

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida pelo aluno Carlos R. A. de Lima e aprovada pela Comissão julgadora em 06/07/95.
Lucila H. Cescato

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

ESTABILIZAÇÃO HOLOGRÁFICA POR REFLEXÃO
E APLICAÇÕES NA FABRICAÇÃO DE
COMPONENTES ÓPTICOS

Carlos Raimundo Andrade Lima

Orientador: Prof^a Dr^a Lucila H. D. Cescato

Trabalho apresentado ao
Instituto de Física "Gleb Wataghin"
para a obtenção do Grau de Doutor em Ciências.

Campinas Dezembro de 1994.

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

05/11/96

UNIDADE	IF
7/01/01/01/01/01	
208	
25171 m	
433/95	
R\$ 11,00	
27/07/95	
N.º CFD	

77D/999/IFGW

CM-00072559-3

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

L628e Lima, Carlos Raimundo Andrade
Estabilização de hologramas por reflexão e aplicações na fabricação de componentes ópticos / Carlos Raimundo Andrade Lima. -- Campinas, SP : [s.n.], 1994.

Orientador: Lucila H. D. Cescato.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Holografia interferométrica. 2. Grades de difração. 3. Dispositivos optoeletrônicos. I. Cescato, Lucila Helena Deliesposte. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

À minha família

AGRADECIMENTOS

À Prof^a Lucila, pela orientação, amizade e apoio sem os quais não seria possível a realização deste trabalho.

Ao colega Bernardo pela colaboração indispensável na realização dos programas computacionais e nas montagens automatizadas.

Ao colega Ivan pela colaboração nos resultados experimentais.

Aos técnicos Petrúcio, Do Carmo, Alcides e Mônica pela amizade e pelo apoio técnico indispensável ao bom andamento do trabalho.

Ao técnico da Telebrás Hiran pela compreensão na obtenção de importantes fotografias em microscopia eletrônica.

Ao pesquisador da Telebrás Ildefonso e colaboradores, pelos resultados alcançados nos trabalhos com as redes de deslocamento de fase.

Ao professor Braga da engenharia elétrica pela colaboração nos processos de ataques por plasma, resultando em importantes resultados introduzidos neste trabalho.

Aos professores Jaime e Lunazzi pelas críticas construtivas durante a realização deste trabalho.

Aos colegas Magno, Neidinei, Eduardo, Agnaldo, Marcelo, Leandro, Bien, e David pela amizade e pelos bons momentos de alegria e descontração no ambiente de trabalho.

Ao pessoal da Pós-Graduação, Ignez, Cidinha e Armando pela paciência e boa vontade nos atendimentos.

Ao CNPq, FAPESP, FINEP, CAPES e FAP, pelo apoio financeiro.

RESUMO

Foi realizada uma análise da mistura de ondas refletidas durante as exposições holográficas de filmes fotossensíveis. São apresentados resultados teóricos e experimentais para filmes de fotorresinas "Shipley AZ-1400" em três diferentes tipos de substratos (vidro, silício e filmes de alumínio). Foi mostrado que a diferença de fase entre as ondas de interferência depende fortemente da refletividade das interfaces, da espessura do filme e do ângulo de incidência. Destes resultados foi possível encontrar as condições de operação do sistema de estabilização holográfico utilizando ondas refletidas. Foram descritas algumas aplicações que usam este sistema na fabricação de componentes ópticos tais como, divisores de polarização, polarizadores de grade e deslocamento de fase para obtenção de lasers de realimentação distribuída (DFB) monomodo.

ABSTRACT

An analysis of the wave mixing of the reflected waves during the holographic exposition of photosensitive films was realized. The theoretical and experimental results are concerning to a photoresist film Shipley AZ-1400 on three different types of substrates (glass, silicon and aluminium films). It is shown that the phase difference between the interfering waves depends strongly on the reflectivity of the interfaces, of the photosensitive film thickness and of the incidence angle. From these results it was possible to find the conditions of operation of a negative feedback system to stabilize the holographic pattern using the reflected waves. Some applications were described that use this system for fabrication of optical components such as, polarisation beam splitter, grating polarisers and phase-shift distributed feedback (DFB) lasers.

ÍNDICE

1- INTRODUÇÃO.....	001
2- ESTABILIZAÇÃO DE HOLOGRAMAS POR TRANSMISSÃO.....	005
2.1- Mistura de ondas por transmissão.....	005
2.2- Detecção síncrona e estabilização do padrão de interferência.....	008
2.3- Limitações da estabilização por transmissão.....	014
3- ESTABILIZAÇÃO DE HOLOGRAMAS POR REFLEXÃO.....	016
3.1- Análise teórica dos sinais refletidos.....	016
3.1.1- Interferogramas gerados no filme fotossensível sobre substratos refletivos.....	016
3.1.2- Mistura de ondas por reflexão.....	024
3.1.3- Detecção síncrona e estabilização do padrão de interferência.....	029
3.1.4- Resultados da teoria.....	032
3.2- Verificação experimental dos resultados.....	037
3.2.1- Método de medida da fase ϕ_R para substratos transparentes.....	038
3.2.2- Medida da fase ϕ_R em substratos de vidro.....	042
3.2.3- Estabilização por reflexão em substratos aluminizados.....	046
3.3- Condições de estabilização por reflexão.....	048

4- PERFÍS DOS RELEVOS GRAVADOS EM FOTORRESINAS.....	051
4.1- Processo de exposição e revelação para fotorresinas positivas.....	051
4.2- Resposta da fotorresina ao processo de exposição e revelação.....	052
4.3- Exemplos de perfís simulados.....	057
4.3.1 Substratos transparentes.....	057
4.3.2 Substratos refletores.....	059
4.4- Resultados experimentais.....	062
5- PROCESSOS DE MICROLITOGRAFIA PARA FABRICAÇÃO DE COMONENTES ÓPTICOS.....	065
5.1- Microlitografia holográfica.....	065
5.2- Processos de ataques úmido e seco para microlitografia.....	068
5.2.1- Processos de ataques em tecnologia planar.....	068
5.2.2- Ataques úmidos para SiO_2 e Si.....	070
5.2.3- Ataques úmidos para o alumínio.....	073
5.2.4- Ataques secos gasosos.....	075
5.2.5- Ataques secos para o alumínio.....	077
6- PROPRIEDADES DE DIFRAÇÃO DE ESTRUTURAS PERIÓDICAS.....	082
6.1- Eficiência de difração.....	082
6.2- Efeitos de polarização em redes de difração metálicas.....	084
6.3- Sistema de medida utilizado.....	091

7- APLICAÇÕES NA FABRICAÇÃO DE COMPONENTES.....	094
7.1- Divisores de polarização.....	094
7.2- polarizadores de grade.....	102
7.3- Redes com deslocamento de fase para lasers DFB monomodo.....	107
8- CONCLUSÕES.....	112
APÊNDICE A- AMPLITUDE E FASE DAS ONDAS REFLETIDAS E TRANSMITIDAS EM FUNÇÃO DAS CONSTANTES ÓPTICAS DO FILME E DO SUBSTRATO.....	115
APÊNDICE B- AMPLITUDE DAS ONDAS DIFRATADAS NA MISTURA POR REFLEXÃO E TRANSMISSÃO.....	119
APÊNDICE C- DIFERENÇA DE FASE ENTRE AS ONDAS REFLETIDAS NO FILME E NO SUBSTRATO.....	122
APÊNDICE D- AS REDES DE DIFRAÇÃO.....	124
APÊNDICE E- TEORIA DO DESLOCAMENTO DE FASE PARA LASERS DFB MONOMODO.....	128
REFERÊNCIAS.....	132

INTRODUÇÃO

A holografia é uma importante técnica interferométrica, desenvolvida após o aparecimento do laser, cujas aplicações atuais vão, desde reconstrução tridimensional de imagens, até medições ópticas e fabricação de componentes ópticos holográficos.

Um dos problemas mais importantes em aplicações de holografia é a baixa repetibilidade ou, apagamento das franjas de interferência, devido às perturbações de fase mecânicas e térmicas, ocorridas durante as exposições^[1]. O uso de rápidas exposições e braços pequenos para o interferômetro, minimiza tais efeitos, entretanto, existem muitas aplicações onde é inevitável o uso de baixas irradiâncias e interferômetros de braços longos. Em tais casos, a melhor alternativa é o uso de sistemas de estabilização ativos que compensem as perturbações de fase.

Em 1967, Neumann e Rose^[2] propuseram um sistema de controle baseado na operação de um deslocador de fase que compensa eletronicamente as perturbações, fixando o padrão de interferência.

Em 1976, Johansson e colaboradores^[3] sugeriram o uso de um padrão "moiré", resultante da superposição das franjas do padrão com

um padrão previamente gravado para detectar as perturbações. Este padrão "moiré" , na realidade, é formado pela mistura da onda transmitida com a onda reconstruída pelo holograma já gravado. Um deslocamento de fase nas franjas do "moiré" representa a mesma variação do padrão de interferência em relação ao holograma gravado. Este método permite uma alta amplificação espacial (um fator de 10^4) do período do padrão de interferência original, facilitando bastante a observação visual e a detecção instrumental das perturbações nas franjas de interferência.

Em 1977, MacQuigg^[4] implementou este sistema, introduzindo técnicas de detecção síncrona através do uso de um pequeno sinal de referência de fase . Esta perturbação periódica gera harmônicos no sinal luminoso, permitindo a detecção síncrona, através de um amplificador "lock-in" reduzindo consideravelmente os ruídos gerados pelo fundo de luz contínua, e garantindo a operação mais confiável do sistema de realimentação.

Um dos grandes inconvenientes deste sistema entretanto, era a necessidade de se usar um novo holograma de controle sempre que a frequência espacial das franjas era alterada. Esta limitação foi contornada utilizando-se a própria modulação residual que aparece nos materiais fotosensíveis enquanto estão sendo gravado em tempo real^[5]. Neste caso, o próprio holograma que vai sendo formado serve como referência para estabilizar o padrão que está sendo gravado. Este procedimento só foi possível devido à alta sensibilidade deste sistema de estabilização, capaz de operar utilizando hologramas de referência com eficiência de difração menores que 10^{-5} ^[5] e, a uma análise cuidadosa das fases envolvidas na mistura de ondas, que mostrou ser

necessário o uso do segundo harmônico do sinal detectado para realimentar o compensador de fase. Uma descrição detalhada deste sistema de estabilização eletrônica é feita na referência [6].

A maior limitação deste sistema de estabilização, entretanto, é sua operação utilizando sinais transmitidos, exigindo assim, o uso de materiais de registro e substratos transparentes. Em diversas aplicações, principalmente na fabricação de componentes ópticos e opto-eletrônicos, é necessário o uso de substratos não transparentes tais como, metais e semicondutores. Com o objetivo de resolver este problema, neste trabalho são analisadas situações onde os substratos utilizados não são transparentes. Nestes casos, o padrão de interferência gerado pelas ondas incidentes, será superposto a um padrão de ondas estacionárias ("standing waves") formado pela presença das reflexões no substrato, resultando na superposição de várias ondas nas direções das reflexões especulares. A análise rigorosa destes padrões e da mistura de ondas refletidas, permite encontrar as condições em que o sistema de estabilização pode ser operado com o sinal refletido.

No capítulo 2 é feita uma revisão da mistura de duas ondas em hologramas por transmissão e, das condições de estabilização do padrão de interferência.

No capítulo 3 são estudados detalhadamente os sinais refletidos num sistema composto por um filme fotossensível sobre um substrato refletor. Neste capítulo são analisados tanto os padrões de interferência gerados no interior do filme fotossensível, quanto a mistura das ondas nas direções das reflexões e, as condições de

operação do sistema de estabilização.

No capítulo 4, as exposições holográficas são utilizadas para a gravação de estruturas em relevo em fotorresinas positivas, tanto visando a obtenção de componentes diretamente em fotorresinas, quanto para serem usadas como máscaras em processos de microlitografia (transferência dos padrões para o substrato).

A eficiência de difração dos componentes ópticos holográficos é fortemente dependente do perfil do relevo gravado na fotorresina ou litografado no substrato. Por este motivo, no capítulo 4 é feita uma análise detalhada do perfil resultante gravado, levando-se em consideração tanto os padrões luminosos, quanto a resposta da fotorresina ao processo de revelação.

No capítulo 5 é feita uma descrição do processo de microlitografia para fabricação de componentes ópticos.

No capítulo 6 é feita uma análise das propriedades de difração das estruturas em relevo periódicas. À partir destas propriedades é proposto um método de medida da eficiência de difração para essas estruturas.

No capítulo 7 são mostrados algumas aplicações do uso do sistema de estabilização na fabricação de componentes ópticos holográficos tais como, divisores de polarização, polarizadores de grade e, redes com deslocamento de fase para obtenção de lasers semicondutores com realimentação distribuída (DFB) monomodo.

ESTABILIZAÇÃO DE HOLOGRAMAS POR TRANSMISSÃO

2.1-MISTURA DE ONDAS POR TRANSMISSÃO

Consideremos um filme fotossensível de espessura d sobre um substrato de material transparente (*fig.2.1*). Duas ondas, R e S , com irradiância, I_1 e I_2 , respectivamente, interferem-se formando um ângulo θ com a normal, gerando um padrão de interferência (planos de Bragg), na região do filme fotossensível. Este padrão produz uma modulação no índice de refração no filme que difrata as ondas incidentes. Assim, em cada uma das direções das ondas R e S , após o filme, haverá uma frente de onda transmitida (R_t , S_t) e uma frente de onda difratada pelo holograma, ou reconstruída pela modulação do filme, (R_d e S_d).

A frente de onda difratada carrega as informações do holograma que está sendo gravado. A diferença de fase entre R_t e S_d depende da diferença de fase ψ entre o padrão de interferência e o holograma. Qualquer variação em ψ produzirá uma variação idêntica na diferença de fase entre as ondas R_t e S_d .

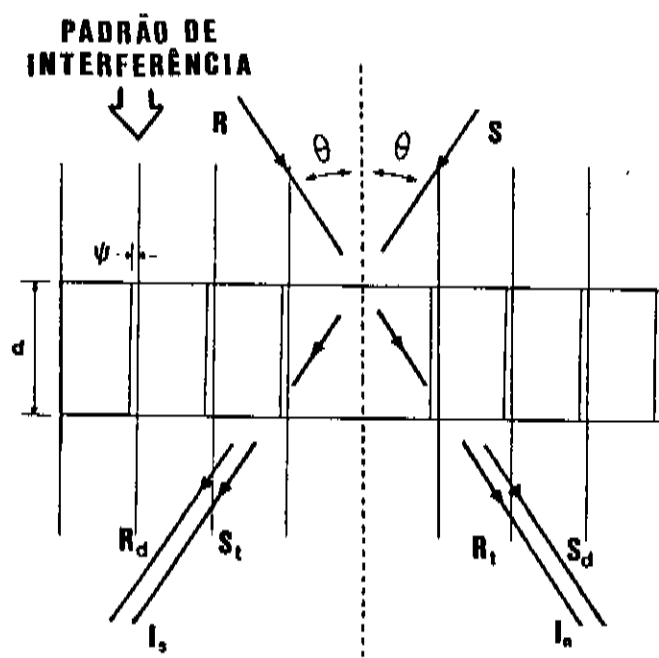


fig.2.1- Esquema da mistura de ondas no sistema de transmissão.

As ondas transmitidas e difratadas podem ser representadas por,

$$R_t = |R_t| e^{i\rho_R} ; \quad S_d = |S_d| e^{i(\rho_R + \psi + \pi/2)} \quad (2.1)$$

na direção da onda R, e,

$$S_t = |S_t| e^{i\rho_S} ; \quad R_d = |R_d| e^{i(\rho_S - \psi + \pi/2)} \quad (2.2)$$

na direção da onda S, onde $\rho_R (= \mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r} - \omega t)$, e $\rho_S (= \mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r} - \omega t)$, são as fases associadas às oscilações espacial e temporal das ondas nas direções R e S, respectivamente, ψ é a fase entre o holograma que está sendo gravado e o padrão de interferência (fig.2.1), carregada pela onda

difratada, e $\pi/2$ é a fase devido à difração em relação a onda transmitida na rede de fase.

Nos apêndices A e B são calculadas as amplitudes das ondas transmitidas R_t e difratadas S_d como função dos parâmetros ópticos do filme e do substrato, e da eficiência de difração do holograma que está sendo gravado.

A irradiância na direção da onda R, calculada por $I_R (= |R_t + S_d|^2)$, e esquematizada no diagrama vetorial da *fig.2.2*, será dada por,

$$I_R = |R_t|^2 + |S_d|^2 + 2|R_t||S_d|\cos(\psi + \pi/2)$$

ou,

$$I_R = |R_t|^2 + |S_d|^2 - 2|R_t||S_d|\sin\psi \quad (2.3)$$

Analogamente, na direção da onda S, teremos,

$$I_S = |S_t|^2 + |R_d|^2 + 2|S_t||R_d|\cos(-\psi + \pi/2)$$

ou,

$$I_S = |S_t|^2 + |R_d|^2 - 2|S_t||R_d|\sin\psi \quad (2.4)$$

Os sinais (-) na eq. (2.3) e (+) na eq. (2.4) expressam a conservação da energia. Estas equações mostram que qualquer variação na fase ψ é traduzida numa correspondente variação em I_R ou I_S .

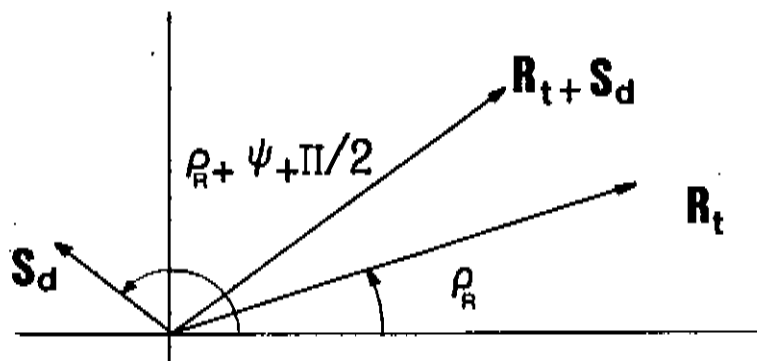


fig.2.2- Diagrama vetorial dos campos R_t e S_d .

2.2 DETECÇÃO SÍCRONA E ESTABILIZAÇÃO DO PADRÃO DE INTERFERÊNCIA

Se introduzirmos um sinal AC de fase, de baixa amplitude v_d e alta frequência Ω , através de um modulador de fase num dos braços do interferômetro, a fase ψ na eq. (2.3), será substituída por,

$$\psi + \psi_d \text{sen}\Omega t \quad (2.5)$$

onde ψ_d é a amplitude de fase do sinal de referência, resultando em,

$$I_R = |R_t|^2 + |S_d|^2 - 2|R_t||S_d|\sin(\psi + \psi_d \sin \Omega t)$$

Desenvolvendo-se em série o termo em seno, e considerando-se a fase da perturbação muito menor que a fase do padrão em relação ao holograma que esta sendo gravado ($\psi_d \ll \psi$), teremos,

$$I_R = I_{dc} + I_{\Omega} \sin \Omega t + I_{2\Omega} \cos 2\Omega t \quad (2.6)$$

onde,

$$I_{dc} = |R_t|^2 + |S_d|^2 - 2|R_t||S_d|J_0(\psi_d) \sin \psi \quad (2.7)$$

$$I_{\Omega} = -4|R_t||S_d|J_1(\psi_d) \cos \psi \quad (2.8)$$

$$I_{2\Omega} = -4|R_t||S_d|J_2(\psi_d) \sin \psi \quad (2.9)$$

e onde, $J_1(\psi_d)$ e $J_2(\psi_d)$, são as funções de Bessel de primeira e segunda ordem respectivamente. Utilizando-se um amplificador "lockin" conectado a um detector, podemos sintonizar o primeiro ou o segundo harmônico, medindo respectivamente, sinais proporcionais a I_{Ω} ou $I_{2\Omega}$:

$$V_{\Omega} = K_e I_{\Omega} = A_1 \cos \psi \quad (2.10)$$

$$V_{2\Omega} = K_e I_{2\Omega} = A_2 \sin \psi \quad (2.11)$$

onde K_e é uma constante de converção do sistema opto-eletrônico e,

$$A_{1,2} = -4K_e |R_t| |S_d| J_{1,2}(\psi_d) \quad (2.12)$$

são as amplitudes dos sinais de 1^o e 2^o harmônicos.

A *fig.2.3*- mostra o diagrama do sistema de detecção síncrona, capaz de operar com sinais V_{Ω} e $V_{2\Omega}$.

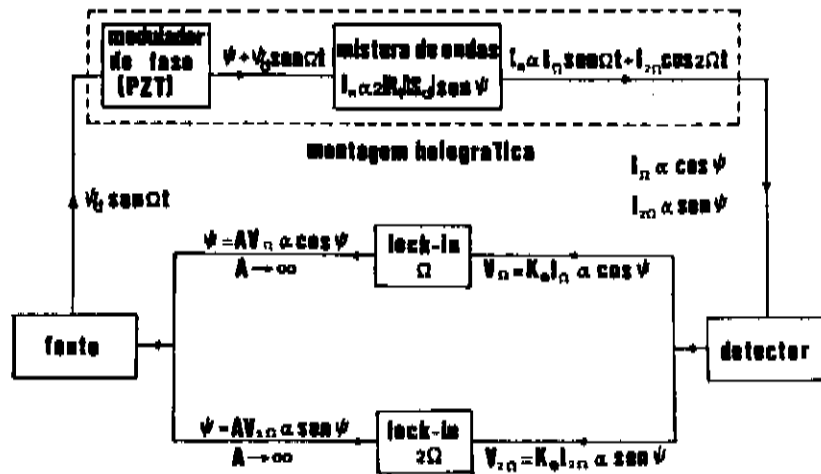


fig.2.3- Diagrama do sistema de detecção síncrona. O "lock-in" Ω , sintonizado frequência Ω , mede o sinal V_{Ω} , e o "lock-in" 2Ω , sintonizado na frequência 2Ω , mede o sinal $V_{2\Omega}$.

Os sinais V_{Ω} ou $V_{2\Omega}$, medidos pelo "lockin" podem ser amplificados e utilizados para alimentar o mesmo modulador de fase que gera o sinal AC. Assim se injetarmos o sinal V_{Ω} no modulador de fase, forçaremos a fase ψ , do padrão de interferência, a seguir V_{Ω} :

$$\psi = AV_{\Omega} = AA_1 \cos\psi \quad (2.13)$$

onde, a constante A contém a amplificação e a converção do sinal eletrônico em sinal de fase. Para amplificações altas ($AA_1 \rightarrow \infty$), ocorrerá o equilíbrio somente quando, $\cos\psi = 0$, ou,

$$\psi = \pi/2 + n\pi \quad , n=0, 1, 2, \dots \quad (2.14)$$

Analogamente, se utilizarmos o sinal $V_{2\Omega}$ obteremos que, a condição de equilíbrio ocorre para, $\sin\psi = 0$, ou,

$$\psi = 2n\pi \quad , n=0, 1, 2, \dots \quad (2.15)$$

Destes resultados podemos observar que a estabilização em tempo real só será possível utilizando-se o segundo harmônico ($V_{2\Omega}$), pois somente neste caso o padrão holográfico será forçado a permanecer em fase com o holograma que está sendo gravado ($\psi = 0$). Se tentássemos estabilizar com o primeiro harmônico (V_{Ω}), o padrão holográfico seria forçado a

permanecer em $\pi/2$ fora de fase com a rede, impedindo totalmente a sua evolução da rede.

A *fig.2.4*, mostra duas curvas típicas para o sinal de 1º harmônico V_{Ω} como função do tempo t de exposição, para um sistema de transmissão. Na primeira, o holograma foi estabilizado por transmissão com o sinal de 2º harmônico $V_{2\Omega}$, com $\Omega=1500$ Hz, durante a gravação e, na segunda, não houve qualquer estabilização ativa. Em ambos os casos, foram usados filmes de fotorresina "Shipley AZ-1400", com mesmas espessuras $d \approx 1.0 \mu\text{m}$, em substratos de vidro.

A *fig.2.5*, mostra um esquema do interferômetro usado para as exposições holográficas dos filmes fotossensíveis. O sistema foi montado numa mesa de granito sobre câmaras de ar, para redução de perturbações mecânicas transmitidas pelo solo. Como fonte de luz, foi usado um laser de Argônio da "Spectra Physics" modelo 2020, sintonizado no comprimento de onda $\lambda=0.4579 \mu\text{m}$ e, com energia total de 120 mJ/cm^2 .

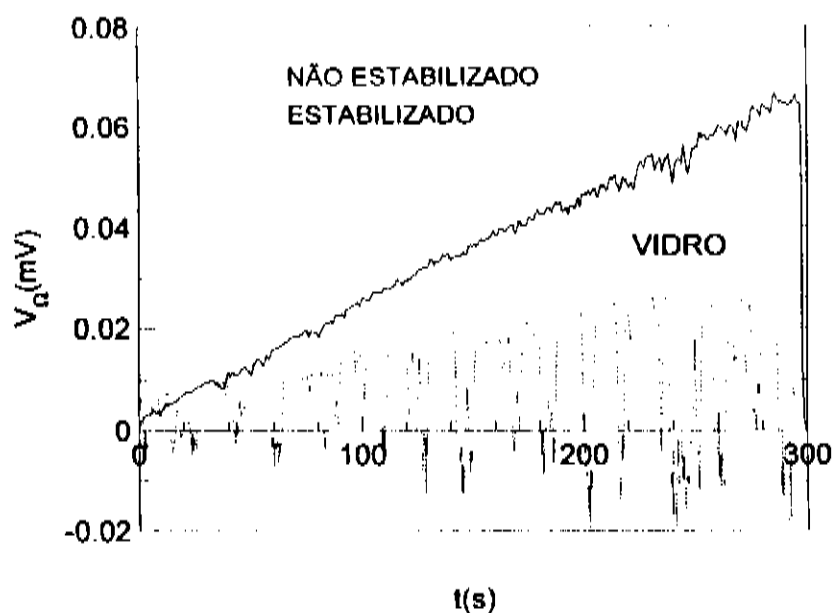


fig.2.4- Curvas típicas do sinal V_{Ω} em função do tempo de exposição, estabilizado e não-estabilizado, em substratos de vidro.

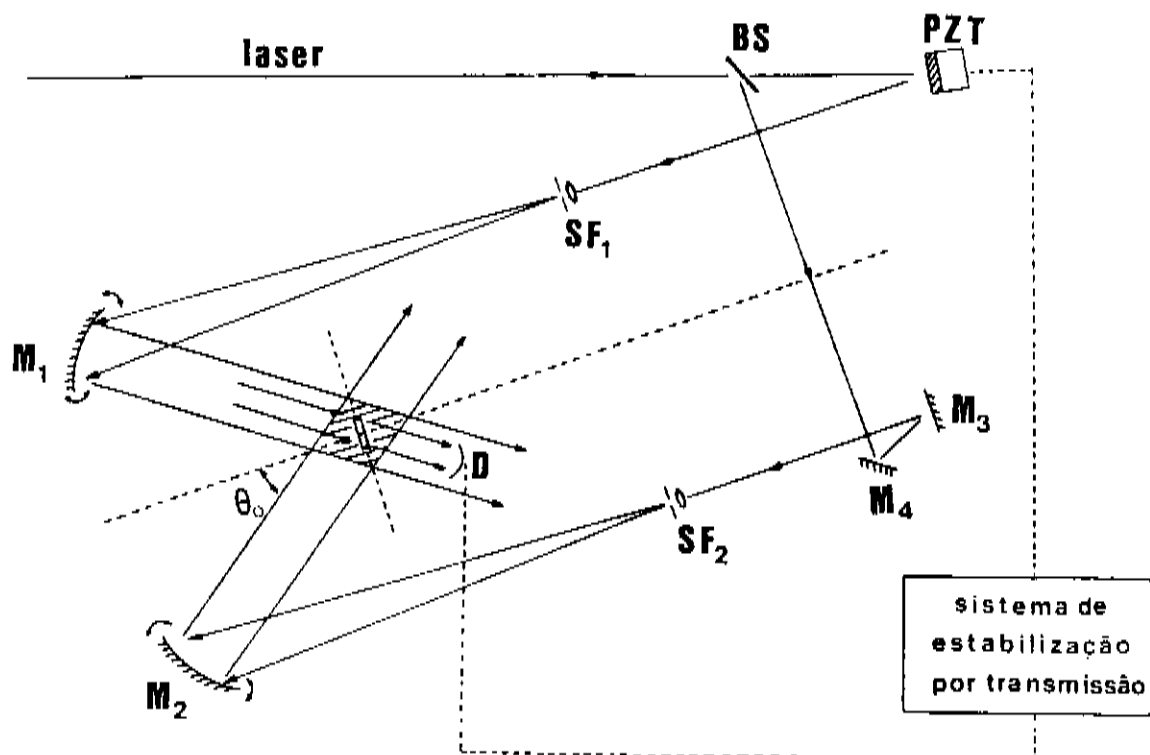


fig.2.5- Interferômetro usado para exposições holográficas dos filmes de fotorresina em substratos transparentes.

Um espelho semi-transparente BS ("Beam Splitter"), divide em dois, o feixe de luz transmitido pelo laser, um dos quais é refletido por um espelho acoplado à cristais piezoelétricos-PZT (modulador de fase), capaz de mover este espelho para compensar as perturbações ocorridas na montagem óptica. O outro feixe de luz passa por dois outros espelhos M_3 e M_4 fixos, para que a diferença entre o número de reflexões seja par em ambos os feixes e, cada ponto da frente de onda interfira consigo mesmo. Ambos os feixes são expandidos e filtrados por dois filtros espaciais (SF_1 , SF_2), formados por uma lente objetiva de microscópio de aumento 10, e uma superfície com orifício de diâmetro de $5 \mu\text{m}$ ("pin-hole"). Cada "pin-hole", é colocado exatamente nos focos das lentes objetivas, para possibilitar a "limpeza" espacial da luz

expandidos são colimados e refletidos por dois espelhos esféricos M_1 e M_2 , de distância focal igual a 80 cm. Os feixes colimados interferem-se com ângulo θ_0 , na região do filme fotossensível, gerando o padrão de interferência de período $\Lambda = \lambda / 2 \sin \theta_0$. A mistura de ondas é detectada por um detector D. Os espelhos M_1 e M_2 podem girar em torno de um eixo que passa pelo seus centros, tangencialmente às suas superfícies, para possibilitar mudanças no ângulo de interferência θ_0 e, conseqüentemente, no período do padrão gerado.

2.3-LIMITAÇÕES DA ESTABILIZAÇÃO POR TRANSMISSÃO.

Muitas aplicações envolvendo exposições holográficas implicam no uso de substratos não transparentes. Como exemplo, podemos citar a litografia de estruturas em substratos semi-condutores, tais como InP, GaAs, Si, para fabricação de lasers do tipo DFB ("Distributed Feedback") (APÊNDICE E), ou aumentar a eficiência em células^[7] solares. Neste tipo de aplicação o holograma gravado num filme de fotorresina, é utilizado como máscara no processo litográfico. Em outras aplicações, deseja-se litografar estruturas profundas e estreitas (alto "Aspect Ratio")^[8], o que exige o uso de técnicas especiais do tipo RIE ("Reactive Ion Etching")^[9]. Nestes casos, as máscaras mais resistentes ao ataque são do tipo metálicas, tais como Al, Au, Cr, etc. A máscara metálica pode ser fabricada através da transferência do

padrão gravado na fotorresina para um filme metálico depositado sobre o substrato.

Em todas as aplicações envolvendo substratos não transparentes, não é possível se estabilizar o registro holográfico pelo mesmo método de estabilização por transmissão já desenvolvido. Para resolver este problema, é necessário estudar a mistura de ondas geradas pelas reflexões no filme e no substrato.

ESTABILIZAÇÃO DE HOLOGRAMAS POR REFLEXÃO

3.1- ANÁLISE TEÓRICA DOS SINAIS REFLETIDOS.

Para se estudar as condições de operação do sistema de estabilização por reflexão, faremos aqui uma análise teórica dos interferogramas resultantes no interior do filme fotossensível e, da mistura de ondas que ocorrem nas direções de reflexão.

3.1.1-INTERFEROGRAMAS GERADOS NO FILME FOTOSSENSÍVEL SOBRE SUBSTRATOS REFLETORES.

Nesta seção faremos uma análise sobre os padrões luminosos gerados, quando se considera efeitos de reflexão no substrato. A *fig.3.1* mostra duas ondas **R** e **S** incidentes dentro de um filme fotossensível, formando um mesmo ângulo θ com a normal ao substrato, assim como suas respectivas ondas refletidas R_r e S_r .

As ondas incidentes **R** e **S**, e refletidas R_r e S_r , polarizadas na direção T.E (*fig.3.1*), podem ser escritas como,

$$R = |R|e^{i\mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r}} \quad ; \quad S = |S|e^{i\mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r}} \quad (3.1)$$

e,

$$R_r = |R_r|e^{i(\mathbf{k}_{Rr} \cdot \mathbf{r} + \sigma_R)} \quad ; \quad S_r = |S_r|e^{i(\mathbf{k}_{Sr} \cdot \mathbf{r} + \sigma_S)} \quad (3.2)$$

onde σ_R e σ_S contém, simultaneamente, informações sobre a diferença de fase de R e S devido à reflexão e irregularidades na interface refletora. Em geral, a fase σ_R e σ_S são diferentes para cada onda R e S incidente, entretanto, como o filme é fino o suficiente para que as deformações na frente de onda sejam desprezíveis e os ângulos de incidência sejam iguais, podemos supor que seus valores sejam idênticos ($\sigma_R = \sigma_S = \sigma$).

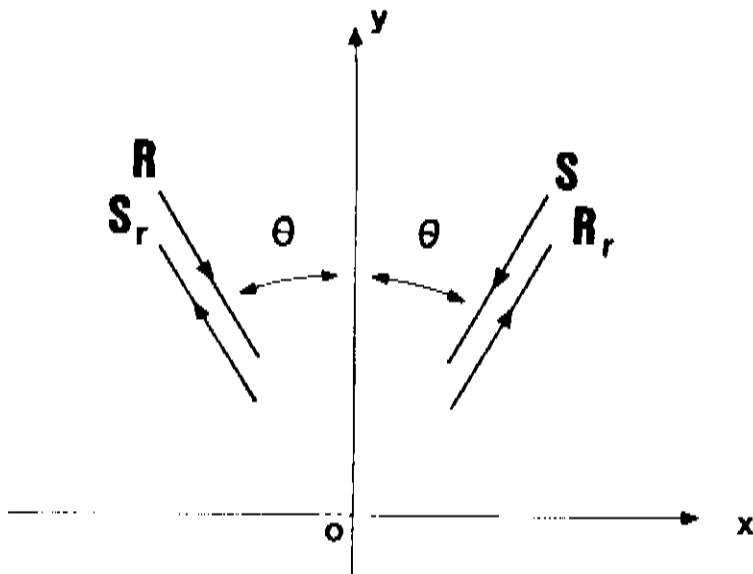


fig.3.1- Ondas R e S interferindo-se em um substrato refletor.

Os vetores de onda \mathbf{k}_R , \mathbf{k}_S , \mathbf{k}_{Rr} , \mathbf{k}_{Sr} são dados por,

$$\mathbf{k}_R = \frac{2\pi}{\lambda} (\text{sen}\theta \mathbf{i} - \text{cos}\theta \mathbf{j}) \quad ; \quad \mathbf{k}_S = -\frac{2\pi}{\lambda} (\text{sen}\theta \mathbf{i} + \text{cos}\theta \mathbf{j}) \quad (3.3)$$

$$\mathbf{k}_{Rr} = \frac{2\pi}{\lambda} (\text{sen}\theta \mathbf{i} + \text{cos}\theta \mathbf{j}) \quad ; \quad \mathbf{k}_{Sr} = \frac{2\pi}{\lambda} (-\text{sen}\theta \mathbf{i} + \text{cos}\theta \mathbf{j}) \quad (3.4)$$

onde λ é o comprimento de onda da luz no meio.

A distribuição de irradiância sobre a superfície do substrato será dada por,

$$I(x,y) = |\mathbf{R} + \mathbf{S} + \mathbf{R}_r + \mathbf{S}_r|^2 \quad (3.5)$$

ou, utilizando as eqs. (3.1) e (3.2), com $\sigma_R = \sigma_S = \sigma$, para o vetor posição \mathbf{r} no plano x,y , encontramos

$$\begin{aligned} I(x,y) = I_0 + 2 \left[|\mathbf{R}| |\mathbf{R}_r| + |\mathbf{S}| |\mathbf{S}_r| \right] \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} y \text{cos}\theta + \sigma \right) + \\ 2 \left[|\mathbf{R}| |\mathbf{S}| + |\mathbf{R}_r| |\mathbf{S}_r| \right] \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} x \text{sen}\theta \right) + \\ 2 |\mathbf{R}| |\mathbf{S}_r| \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} (x \text{sen}\theta - y \text{cos}\theta) - \sigma \right] + 2 |\mathbf{S}| |\mathbf{R}_r| \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} (x \text{sen}\theta + y \text{cos}\theta) + \sigma \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

onde,

$$I_0 = |R|^2 + |S|^2 + |R_r|^2 + |S_r|^2$$

Esta equação mostra que sobre a superfície refletora, em geral, aparecem seis interferogramas: dois paralelos à superfície, representados pelo primeiro termo; dois perpendiculares à superfície, representado pelo segundo termo; e mais dois perpendiculares aos feixes incidentes, representados pelos dois últimos termos (fig.3.2). O contraste destes interferogramas depende das amplitudes dos feixes incidentes e refletidos.

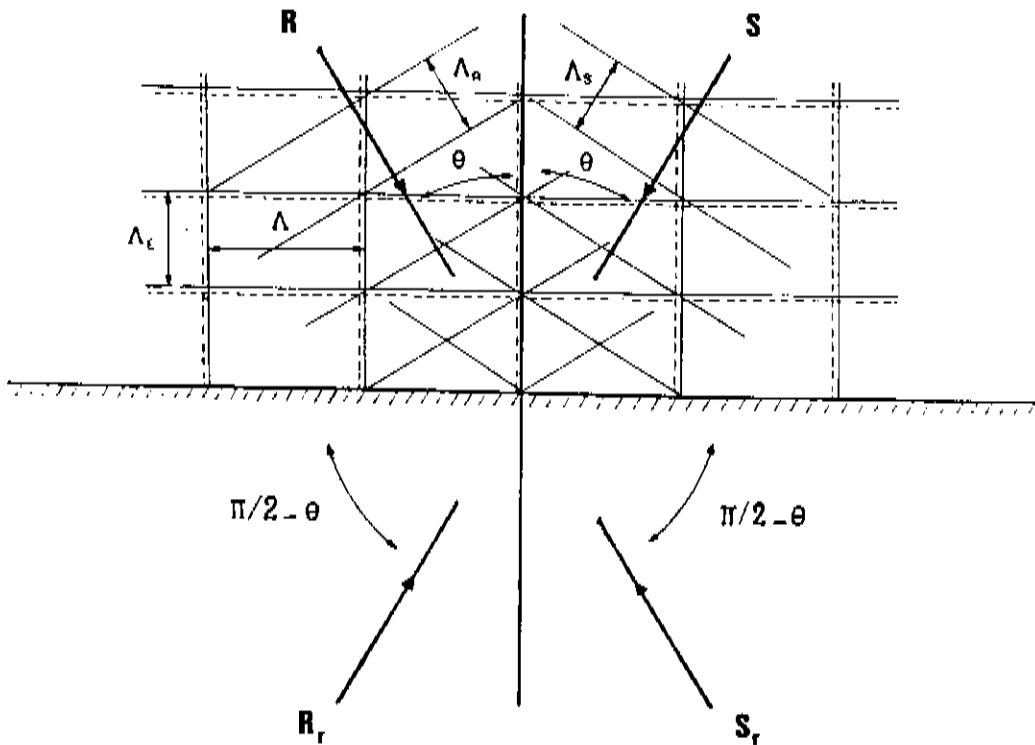


fig.3.2- Interferogramas sobre um substrato refletor.

Para uma superfície de alta refletividade, tal como um filme de alumínio, as amplitudes das ondas incidentes são aproximadamente iguais as amplitudes das respectivas ondas refletidas ($|R| \cong |R_r|$, $|S| \cong |S_r|$). Neste caso, os interferogramas perpendiculares e paralelos à superfície se reforçam, resultando num aumento considerável de contraste. Para uma superfície de baixa refletividade, tal como um substrato de vidro, as amplitudes das ondas incidentes predominam sobre as respectivas ondas refletidas ($|R| \gg |R_r|$, $|S| \gg |S_r|$). Neste caso, o interferograma gerado pelas ondas incidentes, $2|R||S|\cos(\frac{4\pi}{\lambda}x\text{sen}\theta)$, é dominante. O período Λ deste interferograma, pode ser calculado considerando $(4\pi/\lambda)\Lambda\text{sen}\theta=2\pi$, ou seja,

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\text{sen}\theta} = \frac{\lambda_0}{2\text{sen}\theta_0} \quad (3.7)$$

onde, $\lambda_0 = n_f \lambda$ é o comprimento de onda da luz no ar, n_f é o índice de refração do filme fotossensível, $\text{sen}\theta_0 = n_f \text{sen}\theta$, de acordo com a lei de snell, e θ_0 é o ângulo de interferência no ar.

Os padrões produzidos pela interferência entre cada onda incidente com as suas respectivas refletidas, podem ser considerados como um conjunto de ondas estacionárias ("Standing Waves") cujo período Λ_E pode ser calculado considerando $(4\pi/\lambda)\Lambda_E \cos\theta = 2\pi$, ou seja,

$$\Lambda_E = \frac{\lambda}{2\cos\theta} = \frac{\lambda_0}{2n_f \sqrt{1 - \text{sen}^2\theta_0/n_f^2}} \quad (3.8)$$

Assim, existe uma distribuição periódica de nodos e anti-nodos de energia, sobre a superfície do substrato, que pode influenciar na estrutura final do holograma resultante. A distância entre dois nodos consecutivos é igual a um período da onda estacionária Λ_E . A diferença de fase σ determina simplesmente, o deslocamento do nodo em relação a interface refletora do substrato (*fig.3.3*).

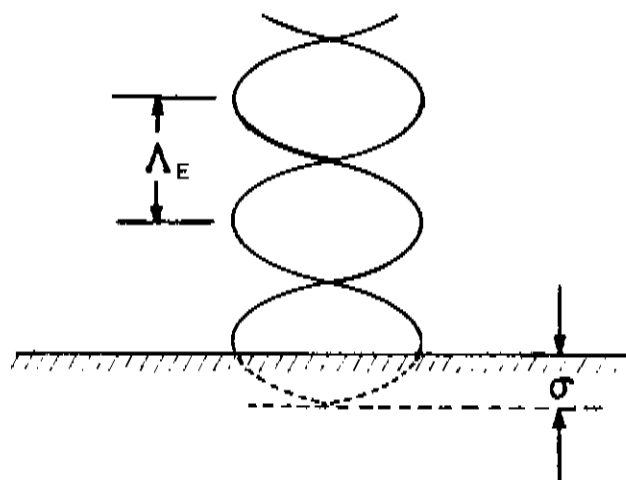


fig.3.3- Efeito da fase σ sobre as ondas estacionárias ("Standing Waves").

Os padrões produzidos pela interferência de cada onda incidente com a refletida da outra, ocorrem na direção das próprias ondas incidentes R e S, cujos períodos Λ_R e Λ_S são iguais e podem ser calculados considerando $(4\pi/\lambda)(x\text{sen}\theta \pm y\text{cos}\theta) = \pm 2\pi$, $x = \pm \Lambda_{S,R} \text{sen}\theta$, e $y = \Lambda_{S,R} \text{cos}\theta$, resultando em,

$$\Lambda_R = \Lambda_S = \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda_0}{2n_f} \quad (3.9)$$

Os dois padrões transversais não se superpõem, resultando portando num contraste menor em relação ao contraste produzido pelos outros dois interferogramas.

Os dois últimos termos da eq.(3.6), podem ser desenvolvidos em x e y, resultando na seguinte expressão:

$$\left[2 \left(|R| |S_r| + |S| |R_r| \right) \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} y \cos \theta + \sigma \right) \right] \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} x \sin \theta \right) \quad (3.10)$$

que pode ser interpretado como a representação do padrão de franjas de período Λ na direção x, modulado em profundidade com o padrão de ondas estacionárias de período Λ_E na direção y, ou vice-versa; reforçando os outros dois padrões representados pelos dois primeiros termos da eq.(3.6).

Se as ondas incidentes não forem simétricas em relação à normal à superfície do substrato, e se existir uma inclinação Δ_0 do substrato em relação à bissetriz dos feixes incidentes, ou, simplesmente Δ dentro do filme fotossensível (*fig.3.4*), aparecerão dois padrões diferentes de ondas estacionárias, cujos períodos serão dados por,

$$\Lambda_{E1} = \frac{\lambda}{2 \cos(\theta + \Delta)} \quad ; \quad \Lambda_{E2} = \frac{\lambda}{2 \cos(\theta - \Delta)} \quad (3.11)$$

resultante da interferência de cada onda incidente com as respectivas reflexões no substrato. A superposição destes padrões resulta num batimento ("moiré"), cujo período Λ_B , é dado por,

$$\Lambda_B = \frac{2\pi}{\delta k} = \frac{\lambda}{2[\cos(\theta+\Delta) - \cos(\theta-\Delta)]} \quad (3.12)$$

onde, $\delta k (= 2\pi/\Lambda_{E2} - 2\pi/\Lambda_{E1})$ é a diferença de vetores de onda correspondentes aos padrões de ondas estacionárias de períodos Λ_{E1} e Λ_{E2} . Para o caso $\Delta=0$, teremos $\Lambda_B \rightarrow \infty$. Se $\Delta \ll \theta$, então $\Lambda_B \gg \Lambda$ ou Λ_E , e portanto, se tomarmos uma região pequena (da ordem de alguns períodos Λ ou Λ_E), não observaremos o batimento, e teremos os mesmos resultados mostrados anteriormente para o caso $\Delta=0$.

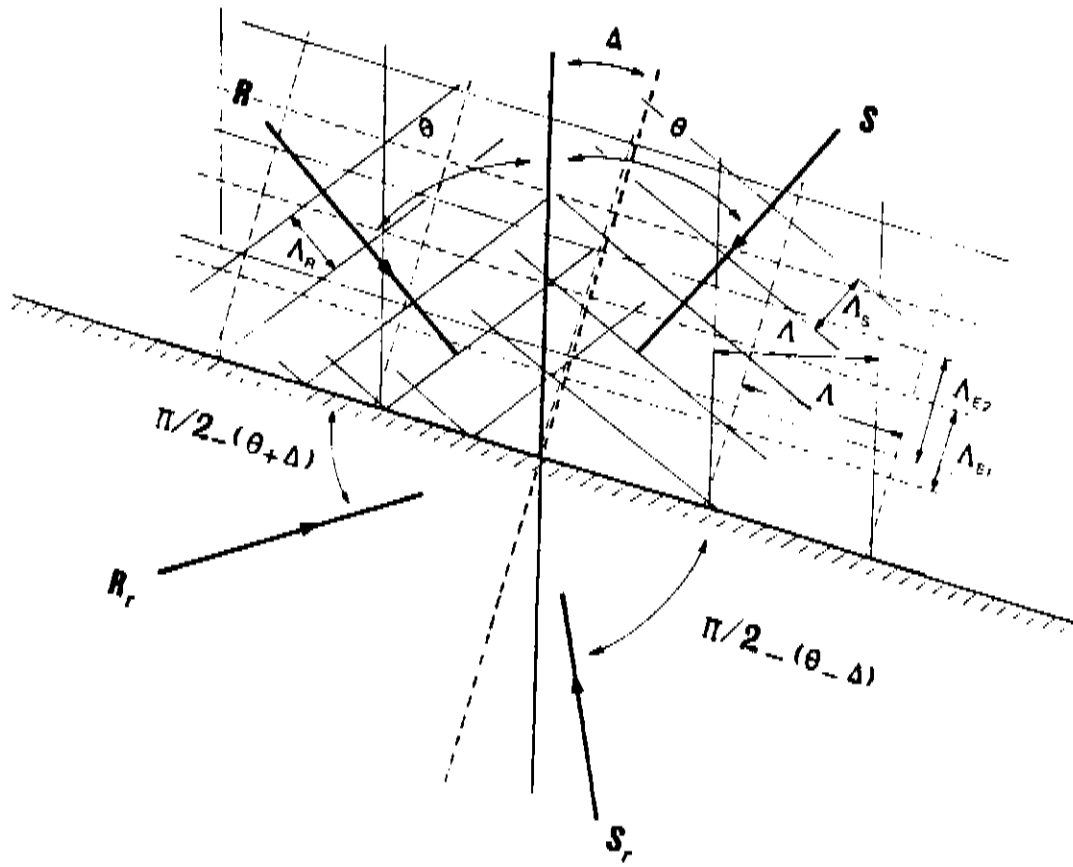


fig.3.4- Efeito da inclinação do substrato nos padrões de ondas estacionárias.

3.1.2- MISTURA DE ONDAS POR REFLEXÃO.

Consideremos um filme fotossensível de espessura d sobre um substrato qualquer, suficientemente espesso para que as reflexões na face posterior possam ser desprezadas. Duas ondas R e S , com irradiâncias I_1 e I_2 , respectivamente, incidem sobre o filme formando um ângulo $2\theta_0$ entre si. O substrato é inclinado de um ângulo Δ_0 , fora do filme fotossensível, em relação à bissetriz dos feixes incidentes. As ondas R e S e, suas respectivas reflexões no substrato (R_{rs} , S_{rs}), geram padrões de interferência na região do filme fotossensível (figs. 3.5a e 3.5b), os quais produzem pequenas modulações no seu índice de refração (redes de fase). Estas modulações aumentam com o tempo, e auto-difratam as ondas incidentes e refletidas.

A inclinação do substrato de um ângulo Δ_0 permite facilmente a detecção das ondas refletidas sem comprometer o experimento. Para cada uma das direções das ondas refletidas R_{rs} e S_{rs} , teremos basicamente a superposição de seis ondas. Para o caso da direção da onda R_{rs} , teremos:

R_{rs} - Onda R que reflete diretamente no substrato.

R_{rf} - Onda R que reflete no filme fotossensível.

S_{drs} - Onda S que difrata no padrão incidente P_1 , reconstrói a onda R e a seguir reflete no substrato.

S_{rsd} - Onda S que reflete no substrato (S_{rs}), e difrata no padrão refletido P_r , reconstruindo a onda R_{rs} .

R_d - Onda R que difrata no padrão de ondas estacionárias P_e , e reconstrói R_{rs} .

R_{rsdr} - Onda R que reflete no substrato (R_{rs}), difrata no padrão de ondas estacionárias P_e , reconstrói R e reflete novamente no substrato.

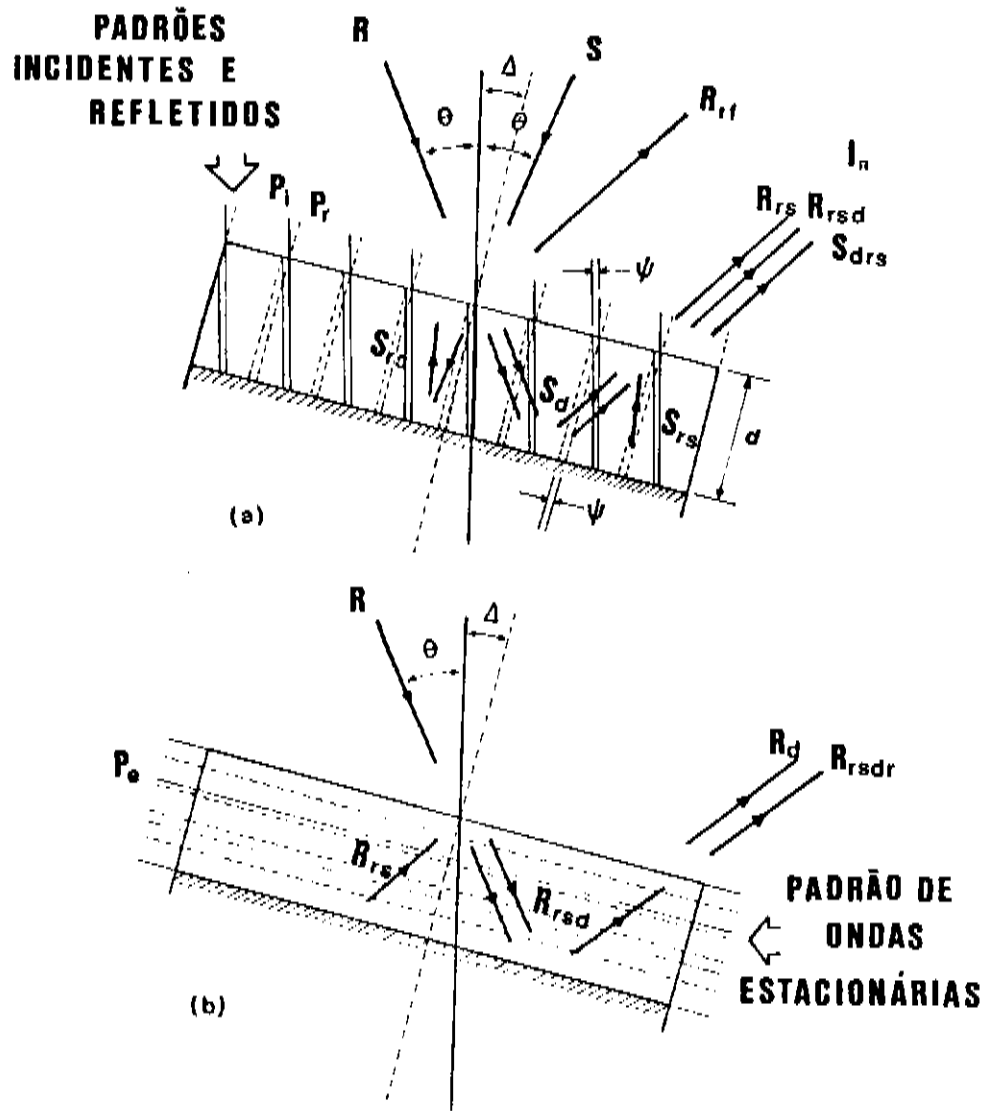


fig.3.5- Esquema da mistura de ondas no sistema de reflexão: (a) difrações nos padrões incidentes e refletidos P_i e P_r , (b) difrações nos padrões de ondas estacionárias P_e .

Tomando-se como referência a onda refletida no substrato R_{rs} , as seis ondas descritas acima podem ser expressas por:

$$R_{rs} = |R_{rs}| e^{i(\rho_{Rr} + \sigma)} ; \quad R_{rf} = \alpha_{rf} e^{i(\gamma - \sigma - \phi)} R_{rs}$$

$$S_{rsd} = \alpha_{rsd} e^{i(\psi + \pi/2)} R_{rs} ; \quad S_{drs} = \alpha_{drs} e^{i(\psi + \pi/2)} R_{rs} \quad (3.13)$$

$$R_d = \alpha_d R_{rs} ; \quad R_{rsdr} = \alpha_{rsdr} R_{rs}$$

onde, as relações entre as amplitudes das ondas foram escritas como,

$$|R_{rf}| = \alpha_{rf} |R_{rs}| ; \quad |S_{rsd}| = \alpha_{rsd} |R_{rs}| ; \quad |S_{drs}| = \alpha_{drs} |R_{rs}|$$

$$(3.14)$$

$$|R_d| = \alpha_d |R_{rs}| ; \quad |R_{rsdr}| = \alpha_{rsdr} |R_{rs}|$$

$\rho_{Rr} (= \mathbf{k}_{Rr} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$ é a fase oscilatória da luz, σ é a fase devido à reflexão no substrato, γ é a fase devido à reflexão no filme fotossensível, ψ é a diferença de fase entre o padrão incidente e o holograma produzido por ele, que coincide com a diferença de fase entre o padrão refletido e o seu respectivo holograma, e ϕ é a fase devido a diferença de caminho óptico entre a onda de referência R_{rs} e onda refletida no filme fotossensível R_{rf} .

As ondas R_d e R_{rsdr} , geradas pela difração nos planos das ondas estacionárias, não depende da fase ψ , pois as mesmas variações de fase que ocorre nas ondas incidentes ocorrem também nas ondas refletidas mantendo-se constante os interferogramas correspondentes. Assim, estas ondas possuem somente a fase da onda de referência R_{rs} .

A resultante E das seis ondas dadas pelas eqs. (3.13), de acordo com o diagrama vetorial da *fig.3.6*, será dada por

$$E = E_{R1} + E_{R2} + E_S \quad (3.15)$$

ou,

$$E = E_R + E_S = |E_R| e^{i\phi_R} + |E_S| e^{i\phi_S} \quad (3.16)$$

onde,

$$E_R = E_{R1} + E_{R2}, \quad E_{R1} = R_{rs} + R_{rsdr} + R_d, \quad E_{R2} = R_{rf} \quad (3.17)$$

$$E_S = S_{rds} + S_{drs}$$

$$|\mathbf{E}_R|^2 = |\mathbf{E}_{R1}|^2 + |\mathbf{E}_{R2}|^2 + 2|\mathbf{E}_{R1}||\mathbf{E}_{R2}|\cos(\gamma - \sigma - \phi)$$

(3.18)

$$\cos\phi_R = \frac{|\mathbf{E}_R|^2 + |\mathbf{E}_{R1}|^2 - |\mathbf{E}_{R2}|^2}{2|\mathbf{E}_R||\mathbf{E}_{R1}|}$$

$$|\mathbf{E}_S| = |\mathbf{S}_{rsd}| + |\mathbf{S}_{drs}| \quad ; \quad \phi_S = \psi + \pi/2 \quad (3.19)$$

Logo, a irradiância total $I_R (= |\mathbf{E}|^2)$, na direção da reflexão da onda R, será dada por,

$$I_R = |\mathbf{E}_R|^2 + |\mathbf{E}_S|^2 + 2|\mathbf{E}_R||\mathbf{E}_S|\cos(\phi_S - \phi_R)$$

ou,

$$I_R = |\mathbf{E}_R|^2 + |\mathbf{E}_S|^2 - 2|\mathbf{E}_R||\mathbf{E}_S|\sin(\psi - \phi_R) \quad (3.20)$$

Esta equação mostra que no termo de interferência da mistura de ondas, em relação ao caso de transmissão (eq.2.3), aparece uma fase adicional ϕ_R que depende da espessura óptica do filme e das intensidade das ondas refletidas no substrato. Além disso, a amplitude do termo de interferência ($2|\mathbf{E}_R||\mathbf{E}_S|$) também é função dos mesmos parâmetros.

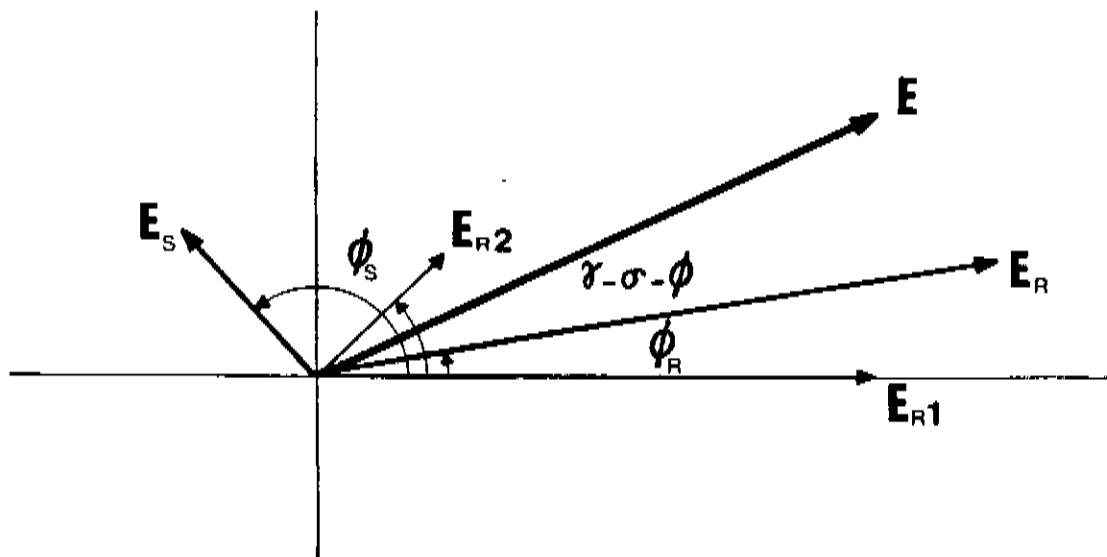


fig.3.6- Diagrama vetorial dos campos E_{R1} , E_{R2} , E_R e E_S .

Para determinarmos o valor de ϕ_R e da amplitude do termo de interferência, precisamos conhecer a fase e a amplitude de cada uma das ondas envolvidas na mistura. Os apêndices A B e C mostram as curvas dos coeficientes de reflexões e fases, em função do ângulo de incidência para diversos tipos de substratos.

3.1.3-DETECÇÃO SÍNCRONA E ESTABILIZAÇÃO DO PADRÃO DE INTERFERÊNCIA.

Introduzindo um sinal de fase AC, através do modulador de fase num dos braços do interferômetro, exatamente como foi feito no caso da transmissão (eq.2.5), a eq.(3.20) pode ser reescrita como,

$$I_R = I_{dc} + I_{\Omega} \text{sen} \Omega t + I_{2\Omega} \text{cos} 2\Omega t \quad (3.21)$$

onde,

$$I_{dc} = |E_R|^2 + |E_S|^2 - 2J_0(\psi_d) |E_R| |E_S| \text{sen}(\psi - \phi_R)$$

$$I_{\Omega} = -4J_1(\psi_d) |E_R| |E_S| \text{cos}(\psi - \phi_R) \quad (3.22)$$

$$I_{2\Omega} = -4J_2(\psi_d) |E_R| |E_S| \text{sen}(\psi - \phi_R)$$

e, ψ_d é a amplitude de fase do sinal de referência.

Através de um amplificador "lock-in" conectado a um detector, podemos sintonizar o primeiro ou o segundo harmônico, medindo respectivamente, sinais proporcionais a I_{Ω} ou $I_{2\Omega}$:

$$V_{\Omega} = K_e I_{\Omega} = A_1 \text{cos}(\psi - \phi_R) \quad (3.23)$$

$$V_{2\Omega} = K_e I_{2\Omega} = A_2 \text{sen}(\psi - \phi_R) \quad (3.24)$$

onde K_e é uma constante de converção do sistema opto-eletrônico e,

$$A_{1,2} = -4K_e |E_R| |E_S| J_{1,2}(\psi_d) \quad (3.25)$$

são as amplitudes dos sinais de 1^o e 2^o harmônicos.

Os sinais V_Ω ou $V_{2\Omega}$ podem ser amplificados e utilizados para alimentar o mesmo modulador de fase que gera o sinal AC. O sistema de detecção síncrona está esquematizado no diagrama da *fig.2.3*, com a troca de ψ por $\psi - \phi_R$, e $|R_R| |S_d|$ por $|E_R| |E_S|$.

Se injetarmos o sinal V_Ω no modulador de fase, forçaremos a fase ψ a seguir V_Ω :

$$\psi = AV_\Omega = AA_1 \cos(\psi - \phi_R) \quad (3.26)$$

onde, a constante A contém a amplificação e a converção do sinal eletrônico em sinal de fase. Para amplificações altas ($AA_1 \rightarrow \infty$), ocorrerá o equilíbrio somente quando $\cos(\psi - \phi_R) = 0$, ou,

$$\psi = \phi_R + \pi/2 + n\pi \quad ; \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (3.27)$$

Para que ocorra a estabilização durante a gravação é necessário que o padrão fique em fase com o holograma que está sendo gravado ($\psi=0$), portanto, se utilizarmos o primeiro harmônico para a estabilização, a eq.(3.27) mostra que o sistema só funcionará em condições ideais quando $\phi_R = \pi/2$.

Analogamente, se utilizarmos o sinal $V_{2\Omega}$, obtemos que a condição de equilíbrio ocorrerá para, $\text{sen}(\psi - \phi_R) = 0$, o que implica em,

$$\psi = \phi_R + 2n\pi \quad ; \quad n=0,1,2,\dots \quad (3.28)$$

Pelas mesmas razões anteriores, se utilizarmos o segundo harmônico para a estabilização, a eq.(3.28) mostra que isto só será possível quando $\phi_R = 0$. Observamos portanto que, diferentemente do caso de estabilização por transmissão durante a gravação, a estabilização por reflexão depende do valor da fase ϕ_R que, por sua vez, depende da espessura do filme fotossensível, do material usado como substrato, e do ângulo de incidência entre os feixes.

3.1.4- RESULTADOS DA TEORIA.

Nesta seção, faremos um resumo dos resultados obtidos no estudo do sistema de estabilização por reflexão, comparando este sistema com o sistema de estabilização por transmissão, observando ainda as situações em que um ou outro, deve ser melhor utilizado na estabilização dos hologramas.

A *fig.3.7* mostra um gráfico das amplitudes $|R_t| |S_d|$ do sinal da mistura de ondas por transmissão em função do ângulo de incidência θ_0 , utilizando os resultados obtidos nos apêndices A e B, para o caso do substrato de vidro ($n_s = 1.51$, $\kappa_s = 0.00$), e filme de fotorresina "Shipley AZ-1400" ($n_f = 1.67$, $\kappa_f = 0.005$), considerando-se a constante de

sensibilização do filme como sendo $K_f = 0.01 \text{ m}^2 \text{ s/W}$.

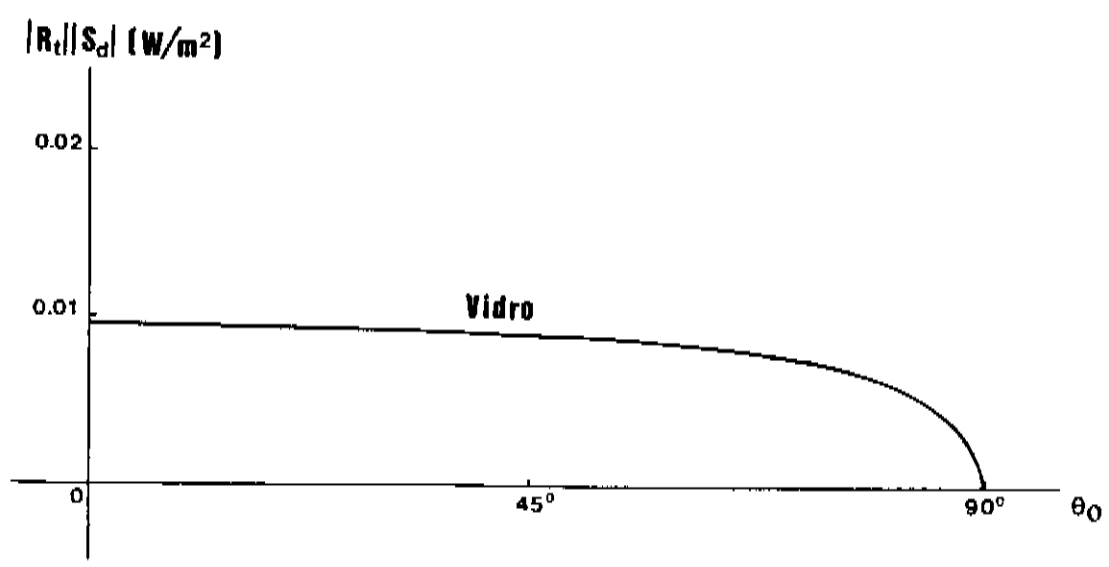


fig.3.7- Amplitude do sinal de interferência da mistura de ondas por transmissão em função do ângulo de incidência, para o caso do substrato de vidro.

A fig.3.8 mostra um gráfico equivalente ao anterior, para o caso da amplitude $|E_R|/|E_S|$ do sinal de interferência da mistura de ondas por reflexão em função do ângulo de incidência $(\theta_0 + \Delta_0)$, de acordo com os resultados obtidos na seção 3.2, e nos apêndices A, B e C, para alguns tipos de substratos refletôres, com filme de fotorresina "Shipley AZ-1400", considerando-se o mesmo valor da constante de sensibilização.

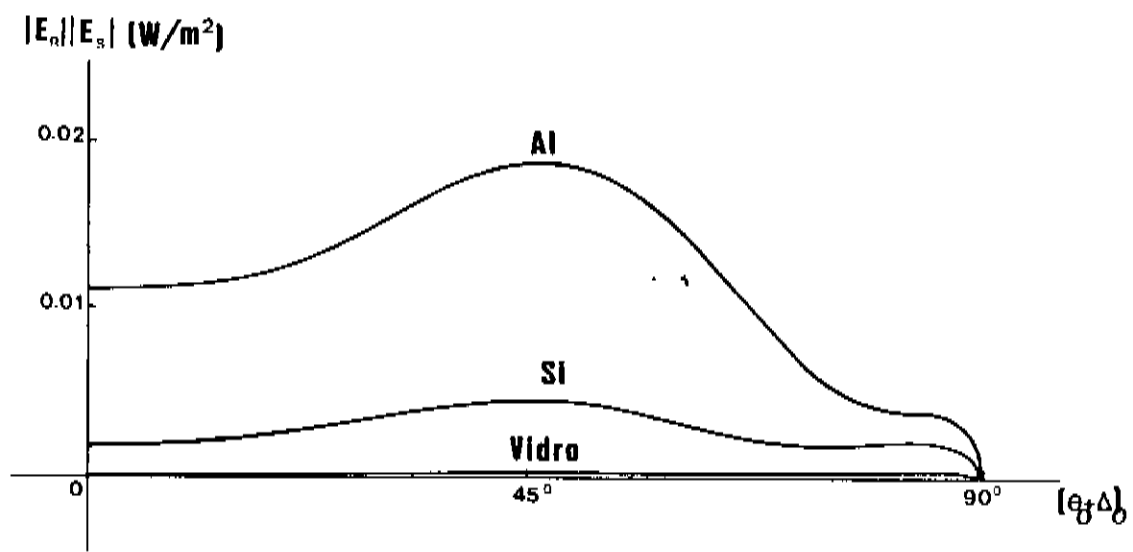


fig.3.8- Amplitude do sinal de interferência da mistura de ondas por reflexão em função do ângulo de incidência, para substratos de alumínio ($n_s=0.64$, $\kappa_s=8.75$), silício ($n_s=4.60$, $\kappa_s=0.028$), e vidro ($n_s=1.51$, $\kappa_s=0.00$).

No capítulo 2, foi mostrado que, para a estabilização do sistema de transmissão, devemos ter sempre $\psi=0$ e, portanto o sistema de estabilização em tempo real deve ser operado com um sinal de segundo harmônico. Na seção anterior entretanto, foi mostrado que no caso da mistura de ondas por reflexão, a estabilização vai depender da fase ϕ_R devido a superposição das ondas refletidas no filme e no substrato.

Neste caso, a estabilização só será possível com o segundo harmônico quando $\psi = \phi_R = 0$. A *fig.3.9*, mostra valores de $\cos\phi_R$ em função do ângulo de incidência $(\theta_0 + \Delta_0)$, de acordo com os cálculos da seção anterior e dos apêndices A, B e C, para um filme de fotorresina AZ-1400 Shipley, de espessura $d=1\mu\text{m}$, feito sobre alguns tipos de substratos refletoras. A *fig.3.10*, mostra os mesmos resultados para um filme de espessura $d=10\mu\text{m}$.

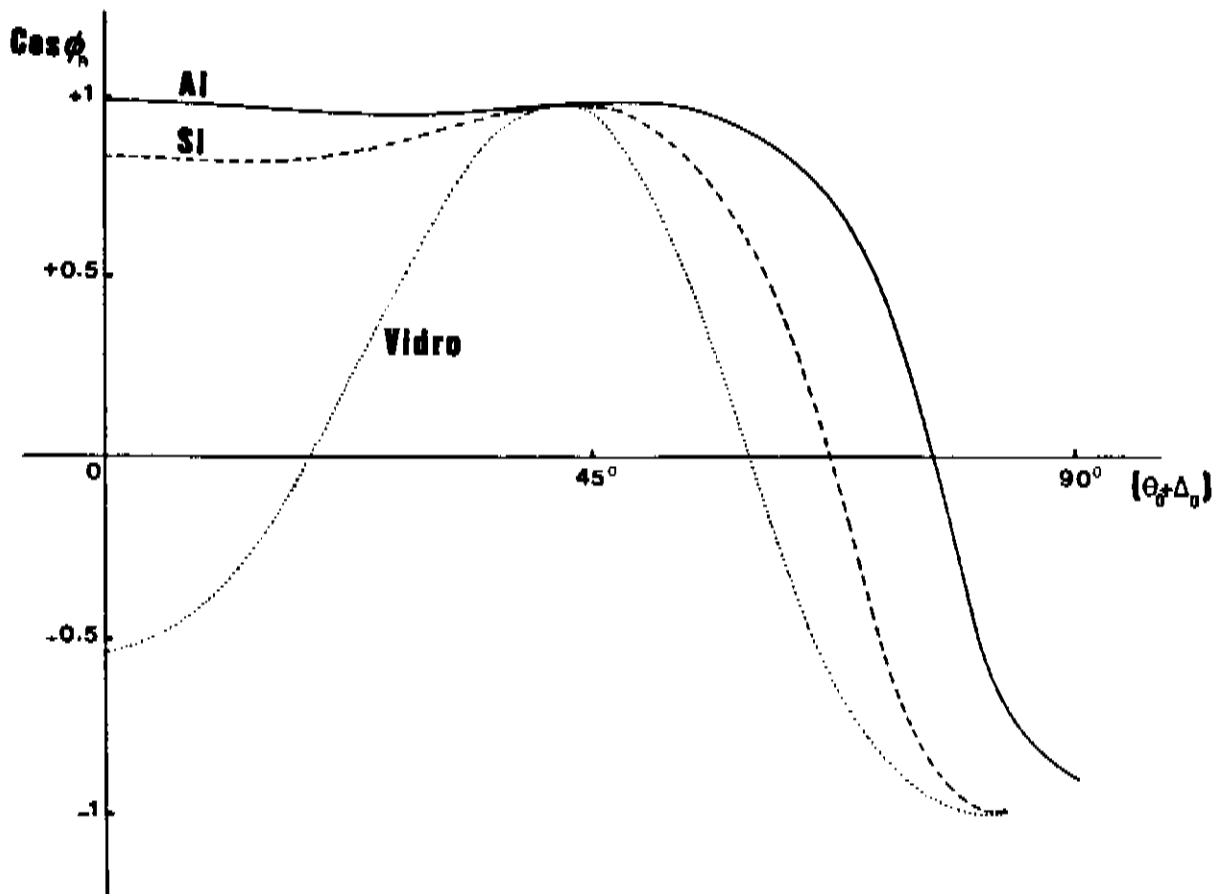


fig.3.9- Valores de $\cos\phi_R$ em função do ângulo de incidência $(\theta_0 + \Delta_0)$ para um filme de fotorresina AZ-1400 Shipley, de espessura $d=1\mu\text{m}$, em substratos de vidro ($n_s=1.51$, $\kappa_s=0.00$), silício ($n_s=4.60$, $\kappa_s=0.028$), e alumínio ($n_s=0.64$, $\kappa_s=8.75$).

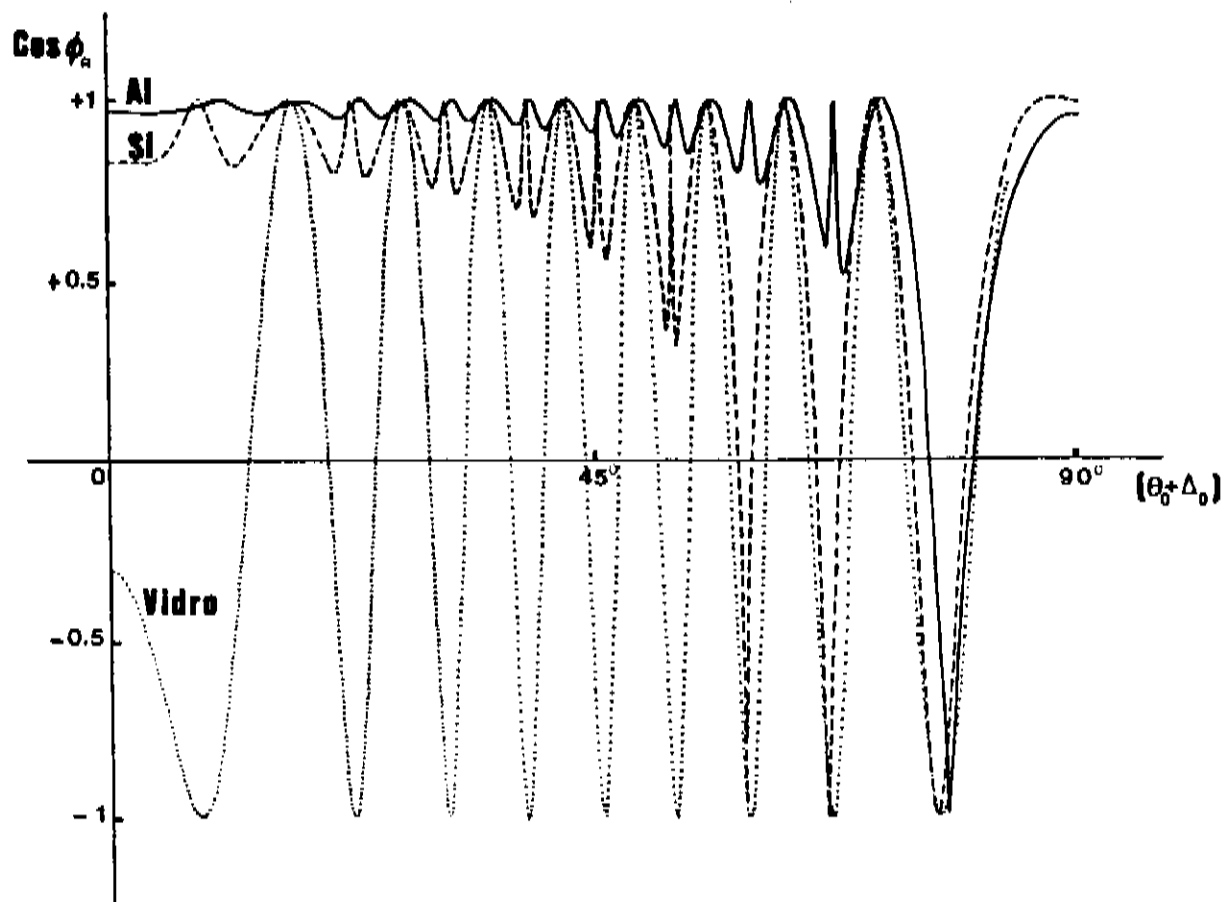


fig.3.10- Valores de $\cos \phi_R$ em função do ângulo de incidência $(\theta_0 + \Delta_0)$ para um filme de fotorresina AZ-1400 Shipley, de espessura $d=10\mu\text{m}$, em substratos de vidro, silício e alumínio.

Estas figuras mostram que, para ângulos de incidência menores que 45° aproximadamente, o sistema de estabilização por reflexão, funciona bem no segundo harmônico, para substratos de alumínio e

silício, pois nestes casos, $\cos\phi_R \cong 1$, ou $\phi_R \cong 0$. Entretanto, dificilmente o sistema funcionará para substratos de vidro, devido ao grande número de oscilações presentes. Além disso, a *fig.3.8*, mostra que a amplitude do sinal da mistura de ondas por reflexão nos vidros é muito baixa, dificultando ainda mais, qualquer tentativa de estabilização por reflexão, com este tipo de substrato. As *figs. 3.9 e 3.10*, mostram ainda, que a estabilização por reflexão no primeiro harmônico, para cada substrato, só seria possível em apenas algumas condições particulares de ângulo de incidência e espessura do filme fotossensível.

Comparando-se a *fig.3.7* com a *fig.3.8*, observamos também que a amplitude do sinal da mistura de ondas por reflexão no alumínio, é quase sempre maior do que o sinal da mistura de ondas por transmissão no vidro. Este fato, facilita bastante a estabilização por reflexão com substratos aluminizados, em relação a estabilização por transmissão com substratos transparentes.

3.2- VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL DOS RESULTADOS.

A verificação experimental dos resultados teóricos desenvolvidos anteriormente pode ser feito através da medida da amplitude e da fase ϕ_R do sinal refletido. Entretanto devido ao grande número de parâmetros de controle envolvidos, esta medida experimental é extremamente difícil, principalmente porque estas medidas devem ser feitas sem estabilização e, a fase ϕ_R está superposta às perturbações de fase do sistema.

Um controle rigoroso das perturbações externas, mecânicas e térmicas, é fundamental para uma medida confiável da fase ϕ_R em questão. A medida da fase ϕ_R e a estabilização simultânea da montagem holográfica só será possível utilizando um substrato transparente, tal como o vidro. Neste caso, poderemos estabilizar o holograma por transmissão, e medir simultaneamente sinais de 1º e 2º harmônico devido às reflexões com os quais será possível determinar a fase ϕ_R , desde que os sinais, tanto de reflexão quanto de transmissão sejam provenientes da mesma região do filme.

Abaixo é feito uma descrição detalhada do método que foi utilizado para a determinação experimental da fase ϕ_R para substratos transparentes, em seguida, são mostrados os resultados das medidas desta fase para o caso de substratos de vidro, e na seção seguinte são apresentados resultados experimentais que comprovam as condições de funcionamento do sistema de estabilização por reflexão para o caso de substratos aluminizados.

3.2.1- MÉTODO DE MEDIDA DA FASE ϕ_R PARA SUBSTRATOS TRANSPARENTES.

A *fig.3.11* mostra o diagrama de um sistema holográfico para estabilizar hologramas por transmissão e, ao mesmo tempo, medir sinais de 1º e 2º harmônicos por reflexão. Dois detectores são usados para receber sinais refletidos e transmitidos separadamente. O detector 1, envia sinais de transmissão a dois "lock-ins", um sintonizado no 1º harmônico e, o outro sintonizado no 2º harmônico. O detector 2, envia

sinais de reflexão a dois outros amplificadores "lock-in", sintonizados também no 1^o e 2^o harmônicos.

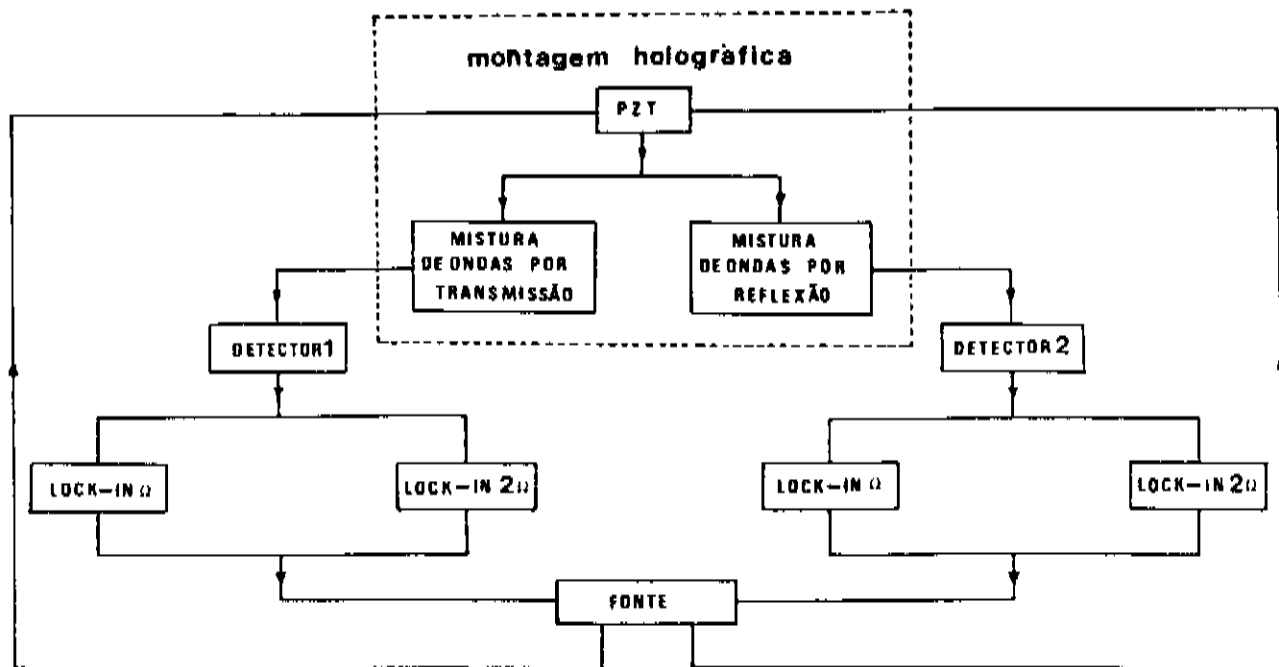


fig. 3.11- Diagrama de um sistema holográfico de transmissão e reflexão acoplados, que permite medir a fase ϕ_R devido às reflexões com o holograma estabilizado por transmissão.

As eqs. (2.10) e (2.11) mostram que os sinais de 1^o e 2^o harmônicos na transmissão, são proporcionais ao cosseno e ao seno da fase devido às perturbações ψ , respectivamente:

$$V_{\Omega}^T = A_1^T \cos \psi$$

$$V_{2\Omega}^T = A_2^T \sin \psi \quad (3.29)$$

e as eq. (3.23) e (3.24) mostram, que no caso da reflexão, esses sinais são proporcionais ao cosseno e ao seno da fase $\psi - \phi_R$, respectivamente:

$$V_{\Omega}^R = A_1^R \cos(\psi - \phi_R)$$

$$V_{2\Omega}^R = A_2^R \sin(\psi - \phi_R) \quad (3.30)$$

Se o holograma é estabilizado por transmissão, a fase de perturbação é mantida nula ($\psi=0$) e, neste caso, a razão entre as eqs.(3.30) resulta em,

$$\cos \phi_R = \frac{V_{\Omega}^R}{A_1^R} \quad \sin \phi_R = - \frac{V_{2\Omega}^R}{A_2^R} \quad (3.31)$$

Sendo os sinais V_{Ω}^R e $V_{2\Omega}^R$ medidos simultaneamente durante a estabilização, é possível determinar a fase ϕ_R , desde que se tenha também suas respectivas amplitudes.

Desativando o sistema de estabilização após algum tempo de gravação do holograma e, introduzindo uma tensão de "RAMPA" no modulador de fase, produzimos um deslocamento das franjas de interferência e, por conseguinte, no padrão "moiré" sobre o detector. Dessa forma, podemos registrar os valores máximos e mínimos dos sinais V_{Ω}^R e $V_{2\Omega}^R$.

A determinação da fase ϕ_R pode ser feita ainda sem a medição direta das amplitudes dos sinais V_{Ω}^R e $V_{2\Omega}^R$. Como a amplitude de fase ψ_d , do sinal de referência introduzido no modulador de fase é, relativamente pequena, podemos reescrever as eqs. (2.12) e (3.25), em termos de funções de Bessel simplificadas:

$$A_1^T = -4K_e |R_t| |S_d| \psi_d \quad A_2^T = -4K_e |R_t| |S_d| \frac{\psi_d^2}{4} \quad (3.32)$$

e,

$$A_1^R = -4K_e |E_R| |E_S| \psi_d \quad A_2^R = -4K_e |E_R| |E_S| \frac{\psi_d^2}{4} \quad (3.33)$$

Neste caso, a razão entre as eqs. (3.31), resulta em

$$\text{tg} \phi_R = - \frac{4}{\psi_d} \frac{V_{2\Omega}^R}{V_{\Omega}^R} \quad (3.34)$$

Assim, este segundo método permite determinar a fase ϕ_R , desde que o valor da amplitude de fase ψ_d seja calculado. O valor de ψ_d pode ser obtido utilizando o sistema de estabilização por transmissão.

Com o sistema por transmissão estabilizado no 2º harmônico ($\psi=0$), a primeira eq. (3.29) pode ser reescrita como,

$$V_{\Omega}^T = A_1^T = -4K_e |R_t| |S_d| \psi_d \quad (3.35)$$

e, com o sistema estabilizado no 1º harmônico ($\psi=\pi/2$), a segunda eq.(3.29) pode ser reescrita como,

$$V_{2\Omega}^T = A_2^T = -4K_e |R_t| |S_d| \frac{\psi_d^2}{4} \quad (3.36)$$

A razão entre as eqs. (3.36) e (3.35), resulta em

$$\psi_d = -4 \frac{V_{2\Omega}^T}{V_{\Omega}^T} \quad (3.37)$$

Assim, a amplitude de fase do sinal de referência, é uma característica específica do sistema de estabilização. Seu valor depende de parâmetros tais como, frequência Ω do "lock-in" e amplitude v_d do sinal AC de referência introduzido no modulador de fase.

3.2.2- MEDIDA DA FASE ϕ_R EM SUBSTRATOS DE VIDRO.

Para a determinação experimental da fase ϕ_R em substratos de vidro, foram preparados dois conjuntos de filmes de fotorresina "Shipley AZ-1400". Na primeira, os filmes foram feitos com "spinner" numa rotação tal que, suas espessuras d sejam aproximadamente $0.8 \mu\text{m}$ e, na segunda, foi usado uma rotação tal que, as espessuras fossem aproximadamente $1.0 \mu\text{m}$. As medidas das espessuras foram feitas com um microscópio interferométrico.

Antes de serem expostos, todos os filmes passaram por um tratamento térmico ("pré-bake"), a uma temperatura de 70° durante 20 minutos.

A *fig.3.12*, mostra o interferômetro usado para exposição dos filmes fotossensíveis, para vários ângulos de interferência θ_0 . As condições de exposição foram mantidas as mesmas do interferômetro discutidas na seção 2.2.

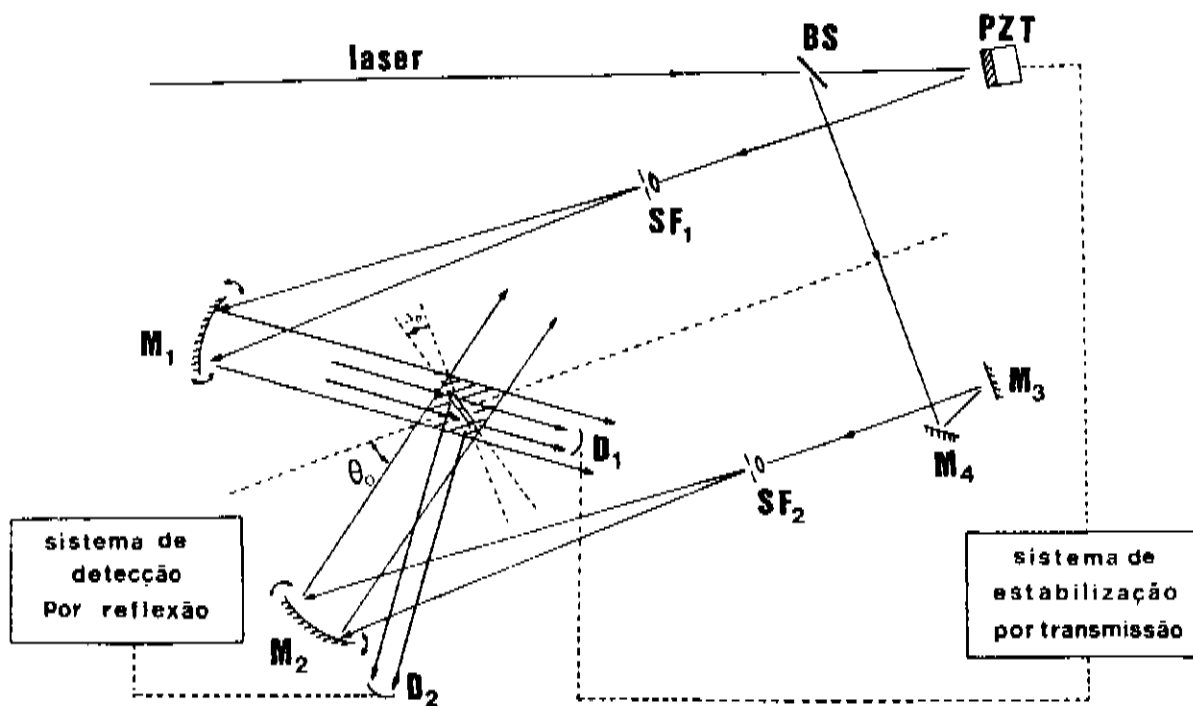


fig.3.12- Interferômetro usado para as exposições holográficas dos filmes de fotorresina em substratos de vidro.

O detector D_1 é conectado ao sistema de detecção por transmissão, que é usado para estabilizar o holograma. O detector D_2 é conectado ao sistema de detecção por reflexão, que é usado para registrar os sinais da mistura de onda por reflexão.

A amostra é girado de um pequeno ângulo $\Delta_0 \cong 5^\circ$, para possibilitar a detecção das ondas refletidas.

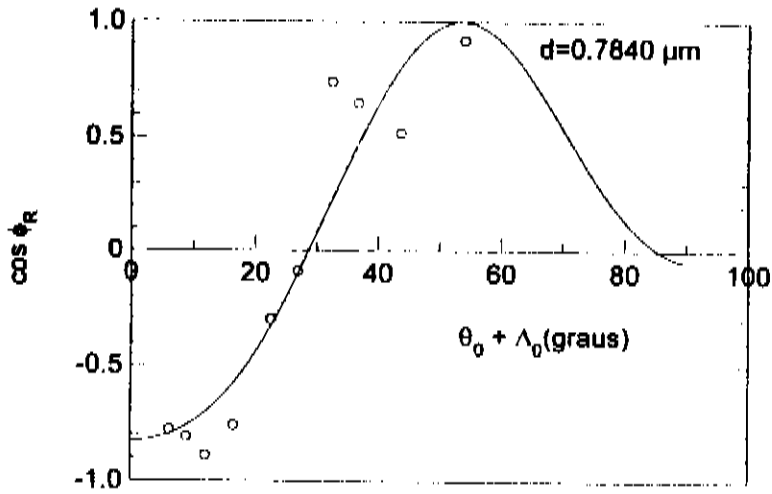
As amostras do primeiro e segundo conjuntos foram expostas, estabilizadas por transmissão, durante 10 minutos, para diferentes ângulos de interferência. Em cada caso, foi registrado os sinais de 1º e 2º harmônico V_Ω^R , $V_{2\Omega}^R$ por reflexão. Em ambos os sistemas foi utilizada uma frequência $\Omega=1500$ Hz e, um sinal de referência AC de amplitude $v_d=10$ volts, no modulador de fase. Com esses parâmetros fixos, determinamos um valor $\psi_d \cong 0.137$ rd, para a amplitude de fase do sinal de referência, através da eq. (3.37).

Com o sistema de estabilização desligado, introduzimos uma tensão "rampa" de 100 volts no modulador de fase e, registramos os valores máximos dos sinais V_Ω^R e $V_{2\Omega}^R$, para cada amostra.

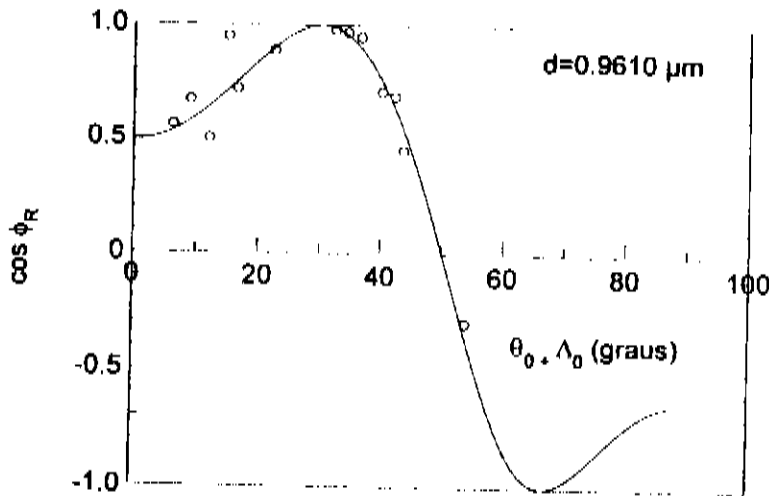
Os dois métodos descritos na seção anterior, foram utilizados para a determinação de valores médios das fases ϕ_R (eqs. 3.31 e 3.34), para cada amostra do primeiro e segundo conjunto. Os resultados finais estão mostrados nas *figs. 3.13(a) e 3.13(b)*.

As curvas contínua mostradas nas figuras, foram obtidas fazendo-se um ajuste da eq. (3.18), com os pontos experimentais encontrados para valores de espessuras, em torno das espessuras medidas no microscópio interferométrico para os filmes do primeiro e segundo conjunto ($0.8 \mu\text{m}$ e $1.0 \mu\text{m}$ respectivamente). respectivamente). À partir desse ajuste, obtivemos valores precisos das espessuras dos filmes

fotossensíveis: $d=0.7840 \mu\text{m}$ para filmes do primeiro conjunto e, $d=0.9610 \mu\text{m}$ para filmes do segundo conjunto.



(a)



(b)

fig.3.13- Fase ϕ_R em função dos ângulos de interferência $(\theta_0 + \Delta_0)$ para filmes de espessuras, (a) $d \cong 0.8 \mu\text{m}$ e (b) $d \cong 1.0 \mu\text{m}$, em substratos de vidro.

As *figs. 3.13(a)* e *3.13(b)*, mostram que para filmes de espessuras diferentes, os resultados dos ajustes, obtidos à partir de resultados da teoria, seguem satisfatoriamente o comportamento dos pontos experimentais.

3.2.3- ESTABILIZAÇÃO POR REFLEXÃO EM SUBSTRATOS ALUMINIZADOS.

A *fig. 3.14*, mostra duas curvas típicas para o sinal de 1º harmônico V_{Ω} medido por reflexão, como função do tempo de exposição t . Na primeira curva, foi utilizado o 2º harmônico $V_{2\Omega}$ do sinal refletido para estabilizar o padrão de interferência, com $\Omega=1500$ Hz, desde o início da gravação e, na segunda curva, não houve qualquer estabilização ativa. Em ambos os casos, foram usados filmes de fotorresina "Shipley AZ-1400", com mesmas espessuras $d \cong 1.0 \mu\text{m}$ depositados sobre substratos de vidro aluminizados. Estas curvas foram feitas exatamente nas mesmas condições das curvas de registro de V_{Ω} para o caso de estabilização por transmissão mostrado na seção 2.2. As curvas mostradas na *fig. 3.14*, mostrando o bom desempenho do sistema quando o o sinal de 2º harmônico é utilizado para estabilização, aliado ao fato de que esse sinal oscila sempre em torno de zero sem a estabilização para qualquer espessuras ou ângulos de incidências utilizados, confirmam o fato de que para substratos aluminizados $\phi_R \cong 0$.

O interferômetro usado para as exposições, é o mesmo mostrado na *fig. 2.5* da seção 2.2, com as mesmas condições de controle. As amostras

foram giradas apenas de um pequeno ângulo $\Delta_0 \cong 5^\circ$, para possibilitar a detecção das ondas por reflexão (fig.3.15).

Comparando as curvas das figs. 2.4 e 3.14, observamos que o sinal de 1º harmônico V_Ω , para o caso da estabilização por reflexão no alumínio, é maior que para o caso da estabilização por transmissão no vidro, confirmando também as previsões teóricas da seção 3.1.4. Isso ocorre porque o padrão de interferência é reforçado pelo padrão, gerado pelas fortes reflexões no substrato aluminizado. Isso facilita consideravelmente a estabilização por reflexão em substratos metalizados, em relação a estabilização por transmissão no vidro.

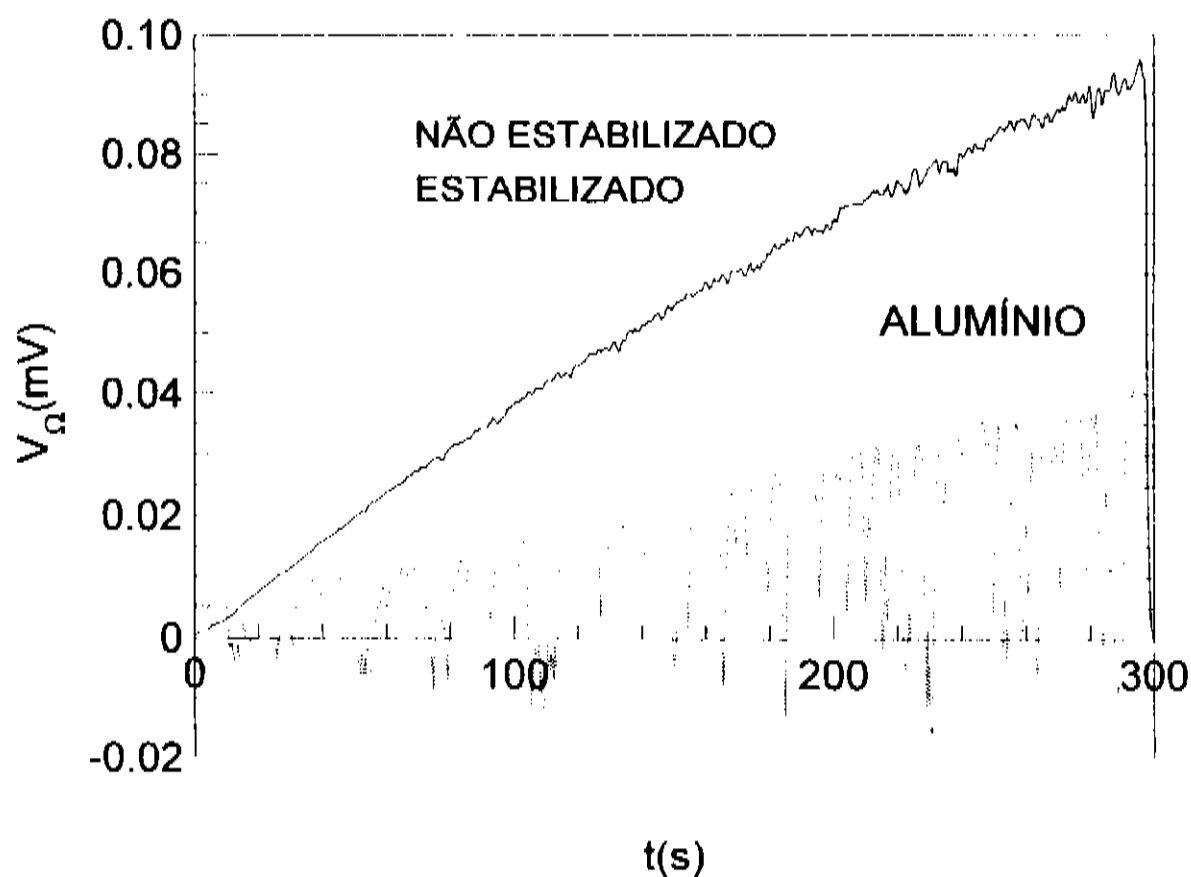


fig.3.14- Curvas típicas do sinal V_Ω , em função do tempo de exposição, estabilizado e não-estabilizado, em substrato de alumínio.

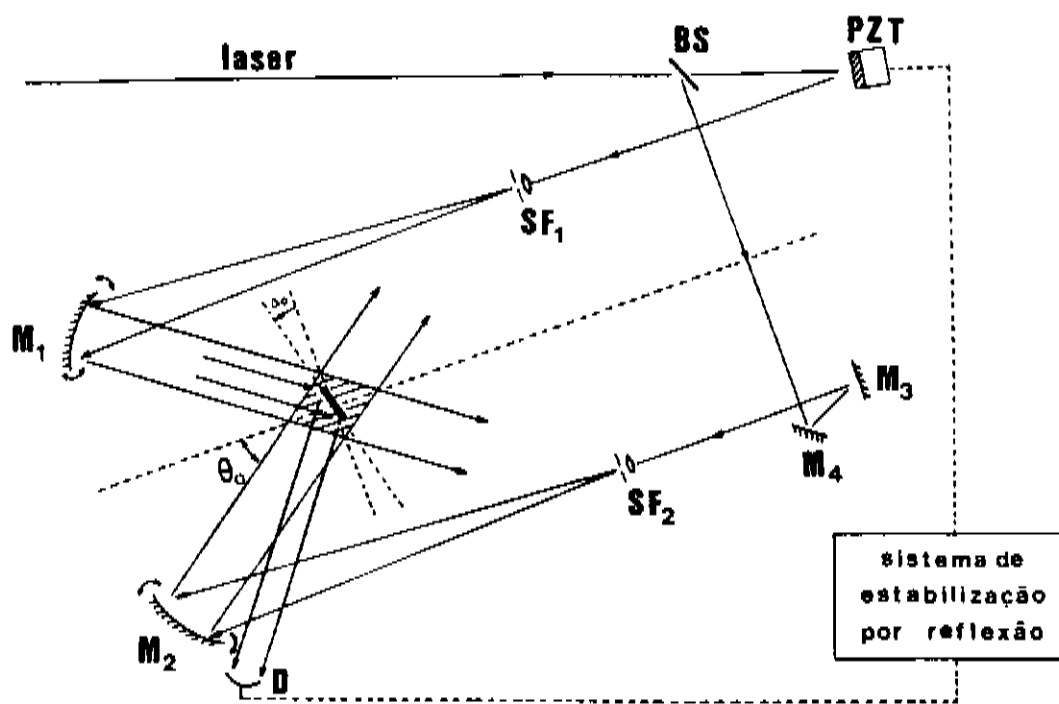


fig. 3.15- Interferômetro usado para exposições holográficas dos filmes de fotorresina em substratos refletores.

3.3- CONDIÇÕES DE ESTABILIZAÇÃO POR REFLEXÃO.

Dos resultados teóricos e experimentais mostrados nas seções anteriores podemos resumir as seguintes conclusões:

- De uma forma geral, para sistemas de estabilização holográficos, a estabilização em tempo real utilizando o próprio holograma que está sendo gravado como referência é mais eficiente quanto mais próximo de zero for a fase ψ e, quanto maior for o sinal proveniente da mistura de ondas modulado por ψ , maior será a relação sinal/ruído e, portanto, melhor o desempenho do sistema de estabilização.

- Quando se mede o sinal proveniente da reflexão, nas situações onde o filme fotossensível pode ser considerado como uma lâmina de

faces paralelas, aparece uma fase adicional ϕ_R , somada a ψ (diferença de fase entre o padrão de interferência e o holograma), que depende da espessura óptica do filme fotossensível atravessado pelas ondas incidentes e da refletividade da interface filme-substrato.

- A fase ϕ_R dificulta o funcionamento do sistema de estabilização em tempo real que deve operar mantendo $\psi=0$. Dessa forma, uma operação satisfatória só ocorre nas condições em que $\phi_R=0$ para realimentação com o 2º harmônico ou, quando $\phi_R=\pi/2$ para realimentação com o 1º harmônico.

- Para substratos metalizados ou, interfaces filme-substratos altamente refletoras, independentemente da espessura óptica do filme e do ângulo de incidência, $\phi_R \cong 0$ e, além disso, o sinal da mistura de ondas por reflexão é mais forte do que um caso similar na mistura de ondas por transmissão. Assim, a estabilização por reflexão com substratos altamente refletivos, operando com o 2º harmônico, deve funcionar melhor do que a estabilização por transmissão em substratos transparentes.

- A estabilização por reflexão no 2º harmônico com substratos semicondutores de média refletividade, tais como silício, deve funcionar pior do que com substratos aluminizados ou, do que com substratos de vidro por transmissão pois, as amplitudes do sinal da mistura de ondas é menor e ϕ_R se afasta mais rapidamente de zero à medida que a espessura do filme aumenta.

- A estabilização por reflexão com o sinal de 1º harmônico em substratos de média refletividade como silício, pode ser possível apenas para algumas espessuras ópticas e ângulos particulares de difícil controle experimental.

- A estabilização por reflexão utilizando substratos de baixa refletividade, tais como vidro, é praticamente impossível devido, à baixíssima amplitude do sinal e, às rápidas oscilações da fase ϕ_R em função da espessura óptica do filme.

Apesar da nossa análise da mistura de ondas por reflexão ter sido feito para filmes fotossensíveis (fotorresinas) sobre vários tipos de substratos, diversos outros sistemas podem ser analisados aplicando-se as mesmas relações e programas desenvolvidos. Como exemplos destes sistemas podemos citar:

(a) Cristais fotorrefrativos^[10] - Basta substituir a espessura do filme pela espessura do cristal, seus índices de refração complexos e, considerar o substrato como sendo o ar. Nesses casos, devido à provável falta de paralelismo entre as faces do cristal, em geral espesso, ϕ_R em média deve ir a zero, possibilitando a estabilização por reflexão no 2º harmônico.

(b) Gravação fotoeletroquímica^[11,12] - Trata-se de uma gravação por ataque ou deposição numa interface eletrólito-substrato em tempo real induzida pela luz. Nestes casos, como não há filmes e a modulação é produzida diretamente na única interface $\phi_R=0$ e, portanto, a estabilização por reflexão no 2º harmônico deve ter um bom desempenho.

PERFIS DOS RELEVOS GRAVADOS EM FOTORRESINAS

4.1- PROCESSO DE EXPOSIÇÃO E REVELAÇÃO PARA FOTORRESINAS POSITIVAS.

A fabricação de componentes ópticos, representa uma das aplicações mais importantes no uso de registros holográficos em fotorresinas. A eficiência de difração de tais componentes depende fortemente do perfil da estrutura resultante^[13,14,15]. O controle do perfil registrado em fotorresinas é portanto, indispensável para a produção desses componentes.

O perfil da estrutura registrada em fotorresina, depende basicamente do padrão de exposição, da sensibilidade da fotorresina e do processo de revelação. A *fig.4.1*, mostra o processo de exposição e revelação para fotorresinas positivas. Fotorresinas positivas são compostas basicamente de três componentes: um composto fotoativo (inibidor), uma resina básica e um solvente^[16]. A resina básica é solúvel em reveladores alcalinos aquosos e, a presença do composto fotoativo inibe fortemente sua dissolução. A luz neutraliza o composto fotoativo e aumenta a solubilidade do filme. Após o processo de exposição e revelação, um padrão de luz será convertido em uma estrutura de relevo.

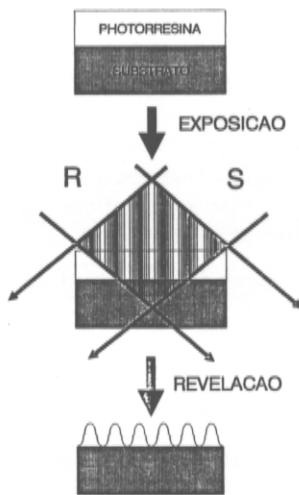


fig.4.1 - Processo de exposição e revelação para fotorresinas positivas.

O perfil do relevo resultante depende do padrão de luz através do filme e da resposta da fotorresina ao processo de revelação.

4.2- RESPOSTA DA FOTORRESINA AO PROCESSO DE EXPOSICO E REVELAO.

A resposta da fotorresina ao processo de exposição da luz é descrito frequentemente pela relação funcional entre a taxa de dissolução V da fotorresina no revelador, e a energia de exposição E .

A curva $V \times E$, é equivalente à curva $D \times E$ (densidade de partículas como função da energia de exposição) para filmes fotográficos convencionais. Esta curva pode ser medida experimentalmente usando várias técnicas^[16,17,18].

O processo de fotesensibilização foi representado matematicamente por Dill^[16], escrevendo a concentração de inibidor $m(x,y)$, como função da irradiância $I(x,y)$ exposta, dada pela eq. (3.6):

$$m(x,y) = e^{-CI(x,y)\Delta t} \quad (4.1)$$

onde, Δt é o tempo de exposição, C é a taxa de decaimento do inibidor por unidade de energia^[16], e o plano xy é usado para a representação da seção transversal da estrutura seguindo a mesma notação do capítulo 3.

Usando a eq. (4.1), Mack^[19] descreveu a taxa de dissolução da fotorresina em um revelador como,

$$V(x,y) = V_{\max} \left[\frac{(a+1)b}{a+b} \right] + V_{\min} \quad (4.2)$$

onde,

$$a = \left(\frac{n+1}{n-1} \right) [1 - m_{th}(x,y)]^n \quad (4.3)$$

é uma função do limite da concentração de inibidor $m_{th}(x,y)$,

$$b = [1 - m(x, y)]^n \quad (4.4)$$

n é o número de moléculas do produto da fotorreação que reage com o revelador para dissolver uma molécula de fotorresina, V_{\max} é a taxa de dissolução da fotorresina totalmente exposta, e V_{\min} é a taxa de dissolução da fotorresina não exposta.

A eq. (4.2) mostra que o processo de revelação da fotorresina é fortemente não-linear com a energia.

A *fig. (4.2)*, mostra medidas experimentais da taxa de revelação para a fotorresina "Shipley AZ-1400", usando revelador 351, em duas diferentes taxas de diluição, em função da energia para exposições homogêneas.

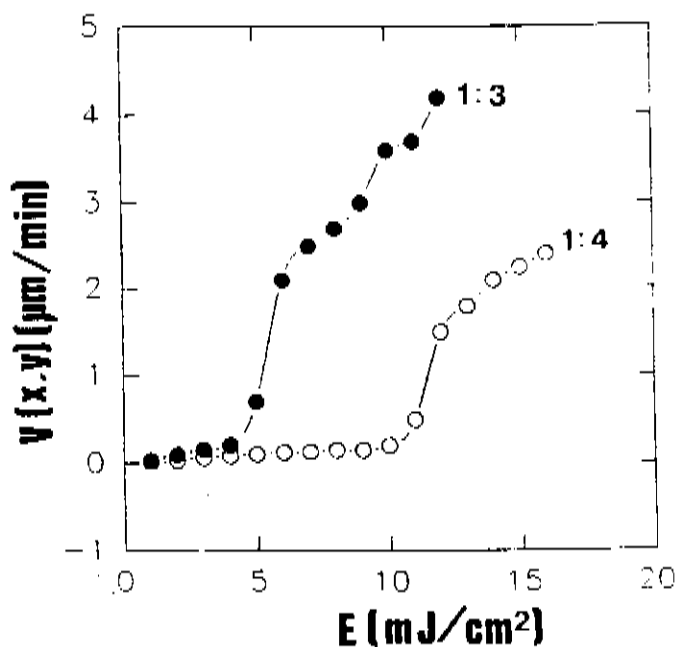


fig. 4.2- Taxa de dissolução da fotorressina AZ-1400 em revelador 351, ambos da "Shipley", com diferentes diluição como função da energia incidente.

Note a forte não-linearidade das curvas e o aumento do limiar ("threshold") de dissolução com a diluição do revelador. As curvas se tornam mais lineares para altas concentrações do revelador.

A fotorresina fotossensibilizada imersa no revelador se dissolverá através da interface entre os dois meios. Assumindo que essa dissolução ocorre somente na interface e o transporte de massa perpendicularmente a interface, a velocidade de retirada das camadas devido à dissolução pode ser considerada um vetor cuja amplitude é a taxa $V(x,y)$ e cuja direção é normal à superfície em cada ponto, ou seja,

$$\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = -V(\mathbf{r})\mathbf{n} \quad (4.5)$$

onde,

$$\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} \quad (4.6)$$

é o vetor que descreve cada ponto de superfície da fotorresina, e \mathbf{n} é o vetor unitário perpendicular à essa superfície.

Conhecendo-se o padrão luminoso no interior do filme $I(x,y)$, e a resposta do material dada pela sua taxa de revelação em função da energia $V(E)$, a eq.(4.5) pode ser utilizada iterativamente para calcular a evolução temporal do vetor posição $\mathbf{r}(t)$, de cada ponto da superfície da fotorresina. O perfil da superfície em cada instante de tempo t , pode ser representado pelo conjunto de vetores \mathbf{r} .

A isotropia da revelação úmida pode introduzir efeitos não-lineares mais fortes do que aqueles que aparecem no processo de fotossensibilização. Estes efeitos não-lineares do processo de

exposição e revelação, geram na fotorresina um perfil de frequências espaciais rico em harmônicos superiores. Quando a frequência espacial se torna muito elevada, a gravação destes harmônicos na fotorresina não é possível. Este fenômeno de perda de resolução ocorre devido à vários efeitos tais como, difusão química da espécie revelada, distância entre as moléculas fotossensibilizadas, tamanho da menor partícula da fotorresina removida pelo revelador, etc. Apesar da resposta da fotorresina não se comportar como um sistema linear, sua resposta em frequência pode ser assumida como um filtro de frequências espaciais linear invariante (L.S.I.F)^[19]. Neste caso, esta resposta pode ser escrita pela função de transferência de modulação (M.T.F), que representa o filtro de frequências espaciais.

Assumindo uma M.T.F simplificada como mostrada na *fig.4.3*, o perfil final da fotorresina pode ser composto em harmônicos espaciais, multiplicado pelo filtro e novamente sintetizado para se obter novamente o perfil "filtrado". Todos estes procedimentos podem ser feitos numericamente.

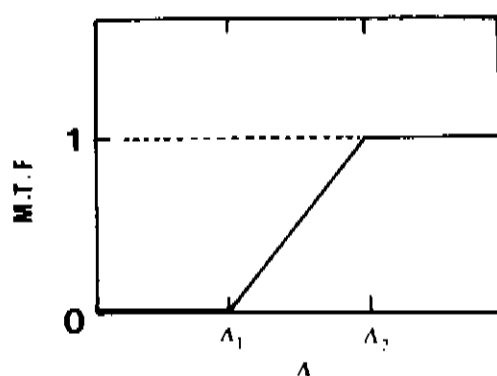


fig.4.3- M.T.F simplificada para o cálculo do perfil final da estrutura em relevo na fotorresina.

Essa M.T.F. corresponde a um corte linear em resposta, começando no período Λ_1 e finalizando no período Λ_2 .

A função M.T.F. simplificada proposta acima foi usada para a filtragem espacial de resposta de fotorresinas. Os períodos de corte Λ_1 e Λ_2 foram obtidos através de um ajuste experimental de estruturas com períodos de $0.8 \mu\text{m}$ e $1.6 \mu\text{m}$, gravadas em filmes de fotorresina "Shipley AZ-1400" sobre substratos de vidro e alumínio. Os valores típicos encontrados foram $\Lambda_1=0.1 \mu\text{m}$ e $\Lambda_2=0.6 \mu\text{m}$.

4.3- EXEMPLOS DE PERFÍS SIMULADOS.

O modelo descrito foi implementado num microcomputador compatível do tipo IBM-PC^[20], para calcular o perfil de estruturas gravadas holograficamente em filmes de fotorresina "Shipley AZ-1400", sobre substratos de baixa e alta refletividade.

4.3.1- SUBSTRATOS TRANSPARENTES.

O efeito da não-linearidade do processo de revelação sobre o perfil das estruturas gravadas, é mostrado na *fig.4.4*. Na simulação, foi considerado filmes de fotorresina com propriedades ópticas equivalentes ao caso da seção anterior. Vidro foi considerado como substrato cujo índice de refração é $n=1.51$ e coeficiente de atenuação é $\kappa=0.00$, em ambos os casos para iluminação monocromática de comprimento de onda $\lambda=0.4579 \mu\text{m}$. Foi considerado ainda mesmas energias

de exposição e diferentes condições de revelação: (a) Baixa concentração de revelador (curva $V \times E$ não linear), (b) Alta concentração de revelador (curva $V \times E$ linear), e (c) mesma condição de (b), mas com uma luz de fundo adicional contínua. As curvas para cada situação representam tempos crescentes de revelação. Para os casos de condições lineares, as curvas estão igualmente espaçadas.

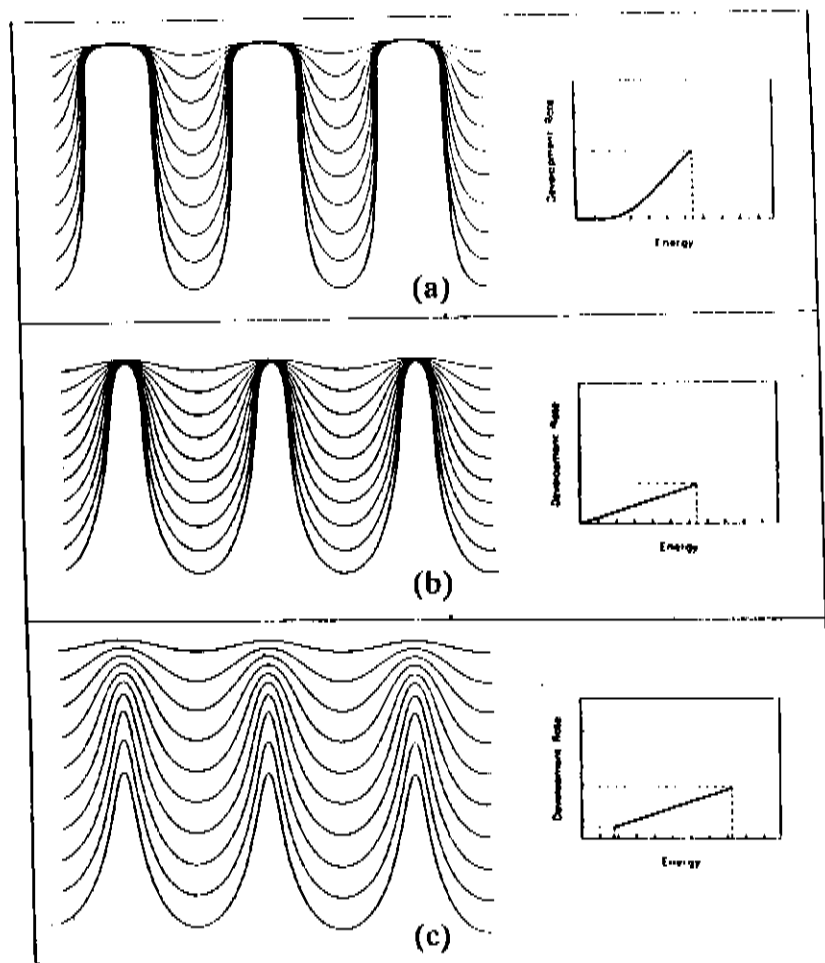


fig.4.4- Simulação do perfil de estruturas com $0.833 \mu\text{m}$ de período, expostas a uma iluminação monocromática de comprimento de onda $\lambda=0.4579 \mu\text{m}$, sobre substratos de vidro, em diferentes condições de revelação: (a) curva $V \times E$ não-linear, (b) curva $V \times E$ linear e, (c) curva $V \times E$ linear com fundo de luz homogênia.

Note um estreitamento nos picos das estruturas devido à isotropia do revelador, principalmente nas condições lineares. Note também que este efeito é, de certa forma, compensado nas condições de não-linearidade.

A presença de um fundo de luz homogêneo, aliada a isotropia da revelação, impede o aumento da profundidade dos relevos gravados, mostrando a necessidade de exposições de alto contraste (estabilizadas) para a gravação de estruturas profundas (alto "aspect ratio").

4.3.2- SUBSTRATOS REFLETORES.

O uso de substratos refletôres implica no aparecimento de ondas estacionárias ("Standing Waves") no interior do filme de fotorresina, gerando nodos de energia planares ao longo da espessura do mesmo (seção 3.1). Neste caso, o perfil resultante depende fortemente da intensidade destes nodos e da espessura d do filme. A altura h da estrutura gravada, será uma constante igual ao período Λ_E da onda estacionária, para cada ângulo de incidência θ_0 (eq.3.8).

A *fig.4.5(a)* mostra o resultado da simulação em substratos com 80% de reflexão, para três diferentes espessuras d do filme^[21]. Foi considerado para a fotorresina um índice de refração $n=1.67$ e coeficiente de atenuação $\kappa=0.005$, sob luz de comprimento de onda $\lambda=0.4579 \mu\text{m}$. Com tempos maiores de revelação, é possível atravessar o primeiro nodo de energia. A *fig.4.5(b)*, mostra o perfil da estrutura

nas mesmas condições do primeiro caso da *fig.4.5(a)*, para um tempo de revelação três vezes maior.



(a)



(b)

fig.4.5- (a) simulação dos perfís das estruturas em substratos com 80% de reflexão para os casos em que a superfície do filme está (1) $0.01d$ abaixo de um nodo de energia, (2) $0.03d$ abaixo de um nodo de energia, (3) $0.1d$ abaixo de um nodo de energia; (b) Estrutura correspondente ao caso (1), para um tempo de revelação três vezes maior.

A *fig.4.6* mostra a simulação dos perfís das estruturas gravadas em fotorresinas sobre substratos refletores em condições semelhantes ao caso mostrado na *fig.4.4*. Como substrato foi considerado um filme de alumínio, com índice de refração $n=0.64$ e índice de atenuação $\kappa=8.75$, em ambos os casos para iluminação monocromática de comprimento de onda $\lambda=0.4579 \mu\text{m}$.

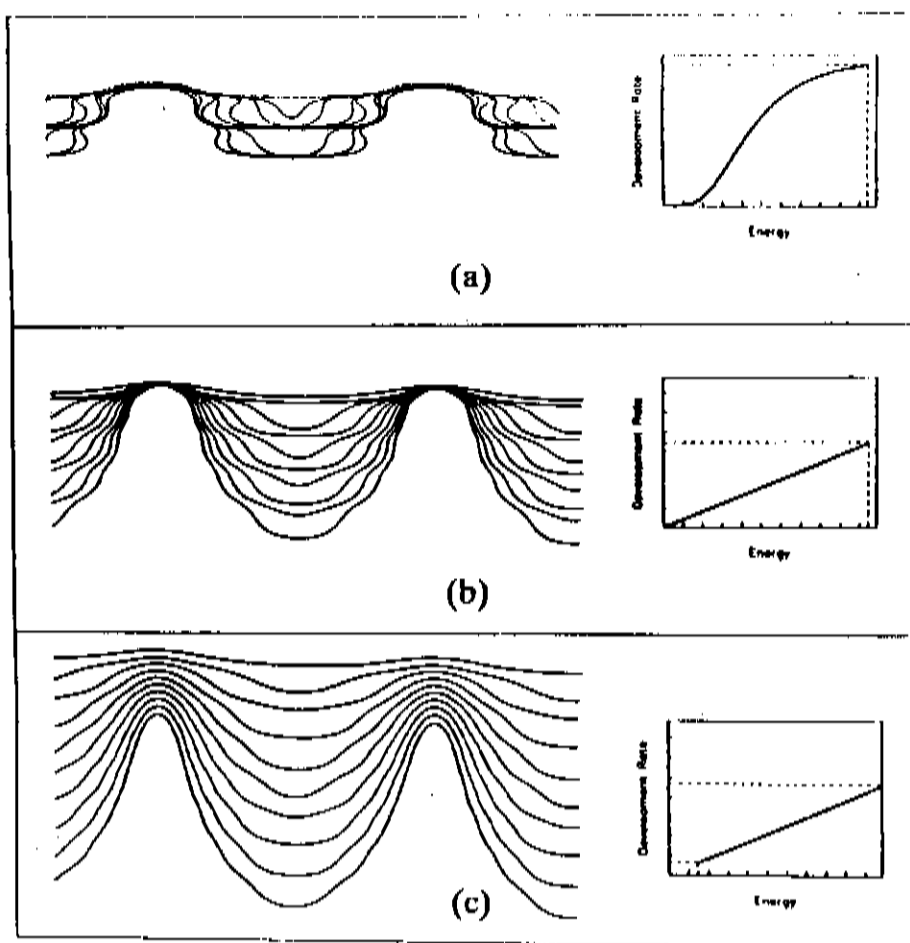


fig.4.6- Simulação do perfil de estruturas com $0.833 \mu\text{m}$ de período, expostas a uma iluminação monocromática de comprimento de onda $\lambda=0.4579 \mu\text{m}$, sobre substratos aluminizados, em diferentes condições de revelação: (a) curva $V \times E$ não-linear, (b) curva $V \times E$ linear e, (c) curva $V \times E$ linear com luz de fundo homogênea.

Note que, como descrito na literatura^[22,23], as ondas estacionárias produzem nodos de energia tão fortes que a estrutura rapidamente assumem um perfil quadrado. A condição não-linear da revelação amplifica a largura dos picos das estruturas. Tal efeito pode ser usado como máscaras nos processos de ataques químicos ou físicos, para transferência da estrutura periódica para o substrato

refletor. Este efeito é menos pronunciado nas condições lineares de revelação, e menos ainda quando uma luz de fundo homogênea adicional está presente.

4.4- RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

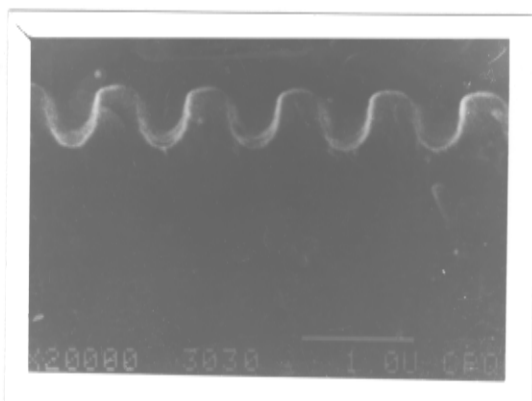
A *fig 4.7 e 4.8* mostram algumas fotografias obtidas, através de microscópio eletrônico, da seção reta de estruturas de $0.8 \mu\text{m}$ de período, correspondente a um ângulo de incidência $\theta \cong 16^\circ$, gravadas em fotorresina "Shipley AZ-1400" sobre substratos de vidro e substratos aluminizados respectivamente. Em todos os casos, o tempo de revelação foi de 1 minuto. O sistema de estabilização eletrônico, discutido nos capítulos 2 e 3, foram usados para as exposições dos filmes. Nas exposições, foi usado um laser de argônio da "Spectra Physics" modelo 2020 sintonizado no comprimento de onda $\lambda = 0.4579 \mu\text{m}$, com energia total de 120 mJ/cm^2 . Para a revelação, foi usado revelador "Shipley AZ-351", diluído 1:3 em água deionizada.

Nas estruturas das *figs.4.7(a) e 4.8(a)*, os filmes foram expostos durante 10 minutos e nas estruturas das *figs.4.7(b) e 4.8(b)* foram expostos durante 19 minutos.

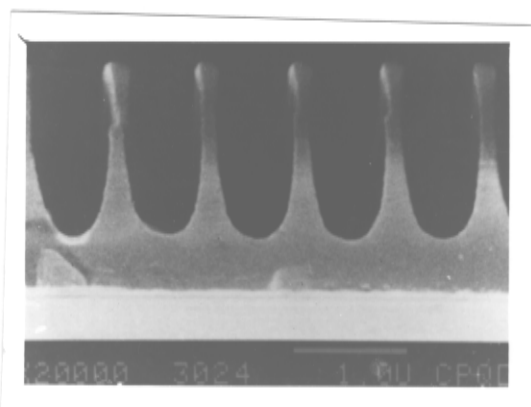
Note a semelhança dos perfis com os casos das *figs.4.4(b) e 4.6(b)* obtidas nas condições lineares de revelação correspondente a reveladores concentrados.

A forma retangular das estruturas gravadas em fotorresinas sobre substratos refletoras, é bastante favorável de serem usadas como

máscaras em aplicações de microlitografia holográfica. Algumas dessas aplicações serão discutidos no capítulo 7 deste trabalho.

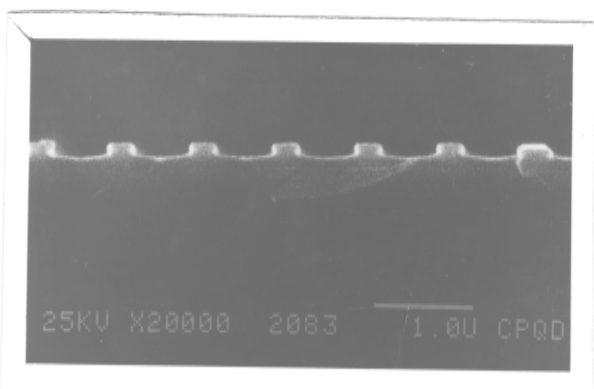


(a)

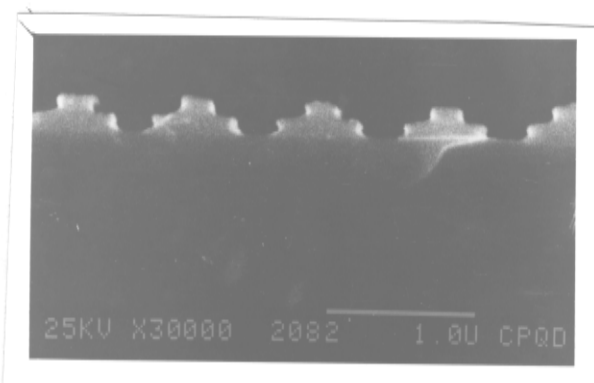


(b)

fig.4.7- Fotografias, obtidas através de microscópio eletrônico, do perfil de algumas estruturas de período $\Lambda=0.8 \mu\text{m}$, gravadas em fotorresina "Shipley AZ-1400" sobre substratos de vidro para (a) exposição de 10 minutos, e (b) exposição de 19 minutos.



(a)



(b)

fig.4.7- Fotografias, obtidas através de microscópio eletrônico, do perfil de algumas estruturas de período $\Lambda = 0.8 \mu\text{m}$, gravadas em fotorresina "Shipley AZ-1400" sobre substratos aluminizados para (a) exposição de 10 minutos, e (b) exposição de 19 minutos.

PROCESSOS DE MICROLITOGRAFIA PARA FABRICAÇÃO
DE COMPONENTES ÓPTICOS

A contínua redução das dimensões dos componentes ópticos e eletrônicos e o aumento da integração destes componentes em sistemas cada vez mais complexos, tem sido o principal objetivo da indústria de microeletrônica e optoeletrônica.

O uso de componentes ópticos difrativos em relevo tem-se apresentado como uma boa alternativa para a miniaturização e integração de componentes ópticos. Além disso, a fabricação desses tipos de componentes podem utilizar a mesma tecnologia planar, comum à microeletrônica, permitindo sua compatibilização e eventual integração com componentes eletrônicos.

Tanto para componentes ópticos quanto eletrônicos em tecnologia planar a microlitografia é a mais importante técnica dos processos de fabricação.

5.1- MICROLITOGRAFIA HOLOGRÁFICA.

O processo da microlitografia consiste em transferir um padrão,

previamente gravado em máscara de emulsão ou cromo, para um filme fotossensível (fotorresina). O padrão gravado na fotorresina, na forma de relevo, atua como máscara, permitindo o ataque do substrato nas regiões onde a fotorresina foi removida após a revelação. No caso específico da microlitografia holográfica (M.L.H), ao invés de se utilizar uma máscara de emulsão, o padrão é gerado diretamente por interferência de duas ondas luminosas coerentes sobre a fotorresina. Assim, é possível gravar estruturas muito menores que as obtidas pelas técnicas convencionais de projeções de máscaras, permitindo-se atingir dimensões necessárias para a confecção de componentes ópticos difrativos.

O processo completo da microlitografia holográfica, mostrado na *fig.5.1*, se compõe nas seguintes etapas:

- Deposição do filme de fotorresina sobre um substrato.
- Exposição do padrão de interferência com uma solução de alcalina, até a abertura de janelas sobre a fotorresina.
- Ataque úmido ou seco do substrato à amostra.
- Remoção da fotorresina remanescente.

Devido ao grande número de parâmetros físicos e químicos a serem controlados, as etapas mais críticas do processo de microlitografia holográfica são: Exposição do padrão de interferência e revelação da fotorresina.

Nosso sistema de exposições holográficas é composto de uma montagem interferométrica que utiliza um laser de Argônio, e um sistema eletrônico de estabilização, equivalente ao mostrado na *fig.2.7* do capítulo 2, ou na *fig.3.13* do capítulo 3.

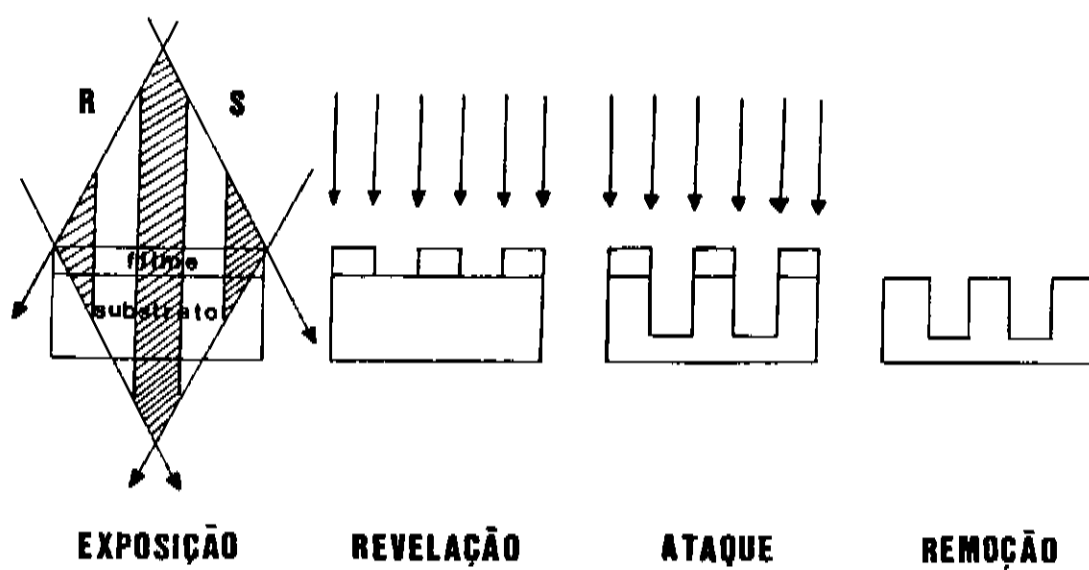


fig. 5.1- Etapas do processo da microlitografia holográfica (M.L.H).

A revelação do padrão exposto é extremamente crítica na confecção da máscara holográfica, pois dela depende a largura das janelas abertas sobre o substrato, e a espessura de fotorresina remanescente. Para se obter um controle melhor desses parâmetros, pode-se utilizar camadas intermediárias para servir como máscaras mais seletivas que a fotorresina para o ataque ao substrato.

O uso de técnicas de microlitografia holográfica, possibilita tanto a confecção de componentes ópticos mais resistentes, uma vez que eles podem ser gravados em materiais mais rígidos tais como vidro, quartzo, etc., quanto possibilita a fabricação de novos tipos de componentes holográficos tais como componentes de ordem zero, para os quais é necessário se atingir profundidades de relevo muito maiores do que suas pequenas dimensões laterais (alto "aspect ratio").

5.2- PROCESSOS DE ATAQUES ÚMIDO E SECO PARA MICROLITOGRAFIA.

5.2.1- PROCESSOS DE ATAQUES EM TECNOLOGIA PLANAR.

Os processos de ataques de superfícies são amplamente empregados em tecnologia planar de semicondutores. O controle rigoroso da profundidade e forma atacada é fundamental para atender o constante surgimento de novos componentes em microeletrônica. As técnicas de ataque usuais em microeletrônica, podem também ser usadas em óptica e optoeletrônica, para produzir elementos ópticos em relevo. Nesse caso, o controle da forma do perfil atacado torna-se ainda mais crítico.

Nas seções seguintes faremos uma breve resumo dos processos de ataques mais importantes em tecnologia planar, levando-se em consideração os materiais mais utilizados em óptica e as respectivas reações de ataque.

Os processos de ataque podem ser divididos em secos ou úmidos. Ataques úmidos são realizados utilizando-se soluções químicas na fase líquida, e ataques secos são realizados por elementos químicos ou físicos na fase gasosa, os quais podem ser acelerados ou não, por um campo elétrico uniforme.

Quanto a forma do perfil resultante, os ataques podem ser classificados em Isotrópico ou Anisotrópico (*fig.5.2*). Ataques Isotrópicos (*fig.5.2(a)*), são aquelas que ocorrem aleatória e uniformemente em todas as direções espaciais L e D. Ataques anisotrópicos (*fig.5.2(b)*), ocorrem preferencialmente numa direção D.

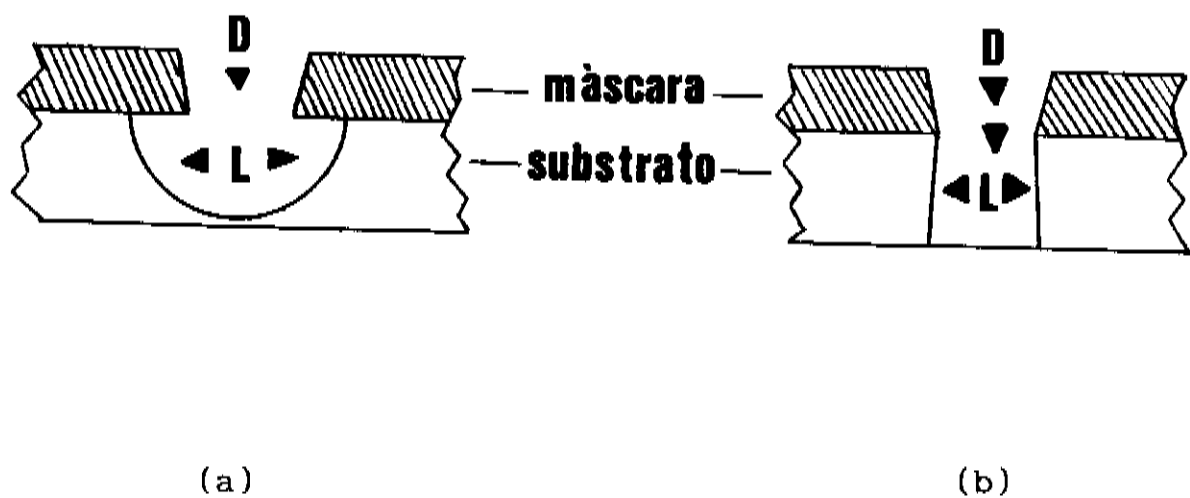


fig.5.2- Forma do perfil atacado (a) Isotrópico e, (b) Anisotrópico.

O grau de isotropia G pode ser representado pela razão entre as taxas de ataque nas direções L e D . Muitos parâmetros podem influenciar o grau de isotropia do ataque. Nos ataques úmidos, é importante a adesão da fotorresina ao substrato, as condições de pós-cosimento ("pós-bake"), e a composição da solução química. Nos ataques secos, além desses parâmetros, temos ainda parâmetros dinâmicos tais como potência RF, pressão do gás e resistência à erosão física.

Um outro parâmetro bastante importante nos processos de ataques, é a seletividade, definida pela razão entre a taxa de ataque no substrato e na máscara, isto é

$$\text{SELETIVIDADE} = \frac{\text{TAXA DE ATAQUE AO SUBSTRATO}}{\text{TAXA DE ATAQUE À MÁSCARA}} \quad (5.1)$$

Esse parâmetro é importante porque indica o limite de profundidade atacada no substrato para uma determinada espessura de máscara.

5.2.2- ATAQUES ÚMIDOS PARA SiO_2 E Si.

Basicamente, vidros existem como um material cristalino com um átomo de silício tetraedricamente ligados por átomos de oxigênio. Ambas as fases, cristalinas e amorfas podem existir nos vidros. Quartzo fundido existe como um material amorfo de SiO_2 no tetraedro de SiO_4 . Para reações de ataque, fluor elementar pode retirar facilmente o átomo de oxigênio no SiO_2 , pois o fluor tem um raio iônico 8 vezes menor do que o Si-O e, além disso, a energia de ligação do Si-F é 1.5 vezes maior do que o Si-O.

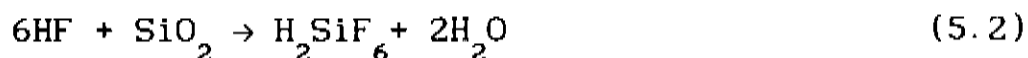
Vidros de diferentes formas são depositados por difusão química, por colisão eletrônica ("Sputtering"), ou por crescimento pela oxidação do silício. Oxidações térmicas ou anódicas do silício resultam em filmes amorfos que tem pouca energia de ligação entre Si-Si^[24, 25].

O ataque do SiO_2 com máscara de fotorresina, usando solução aquosa de HF, ocorre de uma forma bastante isotrópica, por causa de uma acentuada delaminação do SiO_2 abaixo da máscara.

Efeitos de isotropia podem ser reduzidos com uma solução tampão ("Buffer") de NH_4F com HF na proporção 30:1^[26], ou com uma solução de NH_4 com HF na proporção 6:1, ou ainda com uma solução de HNO_3 com HF na proporção 1:3^[27].

A reação de ataque químico do SiO_2 com HF, pode ser representado

por:



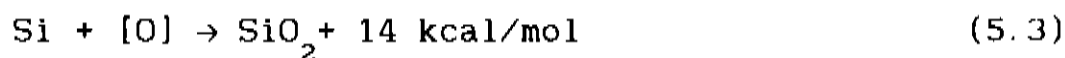
Harrell^[28] adicionou NH_4F e H_2F_6 em HF e mostrou que a taxa de ataque aumenta devido a formação de íons HF_2^- durante a reação.

A adição de NH_4Cl , NH_4Br , ou NH_4I em HF aumenta também a taxa de ataque do SiO_2 , como mostra a *tab.5.1*^[29].

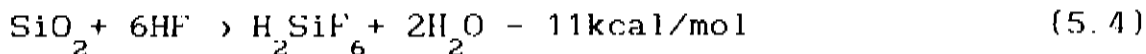
ION "BUFFER"	TAXA DE ATAQUE ($\text{\AA}/\text{s}$)
F^-	10
Cl^-	20
Br^-	23
I^-	33

tab.5.1- Efeito de íons halógenos na taxa de ataque do SiO_2 ^[29].

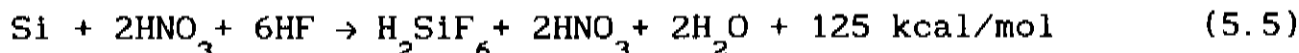
O ataque do Silício envolve o seguinte passo de oxidação:



Seguido pelo ataque do SiO_2 ,



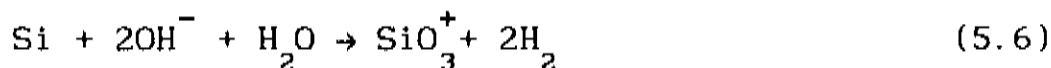
No sistema "buffer" HF/HNO₃ [27], teremos a seguinte reação



Cada átomo de Si, usa 2 moles de HNO₃ e 6 moles de HF. Se a reação é de difusão controlada, a maior taxa de ataque ocorreria quando a razão de HNO₃ em HF fosse 1:3 em número de moles. Nas reações de difusão controlada, o produto *viscosidade* × *taxa de ataque* é uma constante. Ácido acético glacial é frequentemente adicionado ao sistema "buffer" HF/HNO₃, para funcionar como um moderador de viscosidade [30], possibilitando um aumento na taxa de ataque.

Normalmente, metais, Si₃N₄ ou SiO₂, são usados como máscaras para o ataque do Si com HF/HNO₃.

Soluções alcalinas também tem sido utilizadas como atacantes para o silício, de acordo com a seguinte reação



As soluções alcalinas são atacantes anisotrópicos preferenciais para planos cristalinos de baixo índice [31]. A razão para a escolha da orientação 100, é que este é o maior plano no qual os planos de orientações 110, 111, 100, e 211 interceptam-se com simetria

regular^[32]. Além disso, na orientação 100 a taxa de ataque é 100 vezes mais rápida do que na direção 111.

Máscaras inorgânicas tem sido mais efetivas para ataques do silício com soluções alcalinas^[32].

5.2.3- ATAQUES ÚMIDOS PARA O ALUMÍNIO.

No estado líquido, os atacantes dos metais envolve muitos princípios eletroquímicos. O próprio metal atua como um anodo durante a reação, como mostra a seguinte reação



Como a maioria dos metais são cobertos por um óxido nativo, um agente oxidante deve ser adicionado à solução atacante, para inicialmente ocorrer uma reação química com o oxigênio do óxido.

A *tab.5.2* mostra agentes oxidantes para alguns tipos de metais.

METAL	OXIDANTE
Al	F_2
Zn	H_2O_2
Cr	MnO_4^-
Ni	$Cr_2O_7^{2-}$
Sn	Br_2
Cu	HNO_3
Ag	Fe^{2+}
Au	I_2

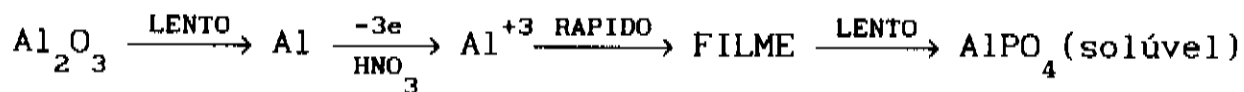
tab.5.2- Agentes oxidantes para alguns tipos de metais.

Embora seja muito comum o uso do alumínio como interconecção em componentes eletrônicos, pouco se tem estudado à respeito dos ataques químicos úmidos desses metais. Somente Romankiw^[33] publicou algumas revisões críticas sobre os atacantes do alumínio, e citou breves artigos^[34] sobre o mecanismo da reação.

Metais em contato com outros metais são alterados em seus potenciais eletroquímicos (efeito galvânico), resultando em aumento considerável na taxa de ataque. Por exemplo, Al somente, atacado com NaOH durante 7 minutos, é equivalente ao ataque durante 1 minuto quando em contato com Pt, ou Au^[35].

O ataque do Al pode ser conseguido em meios ácidos ou alcalinos. Uma formulação popular consiste em usar H_3PO_4 concentrado (76%), ácido acético glacial (15%), ácido nítrico concentrado (3%), e água (5%) em volume. De acordo com estudos de Harvilchuck e Judge^[34], a reação

consiste em uma formação controlada de Al^{3+} e $AlPO_4$, como mostrado nos seguintes passos de reação:



Uma solução de água e ácido fosfórico, impede a dissolução do Al_2O_3 mas é essencial para solubilizar o produto secundário de $AlPO_4$.

A taxa de ataque ao alumínio, pode também ser aumentada consideravelmente, através da aplicação de uma corrente elétrica neste metal. Além disso, a presença de correntes elétricas tem revelado o surgimento de ataques anisotrópicos.

A adesão da fotorresina ao alumínio não tem sido estudado detalhadamente. A tensão superficial da fotorresina ao alumínio tem sido demonstrada estar no intervalo de 45 a 60 dinas/cm^[36].

Um tratamento prévio do alumínio com Cr_2O_3 , pode ser usado para almentar a adesão da fotorresina ao substrato^[37].

5.2.4- ATAQUES SECOS GASOSOS.

Descargas elétricas podem ser usadas para criar atacantes físicos ou químicos na fase gasosa. As reações se processam à altas temperaturas (>300°C), de modo que o gás esteja no estado de átomo ativo, radical livre, ou radical iônico.

Em 1960, o ataque por feixe iônico ("Ion beam Etching", ou "Sputter Etching") em semicondutores, foi experimentado usando ions de argônio excitado por um campo de radio-frequência (RF). Ions com energia cinética maior que 50 eV introduziu fortes erosões na superfície do semicondutor. Infelizmente, fotorresinas orgânicas também são susceptíveis a esses tipos ataques físicos. Esse problema pode ser contornado escolhendo-se um gás apropriado que tenha seletividade alta aos ataques erosivos. Tradicionalmente, moléculas excitadas de O_2 tem sido utilizadas para a remoção final de máscaras de fotorresinas.

Um outro tipo de ataque gasoso bastante utilizado é o ataque químico por Plasma não ativo ("Plasma Etching"). Descargas elétricas em um gás de baixa pressão, é capaz de gerar ions, radicais livres, e moléculas poliatômicas excitadas no modo vibracional. Atacantes químicos por plasma convencionais fisicamente não ativos, são formados por uma moléculas excitadas à base de fluor ou cloro.

Um terceiro tipo de ataque gasoso, inclui um campo elétrico uniforme gerado por um equipamento de rádio-frequência (RF), capaz de acelerar ions quimicamente ativos na direção de um alvo desejável. Esse tipo de ataque é conhecido como ataque por ion reativo ("Reactive Ion Etching - RIE"), ou ataque reativo por choque ("Reactive Sputter Etching - RSE"), ou ainda ataque por feixe de ion reativo ("Reactive Ion Beam Etching"). Coletivamente, as três nomenclaturas são denominadas de ataque por plasma assistido ("Plasma Assisted Etching - PAE").

A presença dos componentes físicos e químicos nos ataques por plasma reativo, proporcionam consideravelmente características anisotrópicas^[38].

A maioria dos atacantes populares para Si, SiO₂, e Si₃N₄ tem sido CF₄, e para Alumínio CCl₄.

A excitação por plasma de CF₄ envolve inicialmente uma captura eletrônica do seguinte tipo,



Radicais neutros do tipo F* não podem ser acelerados na direção de um alvo, sendo portanto, somente quimicamente ativos. Esses radicais poderiam ser acelerados somente na presença de um campo magnético. Por outro lado, os ions CF₃⁺ são acelerados facilmente na presença de um campo elétrico uniforme.

5.2.5- ATAQUES SECOS PARA O ALUMÍNIO.

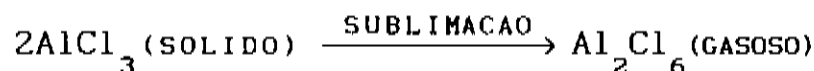
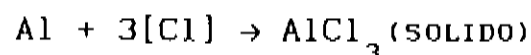
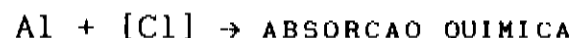
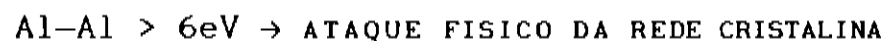
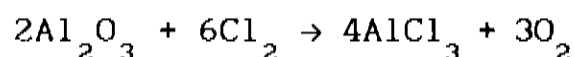
O ataque seco para o alumínio e seus equivalentes (2% Si e 5% Cu), é um processo crítico que exige um controle rigoroso dos parâmetros de ataque. Esses ataques não tinham sido tratados seriamente até 1980 pois, até então, não se faziam necessárias interconecções metálicas de dimensões menores que 3 μm. Ataques secos em Al ou em Cu, tem-se mostrado com maior seletividade do que em Si ou

em SiO_2 . Os produtos de reação do tipo AlCl_3 são absorvidos pela fotorresina e corroe o padrão sob a forma úmida.

No ataque sêco, o gás excitado por uma descarga elétrica, é formado pela polimerização de clorocarbonos sobre a superfície do Alumínio atacado.

Como no caso de ataques úmidos, uma solução oxidante (tab.5.2) pode ser adicionada para a remoção de Al_2O_3 , durante o ataque ao Alumínio. A camada de Al_2O_3 pode ainda ser removida por efeitos físicos com ions ou radicais Cl.

Em fase gasosa, o ataque ao Alumínio envolve seis reações básicas:



A camada de Al_2O_3 pode também ser atacada à uma taxa de $\cong 100$ Å/min., com plasma de CCl_4 [39]. A energia de ativação para a remoção com plasma de CCl_4 do Al_2O_3 , ou Al simplesmente, é de 4kcal/mol para uma típica reação de difusão controlada [40]. Para o caso de plasma com BCl_3 , a energia de ativação necessária é somente $\cong 0.5$ kcal/mol, entretanto, o ataque ao alumínio ocorre muito mais lentamente [41].

No ataque ao Alumínio com CCl_4 , perfis anisotrópicos podem ser

obtido através da formação de depósitos de polímeros em toda a superfície atacada (*fig.5.3*)^[42]:



A componente adicional de ataque físico, possibilita a remoção da camada de polímeros que se deposita na parte mais baixa da superfície atacada, garantindo a continuidade do processo e a sua anisotropia:



É possível que durante o ataque ao alumínio, a camada lateral de polímeros seja parcialmente removido por radicais de oxigênio, reduzindo portanto, a anisotropia da estrutura atacada. As fontes possíveis de oxigênio são, materiais de eletrodos, camadas de SiO_2 , e a própria fotorresina.

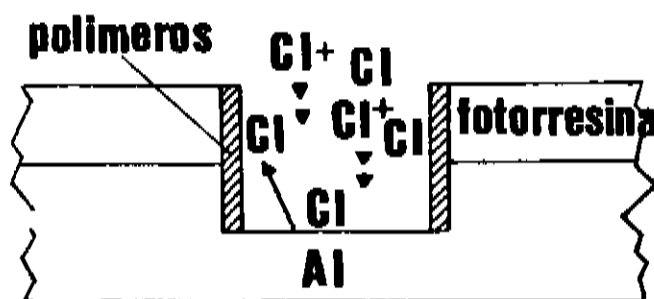


fig.5.3- Formação de polímeros no ataque ao Alumínio com CCl_4 .

A temperatura e a energia de ativação são parâmetros críticos no ataque ao Alumínio e na formação de polímeros. Durante o ataque, os eletródos podem ser recobertos por AlCl_3 , provocando uma redução na taxa de ataque. Uma quantidade de calor adicional é necessária para a sublimação desses produtos de reação.

Frequentemente, CCl_4 tem sido uma escolha inicial para o ataque ao Alumínio. Recentemente, elementos tais como BCl_3 e SiCl_4 , tem sido utilizados com sucesso, oferecendo melhor remoção de resíduos Al_2O_3 , menor erosão da fotorresina, e melhor seletividade do que Cl_2 ou CCl_4 [43,44,45]. Não se observa a formação de polímeros com o uso de BCl_3 [40]. Entretanto, a taxa de ataque do BCl_3 ao alumínio ocorre muito lentamente (3 nm/min.), por causa da ineficiente formação de radicais Cl:



Como BCl_3 é um eficiente consumidor de O_2 e possui mais umidade do que CCl_4 , ocorre uma forte redução na formação de inibidores Al_2O_3 [40,41]. A taxa de ataque ao alumínio com BCl_3 depende do material utilizado como eletródo. Geralmente um eletródo de Al anodizado proporciona uma excelente taxa de ataque ao alumínio, por causa da recombinação de radicais Cl na superfície atacada [40]. Um perfil com excelente anisotropia é observado quando o alumínio é atacado com uma mistura de $\text{BCl}_3/\text{CCl}_4/\text{O}_2$ a uma temperatura de 20°C [46].

A *tab.5.3*, mostra a seletividade do ataque ao alumínio para três diferentes tipos de gases, e para alguns materiais comumente utilizados como máscaras. Em cada caso, é apresentado uma referência bibliográfica.

MASCARA	CCl ₄				SiCl ₄		BCl ₃
FOTORESINA	2 ^[47]	4 ^[48]	6 ^[49]	8 ^[50]	10 ^[54]	15 ^[55]	5 ^[48]
SiO ₂	2 ^[51]	4 ^[48]	7 ^[47]	12 ^[52]	50 ^[55]		30 ^[48]
		25 ^[53]	30 ^[48]				
POLI Si	2 ^[47]	4 ^[48]	10 ^[50]		2 ^[54]		
Si ₃ N ₄			7 ^[49]		10 ^[54]		

tab.5.3- Seletividades para alguns atacantes do Alumínio.

O uso de gases clorinos reduzem consideravelmente a erosão ocorrida na fotorresina^[56].

A frequência de excitação do campo RF^[53,57], e a área da superfície do substrato de ataque^[57], podem também influenciar a seletividade do ataque ao Alumínio.

PROPRIEDADES DE DIFRAÇÃO DE ESTRUTURAS PERIÓDICA

6.1- EFICIÊNCIA DE DIFRAÇÃO.

Todo componente difrativo em relevo, é fundamentalmente uma rede de difração. No apêndice D é feito um resumo das características gerais das redes de difração.

A eficiência de difração de uma rede na ordem m , é definida pela razão entre a irradiância I_m , difratada na ordem m , e a irradiância I_1 , incidente da luz de comprimento de onda λ , isto é

$$\eta = \frac{I_m}{I_1} \quad (6.1)$$

De uma forma geral, a eficiência de difração das redes, é calculada à partir das equações de Maxwell usando condições de contorno apropriadas.

Dependendo do fator de espessura,

$$Q = \frac{2\pi\lambda h}{n\Lambda^2} \quad (6.2)$$

onde λ é o comprimento de onda incidente, h é a altura da rede, Λ é o período, e n é o índice de refração, duas aproximações podem ser utilizadas:

Para $Q < 1$ (rede fina), a rede se comporta de acordo com a teoria escalar^[58] e para $Q > 10$ (rede espessa), se comporta de acordo com a teoria das ondas acopladas^[58].

O caso para $1 < Q < 10$ ocorre mais frequentemente na prática e, neste caso, é necessário o uso de teorias mais gerais, à partir das equações de Maxwell e de métodos numéricos, para a solução do problema da difração. Existem dois métodos para a solução geral para o problema das redes de difração: Métodos diferenciais^[59] e Métodos integrais^[60]. Nos métodos diferenciais, o campo eletromagnético difratado pela rede, é obtido à partir de equações diferenciais. Esse método tem sido mais adequado para redes dielétricas com permissividade moderada^[59]. Os métodos integrais se reduzem à solução de uma equação integral ou, um sistema de equações integrais acopladas. Esse tipo de solução, é mais apropriada para redes metalizadas pois, nestes casos, os resultados finais são bastante simplificados.

Uma das qualidades mais importantes das redes de difração, é a alta eficiência da luz difratada. No caso da difração por reflexão, a eficiência depende basicamente do formato das redes e do material usado para confeccioná-la. A dependência da eficiência com a forma da

rede, sugere em princípio, o uso de redes triangulares, para que as reflexões em uma das faces se somem à difração, permitindo atingir até 100% de eficiência para comprimentos de onda e ângulos de incidência corretos. Entretanto, do ponto de vista de campos eletromagnéticos, este efeito nem sempre é verdade. Nos casos em que o período da rede é da ordem de grandeza do comprimento de onda da luz incidente, a forma triangular não contribui, necessariamente, para valores altos da eficiência de difração. Nessas condições, podemos obter eficiências de até 100% mesmo para redes cujo perfil não seja triangular. Quando a eficiência da rede chega a 100%, é costume se dizer que a rede é "blazed" para este comprimento de onda.

6.2- EFEITOS DE POLARIZAÇÃO EM REDES DE DIFRAÇÃO METÁLICAS.

Redes de difração são estruturas de relevo periódicas, cujo perfil $y=f(x)$, pode ser escrito como uma série de Fourier, no plano xy :

$$f(x) = \sum_{m=1}^{\infty} b_m \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi m}{\Lambda} x\right) \quad (6.4)$$

onde, Λ é o período da rede. Os coeficientes de Fourier b_m , dependem do perfil da rede no plano xy . Para redes senoidais,

$$b_1 = \frac{h}{2} \quad \text{e,} \quad b_m = 0 \quad \text{para } m \neq 1 \quad (6.5)$$

onde, h é a altura máxima da rede. Para redes lamelares,

$$b_m = \frac{2h}{m\pi} \quad \text{para } m \text{ par} \quad \text{e,} \quad b_m = 0 \quad \text{para } m \text{ ímpar} \quad (6.6)$$

Consideremos uma rede de difração feita de material perfeitamente condutor, dividindo o espaço em duas regiões 1 e 2, sendo a primeira definida por $y > f(x)$ com índice de refração $n_1 = 1$ e, a segunda definida por $y \leq f(x)$ com índice de refração do material condutor. Consideremos ainda, um feixe de luz de amplitude unitária, incidindo em um plano perpendicular às linhas da rede. Das equações de Maxwell, podemos encontrar as condições de contorno na superfície de separação dos meios 1 e 2, lembrando que a rede é condutora e, portanto não pode existir campos elétricos e magnéticos em seu interior ($\mathbf{E}_2 = \mathbf{H}_2 = 0$):

$$\mathbf{n}_{12} \times \mathbf{E}_1 = 0 \quad (6.7)$$

$$\mathbf{n}_{12} \times \mathbf{H}_1 = \mathbf{J} \quad (6.8)$$

onde, \mathbf{n}_{12} é um vetor unitário normal à superfície da rede, e aponta do meio 1 para o meio 2, \mathbf{J} é o vetor densidade de corrente, \mathbf{E}_1 e \mathbf{H}_1 são, respectivamente, os campos elétrico e magnético na região 1.

Qualquer que seja a polarização da luz incidente, podemos fazer uma decomposição em duas polarizações ortogonais e, tratá-las

isoladamente. Quando o campo elétrico é paralelo às linhas da rede, a polarização é dita T.E. ("Transverse Electric"), ou polarização tipo P. Quando o campo elétrico é perpendicular às linhas da rede, a polarização é dita T.M. ("Transverse Magnetic"), ou polarização tipo S.

A eq. (6.7) mostra que, para polarização T.E., o campo elétrico da luz difratada deve ter a mesma direção do campo elétrico da luz incidente. No caso T.M. a polarização também se conserva, mas a demonstração não tão simples^[61]. Logo, podemos descrever a onda eletromagnética usando apenas um campo escalar $u(x,y)$ que, no caso T.E. representa o campo elétrico e, no caso T.M. representa o campo magnético.

De acordo com a eq. (6.7), podemos escrever a condição de contorno na superfície da rede, para o caso T.E., como $u[x, f(x)] = 0$. Usando as equações de Maxwell podemos mostrar que, no caso T.M., $\mathbf{E} = -\nabla u$ e, de acordo com a eq. (6.7), a condição de contorno, neste caso, é $du/dn|_{y=f(x)} = 0$, onde dn representa a derivada na direção normal à superfície da rede.

O campo eletromagnético total pode ser descrito pela soma entre os campos incidente e difratado: $u(x,y) = u_i(x,y) + u_d(x,y)$, de modo que as condições de contorno para os casos T.E. e T.M., podem ser reescritas, como

$$\text{T. E.} \quad u_d [x, f(x)] = -u_i [x, f(x)] \quad (6.9)$$

$$\text{T. M.} \quad \left. \frac{du_d}{dn} \right|_{y=f(x)} = - \left. \frac{du_i}{dn} \right|_{y=f(x)}$$

O problema da difração das redes, se resume em resolver uma equação de Helmholtz para o campo difratado $u_d(x,y)$ na "montagem de Littrow" que, para o nosso caso de redes metálicas, a solução mais apropriada é obtida pelo método das integrais. Esse problema, é resolvido em detalhes na referência [61], e a solução pode ser escrita na seguinte forma:

$$u_d(x,y) = - \int N(x,y,x') J(x') dl' \quad (6.10)$$

onde,

$$N(x,y,x') = \frac{\omega \mu_0}{2\Lambda} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\beta_m} e^{i[\alpha_m(x-x') + \beta_m|y-f(x)|]} \quad (6.11)$$

onde, ω é a frequência da onda eletromagnética, dl' é um elemento de superfície da rede, μ_0 é a constante de permissividade magnética do vácuo, $\alpha_m = (\omega/c)\sqrt{\epsilon} \sin\theta_m$ e $\beta_m = (\omega/c)\sqrt{\epsilon} \cos\theta_m$ são componentes do vetor de onda difratado na ordem m , θ_m são os ângulos de difração, ϵ é a constante de permissividade elétrica da rede, e c é a velocidade da luz.

Usando as eqs.(6.4), e as condições de contorno dada pelas eqs.(6.9) para as polarizações T.E. e T.M., podemos resolver numericamente a integral dada pela eq.(6.10), para obter o comportamento da eficiência de difração na ordem $m=-1$ para redes senoidais e lamelares na "montagem de Littrow"^[61].

A maioria das aplicações de redes holográficas usa uma configuração especial denominada "montagem de Littrow", que consiste em incidir a luz no denominado, ângulo de Littrow θ_L , que se dá exatamente na direção da luz difratada na ordem $m=-1$ (fig.6.1). Nesse caso, teremos $\theta_i = \theta_{-1} = \theta_L$ na eq.(D.1) do APÊNDICE D, de modo que

$$\text{sen}\theta_L = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (6.3)$$

Devido principalmente às aplicações práticas, existem varios estudos teóricos sobre eficiência das redes de difração na "montagem de Littrow", que permitem estimar o formato das redes à partir da sua curva de eficiência para cada comprimento de onda. Esta curva, é usada como padrão para avaliar o desempenho de uma rede de difração. Quando se pede informações a um fabricante sobre redes de difração, a curva mencionada deve ser fornecida.

As fig.6.2, mostram alguns resultados dos cálculos, extraídos da referência [61], para redes de características e formas bem definidas na "montagem de Littrow".

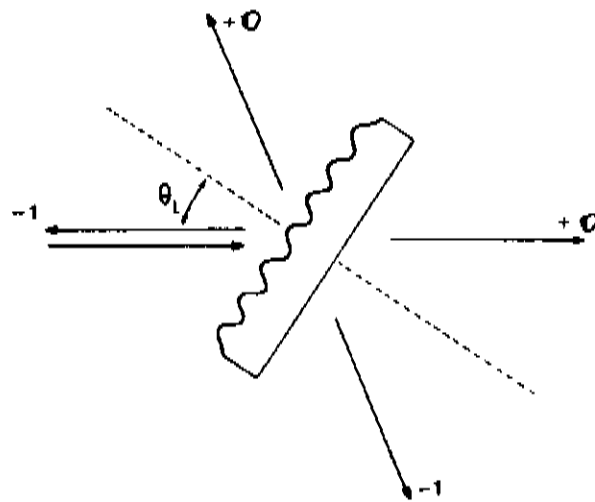


fig.6.1- Configuração representada por uma "montagem de Littrow".

Observamos na *fig.6.2* que as curvas para as polarizações T.E. e T.M., se distanciam cada vez mais em duas regiões distintas à medida que a rede se torna mais profunda, principalmente nas redes lamelares. Isso mostra que essas redes se comportam como divisores de polarização, quando utilizadas na "montagem de Littrow". Somente a região entre $\lambda/\Lambda \cong 0.5$ e $\lambda/\Lambda \cong 1.0$, deve ser útil nessas aplicações. A região entre $\lambda/\Lambda \cong 1.0$ e $\lambda/\Lambda \cong 2.0$, está relacionada à incidências rasantes, o que resulta em fortes limitações práticas.

Na seção seguinte descrevemos o sistema experimental utilizado para determinar os espectros dos componentes produzidos na "montagem de Littrow".

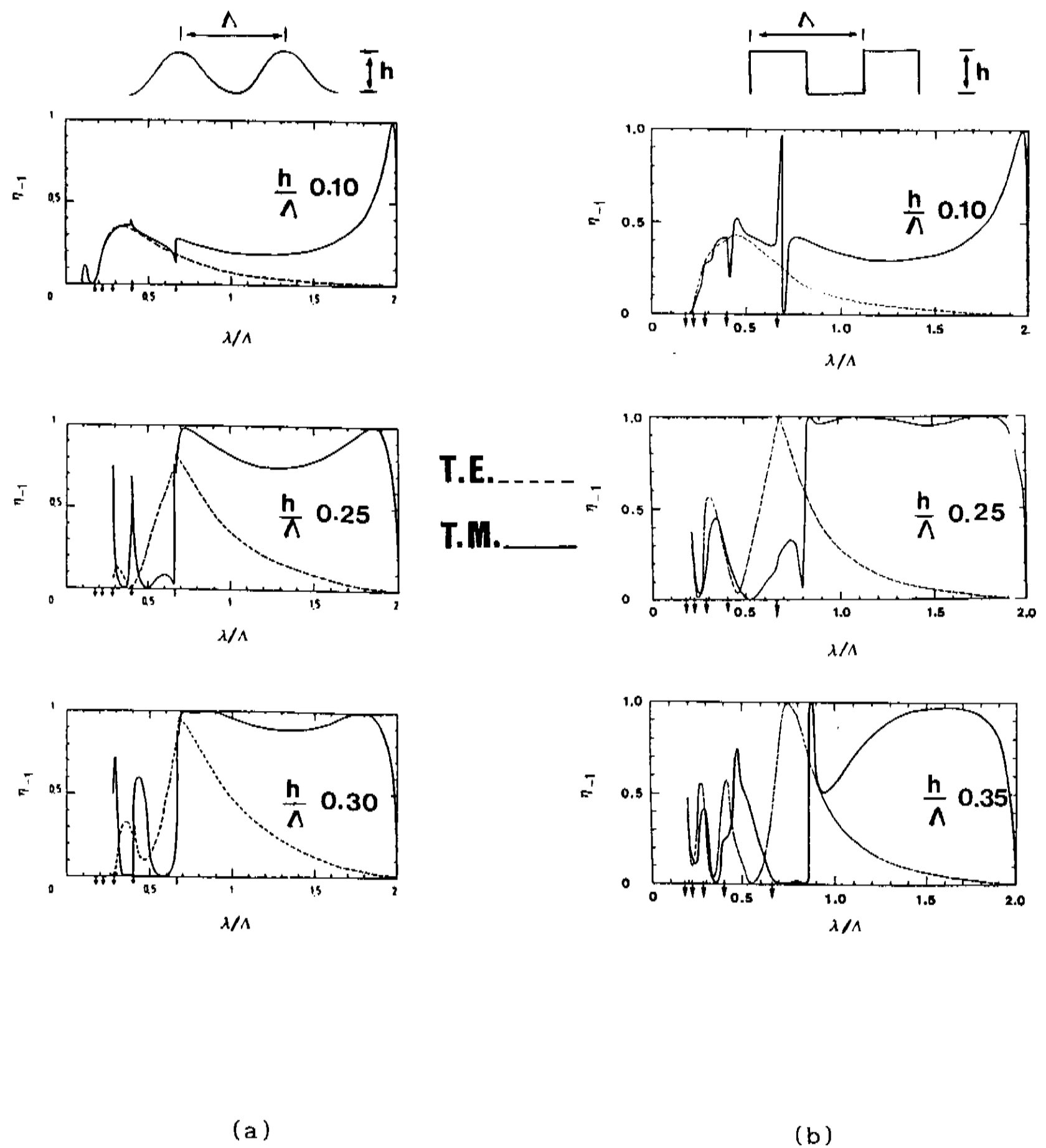


fig.6.2- Curvas teóricas da eficiência de difração η_{-1} , na "montagem de Littrow", para polarizações T.E. e T.M. da luz incidente em função da razão entre o comprimento de onda λ e o período Λ das redes, em (a) senoidais e, em (b) lamelares.

6.3- SISTEMA DE MEDIDA UTILIZADO.

A eficiência de difração é uma das características mais importantes, que deve ser conhecida pelo fabricante e usuários das redes de difração, particularmente na "montagem de Littrow". Por causa disso, foi montado em nosso laboratório^[62], um espectrômetro automatizado para computar a eficiência de difração das redes de primeira ordem ($m=-1$), na "montagem de Littrow" (fig.6.3).

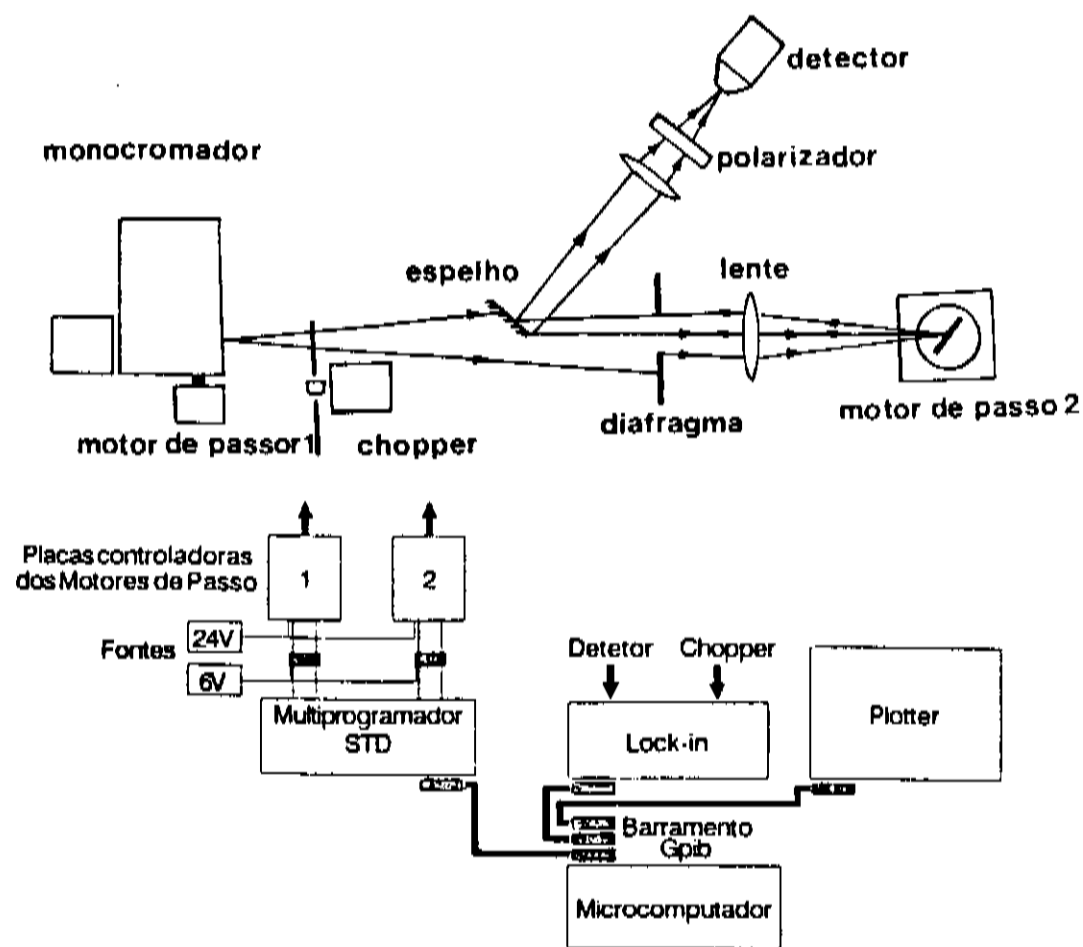


fig.6.3- Espectrômetro automatizado para medida da eficiência de difração das redes na "montagem de Littrow"^[62].

O monocromador possui uma lâmpada halógena, uma rede de difração de $0.423 \mu\text{m}$ de período e outra de $1.86 \mu\text{m}$, montadas em faces opostas e controladas externamente. A primeira opera em comprimentos de onda

menores que $0.93 \mu\text{m}$, e a segunda em comprimentos de onda menores que $1.80 \mu\text{m}$. Parte da luz do monocromador é bloqueada por um espelho, a outra parte passa por um diafragma e é convergida por uma lente sobre a rede analisada. A rede é posicionada com as linhas na direção vertical e girada de um "ângulo de Littrow", de modo que a ordem de difração $m=-1$, retorne na mesma direção da luz incidente. A luz difratada passa novamente pela lente e pelo diafragma, sendo em seguida, refletida pelo espelho, chegando ao detector depois de passar por uma outra lente e um polarizador.

O polarizador seleciona as polarizações T.E. e T.M. da luz incidente. Caso se deseje uma curva para a luz não-polarizada, deve-se obter as duas e, então soma-las, pois a luz fornecida pelo monocromador não é igualmente polarizada nas duas direções. Um "chopper" e um "lock-in" são usados para otimizar as medidas, permitindo que elas sejam feitas mesmo com luz de fundo.

Uma curva T.E. e T.M. de um "refletor perfeito", tal como um filme de alumínio, deve ser usada como referência na calibração para a determinação da porcentagem de luz difratada por reflexão. A refletividade do material usado para recobrir a rede deve ser tomada como 100%, o que pode ser feito usando um espelho feito com mesmo material usado como referência na calibração.

Os motores de passo usados na automação do sistema são fabricados pela "Syncro", um deles de 500 passos por volta (mod. 851-111-7, 5 fases) é usado para posicionar a rede na "montagem de Littrow", e o outro de 200 passos por volta (mod. 841-001-4, 4 fases) é usado para

deslocar o monocromador. Os motores são movimentados por duas placas controladoras, que comandam 5 sinais digitais cada uma.

O multiprogramador STD contém um barramento interno com algumas placas de circuito impresso, cada uma com um objetivo específico^[61]. Ele possui um módulo básico que recebe comandos via barramento GPIB e controla as placas dos motores de passo pelo barramento interno.

Maiores detalhes sobre o espectrômetro automatizado, podem ser encontrados na referência [62].

APLICAÇÕES NA FABRICAÇÃO DE COMPONENTES

O sistema holográfico estabilizado desenvolvido nos capítulos 2 e 3, o estudo da forma dos relevos gravados em fotorresinas feito no capítulo 4, as técnicas de ataque de substratos desenvolvidas no capítulo 5 e as teorias de redes de difração estudadas no capítulo 6, foram utilizados para estudar, neste capítulo, a possibilidade de fabricação de alguns tipos de componentes ópticos holográficos. Embora a qualidade alcançada ainda não seja satisfatória, os resultados aqui apresentados demonstram a viabilidade e potencialidade dessas técnicas.

Três tipos de componentes são descritos neste capítulo: Um divisor de polarização, um polarizador de grade e uma gravação de redes com deslocamento de fase em um substrato de InP para obtenção de lasers de realimentação distribuída (DFB) monomodo.

7.1- DIVISORES DE POLARIZAÇÃO.

Divisores de polarização são elementos que tem a propriedade de separar a luz despolarizada em suas componentes ortogonais. Como

exemplo clássicos de tais componentes, podemos citar o prisma de Nicol, prisma de Wollaston ou os cubos polarizadores do tipo Glan-Thonson.

Na seção 6.2 observamos que as redes de difração lamelares podem dividir a luz incidente em duas polarizações T.E. e T.M. para comprimentos de onda característicos. Estudaremos aqui, a viabilidade do uso destas propriedades das redes para obtenção de um componente divisor de polarização, para determinados comprimentos de onda de interesse, à partir dos resultados dos cálculos teóricos das eficiências de difração^[61], mostrados na seção 6.2.

Através da *fig.6.2*, observamos que a divisão de polarização tem maior efeito para redes lamelares caracterizadas por,

$$\frac{\lambda}{\Lambda} = 0.7355 \qquad \frac{h}{\Lambda} = 0.35 \qquad (7.1)$$

A *tab.7.1*, mostra o período Λ e a altura h de redes lamelares que se comportam como divisores de polarização, para alguns comprimentos de onda λ mais utilizados, calculados à partir das eq. (7.1).

Poderíamos pensar em produzir redes lamelares, gravadas diretamente em fotorresinas sobre substratos refletivos, e utilizá-las como componentes divisores de polarização. Nesse caso, entretanto, a altura h da estrutura resultante, será regulada apenas pelo padrão de ondas estacionárias estudada na seção 3.1 e não arbitrariamente como necessário. Além disso, a simetria da rede depende sensivelmente da

espessura do filme fotossensível e da energia de exposição. Entretanto, podemos encontrar uma rede holográfica que preencha, pelo menos aproximadamente, as condições de algum dos casos da *tab.7.1*.

$\lambda(\mu\text{m})$	$\Lambda(\mu\text{m})$	$h(\mu\text{m})$
1.300	1.757	0.615
0.860	1.162	0.407
0.633	0.855	0.299
0.514	0.695	0.243
0.418	0.566	0.190

tab.7.1- Caracterização de redes lamelares divisoras de polarização, para alguns comprimentos de onda mais importantes.

Consideremos o sistema de exposições holográficas da *fig.3.13*, com os mesmos parâmetros de controle especificados, tanto para o sistema óptico quanto para o sistema eletrônico de estabilização. Como o padrão é gerado por feixes de luz de comprimento de onda $\lambda_0=0.4579 \mu\text{m}$, de acordo com a eq.(3.8), para ângulos de interferências típicos ($\theta_0 < 45^\circ$), o período das ondas estacionárias fica limitado a poucos décimos de micrometros ($\Lambda_E < 0.3 \mu\text{m}$) e, portanto, na maioria dos casos, $h < 0.15 \mu\text{m}$. Assim, a altura das redes lamelares gravadas holograficamente é, em geral, relativamente pequena. De acordo com a *tab.6.1*, na melhor das hipóteses, uma rede lamaler gravada por processos exclusivamente holográficos, poderia ser usada como divisores de polarização apenas nas regiões próximas ao ultra violeta

(0.4 a 0.03 μm) do espectro eletromagnético.

Como o detector disponível no espectrômetro da *fig.6.3* é limitado à comprimentos de onda da região do visível, procuramos projetar um divisor de polarização para $\lambda \approx 0.418 \mu\text{m}$. A *tab.6.1* mostra que, neste caso, o período da rede é $\Lambda \approx 0.566 \mu\text{m}$ e a altura é $h \approx 0.190 \mu\text{m}$. Uma rede com esse período resulta de um padrão onde $\Lambda_E = 0.144 \mu\text{m}$ e, portanto é, sensivelmente menor que a altura necessária.

Para a realização da experiência, foi preparado um filme de fotorresina "Shipley AZ-1400" de espessura aproximadamente múltipla de $0.125 \mu\text{m}$, sobre uma camada de alumínio, evaporada termicamente sobre substrato de silício. O filme foi tratado termicamente ("pré-bake") a uma temperatura de 70°C durante 20 minutos.

Uma rede de período $\Lambda = 0.566 \mu\text{m}$ é gravada estabilizada por reflexão, no filme fotossensível durante 700 segundos com uma irradiância total de $110 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ ($\Delta E = 77 \text{ mJ}/\text{cm}^2$). Em seguida, a rede é revelada durante 1 minuto com revelador "Shipley AZ-351", diluído 1:3 em água deionizada. A rede revelada é tratada termicamente ("pos-bake") a uma temperatura de 90°C durante 30 minutos.

A *fig.7.1* mostra uma fotografia da rede gravada, obtida com a ajuda da microscopia eletrônica.

Para possibilitar a determinação da eficiência de difração η_{-1} em função do comprimento de onda da luz incidente usando o espectrômetro discutido na seção 6.3 do capítulo anterior, sobre a rede foi evaporada uma fina camada refletora de alumínio. A *fig.7.2* mostra os valores de η_{-1} para comprimentos de onda entre $0,39 \mu\text{m}$ e $0.90 \mu\text{m}$, obtidos à partir deste espectrômetro.

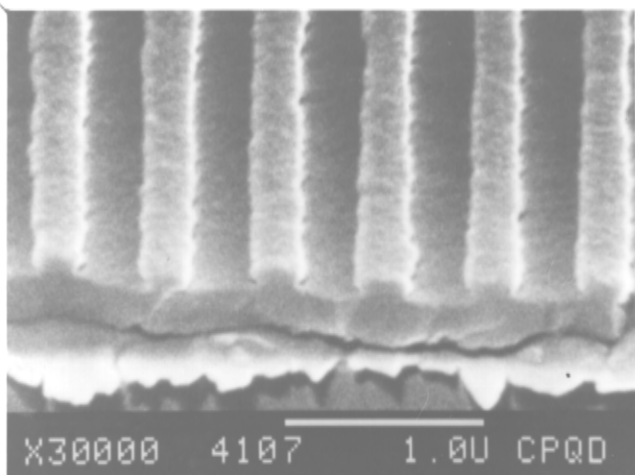


fig.7.1- Fotografia da rede lamelar de período $\Lambda=0.566 \mu\text{m}$, gravada em fotorresina sobre substrato de silício metalizado com alumínio.

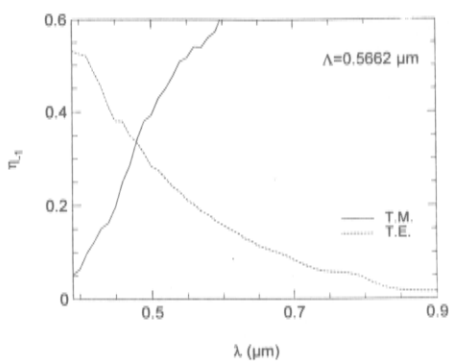


fig.7.2- Eficiência de difração para $m=-1$ na "montagem de Littrow", em função do comprimento de onda da luz incidente, obtido à partir do espectrômetro automatizado.

Observamos que o efeito da divisão de polarização ocorre para $\lambda \approx 0.4 \mu\text{m}$, entretanto com baixa eficiência ($\approx 55\%$), para a polarização T.E.. Isso ocorre devido a altura da rede h ser sensivelmente menor que a altura necessária, indicada na *tab.6.1*. Além disso, o perfil da rede não apresenta idênticas larguras de máximos e mínimos como exigido pela teoria. Entretanto, para a maioria das aplicações práticas, é mais importante que uma das polarizações seja nula, como ocorreu na nossa experiência para a polarização T.M. Assim, nesses casos, o processo exclusivamente holográfico pode ser usado para confeccionar polarizadores para a região U.V..

Para obtermos um controle melhor da altura de uma rede lamelar, podemos usar a exposição holográfica como um processo intermediário de microlitografia holográfica (M.L.H), com etapas equivalentes as mostradas na *fig.5.1*. A rede gravada atuaria como uma máscara seletiva, em processos de ataques por plasmas reativos (RIE).

Para testar este método, foi preparado um filme de fotorresina "Shipley AZ-1400" de espessura $d \approx 0.5 \mu\text{m}$ em substrato de quartzo (SiO_2). Um tratamento térmico à 70°C durante 20 minutos é feito como "pre-bake".

De acordo com a *tab.7.1*, para confeccionar um divisor de polarização, por exemplo para o vermelho ($\lambda = 0.633 \mu\text{m}$), é necessário uma rede lamelar de período $\Lambda = 0.855 \mu\text{m}$ e altura $h = 0.299 \mu\text{m}$. Um padrão holográfico com este período é gravado estabilizado por transmissão, no filme fotossensível. A irradiância total usada foi de $100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ e, a exposição foi feita durante 600 segundos ($\Delta E = 60 \text{ mJ}/\text{cm}^2$). O padrão foi revelado durante 1 minuto com revelador "Shipley AZ-351", diluído

1:3 em água deionizada. A rede revelada foi tratada termicamente ("pos-bake"), a uma temperatura de 90°C durante 30 minutos.

A rede gravada no quartzo foi então, usada como máscara em um processo de ataque com plasma reativo (RIE), usando gás de CF_4 durante 30 minutos.

O tempo de ataque e as condições do sistema de plasma, foram calibrados para se chegar a profundidade de ataque desejada da rede lamelar.

A *fig.7.3* mostra uma fotografia da rede atacada, obtida com a ajuda da microscopia eletrônica.

Após uma metalização com alumínio, as eficiência de difração η_{-1} foram determinadas em função do comprimento de onda da luz incidente, utilizando o espectrômetro automatizado. O resultado é mostrado na *fig.7.4*.

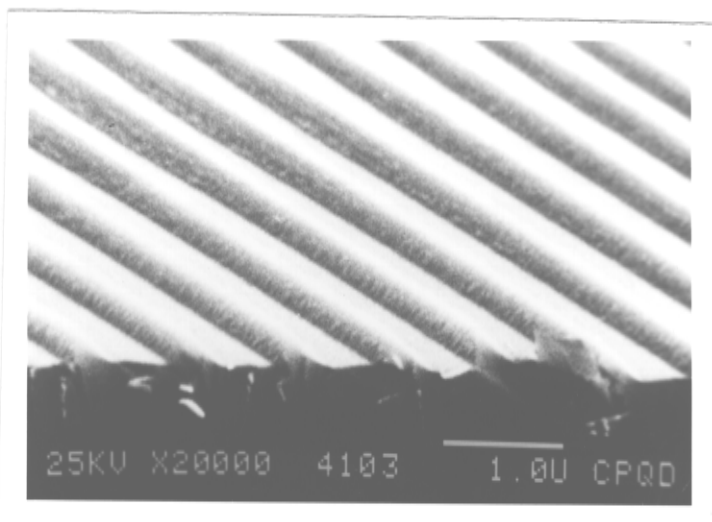


fig.7.3- Fotografia da rede atacada com CF_4 , gravada em substrato de quartzo (SiO_2).

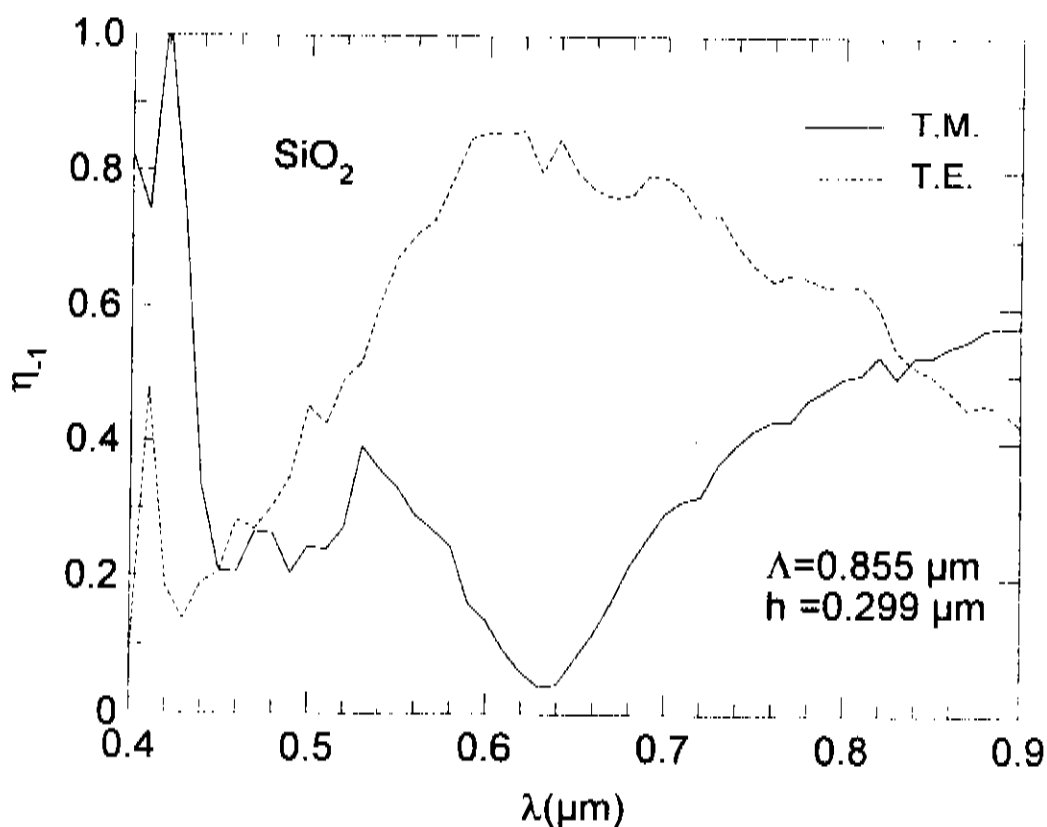


fig.7.4- Eficiência de difração para $m=-1$ na "montagem de Littrow", em função do comprimento de onda da luz incidente, obtido à partir do espectrômetro automatizado.

Observamos que o efeito da divisão de polarização ocorre eficientemente no comprimento de onda desejado ($\lambda=0.633 \mu\text{m}$).

A fig.7.3 mostra que a rede gravada no quartzo, apresenta um perfil lamelar somente nos seus pontos de mínimo. Este é o motivo para a eficiência η_{-1} não ter atingido os 100% na polarização T.E..

A forma da rede apresentada na fig.7.3, decorre do uso de uma máscara senoidal no processo de ataque por plasma reativo. Máscaras lamelares, feitas em substratos refletivos, poderiam corrigir este efeito indesejável.

7.2- POLARIZADORES DE GRADE.

Através das equações de Maxwell, é possível mostrar que redes de difração de ordem zero ($m=0$), formadas por fitas metálicas de alta densidade, podem se comportar como elementos polarizadores de luz. A luz transmitida (difração de ordem zero por transmissão), é polarizada na direção T.M. e, a luz refletida (difração de ordem zero por reflexão), é polarizada na direção T.E.. Esses componentes são conhecidos como polarizadores de grade e, apresentam fortes efeitos de polarização para comprimentos de onda da ordem de 3 vezes maior que seu período [63].

Esses polarizadores tem sido usado nos trabalhos com micro-ondas ($\lambda=1$ a 1000 mm) e infravermelho longínquo ($\lambda=100 \mu\text{m}$ a 1 mm). Tais polarizadores são utilizados em instrumentação científica e sistemas de detecção para infravermelho.

Nesta seção, estudaremos a viabilidade de fabricação de polarizadores de grade para a região do infravermelho, ($\lambda=0.8$ a 2.0 μm), utilizando o processo da microlitografia holográfica (M.L.H). A *fig.7.5* mostra as etapas nas quais este processo pode ser realizado. Uma rede holográfica é gravada estabilizada por reflexão em fotorresina sobre uma fina camada metálica evaporado sobre um substrato transparente. Em seguida a rede é transferida para o metal, até a abertura de "janelas", por um processo de ataque por plasma reativo (RIE), utilizando a própria fotorresina como máscara. Finalmente, a fotorresina pode ser removida com acetona e ultrasom.

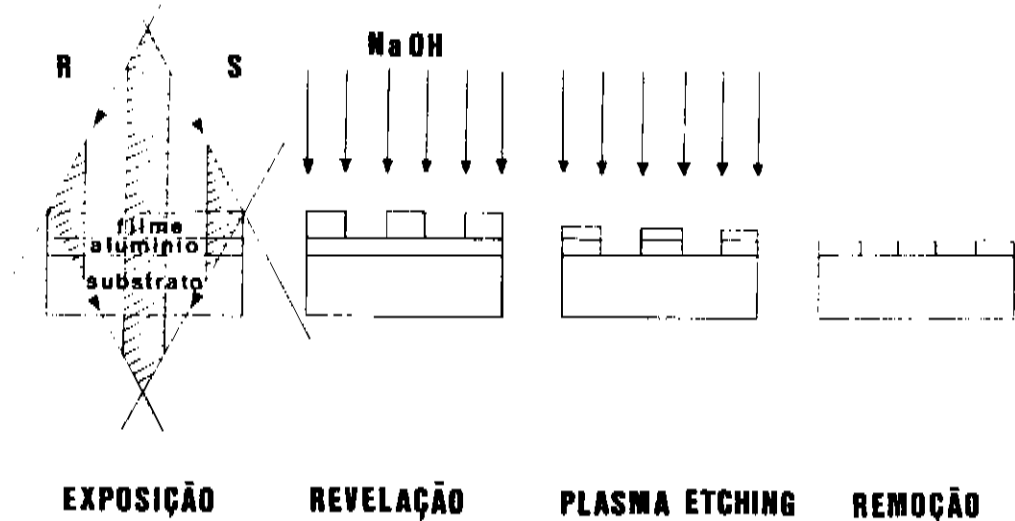


fig.7.5- Etapas da microlitografia holográfica para fabricação de polarizadores de grade.

Para testar este método, preparamos um filme de fotorresina "Shipley AZ-1400" de espessura $d \approx 0.15 \mu\text{m}$, em uma camada de alumínio evaporada termicamente sobre um substrato de vidro. O filme foi tratado termicamente ("pre-bake") a uma temperatura de 70°C durante 20 minutos.

Para possibilitar um controle visual das fitas metálicas gravadas sobre o vidro, utilizando microscópio óptico comum, procuramos usar um padrão holográfico de frequência espacial relativamente baixa ($f \approx 600$ linhas/mm). Devemos esperar portanto, que o efeito de polarização com a luz visível tenha baixa eficiência.

O sistema holográfico da *fig.3.13* é usado para a exposição do padrão, estabilizado por reflexão, no filme fotossensível durante 600 segundos com uma irradiância total de $100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ ($\Delta E = 60 \text{ mJ}/\text{cm}^2$). O comprimento de onda utilizado foi $\lambda_0 = 0.4579 \mu\text{m}$. O filme foi revelado

durante 1 minuto com revelador "Shipley AZ-351". Um tratamento térmico de 90°C durante 30 minutos foi feito como "pos-bake".

A rede gravada no alumínio foi então usada como máscara em um ataque com plasma reativo (RIE), utilizando como atacante o gás CF_4 em condições apropriadas.

A *fig.7.6*, mostra uma fotografia da grade metálica resultante no substrato de vidro, obtida com a ajuda de um microscópio óptico de aumento 1000. O aparecimento de pequenos furos nas fitas de alumínio, deve-se a uma certa dificuldade em se fazer filmes de fotorresinas de boa qualidade sobre esses metais. Entretanto, esse problema não deve afetar, consideravelmente, nossos resultados experimentais.

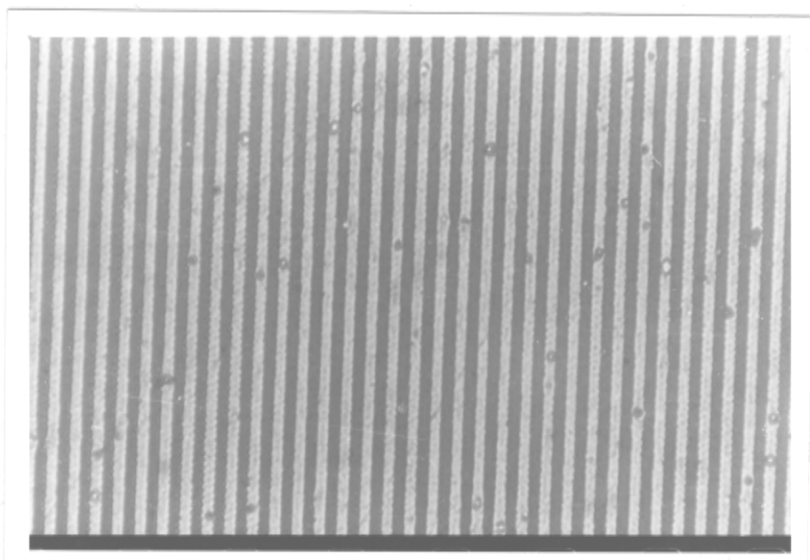


fig.7.6- Fotografia de grade de alumínio sobre substrato de vidro, de período $\Lambda \approx 1.667 \mu m$.

Para medir o efeito de polarização do componente apresentado na *fig.7.6*, foi preparada uma montagem óptica como esquematizada na *fig.7.7*.

Um analisador do tipo polaróide, transmite somente a componente linear da luz despolarizada paralela à sua direção de transmissão que, faz um ângulo θ com a direção perpendicular às linhas da grade. A luz linearmente polarizada apresenta duas componentes: Uma paralela às linhas da grade $E \sin\theta$, equivalente à polarização T.E. e, outra perpendicular $E \cos\theta$, equivalente à polarização T.M..

De acordo com a teoria, somente a componente T.M. deve atravessar a grade metálica e, sensibilizar um detector colocado na sua direção. De acordo com a lei de Malus, o detector mede uma irradiância dada por,

$$I = E^2 \cos^2 \theta \quad (7.2)$$

Valores de irradiância foram medidos para vários ângulos do analisador e, em seguida, foi feito um ajuste utilizando os pontos experimentais e a equação teórica dada pela lei de Malus (eq.6.19). Um laser despolarizado de He-Ne ($\lambda=0.633 \mu\text{m}$) da "Spectra Physics" modelo 155, foi usado como fonte de luz para esta experiência. O resultado encontrado é mostrado na *fig.7.8*.

Embora pouco eficiente, observamos claramente o efeito de polarização da grade de alumínio para a luz visível. A confecção de polarizadores de grade mais eficientes em alumínio, com períodos

controle melhor do processo de confecção de filmes fotossensíveis em substratos de alumínio. Atualmente estamos estudando o uso de diferentes, tipos de alumínio, métodos de metalização, e diluições da fotorresina, para encontrar as melhores condições de adesão e homogeneidade do filme fotossensível sobre substratos metalizados.

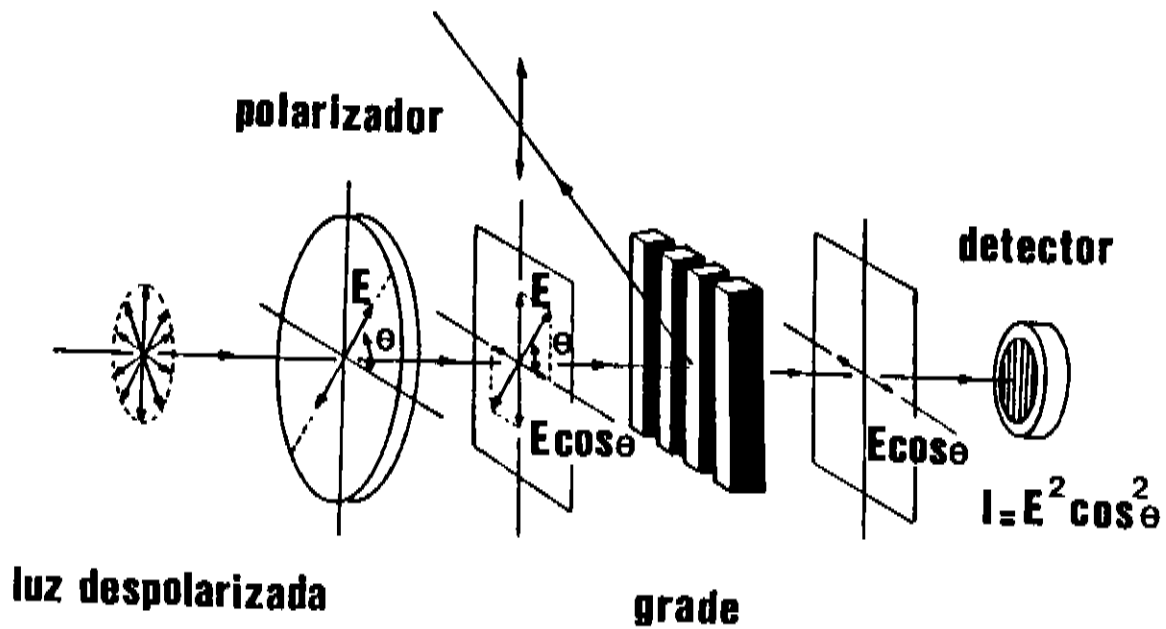


fig.7.7- Montagem óptica para a medida do efeito de polarização das grades metálicas.

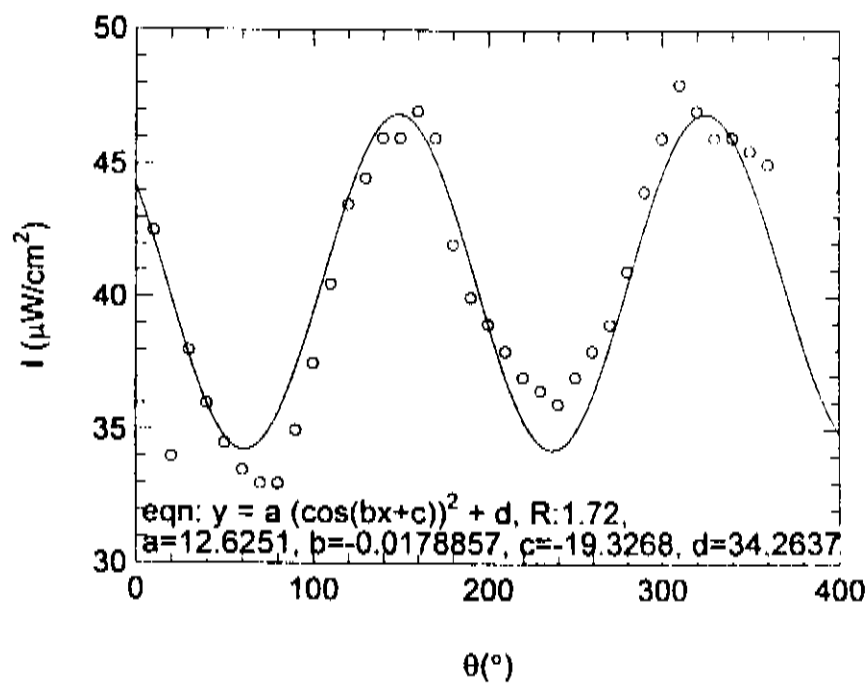


fig.7.8- Irradiância em função do ângulo que o analisador faz com a direção perpendicular às linhas da grade. A linha contínua representa um ajuste dos pontos experimentais e a lei de Malus.

um ajuste dos pontos experimentais e a lei de Malus.

7.3- REDES COM DESLOCAMENTO DE FASE PARA LASERS DFB MONOMODO.

Os lasers de realimentação distribuída DFB ("Distributed-FeedBack"), que operam em comprimentos de onda $1.55 \mu\text{m}$ ^[64,65], são uma das mais promissoras fontes de luz para sistemas de transmissão de informações de longas distâncias.

Um laser DFB convencional contém uma cavidade ressonante de "Fabry Perot" de comprimento L , composta por camadas semicondutoras de InGaAsP/InP^[66]. Sobre o cristal de InP é gravada uma rede de difração, cujo período Λ é determinado pela condição de Bragg, imposta à radiação $\lambda_B = 1.55 \mu\text{m}$

$$2 \text{sen} \theta_B = m \frac{\lambda_B}{n_0 \Lambda} \quad (7.3)$$

onde, n_0 é o índice de refração médio no interior da cavidade ressonante e, θ_B é o ângulo de Bragg. Para que a radiação tenha emissão ao longo da cavidade ressonante ou, paralela à superfície da rede, é necessário que $\theta_B = \pi/2$, isto é

$$\Lambda = m \frac{\lambda_B}{2n_0} \quad (7.4)$$

Para um laser de InGaAsP/InP, cujo índice de refração médio é $n_0 = 3.35$ ^[67], o período da rede necessário para uma emissão de primeira

ordem ($m=1$), é $\Lambda \approx 0.23 \mu\text{m}$ e, no caso de segunda ordem ($m=2$), é $\Lambda \approx 0.46 \mu\text{m}$.

Os lasers DFB convencionais apresentam dois modos longitudinais equidistantes ao comprimento de onda de Bragg, causando problemas de dispersão no comprimento de onda da luz emitida^[68].

Foi mostrado teoricamente que os lasers DFB podem oscilar em um único modo longitudinal no comprimento de onda de Bragg, por um arranjo apropriado na relação de fase espacial da rede de difração ("phase-Shift")^[68]. Duas redes com uma defasagem entre elas devem estar presentes na cavidade ressonante de Fabry Perot. No apêndice E é mostrado que, para o caso de primeira ordem, a defasagem entre as redes deve ser exatamente π e para o caso de segunda ordem, a defasagem deve ser $\pi/2$.

A *fig. 7.9* mostra as etapas necessárias para a confecção de redes de defasagem $\Phi = \pi/2$.

Um filme de fotorresina, sobre uma camada de quartzo (SiO_2) em substrato de InP, é sensibilizado com luz ultra violeta (UV) através de uma máscara de cromo de período $200 \mu\text{m}$. O filme é revelado até a abertura de "janelas" sobre o SiO_2 , a qual é atacada com HF até a abertura de "janelas" sobre o InP. Em seguida, após a remoção da fotorresina com acetona, é feito um segundo filme de fotorresina, o qual é exposto por um padrão de período $\Lambda \approx 0.46 \mu\text{m}$, estabilizado por reflexão com o 2º harmônico $V_{2\Omega}$, usando o sistema mostrado na *fig. 3.13* do capítulo 3. A rede é revelada até a abertura de "janelas" sobre o InP, possibilitando o ataque deste com uma solução de Bromo, ácido fosfórico e água deionizada na proporção 2:2:15, durante 15 segundos. Finalmente, a camada remanescente de SiO_2 é removida com HF e, o que

se tem são redes gravadas periodicamente sobre o substrato de InP.

Para a gravação das outras redes de mesmo período porém, defasadas de $\Phi = \pi/2$, todo o processo anterior deve ser repetido sobre a mesma amostra. Entretanto, nesse caso, é usada uma máscara de cromo negativa da anterior. Além disso, o "moiré" da primeira rede é usado para estabilizar o segundo padrão holográfico, agora com o 1º harmônico (V_{Ω}), possibilitando a gravação de redes defasadas de $\pi/2$ em relação as primeiras, como pode ser observado nas eqs. (3.23) e (3.24) do capítulo 3 para os casos de $\phi_R \cong 0$.

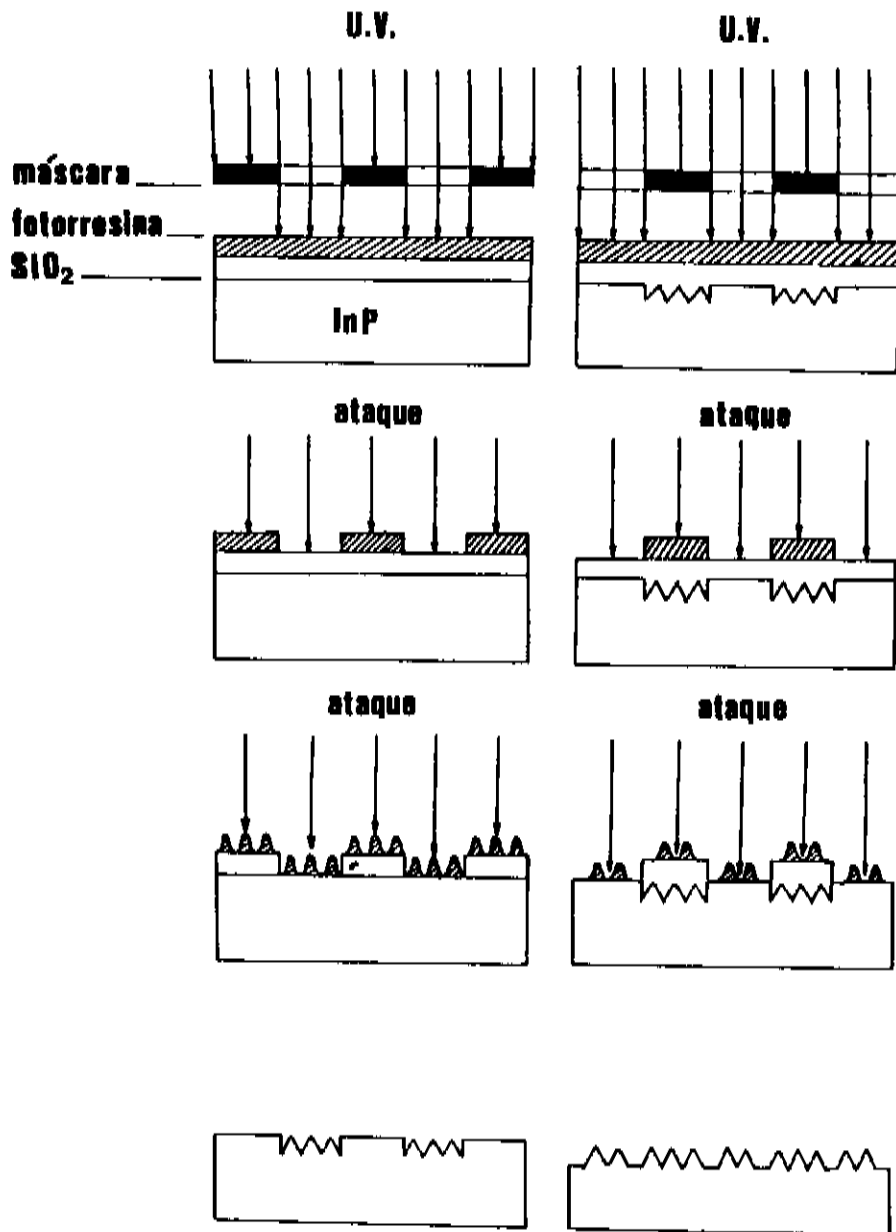
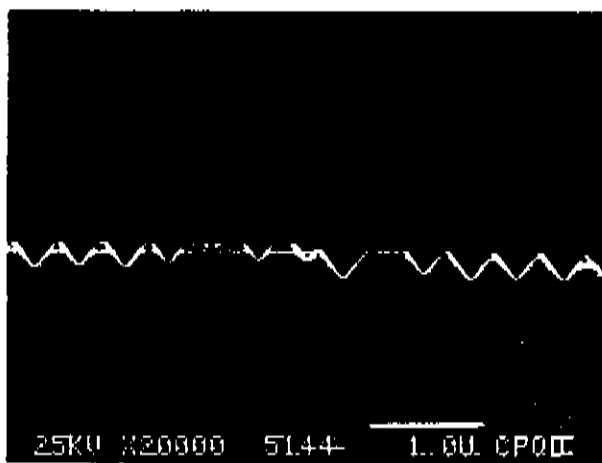
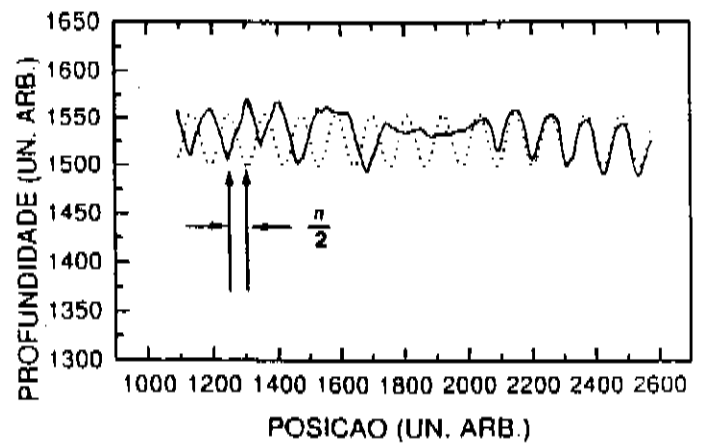


fig.7.9- Etapas necessárias para a confecção de redes defasadas de

As *fig.7.10(a)* mostra uma fotografia, obtida com ajuda da microscopia eletrônica, de redes defasadas de $\Phi=\pi/2$ gravadas em InP, confeccionadas utilizando o método acima descrito. A determinação da defasagem $\pi/2$ foi feita por um processo de perfilometria por computador (*fig.7.10(a)*).



(a)



(b)

fig.6.16- (a) Fotografia das redes defasadas de $\pi/2$ gravadas em InP e, (b) Perfil das redes calculado por métodos computacionais.

A gravação de redes com defasagem $\Phi=\pi$, necessárias para a confecção de lasers DFB monomodo de primeira ordem, poderia ser feita simplesmente trocando de π a fase do "lock-in" de estabilização. Nesse

simplesmente trocando de π a fase do "lock-in" de estabilização. Nesse caso, a estabilização com o 2º harmônico deveria ser mantida.

Atualmente, estamos trabalhando em conjunto com a Telebrás para estudar a viabilidade da obtenção redes de difração para lasers DFB monomodo de segunda ordem, utilizando o método descrito nesta seção.

CONCLUSÕES

Neste trabalho foi feito uma extensão ao estudo do sistema de detecção e estabilização síncrona para gravações holográficas que permitiu sua operação utilizando materiais fotossensíveis sobre substratos refletivos.

Foi feito uma análise rigorosa da mistura de ondas nas direções das reflexões especulares para o caso de filmes fotossensíveis sobre substratos de diferentes refletividades.

Os resultados teóricos, confirmados experimentalmente, mostraram o aparecimento de uma fase adicional ϕ_R , somada a ψ (diferença de fase entre o padrão de interferência e o holograma), que depende da espessura óptica do filme fotossensível atravessado pelas ondas incidentes e da refletividade da interface filme-substrato.

O sistema de estabilização por reflexão opera satisfatoriamente, em tempo real, quando $\phi_R=0$ para realimentação com o 2º harmônico ou, quando $\phi_R=\pi/2$ para realimentação com o 1º harmônico.

Para os casos de substratos altamente refletivos tais como substratos aluminizados, $\phi_R \cong 0$, independentemente da espessura óptica do filme e do ângulo de incidência e a amplitude do sinal proveniente da mistura de ondas é mais alto do que num sistema similar utilizando

substratos transparentes por transmissão. Assim nesses casos, a estabilização por reflexão em tempo real com o 2º harmônico tem um desempenho superior ao caso similar por transmissão.

Para substratos de baixa refletividade tais como vidro, a estabilização por reflexão é praticamente impossível, devido às rápidas oscilações da fase ϕ_R em função da espessura óptica do filme e aos valores extremamente baixos da amplitude da mistura de ondas.

Para substratos de média refletividade tais como silício, apesar da amplitude do sinal da mistura de ondas ser inferior ao caso de substratos aluminizados, a estabilização por reflexão em tempo real com o 2º harmônico é possível para filmes de espessuras $d \leq 1 \mu\text{m}$. Para espessuras maiores que $1 \mu\text{m}$, a fase ϕ_R oscila rapidamente em função do ângulo de incidência. Nestes casos, é possível ainda uma estabilização por reflexão em tempo real com o 1º harmônico para algumas espessuras e ângulos de incidência particulares de difícil controle experimental.

O sistema de estabilização por reflexão aliado às técnicas de microlitografia holográficas, foram utilizados para demonstrar a viabilidade de fabricação de alguns tipos de componentes ópticos:

- Redes de difração lamelares com determinadas características específicas podem se comportar como divisores de polarização para determinados comprimentos de onda.

- A fabricação de polarizadores de grade utilizando a litografia de filmes metálicos sobre substratos transparentes, depende da otimização da qualidade destes filmes e de um controle melhor da abertura das "janelas" no metal.

- A fabricação de redes com deslocamento de fase em substratos de InP para obtenção de lasers de realimentação distribuída (DFB) monomodo, foi possível através de um trabalho conjunto com a Telebrás e ainda está em desenvolvimento.

AMPLITUDE E FASE DAS ONDAS REFLETIDAS E TRANSMITIDAS EM FUNÇÃO DAS CONSTANTES ÓPTICAS DO FILME E DO SUBSTRATO.

Consideremos uma interface qualquer entre dois meios de índices complexos, $n_1(1+i\kappa_1)$ e $n_2(1+i\kappa_2)$ (*fig.A.1*). Onde n_1 , κ_1 e n_2 , κ_2 são os índices de refração real e os índices de atenuação do meio 1 e do meio 2, respectivamente, os quais podem ser escritos em termos dos coeficientes de absorção α_1 e α_2 , como: $\kappa_1 = (\lambda/2\pi n_1)\alpha_1$ e $\kappa_2 = (\lambda/2\pi n_2)\alpha_2$.

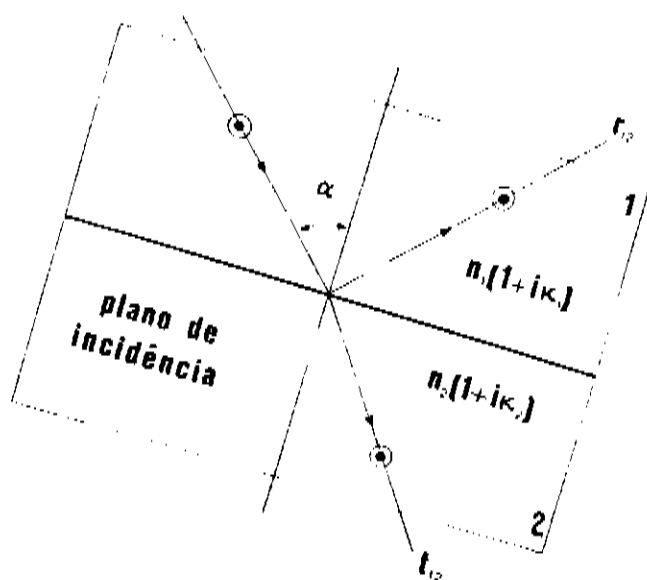


fig.A.1- Reflexão e transmissão para o caso em que o vetor campo elétrico da onda é perpendicular ao plano de incidência (T.E).

A fase ξ devido à reflexão, o módulo do coeficiente de reflexão $|r_{12}|$ e o módulo do coeficiente de transmissão $|t_{12}|$ para o caso de polarização T.E., serão dados respectivamente por^[10]:

$$\operatorname{tg}\xi_{12} = \frac{2v_2 n_1 \cos\alpha}{u_2^2 + v_2^2 - n_1^2 \cos^2\alpha} \quad (\text{A. 1})$$

$$|r_{12}|^2 = \frac{(n_1 \cos\alpha - u_2)^2 + v_2^2}{(n_1 \cos\alpha + u_2)^2 + v_2^2} \quad (\text{A. 2})$$

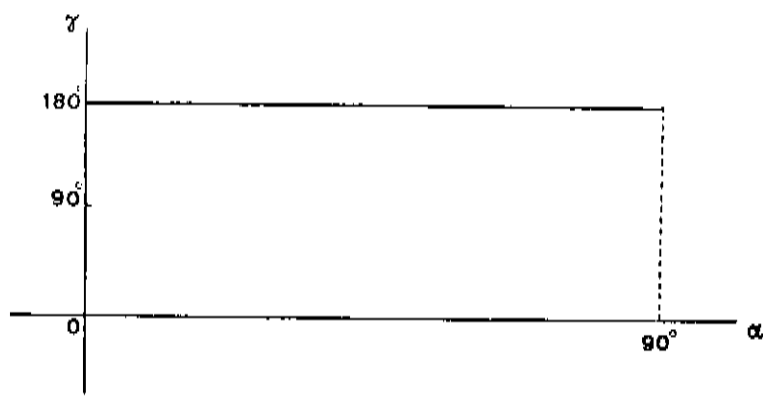
$$|t_{12}|^2 = 1 - |r_{12}|^2 \quad (\text{A. 3})$$

onde,

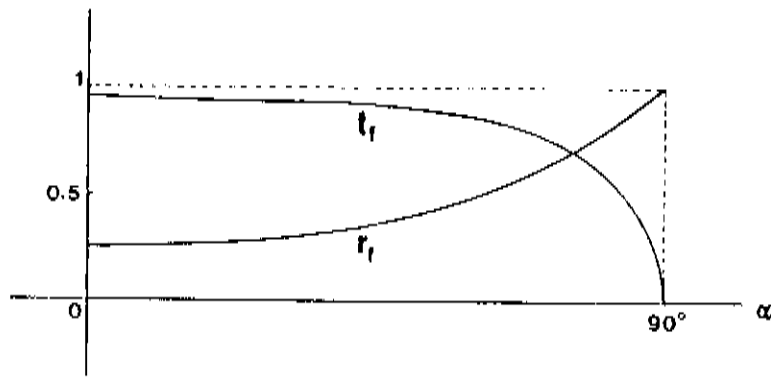
$$u_2^2 = \frac{1}{2}(A_2 + B_2) \quad ; \quad v_2^2 = \frac{1}{2}(A_2 - B_2) \quad (\text{A. 4})$$

$$A_2^2 = [n_2^2(1 - \kappa_2^2) - n_1^2 \sin^2\alpha]^2 + 4n_2^4 \kappa_2^2 \quad ; \quad B_2^2 = n_2^2(1 - \kappa_2^2) - n_1^2 \sin^2\alpha$$

As *figs. A.2a* e *A.2b* mostram a fase $\xi_{12} = \gamma$, o coeficiente de reflexão $|r_{12}| = r_f$, e o coeficiente de transmissão $|t_{12}| = t_f$, como função de α , para o caso da interface "ar-fotorresina", (para o qual, $n_1 = 1$, $\kappa_1 = 0$, $n_2 = 1.67$ e $\kappa_2 = 0.005$, para $\lambda = 0.4579 \mu\text{m}$).



(a)

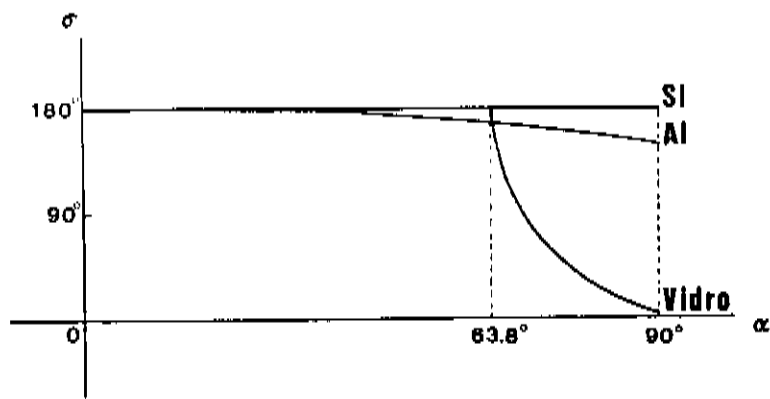


(b)

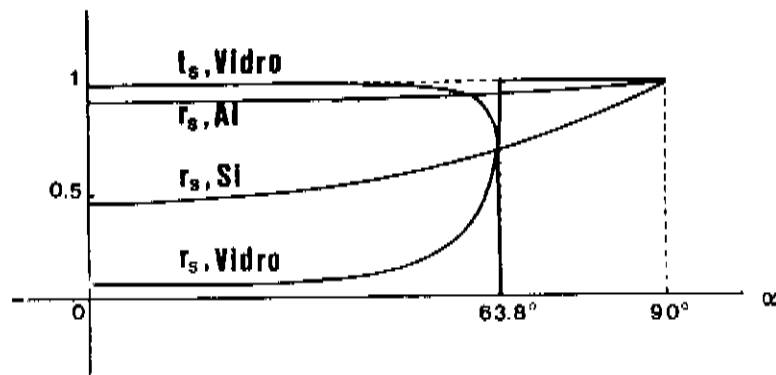
fig. A.2- (a) fase $\xi_{12} = \gamma$, (b) coeficiente de reflexão $|r_{12}| = r_f$, e coeficiente de transmissão $|t_{12}| = t_f$, como função de α , para o caso da interface "ar-fotorresina".

A figura mostra que a fase devido a reflexão na fotorresina é constante e igual a 180° , para qualquer valor de α , e a superfície do filme possui reflexão total no ângulo crítico $\alpha_c = 180^\circ$.

As figs. A.3a e A.3b, mostram a fase $\xi_{12} = \sigma$ e o coeficiente de reflexão $|r_{12}| = r_s$, como função de α , para o caso da interface "fotorresina-substrato", de alguns substratos típicos para $\lambda = 0.4579 \mu\text{m}$.



(a)



(b)

fig.A.3- (a) fase $\xi_{12} = \sigma$ e, (b) coeficiente de reflexão $|\Gamma_{12}| = r_s$, como função de α , para o caso da interface "fotorresina-substrato", com substratos de vidro, silício, Alumínio, e coeficiente de transmissão com substrato de vidro, para $\lambda = 0.4579 \mu\text{m}$.

A figura mostra que as fases devido à reflexão no vidro, alumínio e silício são, aproximadamente iguais a 180° para valores de α que variam até o ângulo crítico do vidro ($\alpha \cong 63,8^\circ$).

AMPLITUDES DAS ONDAS DIFRATADAS ENVOLVIDAS NA MISTURA POR REFLEXÃO E TRANSMISSÃO

Desprezando-se o efeito de múltiplas reflexões e considerando-se valores pequenos do ângulo Δ , as amplitudes das seis ondas, definidas pelas eqs.(3.13), podem ser escritas em termos dos módulos dos coeficientes de transmissão e reflexão das interfaces correspondentes como,

$$|R_{rs}| = r_s t_f^2 |R| \quad ; \quad |R_{rf}| = r_f |R| \quad ; \quad |S_{rsd}| = r_s t_f \sqrt{\eta_r} |S|$$

(B.1)

$$|S_{drs}| = r_s t_f \sqrt{\eta_i} |S| \quad ; \quad |R_d| = \sqrt{\eta_e} |R| \quad ; \quad |R_{rsdr}| = r_s t_f \sqrt{\eta_e} |R|$$

onde, $|R|$ e $|S|$ são as amplitudes das ondas incidentes, e η_i , η_r , η_e são as eficiências de difração dos padrões gerados pelas ondas incidentes, refletidas e estacionárias, respectivamente. Analogamente, para o caso da mistura de ondas por reflexão (seção 2.1), as amplitudes das ondas transmitida $|R_t|$ e difratada $|S_d|$, serão dadas respectivamente, por,

$$|R_t| = t_f t_s |R| \quad ; \quad |S_d| = t_s \sqrt{\eta_1} |S| \quad (B.2)$$

Para pequenas modulações, a eficiência de difração η de um holograma é proporcional ao quadrado da modulação de índice^[58]:

$$\eta \cong m_n^2 = \left(\frac{\pi d}{\lambda_0 \cos(\theta_0 + \Delta_0)} \right)^2 \Delta n^2 \quad (B.3)$$

onde, Δn é a amplitude de variação de índice de refração. Considerando-se um modelo simplificado para o mecanismo de fotorreação^[69], Δn pode ser relacionada com a amplitude da irradiância incidente $I (= \sqrt{I_1 I_2})$, por,

$$\Delta n = \varepsilon (1 - e^{-\chi I t}) \cong \varepsilon \chi I \quad (B.4)$$

onde, ε é uma constante que depende da espécie fotoativa, χ é a constante cinética da fotorreação, e t é o tempo de exposição. Portanto, a eficiência de cada holograma gravado é proporcional ao quadrado da amplitude da irradiância do correspondente padrão de interferência que o produz:

$$\sqrt{\eta_1} = K_f |R| |S| \quad , \quad \sqrt{\eta_r} = K_f r_f^2 t_f^2 |R| |S| \quad , \quad \sqrt{\eta_e} = K_f r_s t_f (|R|^2 + |S|^2) \quad (B.5)$$

onde, $K_f = \pi d \epsilon \chi t / \lambda_0 \cos(\theta_0 + \Delta_0)$ é a constante de proporcionalidade que depende da sensibilidade, da espessura e do tempo de exposição do filme fotossesível.

DIFERENÇA DE FASE ENTRE AS ONDAS REFLETIDAS NO FILME E NO SUBSTRATO

A fase ϕ devido a diferença de caminho óptico $\Delta l (=a-2b)$, entre a onda de referência R_{rs} e a onda refletida no filme R_{rf} , depende da espessura d do filme e da inclinação $(\theta_0 + \Delta_0)$ da onda incidente R . A *fig.C.1*, mostra que esta fase será dada por,

$$\phi = 2bk_f - ak_0 = \frac{2\pi}{\lambda}(2bn_f - a) \quad (C.1)$$

onde,

$$a = 2d \operatorname{tg}(\theta + \Delta) \operatorname{sen}(\theta_0 + \Delta_0) \quad ; \quad b = \frac{d}{\cos(\theta + \Delta)} \quad (C.2)$$

k_f e $k_0 (=1)$ são os módulos dos vetores de onda, dentro e fora do filme fotossensível, respectivamente, n_f é o índice de refração do filme, d é a espessura do filme, $(\theta_0 + \Delta_0)$ é o ângulo de incidência da luz, de comprimento de onda λ , e $(\theta + \Delta)$ é o ângulo dentro do filme.

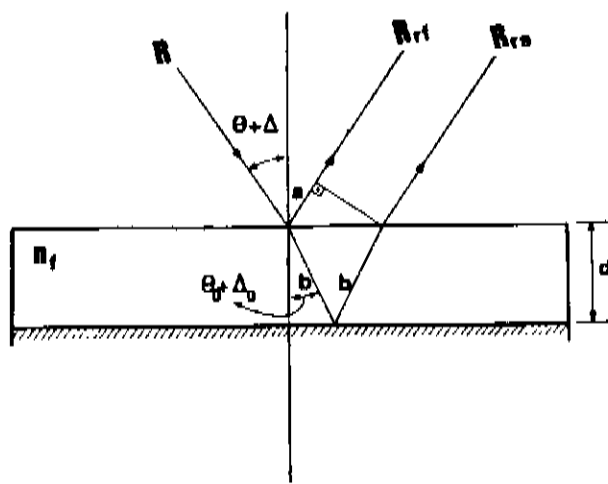


fig.C.1- Atraso de fase ϕ entre a onda de referência e a onda refletida no filme fotossensível.

De acordo com a lei de Snell,

$$\cos(\theta + \Delta) = \sqrt{1 - \frac{\text{sen}^2(\theta_0 + \Delta_0)}{n_f^2}} \quad (\text{C.3})$$

Combinando as equações anteriores, obtemos,

$$\phi = \frac{4\pi d n_f}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{\text{sen}^2(\theta_0 + \Delta_0)}{n_f^2}} \quad (\text{C.4})$$

AS REDES DE DIFRAÇÃO

As primeiras redes de difração foram fabricadas no século passado, e eram formadas por fendas de arames simetricamente separados entre si (*fig.D.1*). O fenômeno de difração foi notado, quando as fendas foram iluminadas por feixes monocromáticos. A luz incidente percorre caminhos diferentes antes de ser refletida, ou transmitida pela rede. Efeitos de interferências construtivas e destrutivas são então observados, dependendo do comprimento de onda da luz incidente, do ângulo de incidência, e da largura das fendas (período da rede). A dependência da interferência construtiva com o ângulo de incidência, faz das redes de difração elementos separadores de espectro das iluminações policromáticas. O ângulo de difração θ_m da ordem m em relação à reta normal à rede, pode ser calculado pela relação geral das redes de difração:

$$\text{sen } \theta_1 + \text{sen } \theta_m = m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (\text{D.1})$$

onde θ_1 é o ângulo de incidência, definido positivo quando se encontra à esquerda da mesma reta normal à rede, λ é o comprimento de onda da

luz difratada, Λ é o período da rede, e

$$m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (D.2)$$

O ângulo de difração θ_m , é definido positivo quando se encontra à direita da reta normal à rede.

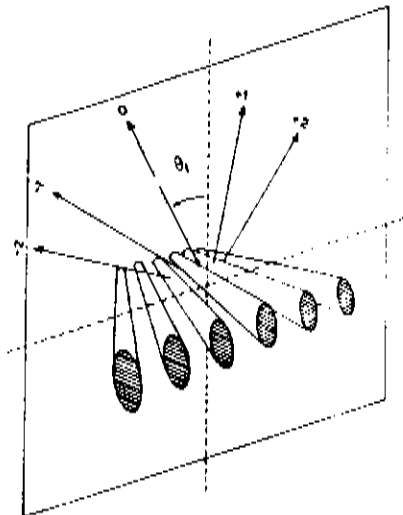


fig.D.1- Rede de difração formada por fendas de arame simetricamente separadas.

A difração de ordem zero ($m=0$) é transmitida sem desvio independentemente do comprimento de onda, em analogia à luz transmitida diretamente por elementos ópticos convencionais. A difração de primeira ordem ($m=\pm 1$), e ordens superiores, emergem em ângulos, os quais são deteminados pelo período da rede e pelo comprimento de onda da luz incidente.

Se o período da rede for muito menor do que o comprimento de onda da luz incidente, somente a ordem zero estará presente, para iluminação normal ao plano da rede. Esse é um caso típico de estruturas de ordem zero, as quais tem uma aparência similar às superfícies ópticas convencionais. Do ponto de vista holográfico, estas estruturas podem ainda serem vistas sob iluminação difusa.

Redes de difração que tem modulação espacial, equivalente à descrita acima, são chamadas de redes de amplitude pois, as linhas alteram a intensidade da luz, a qual depende da amplitude da onda eletromagnética.

Um outro tipo de rede de difração possível, é àquela obtida pela modulação do índice de refração n de um determinado material. A modulação do índice de refração de um meio, altera a fase da luz incidente e portanto a sua diferença de caminho óptico. Redes de difração desse tipo são chamadas de redes de fase. A luz difratada nas redes de fase apresenta uma diferença de fase natural de $\pi/2$ em relação a luz incidente.

Redes de fase podem ser observadas através da modulação do índice de refração de um material fotossensível por um padrão holográfico, gerado pela interferência de dois feixes de luz monocromática. Se essa rede de fase for revelada posteriormente, ela poderá ser transformada numa rede de amplitude.

Se o semi-ângulo de interferência entre os dois feixes do sistema de exposição é θ , a relação com o período Λ da rede gravada será obtido fazendo $\theta_i = \theta_1 = \theta$, na eq. (D.1), isto é

onde λ é o comprimento de onda da luz usada para exposição (fig.D.2a). A fig.D.2b, mostra a rede após a revelação, para um material fotossensível do tipo positivo (material retirado pelo revelador nos locais expostos pela luz).

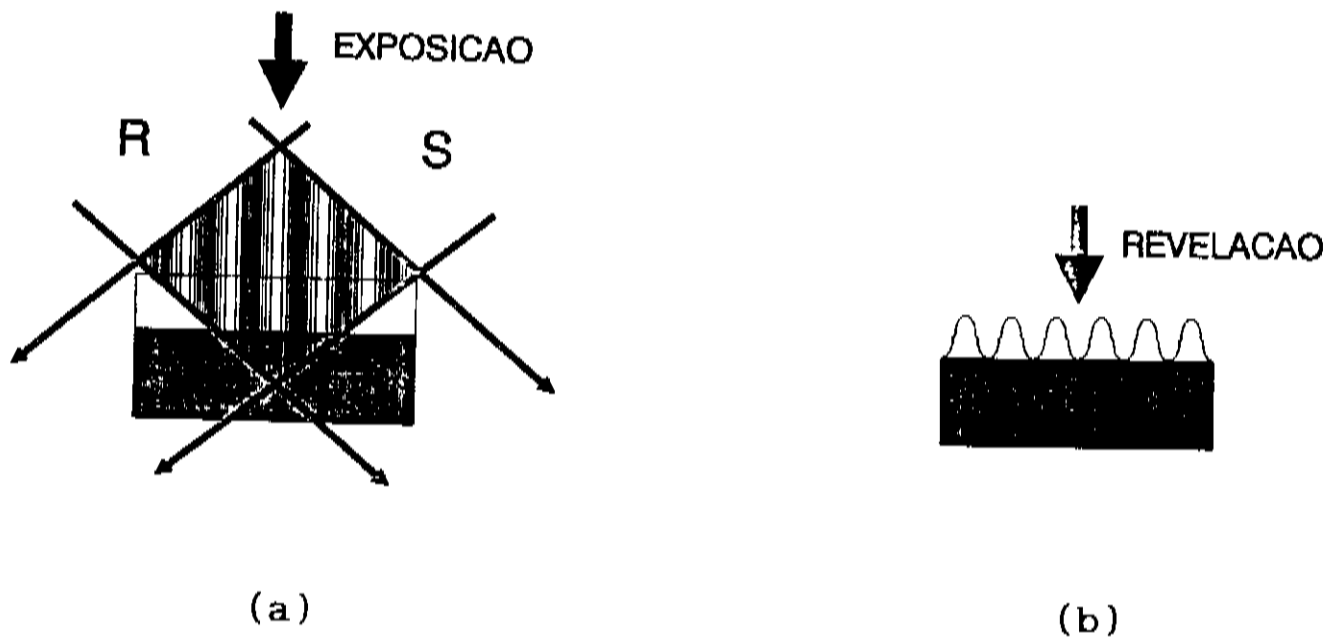


fig.D.2- (a) Exposição do padrão de interferência sobre um filme fotossensível. (b) Rede de difração gravada após o processo de revelação.

TEORIA DO DESLOCAMENTO DE FASE PARA LASERS DFB MONOMODO

Uma configuração de defasagem Φ entre as redes de difração para lasers DFB do tipo InGaAsP/InP, que operam na região de $1.55 \mu\text{m}$, é mostrado na *fig.E.1*. Um sanduiche de três camadas é feito com o InP:

Q_1 - Camada da cavidade ressonante.

Q_2 - Camada ativa.

Q_3 - Camada "Buffer".

As espessuras das camadas são denotadas respectivamente por, a , b , c .

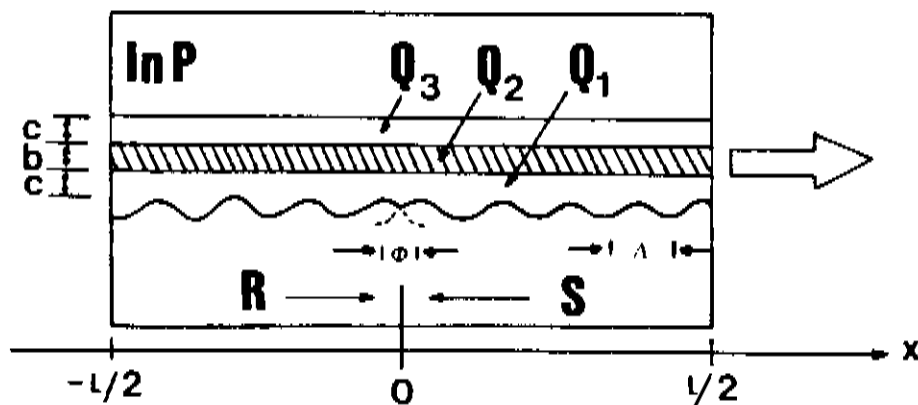


fig.E.1- Modelo de um laser DFB do tipo InGaAsP/InP de efasagem Φ , que opera na região $1.55 \mu\text{m}$.

Para o caso de redes de primeira ordem ($m=1$), a variação do índice de refração $n(x)$, pode ser escrita em termos da defasagem Φ entre as redes como:

$$n(x) = \begin{cases} n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x + \frac{\Phi}{2}\right), & \text{para } x < 0 \\ n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x - \frac{\Phi}{2}\right), & \text{para } x \geq 0 \end{cases} \quad (\text{E. 1})$$

onde, Δn é a amplitude desta variação. As onadas que se propagam na cavidade ressonante da esquerda para a direita $R(x)$ e, da direita para a esquerda $S(x)$, podem ser escritas como:

$$R = |R|e^{-i\beta x} \quad S = |S|e^{i\beta x} \quad (\text{E. 2})$$

onde, $\beta = \lambda/2\pi n_0$ é a constante de propagação.

Para ondas R e S de baixas amplitudes, as equações de ondas acopladas seguintes podem ser verificadas^[68]:

$$\begin{aligned} -\frac{dR}{dx} + (\alpha - i\delta\beta)R &= ike^{\mp i\Phi/2} S \\ \frac{dS}{dx} + (\alpha - i\delta\beta)S &= ike^{\pm i\Phi/2} R \end{aligned} \quad (\text{E. 3})$$

onde, k é o coeficiente de acoplamento entre as duas ondas determinado

por parâmetros da cavidade ressonante de Fabry Perot, α é o ganho induzido pela corrente de operação e, $\delta\beta=(\lambda-\lambda_B)/2\pi n_0$ é o desvio da constante de propagação em relação ao comprimento de onda de Bragg. Notamos que os sinais de Φ nas eqs.(E.3) são invertidos nas duas metades da cavidade ressonante. As soluções gerais dessas equações são dadas na seguinte forma:

$$R(x) = r_1 e^{\gamma x} + r_2 e^{-\gamma x} \quad e, \quad S(x) = s_1 e^{\gamma x} + s_2 e^{-\gamma x} \quad (E.4)$$

onde, $\gamma^2=(\alpha-i\delta\beta)^2+k^2$. Assumindo baixa refletividade, como se espera nos casos de alta seletividade no comprimento de onda de Bragg^[70], podemos determinar o ganho por transmissão $T_{\text{gain}}=|R(x)/S(x)|^2$, como:

$$T_{\text{gain}} = \left| \frac{4e^{-i\Phi/2}\gamma^2}{(\Gamma e^{-\gamma L/2} - \Gamma' e^{\gamma L/2})^2 + k^2 e^{-2i\Phi/2}(e^{-\gamma L/2} - e^{\gamma L/2})^2} \right|^2 \quad (E.5)$$

onde, $\Gamma=\gamma+\alpha-i\delta\beta$ e, $\Gamma'=-\gamma+\alpha+i\delta\beta$. A *fig.E.2(a)* mostra valores da defasagem Φ para lasers DFB de primeira ordem, em função do ganho máximo ("threshold") α_{th} induzido pela corrente de operação e do desvio da constante de propagação multiplicada pelo comprimento da cavidade ressonante $\delta\beta l$, ambos normalizados por esse comprimento, para os casos $kL=2$. O caso $\Phi=0$ corresponde a uma rede uniforme e, dois modos de ressonância de ganhos máximos estão presentes^[68]. Com o aumento de Φ , os modos de ressonância convergem para um único comprimento de onda de

menor ganho máximo α_{th} . O valor mais baixo de α_{th} ocorre exatamente no comprimento de onda de Bragg λ_B quando $\Phi=\pi$, pois neste caso, $\delta\beta L = 0$ o que implica em $\lambda = \lambda_B$. A *fig.E.2(b)* mostra um exemplo de ganho por transmissão T_{gain} em função de $\delta\beta L$ de acordo com a eq.(E.5), para lasers DFB de primeira ordem para os casos $\alpha L=0, 0.4$ e, 0.6 . Como $\delta\beta$ corresponde ao comprimento de onda de Bragg, T_{gain} pode ser considerado como um espectro abaixo do ganho máximo α_{th} [72].

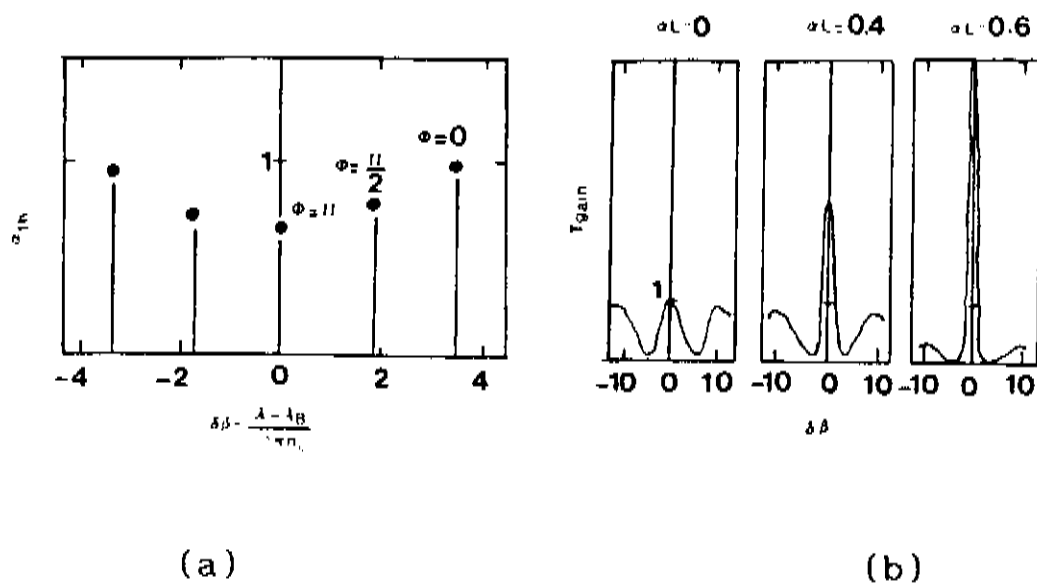


fig.E.2- (a) Ganho máximo α_{th} e comprimento de onda de ressonância na forma $\delta\beta L$, para diferentes valores de defasagens Φ de redes de primeira ordem e, (b) Espectro de transmissão de lasers DFB para $\Phi=\pi$ e, $\alpha L=0, 0.4, 0.6$.

Fazendo uma análise equivalente para um laser DFB de segunda ordem, cujo período da rede é $\Lambda \approx 0.46 \mu m$, é possível mostrar que a defasagem deve assumir o valor $\Phi=\pi/2$, para que um único modo de ressonância ocorra no comprimento de onda de Bragg $\lambda_B = 1.55 \mu m$ [69, 71].

- [1] M. S. Sthel, Carlos R. A. Lima, and Lucila Cescato, "Photoresist resolution measurement during the exposure process", *Appl. Opt.* 35, 5152, (1991).
- [2] D. B. Neumann and H. W. Rose, "Improvement of Recorded Holographic Fringes by Feedback Control", *Appl. Opt.* 6, 1097 (1967).
- [3] S. Johansson, L. E. Nilsson, K. Biedermann, and K. Kleveby, "Holographic Diffraction Gratings with Asymmetric Groove Profiles", in proceedings, ICO Jerusalem 1976 Conference on Holography and Optical Data Processing, (Pergamon, New York, 1976), p.521.
- [4] D. R. MacQuigg, "Hologram Fringe Stabilization Method", *Appl. Opt.* 16, 291 (1977).
- [5] L. Cescato and J. Frejlich, "Self-diffraction for Intrinsic Optical Modulation Measurement in Photoresists", *Appl. Opt.* 27, 1984 (1988).
- [6] J. Frejlich, L. Cescato, and G. F. Mendes, "Analysis of an Active Stabilization System for a Holographic Setup", *Appl. Opt.* 27, 1967 (1988).
- [7] D. Soltz, L. Cescato and F. Decker, "Photoelectrochemical Etching of n-InP Producing Antireflecting Structures for Solar Cells", *Solar Energy Materials and Solar Cells* 179, (1992).
- [8] S. H. Zaidi and S. R. J. Brueck, "High Aspect-Ratio Holographic Photoresist Gratings", *Appl. Opt.* 27, 2999, (1988).

- [9] P. G. Gloersen, "Ion-beam Etching", J. Vac. Technol., 12, 28, (1975).
- [10] Q. W. Song, M. C. Lee, P. J. Talbot and E. Tam, "Optical switching with photorefractive polarization holograms", Opt. Soc., 16, N^o 16, 1228, (1991).
- [11] H. K. Kuiken, J. J. Kelly, and P. H. L. Notten, "Etching Profiles at Resist Edges - (PARTE 1) Mathematical Models for Diffusion-Controlled Cases", J. Electrochem. Soc., 133, N^o 6, 1217, (1986).
- [12] P. H. L. Notten, J. J. Kelly, and H. K. Kuiken, "Etching Profiles at Resist. Edges - (PARTE 2) Experimental Confirmation of Models Using GaAs" J. Electrochem. Soc., 133, N^o 6, 1227, (1986).
- [13] R. R. Gerke, I. V. Golubenko, T. G. Dubrovina and G.M. Savitski, "Investigation of the reflection properties of holographic diffraction gratings with a symmetrical line profile", Opt. Spectrosc. (USSR), 58, 808-810, (1986).
- [14] K. Yokomori, "Dielectric surface-relief gratings with high diffraction efficiency", Appl. Opt., 23, 2303-2310 (1984).
- [15] Y. Ono, Y. Kimura, Y. Onta and N. Nishida, "Antireflection effect in ultrahigh spatial-frequency holographic relief gratings" Appl. Opt., 26, 1142-1146 (1987).
- [16] F. H. Dill, W. Hornberger, P. S. Hauge and J. M. Shaw, "Characterization of positive photoresist", IEEE, Transactions on Electron Devices, 22, 445-452 (1975).
- [17] R. A. Bartolini, "Characteristics of relief phase holograms recorded in photoresists", Appl. Opt., 13, 129-139 (1974).

- [18] A. Katzir, J. B. Shellan and A. Yariv, "Linearity and enhanced sensitivity of the shipley AZ-1350B photoresist", Appl. Opt., 16, 1633-1635 (1977).
- [19] J. W. Goodman, "Introduction to fourier optics", Mc Graw-Hill, (1968).
- [20] L. Cescato, B. A. Mello, I. F. da Costa and Carlos R. A. Lima, "Developed profile of holographically exposed photoresist", Appl. Opt. (aceito para publicação).
- [21] I. F. da Costa, "Desenvolvimento do processo de confecção de redes de difração holográficas", Tese de Mestrado, IFGW, UNICAMP, (1992).
- [22] S. Austin and F. T. Stone, "Fabrication of thin periodic structures in photoresist: a model", Appl. Opt., 15, 1071-1074, (1976).
- [23] C. A. Mack, "Standing waves in photoresist", microlithography world, spring (1994).
- [24] W. Kern, Semicond. Int. March 1982, p.89.
- [25] A. Revesz and K. Zaininger, RCA rev. 29, 22 (1968).
- [26] A. Charlesby, "Atomic radiation and polymers", Pergamon Press, Elmsford, N.Y., 1960, p.159.
- [27] R. Bond, S. Dzioba and H. Naguib, J. Vac. Sci. technol. 18, 335, (1981).
- [28] S. Harrel and J. Peoples, Electrochem. Soc. Ext. Abs. Spring, (1965), p.247.
- [29] N. Duffek and D. Pilling, Electrochem. Soc. Ext. Abs., Spring (1965), p.244.

- [30] A. Bogenschutz, W. Krusemark, K. Locherer and W. Mussinger, J. Electrochem. Soc. 144, 970 (1967).
- [31] R. Aikre and D. Economu, J. Electrochem. Soc. 132, 684, (1985).
- [32] G. Kaminsky, J. Vac. Sci. Technol. B3, 1015, (1985).
- [33] L. Romankiy, Proc. Symp. Etching Pattern Definition, p. 161-193, (1976).
- [34] J. Harvilchuck and J. Judge, Electrochem. Soc., oct. (1969), Recent News paper.
- [35] J. Kelly and C. de Minjer, J. Electrochem. Soc., 122, 931, (1975).
- [36] J. Klaubek, J. Adhes. 6, 293 (1974).
- [37] J. Campbell, E. Currier, and P. Hauth, IBM Tech. Discl. Bull. 13, 948 (1970).
- [38] P. Koldner, A. Katzir and N. Hartsough, J. Vac. Sci. Technol. B1, 501 (1983).
- [39] K. Tokunaga and D. Hess, J. Electrochem. Soc. 127, 928 (1980).
- [40] K. Tokunaga, F. Redeker, D. Danner and D. Hess, J. Electrochem. Soc. 128, 851 (1981).
- [41] D. Choe, C. Knopp and A. Jacob, Solid State Technol. 28 (3), 165 (1985).
- [42] S. Bernacki and B. Kosicki, J. Electrochem. Soc. 131, 1926 (1984).
- [43] U.S. Patent 4, 412, 885 (1983), Applied Mtls.
- [44] R. Light, J. Electrochem. Soc. 130, 2225 (1983).
- [45] U.S. Patent 4, 370, 196 (1983), RCA.

- [46] R. Saia and B. Gorowitz, Solid State Technol. Aug. 1982, p.95.
- [47] L. Kammerdiner, Solid State Technol. Oct 1981, p. 79.
- [48] R. Reichelderfer, Solid State Technol. April 1982, p.160.
- [49] P. Schaible, W. Metzger, and J. Anderson, J. Vac. Sci. Technol. 15, 334 (1978).
- [50] R. Bersin, Solid State Technol. April 1978, p.14.
- [51] D. Downey, W. Bottons and P. Hanley, Solid State Technol. Feb. 1981, p.121.
- [52] Coberley Assoc., Solid State Technol. April 1978, p.14.
- [53] L. Percoud, P. Laporte, M. Chevaliey and K. Fried, Electrochem. Soc. Ext. Abs. 81-2, 712 (1981).
- [54] M. Sato and H. Nakamura, J. Vac. Sci. Technol. 20, 186 (1982).
- [55] G. Herb, R. Porter, P. Cruzan, J. Guerna and B. Soller, Electrochem. Soc. Ext. Abs. 81-2, 710 (1981).
- [56] Japanese Patent 60, 43, 651 (1985), Matsushita, Chem Abs. 103, 14585 (1985).
- [57] R. Bruce, D. Flamm, V. Donnelly and B. Duncan, Eelectrochem. Soc. Ext. Abs. 81-2, 631 (1981).
- [58] H. Kogelnik, "Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings", The Bell System Technical Journal, 2009, (1969).
- [59] M. Nevière, D. Maystre, P. Vincent, J. Opt. 8, 231 (1977).
- [60] J. L. Uretski, Ann. Phys. 33, 400 (1965).
- [61] R. Petit, "Eletromagnetic theoy of gratings", Springer-Verlag, Berlim (1980).
- [62] B. A. Mello, "Caracterização de redes de difração holográficas", Tese de Mestrado, IFGW, UNICAMP (1992).

- [63] M. J. Kelly and C. Weissbach, "The physics and fabrication of microstructures and microdevices", Proceedings in Physics vol. 13, Spring-Verlag, eds. 1986.
- [64] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai and Y. Matsushima, "Room temperature CW operation of distributed-feedback buried-heterostructure InGaAsP/InP lasers emitting at 1.57 μm ", Electron. Lett., 1981, 17, p.961-963.
- [65] T. Matsuoka, H. Nagai, Y. Itaya, Y. Noguchi, Y. Suzuki and T. Ikegami, "CW operation of DFB-BH GaInAsP/InP lasers in 1.5 μm wavelength region", *ibid.*, 1982, 18, p.27-28.
- [66] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai and Y. Matsushima, "Effect of mirror facets on lasing characteristics of distributed feedback InGaAsP/InP laser diodes at 1.5 μm range", IEEE J. of Q. Elect., QE-20. 3, p.236, (1984).
- [67] K. Sekartedjo, N. Eda, K. Furuya, Y. Suematsu, F. Koyama and T. Tanbun-Ek, "1.5 μm phase-shifted DFB lasers for Single-mode operation", Elect. letters 19th, Vol. 20, Jan. 1984.
- [68] H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-Wave theory of distributed feedback lasers", J. Appl. Phys., Vol. 43, p. 2327-2335, May 1972.
- [69] D. F. Ilten, "Spectrophotometric Determination of Photoresist Photosensitivity", J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and technology 537.
- [70] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai and Y. Matsushima, "Analysis of quarter-wave-shifted DFB laser", Elect. Lett., Vol.20, p.326-327, Apr.1984.

[71] H. Soda and H. Imai, "Analysis of the spectrum behavior below the threshold in DFB lasers", IEEE J. Q. Elect., Vol. QE-22, p.637-641, May. 1986.