações periódicas, como por exemplo causadas por vibrações de componentes da montagem, o sistema pode oscilar. O sistema fica mais suscetível a saltos e oscilações para altos valores de  $K_e$ , baixo  $Q$  e  $\gamma$  menores.

Os "ruídos" do tipo B devem existir mesmo em condições normais de operação do sistema (com realimentação negativa), só quando alcançam níveis suficientemente altos são capazes de causar saltos ou oscilações. Entretanto são muito difíceis de serem avaliados pois além de dependerem de  $Q$  e do atraso na realimentação em relação à duração das perturbações externas, dependem também da amplitude das perturbações externas (que são aleatórias).

Para ilustrar como uma estimativa da estabilidade da montagem pode nos ajudar a prever o desempenho do sistema, algumas avaliações foram feitas para determinadas condições experimentais, mostradas na Tabela II. A variação de fase total  $\Delta = [\Delta\psi + (\Delta\psi)_N + \psi_d]$  pro-

duz uma perda na eficiência de difração  $\Delta\eta$  calculada supondo uma oscilação de amplitude  $\Delta$ , em torno da posição de equilíbrio <sup>(28)</sup> que aparece na última coluna da mesma tabela.

Todas as avaliações foram feitas para  $\Omega/2\pi=1750$  Hz sem resistência de carga adicional no "Lock-in". Como tanto o sinal como o ruído variam muito com  $\Omega$ , este quadro de avaliações pode sofrer mudanças substanciais para outras frequências  $\Omega$ .

Os "ruídos" do tipo B não estão sendo consideradas nas nossas estimativas de ruído de fase  $(\Delta\psi)_N$ , portanto nosso  $(\Delta\psi)_N$  da tabela II avaliado a partir apenas dos ruídos elétricos (do tipo A), deve ser muito menor que o real, e não são previstas oscilações e saltos. Pode ser notado na mesma Tabela II que a influência de  $(\Delta\psi)_N$  é maior quanto menor a eficiência da rede de controle e principalmente quando a estabilização é feita no segundo harmônico.

Notamos também que  $\psi_0$  ou  $v_d$  (sinal de referência) para os exemplos mostrados é o parâmetro dominante na estabilidade. E que as condições de operação do sistema no 2º harmônico são bem piores que no 1º.

### 2.3.2 Eficiência das Grades Produzidas

Para estudarmos a eficiência do sistema de estabilização através das grades produzidas, foram feitas comparações entre as redes produzidas sob diferentes condições de estabilização.

As exposições foram feitas em filmes de fotorresina AZ-1350 J. Depois de revelados todos nas mesmas condições foram feitas medidas da

MODO	f	$\eta$	$\Delta I = 2\sqrt{I_D I_T}$	$I = \sqrt{I_D I_T}$	$(\Delta \Psi)_N$ (rd)	$\Delta \Psi$ (rd)	$\Psi_D$ (rd)	$\Delta$ (rd)	$\Delta \eta$
1º harm.	1750	8%	52.5 clara	58	$3 \times 10^{-4}$	$2 \times 10^{-9}$	(vd=0.5)	0.08	0.2%
			26 escura		$1 \times 10^{-4}$	$2 \times 10^{-9}$	0.08		
1º	1750	8%	52.5 clara	58	$1 \times 10^{-4}$	$7 \times 10^{-10}$	(vd=1.5)	0.23	2%
			26 escura		$4 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-10}$	0.23		
1º	1750	8%	250 clara	250	$3 \times 10^{-4}$	$8 \times 10^{-10}$	(vd=0.5)	0.08	0.2%
			125 escura		$2 \times 10^{-4}$	$8 \times 10^{-10}$	0.08		
1º	1750	1%	246 clara	250	$1 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-9}$	0.08	0.081	0.2%
			196 escura		$1 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-9}$	0.08		
1º	1750	0.001%	218	250	0.022	$6 \times 10^{-8}$	0.08	0.10	0.3%
1º	1750	0.001%	218	250	0.008	$2 \times 10^{-8}$	0.23	0.24	2%
2º	1750	0.001%	218	250	0.13	$4 \times 10^{-8}$	0.23	0.36	4%

eficiência de difração e observação via microscópio eletrônico das grades obtidas, para comparação das diversas condições de exposição e estabilização.

Os resultados das medias da eficiência de difração aparecem na Tabela III. A difração foi medida por transmissão com um feixe de He-Ne expandido de forma a tomar uma média em toda a área exposta, e a profundidade dos sulcos ( $h$ ) foi calculada pela teoria escalar de difração supondo um perfil senoidal. Só são comparativas placas do mesmo lote. As estabilizações no 2º harmônico foram feitas utilizando como grade de referência para a estabilização a própria grade em tempo real que está sendo gerada. Todas as grades mostradas na tabela tem frequência espacial de 590 l/mm. A frequência utilizada na estabilização  $\Omega = 1750$  hz,  $v_d = 0.5$  V para estabilização no primeiro harmônico e  $v_d = 1.5$  V para estabilização no 2º harmônico.

No primeiro conjunto de placas ( $L_1 \rightarrow L_4$ ) temos todos os tipos de estabilização. Note-se que a estabilização feita no 1º harmônico, utilizando uma grade de referência previamente feita ( $L_1$ ) mostrou-se pior que a estabilizada em tempo real no 2º harmônico ( $L_2$ ), embora sob o aspecto de estabilização, o padrão de  $L_1$  deveria ser melhor que  $L_2$  (Tabela II), acontece o inverso. Isto se deve provavelmente a duas causas:

- 1º) A grade de referência na condição ( $L_1$ ) está colocada atrás da grade que está sendo gravada, portanto o padrão não está sendo estabilizado no local da gravação enquanto que em ( $L_2$ ) a estabilização é feita no local do registro



TABELA - III

Placa	$\eta$ ref.	Tipo de Estabilização	$\psi$	$t_e/t_T$ %	E (mJ/cm <sup>2</sup> )	Rev.	t (rev.)	$\eta$	$\bar{h}$ (Å)	$\frac{\bar{h}}{\bar{h}/\Delta E}$ (mJ/cm)
L1	0.29	1º harmônico	$\pi/2$	100%	1439	1:10	30 seg.	20%	3210	2.23
L2	10 <sup>-5</sup>	2º harmônico	0	50%	1555	1:10	30 seg.	30%	4280	2.75
L3	10 <sup>-5</sup>	2º harmônico	$\pi$	50%	1584	1:10	30 seg.	03%	350	0.22
L4	—	s/ estab.	—	0%	1612	1:10	30 seg.	19%	3053	1:89
R2	10 <sup>-5</sup>	2º harmônico	0	73%	1932	1:10	30 seg.	45%	6090	3.15
R5	10 <sup>-5</sup>	2º harmônico	0	73%	1968	1:10	30 seg.	45%	6040	3.07
R9	10 <sup>-5</sup>	s/ estab.	—	0%	1962	1:10	30 seg.	40%	5410	2.76
T1	—	s/ estab.	—	0%	2013	1:10	10 seg.	3%	1130	0.56
T2	10 <sup>-5</sup>	2º harmônico	0	73%	1835	1:10	10 seg.	16%	2770	1.51

\*  $t_e$  = tempo de exposição estabilizada  
 $t_T$  = tempo total da exposição

2º) Como o reposicionamento da rede de referência em relação ao padrão em  $L_2$  é perfeito, as franjas de Moiré tem período infinito e a estabilização é feita homogeneamente em toda a região da placa.

Note-se também que a rede  $L_3$  estabilizada em contra fase ( $\Psi = \pi$ ) praticamente se extinguiu. Observa-se uma boa repetibilidade entre as redes gravadas nas mesmas condições como o caso de  $R_2$  e  $R_5$ .

As redes  $R_5$  e  $R_9$  aparecem na Figura 29, Fotos A e B vistas no microscópio eletrônico. Ambas as redes foram reveladas até atingir o substrato. Nota-se também que as linhas da grade em  $R_5$  (Foto A) estão muito mais nítidas que em  $R_9$  (Foto B).

A Figura 30, Fotos A e B mostram as redes  $T_1$  e  $T_2$  com modulações bem mais fracas.

As medidas de difração demonstram que as redes estabilizadas em tempo real no 2º harmônico são melhores que as outras e repetitivas, entretanto não provam que uma exposição estabilizada eletronicamente é tão eficiente quanto a de um padrão estritamente fixo (a menos de  $\Delta\gamma$  da Tabela II).

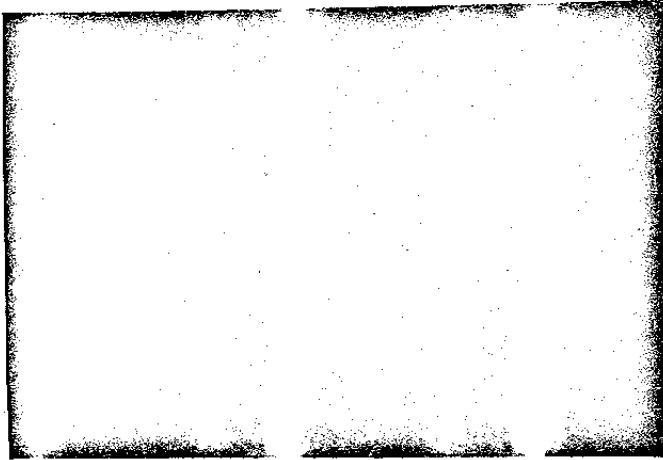
Esta comparação só pode ser feita se conhecermos a resposta do material de registro a uma exposição homogênea, isto é se fizermos uma exposição homogênea de uma dada energia e medirmos a espessura arrancada pelo revelador. Expomos depois o mesmo material com esta mesma energia sob a forma de um padrão de interferência, revelamos e medimos a altura do sulco ( $h$ ) produzido pelo revelador.

Se  $h$  coincide com o obtido numa exposição homogênea podemos garantir que nossa montagem é rigorosamente estável.



A

Figura 29

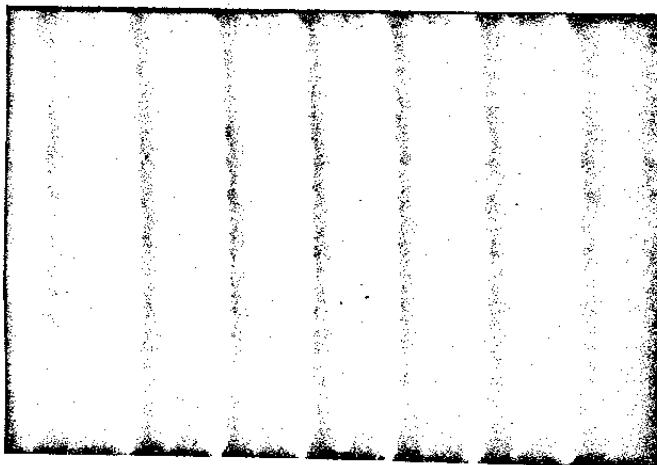


B



A

Figura 30



B

A proposição parece simples, mas possui uma série de dificuldades práticas que fazem com que sua demonstração só seja possível depois de conhecermos um pouco mais o material fotossensível utilizado, (Capítulo III) pois a resposta destes materiais variam com a frequência espacial e com a profundidade de modulação.

CAPÍTULO - III

### III. ESTUDO DO MATERIAL DE REGISTRO: FOTORRESINAS POSITIVAS

Neste capítulo foi feito um amplo estudo sobre as fotorresinas positivas:

- Na forma de utilização convencional, como material de relevo, foram caracterizadas sua sensibilidade e resolução através da taxa de remoção do filme (R). A sensibilidade foi estudada com exposições uniformes e a resolução com exposições de diversas frequências espaciais. Observou-se além da influência do revelador na sensibilidade <sup>(29)</sup>, sua influência também na resolução.
- Foi estudada uma modulação residual predominantemente de índice de refração, antes da revelação, que foi utilizada para estudar o mecanismo de registro (cálculo do constante cinética da reação fotossensível) e para separar o efeito do revelador da resposta intrínseca do material no estudo da resolução.
- Além disto, este efeito residual de tempo real foi utilizado como uma grade de referência (já desde os primeiros instantes do registro) para operar o sistema de estabilização e para reposicionamento em exposições sucessivas sem necessidade de revelação.

As fotorresinas são materiais fotossensíveis com alta eficiência de difração, pois a modulação é feita através de relevo, têm uma resolução muito alta devido à reação fotoquímica se processar a nível molecular <sup>(30)</sup> e apresentam grande resistência a alguns agentes químicos, permitindo a transferência do padrão nela gravado para o substrato. Estas propriedades fazem com que ela seja amplamente utilizada em microeletrônica na confecção de dispositivos. Esta aplicação tecnoló-

gica faz com que as fotorresinas sejam produzidas comercialmente e constantemente otimizados. Desta forma tanto a confecção dos filmes como o processamento do resiste nas diversas etapas da litografia são bem conhecidos e estudados o que facilita enormemente sua utilização. Embora o pico de sensibilidade das fotorresinas seja no ultra-violeta, as vantagens como resolução, alta eficiência, facilidade de aplicação e processamento, além das possibilidades de litografia, fazem com que a fotorresina seja o material fotossensível mais adequado para nossos propósitos.

As fotorresinas positivas são compostos orgânicos que quando expostos à luz sofrem uma reação que as torna solúveis em soluções alcalinas. Desta forma durante a revelação há retirada de material nas regiões expostas à luz. Nas fotorresinas negativas ocorre o inverso: as regiões expostas à luz sofrem uma reação de reticulação que as torna insolúveis em determinados solventes orgânicos. Nas fotorresinas positivas as moléculas são muito menores, possibilitando maior resolução, e sua sensibilidade se estende mais para o visível que nas negativas.

Entre as fotorresinas positivas, a série AZ1300 da Shipley mostrou-se mais indicada (principalmente devido a alta resolução) conforme já descrito na literatura <sup>(29)(30)(31)(32)</sup>.

As fotorresinas positivas são encontradas comercialmente sob a forma de um líquido viscoso, que consiste basicamente de 3 componentes: uma resina de base que dá ao resiste a propriedade de formar uma película, um composto fotoativo e um solvente volátil que torna o material líquido para aplicação <sup>(30)</sup>. O líquido é aplicado num substrato, geralmente por técnicas de centrifugação ("Spinner") e depois

aquecido numa estufa ("pré-baking") para que todo o solvente seja volatilizado e se forme uma película sobre o substrato. Depois disto no filme seco restaram apenas a resina base e o composto fotoativo (cerca de 25 - 30% do peso do filme)<sup>(33)</sup>. A resina base é solúvel em soluções alcalinas, e a presença do composto fotoativo reduz drasticamente esta dissolução, por isto ele é chamado de inibidor. A ação da luz destrói o inibidor aumentando assim a velocidade de dissolução<sup>(30)</sup>.

Para controlar o registro dos padrões sobre este material, sobretudo de altas frequências espaciais é necessário que haja conhecimento dos fenômenos e dos processos envolvidos. Para isto foi feita uma série de estudos para se encontrar as melhores condições de utilização do material e dos mecanismos envolvidos durante os processos utilizados para a gravação.

### 1. Estudo das Condições de Utilização

As fotorresinas podem ser depositadas por vários processos<sup>(34)</sup>, entre eles o método de centrifugação ("Spinner") é o mais utilizado, principalmente para aplicações em micro-eletrônica. O método consiste em pingar algumas gotas de resiste sobre o substrato que é centrifugado, com uma velocidade que pode variar de 1000 a 8000 r.p.m., durante um determinado tempo.

A espessura do filme formado depende da viscosidade do resiste e da velocidade de centrifugação. É praticamente independente do tempo de centrifugação.

As fotorresinas da série Az-1300 da Shipley são encontrados com 4 viscosidades diferentes:



AZ-1375 - para confecção de filmes para espessuras entre 2.4 e 3.3  $\mu\text{m}$

AZ-1350J- para confecção de filmes com espessuras entre 1.5 e 2.2  $\mu\text{m}$

A- 1370- para confecção de filmes com espessuras entre 0.9 e 1.3  $\mu\text{m}$

AZ-1350B- para confecção de filmes com espessuras entre 0,3 e 0.5  $\mu\text{m}$

A espessura obtida em função da velocidade de centrifugação para estes 4 Resistes pode ser vista na Figura 31 <sup>(31)</sup> :

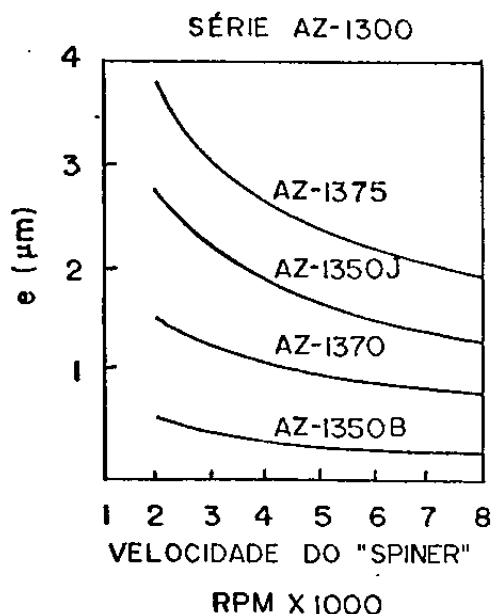


Figura 31

Podemos obter, entretanto qualquer espessura mais fina através da diluição apropriada de um fotorresiste mais viscoso.

A homogeneidade dos filmes obtidos pelo "Spinner" em comparação com outros métodos está discutida na literatura <sup>(35)</sup> . Um dos

maiores problemas na homogeneidade dos filmes depositados pelo "Spinner" é um estriamento radial <sup>(35)</sup> que aparece na figura 32. Este e outros problemas da deposição foram reduzidos numa nova série de fotorresinas da Shipley: Az- 1400 que a partir de 1984 - 1985 está substituindo a série AZ-1300.



Figura 32

Embora nosso trabalho tenha sido realizado com a série AZ-1300, todos os resultados se aplicam também à série Az-1400 pois se trata do mesmo material onde apenas algumas propriedades foram otimizadas, sem alterar as características fundamentais.

A variação do índice de refração com o comprimento de onda para a Fotorresina AZ- 1350 J dada pelo catálogo <sup>(31)</sup> e confirmada experimentalmente para  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  através do método de Abéles <sup>(36)</sup> está mostrada na Tabela IV.

AZ - 1350 J

$n$	$\lambda(\text{\AA})$
1.64	6328
1.65	5200
1.68	4360
1.70	4000

Tabela V

(31) Na Figura 33 aparece a Absorbância  $\times \lambda$  dada pelo catálogo para um filme de  $1 \mu\text{m}$  da série de Fotorresinas 1300.

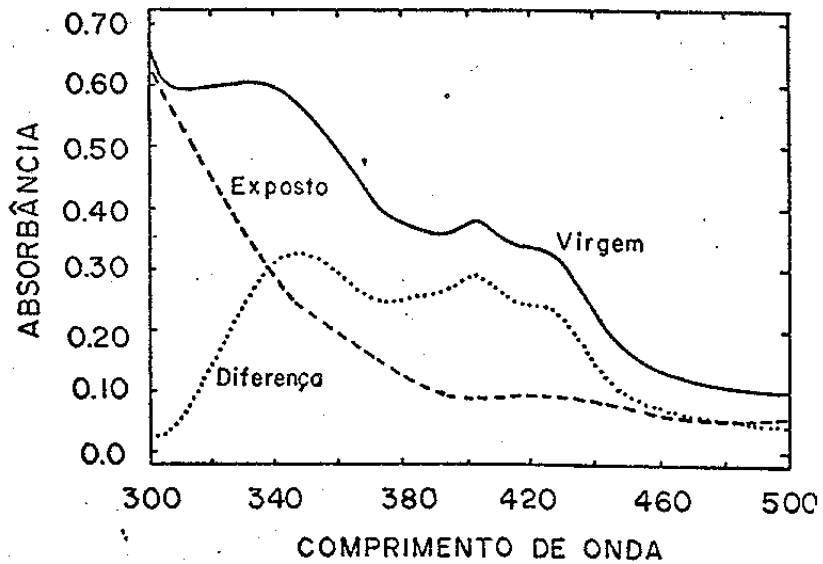


Figura 33

Nas figuras 34 e 35 aparecem os espectros de Absorbância medidos, de filmes de  $1 \mu\text{m}$  de espessura feitos com duas Fotorresinas disponíveis AZ-1350 B, Az-1350 J (a primeira com aproximadamente 10 anos de idade e a segunda com  $\sim 2$  ).

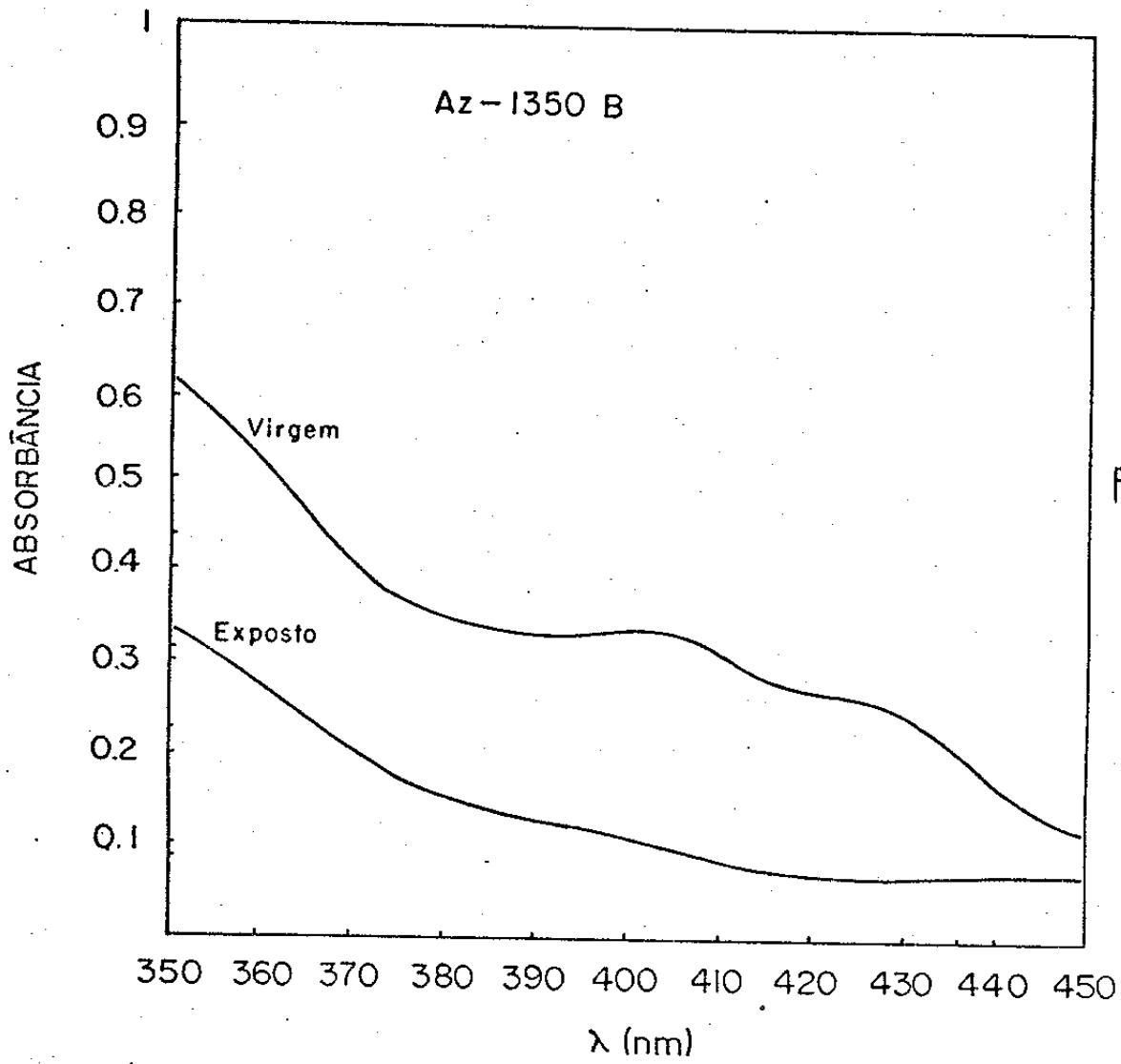


Figura 34

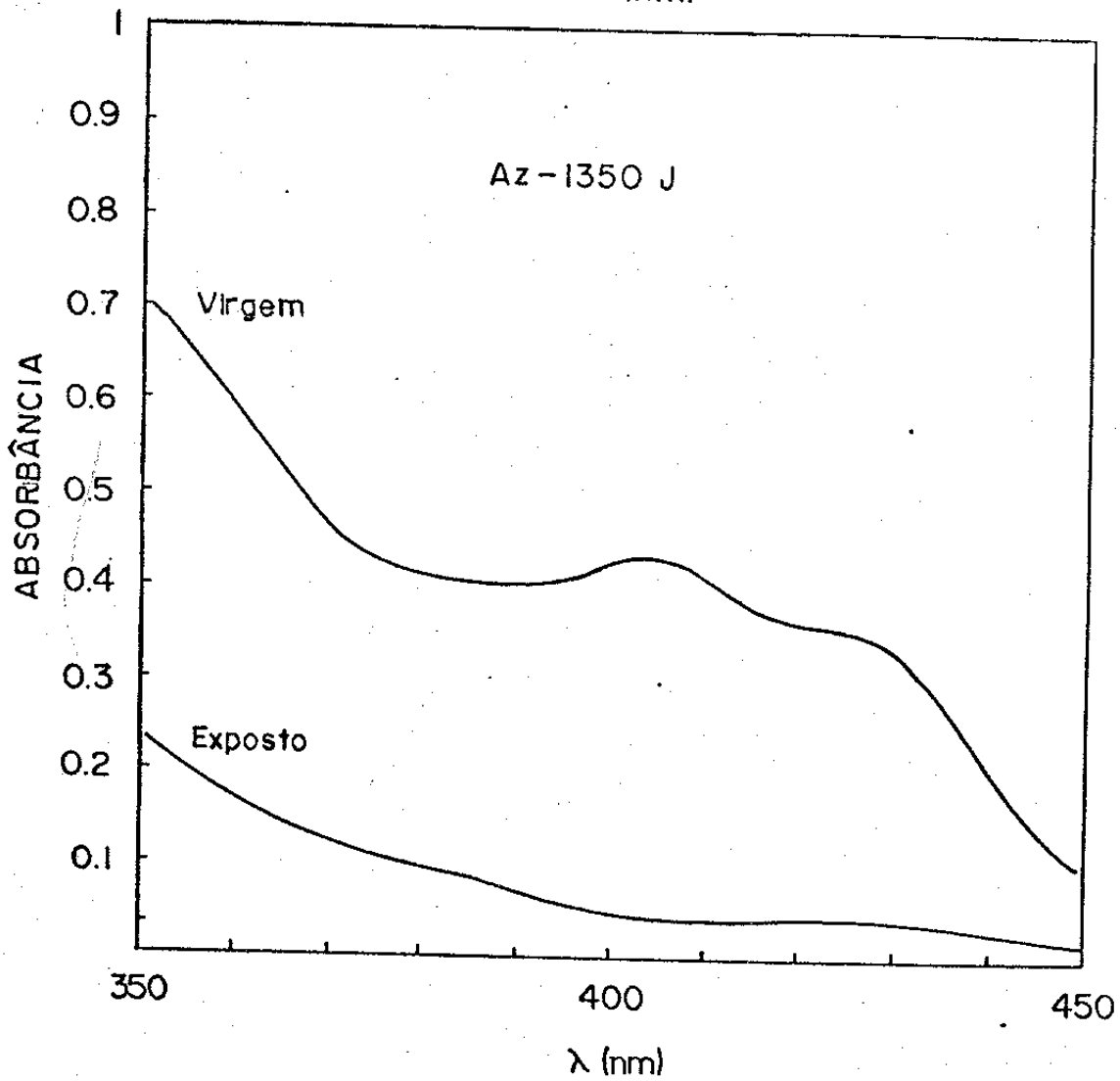


Figura 35

Note-se que o espectro do AZ-1350 J concorda com o fornecido pelo fabricante, enquanto que o espectro da B apresenta uma diferença muito menor entre a Absorbância do filme virgem e do filme saturado o que demonstra uma perda na sensibilidade ou deterioração provavelmente devido à idade. Isto entretanto não impede que ela seja utilizada, apenas perdeu sensibilidade como os filmes fotográficos.

Para estudar as condições de utilização do fotorresiste estamos propondo usar a velocidade de dissolução do filme num revelador como um parâmetro de "medida" da sensibilização do filme à exposição luminosa. Esta grandeza está mais ligada à alteração físico-química da fotorresina sob a ação da luz que a espessura retirada de filme, muito utilizada para esta caracterização <sup>(29) (37) (38) (39)</sup>.

A medida da velocidade de dissolução (R) é feita através da variação da refletividade do filme, a medida que ele é dissolvido no revelador, monitorada com um feixe de He-Ne incidindo normalmente. O arranjo experimental para a medida está mostrado na Figura 36. Para evitar os ruídos foi utilizado um amplificador Lock-in com um "Shopper" no feixe do laser He-Ne.

Um registro típico da refletividade está mostrado na Figura 37 onde a separação entre 2 máximos ou mínimos consecutivos corresponde a uma espessura retirada de  $\lambda / 2n$  <sup>(40)</sup> para incidência normal onde  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  e  $n = 1.64$  (índice de refração do resiste para  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ).

$$\frac{\lambda}{2n} = 0.1929 \text{ } \mu\text{m} \quad (54)$$

A velocidade do papel dá o tempo transcorrido entre 2 picos consecutivos, de forma que a velocidade de remoção será  $0.1929 \mu\text{m}/\Delta t$ .

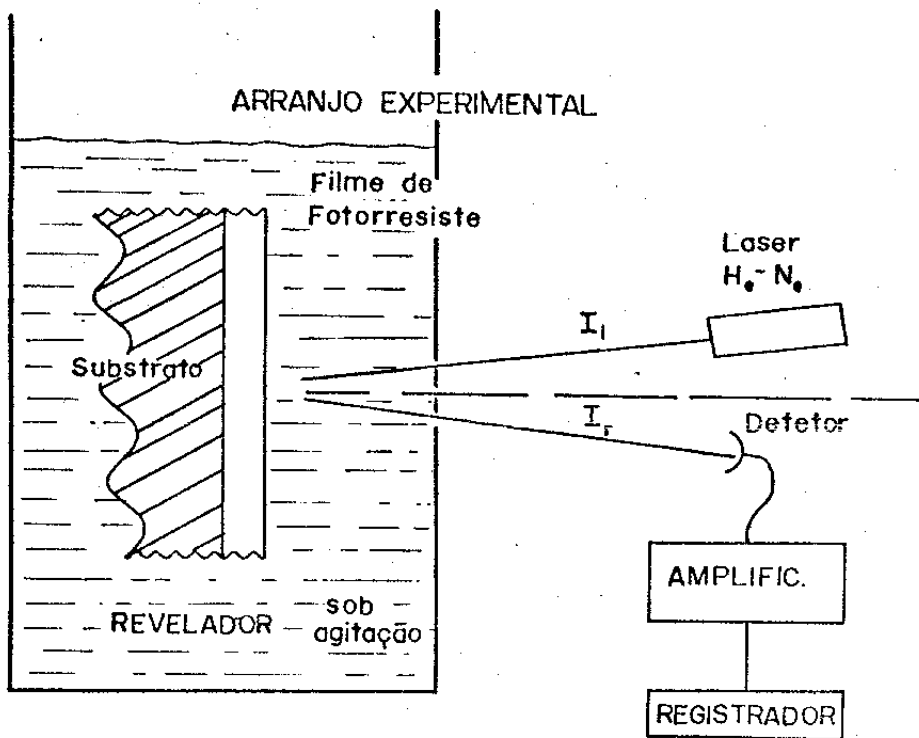


Figura 36

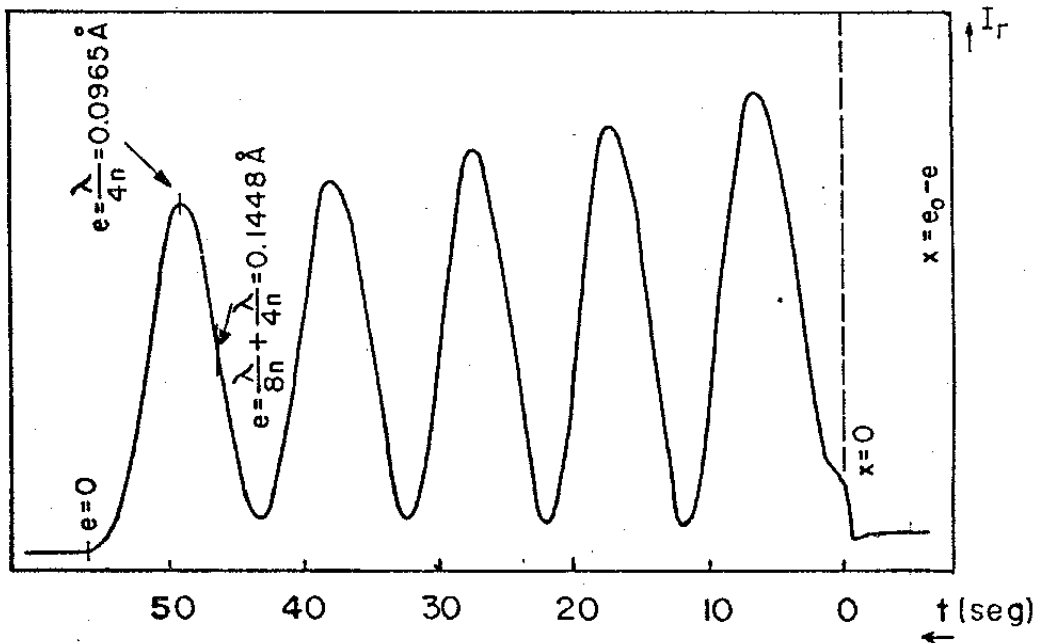


Gráfico Experimental da Medida de Refletividade

Figura 37

Supõe-se que a dissolução se processa a nível de superfície <sup>(33)</sup>, e que, as camadas em contato com o revelador vão sendo retiradas gradativamente, de forma que o efeito resultante é a interface filme-revelador caminhar em direção ao substrato enquanto se processa a revelação. Podemos definir a velocidade de diluição ou remoção do filme  $R$  como a velocidade da interface filme-revelador.  $R$  é uma função da energia incidente:  $R(E)$ .

Definimos então:

$R_0^0 = R_0(E=0)$  velocidade de remoção do filme virgem ou decapagem

$R_0^s = R_0(E > E_s)$  velocidade de remoção do filme uniformemente exposto (na saturação), onde todo o inibidor foi destruído

$R_0(E) =$  velocidade de remoção do filme exposto uniformemente com uma energia  $E$ .

$R_f(E) =$  velocidade de remoção do filme exposto a um padrão senoidal de frequência espacial  $f$  com uma energia (pico a pico)  $E$ .

### 1.1 Condições de Secagem e Armazenagem

Os filmes de fotorresiste são aplicados por centrifugação na velocidade adequada para se obter a espessura desejada (segundo o gráfico da Figura 31). A centrifugação é feita durante 10 segs.. Depois disso os filmes são levados a uma estufa para que todo o solvente seja evaporado.

A Figura nº 38 mostra um gráfico da massa do filme em função do tempo de secagem para placas a temperatura ambiente e a 90°C. Note-se que quase a toda a massa do solvente evaporou nos primeiros 10 minutos. Entretanto pequenos resíduos (de massa desprezível) podem ainda aumentar sensivelmente a velocidade de dissolução da resina base no solvente.

Foi feito um estudo da velocidade de dissolução da Fotorresina virgem ( $R_0^{\circ}$ ) e da fotorresina exposta com uma fonte de U.V (lâmpada de Hg) até a saturação  $R_0^{\circ}$  para diversas temperaturas e tempos de estufa ("Pré-bake").

Os resultados obtidos aparecem nas Figuras 39 e 40.

Observa-se na decapagem ( $R_0^{\circ}$ ) que o filme vai ficando mais resistente (menos solúvel) a medida que aumentamos a temperatura da estufa, provavelmente devido à maior evaporação de resíduos do solvente. Entretanto, por volta de 85°C este comportamento começa a se inverter. Esta inversão pode ser causada pela destruição do inibidor a partir de uma determinada temperatura <sup>(33)</sup>, aumentando a velocidade de decapagem.

Quando o filme de fotorresina, é exposto até a saturação, supõe-se que todo o inibidor foi destruído, pela luz, não sendo possível distinguir o que foi destruído previamente pelo de "Pré-Bake". Desta forma, as curvas de  $R_0^{\circ}$  em função do tempo e temperatura de "Pré-Bake" não apresentam este efeito de inversão na velocidade mas um comportamento monotonicamente decrescente com o aumento de temperatura. Este decréscimo de  $R_0^{\circ}$  assim como de  $R_0^{\circ}$  com a temperatura se deve provavelmente à evaporação de resíduos do solvente ou também a algum tipo de reação que a resina base sofrer, que a torna mais resistente à revelação.



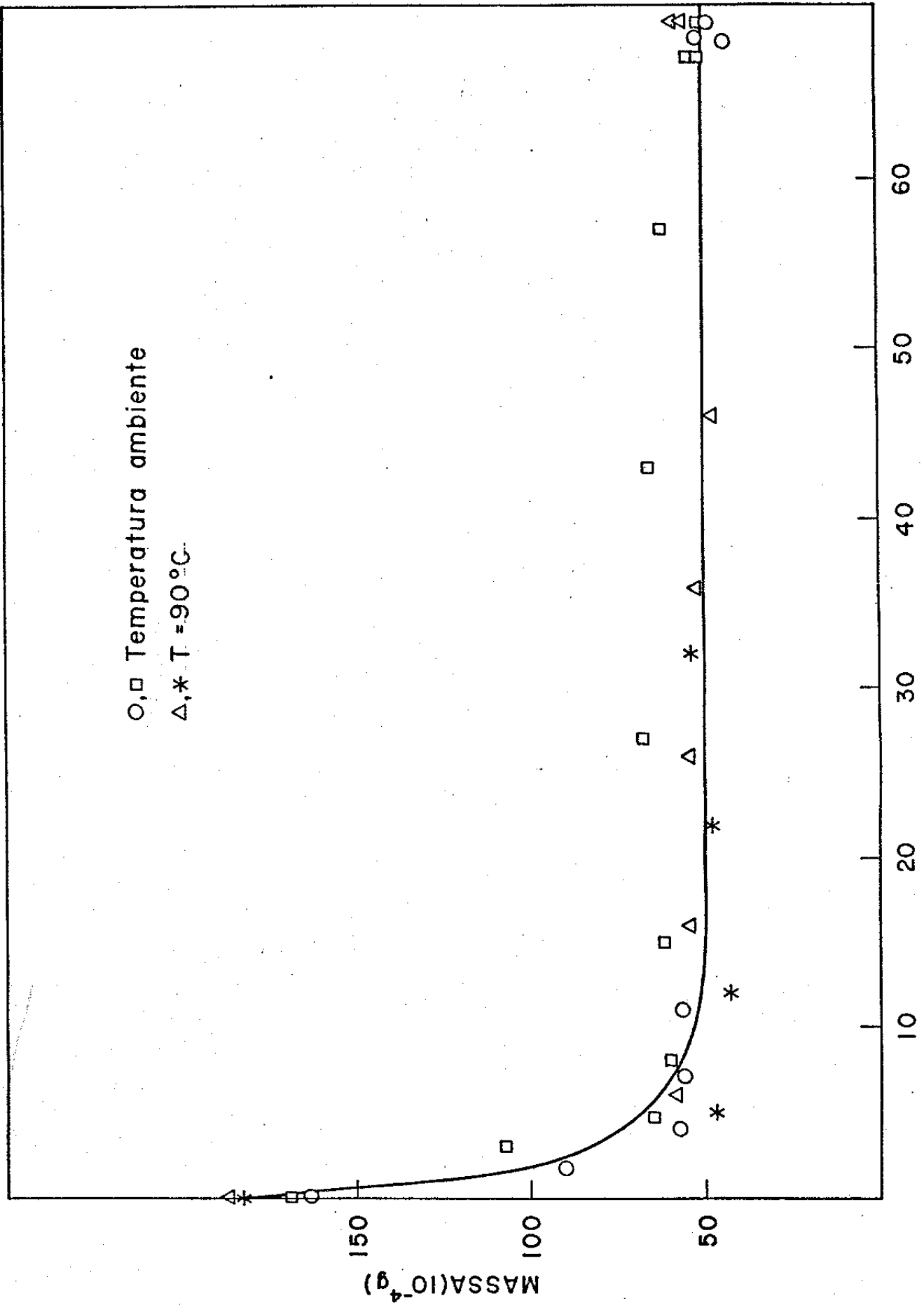


Figura 38

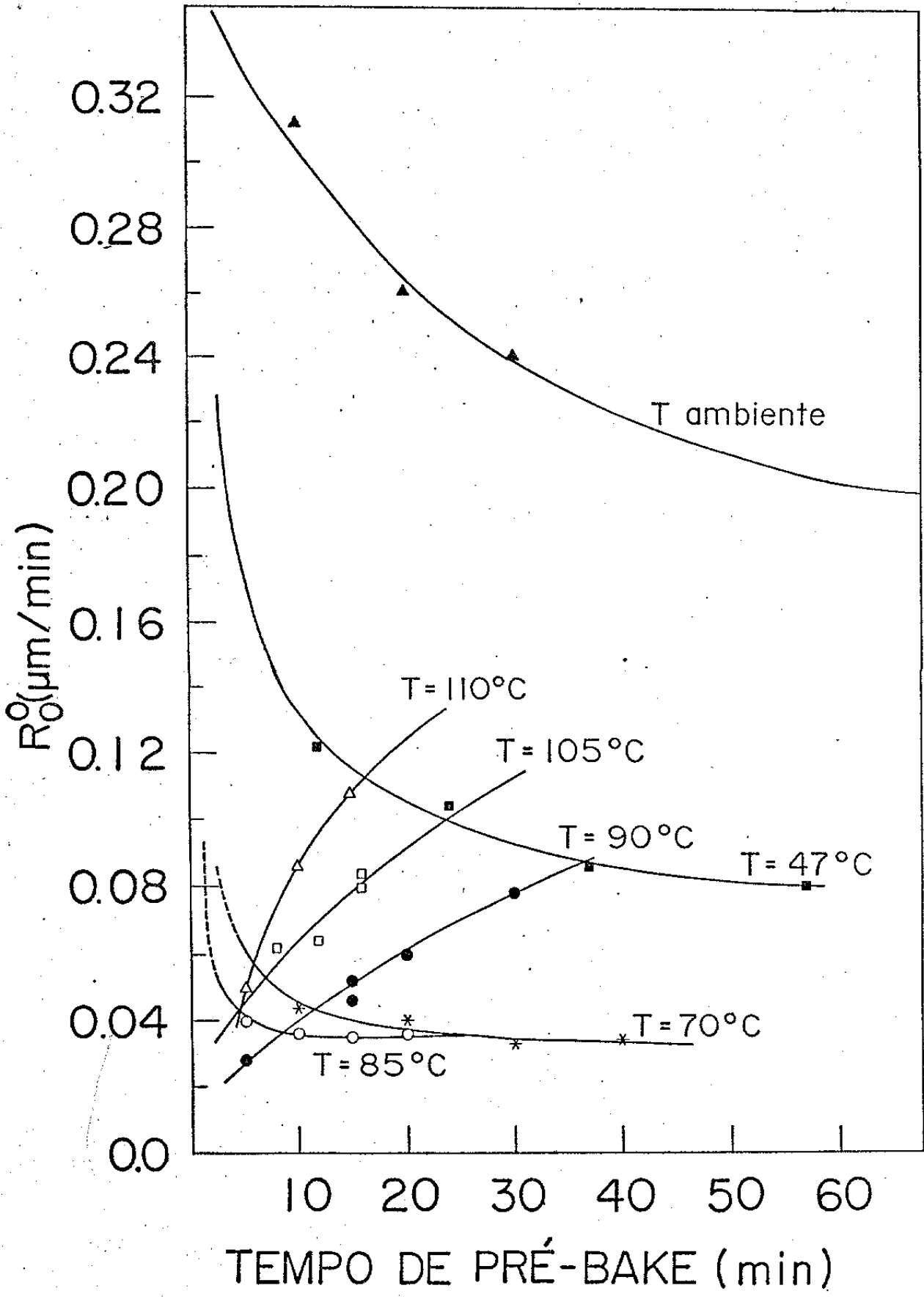


Figura 39

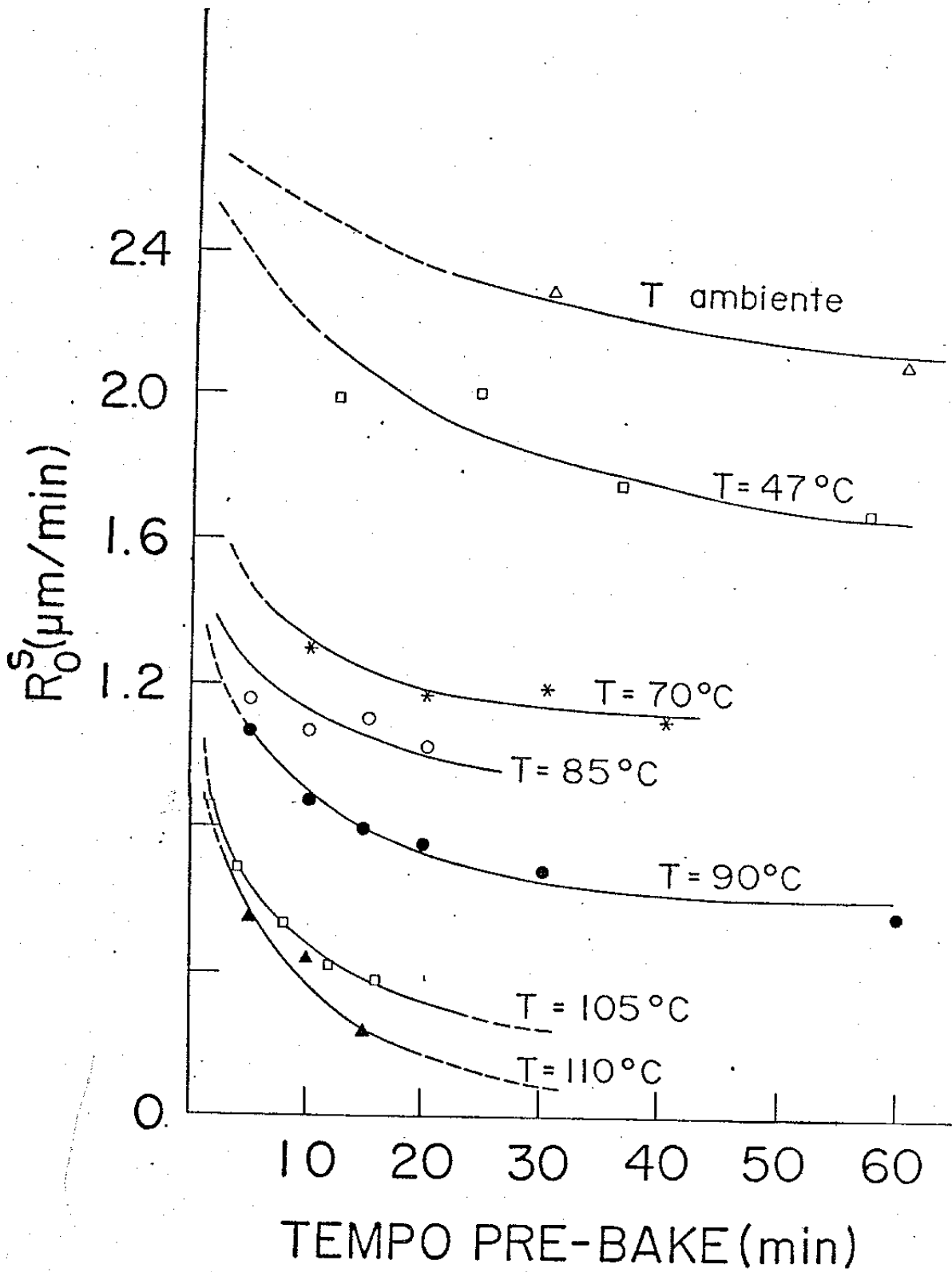


Figura 40

Estes resultados mostram que não é aconselhável um "Pré-Bake" acima de 85° C pois começa haver destruição do componente fotoativo e conseqüentemente uma perda de sensibilidade. Das curvas das Figuras 39 e 40 escolhemos como condições de "Pré-Bake" uma temperatura de 70° C por um tempo de 20 min.

Nas mesmas curvas podemos notar que para tempos de secagem maiores que 20 min temos muito pouca variação em  $R_0$  ou  $R_5$  ; entretanto, estas velocidades são muito dependentes da temperatura de "Pré-Bake". Variações de cerca de 1° já são percebidas em  $R_5$  . Em diferentes regiões de uma mesma estufa já temos variações maiores que esta. Para homogeneizar a temperatura de um mesmo lote de substratos com filmes foi utilizada uma estufa de grande capacidade térmica, na qual foi colocado ainda uma chapa espessa de metal, onde são deitados os substratos com o filme. Desta forma é garantida a mesma temperatura de secagem (com erro  $< 0.5^\circ\text{C}$ ) para todo um conjunto de substratos com filme secos simultaneamente.

Para finalizar esta análise da preparação dos filmes foi feito um estudo das condições de armazenagem dos filmes.

A Figura nº 41 mostra um gráfico de  $R_5$  x tempo de armazenagem para filmes com 30 min de "Pré-bake" à 70° C e filmes sem "Pré-Bake" (à temperatura ambiente). Para cada uma das duas condições de "Pré-Bake" um dos filmes foi armazenado virgem e o outro exposto. Nota-se que o filme armazenado exposto sempre perde "sensibilidade" (pode haver algum tipo relaxação na reação fotossensível) e o filme sem "Pré -Bake" tende lentamente a estabilizar numa velocidade  $R_5$  mais baixa (como se secasse ou perdesse lentamente resíduo de solvente), o mesmo acontece para  $R_0$  na Figura 42. Podemos concluir destes resultados que os fil-

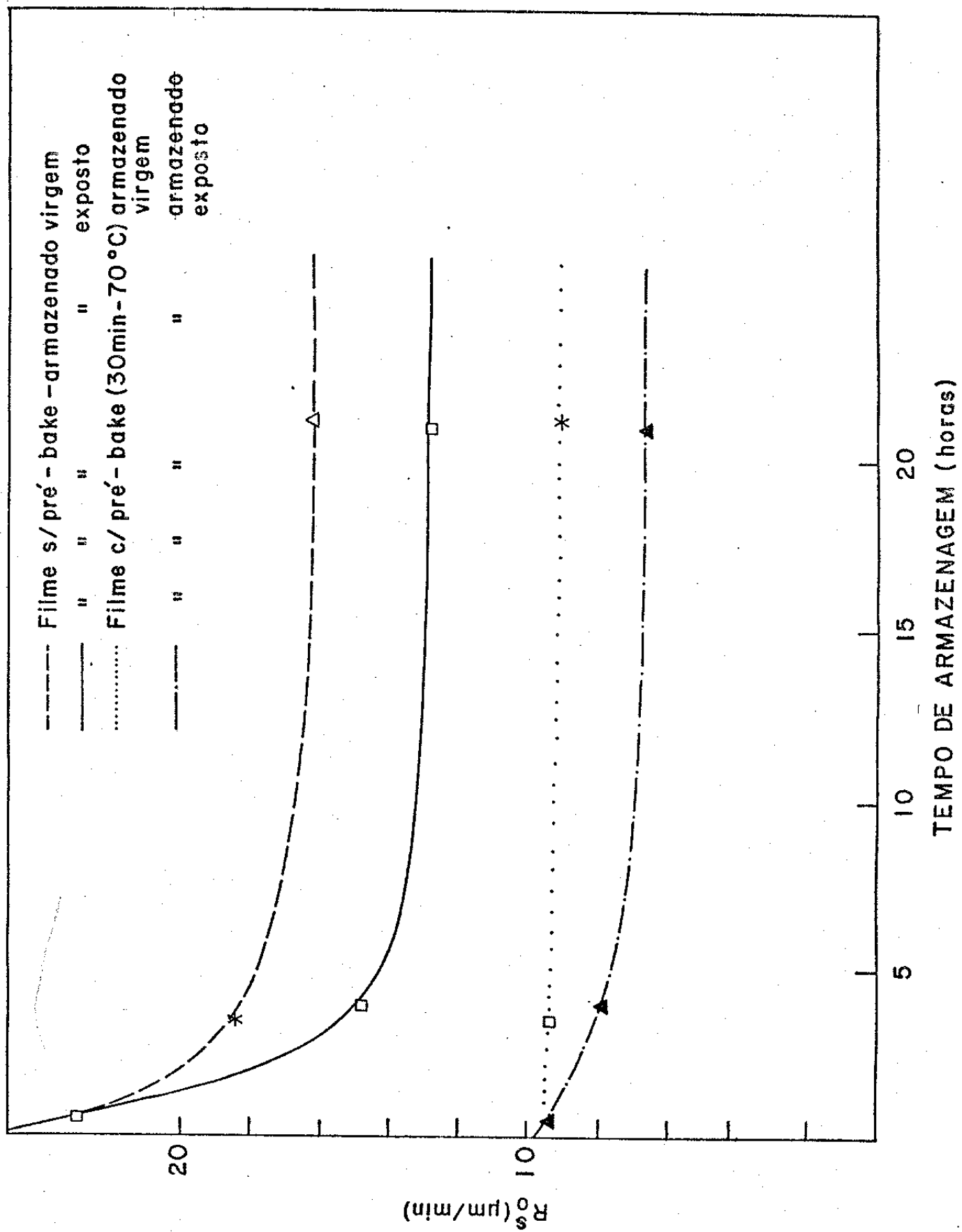


Figura 41

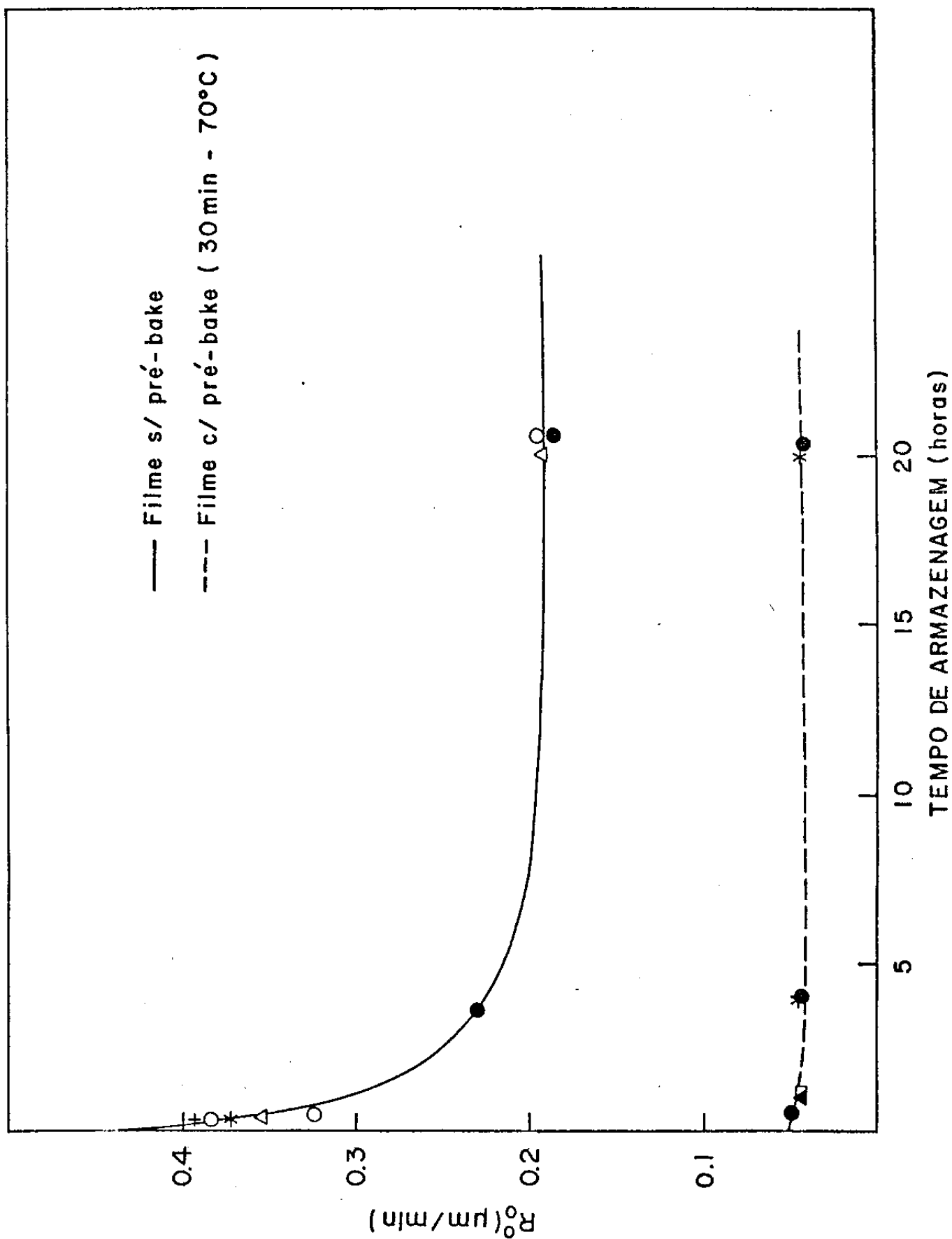


Figura 42

mes secos na Estufa com temperatura de "Pré-Bake"  $\sim 70^{\circ}\text{C}$  podem ser armazenados virgens, sem perda de sensibilidade.

## 1.2 Sensibilidade

Na literatura <sup>(29) (31) (37)</sup>, a sensibilidade da Fotorresina é frequentemente caracterizada em termos da espessura de material removida em função da energia de exposição:  $h(E)$ . Esta curva é chamada de curva de resposta pois mostra diretamente como a propriedade fotosensível do material responde à luz. Na realidade a sensibilidade é a derivada da curva de resposta, mas do ponto de vista de aplicações o mais interessante é ter a curva de resposta. Estamos propondo utilizar a taxa de remoção ou velocidade de remoção do resiste:  $R(E)$ , para levantar a curva de resposta no lugar da espessura removida  $h(E)$ .  $R(E)$  está mais diretamente ligada à solubilização ou à velocidade de destruição do inibidor que  $h(E)$ , é independente da espessura do filme, e mais adequado tanto para o estudo das reações fotoquímicas como para a caracterização do processo de revelação <sup>(30) (33)</sup>. Além disso, nosso método de medida nos dá diretamente  $R(E)$  em tempo real durante a revelação, permitindo a obtenção de uma quantidade muito maior de informações, como a observação de inhomogeneidades em  $R$  ao longo do próprio filme.

Neste estudo da sensibilidade, as exposições de luz foram uniformes e foi estudada a influência dos reveladores em  $R_0(E)$ .

### 1.2.1 Curvas de Resposta: $R_0(E)$

#### 1.2.1.1 Influência do Revelador

As fotorresinas positivas são reveladas em soluções alcalinas. Existem uma série de reveladores comerciais, fornecidos pela própria Shipley. Entre eles os recomendados pelo fabricante são: AZ-355 ou MF 312 à 317 (livres de íons metálicos para aplicações em microeletrônica). Bartoline<sup>(29)</sup> utilizando outro revelador da Shipley o AZ-303 encontrou condições de registro bem mais lineares.

As curvas de resposta lineares são mais adequadas para holografia, enquanto que curvas não lineares do tipo de dois níveis (alto contraste) são mais adequadas à litografia.

O revelador além de influir nos limites de sensibilidade, é quem determina a forma da curva de resposta. Quanto mais forte for o revelador mais linear é a curva conforme veremos adiante.

Como o consumo de revelador é muito grande e, na maior parte deste trabalho, não há problema de contaminação com íons metálicos, em muitas experiências foi utilizado um revelador caseiro preparado com NaOH a 1 Normal. Para exposições uniformes (ou de estruturas grandes) seu desempenho se compara ao dos reveladores comerciais como pode ser visto na Figura 43.

A sensibilidade é muito dependente da concentração do revelador. Esta dependência pode ser vista na Figura 44 em termos de  $R_0(E)$  para os dois casos extremos:  $R_d(E=0) = R_0^0$  (decapagem) e  $R_0(E_s) = R_0^s =$  velocidade de revelação na saturação, para diversas concentrações de soluções de NaOH.



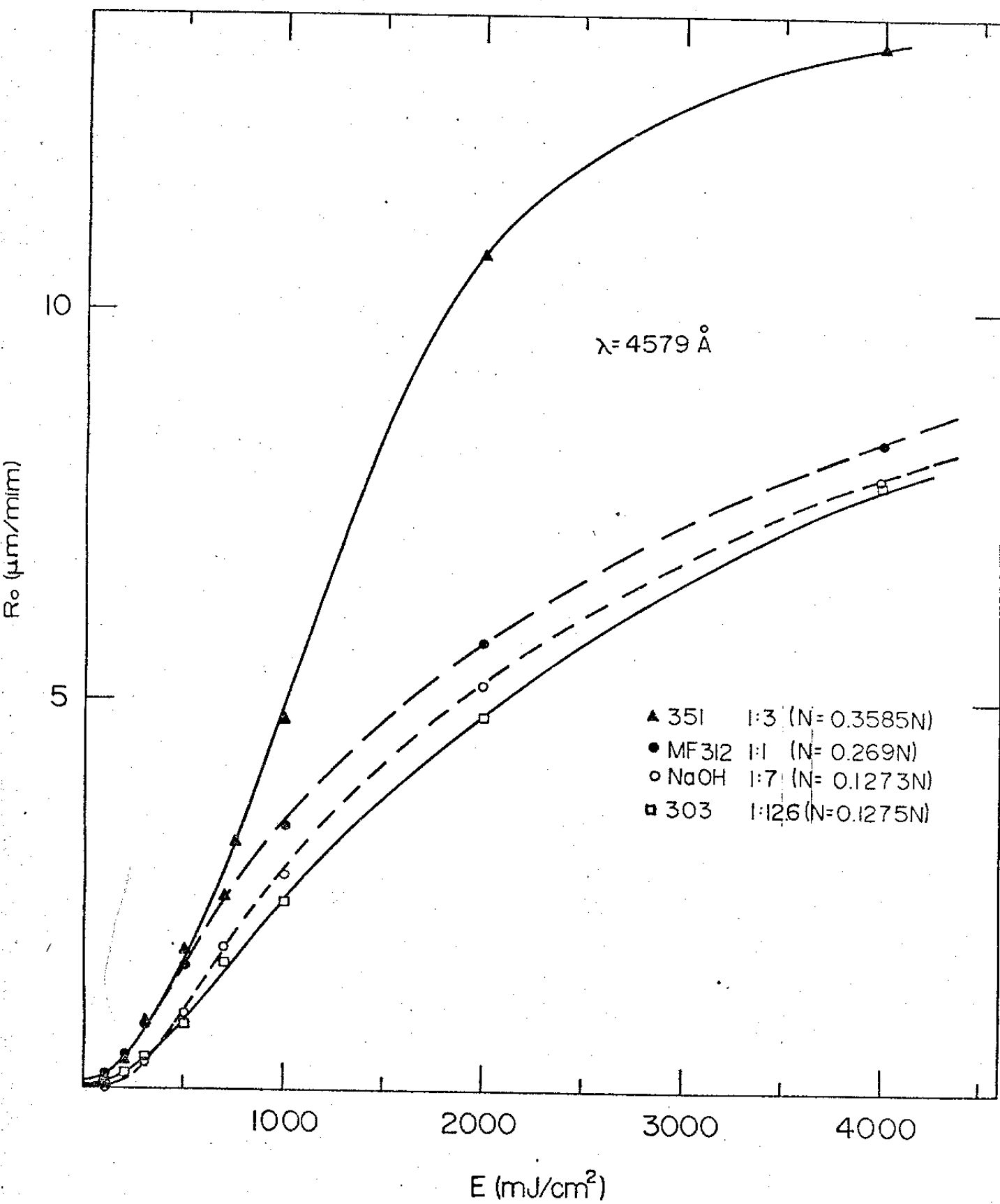


Figura 43

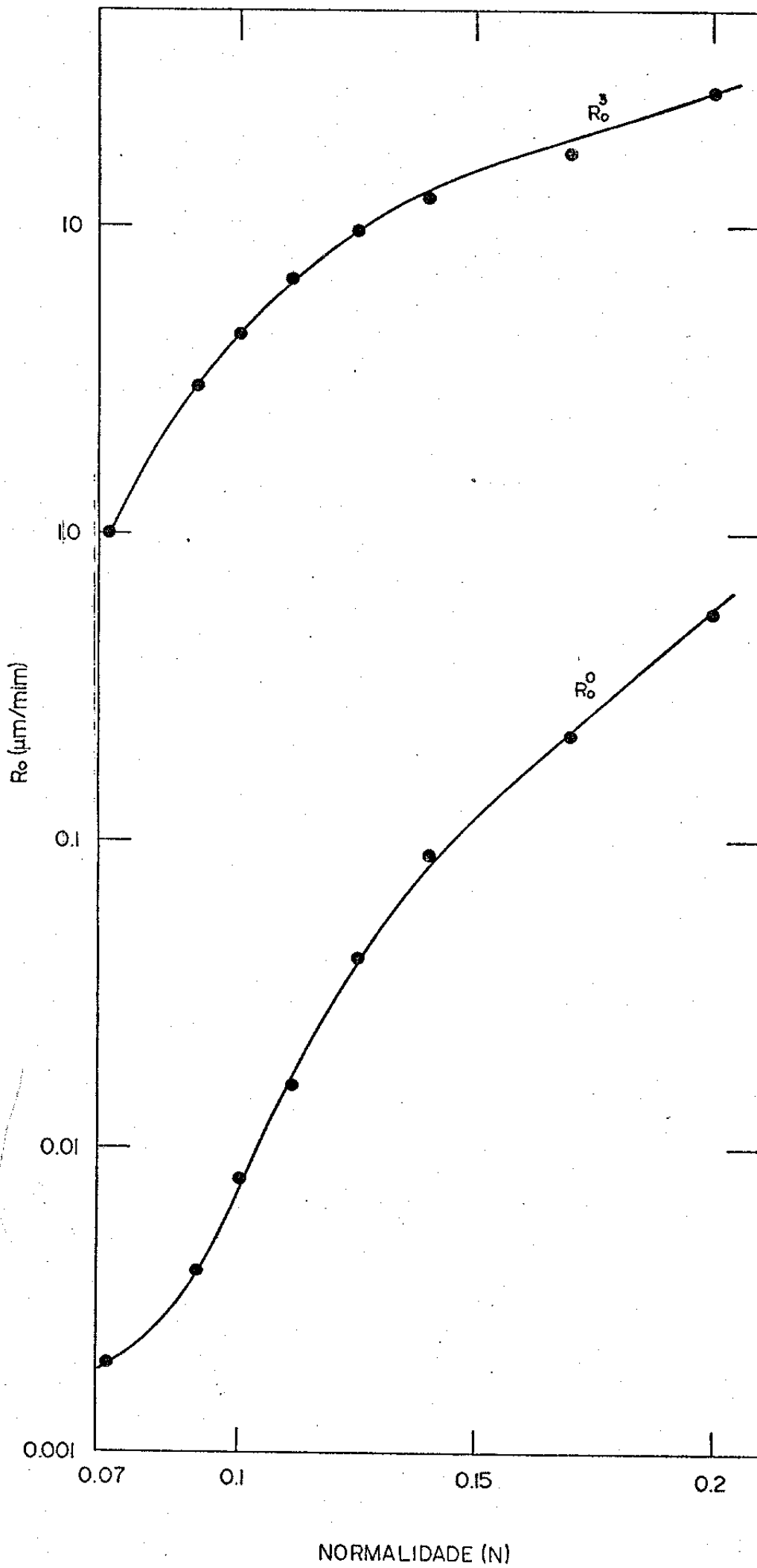


Figura 44

Observamos neste gráfico que  $R_0^s$  tem uma espécie de limiar de concentração, isto é, é necessária uma concentração mínima para que haja remoção de resiste. O mesmo pode ocorrer para  $R_0^s$  só que com um limiar muito menor. Este limiar pode estar relacionado com a concentração do inibidor na resina pois para o filme virgem ( $R_0^s$ ) ela é máxima enquanto que no filme saturado ( $R_0^s$ ) ela é mínima.

A região de máxima variação de  $R_0^s$  está no início da curva para  $R_0^s$  em torno de  $= 1 \mu\text{m}/\text{min}$ . Aproximando-se para esta região uma dependência exponencial de  $R_0^s \times N$ :

$$R_0^s = A e^{K_s \cdot N} \quad (55)$$

$$\frac{\partial R_0^s}{\partial N} = K_s R_0^s \rightarrow \frac{\Delta R_0^s}{\Delta N} / \bar{R}_0^s \cong K_s \quad (56)$$

$$K_s \cong 56 \text{ N}^{-1} \quad \text{tirada a partir do gráfico da Figura 44)}$$

Para  $R_0^s$  a máxima variação ocorre por volta de  $N = 0.1 \text{ N}$  e  $R_0^s = 0.008 \text{ m}/\text{min}$ . Analogamente podemos estimá-lo como

$$\left(\frac{\Delta R_0^s}{\Delta N}\right) / \bar{R}_0^s \cong K_0 \cong 77 \text{ N}^{-1} \quad (57)$$

Temos portanto uma enorme variação tanto de  $R_0^s$  como de  $R_0^s$  com a normalidade do revelador, pois se  $\Delta N/N$  varia de 10% nestas regiões,  $\Delta R_0^s/R_0^s$  varia cerca de 77% e  $\Delta R_0^s/R_0^s \sim 40\%$ .

Nota-se também que para altas concentrações e altas taxas de remoção  $\Delta R/R$  diminui e que  $\Delta R\%/R\%$  geralmente é  $> \Delta R\%/R\%$ . Isto se deve provavelmente ao fato de que para altas velocidades de solubilização a homogeneização da solução é pior, e a concentração do revelador nas proximidades do filme fica menor que a concentração do volume devido a presença do material removido, reduzindo assim a velocidade de dissolução.

Foram feitas curvas de resposta ( $R_0 \times E$ ) para diversas concentrações de NaOH para exposições com laser Ar e com a lâmpada de Hg:

#### 1.2.1.2 Exposições com Lâmpadas de Hg

As linhas mais intensas da lâmpada de Hg: 365 nm e 405 nm coincidem com a região de máxima absorção da Fotorresina <sup>(31)</sup>, por isto ela é a fonte ideal para utilização na projeção de máscaras.

As curvas de resposta para AZ- 1350J com e sem correção da absorção estão mostradas na Figura 45 para diluições diferentes de NaOH.

Note-se que a energia de saturação é independente da concentração do revelador e para as curvas corrigidas pela absorção, esta energia de saturação também é independente da espessura do filme, estando apenas associada à destruição de todo o inibidor e ao mecanismo de revelação.

Observa-se para a lâmpada, nas curvas corrigidas, uma energia de saturação da ordem de  $200 \text{ mJ/cm}^2$ .

Temos também que o revelador mais concentrado (NaOH:H<sub>2</sub>O - 1:7) apresenta uma curva de resposta bem mais linear que as outras.

Podemos resumir os resultados na Tabela V abaixo:

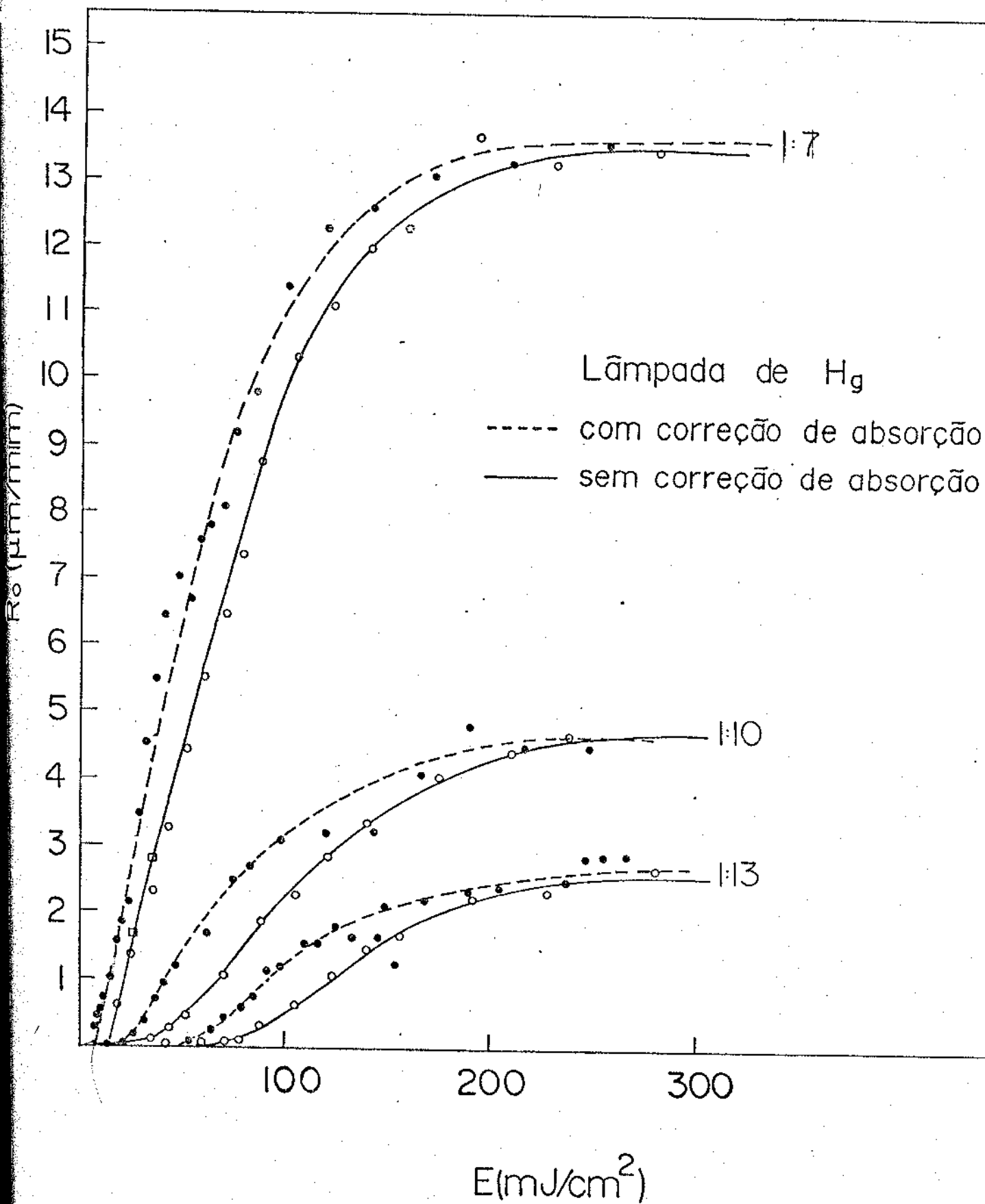


Figura 45

Rev. (NaOH:H <sub>2</sub> O)	E(limiar) (mJ/cm <sup>2</sup> )	intervalo linear (mJ/cm <sup>2</sup> )	S= Δ R /ΔE (máximo) (μm.cm <sup>2</sup> /min.mJ)
1:7	0	100	0.1
1:10	25	75	0.05
1:13	50	50	0.025

O revelador 1:7 além de mais linear, não tem limiar de energia e é mais sensível ( $\Delta R/\Delta E$  maior).

Quando se trabalha com reveladores mais fracos, muitas vezes necessário para se obter maior controle na revelação, é aconselhável uma pré-exposição<sup>(32)</sup> da ordem de Energia limiar, para podermos trabalhar em condições lineares e de máxima sensibilidade.

### 1.2.1.3 Exposições com Laser de Ar

A sensibilidade das fotorresinas diminui muito quando o comprimento de onda aumenta.

Na Figura 46 aparece  $R_0(E=1000 \text{ mJ/cm}^2)$  para os 3 menores comprimentos de onda do Laser de Ar: 4545 Å, 4579 Å e 4658 Å, para a AZ-1350 J, AZ-1370 e AZ-1350-B, reveladas numa solução 1:7 (NaOH:H<sub>2</sub>O). Nota-se uma queda bastante acentuada em  $R_0(E)$ , e exatamente o mesmo comportamento para as 3 fotorresinas, visto que se trata do mesmo material. Há apenas uma diferença na sensibilidade provavelmente devido à diferença de idade entre as fotorresinas.

Embora  $R_0(E=1000 \text{ mJ/cm}^2)$  para a linha 4545 Å, seja cerca de 20% maior, a linha 4579 Å é cerca de 5 vezes mais intensa, o

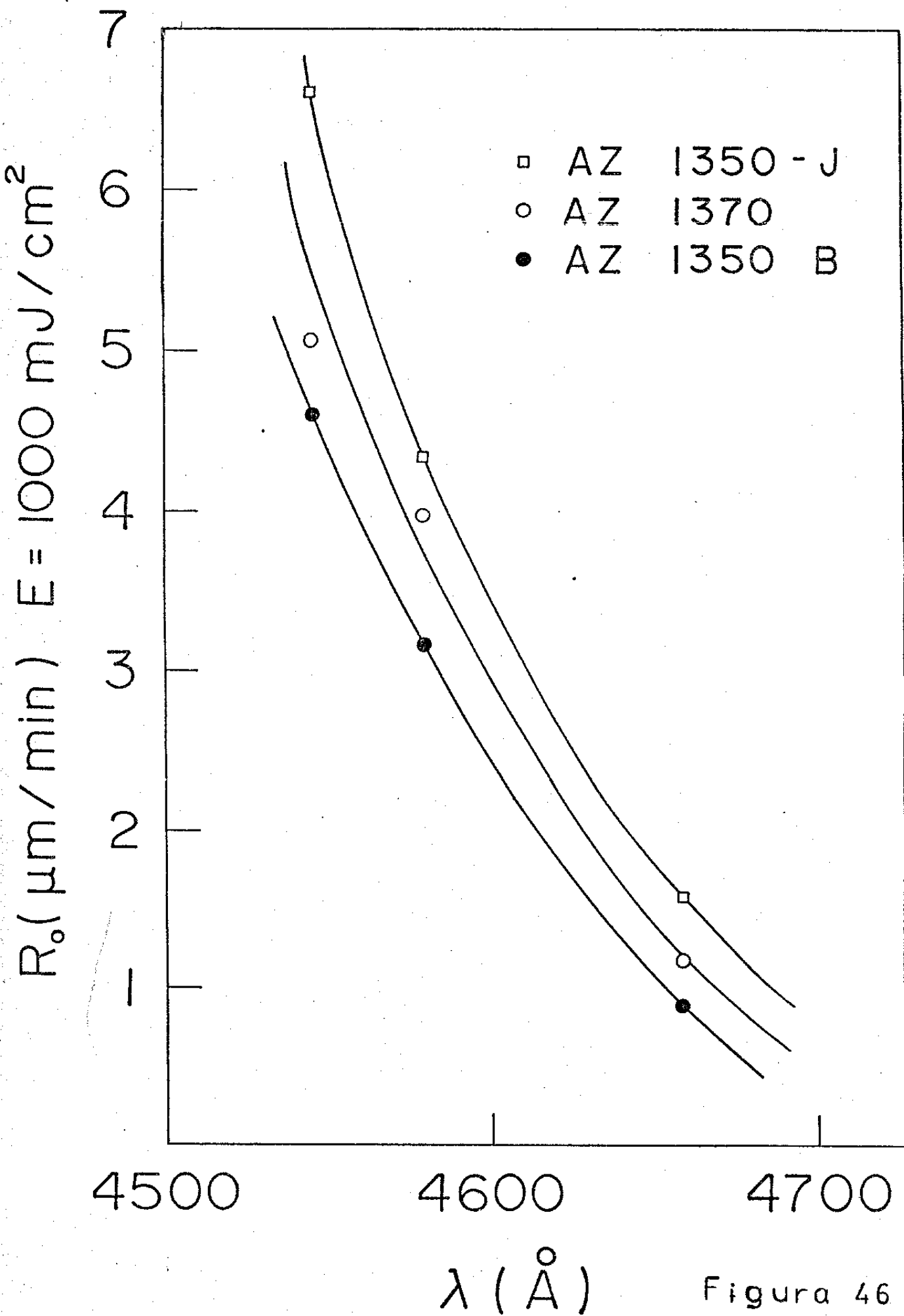


Figura 46

que faz com que ela seja na prática mais eficiente pois implica em menores tempos de exposição.

Na Figura 47 aparecem as curvas de resposta da fotorresina AZ-1350 com exposições na linha 4579 Å do laser de Ar para três diluições de NaOH: 1:7, 1:10 e 1:13. Os filmes tinham espessura aproximada de 1  $\mu\text{m}$  e o efeito da absorção para este comprimento de onda pode ser desprezado.

Observa-se o mesmo comportamento em função do revelador que ocorre com as exposições com a lâmpada, só que todas com uma linearidade muito menor devido à alta energia de saturação <sup>(39)</sup>.

A energia de saturação não é bem definida. Podemos dizer que ocorre por volta de 6000  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  (cerca de 30 vezes maior que para a lâmpada), o que implica numa sensibilidade bem menor:

TABELA - VI

Rev.	S= ( $\Delta R / \Delta E$ ) máximo
1:7	0.0065 ( $\mu\text{m} \cdot \text{cm}^2 / \text{min mJ}$ )
1:10	0.0027 ( $\mu\text{m} \cdot \text{cm}^2 / \text{min mJ}$ )
1:13	0.0017 ( $\mu\text{m} \cdot \text{cm}^2 / \text{min mJ}$ )

O limiar de energia é bem definido apenas para o revelador 1:13 e é da ordem de 600  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ .

Para se trabalhar na região linear e mais sensível, também é aconselhável <sup>(32)</sup> uma pré-exposição que pode ser feita com uma lâmpada de mercúrio.



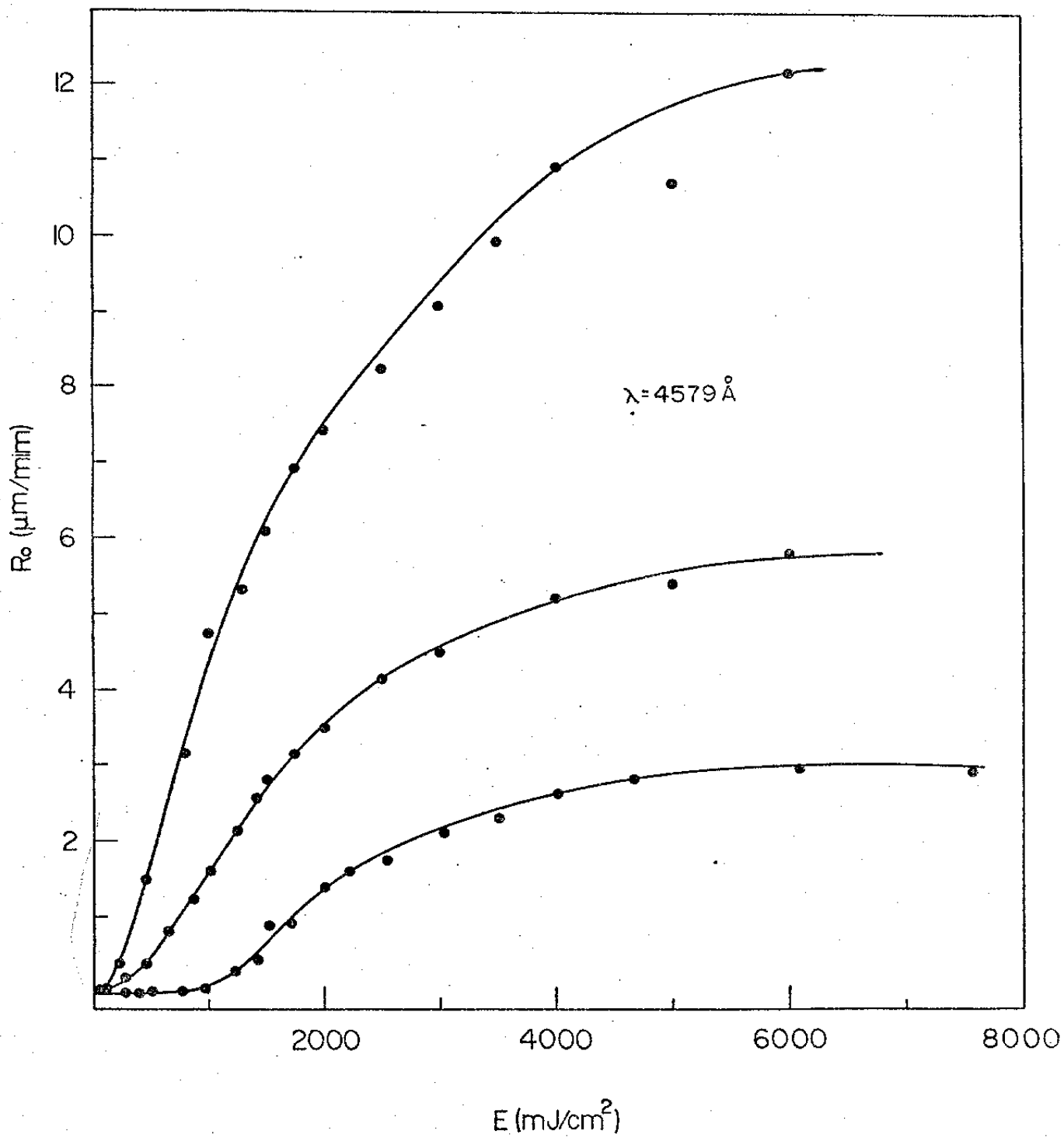


Figura 47

As exposições com laser de Ar além de pouco eficientes para sensibilizar o fotorresiste, (necessitando de longas exposições quanto mais expandido estiver o feixe), devido à alta coerência do laser, geram muitas interferências parasitas como o "Speckle", que produzem ruídos na gravação. Estes ruídos foram reduzidos, nas exposições uniformes, quebrando-se a coerência espacial através de uma lâmina não uniforme girando diante do feixe durante as exposições.

### 1.2.2 Inomogeneidades de $R_0$ ao Longo do Filme

A medida da velocidade de revelação  $R_0$  via Refletividade ou outras técnicas de tempo real <sup>(41)</sup>, mostram que  $R_0$  varia durante a revelação. Uma vez que as causas desta inomogeneidades estão mais ligadas ao filme que ao tempo de revelação, é mais conveniente, e permite uma compreensão melhor do que está acontecendo, explicitarmos esta dependência de  $R_0$  em função da espessura retirada de filme ( $x$ ):  $R_0(E, x)$ . Deve-se lembrar entretanto que estas inomogeneidades também podem ser colocadas como  $R = R_0(E, t)$  onde  $t =$  tempo de revelação o que faz com que a espessura retirada  $h(E) = \int_0^t R(E, t) \cdot dt$  não varie linearmente com o tempo de revelação.

Se  $R_0$  for uma função linear com a energia de exposição  $E$ , as inomogeneidades que dependem da energia se converterão também numa não linearidade para  $R_0 \times E$  <sup>(41)</sup>.

A medida de  $R_0(x)$  é feita através da medida do tempo decorrido entre dois extremos consecutivos, um máximo e um mínimo (vide Figura 37), que corresponde a uma espessura retirada do filme:

$$\Delta e = \frac{\lambda}{4n} = 0.0965 \mu\text{m} \quad (58)$$

para medidas feitas com laser He-Ne  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ , em Az-1350 J

$$R_v(x) = \frac{\Delta e}{\Delta t} \quad (59)$$

é a velocidade de revelação numa profundidade  $x$  dada por  $x = e_0 - e$  onde

$e_0$  = espessura inicial do filme

$e$  = espessura do filme em torno da qual se está fazendo a medida da velocidade:

$$e = \frac{\lambda}{8n} + \ell \cdot \frac{\lambda}{2n} = 0.0482 + \ell \cdot 0.0965 \quad (60)$$

$\ell$  = nº de extremos a partir de  $e = 0$  até o intervalo medido. (vide Figura 37).

Por este método foram observadas variações de  $R \times x$  para exposições com laser, com a lâmpada e para diversas concentrações de reveladores, indicando a presença de muitos fenômenos (ou efeitos), ocorrendo simultaneamente e algumas vezes muito difíceis de serem isolados e analisados.

No Apêndice 2 está feita uma breve descrição destas inhomogeneidades, mostrando situações onde há domínio de um desses efeitos sobre os demais.

Esta forma de medidas apenas mostra a presença destes efeitos, mas não permite estudá-los em detalhes.

Podemos dividir os efeitos detectados em 3 tipos: efeitos de exposição, do próprio filme e da revelação. Na exposição notamos o efeito do coeficiente de absorção e a presença de ondas estacionárias. Podemos observar também que o comportamento do filme nos extremos (início e final) é diferente do comportamento no interior, e também a influência da agitação do revelador.

Para se levantar as curvas de resposta mostradas da secção anterior (1.2.1), foram tomadas médias de  $R_0$  ao longo de todo o filme (para filmes de mesma espessura  $\sim 1 \mu m$ ).

### 1.3 Resolução

Uma vez conhecidas as curvas de resposta ou a sensibilidade da Fotorresina à exposições uniformes de luz (frequência espacial zero). Resta-nos conhecê-la para as frequências espaciais altas, ou seja a resposta para um padrão senoidal de frequência espacial  $f$ .

Se estivermos trabalhando em condições lineares de  $R$  com a energia a curva que representa a dependência de  $R$  com a frequência espacial ( $R(f)$ ) é chamada de Função de Transferência de Modulação (M.T.F)<sup>(42)</sup>. Através dela podemos compôr a resposta para qualquer perfil gravado: fazendo sua decomposição em harmônicos, aplicando a resposta a cada harmônico e depois compondo-se a resposta total (perfil resultante)<sup>(42)</sup>.

Além disso, é necessário saber como o material responde a altas frequências, para poder utilizá-las e entender os parâmetros que limitam a resolução das gravações.

Nas fotorresinas, assim como nas emulsões fotográficas a resposta cai para altas frequências espaciais. Esta queda é responsável pela perda de resolução das estruturas gravadas, causando, no caso de um perfil abrupto gravado, um arredondamento das bordas <sup>(42)</sup> devido ao corte das altas frequências.

A queda da resposta para altas frequências espaciais ou perda de resolução, pode ser uma limitação intrínseca do material ou do processo de revelação. Nas emulsões fotográficas este limite geralmente é intrínseco do material pois está associado ao tamanho de grão da emulsão, enquanto que nas fotorresinas, como a reação é a nível molecular, ela pode estar associada ao processo de revelação.

Embora muito útil, a curva de resposta para várias frequências espaciais não é fácil de ser obtida pois é necessário garantir o mesmo contraste e Energia para as exposições de diversas frequências espaciais.

As exposições de frequências espaciais senoidais (franjas interferência) foram feitas com a montagem holográfica estabilizada descrita no Capítulo II, utilizando a linha 4579 do laser de Ar.

### 1.3.1 Curvas de Resposta para Exposições de

#### Padrões Senoidais: $R_f(E)$

Na primeira tentativa de se levantar a curva de resposta para uma dada frequência espacial foram feitas exposições de grades de diversas energias:  $E = 4\sqrt{I_1 I_2} \cdot \Delta t$  (onde  $I_1$  e  $I_2$  são as irradiações dos feixes 1 e 2, descontadas as reflexões, e  $\Delta t$  = tempo de exposição), variando-se o tempo de exposição, para uma frequência espacial das franjas de interferência da ordem de 900 1/mm.

Depois de expostas, as grades foram reveladas simultaneamente por 25 segs. no revelador 1:13, secas e medidas por difração..

Através das medidas da difração, resolvendo-se o problema da difração inversa, podemos ter informação sobre a estrutura que está produzindo esta difração <sup>(43)</sup>.

Em geral o problema de difração inversa é muito complexo. Mas em se tratando de estruturas periódicas, como as redes, as simplificações são muitas, se o perfil for conhecido como no caso de interferência, maiores ainda.

Existem basicamente dois tipos de tratamentos analíticos exatos para o problema de difração de estruturas periódicas: um adequado a redes finas, pois faz a hipótese de que a rede é uma estrutura bidimensional <sup>(18)</sup>, e o outro partindo exatamente da hipótese oposta, supondo que a rede é formada por família de planos "infinitos" (análogo à teoria dinâmica de difração de Raio X em cristais) que pode ser utilizado para descrever redes espessas <sup>(25)</sup>.

A região intermediária é mais difícil de ser tratada. Tem sido muito estudada nos últimos anos <sup>(44)→(49)</sup> a solução do problema é geralmente numérica e apenas alguns casos particulares possuem solução analítica.

Para saber qual o tratamento mais adequado ou necessário para estudar o problema da difração podemos definir o fator de espessura da grade  $Q$ .

$$Q = \frac{2\pi \cdot \lambda e}{n_0 d \cos \theta_0} \quad (61)$$

onde  $\lambda$  = comp. de onda da medida

$e$  = espessura da grade ou do relevo

$d$  = período

$\theta_0$  = ângulo de Bragg para o  $\lambda$  de leitura

De uma forma geral <sup>(45)</sup> podemos dizer que se  $Q < 1$  estamos na região das redes finas, se  $Q > 10$  : redes espessas e  $1 < Q < 10$  região intermediária.

A Tabela VII mostra alguns exemplos de  $Q$  para as redes em relevo (reveladas) utilizadas no estudo da fotorresina.

Se trabalharmos na região  $Q < 1$  o problema fica muito simples e pode ser tratado pela Teoria Escalar de Difração.

A medida de difração foi feita utilizando um laser de He-Ne incidindo diretamente sobre a amostra ou expandido (para se tomar uma média numa região maior da grade para evitar defeitos). Foi medido a intensidade difratada por transmissão ou reflexão na primeira ordem  $I_1$  e a intensidade transmitida ou refletida  $I_0$ .

Fazendo-se a razão  $I_1 / I_0$  e utilizando-se a Teoria Escalar de difração, para  $Q < 1$  e para uma rede senoidal de fase, temos <sup>(18)</sup> :

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{J_1^2(m/2)}{J_0^2(m/2)} \quad (62)$$

onde  $J_1$  = função de Bessel de 1ª ordem

$J_0$  = função de Bessel de 0 ordem

$$m = \frac{4 \pi h}{\lambda} \quad (63)$$

(para medidas por reflexão).

TABELA - VII

$f$ 1/mm	$h(\text{Å}) = e$	$Q$
592	1000	0.085
592	2000	0.17
592	3000	0.25
592	5000	0.42
754	1000	0.14
754	2000	0.28
754	3000	0.41
754	5000	0.69
1184	1000	0.34
1184	2000	0.68
1184	3000	1.02
1184	5000	1.70
1435	1000	0.5
1435	2000	1.0
1435	3000	1.5
1435	5000	2.5
1776	1000	0.76
1776	2000	1.5
1967	1000	0.94
1867	2000	1.9
2192	1000	1.16
3540	1000	3.02



$$m = \frac{2\pi \Delta n h}{\lambda} \quad (64)$$

(para medidas por transmissão)

$h$  = modulação de relevo

Utilizando-se um gráfico de  $J_1^2(x)/J_0^2(x)$  dado na Figura 48 obtém-se  $h$  para cada  $I_1/I_0$ .

A validade da teoria escalar, foi testada fazendo-se a medida da difração para duas polarizações ortogonais: paralela e perpendicular às linhas de grade; como não há diferença, a difração se comporta ainda escalarmente para estas condições.

Depois de medidas, as grades foram também aluminizadas e medidas novamente para verificar a influência da interface filme-resite, mas não foram observadas diferenças.

Uma vez obtido  $h$ , dividindo-se pelo tempo de revelação, temos  $R_f(E)$  médio no tempo de revelação  $t_r$ .

A Figura 49 mostra o gráfico de  $R_f(E)$  obtido desta forma em comparação com  $R_o(E)$  obtido nas mesmas condições para exposições uniformes tomando-se a média de  $R_o$  ao longo do filme durante o tempo de revelação  $t_r$ .

Embora a resposta nas Fotorresinas possa cair com a profundidade do relevo ( $h$ ), isto não é suficiente para justificar uma separação tão grande como a que ocorre já para energias da ordem de  $2000 \text{ mJ/cm}^2$  para  $h$  da ordem de  $400 \text{ \AA}$ , num período de rede de  $1.7 \mu\text{m}$  ( $f=590 \text{ l/mm}$ ).

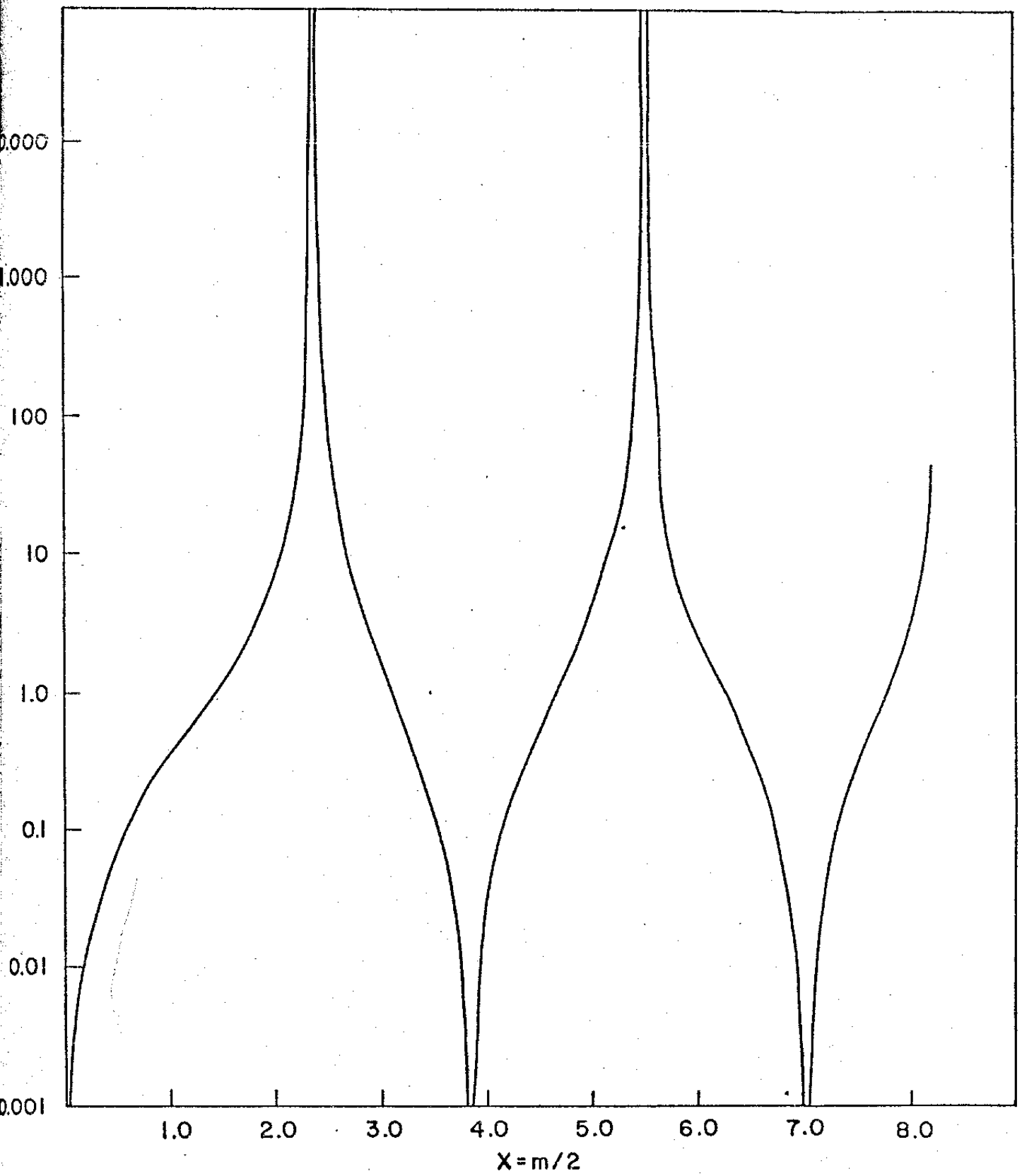


Figura 48

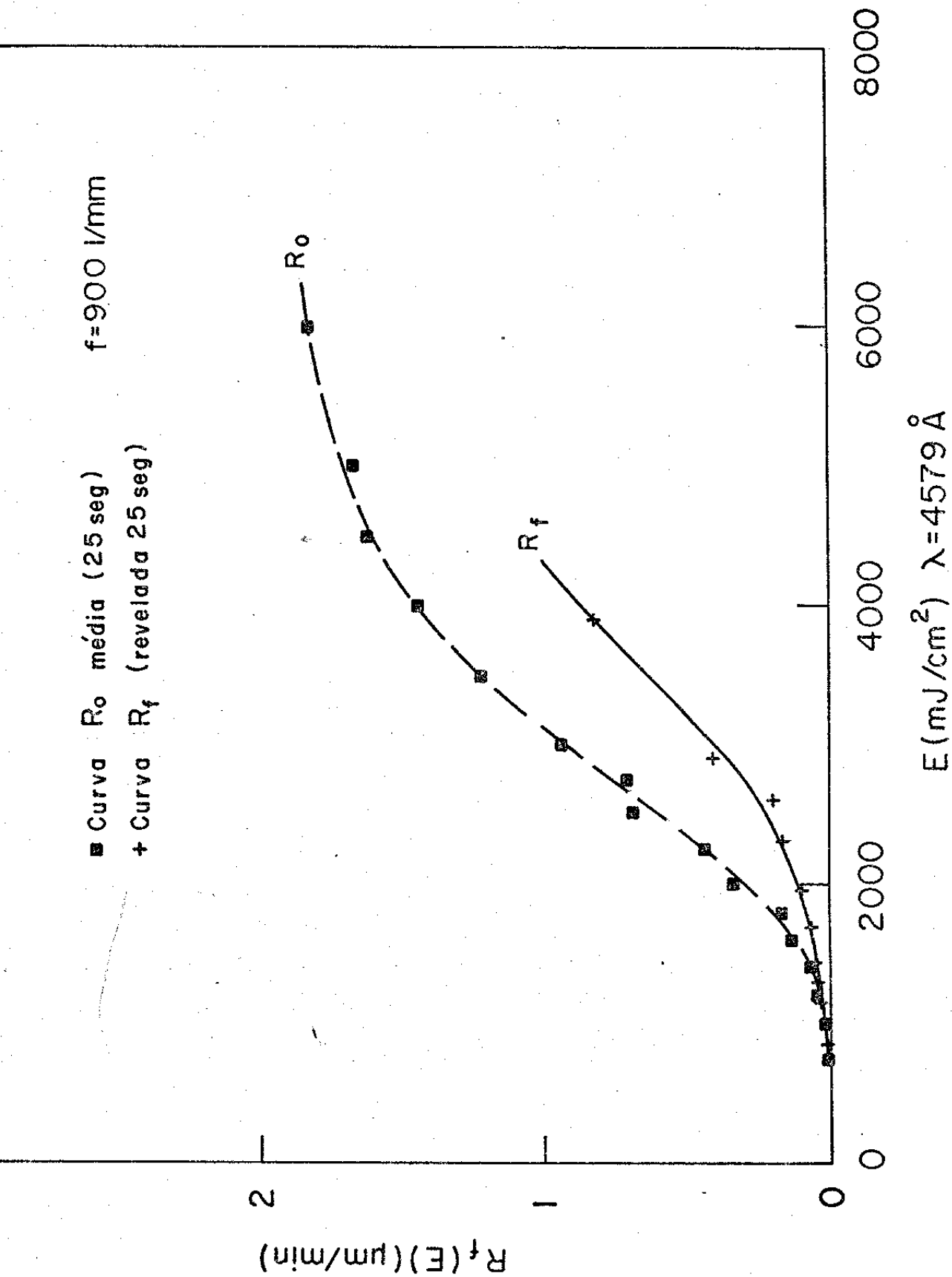


Figura 49

Isto indica que este método não é bom para se medir  $R(E)$ , ou por causa de erros na medida de  $h$  para altas frequências espaciais, ou devido a erros no tempo de revelação.

Em face a estas dificuldades foi proposto um outro método para medir a curva de resposta, a partir da medida de sua derivada <sup>(50)</sup>.

### 1.3.2 Método da Derivada para

#### Medida da Curva de Resposta: $R_f(E)$

Para resolver o problema da não linearidade devido às altas modulações, foi proposto um novo método que consiste na exposição de uma rede muito pequena superposta a diferentes exposições uniformes.

As redes são reveladas e as pequenas modulações ( $\Delta h$ ) são medidas por difração. Dividindo-as pelo tempo de revelação teremos

$$\Delta R = \frac{\Delta h}{t_r} \quad (65)$$

A Figura nº 50 traz um esquema do método.

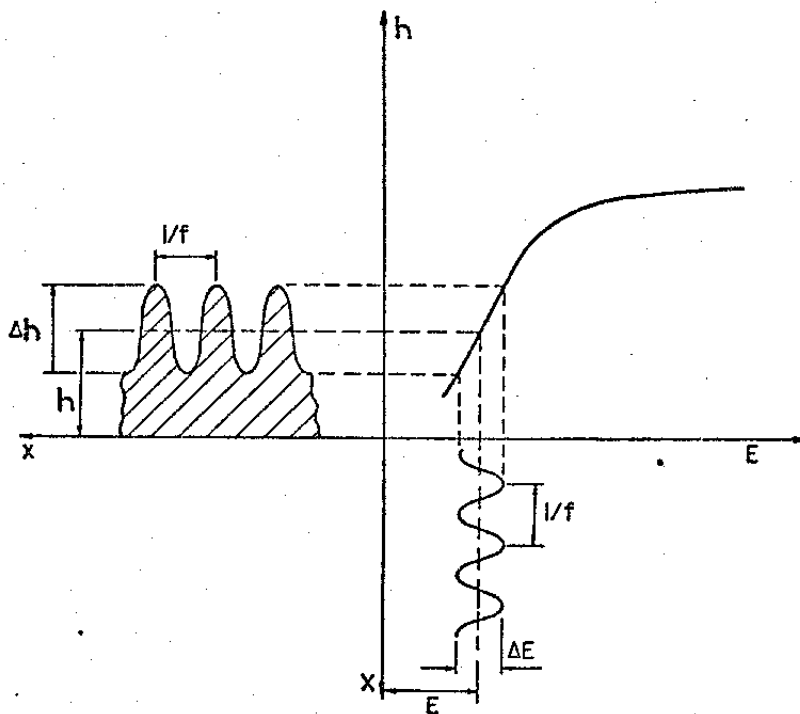


Figura 50

A curva  $\Delta R/\Delta E$  para as diversas energias de pré-exposição mostrada na Figura 51 é a derivada da curva de resposta para AZ 1350 J com revelador 1:13 e frequência espacial 900 l/mm.

A curva  $R_f(E)$  a partir de  $\Delta R/\Delta E$  será dada por:

$$R_f(E) = \int_0^E \frac{\Delta R}{\Delta E} \cdot dE \quad (66)$$

e aparece na Figura 52 comparada com a curva de resposta para exposições uniformes (feita a média no tempo de revelação).

Observa-se uma concordância melhor que a da Figura 49.

O método da derivada tem algumas vantagens em relação ao método de exposições de grades cada vez mais intensas descrito na secção 1.3.1:

- 1) É prático pois numa única placa podemos fazer as diversas pré-exposições e uma única pequena exposição de grade superposta em todas elas.
- 2) Permite um monitoramento qualitativo do que está acontecendo, pois apenas com uma inspeção visual, pode-se localizar a grade mais forte indicando a região de Energia de máxima derivada.
- 3) Além de ser imuni às não linearidades devido ao processo de revelação, as redes rasas permitem utilizar formalismo da teoria escalar para frequências espaciais bem mais altas, onde geralmente ela começa a falhar para redes fundas.

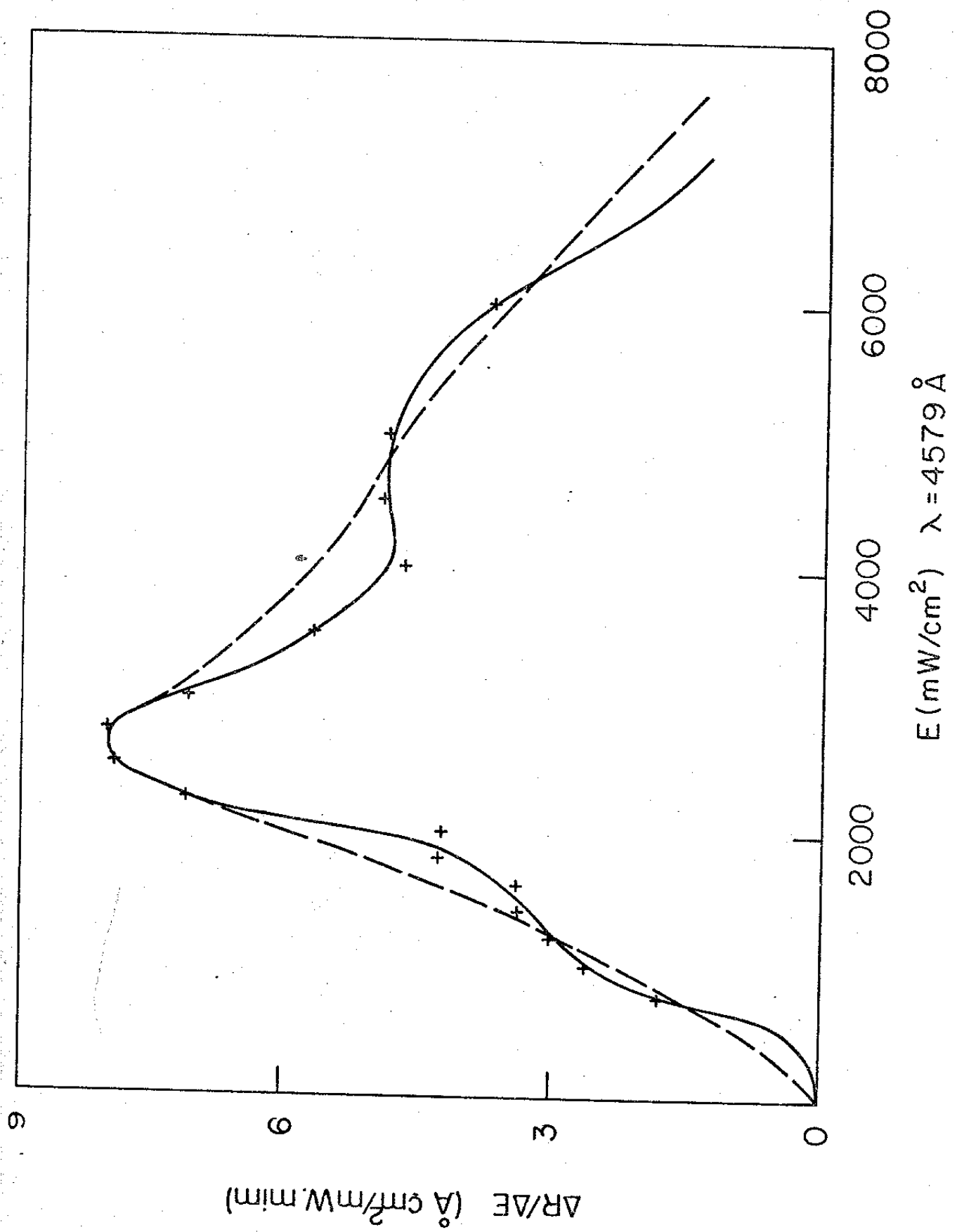


Figura 51

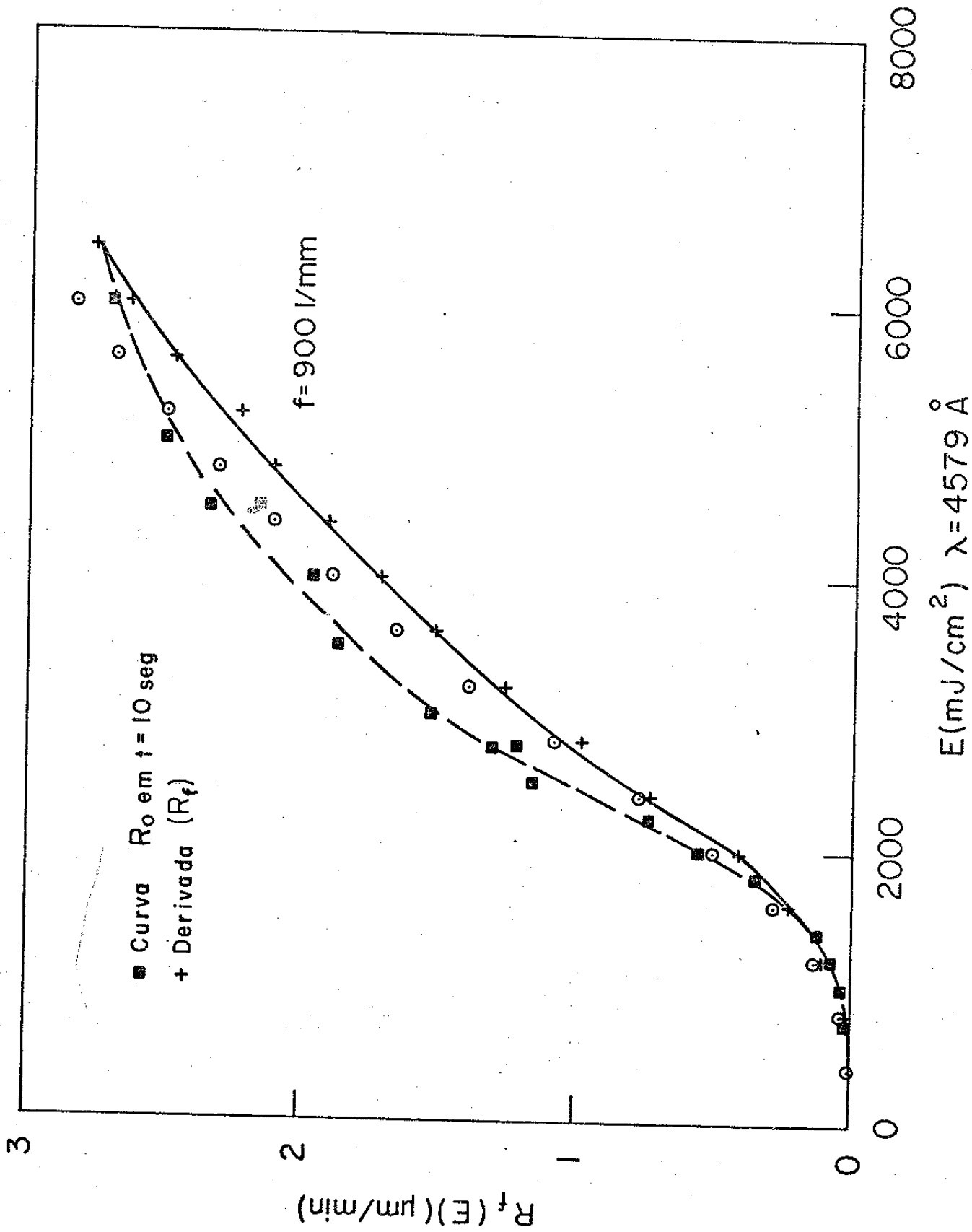


Figura 52

O método da derivada apresenta também alguns problemas:

- 1) Ao integrarmos a curva derivada vamos somando os erros que vão se acumulando na curva integral para altas energias. O que faz com que as curvas tenham pouca repetibilidade.
- 2) Como as modulações são muito rasas, o efeito da revelação na queda da resposta, praticamente não será sentido. Sendo portanto um bom método para se observar queda na resposta intrínseca do material ou vibrações na montagem holográfica

### 1.3.3 Medida da Resposta $R_f(E)$ via Medida da Difração durante a Revelação

Nenhum dos dois métodos anteriores mostrou-se satisfatório para a medida da curva de resposta. É necessário se buscar outro método.

Para testar a validade de um dado método experimental, podemos usar o fato de que para frequências espaciais baixas, para as quais não deve haver queda de resposta <sup>(29)</sup>, a modulação prevista pela curva de resposta, uniforme tem que ser igual à modulação obtida para uma mesma Energia de exposição de grade, se a montagem está bem estabilizada.

Este 3º método consiste em medir diretamente  $R(E)$  em vez de  $h(E)$  através da 1ª ordem de difração medida durante a revelação.

A medida da difração durante a revelação utilizando um laser de He-Ne já é conhecida <sup>(32)</sup> como um método para se controlar o proces-



so de revelação: cessa-se a revelação quando se atinge a profundidade desejada medida pela difração.

Aqui ela está sendo usada como um método da medida de velocidade de revelação.

A Figura 53 mostra a 1ª ordem de difração em função da profundidade de modulação prevista pela teoria escalar de difração:  $J_1^2$  (m/2).

No revelador (n 1.33) a modulação medida por reflexão é dada por:

$$m = \frac{2\pi}{\lambda} 2h \cdot 1.33 \quad (67)$$

Assim as distâncias entre pontos extremos de difração devem corresponder no revelador a:

- início até o 1º máximo :  $\Delta h = 1400 \text{ \AA}$
- 1º máximo até o 2º máximo :  $\Delta h = 2612 \text{ \AA}$
- 1º mínimo até 2º mínimo :  $\Delta h = 2403 \text{ \AA}$
- 2º máximo até 3º máximo :  $\Delta h = 2423 \text{ \AA}$

Na Figura 54 A) aparece um registro da medida da refletividade de uma exposição uniforme com  $\lambda = 4579 \text{ \AA}$  de  $E = 413 \text{ mJ/cm}^2$ , temos a partir dele uma velocidade média de:

$$R(413 \text{ mJ/cm}^2) = (0.93 \pm 0.06) \mu\text{m/min}$$

Na Figura 54 B) temos um registro da medida da primeira ordem de difração (por reflexão) para a exposição de uma rede com a mesma

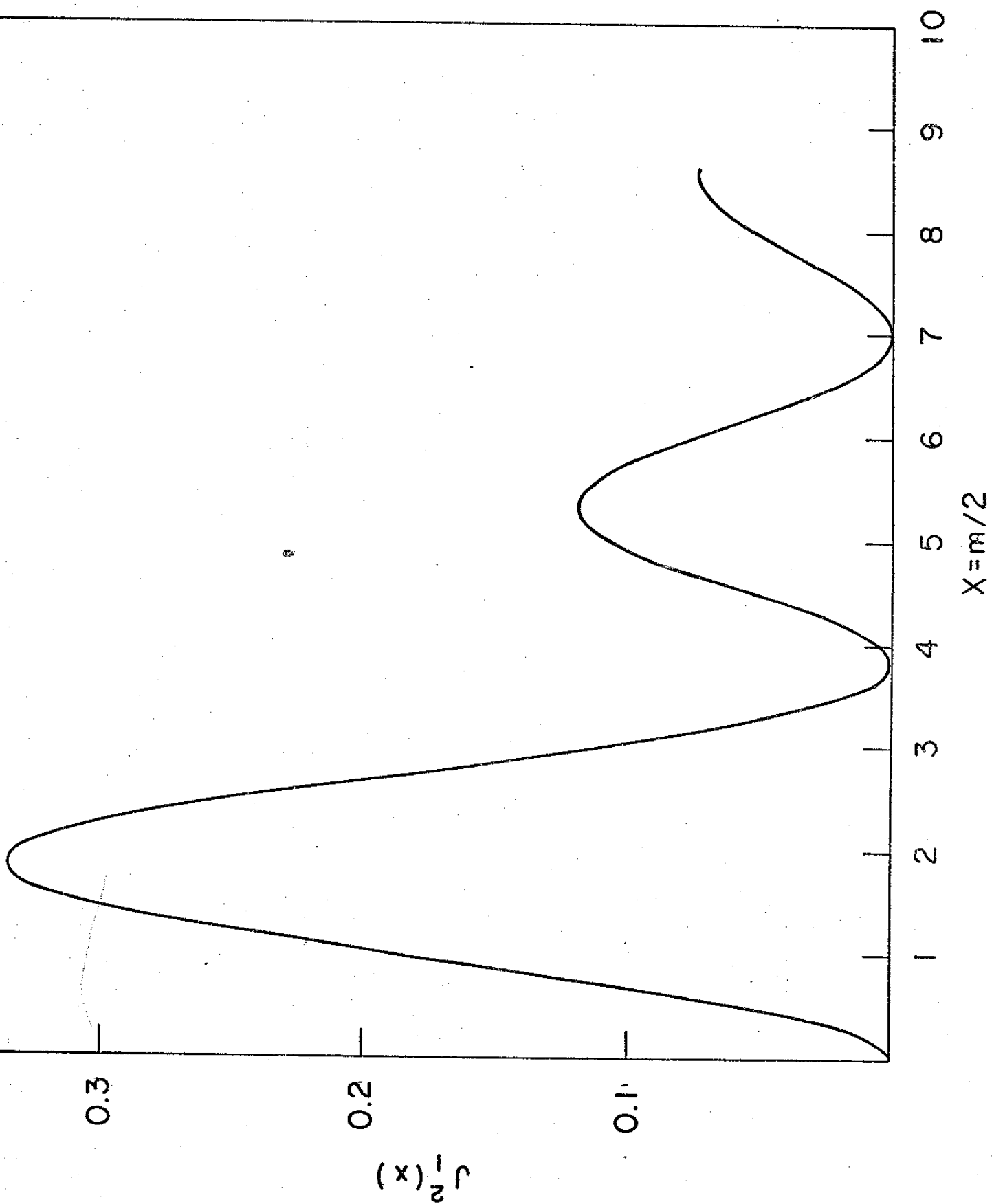


Figura 53

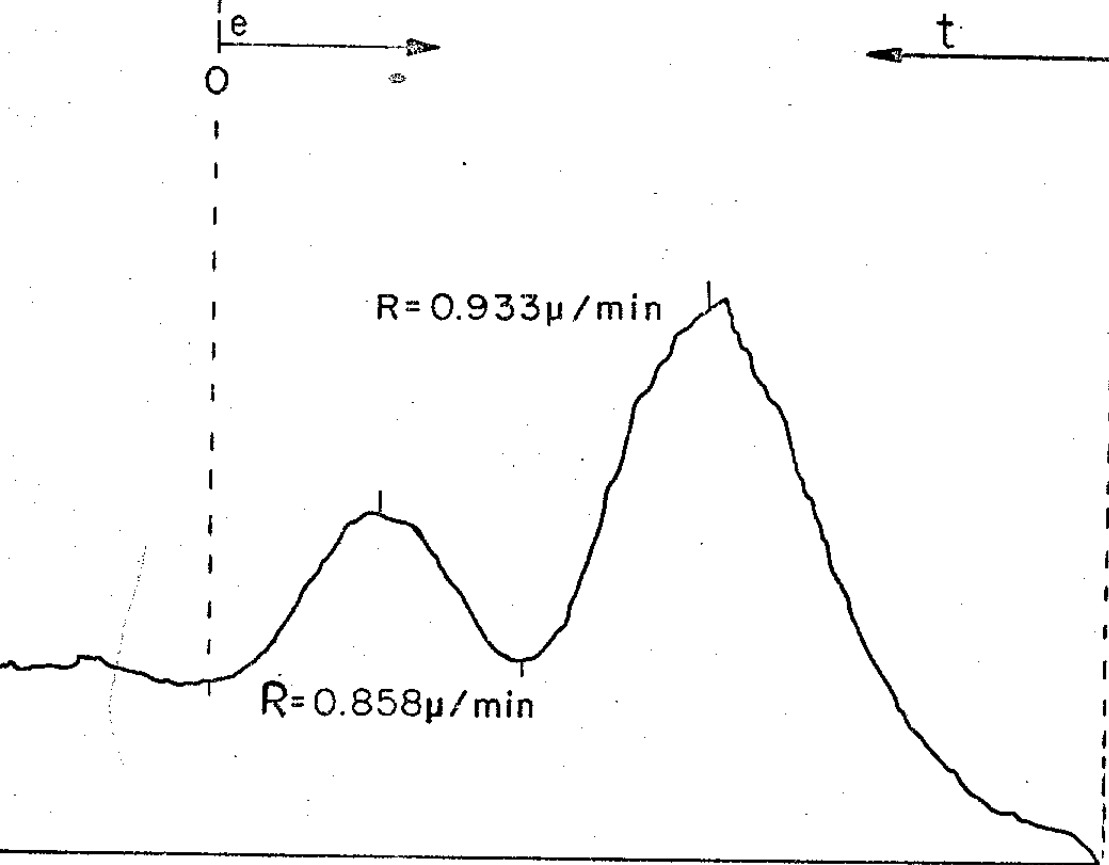
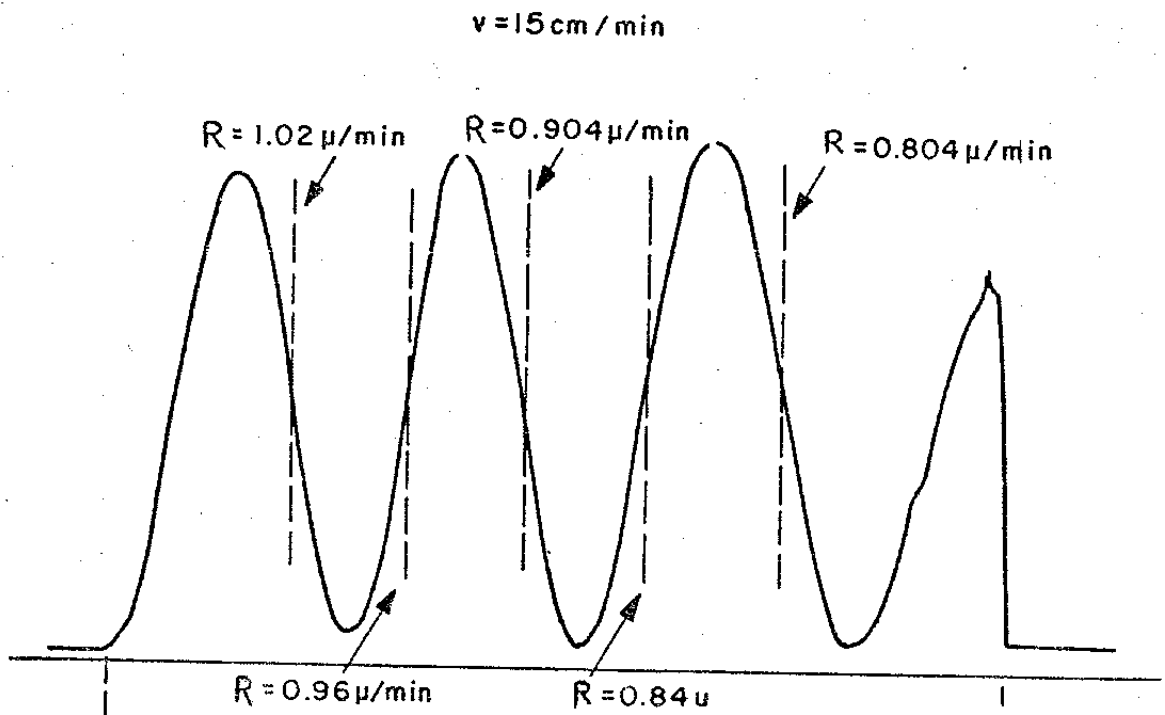


Figura 54

energia. Para a medida de R foi utilizada a separação entre os primeiros 2 máximos.

Foram feitas medidas de  $R_f$  ( $E= 413 \text{ mJ/cm}^2$ ) para 3 redes independentes, com a mesma energia de exposição e frequência espacial  $f= 590 \text{ l/mm}$ . A média das 3 resultou:

$$R_f (E= 413 \text{ mJ/cm}^2) = (0.96 \pm 0.02) \mu \text{ m/min}$$

Estes resultados mostram uma concordância bastante boa entre as velocidades (para  $f= 590 \text{ l/mm}$ ) com as velocidades para exposições homogêneas ( $f=0$ ), mostrando conforme previsto na literatura que não há queda de resposta para  $f= 590 \text{ l/mm}$  e que também nosso sistema de estabilização está operando de forma satisfatória; pois não reduz a energia eficaz da exposição devido a apagamento das franjas.

Assim, este parece um bom método para estudar a resposta ( $R_f$ ) para outras frequências espaciais.

#### 1.3.4. Comparação da Resposta para Diversas Frequências Espaciais

Através de medidas da difração e cálculo de  $h$  via gráfico da Figura 48 para algumas grades após a revelação (embora o valor absoluto não seja confiável) pudemos observar que a queda da resposta ou resolução depende também da profundidade da rede e não só do período como pode ser visto na Tabela VIII abaixo:

E (mJ/cm )	Revelador	h (f=850 l/mm)	h (f= 1700 l/mm)	h(1700 h(850))
180	NaOH 1:7	330	250	0.76
600	NaOH 1:7	3760	2020	0.54
630	NaOH 1:13	350	230	0.66
1830	NaOH 1:13	3760	2080	0.55

A queda na resposta entre duas frequências é maior quanto mais funda a modulação (h) (e quanto menor o período(d)); em geral deve ser uma função de h e d.

Não se observa dependência com a concentração do revelador.

Outra medida da resposta foi feita utilizando a medida da difração em tempo real. Desta forma estaremos medindo a velocidade ( $R_f(E)$ ) sempre entre as mesmas profundidades de modulação de 1400 à 4000 Å.

Foram feitas exposições de grades para 7 frequências espaciais diferentes (Tabela IX):

$\theta_0$ (4579 Å)	$\theta_0$ (6328 Å)	f (1/mm)
7.8	10.8	592
9.9	13.8	754
15.7	22	1184
19.2	27	1435
24	34.2	1776
26.8	38.5	1967
30.1	43.9	2191

$\theta_0$  = metade do ângulo entre os feixes (laser Ar) utilizados durante a exposição = ângulo de Bragg para ( $\lambda = 4579\text{Å}$ ).

$\theta_0$  = ângulo entre o feixe incidente e a normal à rede para a medida:  
ângulo de Bragg para ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ).

\*(A medida feita no ângulo de Bragg diminui a aberração da mancha de difração).

f = frequência espacial do padrão senoidal gravado

As grades foram expostas com uma energia a de  $500 \text{ mJ/cm}^2$  e estabilizadas em tempo real.

A revelação foi monitorada por reflexão com um laser de He-Ne incidindo com ângulo  $\sim \theta_0$  ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) através da primeira ordem de difração ( nestas condições a direção da 1a. ordem medida se aproxima da direção de incidência).

Pela separação entre os dois primeiros máximos de difração medimos  $R_f$  ( $E = 500 \text{ mJ/cm}^2$ ) entre  $h = 1400 \text{ \AA}$  e  $h = 4000 \text{ \AA}$ .

Estas medidas divididas pelos correspondentes  $R(f = 0)$  para o revelador NaOH 1:7 e o revelador 303 da "Shipley" correspondem a um  $\bar{h} = 2700 \text{ \AA}$  e estão mostradas na Figura 55.

As medidas apresentam muita dispersão e para os ângulos correspondentes às frequências intermediárias como  $754 \text{ 1/mm}$  e  $1776 \text{ 1/mm}$  os picos de difração convoluem com os picos de interferência devido às reflexões nas interfaces posteriores (vide Apêndice 3 sobre efeito nas reflexões nas interfaces posteriores).

Note-se que há uma queda com o aumento da frequência, que no revelador "caseiro" NaOH 1:7 é mais acentuada que o revelador comercial 303.

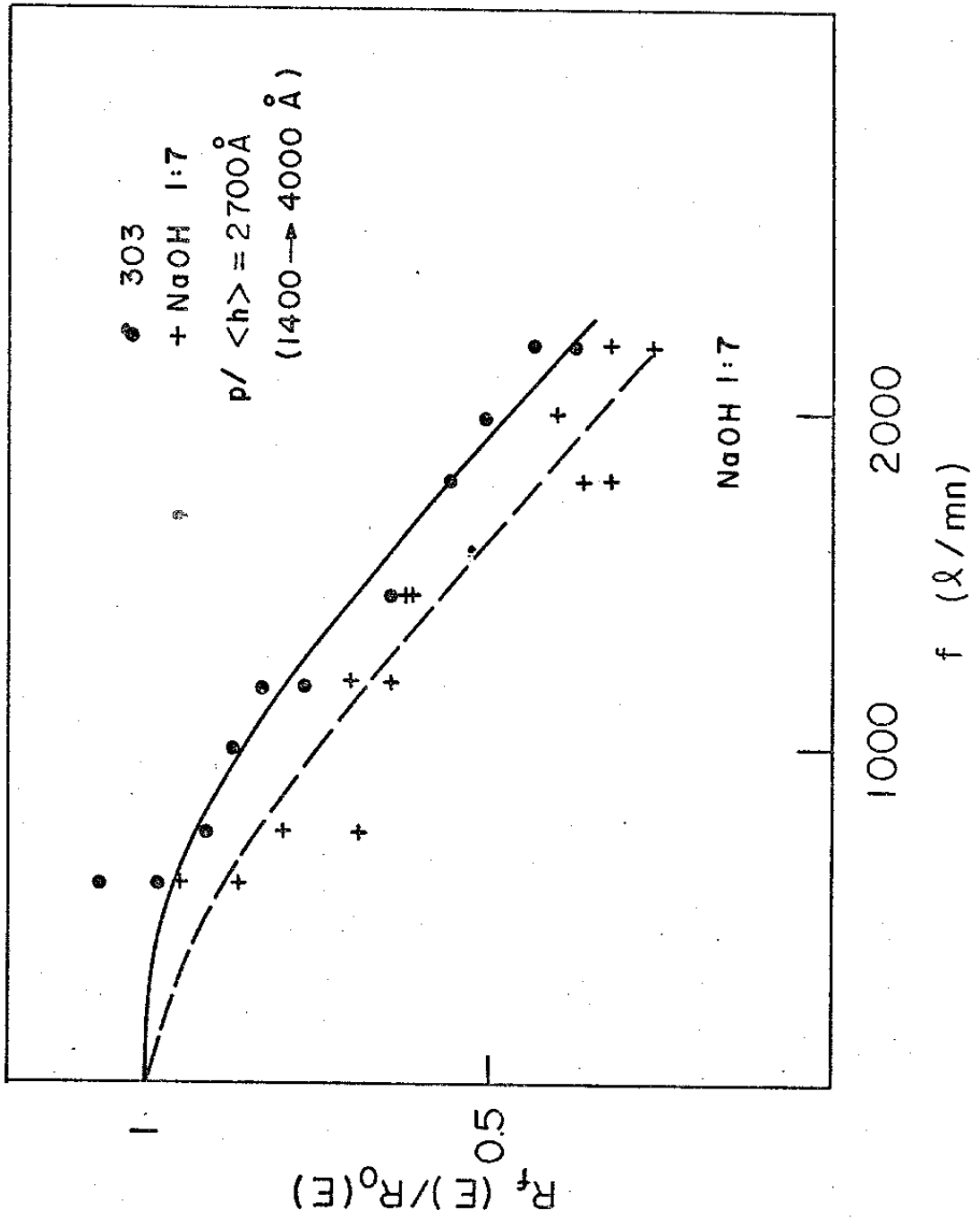


Figura 55

A curva de  $\{R(f) / R(f=0)\} \times f$  deve cair mais rapidamente quanto maior  $h$ , assim  $R(f \rightarrow 0)$  deve tender a ser igual a  $R(h \rightarrow 0)$ . O que concorda com o que foi observado pois os resultados provenientes do método da derivada ( $R(h \rightarrow 0)$ ) se aproximam das curvas de resposta de exposições homogêneas ( $R(f=0)$ ).

Esta forte dependência da resolução com a profundidade de modulação e a dependência com o revelador nos leva a supor que a resolução das gravações está limitada pelo processo de revelação e não pela exposição, isto é não há ainda (para estas frequências utilizadas) uma limitação intrínseca do material. A confirmação desta hipótese só será feita na secção seguinte onde estudaremos uma modulação residual nas Fotorresinas Positivas antes da revelação.

Podemos esperar também que outros reveladores, ou outros métodos de revelação tipo plasma "etching" possam melhorar esta resolução.

## 2. Efeito de Modulação em Tempo Real nas fotorresinas Positivas

Quando um material fotossensível é exposto à luz, ele sofre algum tipo de reação fotoquímica que altera suas propriedades, entre as quais (direta ou indiretamente) as propriedades ópticas.

No caso das fotorresinas positivas, a variação do coeficiente de extinção com a luz é uma prova disto:  $\alpha_v (\lambda = 4579) = 0.115 \mu\text{m}^{-1}$  e  $\alpha_s (\lambda = 4579) = 0.08 \mu\text{m}^{-1}$ , entretanto o índice de refração também pode sofrer variações.

Estas variações do coeficiente de extinção e do índice de refração produzidas em todo o volume do filme fotossensível difratam a luz. A difração produzida por estas pequenas modulações pode ser utilizada para estudar o mecanismo de registro durante a exposição e também para algumas aplicações como por exemplo o monitoramento e estabilização do padrão de franjas de interferência.



## 2.1 Estudo do Próprio Efeito

Supondo uma Intensidade incidente =  $I_0 = 1$ , pela teoria de ondas acopladas para uma rede em volume, (espessa) modulada em fase e amplitude a intensidade difratada por transmissão é dada por <sup>(25)</sup>:

$$I_d = \eta_1 = e^{-\alpha e} \cdot \left[ \underbrace{\text{sen}^2 \left( \frac{\pi n_1 e}{\lambda \cos \theta_0} \right)}_{m_n} + \underbrace{\text{sh}^2 \left( \frac{\alpha_1 e}{4 \cos \theta_0} \right)}_{m_\alpha} \right] \quad (68)$$

onde  $\eta_1$  = eficiência de difração de 1ª ordem de difração

$\alpha$  = coeficiência de extinção

$e$  = espessura do filme

$n_1$  = amplitude da modulação do índice de refração

$\alpha_1$  = amplitude da modulação do coeficiente de extensão

$\lambda$  = comprimento de onda incidente

$\theta_0$  = ângulo de Bragg para este comprimento de onda

$m_n$  = modulação de índice

$m_\alpha$  = modulação de coeficiente extensão

$$\frac{m_n}{m_\alpha} = \frac{4 \pi n_1}{\lambda \alpha_1} = \frac{2K n_1}{\alpha_1} \quad (69)$$

Para modulação baixas  $m_n \ll 1$  e  $m_\alpha \ll 1$ :

$$I_d = \eta_1 \cong e^{-\alpha e} \left[ \left( \frac{\pi n_1 e}{\lambda \cos \theta_0} \right)^2 + \left( \frac{\alpha_1 e}{4 \cos \theta_0} \right)^2 \right] \quad (70)$$

Uma rede fina modulada em índice de refração e amplitude pode ser escrita em termos de uma transmitância.

$$t(x,y) = e^{-\alpha e} \exp\left[im/2 \operatorname{sen}(2\pi f_0 x)\right] \quad (71)$$

$$\text{onde } m = \frac{2\pi e \Delta n}{\lambda} \quad (72)$$

$$e \quad \Delta n = \Delta n + i \Delta \kappa \quad (73)$$

$\Delta n$  = a modulação pico a pico do índice complexo. Pela difração de Fraunhofer

$$I_d = \eta_1 = |J_1(m/2)|^2 \quad (74)$$

Para pequenas modulações  $(m/2) \ll 1$

$$|J_1(m/2)|^2 \cong \left|\left(\frac{m}{4}\right)\right|^2 = \left(\frac{\pi e \Delta n}{2\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\pi e \Delta \kappa}{2 \cdot 2\lambda}\right)^2 \quad (75)$$

$$\text{onde } \Delta n = 2 n_1 \quad (76)$$

$$e \quad \Delta \kappa = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{\Delta \alpha}{2}\right) = \frac{\lambda \alpha_1}{2\pi} \quad (77)$$

$$I_d = \eta_1 \cong e^{-\alpha e} \left[ \left(\frac{\pi e n_1}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{e \alpha_1}{4}\right)^2 \right] \quad (78)$$

Que coincide com a expressão para redes grossas para  $\cos \theta_0 = 1$ , isto é para baixas frequências espaciais.

Para algumas redes de difração de 590 l/mm, expostas com laser de Ar ( $\lambda = 4579 \text{ \AA}$ ), antes de serem reveladas, foram feitas medidas com diversos comprimentos de onda. As redes utilizadas e suas medidas estão mostradas na Tabela X abaixo.

Q	Rede	E (mJ/cm <sup>2</sup> )	e (μm)	$I_1/I_0 \cong I_d/e^{-\alpha e} = m^2$	$\lambda$ (Å)	$1/\lambda^2$
20	1	1500	5.8	$3.2 \times 10^{-3}$	6328	2.49
23	2	500	0.68	$7 \times 10^{-5}$	6328	2.49
20	3	1000	5.8	$2.3 \times 10^{-3}$	6328	2.49
24	3	1000	5.8	$9.5 \times 10^{-3}$	5145	3.78
26	3	1000	5.8	$11.6 \times 10^{-3}$	5145	4.20
28	3	1000	5.8	$24 \times 10^{-3}$	4579	4.77

Os valores de Q da tabela acima mostram que as redes em tempo real se comportam mais como redes espessas. Entretanto, para modulações pequenas como é o caso, da modulação em tempo real e  $f = 590 \text{ 1/mm}$   $\cos \theta_0 \cong 1$ , o resultado da Teoria de Onda Acoplada coincide com o resultado da Teoria Escalar e portanto pode ser aplicado independentemente do Q.

Para  $\lambda = 4579 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\alpha = 0.027 \mu\text{m}^{-1}$ ;  $\Delta\alpha$  cai a medida que  $\lambda$  cresce (para  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\alpha \cong 0$ ). Portanto  $\alpha_1$  máximo =  $\Delta\alpha/2$  (para  $\lambda = 4579 \text{ \AA}$ ) =  $0.0135 \mu\text{m}^{-1}$  que implica em  $m_{\alpha}^2$  máximo =  $4 \times 10^{-4}$  (para  $e = 5.8 \mu\text{m}$ ), entretanto,  $m^2$  medido ( $\lambda = 4579 \text{ \AA}$ ,  $e = 5.8 \mu\text{m}$ ) =  $24 \times 10^{-3}$ ; portanto a modulação de coeficiente de extinção não é suficiente para justificar as modulação medidas. Temos que ter necessariamente a presença de uma modulação de índice de refração cujo efeito é dominante.

Observando-se o gráfico de  $(I_1/I_0) \times 1/\lambda$  mostrado na Figura 56, temos que não há uma dependência linear, isto implica que  $\Delta n$  não é constante com  $\lambda$ , pois embora  $\alpha_1$  também dependa de  $\lambda$ , a modulação do coeficiente de extinção é desprezível dentro da modulação total (0.4/24).

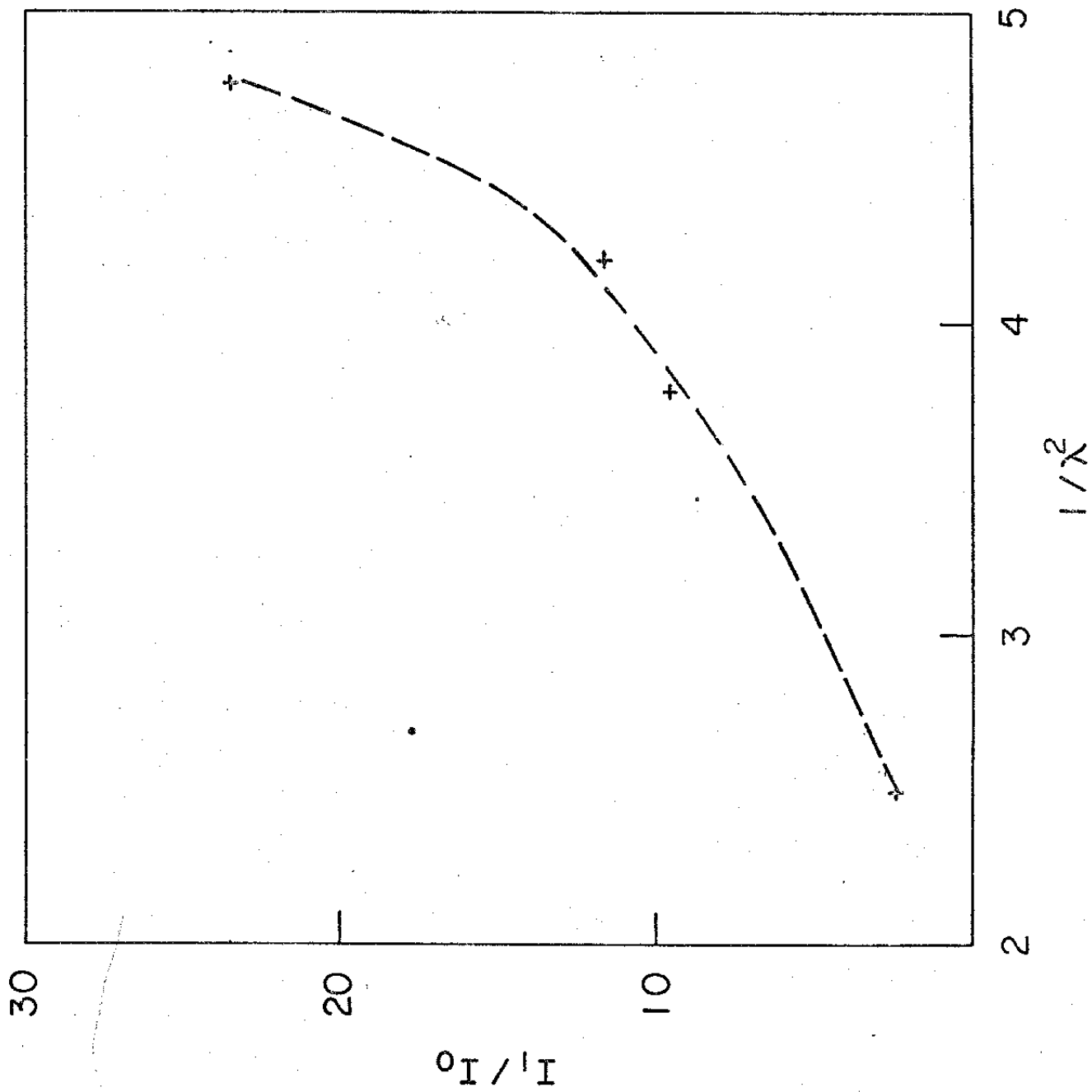


Figura 56

Podemos concluir então que a modulação em tempo real que ocorre nas Fotorresinas Positivas é uma mistura de modulações de índice e de coeficiente de extinção, e que no visível (de 6328 Å a 4579 Å) há uma predominância da modulação de índice de refração. Esta modulação de índice entretanto não é constante, mas cresce quando o comprimento de onda diminui.

### 2.1.1 Método Experimental

Utilizando-se o sistema de Estabilização descrito no Capítulo II com algumas pequenas modificações foi possível estabilizar o padrão de franjas de interferência e simultaneamente medir a grandeza  $(V_{\Omega})$  que é função da eficiência de difração da grade gravada. Desta forma podemos medir a evolução da modulação no tempo e estudar sua dependência com outros parâmetros.

O método consiste em operar o sistema de estabilização no segundo harmônico conforme mostra o diagrama da Figura 57 utilizando como grade de referência a rede residual formada na própria fotorresina. Quando o sistema está operando no 2º harmônico, a derivada segunda do sinal é nula enquanto que a primeira é máxima (pois o sinal é senoidal) desta forma medindo o mesmo sinal  $I_R$  com um segundo lock-in sintonizado no primeiro harmônico teremos  $V_{\Omega} = (V_{\Omega})_M$  dado pela equação (40) do capítulo II:

$$(V_{\Omega})_M = 2 \sqrt{I_1^1 I_2^0} K_p K_{p2T}^{\Omega} v_d$$

onde  $I_1^1 = \eta_1 I_1$ , para uma rede em volume  $\eta_1 = \eta$

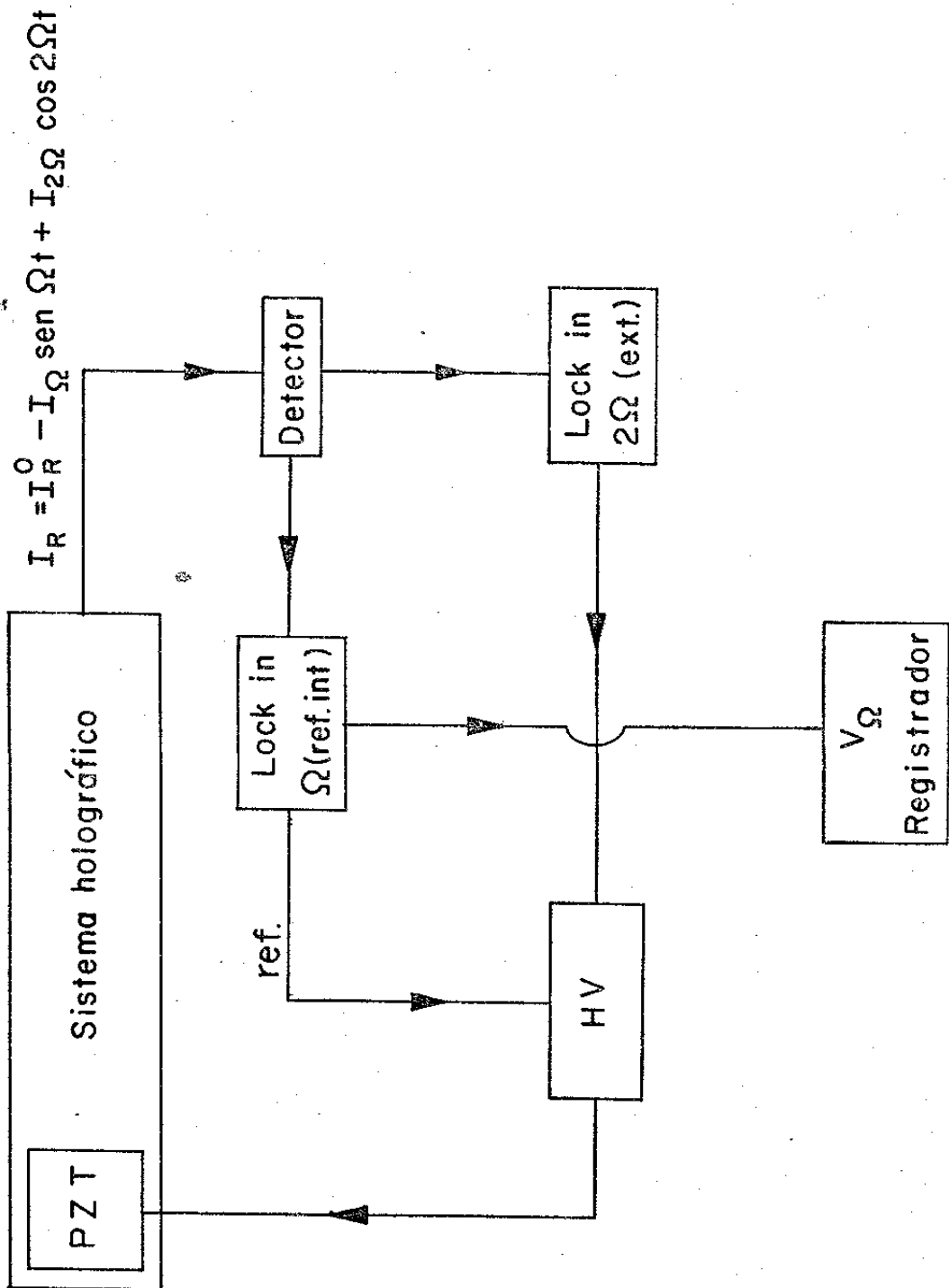


Figura 57

$$I_2^0 = \eta_0 I_2, \text{ para uma rede em volume } \eta_0 = 1 - \eta$$

Para pequenas modulações  $\eta_0 \cong 1$  e

$$(V_\Omega)_M \cong 2 \sqrt{I_1 I_2} K_p K_{pZT}^\alpha v_d \sqrt{\eta} \quad (79)$$

onde para  $\eta$  dado pela expressão (70)

$$(V_\Omega)_M = K e^{-\alpha e} I \sqrt{\left(\frac{\pi n_1 e}{\lambda \cos \theta_0}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_1 e}{2 \cos \theta_0}\right)^2} \quad (80)$$

como a modulação do índice de refração é dominante:

$$(V_\Omega)_M \cong K e^{-\alpha e} I \left(\frac{\pi e}{\lambda \cos \theta_0}\right) n_1 \quad (81)$$

### 2.1.2 Evolução no Tempo e com a Frequência Espacial

Foram feitas medidas de  $(V_\Omega)_M$  em função do tempo de exposição, que nos dá informação de como  $n_1$  varia com a Energia de Exposição, e também um acompanhamento da estabilização.

Na Figura 58 aparece um gráfico de  $(V_\Omega)_M \times$  tempo de exposição para uma rede de frequência espacial  $f = 1200$  l/mm,  $e = 4.8 \mu\text{m}$  com  $I = \sqrt{I_1 I_2} \cong 0.8$  mW/cm<sup>2</sup>. Na região A) a rede é estabilizada em fase. A região B) mostra o apagamento da rede, produzido pela estabilização em contra-fase ( $\psi = \pi$ ) e a região C mostra a reescrita da mesma rede estabilizando-se novamente em fase.

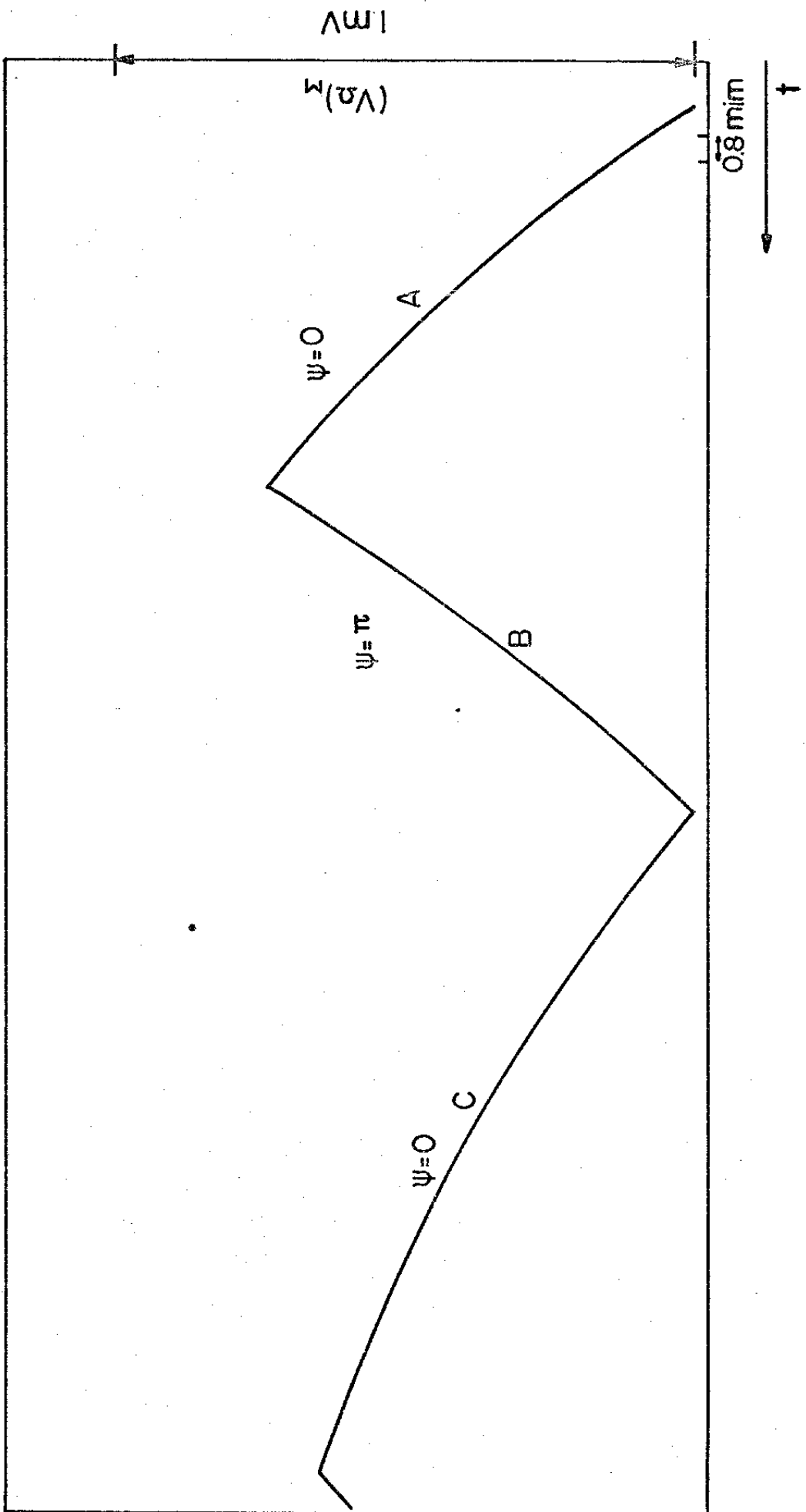


Figura 58



Observa-se que ao iluminarmos as regiões não expostas (exposição em contra-fase) a modulação produzida é totalmente destruída (homogeneiza-se o índice de refração), observa-se também que o processo é irreversível pois uma vez homogeneizado o índice ao expormos novamente o padrão inicial ele apenas retoma a velocidade final de crescimento da primeira exposição e continua o crescimento até a saturação.

Nota-se as seguintes Energias de saturação aproximadas de  $(V_{\Omega})_M$  para duas, espessuras diferentes de filmes:

$e (\mu\text{m})$	$E (\text{mJ}/\text{cm}^2)$	$(V_{\Omega})_M / I$	$(\mu\text{Vcm}^2 / \mu\text{W})$
0.68	1500	0.75	
5.8	2500	8	

A Fig. 59 mostra  $(V_{\Omega})_M / I \times E$  para uma rede de  $e = 5.8 \mu\text{m}$  para quatro frequências espaciais diferentes:  $f_1 = 592 \text{ l/mm}$ ,  $f_2 = 1184 \text{ l/mm}$ ,  $f_3 = 1776 \text{ l/mm}$  e  $f_4 = 3540 \text{ l/mm}$ .

Observa-se que as curvas se superpõem bastante bem.

Pela equação (81)

$$\frac{(V_{\Omega})_M}{I} \cong A e^{-\alpha e} \left( \frac{\gamma e n_1}{\lambda \cos \theta_0} \right) \quad (82)$$

onde  $\theta_0$  depende da frequência espacial

Figura 59

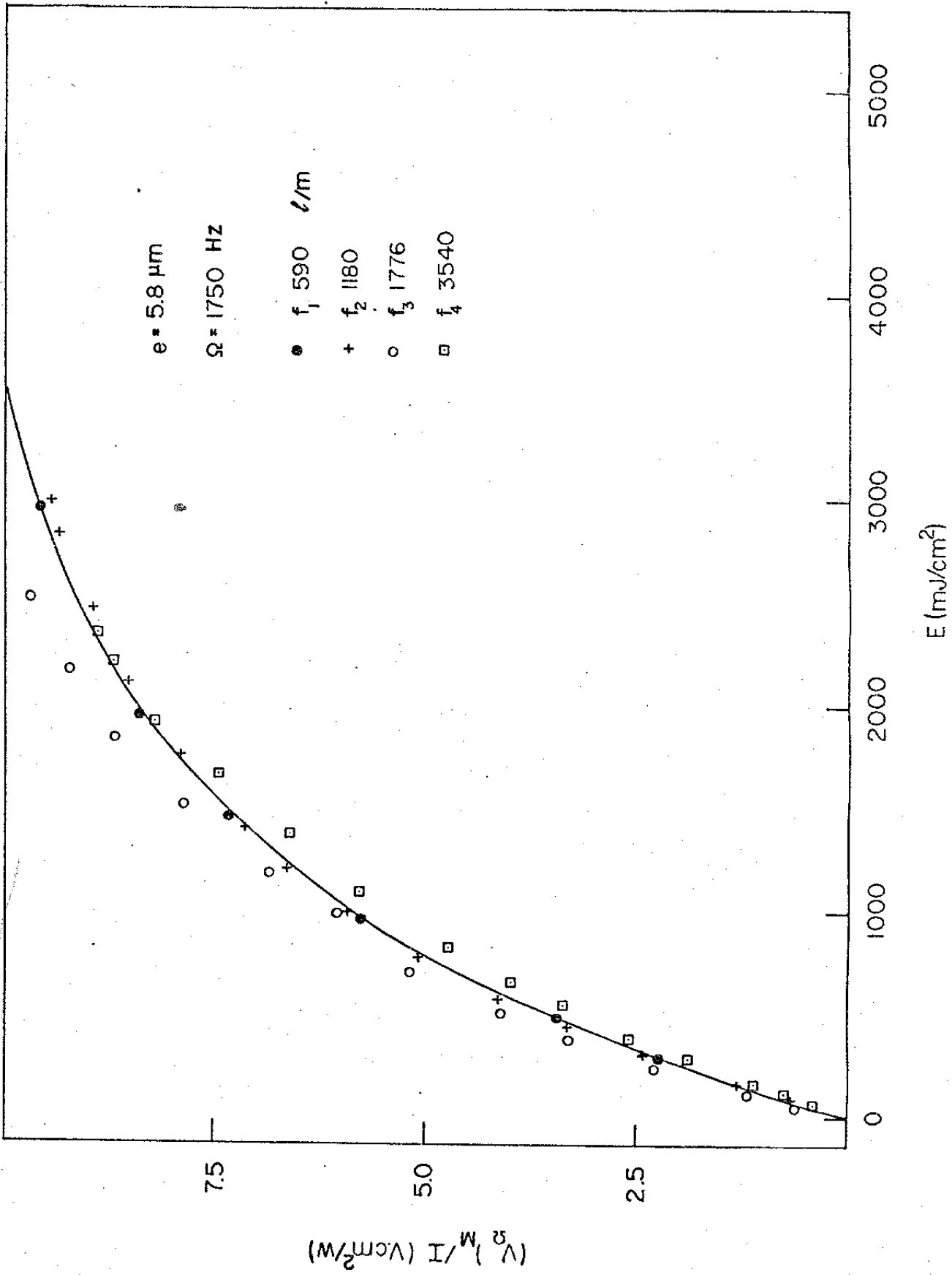


TABELA XI

$e (\mu\text{m})$	$f (1/\text{mm})$	$\theta_0 (^\circ)$	$\cos \theta_0$	$1/\cos \theta_0$	$Q$
5.8	592	7.8	0.99	1.01	3.5
5.8	1184	15.7	0.96	1.04	14
5.8	1776	24	0.91	1.10	31
5.8	3540	54.1	0.59	1.69	64

$$Q = \frac{2\pi}{\lambda} \lambda e \cdot f^2 = \text{fator espessura da grade.}$$

Pela tabela acima deveríamos esperar, um aumento em  $(V_\Omega)_M/I$  pelo menos para a última frequência, o que não ocorre. Isto indica que para a frequência mais alta  $f = 3540 \text{ 1/mm}$  ( $d = 0.28 \text{ m}$ ) deve estar havendo queda na resposta intrínseca do material.

Podemos garantir entretanto que até  $f = 1776 \text{ 1/mm}$  não há queda da resposta intrínseca (vide tendência ascendente de  $(V_\Omega)_M$  com a frequência dos pontos da Figura 59).

## 2.2 Aplicações do Efeito de Tempo Real

Este efeito residual de modulação em Tempo Real, que como já vimos na secção anterior é predominantemente uma modulação de índice de refração, chega a atingir valores relativamente altos para filmes espessos (principalmente no azul). Por exemplo para  $\lambda = 4579 \text{ \AA}$ ,  $e = 5.8 \mu\text{m}$ ,  $I_1/I_0 \cong 2.5\%$ . Mesmo para filmes finos como  $e = 0.68 \mu\text{m}$  pode-se atingir facilmente modulações tais que a difração se torna visível. Este fato, permite a utilização desta modulação em tempo real tanto para medidas da própria difração, monitoramento das franjas de inter-

ferência e operação do sistema de estabilização, como para observações visuais das franjas "Moiré", que permite o reposicionamento e realinhamento da grade, para diversas exposições sucesivas antes da revelação.

### 2.2.1 Operação do Sistema de Estabilização

O sistema de Estabilização eletrônica das Franjas descrito no Capítulo II tem uma eficiência muito alta, podendo operar com redes de controle com eficiências de difração tão baixas como  $\sim 10^{-5}$ . Isto aliado ao fato de que podemos escolher a fase  $\psi$  entre o padrão de franjas e a grade de referência nos permite utilizar a própria modulação em tempo real para operar o sistema de estabilização em  $\psi = 0$ . Desta forma, a rede que vai se formando vai sendo reforçada pelo padrão de franjas fixado em fase com ela mesma.

Como a rede em tempo real está perfeitamente posicionada em relação ao padrão de interferência, o período das franjas de Moiré é praticamente infinito e a intensidade sobre o detector é homogênea produzindo assim uma estabilização mais homogênea em toda a rede. Além disso, a rede de controle está exatamente na própria posição onde se deseja estabilizar o padrão de franjas.

As redes de difração feitas utilizando-se o efeito de tempo real para a estabilização estão mostradas nas Figuras nº 29 e 30 do Capítulo II e suas medidas aparecem na Tabela nº III também do capítulo II.

Além da estabilização do sistema de Franjas, esta modulação permite o monitoramento da estabilização do padrão de franjas via me-

dida da difração em tempo real, utilizando um segundo lock-in sintonizado no primeiro harmônico (medida de  $(V_{\Omega})_M$ , vide Figura 60.

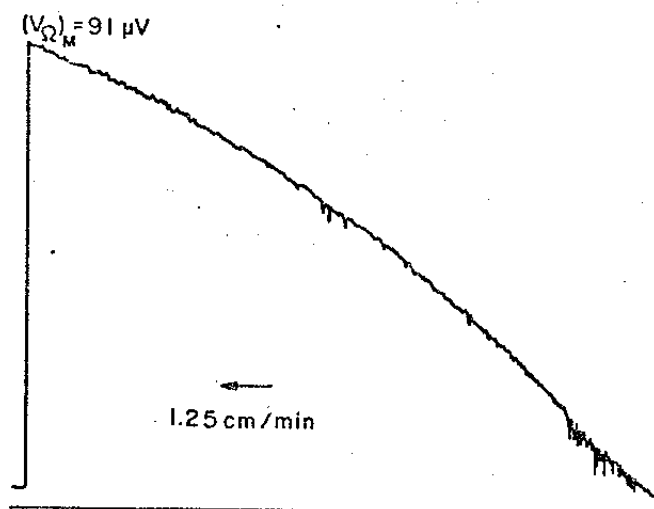


Figura 60

### 2.2.2 Casamento de Fase e Superposição de Harmônicos

Quando uma rede está superposta a um padrão de interferência de frequência muito próxima, ou de seus múltiplos estamos numa condição em que, para cada direção de difração temos duas ondas superpostas ou a mistura de 2 ondas. E em cada uma destas direções aparece um interferograma de baixa frequência que pode ser interpretado como uma espécie de "Moiré" ou (batimento) entre as grades.

Embora a rede e o padrão tenham frequências muito altas, o interferograma ou batimento é de baixa frequência e segundo o alinhamento é visível a olho nú. Quanto mais paralelas as direções das franjas das linhas da grade, e mais próximas as frequências, menor o ângulo entre os dois feixes que interferem e maiores as franjas de interferência ou "Moiré". Obviamente o espaçamento entre as franjas está limita-

do pelas aberrações produzidas pela grade ou entre as frentes de onda se o reposicionamento não for perfeito na posição original da grade (vide figura 9 capítulo II).

Como após uma exposição a difração é visível, o "Moiré" (ou interferograma) entre a rede em tempo real e o padrão de franjas também é visível e pode ser utilizado para reposicionamentos de exposições posteriores. Basicamente podemos ter 2 tipos de situações:

a) Reposicionamento do Padrão com a rede Transladada: casamento de fase

Um modo de fazer diversas redes numa mesma placa, de forma que todas as linhas em todas as grades sejam contínuas é o seguinte:

Após a exposição de uma grade transladamos a placa toda com o filme, de forma a ter ainda uma área de intersecção entre o padrão e a rede já exposta (Figura 61). Nesta região de intersecção teremos um "Moiré", que é utilizado para se obter o melhor reposicionamento possível (Padrão uniforme: período do "Moiré"  $\rightarrow \infty$ ). Uma vez encontrada esta condição, é feita uma segunda exposição também com ( $\psi = 0$ ) utilizando como referência a rede já formada na 1ª. exposição que vai sendo reforçada, e assim sucessivamente para as demais exposições.

A Figura 62 mostra fotos no Microscópio eletrônico das duas regiões A e B onde podemos ver um bom casamento entre as redes na região B, confirmadas por medidas de difração nas 3 regiões A, B, C, ( $h_B \sim 2 \times h_A$ ).

Uma possibilidade a ser estudada para a confecção de redes é a Fotorrepetição, isto é, a partir de diversas exposições de uma rede de menor diâmetro todas com as linhas casadas entre si, obter uma rede numa área muito maior.

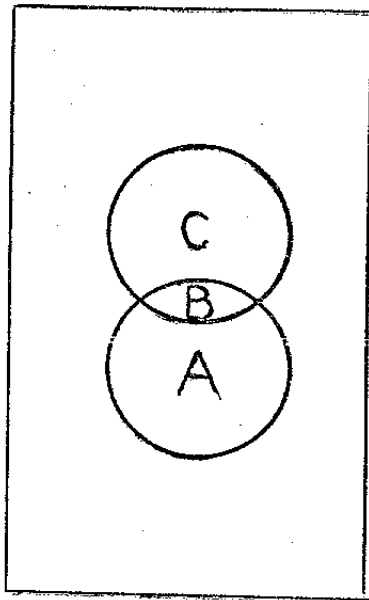
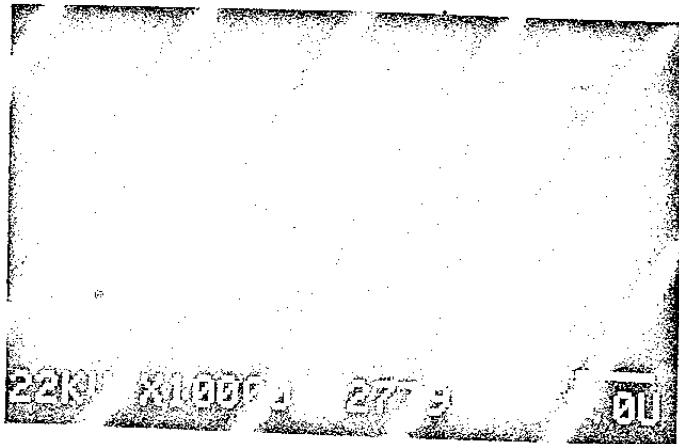
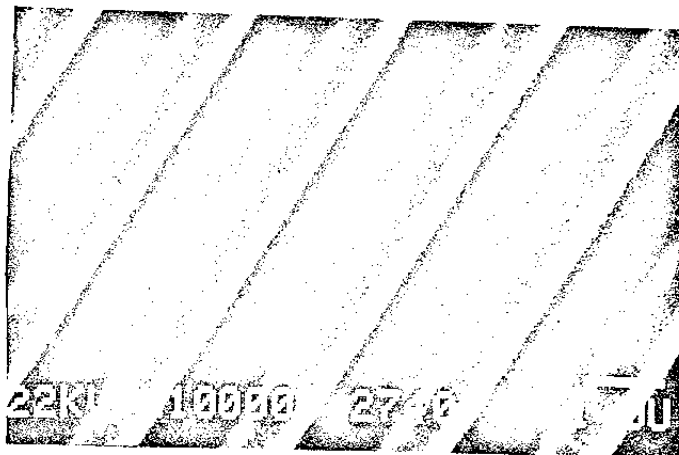


Figura 61



A



B

Figura 62

Alguns estudos preliminares sobre a Fotorrepetição da Rede (Apêndice 4) mostram algumas dificuldades para ampliar características como a resolução para a rede fotorrepetida.

#### b) Superposição de Harmônicos

Outra possibilidade da montagem holográfica estabilizada é a superposição de exposições de harmônicos com o controle da fase entre elas, o que permite a confecção de outras estruturas periódicas não senoidais como por exemplo grades triangulares ou "blazed".

Isto é possível através de exposições sucessivas com a montagem holográfica. Após a 1ª exposição na frequência fundamental, a frequência espacial é alterada para o 1º harmônico; busca-se um novo reposicionamento com ajuste na frequência espacial (maximizando o diâmetro das franjas). Processa-se então a 2ª exposição com a fase adequada ajustada e controlada pelo sistema de estabilização e assim sucessivamente.

Obs: Durante os ajustes tanto para o casamento da rede como para superposição de harmônicos os feixes foram atenuados para evitar a exposição durante o alinhamento.

### 3. Caracterização do Mecanismo de Registro

Conforme descrito na literatura<sup>(33)</sup> um filme de fotorresina positiva é composto de uma resina moderadamente solúvel num revelador alcalino aquoso e de um composto fotoativo (25 a 30% do peso do filme). A presença do composto fotossensível provoca uma redução na velo-



cidade de dissolução, motivo pelo qual o componente fotoativo é chamado também de inibidor. A energia incidente entre 300 e 450 nm destrói o inibidor, causando um aumento na velocidade de dissolução acima dos níveis normais para a resina pura <sup>(33)</sup>.

### 3.1 Modelo Simplificado da Reação Fotoquímica

Para a fotorresina positiva podemos supor a presença de 3 componentes <sup>(30)</sup> :

$m_1$  = concentração do inibidor

$m_2$  = concentração da resina base

$m_3$  = concentração dos produtos da reação do inibidor

Onde a reação fotosensível pode ser representada por



$$m_3 = m_{1_0} - m_1 \quad (84)$$

onde  $m_{1_0}$  = concentração inicial do inibidor

$K$  = cte cinética da reação

Se a irradiância incidente = I:

$$\frac{\partial m_3}{\partial t} = -\frac{\partial m_1}{\partial t} = K m_1 I \quad (85)$$

$$\text{Ln} \left( \frac{m_1}{m_{1_0}} \right) = -K E \quad (86)$$

$$m_1 = m_{10} e^{-KE} \quad (87)$$

Podemos definir uma concentração relativa do inibidor

$$M = \frac{m_1}{m_{10}} = e^{-K \cdot E} \quad (88)$$

e também uma taxa de destruição do inibidor:

$$T = \frac{m_3}{m_{10}} = \frac{m_{10} - m_1}{m_{10}} = 1 - e^{-K \cdot E} \quad (89)$$

A solubilização da fotorresina depende da taxa de destruição do inibidor T.

Se o processo de revelação fosse totalmente fiel à exposição, a velocidade R deveria ser diretamente proporcional à T:  $R \propto T$ .

Entretanto isto geralmente não acontece, de forma que podemos dividir o mecanismo de registro em dois processos distintos: exposição e revelação<sup>(33)</sup>. A exposição é o processo onde a presença da luz altera quimicamente a fotorresina e a revelação é um processo de dissolução de superfície cuja velocidade depende do grau de alteração da fotorresina.

### 3.2 Cálculo da Constante Cinética "K" via Medidas do Efeito de Tempo Real

Como já vimos na secção 2.1, ao destruir o inibidor, as propriedades ópticas como coeficiente de extinção e índice refração também sofrem alterações. Como já vimos ao estudarmos o efeito de modula-

ção em tempo real, a difração da luz é dominada pelo efeito de modulação do índice de refração. Assim, ao estudarmos o mecanismo de exposição pelo efeito de modulação em tempo real, podemos supor que a única grandeza óptica que varia é o índice de refração.

Podemos associar o índice de refração de um composto à concentração de seus componentes por <sup>(51)</sup> :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_i m_i \alpha_i \quad (90)$$

onde  $m_i$  = concentração da espécie  $i$

$\alpha_i$  = polarizabilidade da espécie  $i$

$n$  = índice de refração do composto

Substituindo  $m_1, m_2, m_3$  e (84) na equação (90):

$$\frac{n^2 - 1}{n + 2} = \frac{4\pi}{3} \left[ (\alpha_1 - \alpha_3)m_1 + \alpha_3 m_{10} + m_2 \alpha_2 \right] \quad (91)$$

Calculando-se a derivada da expressão acima

$$\frac{6n}{(n^2 + 2)^2} dn = \frac{4\pi}{3} (\alpha_1 - \alpha_3) dm_1 \quad (92)$$

definindo-se

$$\beta = \frac{9n}{2\pi(n^2 + 2)^2} \quad (93)$$

e substituindo-se  $dm_1$  da equação (87) em (92):

$$\beta dn = -(\alpha_1 - \alpha_3) K m_1 I dt \quad (94)$$

com  $I \cdot dt = dE$  e  $m_1$  da equação (87):

$$\beta \, dn = -(\alpha_1 - \alpha_3) K m_{10} e^{-KE} \cdot dE \quad (95)$$

Supondo que  $n$  varia muito pouco com a energia de exposição  $E$ , podemos supor em primeira aproximação ( $\beta = \text{cte}$ ).

$$\int_{n_0}^n \beta \, dn = -(\alpha_1 - \alpha_3) m_{10} K \int_0^E e^{-KE} dE \quad (96)$$

$$\Delta n = (\alpha_3 - \alpha_1) \frac{m_{10}}{\beta} (1 - e^{-KE}) \quad (97)$$

que relaciona a mudança de índice de refração local com a energia incidente neste local.

A medida da modulação em tempo real, através de  $(V_\Omega)_M$  nos dá  $\langle n_1 \rangle = \langle \Delta n \rangle / 2$  ao longo de toda a espessura do filme (Equação 82). Supondo que  $\langle \Delta n \rangle = \Delta n$ , da equação (82) temos:

$$\frac{(V_\Omega)_M}{I} = \frac{K e^{-\alpha e} \pi}{2 \lambda \cos \theta_0} e \frac{(\alpha_3 - \alpha_1)}{\beta} m_{10} (1 - e^{-K\langle E \rangle}) \quad (98)$$

Note-se que a medida do efeito de tempo real é proporcional diretamente à  $T =$  taxa de destruição do inibidor (expressão (89)).

Fitando os dados experimentais de  $(V_\Omega)_M \times (E)$  podemos encontrar a constante cinética da reação  $K$ .

Onde para o cálculo  $E$  foram desprezadas todas as inhomogeneidades, exceto o coeficiente de absorção que foi corrigido.

Desta forma, foram obtidos os seguintes valores para o ajuste de  $(V_\Omega)_M = C (1 - e^{-K\langle E \rangle})$  para AZ-1350J:

TABELA - XII

e ( $\mu\text{m}$ )	f (1/mm)	C ( $\mu\text{Vcm}^2/\mu\text{W}$ )	$e^{-\alpha e}$	K ( $\text{cm}^2/\text{mJ}$ )
0.68	590	0.93	0.92	$(2.35 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
5.8	590	5.25	0.59	$(3.1 \pm 0.08) \times 10^{-3}$
5.8	590	6.35	0.51	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-3}$

$$\bar{K} = (2.3 \pm 0.8) \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{mJ} \quad (99)$$

Medidas independentes de K, via medidas da densidade óptica para um filme AZ-1350 J com espessura de  $0.68 \mu\text{m}$ , expostos com a linha  $\lambda = 4579 \text{ \AA}$  nos dão:

TABELA XIII

D = $\alpha \cdot e$	E ( $\lambda = 4579 \text{ \AA}$ )	E corrigido
	(mJ/cm <sup>2</sup> )	(mJ/cm <sup>2</sup> )
0.72	0	0
0.67	100	73
0.62	200	140
0.59	300	220
0.10	saturado	saturado

As medidas de D foram feitas para  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$  onde as variações de D com a energia são mais notáveis.

Utilizando a expressão para K proposta na referência substituindo-se  $I_0 dt = dE_0$  e  $T = e^{-D}$  substi-

onde

T= transmitância

D= densidade óptica

obtemos:

$$K = \frac{D(0)}{D(\infty) - D(0)(1 - e^{-D(0)})} \cdot \left( \frac{\partial D}{\partial E_0} \right)_{E_0=0} \quad (100)$$

Utilizando as medidas experimentais da densidade óptica obtemos:

$$K = 1.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{mJ} \quad \text{para } \lambda = 4579 \text{ \AA} ; \text{ AZ-1350J}$$

Resultado este que concorda aproximadamente com o resultado obtido pelas medidas de  $(V\Omega)_M / I$  para a difração em tempo real.

### 3.3 Análise de Revelação e Curvas de Resposta

A revelação é um processo físico-químico bastante complexo, e muito difícil de ser modelado, mesmo com muitas aproximações.

Desprezando-se a influência da agitação, os efeitos das interfaces do filme, e supondo que a revelação é apenas uma reação de superfície (onde não há difusão do revelador), a velocidade da revelação é controlada pela química do fotorresiste, seu grau de exposição e pela química do revelador.

Mantendo-se o revelador e a fotorresina constantes podemos supor que a velocidade de revelação ou taxa de remoção do filme depende apenas da concentração relativa do inibidor presente:  $M = \frac{m_1}{m_{10}} = e^{-KE}$ , ou da taxa de destruição do inibidor  $T = (1 - e^{-KE})$

Se a revelação seguisse fielmente a exposição,  $R \propto T$ . Entretanto, pelas curvas de resposta  $R \times E$  das Figuras 45 e 47, observa-se que isto não acontece, isto é não há uma dependência linear de  $R$  com  $M$  ou  $T$ , o que faz da revelação um processo muito difícil de ser modelado partindo-se dos parâmetros do processo, que são até difíceis de serem identificados.

Podemos entretanto ajustar os dados experimentais numa curva do tipo <sup>(33)</sup> .

$$R_o = e^{A + BM + CM^2} \quad (100)$$

onde  $A$  = parâmetro que depende apenas do revelador

$B$  e  $C$  = parâmetros que dependem do revelador, do inibidor e da resina.

Para encontrarmos  $A, B$  e  $C$  das curvas de resposta  $R \times E$  precisamos conhecer  $K$ .

Observando-se as curvas de resposta  $R \times E$  temos que a única singularidade que elas apresentam, mais acentuadas para as exposições com a lâmpada de Hg com revelador 1:13 é um ponto de inflexão onde a derivada máxima. Utilizando as expressões (88) e (101) temos:

$$\frac{\partial R_o}{\partial E} = -(B + 2CM) R_o K M \quad (102)$$

$$\frac{\partial^2 R_o}{\partial E^2} = R_o K M^2 [2C + (B + 2CM)^2] + (B + 2CM) R_o K^2 M \quad (103)$$

na singularidade

$$\left. \frac{\partial^2 R_o}{\partial E^2} \right| = 0 \quad (104)$$

que nos dá

$$M(B + 2CM) = \frac{-(4CM + B)}{(2CM + B)} \quad (105)$$

Substituindo (105) em (102):

$$\left(\frac{\partial R_0}{\partial E}\right)_{\text{Max}} = R_0 K \left(\frac{4CM + B}{2CM + B}\right) \quad (106)$$

Temos também que

$$\left(\frac{\partial R_0}{\partial E}\right)_{E=0} = -K(2C + B)R_0 \quad (107)$$

onde

$$R_0 = R(E=0)$$

Da expressão (107) temos que quanto mais forte o revelador (maior  $R_0$ ), maior  $(\partial R/\partial E)$  na origem (o que concorda com as curvas de resposta experimentais).

Como  $M$  é sempre  $< 1$ , se  $B \gg CM$ , da expressão (106) temos:

$$\left(\frac{\partial R_0}{\partial E}\right)_{\text{Max}} \cong K R_0 \quad (108)$$

Para reveladores fracos o ponto de inflexão ou de derivada máxima ocorre em energias maiores do que para os reveladores mais fortes, portanto  $M = e^{-KE}$ , (a inflexão) é menor para reveladores fracos, melhorando o cumprimento da condição  $B \gg CM$ . além disso, a singularidade está melhor definida para os reveladores fracos.

Para reveladores fortes, a singularidade  $\rightarrow 0$ , e a curva  $R \times E$  se aproxima de uma reta no início.



Para reveladores fortes entretanto, a linearidade na curva de resposta nos permite fazer um outro tipo de ajuste da curva para uma expressão do tipo <sup>(29)</sup>.

$$R_0 = R_0^s T - R_0^o = R_0^s (1 - e^{-KE}) + R_0^o \quad (109)$$

$$\text{onde } R_0^s = R_0(E \rightarrow \infty)$$

$$R_0^o = R_0(E = 0)$$

$$\frac{\partial R_0}{\partial E} = R_0^s (K e^{-KE}) \quad (110)$$

Para Energias pequenas a curva se aproxima de uma reta cuja tangente é dada por:

$$\left( \frac{\partial R_0}{\partial E} \right)_{E=0} = R_0^s K \quad (111)$$

onde  $K$  = constante cinética da reação, depende da fotorresina e do comprimento de onda, e  $R_0^s$  depende apenas do revelador.

Das curvas de resposta experimentais das Figuras 45 e 47 para o revelador NaOH 1:7 temos

$$\text{para } \lambda = 4579 \text{ \AA} \quad \left( \frac{\partial R}{\partial E} \right)_{E=0} = R_0^s K = 0.0052 \quad (112)$$

lâmpada de Hg

$$\left( \frac{\partial R}{\partial E} \right)_{E=0} = R_0^s K = 0.154 \quad (113)$$

Para o mesmo revelador podemos supor  $R_0^6$  iguais:

$$\frac{K_{Hg}}{K_{4579}} \approx 30 \quad (114)$$

Utilizando-se as curvas de resposta para o revelador fraco NaO 1:13 e utilizando a expressão (108) obtemos os seguintes resultados para K:

TABELA - XIV

$\lambda$ (Å) expos.	Rev.	K (cm <sup>2</sup> /mJ)	Resiste
4579	1:13	$2 \times 10^{-3}$	AZ-1350J
4000	1:13	$33 \times 10^{-3}$	AZ-1350J
lâmpada	1:13	$30 \times 10^{-3}$	AZ-1350J

Analogamente à secção 3.2 foram feitas medidas da densidade óptica para filmes de AZ-1350 J com pequenas energias de exposição  $\lambda = 4000 \text{ Å}$  e foi obtida a seguinte constante:

$$K(\lambda=4000\text{Å}) = 53 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{mJ} \quad (115)$$

Da mesma ordem de grandeza do valor estimado pelas curvas de resposta.

Podemos resumir os resultados na seguinte Tabela XV:

Método	$\lambda$ (Å)	K (cm <sup>2</sup> /mJ)	K <sub>4000</sub> / K <sub>4579</sub>
D.O.	4579	$1.6 \times 10^{-3}$	
D.O.			33
D.O.	4000	$53 \times 10^{-3}$	
T.R.	4579	$2.3 \times 10^{-3}$	—
C.R. 1:13	4579	$2 \times 10^{-3}$	
C.R. 1:13			15
C.R. 1:13	4000	$33 \times 10^{-3}$	
C.R. 1:13	lâmpada	$30 \times 10^{-3}$	
C.R. 1:7	4579		
C.R. 1:7			30
C.R. 1:7	lâmpada		

- D.O. medida da densidade óptica
- T.R. medidas da difração em tempo real
- C.R. curva de resposta para um revelador NaOH 1:13
- C.R. curva de resposta para um revelador NaOH 1:7

Podemos concluir que apesar das aproximações muito fortes, principalmente para o método C.R.1:13 (a mais questionável). Os dois novos métodos propostos para cálculo de K: via medidas de evolução do efeito em tempo real (T.R) e via curvas de resposta (C.R) concordam aproximadamente com o método conhecido (D.O) <sup>(33) (52)</sup>. Podemos dizer portanto que tanto a medida da difração em tempo real como as curvas de resposta podem ser utilizadas para estimar o valor da constante ci-

nética da reação de fotossolubilização e servem para estudá-la qualitativamente. O método de medida via evolução da modulação em tempo real entretanto, por depender apenas da evolução temporal e da medida das Irradianças, é mais confiável que o método das curvas de resposta e seus resultados se aproximam mais dos obtidos pelo método da densidade óptica.

CAPÍTULO - IV

#### IV. APLICAÇÕES

A montagem holográfica estabilizada construída tem muitas possibilidades: pois pode ser utilizada tanto para estudar novos materiais de registro holográficos (cristais fotorefrativos, gelatinas dicromadas, fototermoplásticos, fotopolímeros etc), como para confecção de dispositivos.

Neste capítulo pretendemos estudar as possibilidades de utilização da montagem holográfica descrita no Capítulo II para confecção de dispositivos, utilizando como material de registro as Fotorresinas positivas estudadas no capítulo III.

Estes dispositivos se constituem basicamente de redes de difração construídas diretamente no fotorresiste ou transferidas para o substrato.

Para a grande maioria das aplicações das redes de difração a característica mais importante é a eficiência de difração ( $\eta$ ).

$$\eta = \frac{I_d}{I_i} \quad (116)$$

onde  $I_d$  = Irradiância da onda difratada

$I_i$  = Irradiança incidente

As primeiras redes holográficas construídas em fotorresina tinham eficiências de difração por volta de 30 % que coincide com o limite previsto pela Teoria Escalar de Difração<sup>(18)</sup> para redes senoidais de fase: e 34 %.

Entretanto, ao aumentarmos a relação  $h/d$  (profundidade sobre período), saímos das condições de validade da Teoria Escalar e esta eficiência pode atingir valores muito maiores <sup>(45) → (48)</sup>.

Resultados recentes <sup>(49)</sup> mostram que é possível teoricamente obter redes senoidais em fotorresinas com eficiências maiores que 85%.

O problema então se reduz a um problema tecnológico de se obter estruturas profundas de alta frequência espacial.

A estabilidade mecânica destas estruturas, dado o processo de revelação e secagem e a própria natureza do fotorresiste, são sérias dificuldades para as redes profundas confeccionadas em fotorresina.

Uma solução para este problema é a litografia ou gravação destas estruturas em substratos "duros" como o vidro ou cristais semicondutores. Nestes materiais, através de um ataque, poderiam ser produzidas por litografia estruturas muito profundas.

Estruturas produzidas por litografia podem ser empregadas na solução de problemas onde a característica mais importante é a eficiência de difração e não a homogeneidade como nos casos das aplicações não espectroscópicas das grades.

### 1. Litografia

O tipo de gravação necessária quando se pretende atacar o substrato é diferente daquela em que vamos utilizar a rede no próprio resiste. No caso da litografia o importante é abrir janelas no fotorresiste nas regiões desejadas para que o substrato seja exposto ao ataque.

Este ataque pode ser feito por via úmida ou seca com feixe de íons ou plasma reativo. Em qualquer dos dois casos é necessário uma adesão muito grande do resiste ao substrato nas regiões que devem ser protegidas, por isto a limpeza do substrato é crítica.

O ataque úmido é isotrópico e sempre produz um alargamento nas linhas gravadas. O ataque seco como plasma reativo geralmente é anisotrópico, permitindo a gravação de estruturas mais profundas e de menor período<sup>(53)</sup>. Além disto, utilizando-se a simetria dos planos cristalinos, é possível obter gravações em cristais semicondutores com controle do perfil<sup>(54)</sup>. Assim podem ser produzidos perfis do tipo dente de serra para grades "Blazed", ou triangulares, apropriado para o crescimento posterior de camadas na confecção dos Lasers de Realementação Distribuída (D.F.B).

Este ataque químico preferencial devido a orientação do cristal pode ser utilizado também em um novo processo de gravação em cristais<sup>(55)</sup> onde a etapa de gravação no resiste é eliminada, chamado de ataque foto-induzido. Neste processo o ataque é induzido num local pela presença da luz. Dificuldades podem ocorrer neste processo devido à presença de um meio turbulento, como o revelador, no local onde é feita a projeção do padrão de interferência.

Utilizando-se o processo convencional de gravação sobre o resiste, foram feitas algumas experiências iniciais com litografia.

### 1.1 Fotogravação

A primeira etapa do processo convencional de litografia é a gravação do padrão sobre a Fotorresiste. Foram feitas gravações em Fotorresina AZ-1350 J sobre substratos de vidro e de GaAs.



As condições de preparação dos filmes foram as seguintes:

TABELA XVI

Substrato	Limpeza	Fotorresiste	Veloc. Spinner (r.p.m)	Tempo Spinner	pré-Bakke
vidro	Acetona +H <sub>2</sub> O DI.	AZ-1350 J 1:1	1000	10 segs.	70°C 20 min
GaAs	tricloro benzeno + isopropa- nol	AZ-1350 J 1:1	3000	20 segs.	70°C 20 min

As exposições foram feitas com a montagem estabilizada descrita no Capítulo II, estabilizadas utilizando o efeito de modulação em tempo real (o cristal foi colado com a própria resina num substrato de vidro também com resina, utilizado para a estabilização).

Os substratos de vidro foram acoplados com uma lâmina antirefletora para evitar o efeito das reflexões da última interface do substrato (vide Apêndice 3).

A revelação foi feita em Tempo Real onde a primeira ordem de difração ( $I_1$ ) é monitorada com um feixe de He-Ne. Um registro típico deste monitoramento aparece na Figura 54 B) do Capítulo III. Quando  $I_1$  deixa de variar, é porque o substrato foi atingido, lentamente a difração começa a descrever a curva inversa por degradação da grade.

Uma destas fotografações para litografia está mostrada na Figura nº 63 (AZ-1350 J sobre vidro,  $f = 590$  1/mm).

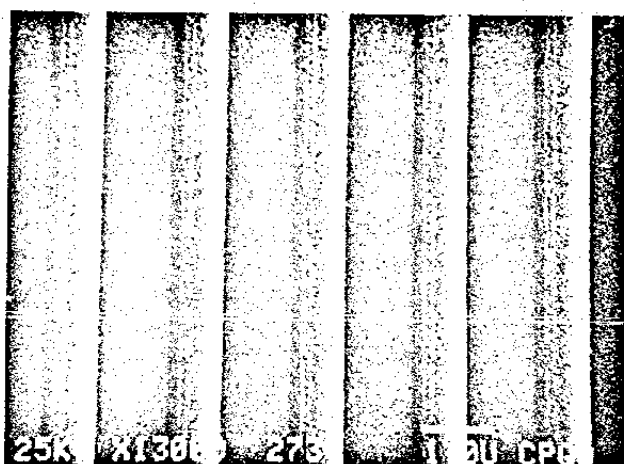


Figura 63

### 1.2 Ataque Químico

A litografia depende do substrato em particular. É recomendado, antes do ataque um tratamento térmico do fotorresite para aumentar sua resistência ao ataque: "Pós-Bake". Quando se tratam de estruturas muito pequenas, o "Pós-Bake" pode homogeneizar o relevo, estragando a fotogração. Para temperaturas inferiores a 80°C e tempos até 40 min, não foi observada nenhuma diminuição no relevo. Para estas temperaturas, provavelmente a função do "Pós-Bake" é apenas eliminar resíduos do revelador e água.

Nestas condições foram feitos os seguintes ataques por via úmida:

TABELA XVII

Substrato	Ataque	Concentração	Tempo
Vidro	HF	1:10	5 segs.
GaAs	H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> +H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	1:1:10	30 segs.

No substrato de vidro o resultado macroscópico foi mais homogêneo que no cristal: uma área de aproximadamente uma polegada qua-

drada foi litografada no vidro sem falhas enquanto que no cristal ocorrem falhas em áreas pequenas (da ordem de milímetros). Isto indica que o problema no cristal se deve mais a não homogeneidade no ataque devido a variações na aderência do filme enquanto no vidro, o problema é a não uniformidade da mancha luminosa.

No ataque do vidro entretanto observa-se irregularidades microscópicas que aparecem nas Figuras 64 A e 64 B, que podem ser causadas por:

- a) Sujeira na superfície do vidro.
- b) Inomogeneidades do próprio substrato de vidro.
- c) Ataque Químico.

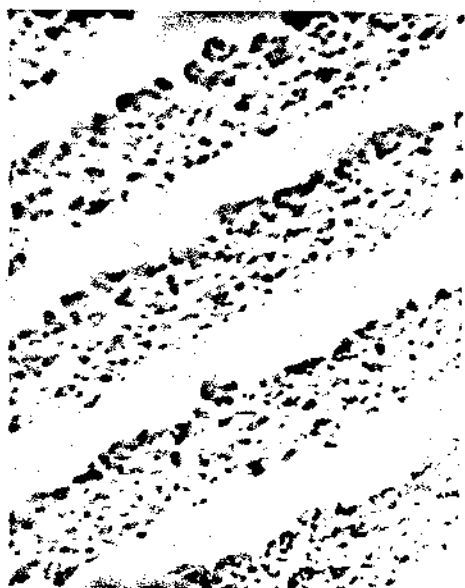
É necessário continuar o estudos destas causas para melhorar a qualidade de litografia.

Nas Figura 65 A e 65 B aparece uma primeira tentativa de ataque no cristal de GaAs, também com muitos defeitos.

Todos estes problemas referentes ao ataque do substrato precisam ser estudados sistematicamente para serem solucionados. Quanto à litografia tanto em substratos de vidro como em cristais, podemos dizer que a fase de gravação no resiste e abertura de janelas no substrato está praticamente dominada. Resta entretanto encontrar as melhores condições de ataque ao substrato, tanto para se obter redes profundas para espectroscopia, para a confecção de elementos ópticos não convencionais e para confecção de lasers de realimentação distribuída (D.F.B). Na confecção dos lasers de realimentação distribuída, a gravação da estrutura sobre o cristal é apenas umas das etapas na fabricação do laser.

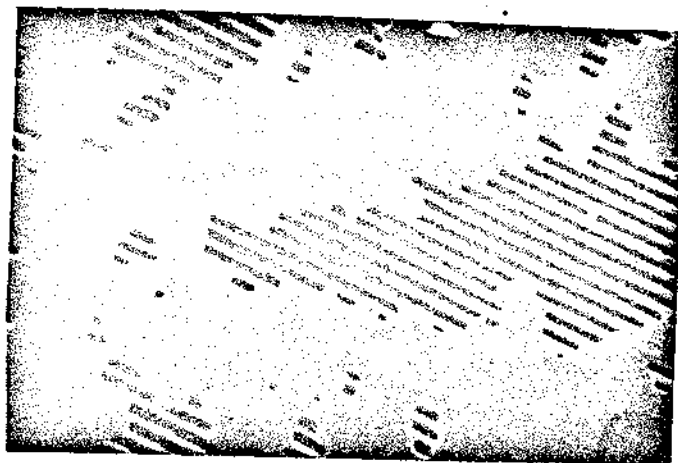


A



B

Figura 64



A



B

Figura 65

## 2. Redes de Difração sobre a Fotorresina

É possível se obter também estruturas profundas em fotorresinas<sup>(49)</sup>, que apresentam alta eficiência de difração. Entretanto, para aplicações em espectroscopia, outras características como resolução, intervalo espectral livre e pureza espectral são igualmente importantes para as redes.

Estas outras características dependem do tamanho e pureza da mancha de difração produzida por uma rede num espectrômetro.

A qualidade e simetria das frentes de onda que interferem, a uniformidade na intensidade dos feixes expandidos, a qualidade do substrato e do filme numa determinada área, além da ausência de ruídos não periódicos com o "Speckle", determinam estas características nas redes holográficas.

Alguns destes problemas já foram resolvidos para uma área de aproximadamente duas polegadas de diâmetro das redes. Resta-nos ainda resolver outros como a homogeneidade da exposição nesta área das grades, homogeneidade do filme, etc..

Uma pequena desuniformidade no feixe expandido, convertida em modulação de relevo produz uma grande desuniformidade na difração pois embora a modulação de relevo possa variar lineamente com a energia, a difração não é linear com o relevo, amplificado muito as pequenas variações de energia conforme já discutido na secção 1.2 do capítulo II.

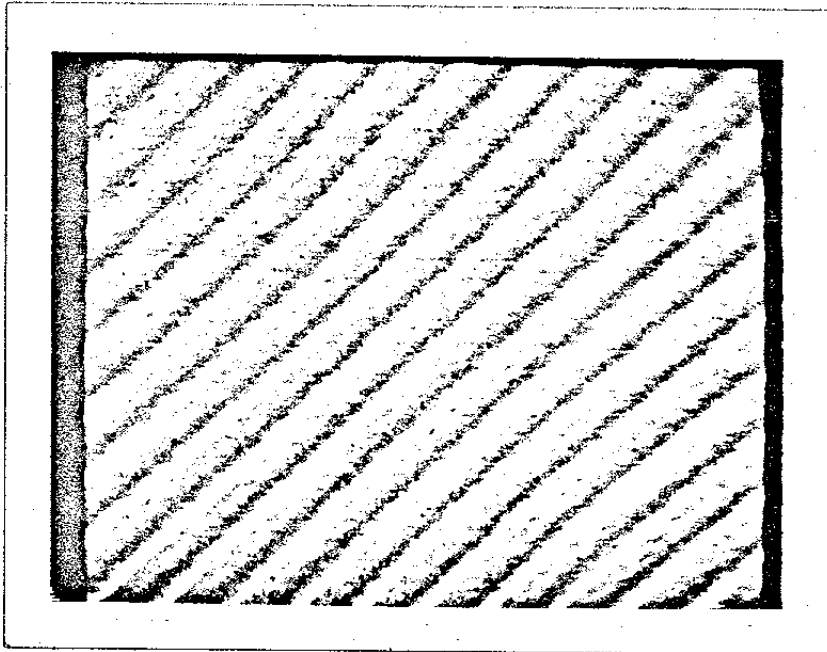
Um outro problema sério no que diz respeito à homogeneidade na exposição do resiste são as reflexões nas interfaces resiste-vidro e vidro-ar, principalmente a reflexão vidro-ar (estudadas no Apêndice nº 3), que interferem com a onda incidente causando uma intermodulação ma-

croscópica nas franjas de interferência, que aparece na Figura 66 (Lateral "Shearing"). Este problema foi resolvido utilizando-se um "index-matching" com uma lâmina com "coating" antirefletor.



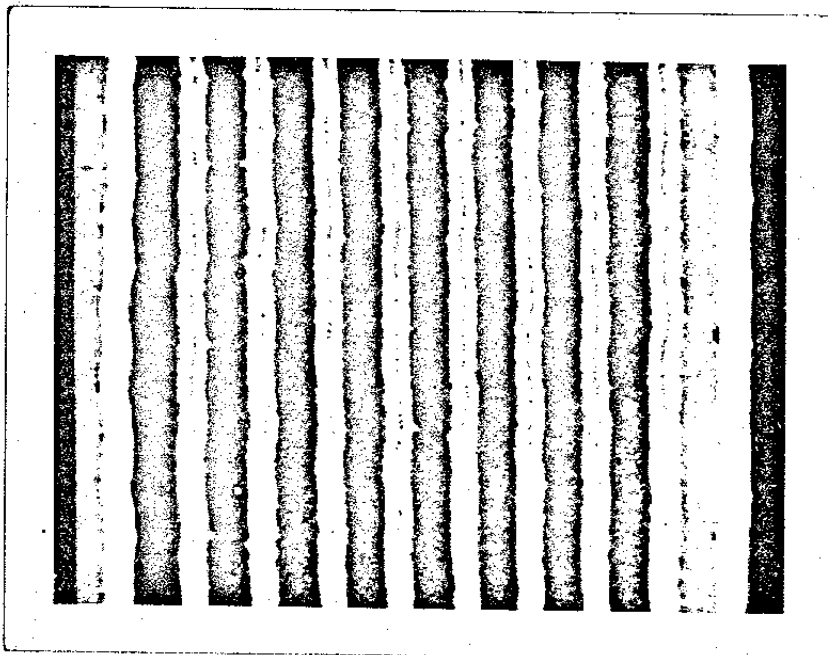
Figura 66

Com o sistema atual, estruturas não tão profundas, com cerca de 45% de eficiência de difração são obtidas com bom paralelismo nas linhas (melhor que  $1/8$  do período segundo o interferograma da Figura 7 A do Capítulo II), numa área circular de 2 polegadas de diâmetro, com uma uniformidade de luz nesta mesma área tal, que produz uma deformação na frente de onda difratada de cerca de  $\lambda/2$  conforme mostram os interferogramas da Figura 9 do capítulo II. Estas aberrações na rede geram um alargamento da mancha de difração diminuindo a resolução. A qualidade necessária, citada na literatura<sup>(1)</sup> que não causa perda na resolução das grades é  $\lambda/4$ . As redes ainda apresentam também alguns problemas de ruídos de alta frequência ("Stray Light") gerado predominantemente pelo "Speckle" e defeitos no filme, que geram ruídos no sinal difratado. A definição das linhas das grades é muito boa conforme mostrado na figura 67A. A Figura 67 B mostra uma rede de mesmo período obtida por exposição com "Elétron-Beam", para comparação.



A

$d = 0.4 \mu\text{m}$



B

Figura 67

## 2.1 Grades "Blazed"

Uma outra forma alternativa de se obter alta eficiência de difração com baixo relevo, muito utilizada nas grades riscadas para espectroscopia é o "Blaze": criando-se uma assimetria adequada no perfil de difração, favorece-se uma das ordens de difração em detrimento das outras (desta forma obtém-se até cerca de 90% de eficiência de difração).

A difração numa rede senoidal, ou numa estrutura simétrica qualquer, distribui a energia nas ordens difratadas simetricamente em relação a direção da luz transmitida ou refletida.

Quanto maior o período ( $d$ ), maior o número de ordem presentes e menor a energia difratada em cada ordem.

Nas redes riscadas o "Blaze" adequado é feito escolhendo um ângulo apropriado para a ferramenta que risca a grade.<sup>(56)</sup> Desta forma é produzido um perfil tipo "dente de serra" conforme mostra a Figura nº 68. Neste exemplo, a ordem -1 é reforçada pela reflexão especular dos planos que formam a grade, fazendo o "Blaze" para a ordem -1.

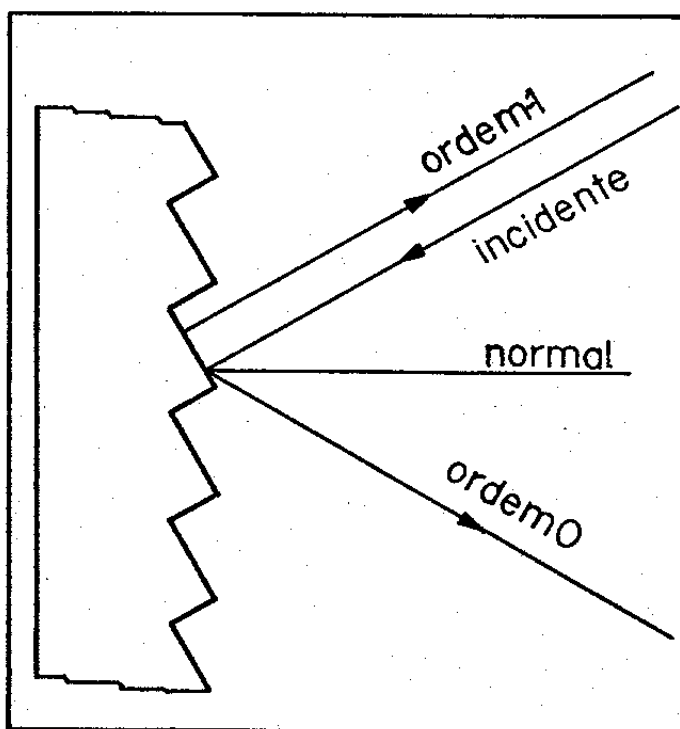


Figura 68



Existem entretanto outras formas de se produzir grades holográficas com "Blaze". O "Blaze" pode ser obtido durante a exposição ou na litografia do substrato: o "Blaze" na litografia pode ser feito em cristais com um ataque químico preferencial <sup>(54)</sup>, já descrito na secção 1, deste mesmo capítulo, orientando-se adequadamente o cristal. Outra forma é utilizar um ataque seco direcional para a litografia como por exemplo o ataque via plasma reativo <sup>(53)</sup>. Segundo o ângulo em que a amostra é colocada em relação ao feixe de íons, pode se obter o "Blaze" desejado.

A forma entretanto mais direta e controlada é a obtenção do "Blaze" durante a exposição.

Em 1975 Hutley <sup>(57)</sup> propôs inclinarmos o substrato em relação ao plano das franjas. Desta forma teríamos criado uma assimetria entre os planos de exposição e a superfície segundo a qual se processa a revelação, obtendo-se após a revelação úmida convencional uma grade "blazed".

Em 1968 Sheridan <sup>(58)</sup> propôs e em 1976 Johanson et al <sup>(20)</sup> realizaram uma outra forma alternativa de se obter grades "Blazed" através da composição do perfil desejado utilizando-se a Síntese de Fourier ou seja a superposição de várias exposições senoidais de frequências múltiplas, para compôr um outro perfil periódico. Foi mostrado também que esta forma de produzir o "Blaze" é mais eficiente que a de Hutley <sup>(59)</sup>.

### 2.1.1 Síntese de Fourier

Este processo para a confecção de grades "Blazed" embora muito discutido na teoria, foi muito pouco estudado ou realizado na prática.

As dificuldades se devem principalmente a que ao expormos os harmônicos, temos que garantir além da frequência e intensidade correta de cada harmônico, a fase relativa entre eles durante a exposição.

O problema da frequência foi resolvido por Johanson<sup>(20)</sup> et al através de uma grade previamente feita num anel de fotorresina, com a qual a grade era reposicionada através do "Moiré", ou batimento das franjas, que aparece toda a vez que o período das franjas se aproxima do período da grade de referência ou de seus múltiplos. Desta forma é possível se encontrar experimentalmente os harmônicos de uma dada grade de referência. Através do ajuste do suporte, pode-se reposicionar a grade na posição original, buscando-se o maior espaçamento possível no "Moiré" (melhor casamento). Uma vez obtido isto, a fase relativa entre os harmônicos desejada pode ser obtida através de uma defasagem produzida num dos feixes de interferência com o deslocamento de um espelho sobre cristais piezoelétricos por exemplo.

Entretanto para sistemas sem estabilização, não se garante o controle da fase, ela só é controlada no instante inicial e não durante a exposição. O que limita em muito a técnica pois com pequenas variações da fase entre as exposições podemos passar de um perfil assimétrico a um simétrico conforme pode ser visto na Figura 69, para a composição de 2 harmônicos com 3 diferenças de fase entre si.

Isto faz com que nosso sistema holográfico estabilizado de reprodução de perfis senoidais seja adequado para a confecção de grades "Blazed" via Síntese de Fourier.

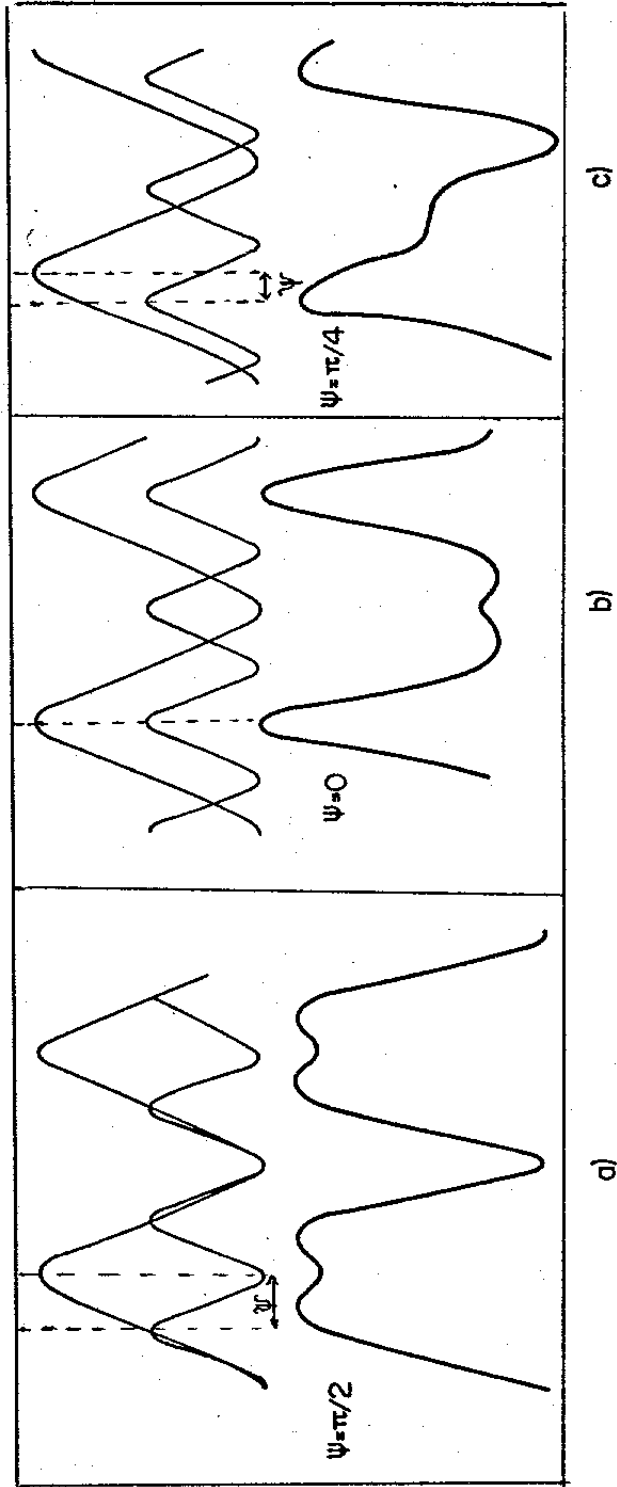


Figura 69

Pela tabela de integrais <sup>(60)</sup> a composição ou síntese de Fourier de uma onda dente de serra é dada por:

$$f(x) = (\pi - 2) \left( \text{sen } Kx + \frac{1}{2} \text{sen}(2Kx) + \frac{1}{3} \text{sen}(3Kx) + \dots \right) \quad (117)$$

Se aproximarmos o dente de serra com apenas 2 harmônicos temos que ter a modulação do fundamental o dobro da modulação do primeiro harmônico.

Segundo Johanson <sup>(20)</sup> considerando-se apenas o fundamental e o 1º harmônico: duas redes senoidais de fase superpostas, com frequências  $f$  e  $2f$ , de modulações  $m_1$  e  $m_2$  respectivamente, utilizando-se a teoria de Difração Escalar, teremos um máximo da eficiência de difração da ordem 1 quando  $m_1 = 3.6$  e  $m_2 = 1.6$ .

Como por reflexão:

$$m = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2 \Delta h \rightarrow \Delta h = \frac{m \lambda}{4\pi} \quad (118)$$

Para que tenhamos "Blaze" num comprimento de onda devemos ter

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta h_0 = 0.29 \lambda_b \\ \Delta h_{1st} = 0.13 \lambda_b \end{array} \right. \quad (119)$$

$$(120)$$

Que se aproxima do do fator 2 dado pela síntese de Fourier.

Desta forma, se trabalharmos em condições de revelação lineares devemos expôr os dois harmônicos na mesma proporção de energia (0.29/0.13) e com uma diferença de fase entre os picos das senóides  $\psi = \pi/4$  em relação à grade de referência fundamental, conforme mostra a figura 6 para obtermos o blaze.

Foram feitas algumas experiências preliminares da seguinte forma: a exposição do harmônico fundamental foi feita da forma convencional utilizando-se o sistema operando em  $V_{2\Omega}$  com a rede em tempo real, na direção  $\Sigma_1' + \Sigma_2''$  ( $I_R$ ) mostrada na Figura 70. Os filmes foram levemente revelados (durante um intervalo de tempo  $t_1$ ) com um revelador aproximadamente linear (revelador 303;1:12.6) e depois recolocados na montagem cujo ângulo é ajustado para o 1º harmônico, juntamente com o alinhamento da placa, observando-se o "Moiré" produzido pela grade (com os feixes incidentes atenuados).

Nesta nova posição como as ordens de interferência foram alteradas, teremos então para cada uma das direções  $I_D$ ,  $I_N$ ,  $I_E$  (da Figura 70):

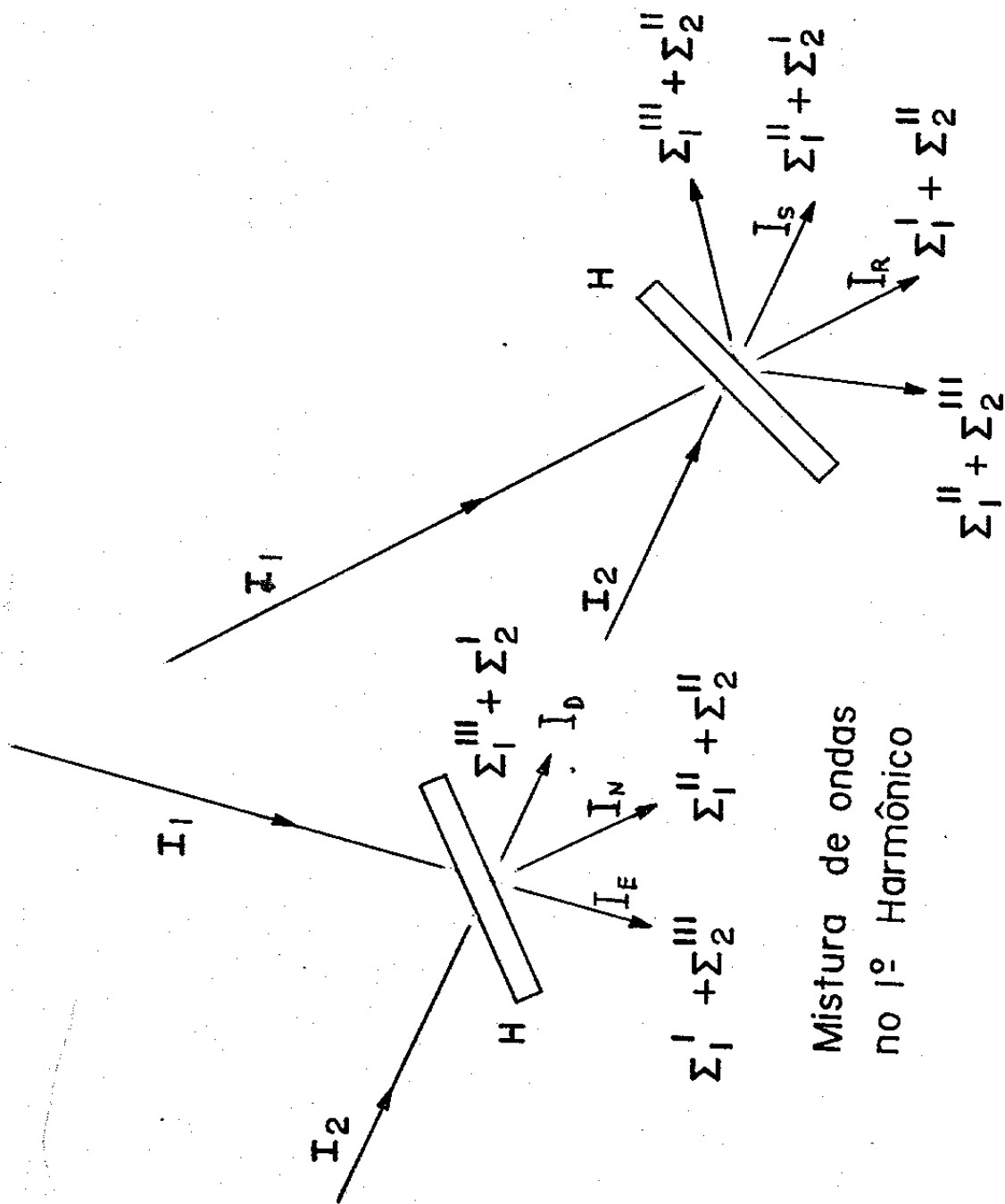
$$I_E = \eta_1 I_2 + \eta_2 I_1 - 2 \cdot \sqrt{\eta_1 \eta_2 I_1 I_2} \cos \psi \quad (121)$$

$$I_N = \eta_1 I_1 + \eta_2 I_2 + 2 \cdot \eta \sqrt{I_1 I_2} \cos \psi \quad (122)$$

$$I_D = \eta_1 I_1 + \eta_2 I_2 - 2 \cdot \sqrt{\eta_1 \eta_2 I_1 I_2} \cos \psi \quad (123)$$

A Figura 71 mostra uma Foto no microsôpio de varredura eletrônico numa exposição cuja diferença de fase entre os harmônicos:  $\psi = 0$ ,  $f = 590$  1/mm  $f = 1180$  1/mm, mostrando um perfil também simétrico.

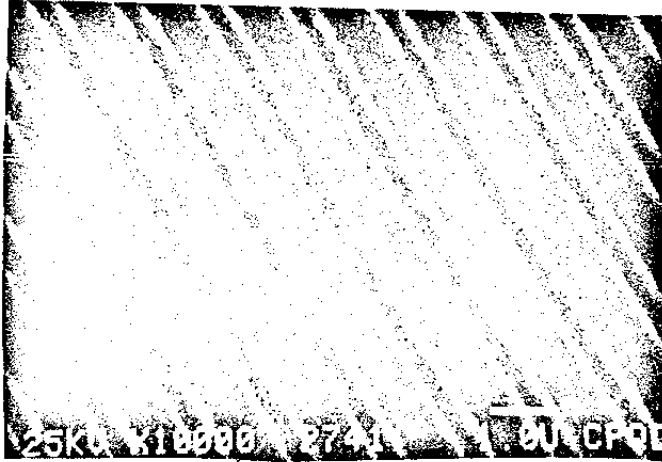
A fase  $\psi = 0$  entre os harmônicos é obtida com o sistema de estabilização operando em  $V_{2\Omega} = 0$  durante a primeira exposição com o detector em  $I_R$  (Vide Figura 70). A exposição do segundo harmônico é feita em  $V_{\Omega} = 0$  com o detector em  $I_N$  (lock-in sintonizado em  $\Omega$ ). Entretanto, para o "blaze" é necessário uma diferença de fase de  $\psi = \pi/4$ . Esta condição não é a condição ótima de operação do sistema de estabi-



Mistura de ondas  
no 1º Harmônico

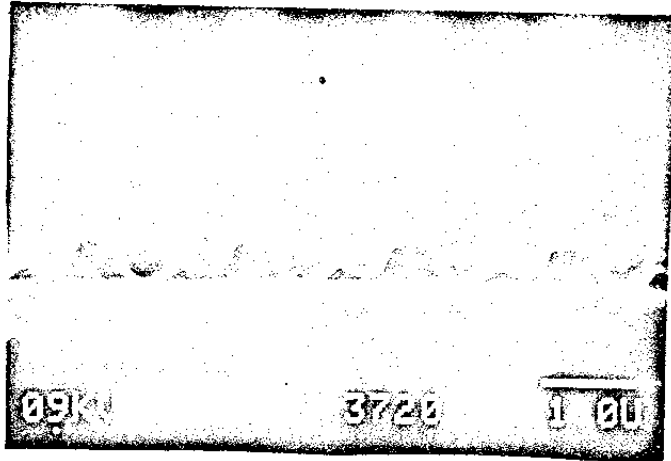
Mistura de ondas  
no Harmônico  
Fundamental

Figura 70



$\psi = 0$

Figura 71



$\psi = \pi/4$

Figura 72

lização nem em  $V_{\Omega}$  nem em  $V_{2\Omega}$ , mas pode ser obtida da seguinte forma:

O fundamental ( $f = 5901/\text{mm}$ ) é obtido com o sistema de estabilização operando da mesma forma que o caso anterior em  $V_{2\Omega} = 0$  detector em  $I_R$  utilizando como referência a grade residual em tempo real.

Depois de revelada e reposicionada, é iniciada então a segunda exposição com o detector em  $I_N$  e o sistema estabilizado com  $V_{2\Omega} = 0$ ; utilizando um lock-in auxiliar sintonizado  $\Omega$  em para medir  $(V_{\Omega})_M$ . Assim que  $(V_{\Omega})_M$  é medido, em  $\psi = 0$ , a fase é ajustada com a tensão de "Bias" da fonte do PZT até  $(V_{\Omega}) = \sqrt{2}/2 (V_{\Omega})_M$ ; esta condição representa  $\psi = \pi/4$ . Nestas condições é feita então a segunda exposição, mantendo-se a relação entre os produtos: energia  $\times$  tempo de revelação para cada harmônico de 0.29/0.13.

A rede obtida foi medida por transmissão com um feixe de He-Ne com incidência normal, obtendo-se os seguintes resultados:

$$\frac{I_1}{I_0} = 2.3 \quad \cdot \quad \frac{I_{-1}}{I_0} = 0.234$$

Portanto temos um fator de aproximadamente 10 de assimetria ( $I_1 \cong 10 \cdot I_{-1}$ ).

A Figura 72 mostra uma foto do M.E. Varredura da amostra descrita vista de topo. A grade foi imersa no Nitrogênio líquido antes de ser cortada e recoberta com uma fina camada de ouro por "Sputtering" para poder ser observada no M.E.

As grades preliminares mostradas nas Figuras 71 e 72 foram reveladas após a exposição do harmônico fundamental para evitar perturbações na realimentação, devido ao efeito de tempo real da 2a. grade que está se formando. Entretanto como a segunda rede que está se for-



mando, está em fase com ela mesma, se a estabilização for feita via  $V_{2\Omega}$ , seu aparecimento gera um sinal  $V_{2\Omega'} = 0$  que não deve perturbar o sinal  $V_{2\Omega}$  produzido pela grade fundamental utilizado para estabilizar a 2ª. exposição para a síntese com  $\psi = \pi/4$  entre as grades ou qualquer fase intermediária em torno de  $\psi = \pi/2$ . A 2ª. grade formada só afetará a estabilização para fase entre os harmônicos em torno de  $\psi = 0$ .

Achamos que os resultados da síntese feita sem a revelação intermediária, após a primeira exposição, devem ser bem melhores que os anteriores (Figura 72), pois evitam problemas decorrentes de dupla revelação e alterações no resiste antes da 2ª. exposição.

A síntese de Fourier é mais importante pela sua demonstração experimental e pelo controle do ajuste de fase e frequência entre redes superpostas do que pela aplicação das próprias grades em si, pois quanto a eficiência de difração, estruturas profundas simétricas de alta frequência espacial podem obter a mesma eficiência de difração que as assimétricas.

Quanto às redes de perfil senoidal, com o sistema descrito no Capítulo II, é possível obter em fotorresinas redes de difração com frequências espaciais de 590 1/mm à 3570 1/mm numa área de 2 polegadas, com eficiência de difração variável por volta de 45 % e qualidade da ordem de  $\lambda/2$  (limitada pela homogeneidade dos feixes).

Existe também outros problemas a serem resolvidos para a confecção de redes para espectroscopia, principalmente no que diz respeito à pureza espectral. É necessário eliminar muitos ruídos provenientes tanto de defeitos no filme de fotorresina, como de "Speckle" produzido pelo laser.

A eficiência também, precisa ainda ser medida criteriosamente e melhorada para a obtenção de redes de difração comparáveis às comerciais.

CAPÍTULO - V

## V. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Foi construída uma montagem holográfica estabilizada eletronicamente, que permite a projeção de padrões senoidais de interferência, com período facilmente variável entre 590 e 3570 l/mm, numa área de 2 polegadas de diâmetro, com paralelismo das linhas melhor que 1/8 do período.

A estabilização eletrônica do padrão de interferência é feita em relação a uma grade de referência. Segundo a forma de operação do sistema, é possível fixar arbitrariamente a fase entre o padrão de interferência e a referência. O desempenho do sistema foi analisado detalhadamente e as condições de operação foram optimizadas, de forma que redes de referência com eficiências de difração tão baixas como  $10^{-5}$  podem ser utilizadas para operar o sistema.

Por outro lado foi feito um amplo estudo das condições de utilização convencional do material fotossensível utilizado (Fotorresinas Positivas), e de um efeito residual de modulação em tempo real.

Como resultado de todo o processo, muitas aplicações interessantes foram possíveis.

- a) Uso da própria modulação residual em materiais permanentes durante o registro, como rede de referência, já desde os instantes iniciais da gravação, para operar o sistema de estabilização, permitindo desta forma exposições holográficas auto-estabilizadas.
- b) Superposição de redes de mesma frequência ou de seus harmônicos com controle de amplitude, fase e frequência, que permite a Síntese de Fourier de perfis periódicos arbitrários.

c) A alta sensibilidade do sistema permite a medida da evolução da modulação das constantes ópticas do material fotossensível, produzidas durante o registro, e assim acompanhar a cinética do processo.

d) O processo todo tem muitas aplicações tecnológicas para a fabricação de Dispositivos Ópticos como:

- Redes de difração para Espectroscopia -

É possível produzir redes de difração planas, de perfil senoidal de diversos períodos, com 2 polegadas de diâmetro, eficiência de difração  $\sim 50$  % com qualidade óptica de ordem de  $\lambda / 2$  nesta área. É necessária otimização das características espectroscópicas das grades produzidas para torná-las comparáveis às redes comerciais (objetivo de um Projeto - PADCT-FINEP).

É possível também a confecção de redes de difração "blazed" por Síntese de Fourier, por enquanto numa área menor (cerca de 1 polegada).

- Lasers D.F.B - a gravação de estruturas de período adequado em Fotorresina sobre cristais de InP e GaAs está praticamente dominada até a abertura de janelas no substrato, o ataque ao substrato está sendo estudado e o posterior crescimento de camadas, e confecção completa do laser está sendo desenvolvido pelo L.P.D - D.F.A.

Nesta área existem duas possibilidades interessantes para prosseguimento do trabalho, que são: gravação holográfica foto-induzida diretamente nos cristais<sup>(55)</sup> e a utilização do controle de fase para gravar num mesmo laser D.F.B duas redes com oposição de fase entre si para eliminar a degenerescência do modo distribuído, aumentando a eficiência<sup>(61)</sup> .

VI - APÉNDICES

APÊNDICE 1

FASE RELATIVA ENTRE AS ONDAS DIFRATADAS

Dada uma onda plana harmônica incidindo sobre uma rede de difração senoidal de fase, conforme mostrado na Figura 73.

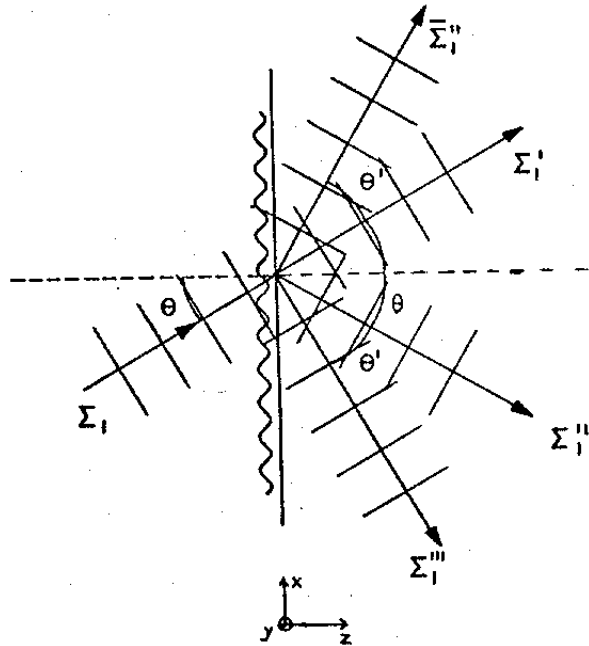


Figura 73

A rede de difração pode ser representada por uma transmitância complexa:

$$\gamma(x,y) = A e^{i \left( m \operatorname{sen} \left( \frac{2\pi}{d} x \right) \right)} \quad (124)$$

ou

$$\gamma(x,y) = A e^{i \left( m \operatorname{cos} \left( \frac{2\pi}{d} x \right) \right)} \quad (125)$$

onde  $m$  = modulação de fase

segundo a origem do sistema de referência. Decompondo a transmitância periódica em séries de Fourier teremos:

Para (124):

$$\gamma(x,y) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m) e^{i \left( \frac{2\pi n}{d} x \right)} \quad (126)$$

ou de (125)

$$\chi(x,y) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} (i)^n J_n(m) e^{i(\frac{2\pi}{d}nx)} \quad (127)$$

Pela teoria escalar da difração<sup>(10)</sup>, o espectro é dado pela transformada de Fourier da transmitância complexa. Como se tratam de ondas planas ( $e^{i\frac{2\pi}{d}nx}$ )

$$\mathcal{F} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i\frac{2\pi}{d}nx} \right\} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(f_x - n f_0) \quad (128)$$

Quando temos uma única onda plana harmônica sendo difratada, há indeterminação na sua fase e também na origem do sistema coordenadas (não podemos distinguir entre um seno e um cosseno, pois o problema não tem simetria).

Ao introduzirmos um segundo feixe simetricamente em relação à grade conforme mostra a Figura 74, estaremos diminuindo a indeterminação, pois temos agora uma referência dada pelo padrão de interferência (podemos definir uma diferença de fase  $\psi$  entre a rede e o padrão de interferência gerado pelos feixes).

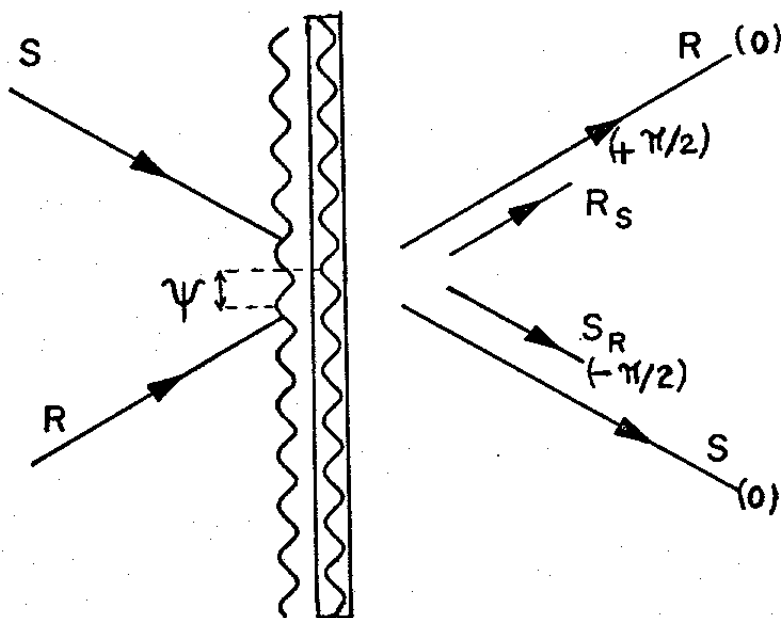


Figura 74



Podemos dizer de certa forma que criamos uma simetria no problema, pois para  $\psi = 0$  temos a rede e o padrão em fase; a rede deve ser descrita como:

$$\gamma(x, y) = A e^{i m \cos\left(\frac{2\pi}{d} x\right)} \quad (129)$$

e suas ordens de difração ( $n$ ) estão defasadas de  $(i)^n$  em relação a onda incidente ou transmitida.

Se agora mudarmos a fase relativa entre R e S para um  $\psi$  qualquer, o padrão de interferência se desloca de  $+\psi$ , ou correspondentemente a rede desloca de  $-\psi$ :  $\gamma = A e^{i m (\cos\left(\frac{2\pi}{d} x + \psi\right))}$ .

Podemos representar esta mudança de várias formas: colocando a origem do sistema de coordenadas na grade fixa e deslocando a fase de um dos feixes que interferem (de  $\psi$ ), ou colocando a referência no padrão de interferência e deslocando a grade de  $-\psi$ . A forma mais simples é a primeira: supor que na direção R a onda se manteve a mesma:  $\Sigma_1$  e na direção S:  $\Sigma_2 e^{i\psi}$

Na direção R após a rede teremos:

$$\Sigma_1 + \Sigma_2 e^{i\psi} (i)^{+1} J_1(m) \quad (130)$$

Na direção S:

$$\Sigma_2 e^{i\psi} + \Sigma_1 (i)^{-1} J_1(m) \quad (131)$$

ou seja

$$I_R = |R|^2 + |R_S|^2 + 2 |R| |R_S| \cdot \cos(\psi + \pi/2) \quad (132)$$

$$I_S = |S|^2 + |S_R|^2 + 2 |S| |S_R| \cdot \cos(-\psi + \pi/2) \quad (133)$$

onde  $|R_s| = \eta_1 \cdot |S|$  ;  $|S_R| = \eta_1 |R|$  e  $|R| \cdot |S|$  são as amplitudes das ondas R e S respectivamente.

Se observarmos a interferência em outras direções de difração temos:

$$I = \eta_K |R|^2 + \eta_j |S|^2 + 2 R_K S_j \cdot \cos(\phi_{K,j}) \quad (134)$$

onde  $\phi_{K,j} = \hat{\text{ângulo}} \text{ entre } R_K \text{ e } S_j$

onde K e j são as ordens que interferem na direção observada.

$R_K$  e  $S_j$  são as amplitudes das ondas difratadas nas direções k e j respectivamente.

## APÊNDICE 2

### INOMOGENEIDADES DA TAXA DE REMOÇÃO R. AO LONGO DO FILME

#### 2.1 Inomogeneidades devido à Exposição

##### a) Ondas Estacionárias

A reflexão na interface filme-substrato durante a exposição gera ondas estacionárias dentro do filme que causam uma inomogeneidade periódica na exposição <sup>(62)</sup>. Se a luz incide normalmente durante a exposição, o período destas inomogeneidades é dado por  $\lambda / 2n$  onde  $\lambda$  é o comprimento de onda da exposição e  $n$  é o índice de refração da fotorezina para este comprimento de onda.

A inomogeneidade na exposição será tanto maior quanto a reflexão na interface resiste-substrato ou seja maior a diferença de índice de refração entre o filme e o substrato. Portanto a influência das ondas estacionárias é maior para substratos metálicos e semicondutores do que para substratos dieléticos como os vidros. Estas inomogeneidades atrapalham enormemente as gravações pois se traduzem num estriamento lateral nas linhas litografadas diminuindo sua resolução. Este efeito está ilustrado na Figura nº 75.

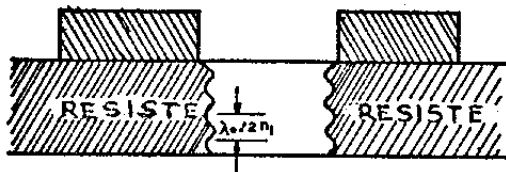


Figura 75

Nosso método de medida da taxa de remoção  $R_o(E)$  ao longo do filme apenas detecta a presença deste efeito, como está mostado na Figura 76 para filmes de AZ- 1350 J sobre vidro, pois nossos intervalos de medida são de  $0.0965 \mu m$  enquanto que o período das ondas estacionária é da ordem de  $0.14 \mu m$ .

Muitos métodos de se estudar ondas estacionárias em substratos semicondutores, mais precisos e sofisticados já estão descritos na literatura <sup>(41) (62)</sup>.

### b) Absorção

Pelas medidas de Absorbância da Fotorresina AZ-1350 J da Figura 35 podemos obter o coeficiente de extinção :

$$\alpha = \frac{A}{e \text{Log} e} \quad (135)$$

onde A= Absorbância

e: espessura do filme

é dado por  $I = I_0 e^{-\alpha \cdot e}$

Estes valores estão mostrados na Tabela XVIII para o comprimento de onda do laser Ar ( $4579 \text{ \AA}$ ) e para as linhas mais intensas da lâmpada de Hg com suas respectivas intensidades relativas, para a resina virgem ( $\alpha_v$ ) e saturada ( $\alpha_s$ ).

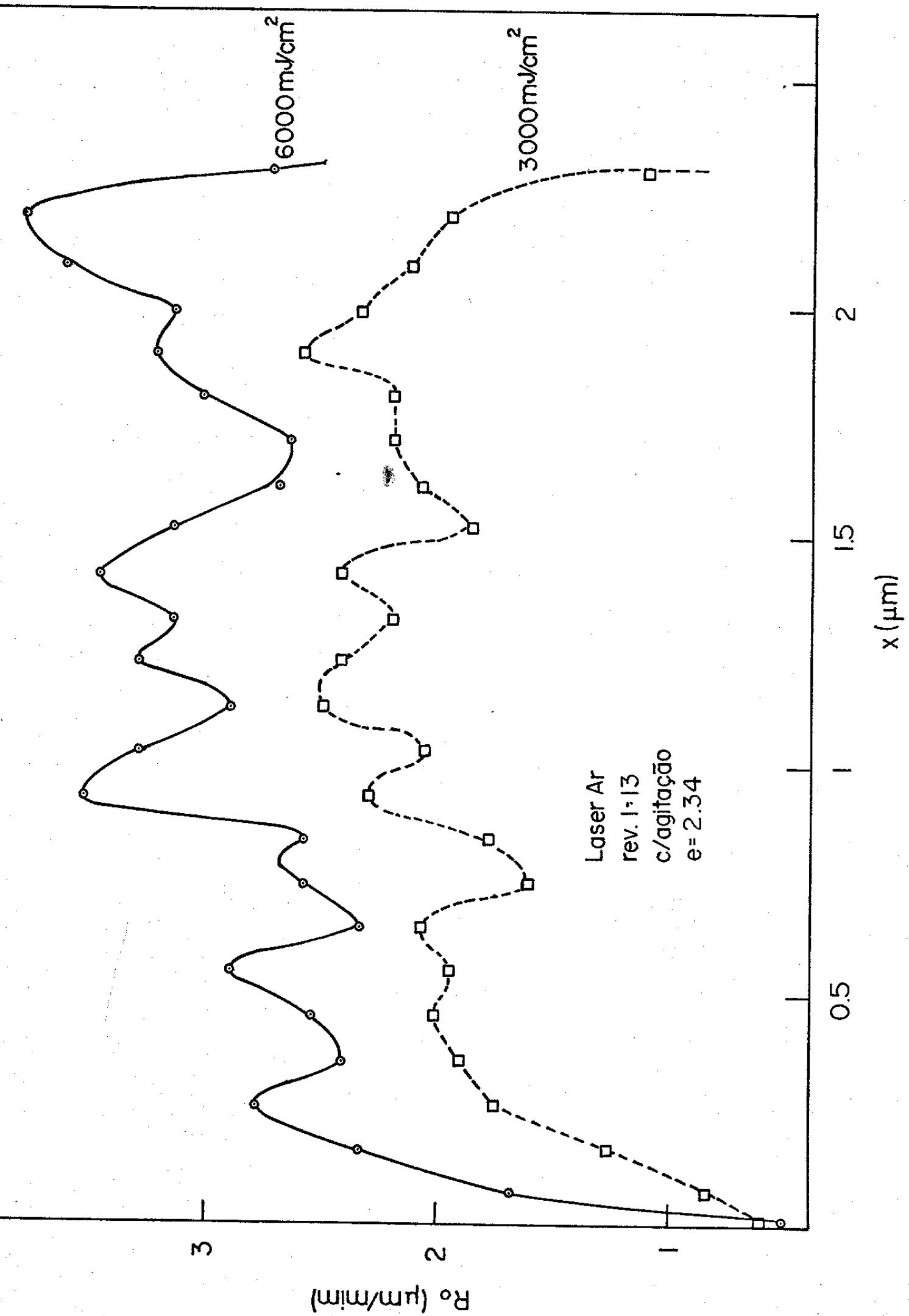


Figura 76  
176

TABELA XVIII

$\lambda$ (nm)	Cond.	$\bar{e}$ ( $\mu\text{m}$ )	A	$\alpha$ ( $\mu\text{m}^{-1}$ )	$1/\alpha$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta\alpha$ ( $\mu\text{m}^{-1}$ )
458	V	1.04	0.052	0.1151	8.7	} - 0.027
458	S	1.04	0.04	0.0886	11.3	
436	V	1.04	0.25	0.554	1.8	} - 0.48
436	S	1.04	0.035	0.0775	12.9	
405	V	1.04	0.405	0.897	1.1	} - 0.80
405	S	1.04	0.045	0.0996	10.	
365	V	1.04	0.53	1.17	0.85	} - 0.84
365	S	1.04	0.53	0.33	3.0	

Temos portanto para o laser de Ar:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_v &= 0.115 \mu\text{m}^{-1} \\ \alpha_s &= 0.088 \mu\text{m}^{-1} \end{aligned} \right\} \Delta\alpha = 0.027 \mu\text{m}^{-1}$$

e para a lâmpada de Hg, fazendo-se uma média ponderada das intensidades relativas:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_v &= 0.92 \mu\text{m}^{-1} \\ \alpha_s &= 0.20 \mu\text{m}^{-1} \end{aligned} \right\} \Delta\alpha = 0.72 \mu\text{m}^{-1}$$

Como  $\alpha$  vai mudando durante a exposição, podemos tomar uma aproximação linear para esta mudança tal que:

$$\alpha = \left( \frac{\alpha_s - \alpha_v}{E_s} \right) E + \alpha_v \quad (136)$$

onde: E = Energia de exposição = I. $\Delta$ t

$E_s$  = Energia de saturação  $\left\{ \begin{aligned} &\cong 200 \text{ mJ/cm} \text{ para a lâmpada} \\ &\cong 600 \text{ MJ/cm} \text{ para o laser} \end{aligned} \right.$

$$R_0 = R_0(E) \quad (137)$$

$$E = E_0 e^{-\alpha x} \quad (138)$$

$$\frac{\partial R_0}{\partial x} = \frac{\partial R_0}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial x} \quad (139)$$

onde

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{-\alpha E e^{-\alpha x}}{1 + E \cdot x (\partial \alpha / \partial E)} \quad (140)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial E} = \frac{\alpha_s - \alpha_v}{E_s} \quad \left\{ \begin{array}{l} \cong 4.5 \times 10^{-6} \text{ para o laser} \\ \cong 3.6 \times 10^{-3} \text{ para a lâmpada} \end{array} \right. \quad (141)$$

para energias pequenas  $E \ll E_s$ , para uma dada energia de exposição e uma dada espessura retirada  $x$ :

$$\left. \frac{\partial R}{\partial x} \right|_{E_0, x} = - \left( \frac{\partial R}{\partial E} \right) E \alpha \quad (142)$$

Deve se esperar um decaimento do  $R$  com  $x$  que será maior quanto maior  $\alpha$  :

Enquanto as camadas da frente recebem uma determinada energia, as camadas posteriores recebem uma energia muito menor.

Para exposições com laser não se observa decaimento na velocidade de revelação  $R_0$  com  $x$ , pois como  $\alpha$  é pequeno, este decaimento fica mascarado pela presença de outros efeitos.

Nas exposições com a lâmpada  $\alpha$  é muito grande e podemos notar este decaimento que aparece na Figura 77 para baixas energias de exposição ( $\alpha \cong \alpha_v$ ). A medida que a energia de exposição aumenta  $\alpha$  di-

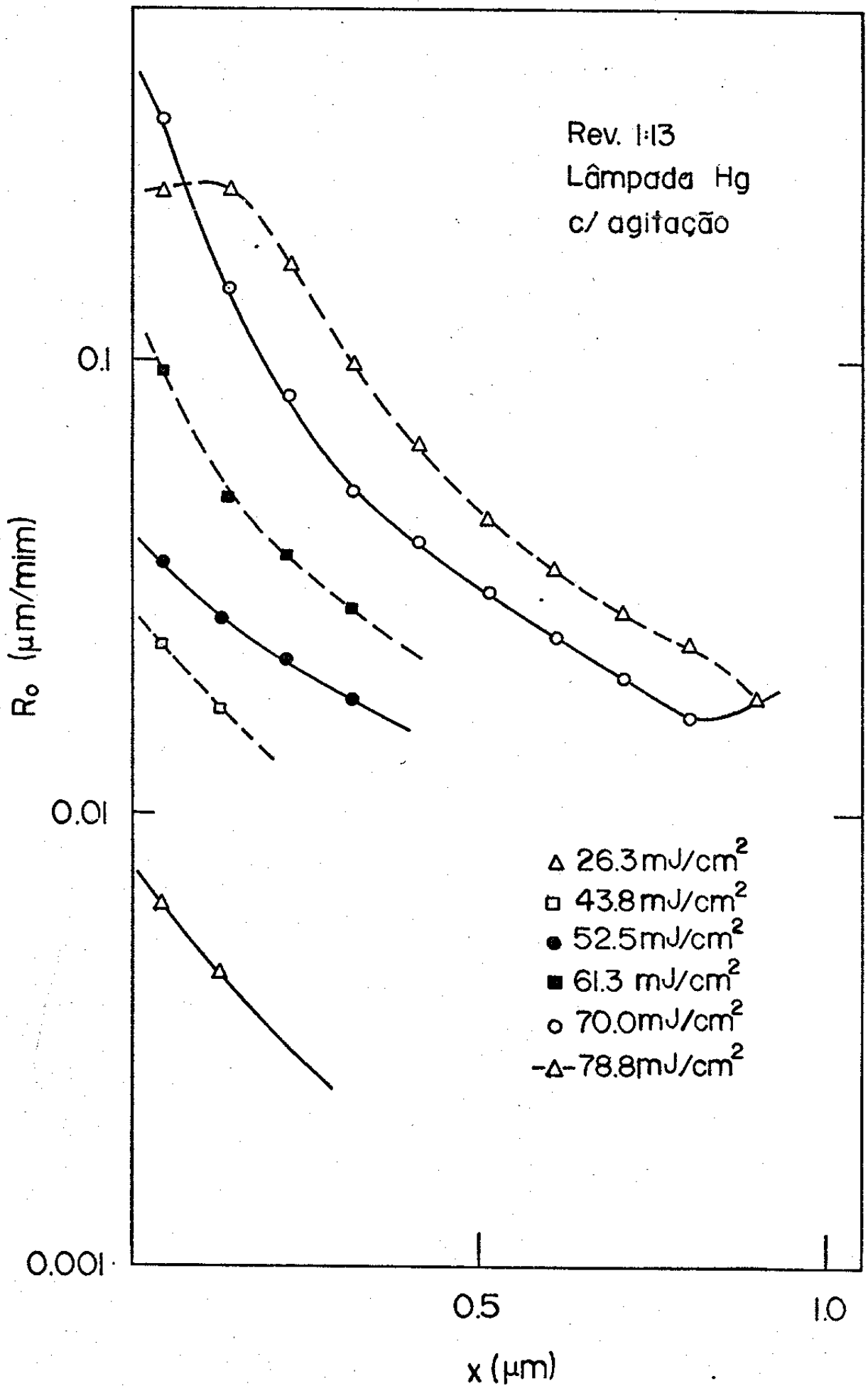


Figura 77



minui o que faz com que  $\partial R_0/\partial X$  diminua. Este decaimento é mais pronunciado quanto mais fraco o revelador, e <sup>não</sup> pode ser previsto pela equação (142).

## 2.2 Inomogeneidades devido ao próprio Filme

As curvas de  $R_X$  x motram que a velocidade de revelação é menor nos extremos do filme como pode ser visto na Figura 78, tanto para exposições com laser como para lâmpada, e o efeito é mais pronunciado para concentrações mais fortes de revelador.

Este efeito que pode ser visto também na Figura 76 ocorre a uma distância entre de 500 e 1000 Å das interfaces e se deve provavelmente ao fato de que as propriedades das interfaces dos filmes sejam diferentes das propriedades do volume, dificultando a remoção de material.

## 2.3 Inomogeneidades devido ao Revelador

### a) Influência da Agitação-

#### Efeito de Altas taxas de remoção

Durante a revelação, existe sempre uma diferença entre a concentração média do revelador e a concentração local de revelador na superfície do filme, pois o material que vai sendo retirado não se homogeneiza instantaneamente, alterando a concentração local de revelador. A agitação do revelador aumenta a velocidade de homogeneização e reduz muito este efeito, entretanto, para velocidades de remoção muito altas, ela ainda não é suficiente.

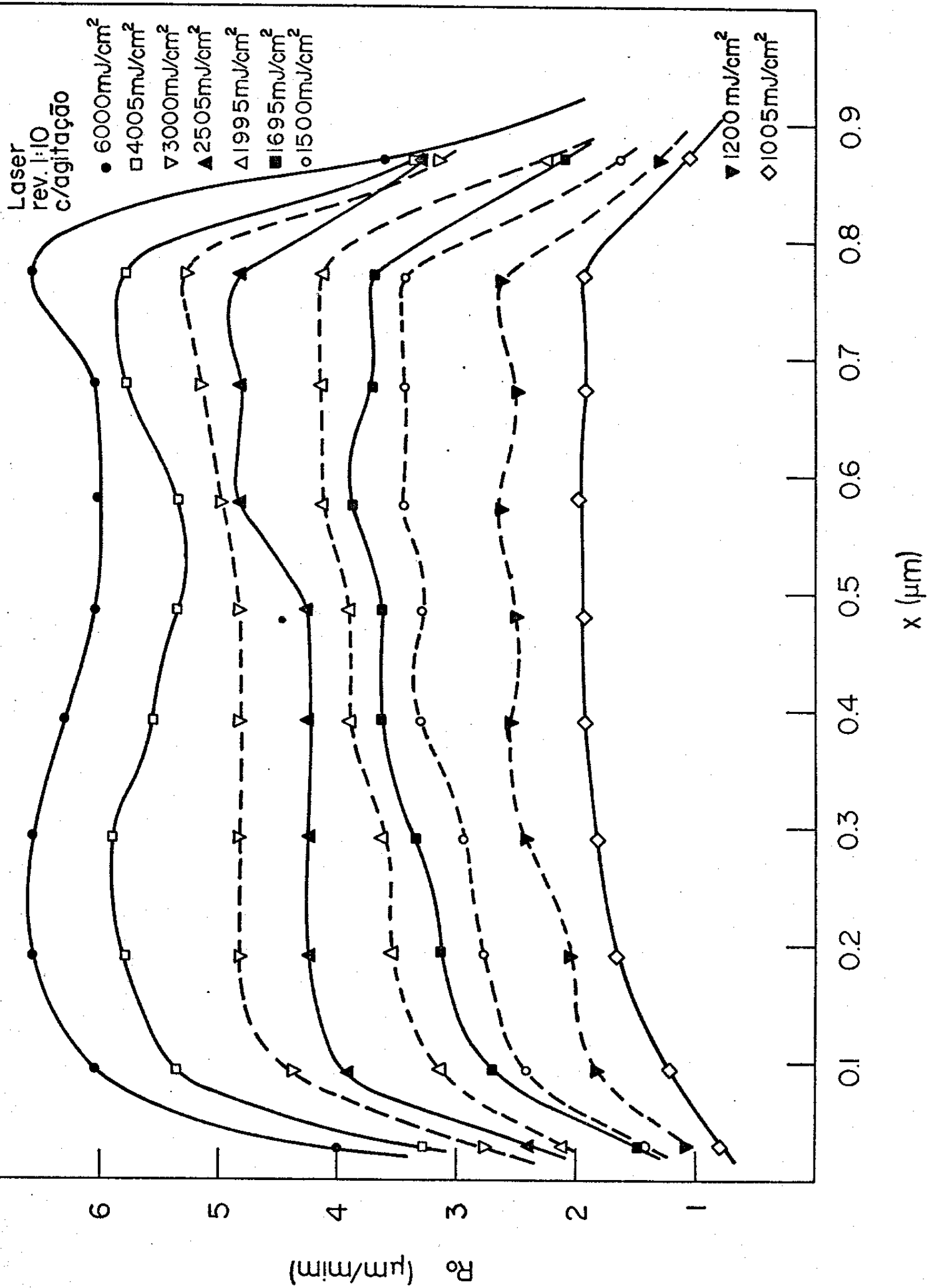


Figura 78

Este efeito da concentração local se traduz nas curvas  $R_0 \times x$  como um decréscimo de  $R_0$  com a profundidade, a medida que se acumula resiste removido nas camadas de revelador próximas ao filme, e aparece tanto para exposições com a lâmpada como com o laser. Este efeito é mais forte quanto maior a velocidade de remoção portanto é para as energias mais altas e concentrações maiores de revelador. A Figura 79 - mostra  $R \times x$  para o resiste AZ-1350J exposto com  $\lambda = 4579\text{\AA}$  (laser) e revelado com 1:7 sem agitação, durante a revelação, para algumas energias de exposição. Note-se que aparece também o efeito dos extremos e das ondas estacionárias na mesma figura.

#### b) Efeito de baixos R

Para baixas velocidades de remoção (concentrações fracas de revelador e energias baixas) observa-se um acréscimo de  $R_0$  em função da profundidade, este efeito mascara o efeito da absorção para o laser e quase não é notado para a lâmpada onde domina o efeito da absorção.

A Figura 80 mostra este efeito para o revelador 1:13 (AZ-1350 J) exposta com o laser. Este efeito não é citado na literatura e pode ser causado por um processo de difusão do revelador no filme. Desta forma, a revelação suposta apenas como uma reação de superfície<sup>(30)</sup> poderia ter também uma componente em volume, com uma velocidade muito mais lenta (de difusão) que só se evidencia quando a velocidade da remoção da superfície é comparável à de difusão.

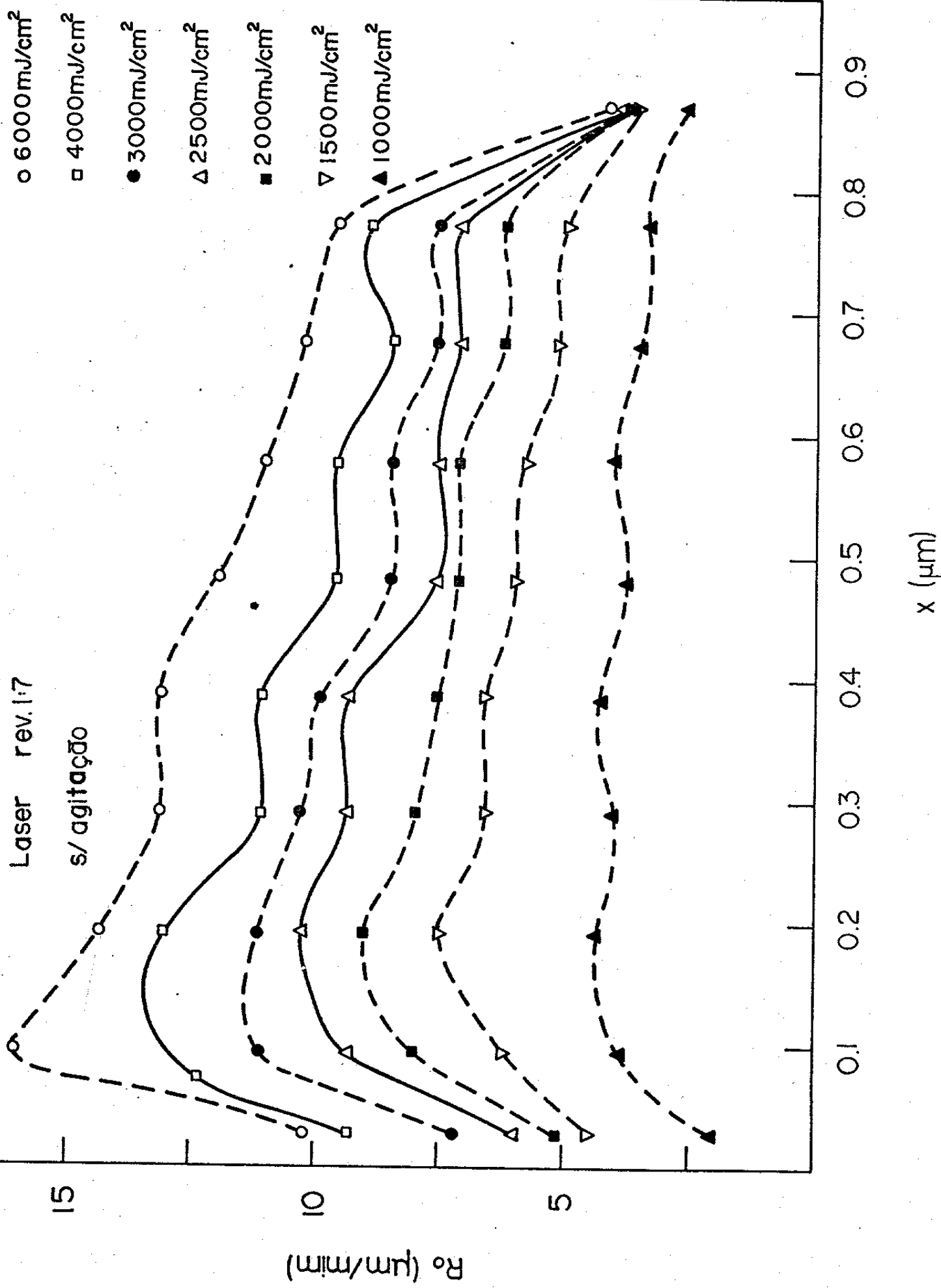
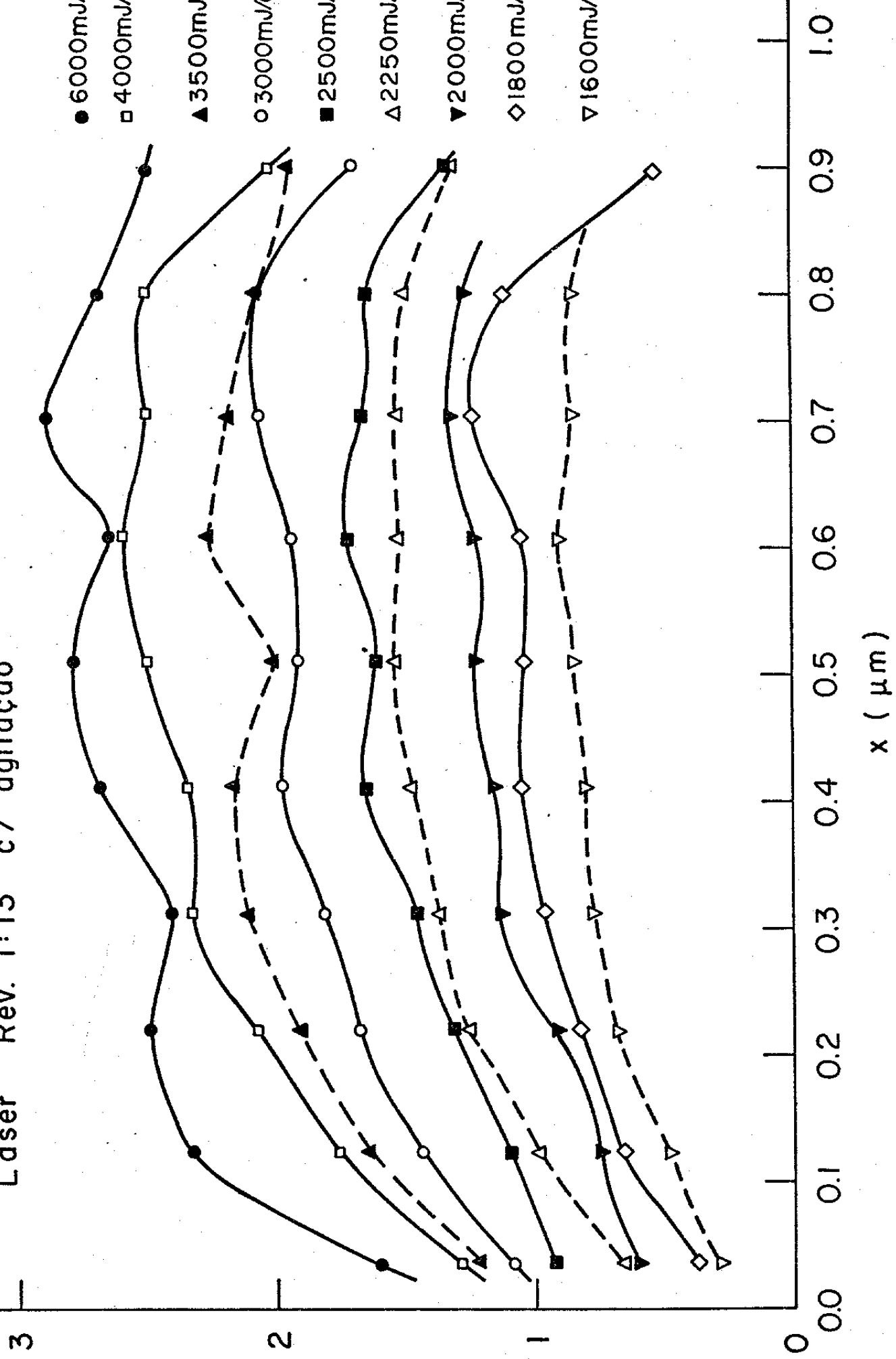


Figura 79

Laser Rev. 1:13 c/ agitação

- 6000mJ/cm<sup>2</sup>
- 4000mJ/cm<sup>2</sup>
- ▲ 3500mJ/cm<sup>2</sup>
- 3000mJ/cm<sup>2</sup>
- 2500mJ/cm<sup>2</sup>
- △ 2250mJ/cm<sup>2</sup>
- ▼ 2000mJ/cm<sup>2</sup>
- ◇ 1800mJ/cm<sup>2</sup>
- ▽ 1600mJ/cm<sup>2</sup>



R<sub>0</sub> (µm/mim)

Figura 80

### CAPÍTULO 3

#### INOMOGENEIDADES NO PLANO DO FILME "SHEARING LATERAL"

Como nosso sistema de estabilização utiliza a luz transmitida pela grade para operar o sistema de estabilização, os substratos utilizados para a confecção das grades devem ser transparentes.

A luz coerente e colimada do laser, ao ser refletida na interface resiste-vidro e na interface vidro-ar interfere com a luz incidente (produzindo um padrão de interferência conhecido como "Shearing Lateral") que é gravado também no resiste.

Um destes padrões típicos está mostrado na Figura 64 do Capítulo IV, e é o interferograma do paralelismo entre as duas faces do substrato.

Supondo uma intensidade incidente em unidades arbitrárias de 1 em cada feixe, conforme mostra a Figura 81 (onde para simplificação a presença do filme foi omitida).

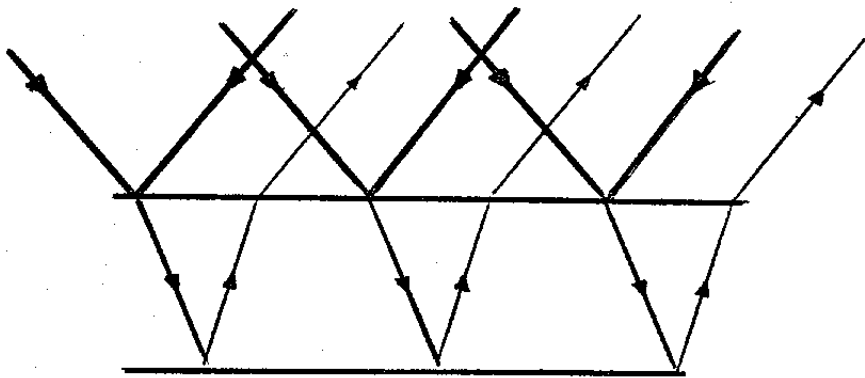


Figura 81

Teremos para as franjas de interferência entre os dois feixes uma intensidade

$$\Delta I = 4 \quad \text{e um contraste } C = 1$$

Supondo incidência normal (para estimar as refletividades)  $n(\text{vidro}) \cong 1.51 \Rightarrow R \cong 0.04$  para a interface vidro-ar. A luz de cada feixe refletida interfere com a luz incidente de outro, gerando um padrão de intensidade:

$$\Delta I_s \cong 0.8 \quad \text{e um contraste de } C = 0.4$$

Para os dois feixes (supondo o filme muito fino)

$$\Delta I_{s(1+2)} \cong 1.6$$

Teremos um padrão do "Shearing" gravado que modula a grade em cerca de 40 % ( $1.6/4 \times 100$ ). A reflexão na interface resiste-vidro também produz o mesmo efeito, só que como a refletividade é muito menor ( $R \cong 0.0017$ ), a modulação de energia para este padrão será muito menor cerca de 8%.

O problema da interface vidro-ar foi resolvido utilizando um acoplamento do substrato com outra lâmina, na qual foi feito um "coating" anti refletor numa das faces (o "coating" poderia ter sido feito no próprio substrato, apenas como medida de economia foi adotada o "coating" numa lâmina auxiliar). A lâmina é acoplada ao substrato com um "index matching" de glicerina cujo índice de refração  $n = 1.49$  (muito próximo do índice do vidro).

A Figura (82) mostra um espectro da lâmina anti-refletora utilizada e de uma lâmina normal para comparação.

Se existir uma reflexão residual devido a não eficiência do "coating" o período do "shearing lateral" neste caso será muito pequeno pois comparará o paralelismo de duas lâminas diferentes. O "Shearing" largo devido as interfaces de uma mesma placa só aparecerá se o "index matching" não for eficiente, o que não acontece.

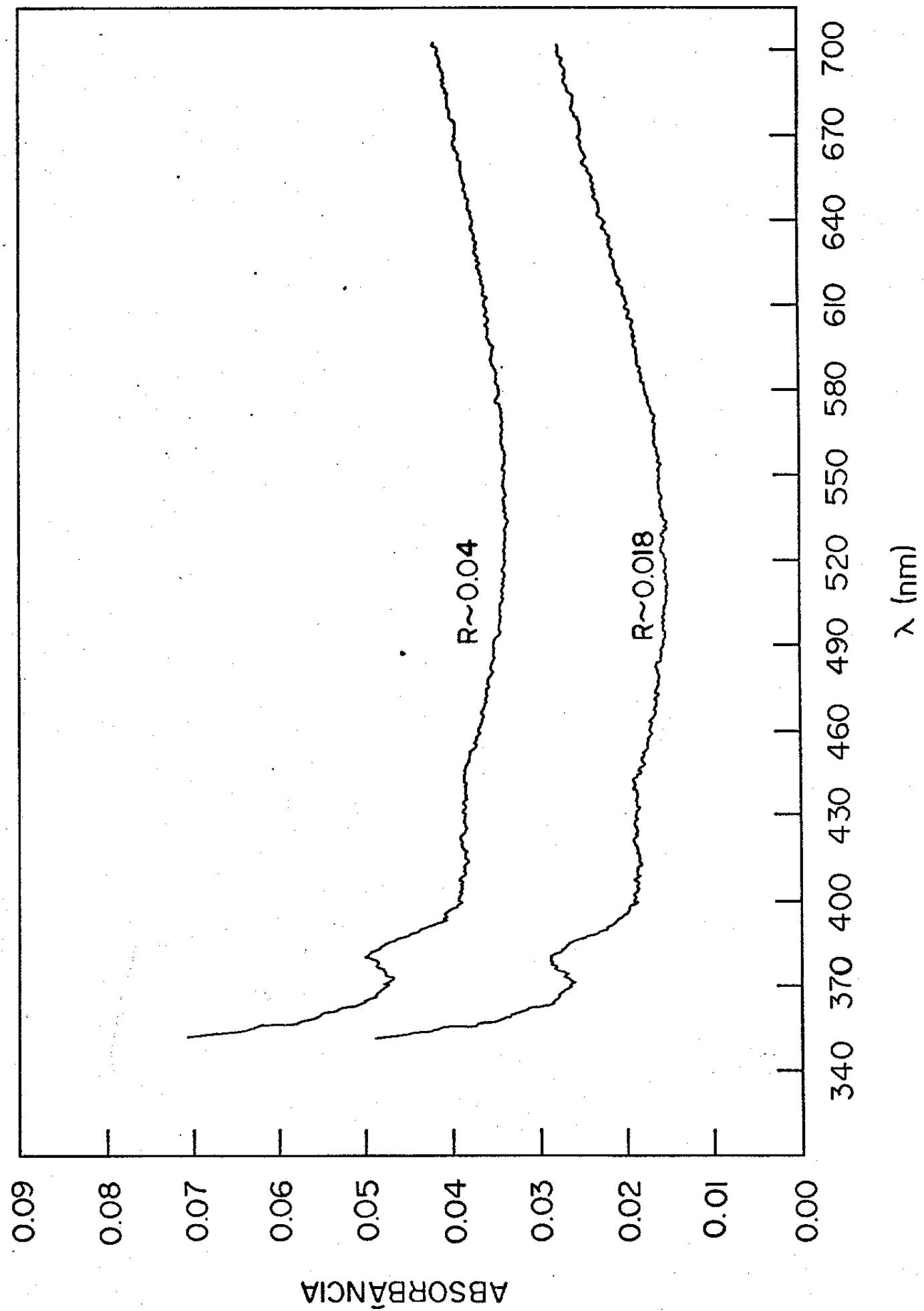


Figura 82



APÊNDICE 4

CÁLCULO DO ESPECTRO DE DIFRAÇÃO  
DE UMA REDE FOTORREPETIDA

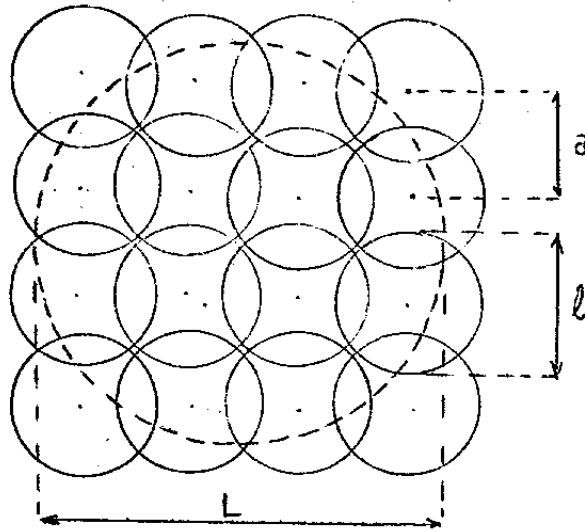


Figura 83

Rede senooidal de fase fotorrepetida

$$t(x_1, y_1) = \underbrace{\left\{ \left[ \exp\left(\frac{im}{2} \sin(2\pi f_0 x_1)\right) \text{circ}\left(\frac{r_1}{l/2}\right) \right] \right\}}_R * \underbrace{\left[ \text{comb}\left(\frac{x_1}{a}\right) \text{comb}\left(\frac{y_1}{a}\right) \right]}_M \cdot \underbrace{\text{circ}\left(\frac{r_1}{L/2}\right)}_L \quad (143)$$

onde

$$r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$$

m = modulação de fase =

f<sub>0</sub> = frequência espacial da rede

l = diâmetro de cada rede

a = distância entre os centros de cada rede

L = diâmetro do feixe de medida

\* = produto de convolução

a difração  $\propto \mathcal{F}\{t(x_1, y_1)\}$

$$\mathcal{F}\{t(x_1, y_1)\} = \mathcal{F}\{[R * M] \cdot L\} = \mathcal{F}\{R * M\} * \mathcal{F}\{L\} \quad (144)$$

$$\mathcal{F}\{t(x_1, y_1)\} = \mathcal{F}\{R\} \cdot \mathcal{F}\{M\} \mathcal{F}\{L\} \quad (145)$$

$$\mathcal{F}\{R\} \propto \left[ \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \delta(f_x - qf_0, f_y) \right] * \left[ \frac{J_1(\pi \ell r_0 / 2 \lambda z)}{\ell r_0 / 2 \lambda z} \right] \quad (146)$$

$$f_x = \frac{x}{\lambda z} \quad e \quad f_y = \frac{y}{\lambda z}$$

$$\mathcal{F}\{M\} \propto \text{comb}(a f_x) \text{comb}(a f_y) \quad (147)$$

$$\mathcal{F}\{L\} \propto \frac{J_1(\pi L r_0 / 2 \lambda z)}{L r_0 / 2 \lambda z} \quad (148)$$

$$\mathcal{F}\{t(x_1, y_1)\} \propto \left\{ \left[ \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(m/2) \frac{J_1(\pi \ell \sqrt{(x_0 - qf_0 \lambda z)^2 + y_0^2} / 2 \lambda z)}{\ell \sqrt{(x_0 - qf_0 \lambda z)^2 + y_0^2} / 2 \lambda z} \right] \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \left[ \text{comb}(a x_0 / \lambda z) \text{comb}(a y_0 / \lambda z) \right] \right\} * \frac{J_1(\pi L r_0 / 2 \lambda z)}{L r_0 / 2 \lambda z} \quad (149)$$

$$\mathcal{F}\{t(x_1, y_1)\} \propto \left\{ \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(m/2) \cdot \frac{J_1(\pi \ell \sqrt{(x_0 - qf_0 \lambda z)^2 + y_0^2} / 2 \lambda z)}{\ell \sqrt{(x_0 - qf_0 \lambda z)^2 + y_0^2} / 2 \lambda z} \right\} \cdot$$

$$\cdot \left[ \left( \text{comb}(a x_0 / \lambda z) \text{comb}(a y_0 / \lambda z) \right) * \left( \frac{J_1(\pi L r_0 / 2 \lambda z)}{L r_0 / 2 \lambda z} \right) \right] \quad (150)$$

Função de Airy

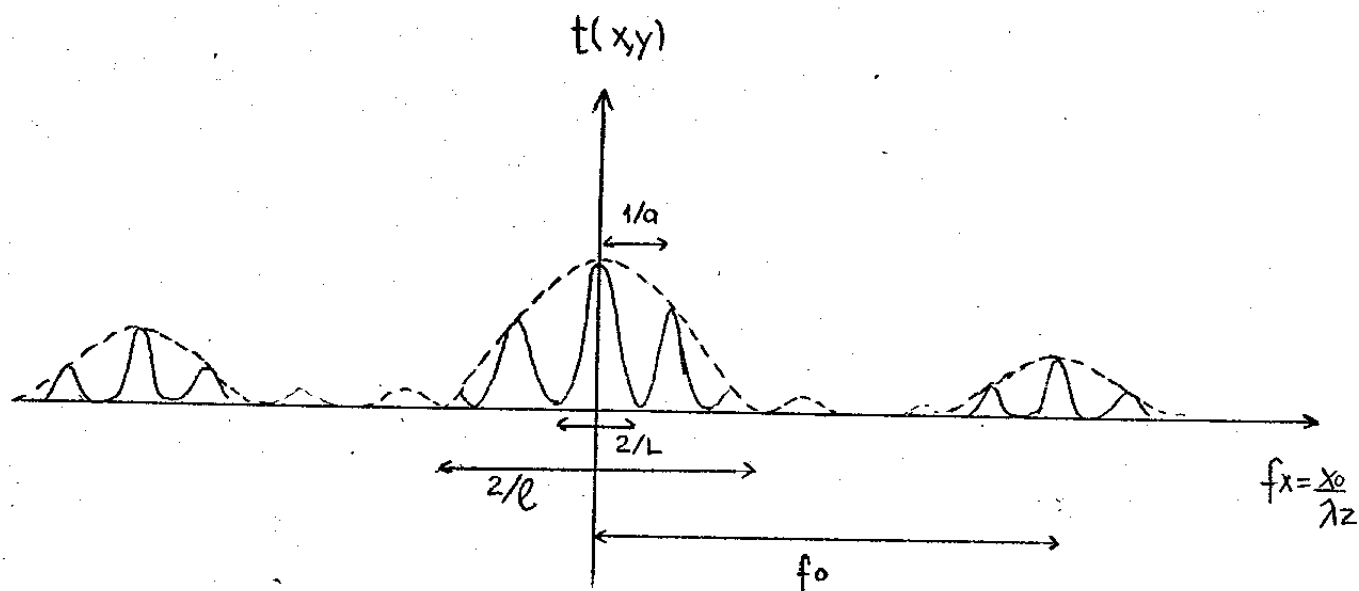


Figura 84

idem para  $f_y$

1) quando  $\frac{1}{a} = \frac{1}{l} \rightarrow a = l$

temos sô a Airy  $2/L$

2) quando  $a = \frac{n}{f_0} \rightarrow \frac{1}{a} = \frac{f_0}{n} \rightarrow f_0 = \frac{n \cdot 1}{a}$

o máximo da Airy ( $1/2$ ) coincide com o máximo da Airy ( $1/2$ )  
e o espectros de difração estão centrados.

**Conclusão:** se há superposição a resolução da rede fotorepetida é dada pela resolução da rede menor.

## VII - REFERÊNCIAS

## VII. REFERÊNCIAS

- (01) Hutley M.C - Diffraction Gratings - Academic Press (1982).
- (02) Labeyrie A, and Flamand J. - Optics Communications 1,5 (1969).
- (03) Hutley M.C - Journal of Physics 9, 513 (1976).
- (04) Harding K.G. and Cartwright S.L - Appl. Opt. 23, 1517 (1984).
- (05) Brynddahl O. and Lee W.H - Appl. Opt. 15, 183 (1976).
- (06) Hammer J.M et al - Appl. Phys. Letters, 28, 192 (1976).
- (07) Nakamura M., Aiki K., Umeda J. and Yariv A. - Appl. Physics Letters 27, 403 (1975).
- (08) Enger R.C. Case S.K - Appl. Optics 22, 3220 (1983).
- (09) Gaylord T. Baird W.E. and Moharam M.G - Appl. Opt. 25, 4562 (1986).
- (10) Pauliat G. and Roosen G. - Proceedings of IOCC SPIE vol 700 (1986) Israel.

- (11) Kostuk R, Goodman J.W. and Hesselink L. - Appl. Optics, 25, 4362 (1986).
- (12) Mollenauer L.F. & Tomlinson W.F. - Appl. Opt. 16, 555 (1977).
- (13) Tomlinson W.J. and Mollenauer L.F. . Appl. Optics 16, 1906 (1977).
- (14) Horner J.L. - Apl. Optics 17, 505 (1978).
- (15) E.A. Oliveira & outros - Rev. Fis. Apl. e Inst. 1,111, (1985).
- (16) Malacara D. - Optical Shop Testing  
John Wiley & Sons, N.Y., (1978).
- (17) J.C. Dainty - Laser Speckle and Related Phenomena, Springer Verlag (1975).
- (18) Goodamm, J.W. - Introduction to Fourier Optics MacGraw Hill - (1968).
- (19) Neuman D.B. and Rose H.W. - Appl. Opt. 6,1097 (1967).
- (20) Johanson S. et al - Proceedings of the conference on Application of Holography and Optical Data Processing - Jerusalem (1976), pag. 521.
- (21) MacQuigg D.R - Appl. Opt. 16, 291 (1977).

- (22) Kamshilin A., Frejlich J., and Cescato L. - Appl. Optics 25, 2375 (1986).
- (23) Frejlich J., Cescato L., Mendes G.F., - Proceedings of the International Optical Computing Conference - Jerusalem-Israel, Julho (1986).
- (24) Jaime Frejlich, L.H. Cescato and G.F. Mendes - submetido à Appl. Optics (1987).
- (25) Kogelnik H. - The Bell System Technical Journal 48, 2909 (1969).
- (26) Staebler D.L. & Amodei J.J. - J. Appl. Phys. Letters 43, 1042 (1972).
- (27) Catálogo da Burleigh - PZT 90.
- (28) Vorob'ev, S.P. - Sov. J. Opt. Technol. 50(9), 539 (1983).
- (29) Bartoline R.A - Appl. Opt. 13, 1, 129 (1971).
- (30) Dill S.H - IEEE Transact. on Electron.Devices 22,7 440 (1975).
- (31) Catálogo da Shipley Company Inc. Az- 1300 Series (1979), (1981) e (1984).
- (32) Beesley M.J and Castledine J.G. - Appl. opt. 9,12, 2720 (1970).

- (33) Dill F.H. Homberger W.P., Hauge P.S and Shaw J.M - IEEE Transact. on Electron-Devices, 22, 7, 445 (1975).
- (34) De Forest W.S - Photoresist Materials and Processes Mac Graw Hill Book Company (1975).
- (35) Gibson M., Frejlich J. - Thin Solid Films, 128, 161 (1985).
- (36) Gibson M., Frejlicj J., - Applied Optics, 23, 1904 (1984).
- (37) Livanos A.C. Katzir A., Shellan J.B. and Yariv A - Appl. Opt, 16, 1633 (1977)
- (38) Tsang W.J. - Appl. Opt. 16, 1918 (1977).
- (39) Mac Andrew J.A - Optics Acta, 25 751 (1978).
- (40) Fowles G.R - Introduction too Modern Optics Holt, Rinehart and Winston, Inc. (1975).
- (41) Konnerth K. L, Dill J.H. IEE Trans. on Eletron Devices, 22, 7, 452 (1975).
- (42) Brandes R.G. and Curran R.K. - Appl. Optics 10,9,2101 (1971).
- (43) Mendes G.F., Cescato L.H. and Frejlich, J. -Appl. Opt 23, 571 (1984).



- (44) Chang M. Georg N. N. - Appl Opt. 9, 713 (1970).
- (45) Magnussion R. and Gaylord J.K. - J. Opt. Soc. 68, 809 (1978).
- (46) Magnusson R. and Gaylord T.K. - J. Opt.soc. 68, 806 (1978).
- (47) Loewen E., Neviere and Maystre D. - J. Opt. Soc. 68, 496 (1978).
- (48) Moharan M.G. Gaylord J.K. J. Opt. soc. 72, 1385 (1982).
- (49) Moharam M.G. et al - apl. Opt. 23, 3214 (1984).
- (50) Cescato L.H., Mendes G.F., and Frejlicj J., - Appl. Opt. 24, 3  
1142 (1985).
- (51) Born M., & wolf E., - Principles of Optics - Pergamon Press - 5a.  
edição (1975).
- (52) Ilten D.F., - J. Eletroch Soc., Sol. St. Sc. & Techn. 119, 537  
(1972).
- (53) Tsang T.W. and Wangs - Appl.Phys. Letters 28, 44 (1976).
- (54) Canabla M., Nagwyen N.M., Rauh R.D - Appl. Opt. 25, 4516 (1986).
- (55) Aoyagi, et al - Japanese J. of Appl. Phys., 24, 294 (1985).

- (56) Jobin Yvon - catálogos.
- (57) Hutley M.C, Optica Acta 22, 1 (1975).
- (58) Sheridon N.K. Appl. Phys. Lett. 12, 316 (1968).
- (59) Breidne M. Johanson S, Nilsson L.E and Ahlen H, Optics Acta 11, 1427 (1979).
- (60) Manual de Fórmulas e Tabelas Matemáticas Murray R. Spiegel Mc. Graw hill pag. 132.
- (61) Westbrook L.D. - Elect. Lett. 23, 518 (1987).
- (62) Fried L.J et al - J. Electr. soc. Sol. State Sc., 117, 1079 (1970).