

"ACOPLAMENTO DE LUZ DO LASER SEMICONDUTOR EM FIBRAS  
ÓPTICAS MULTIMODO"

Marlete Aparecida Zamprônio

Orientador:

Prof. Dr. Harish R. D. Sunak

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas-UNICAMP, para obtenção do grau de MESTRE em Física.

Agosto de 1981.

À meus pais

À meus irmãos

Agradecimentos:

Ao Prof. Harish R. D. Sunak, pela proposta do presente trabalho, e a excelente orientação que permitiu a realização deste.

Aos Professores e Colegas, por seus ensinamentos, discussões e estímulo.

Ao Prof. José Antonio Rovèrsi, pelas discussões durante o trabalho e pelo programa de computador.

Ao Daniel Pereira, pela ajuda na fabricação de lentes na extremidade da fibra, com o laser CO<sub>2</sub>.

Aos técnicos José Bresil, Danilo César Dini e Orlando Soares Siqueira Filho, pela colaboração nas montagens das experiências.

Ao pessoal da área de Eletrônica, Eng<sup>o</sup> José Flávio Fernandes de Freitas, Luiz Carlos Barbosa, Luiz Baggio Toni e Norberto Aranha, pela manutenção e montagem de equipamentos eletrônicos.

À Simone M. S. Telles, pelo trabalho de datilografia.

À Universidade Estadual de Maringá, à CAPES e à TELEBRÁS, pelo suporte financeiro.

## Resumo

Fizemos um estudo do acoplamento de luz de lasers semicondutores em fibras ópticas multimodo. O feixe de luz destas fontes tem uma grande divergência e, portanto, mostramos que o acoplamento direto da luz em típicos de extremidade plana é muito ineficiente. Um modelo teórico simples, baseado no perfil Gaussiano da distribuição angular do feixe do laser, no "campo-distante", prediz com bastante exatidão, a eficiência de acoplamento. Mostramos também que esta pode ser aumentada significativamente, quando a extremidade da fibra é transformada em (a) uma esfera e (b) afilamento-com-esfera. Fazendo os deslocamentos axial, lateral e angular, entre laser e fibra, com estas três diferentes extremidades, mostramos que o aumento da eficiência do acoplamento dos dois últimos tipos é acompanhada pela desvantagem na mais restrita tolerância nos alinhamentos. Os resultados desta tese serão úteis para (1) os desenhistas de conectores permanentes do acoplamento laser-fibra; (2) desenhistas de sistemas para predizer o espaçamento entre repetidores, em sistemas de comunicações por fibras ópticas.

## Abstract

We have carried out a study of coupling light from semiconductor lasers into multimode optical fibres. These light sources have a large divergence of the beam and hence we show that butt-coupling into typical plane-ended optical fibres is very inefficient. A simple theoretical model, based on the far-field Gaussian profile of the light beam, predicts the launching efficiency fairly accurately. We also demonstrate that this can be improved significantly when the fibre end is transformed into (a) a sphere and (b) taper-with-sphere. By carrying out axial, lateral and angular displacements between laser and fibre, with these three different fibre terminations, we

show that the increased launching efficiency, in the latter two types, is accompanied by the disadvantage of much tighter alignment tolerances. The results in this thesis will be useful to (1) those designing permanent laser-fibre launching modules (2) systems designers projecting repeater spacing, in fibre optical communication systems.

## INDICE

1. Introdução	01
2. Discussão do Problema do Acoplamento de luz com Fibras Ópticas	04
2.1. Fibras Ópticas e Características	04
2.1.1. Monomodo com Perfil Degrau	04
2.1.2. Monomodo com Perfil de Índice Graduado	06
2.1.3. Multimodo com Perfil de Índice Degrau	06
2.1.4. Multimodo com Perfil de Índice Graduado	06
2.2. Acoplamento de Luz Colimado com Fibras Ópticas	08
2.2.1. Arranjo Experimental e Medidas Feitas	10
2.2.2. Resultados e Discussão	12
2.3. Problemas do Acoplamento com Feixe de Luz Divergente	14
3. Laser Semicondutor e suas características	15
3.1. Estrutura	15
3.2. Características da Luz emitida e Determinação destas	17
3.2.1. Curva de Emissão de Potência em função da corrente	17
3.2.2. ângulo de Divergência da Luz Emitida	18
3.3. Lasers utilizados nas Experiências	19
3.4. Precauções tomadas nas medidas	19
3.5. Resultados e Discussão	21
4. Modelo teórico para o cálculo da Eficiência de Acoplamento em Fibras Ópticas	28
4.1. Introdução	28
4.2. Cálculo Teórico da Eficiência de Acoplamento	30
4.3. Verificação Experimental do Modelo Teórico	31
4.4. Arranjo Experimental	33
4.5. Resultados e Discussão	35
5. Acoplamento Diretor entre Laser Semicondutor e Fibras Multimodo com Extremidade Plana (butt-coupling)	38

5.1. Arranjo Experimental	38
5.2. Precauções tomadas nas medidas	40
5.3. Resultados e Discussão	42
5.4. Efeito dos Deslocamentos no Acoplamento	49
5.4.1. Deslocamento Axial	49
5.4.2. Deslocamento Lateral	51
5.4.3. Deslocamento Angular	54
6. Eficiência do Acoplamento de Luz do Laser Semicondutor em Fibras Multimodo de Extremidade Esférica	58
6.1. Teoria	58
6.2. Fabricação das Lentes	60
6.3. Arranjo Experimental	63
6.4. Resultados e Discussões	66
7. Eficiência do Acoplamento de Luz do Laser Semicondutor em Fibras Multimodo de Extremidade Afilada-com-Esfera (ACE)	71
7.1. Teoria	71
7.2. Fabricação do Afilamento	73
7.3. Arranjo Experimental	74
7.4. Resultados e Discussão	76
7.5. Comparação entre os três arranjos de Acoplamento	76
8. Conclusão	80
8.1. Recomendações para continuação deste trabalho	81
9. Referências	82

## 1. Introdução

As comunicações com fibras ópticas estão se constituindo em um centro de atenção no Brasil e em outros países, pelo fato das fibras ópticas apresentarem uma série de vantagens quando comparadas com os meios convencionais (cabos de cobre, cabos coaxiais, etc). Dentre estas vantagens [1] podemos citar: (i) baixo custo; (ii) isolamento térmica, pois a fibra é um dielétrico; (iii) insensibilidade a campos eletromagnéticos externos; (iv) flexibilidade; (v) alta capacidade de transmissão de informação, etc. A capacidade de informação é determinada pela dispersão [2] da fibra.

A perda total na transmissão do sinal, em um sistema de comunicações com fibras ópticas, determina a separação entre repetidores regeneradores dos sinais transmitidos. Os repetidores representam a maior fração do custo total de qualquer sistema de comunicação; conseqüentemente, seu custo é, significativamente, uma função das perdas no mesmo. A atenuação de um sinal transmitido durante a propagação é devida à (i) atenuação [3] da fibra, (ii) perdas introduzidas por conexão e/ou emendas entre fibras, (iii) perdas ocorridas no acoplamento da luz com a fibra.

Em muitos países, inclusive o Brasil, pelo Centro de Pesquisa e Desenvolvimento (CPqD) "Padre Landell de Moura" - Projeto Fibras Ópticas, muito se tem pesquisado para diminuir a atenuação da fibra. Fibras tendo uma atenuação de 2 db/km para  $\lambda = 0,85\mu\text{m}$  estão sendo rotineiramente produzidas e inteiramente caracterizadas no CPqD, e esta atenuação será muito menor para  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$  porque o espalhamento Rayleigh [4] é proporcional a  $\lambda^{-4}$ . Isto tem sido mostrado no Japão [5], onde fibras com uma atenuação de 0,2 dB/km para  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$  estão sendo produzidas, limitadas somente pelo espalhamento Rayleigh da luz. A perda no acoplamento da luz com fibras ópticas torna-se o fator dominante em um sistema sem emendas e conexões,

que utiliza fibras de ultra baixa atenuação, ou/e emendas/conexões entre fibras muito boas. Nestas condições, e com uma alta eficiência de acoplamento de luz, é possível desenhar sistemas de comunicações ópticas a longas distâncias, inclusive transoceânicas. Um exemplo da grande importância do acoplamento da luz com fibras ópticas no espaçamento entre as repetidoras é dado baseando-se na fibra citada acima, onde uma mudança de somente 1 dB na perda do acoplamento, significa uma mudança de 5 km no espaçamento entre repetidoras, com todos os outros parâmetros permanecendo constantes.

As fontes de luz utilizadas em sistemas práticos, são diodo de emissão de luz (LED) e diodo de laser semiconductor (SLD), razão de suas dimensões compatíveis com fibras ópticas e de direta modulação com corrente aplicada. O LED é uma fonte de luz bastante atraente para o uso em comunicações ópticas, devido a seu longo tempo de vida, maior confiabilidade e simplicidade de confecção se comparado ao SLD. Seu uso está limitado somente para fibras multimodo por causa de sua baixa eficiência de acoplamento causada pela grande divergência do feixe, cuja distribuição angular da radiação é Lambertiana. Por outro lado, o laser, apesar da não-simplicidade de confecção, mas como tem uma menor divergência do feixe e, conseqüentemente maior direcionalidade e muito mais potência, pode ser utilizado com qualquer tipo de fibra e deve ser utilizado no acoplamento em fibras monomodo.

A motivação da presente tese surgiu da grande importância do acoplamento da luz de fontes práticas com fibras ópticas, como foi dito anteriormente. Somente dois trabalhos [6,7] foram publicados antes do começo deste, fazendo um estudo de acoplamento de luz do SLD com fibras ópticas multimodo de extremidade plana. Pela primeira vez, é feito um estudo sistemático e detalhado deste acoplamento com fibras multimodo. Para o estudo foram utilizados

vários lasers e fibras com características diferentes. Faremos um breve comentário sobre estas características, as quais são importantes. Apresentaremos medidas das características dos lasers utilizados e a maneira de determiná-las. Faremos também uma análise do problema do acoplamento.

Para podermos comparar os valores experimentais obtidos da eficiência do acoplamento, fizemos uma análise teórica, utilizando o modelo citado em outros trabalhos [6,7] mas de uma maneira minuciosa, e determinamos um método experimental, utilizando objetivas de microscópio com diferentes ângulos de lançamento, para a verificação do mesmo. É a primeira vez que uma verificação rigorosa, deste modelo teórico proposto, é feita.

Neste trabalho, também foi estudada, com considerável cuidado, a tolerância no acoplamento, a qual é muito importante no desenho da embalagem permanente entre laser e fibra, porque um perfeito alinhamento nunca é conseguido na prática. Esta tolerância, e portanto a perda adicional que ocorre, foi estudada fazendo deslocamentos laterais, axiais e angulares entre laser e fibra.

Pelo exemplo dado anteriormente notamos o quanto é importante aumentarmos o acoplamento e quanto isto influenciará na distância entre repetidoras, e, conseqüentemente, no custo do sistema. Obviamente, é desejado que a eficiência de acoplamento  $\eta$  seja 100%. Devido a esta importância, neste trabalho estudamos duas formas de aumentar o acoplamento: 1) Esfera na extremidade da fibra; 2) "Taper" (afilamento) e esfera na extremidade da fibra. Fizemos uma comparação detalhada entre os três tipos de acoplamento e mostramos as vantagens e desvantagens entre eles, levando em consideração a eficiência de acoplamento e a tolerância envolvida. As recomendações para a continuação deste trabalho serão feitas no final desta.

## 2. Discussão do Problema do Acoplamento de Luz com Fibras Ópticas

Primeiramente, faremos um breve resumo do que é uma fibra óptica e suas principais características, as quais são importantes para o estudo do acoplamento.

### 2.1. Fibras Ópticas e características: As fibras para comunicações

Ópticas são guias cilíndricos fabricados de materiais dielétricos, transparentes o bastante para guiar luz visível ou infravermelho próximo, a longas distâncias. Em todo guia de onda existe uma região onde a energia está concentrada, por onde a transmissão é feita, e uma interface que confina a luz. Em uma fibra óptica (figura 1), a parte interna é o núcleo, e é construída de um vidro ultra puro de índice de refração  $n_1$ , circundado por um outro vidro ou plástico, chamado casca, com índice de refração menor e dado por  $n_2 = n_1(1-\Delta)$ , onde a constante  $\Delta$  é a diferença relativa dos índices  $n_1$  e  $n_2$  e é dada por:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (1)$$

Existem vários tipos de fibras tendo diferentes seções transversais, perfis de índice de refração (figura 2) e aberturas numéricas. Estas características serão discutidas a seguir.

2.1.1. - Monomodo com Perfil Degrau: O índice do núcleo é a constante  $n_1$  e o seu diâmetro,  $2a \sim 5-10\mu\text{m}$  é menor que o diâmetro da casca  $2b \sim 100\mu\text{m}$ . Para este tipo de fibra  $\Delta \sim 0,002$ . Como o nome indica, este tipo de fibra suporta apenas um modo de propagação espacial para um comprimento de onda particular ( $\lambda$ ), e para que isto aconteça, o parâmetro normalizado de frequência, dado por:

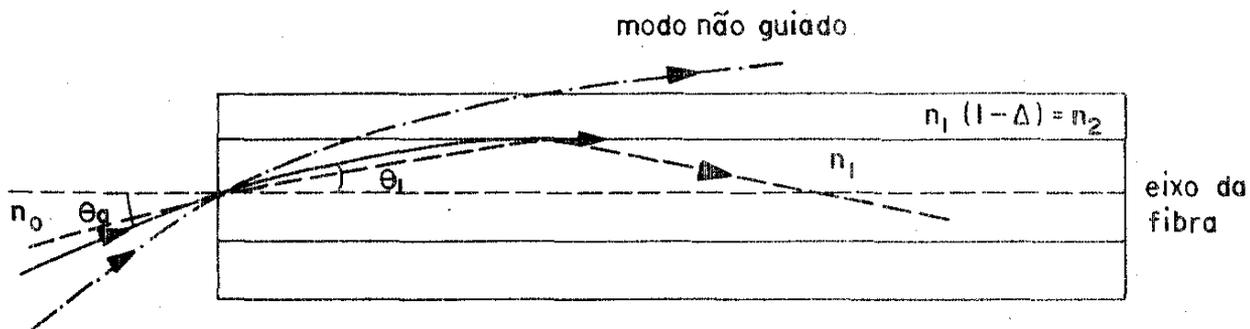


Fig. 1 - Trajetória dos raios em uma fibra multimodo de índice degrau

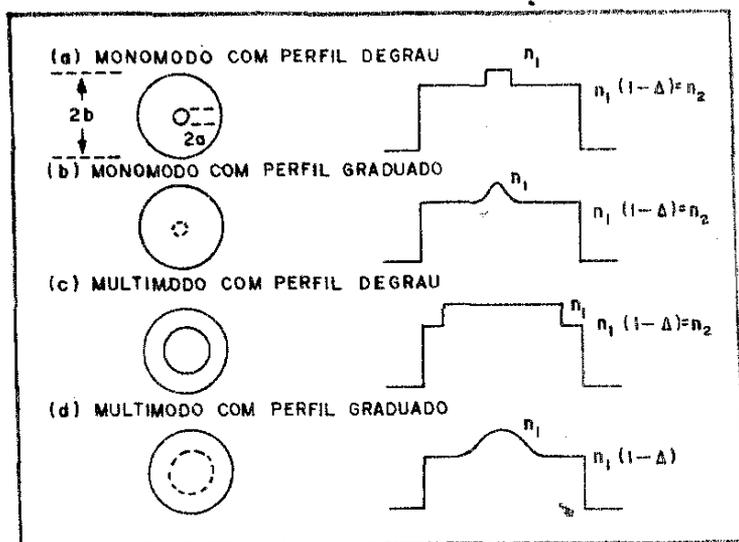


Fig. 2 - Seções transversais e perfis do índice de refração das fibras

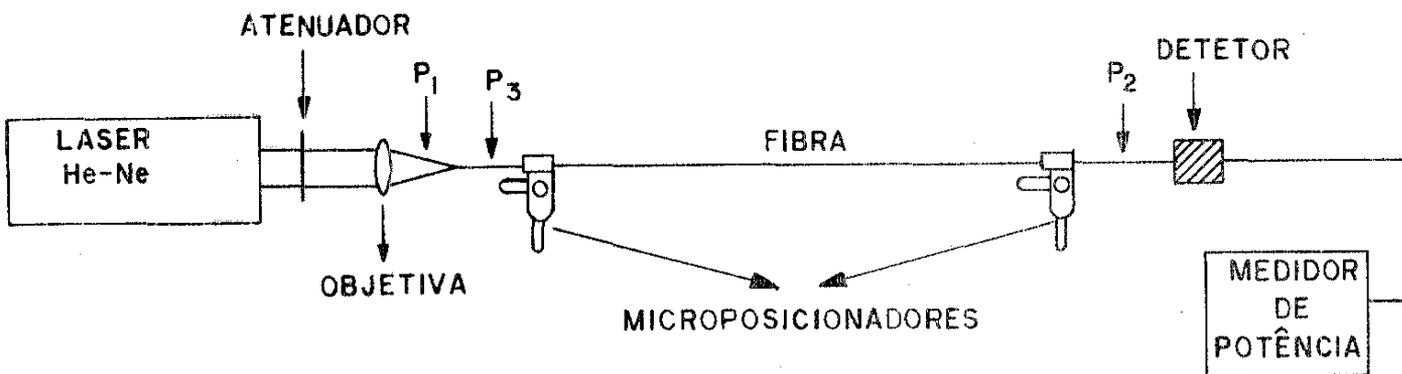


Fig. 3 - Arranjo experimental do acoplamento com luz colimada.

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

deve ser menor que 2,405.

2.1.2. - Monomodo com Perfil de Índice Graduado: Novamente a fibra suporta o modo fundamental de propagação, mas o índice do núcleo não é mais constante; ele diminui rapidamente desde o centro do núcleo  $n_1$  até a interface núcleo/casca, como segue:

$$n_r = n_1 (1 - \Delta (r/a)^\alpha) ; 0 \leq r \leq a \quad (3)$$

$$n_r = n_1 (1 - \Delta) ; r \geq a \quad (4)$$

onde  $\alpha$  é um expoente, o qual tende para o infinito em uma fibra de perfil de índice degrau. Os valores de  $a, b$  e  $\Delta$  são análogos. Para calcular  $\Delta$ , é usado o valor máximo de  $n_1$  sobre o eixo.

2.1.3. - Multimodo com perfil de Índice Degrau: Nesta fibra, o diâmetro do núcleo  $2a \approx 20 - 50 \mu\text{m}$  é muito maior do que o comprimento de onda do pulso que está se propagando, e  $\Delta = (0,01 - 0,04)$  também é maior. Neste caso, a fibra suporta milhares de modos e o número ( $N$ ) é dado por aproximadamente  $N = (V^2/2)$ . Como exemplo, consideremos uma fibra de núcleo líquido, com  $n_1 = 1,551$ ,  $n_2 = 1,485$ ,  $\Delta = 0,043$ ,  $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$  e diâmetro do núcleo  $2a = 57 \mu\text{m}$ . Então, o parâmetro normalizado de frequência é  $V = 125$  e o número de modos guiados é de  $\sim 7800$ .

2.1.4. - Multimodo de Perfil de Índice Graduado: Esta fibra também suporta muitas centenas de modos guiados. O perfil varia da maneira indicada no caso (2.1.2.)

acima e as dimensões são as mesmas que no caso (2.1.3). Fazendo uma comparação entre as fibras (2.1.3) e (2.1.4) com o mesmo diâmetro de núcleo e  $\Delta$ , com  $\alpha = 2$  para uma fibra de índice parabólico, observamos que a última conduz somente metade dos modos guiados em uma fibra de índice degrau. Isto tem o efeito importante de reduzir a dispersão intermodal.

Outra característica muito importante é a abertura numérica (AN) definida como sendo o seno do máximo semi-ângulo  $\theta_a$  aceito pela fibra (fig. 1).

$$AN = \text{sen } \theta_a \quad (5)$$

Para que haja o guiamento, o máximo ângulo  $\theta_1$  que o raio pode fazer dentro do núcleo com o eixo da fibra é  $\theta_1 = (2\Delta)^{1/2}$ . A partir da Lei de Snell e com o auxílio da figura 1, temos que:

$$n_0 \text{ sen } \theta_a = n_1 \text{ sen } \theta_1 \quad (6)$$

$$\text{e } n_1 \text{ sen}(90 - \theta_1) = n_2 \text{ sen } 90^\circ \quad (7)$$

para o raio que tem o valor máximo de  $\theta_1$  dentro do núcleo.

$$\text{Então, } n_1 \cos \theta_1 = n_2$$

$$\cos \theta_1 = \frac{n_2}{n_1}$$

da equação 6 e para o ar  $n_0=1$  . . .

$$\text{sen}^2 \theta_a = n_1^2 \text{ sen}^2 \theta_1$$

$$\text{sen}^2 \theta_a = n_1^2 (1 - \cos^2 \theta_1)$$

$$= n_1^2 \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)$$

$$\text{sen } \theta_a = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (8)$$

Então, sabendo  $n_1$  e  $n_2$  para um dado comprimento de onda, é possível calcular a abertura numérica da fibra.

Nesta tese, temos nos concentrado no estudo do acoplamento de luz com fibras multimodo, e é o início de um programa contínuo a ser desenvolvido na UNICAMP, o estudo do acoplamento com fibras. Vários outros arranjos de acoplamento serão estudados, por exemplo, Laser  $\rightarrow$  fibra monomodo e LED  $\rightarrow$  fibra multimodo. Trabalhamos com quatro tipos de fibras multimodo e suas características são mostradas na tabela I.

2.2. Acoplamento de Luz Colimada com Fibras Ópticas: Para um melhor entendimento do problema associado com o acoplamento de luz utilizando lasers semicondutores, primeiramente consideraremos o acoplamento, utilizando um feixe de luz colimada. Em laboratório, isto é relativamente fácil de se fazer. Neste caso, a luz proveniente do laser é lançada dentro da fibra usando-se simplesmente uma objetiva de microscópio ou lente para focalizar a luz dentro do núcleo da fibra. Luz colimada significa que a largura do feixe não varia no espaço. Considera-se que um laser tem um feixe de luz colimada quando a divergência é muito pequena, em torno de poucos milliradianos. Existem vários lasers com esta característica, tais como Nd:YAG, Ruby,  $\text{CO}_2$ , He-Ne, Corante, etc., que podem ser utilizados neste estudo.

As objetivas de microscópio ou lentes utilizadas para lançar luz dentro da fibra devem ser escolhidas tal que (i) o ângulo de lançamento desta seja igual ou menor que o ângulo de aceitação da fibra, e (ii) o "spot-size" (largura) da luz no plano focal seja menor que o raio da fibra. Se o ângulo de lançamento for maior que o ângulo de aceitação da fibra, teremos a excitação de modos ou raios não-guiados. Em relação ao "Spot-size" no plano focal, se for maior que

TABELA I: Características das fibras usadas nas experiências

Fibra	F <sub>1</sub>	F <sub>2</sub>	F <sub>3</sub>	F <sub>4</sub>
Características				
Fabricante	Telebrás, Campinas, Brasil	Telebrás, Campinas, Brasil	Bell-North- ern Research Ottawa - Canada	Quartz and Si- lica Paris, França
Tipo	Multimodo com perfil de índice degrau	Multi- modo, c/ perfil de índice graduado	multimodo, graduado	multi- modo, degrau
Diâmetro do núcleo (µm)	42	48	61	125 e 200
Diâmetro da casca (µm)	120	120	127	300 e 380
Material do núcleo	Ge O <sub>2</sub> - Si O <sub>2</sub>	Ge O <sub>2</sub> - Si O <sub>2</sub>	Ge O <sub>2</sub> - Si O <sub>2</sub>	Silica
Material da casca	Silica	Silica	Silica	Silicone
Abertura Numérica	0,22	0,16	0,16	0,4*
Atenuação	10 dB/km λ = 840 nm	10 dB/km λ = 840 nm	3 dB/km ã λ = 840 nm	5 dB/km ã λ = 854 nm

\* ver texto

o raio do núcleo da fibra, a luz será lançada na casca, e não será guiada no núcleo desta. Nos dois casos, teremos perda na quantidade de luz acoplada dentro da fibra.

A verificação experimental dos conceitos acima e a simplicidade no lançamento foi investigada usando o laser de gas He-Ne e várias objetivas de microscópio. Primeiramente descreveremos o arranjo experimental e medidas feitas, depois os resultados obtidos.

2.2.1. - Arranjo Experimental e Medidas Feitas: O arranjo experimental aparece na figura 3. O laser He-Ne utilizado foi o modelo 124b, fabricado pela Spectra-Physics dos E.U.A. A potência de saída é contínua e de aproximadamente 15mW e o comprimento de onda da radiação é de 633 nm. No ponto onde a objetiva foi colocada, medimos a largura ( $\omega_i$ ) do feixe, definido como sendo a meia largura onde a intensidade do feixe cai para 1/e da máxima intensidade no eixo do feixe e é igual a 450  $\mu$ m. A distribuição espacial da radiação foi medida, em função do deslocamento, por uma fenda colocada sobre o detetor, o qual foi fixado em um microposicionador tendo três graus de liberdade, nas direções X,Y,Z. Para calcular o "spot-size" no plano focal utilizamos a fórmula:

$$\frac{\omega_i}{f} \approx \theta = \frac{\lambda}{\pi \omega_o} \quad (9)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de convergência em radianos,  $f$  é a distância focal,  $\lambda$  o comprimento de onda da radiação e  $\omega_o$  o "spot-size" do plano focal. Na tabela II temos o ângulo de convergência ou lançamento e o "Spot-size" para todas as objetivas utilizadas.

As extremidades da fibra foram cortadas [8] por meio de clivagem e fixados em microposicionadores, fabricados pela Line Tool Co., nos E.U.A. do tipo descrito acima, tendo uma resolução de 2 $\mu$ m, bastante adequada para o alinhamento entre laser e fibra

TABELA II: Característica das objetivas e resultados do cálculo de

$$\frac{\omega_o}{e} \theta$$

$$(\omega_i = 450\mu\text{m})$$

Objetiva	f (mm)	$\omega_o$ ( $\mu\text{m}$ )	$\theta$ (graus)
x3,5	40	17,9	0,64
x 5	32	14,3	0,81
x 10	16	7,16	1,6
x 20	8	3,6	3,2
x 45	4	1,79	6,4

TABELA III: Resultados do acoplamento com luz colimada

Fibra	Objetivas	$P_1$ (mw)	$P_2$ (mw)	$\eta\%$ (sem correção)	$\eta\%$ (com correção na saída)
F3	x3,5	1,40	1,20	86	89
F3	x 5	1,40	1,24	89	92
F3	x10	1,40	1,24	89	92
F3	x20	1,50	1,30	87	90
F3	x45	1,50	1,30	87	90

multimodo. O medidor de potência utilizado é um Opto Meter tipo 40x fabricado pela United Detector Technology Inc. O sensor usado com este instrumento é um fotodiodo PIN de silício cujo diâmetro é de 1 cm, calibrado por um filtro radiométrico. A extremidade de saída da luz da fibra foi colocada muito próxima do detetor, de modo que toda luz que emerge desta cai dentro da área ativa do detetor. O atenuador colocado entre o laser e a objetiva foi necessário porque a potência do laser excedia a máxima admissível pelo medidor. O líquido que equaliza o índice de refração da casca ("index-matching-liquid") foi utilizado para eliminar qualquer luz que possa ser convertida para a casca da fibra. A eliminação desta luz é importante porque assim estamos seguros de estar detetando apenas a luz que se propaga pelo núcleo, a qual será guiada ao longo do comprimento total da fibra em um sistema prático. Caso contrário, como usamos somente 1 metro de fibra, resultados errôneos serão obtidos. A fibra utilizada foi a F3 cujas características estão na tabela I.

2.2.2. Resultados e Discussão: A tabela III mostra os resultados obtidos.  $\eta$  é a eficiência do acoplamento, a qual é definida como sendo a razão entre potência de saída  $P_2$  e a potência de entrada  $P_1$  da fibra. Como foi dito anteriormente, vários são os mecanismos que causam perdas na eficiência do acoplamento e estas influem diretamente no espaçamento entre repetidoras. Em sistemas práticos, sabendo-se a atenuação da fibra, a perda nas emendas fibra-fibra, e a quantidade de luz  $P_3$  que entrou na fibra, assim como a sensibilidade do detetor, pode-se fazer o cálculo exato do espaçamento entre repetidoras. No caso de nossa experiência, para sabermos a quantidade de luz que entrou na fibra fizemos somente a correção da reflexão de Fresnel na extremidade de saída da fibra. Esta correção

é de 4%. A correção devido à atenuação da fibra não foi necessária porque utilizamos somente um metro e a atenuação da fibra é de somente 3 dB/km. Se utilizarmos uma camada anti-refletora na entrada da fibra teremos mais 4% de luz acoplada. Todas as objetivas utilizadas tem o ângulo de lançamento e o "spot-size" no plano focal menor que o ângulo de aceitação e o raio do núcleo da fibra respectivamente. Sob estas condições e considerando a perda de 4% devido à reflexão de Fresnel, na saída teremos 96% de luz acoplada na fibra. Experimentalmente conseguimos até 92%. Esta diferença pode ser explicada por: (i) pó na entrada da fibra, causando perda adicional devido ao espalhamento e/ou (ii) a existência da diferença espacial na sensibilidade do detetor. Esta diferença foi estimada fazendo-se uma varredura em 6 direções diferentes do detetor. O arranjo experimental foi o mesmo utilizado no acoplamento com luz colimada (fig. 3), só que no ponto onde está a fibra, colocamos o detetor. Devido ao limite da densidade de potência que o detetor pode medir, não o colocamos exatamente na posição focal, mas sim a uma distância em que o "spot-size" da luz era de aproximadamente 0,3 mm. A mínima variação da sensibilidade, em uma determinada direção, foi de 3,5% e a máxima 8,5%, dando uma média de 5,6%. Notamos também, nas medidas, que em uma certa região do detetor a sensibilidade é maior.

Estes resultados demonstram claramente a alta  $\eta$  esperada e obtida com fonte de luz colimada, e com bastante simplicidade. Este tipo de fonte é utilizada para estudar várias características de propagação nas fibras. Contudo, em sistemas de campo ela não é nada prática, devido principalmente a seu tamanho. Na próxima seção veremos os problemas existentes no acoplamento quando fontes práticas, LED's e Lasers, são utilizados.

### 2.3. Problemas do Acoplamento com Feixe de Luz Divergente

A situação é totalmente diferente quando consideramos fontes que tenham o feixe de luz divergente, como diodo de emissão de luz (LED) e diodo de laser semiconductor (SLD). Estes tipos de fontes de luz são bastante convenientes para sistemas de comunicações ópticas devido a seu pequeno tamanho, baixa corrente de operação, alta eficiência, confiabilidade, baixo custo potencial e, sobretudo, possibilidade de modulação direta com corrente aplicada.

O problema do acoplamento com estas fontes práticas pode ser entendido considerando-se os seguintes fatores: (a) o diâmetro do núcleo da fibra óptica varia de uns poucos microns, em fibras monomodo, para poucos décimos de microns, em fibras multimodo; (b) a luz que emerge do laser e do led não é colimada mas sim altamente divergente, e o diâmetro sobre o qual a luz emerge pode ser maior que o diâmetro do núcleo da fibra, especialmente em fibras monomodo; (c) o máximo ângulo aceito pela fibra está limitado pela sua abertura numérica. Este ângulo é sempre muito menor que o máximo ângulo de divergência das duas fontes de luz já mencionadas. Portanto, temos uma desigualdade espacial e/ou angular, o que causará considerável perda no acoplamento.

Nesta tese, nos concentramos no uso do laser semiconductor como fonte de luz. Para considerar o problema do acoplamento em detalhe, necessitamos entender as características das fibras e dos lasers. Em relação à fibra, estas já foram discutidas na secção 2.1.. Na seguinte, vamos considerar a estrutura do laser semiconductor, e, portanto, as características da luz na saída, sobre a qual dependerá a quantidade de luz que pode ser acoplada dentro de uma fibra óptica.

### 3. Laser Semicondutor e suas Características

3.1. Estrutura: Laser de semicondutor é, basicamente, uma junção p-n de semicondutor apropriado, onde a cavidade óptica é formada crivando o cristal ao longo de dois planos paralelos, definindo assim uma direção preferencial de emissão estimulada perpendicular aos espelhos crivados. Quando a junção p-n é polarizada positivamente, passa corrente pelo dispositivo e uma parte da energia fornecida é emitida por ele em forma de luz. A refletividade dos espelhos formados na crivagem é de, aproximadamente, 30% e o comprimento típico da cavidade 300 $\mu$ m. Vários tipos de lasers tem sido produzidos usando diferentes tipos de junções (homojunção, heterojunção simples, etc), mas somente o laser de heteroestrutura dupla [9] será discutido por ser largamente utilizado em sistemas de comunicações ópticas e por ter sido este o laser usado neste trabalho. Este laser é utilizado, principalmente em sistemas de comunicações ópticas a longas distâncias, devido a sua alta eficiência e baixa corrente limiar.

A figura 4 mostra um laser de heteroestrutura dupla (DH) de geometria "stripe". Este tipo de laser é basicamente um "sanduíche" de uma camada fina, aproximadamente 0,2 $\mu$ m, chamada "região de recombinação" ou "região ativa", entre duas outras camadas de índice de refração mais baixo, que faz com que a "região de recombinação" seja um guia de onda. Todos os lasers designados para operação contínua (cw) à temperatura ambiente são lasers de geometria "stripe" que limita a passagem de corrente e, conseqüentemente, a excitação da região de recombinação, em uma faixa estreita de largura aproximadamente 10  $\mu$ m, determinando assim as dimensões laterais do guia de onda. O material da heteroestrutura, como mostrado na figura 4, pode ser um sistema GaAs-AlGaAs, o qual produz lasers no comprimento de onda  $\lambda = 0,08 \mu\text{m}$  à 0,90 $\mu$ m, ou um sistema InGaAsP e InP, o qual

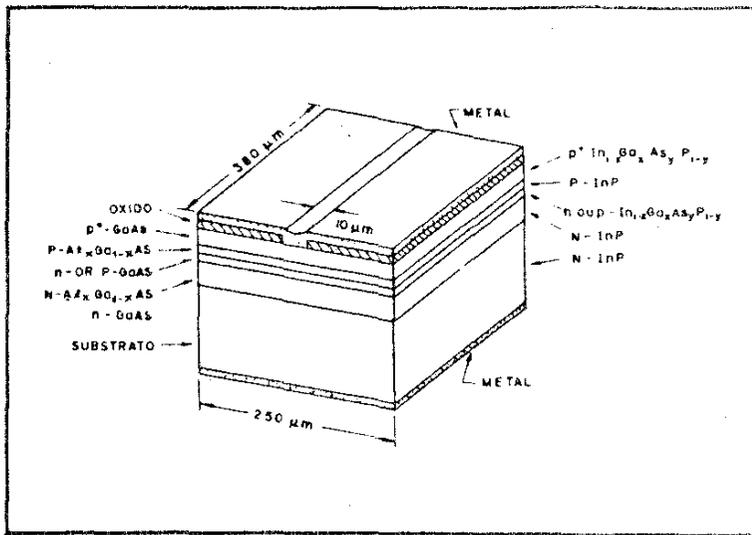


Fig. 4 - Estrutura do laser de dupla heteroestrutura e Geometria "Stripe" de GaAs e de InGaAsP.

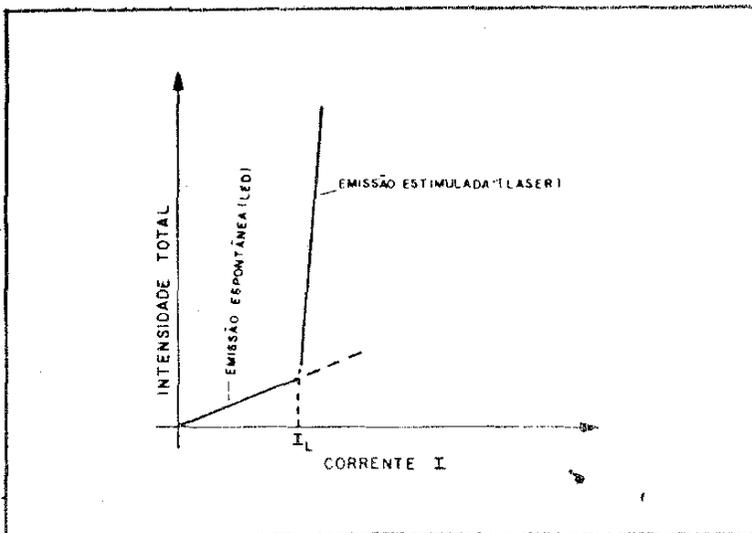


Fig. 5 - Intensidade de luz contra corrente de Injeção de um laser de dupla heteroestrutura.

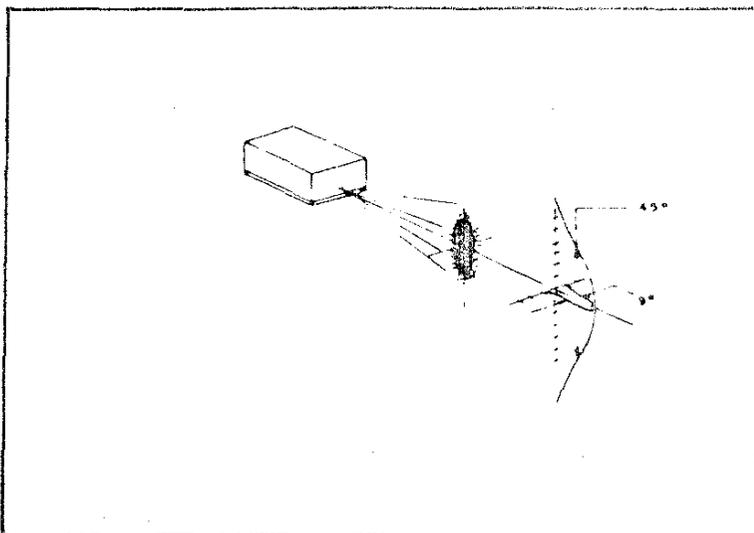


Fig. 6 - "Campo-distante" do Laser de Dupla Heteroestrutura.

produz dispositivos com  $\lambda = 1,1 \text{ a } 1,7 \mu\text{m}$ .

3.2. Características da Luz Emitida e Determinação destas: Vários são os parâmetros que caracterizam um dispositivo. Neste trabalho, as características que devem ser conhecidas são: 1) Curva de emissão da potência em função da corrente; 2) Ângulos de divergência da luz emitida; 3) Dimensões da região de emissão da luz, e 4) Comprimento de onda de pico da luz emitida. Dentre estas, as duas primeiras foram verificadas por nós no laboratório e serão muito importantes para o estudo do acoplamento de luz com fibras ópticas, como veremos na secção 4.2.

3.2.1. Curva da Emissão de Potência em função da Corrente: Uma ilustração desta curva é mostrada na figura 5. Nela notamos que para uma certa corrente a potência sofre um aumento abrupto. Esta corrente chama-se corrente limiar e é a partir desta que o dispositivo funcionará como laser. Para que isto aconteça, o ganho óptico do modo tem que superar as perdas ópticas internas e dos espelhos. Dizemos que a partir deste ponto, temos emissão de luz estimulada. Antes da corrente limiar, as perdas na cavidade são maiores que o ganho óptico do modo, não havendo amplificação de luz, e a fração de luz que consegue escapar é uma emissão espontânea. Os valores da corrente limiar variam de poucas dezenas de mA até algumas centenas de mA, dependendo da estrutura do laser.

A determinação desta propriedade é simples e direta. Ela é feita simplesmente com um gerador de corrente e um detetor cujas características já foram descritas na secção 2.2.1. No arranjo experimental, colocamos um amperímetro em série com o laser para medir a corrente. O gráfico foi feito ponto a ponto, isto é, anota-se a corrente e sua respectiva potência registrada no detetor.

3.2.2. Ângulos de Divergência da Luz Emitida: Um laser semiconductor emite um feixe de luz divergente como citado na seção 2.3. A divergência do feixe luminoso é devida ao fato das dimensões da região emissora serem comparáveis ao comprimento de onda da luz emitida pelo laser. Esta divergência é particularmente maior na direção perpendicular ao "stripe" pois a dimensão neste sentido é de  $0,3\mu\text{m}$ , próxima ao comprimento de onda da luz do laser, o que provoca uma maior difração do feixe de luz.

A emissão do laser tem um "campo-próximo" [10] "(near-field)" no espelho que é a distribuição da intensidade em função da distância. A distribuição de intensidade da luz do laser em função do ângulo, à distâncias grandes do laser (em comparação ao comprimento de onda e largura do "campo próximo") é denominado "campo-distante" ("far-field"). A figura 6 mostra o campo distante de um laser DH de geometria "stripe".

O modelo da radiação do laser no "campo distante" depende dos modos eletromagnéticos da cavidade deste. Quando o laser está em operação, a luz gerada na "região ativa" assume formas estacionárias ou variação de intensidade, chamados modos de radiação do laser. Estes modos dependem do tipo da cavidade óptica disponível para o confinamento da luz nas três direções, sendo estas: a) longitudinal - propagação entre os dois espelhos do laser, no plano de junção; b) transversal - propagação perpendicular ao plano de junção; c) lateral - propagação no plano da junção.

Para uso em comunicações ópticas, é desejável lasers onde somente o modo fundamental é excitado, isto porque a divergência do feixe será a menor possível. Esta divergência aumenta quando a ordem do modo aumenta. O mais importante é termos o modo fundamental na direção paralela ao "stripe", e isto é possível diminuindo -se as dimensões do "stripe" para aproximadamente  $10\ \mu\text{m}$ .

A medida da divergência do feixe ( $\theta_{o//}$  e  $\theta_{o\perp}$ ) no "campo distante" (onde  $\theta_{o//}$  e  $\theta_{o\perp}$  são os ângulos onde a potência cai para  $(1/e^2)$  da potência máxima, nas direções paralela e perpendicular ao "stripe", respectivamente) foi feita girando-se o laser sobre o eixo que passa pelo seu centro, no plano paralelo e perpendicular ao "stripe". A distribuição de potência do feixe de luz, em função do ângulo, foi medida por uma fenda montada sobre o detetor, fixado a uma distância de aproximadamente 3cm do laser. Neste trabalho, medimos somente a distribuição no "campo distante" porque é neste que ocorre a limitação na eficiência do acoplamento com fibras multimodo como veremos na seção 4.1.

3.3. Lasers utilizados nas experiências: Foram utilizados três lasers DH de geometria "stripe" cuja estrutura foi discutida na seção 3.1. Estes lasers serão denominados de L1, L2 e L3. Os lasers L1 e L2 foram fabricados pelo Laser Diode Labs. e o L3 pela RCA, ambos nos EUA. As características destes dispositivos, tal como : corrente limiar; dimensões da região emissora; ângulos de divergência e comprimento de onda de pico ( $\lambda$ ) estão na tabela IV. A determinação da curva P x I e da divergência do feixe de luz foi feita da maneira descrita na seção 3.2. A corrente de operação dos lasers para fazer estas medidas foi aproximadamente 20% acima da corrente limiar. Para o laser L3, a distribuição de potência foi medida para uma corrente abaixo da corrente limiar para verificarmos se realmente a emissão é espontânea. Estas medidas serão utilizadas na seção 5.3. para comparar os resultados experimentais, com os obtidos no modelo teórico desenvolvido na seção 4.2..

3.4. Precauções tomadas nas medidas: A obtenção da curva P x I e os ângulos de divergência da luz do laser foram realizadas com rigor, pois estão diretamente ligadas com o cálculo teórico e experimental do acoplamento como veremos nas seções 4.2. e 5.3.

TABELA IV - Característica dos lasers usados

	laser L1	Laser L2	Laser L3
Fabricante	L.D.L. (U.S.A.)	L.D.L. (U.S.A.)	R.C.A. (U.S.A.)
Tipo	LCW5	LCW10	A998
Dimensões do "Stripe" ( $\mu\text{m}$ )	0,25x12,7	0,25x12,7	2x13
$\lambda$ (Pico) nm	864,1	864,4	820
Corrente limiar	316 mA	78 mA	120 mA
Meio-ângulo // ao "Stripe" ( $\theta_{o//}$ )	30°	18°	13,6°
Meio-Ângulo $\perp$ ao "stripe" ( $\theta_{o\perp}$ )	55°	48°	50°

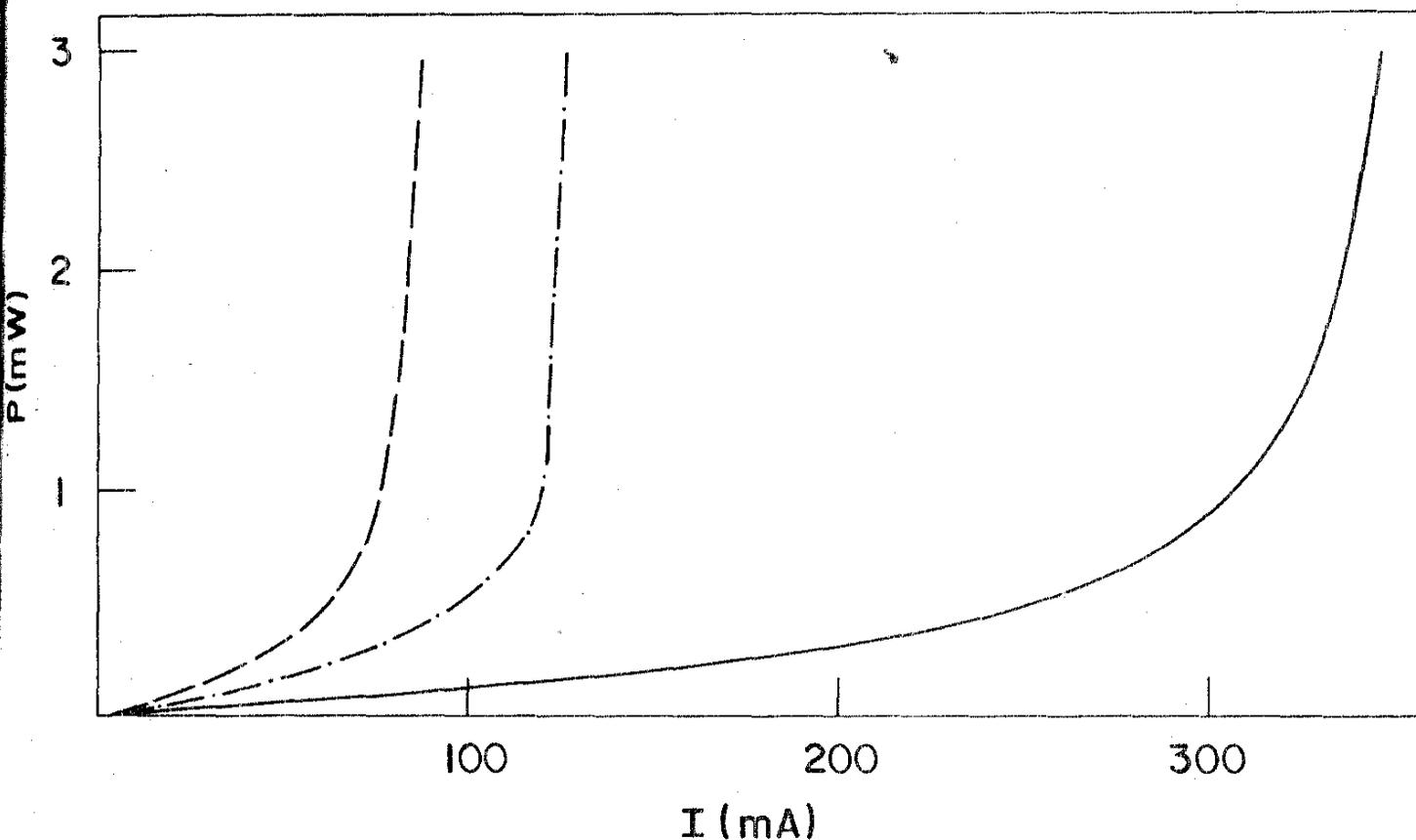


Fig. 7 - Curvas da potência versus corrente dos lasers usados:

L1, L2, L3

Em primeiro lugar, devemos tomar cuidado com o laser. Todo laser tem uma corrente máxima para operá-lo. Se esta for superada, o laser sofre uma degradação catastrófica [11] devido à alta densidade de potência incidente no espelho. Para solucionar este problema, colocamos uma resistência em série com o laser para limitar a corrente máxima do gerador de corrente. Devido à dependência da corrente limiar com a temperatura [12], antes de fazermos a curva  $P \times I$ , esperávamos a estabilização da potência.

No caso da divergência do feixe de luz, a primeira precaução foi verificar se o laser estava colocado no eixo do posicionador. Devido as dimensões do laser, este posicionamento é difícil e tivemos que fazer com a ajuda de um microscópio.

Verificamos também se a máxima intensidade era obtida quando o eixo de radiação do laser estava perpendicular à fenda.

3.5. Resultados e Discussão: A figura 7 mostra as curvas  $P \times I$  para os três lasers, onde a potência do laser é graficada versus a corrente de operação. Notamos que nas três curvas, a máxima potência dos lasers é 3 mW. Isto é devido ao detetor, cujas características foram descritas na seção 2.2.1., ter sido usado sem o filtro radiométrico para calibração. Este filtro fica a 1,5 cm do sensor e a esta distância, o diâmetro da divergência do feixe de luz é maior que o diâmetro do sensor. Isto causará a perda de luz e, consequentemente, a potência medida não será real. A máxima potência que o medidor pode registrar é 10 mW, que corresponderá a uma potência real de 3,3 mW, se usarmos o filtro radiométrico. A apresentação da curva com a potência real do laser é simplesmente utilizada para sabermos a potência de operação destes. Para o cálculo da eficiência de acoplamento, esta calibração não será necessária pois temos a razão entre duas potências. As figuras 8a e 8b mostram as curvas do

"campo distante" para os lasers L1, L2 e L3, nas direções paralela e perpendicular ao "stripe" do laser, respectivamente, onde a potência emitida do laser, normalizada para seu valor máximo, é graficada versus o deslocamento angular, em graus. Estas curvas, se comparadas com as Gaussianas teóricas, as quais são determinadas tomando os valores de  $\theta_{0//}$  e  $\theta_{0\perp}$  como referência, não são exatamente iguais mas bastante próximos, como mostrado nas figuras 9, 10 e 11 para os lasers L1, L2 e L3, respectivamente. Esta comparação é necessária porque se a distribuição de potência for muito diferente de uma gaussiana, para estimarmos o acoplamento teórico, teremos que recorrer ao uso de cálculo numérico. Como as distribuições são muito próximas da gaussiana, o cálculo teórico da eficiência de acoplamento é bastante direto como será demonstrado na secção 4.2..

A distribuição de potência no "campo distante" do laser L3, para a corrente abaixo da corrente limiar, é mostrado nas figuras 12 e 12b nas direções paralela e perpendicular, respectivamente. Analisando estas figuras, notamos que na distribuição de potência, tanto na direção perpendicular como na direção paralela ao "stripe", existe uma direcionalidade do feixe, quando comparado com uma distribuição Lambertiana esperada para emissão espontânea, onde a variação de intensidade é dada por  $I = I_0 \cos \theta$ . Na direção perpendicular ao "stripe", esta direcionalidade [13] é devida à distribuição transversal, determinada pela estrutura DH, que controla ambas as emissões coerente e incoerente da luz do laser. Na direção paralela, esta direcionalidade é devida à cavidade óptica formada pelos espelhos do laser.

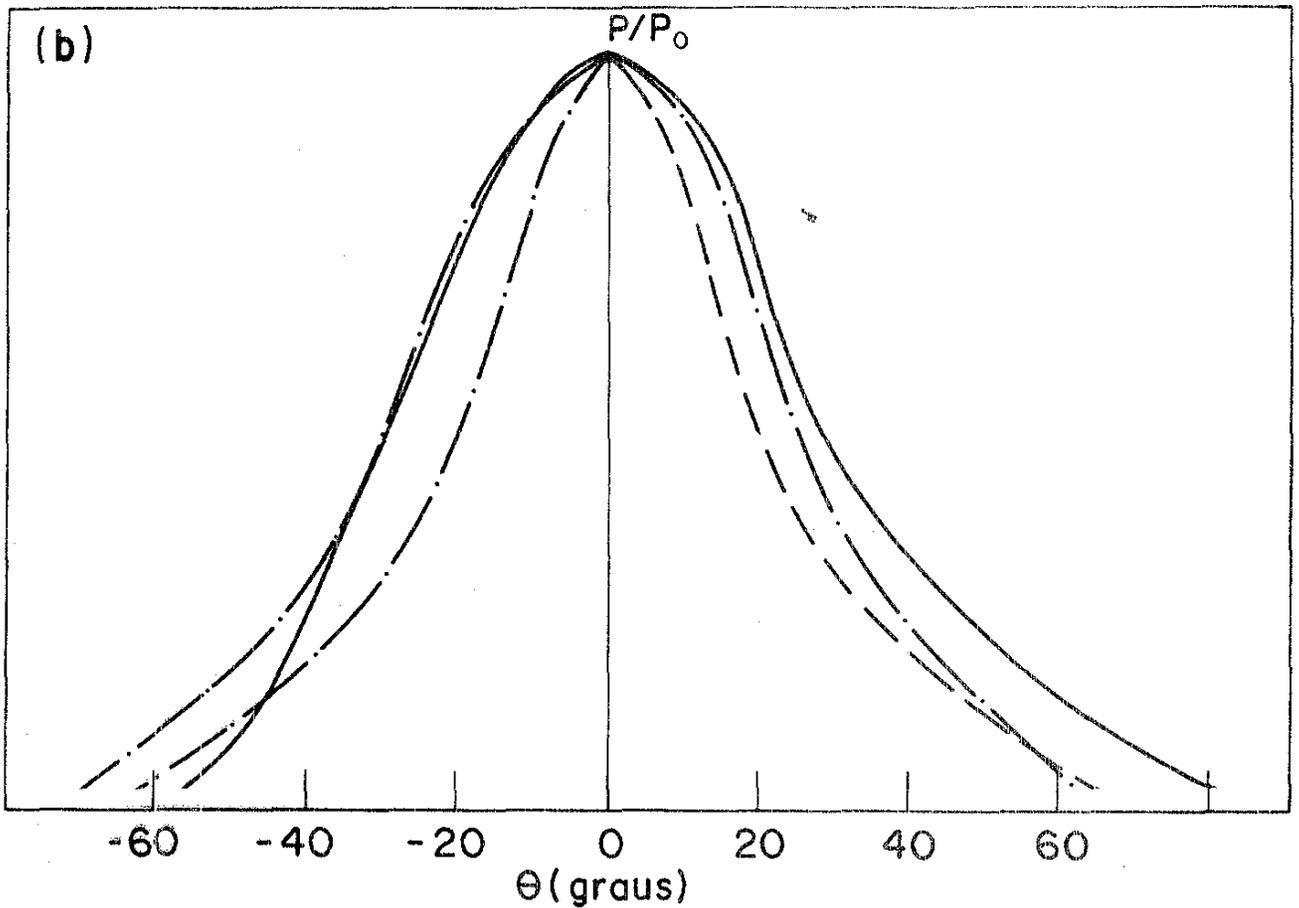
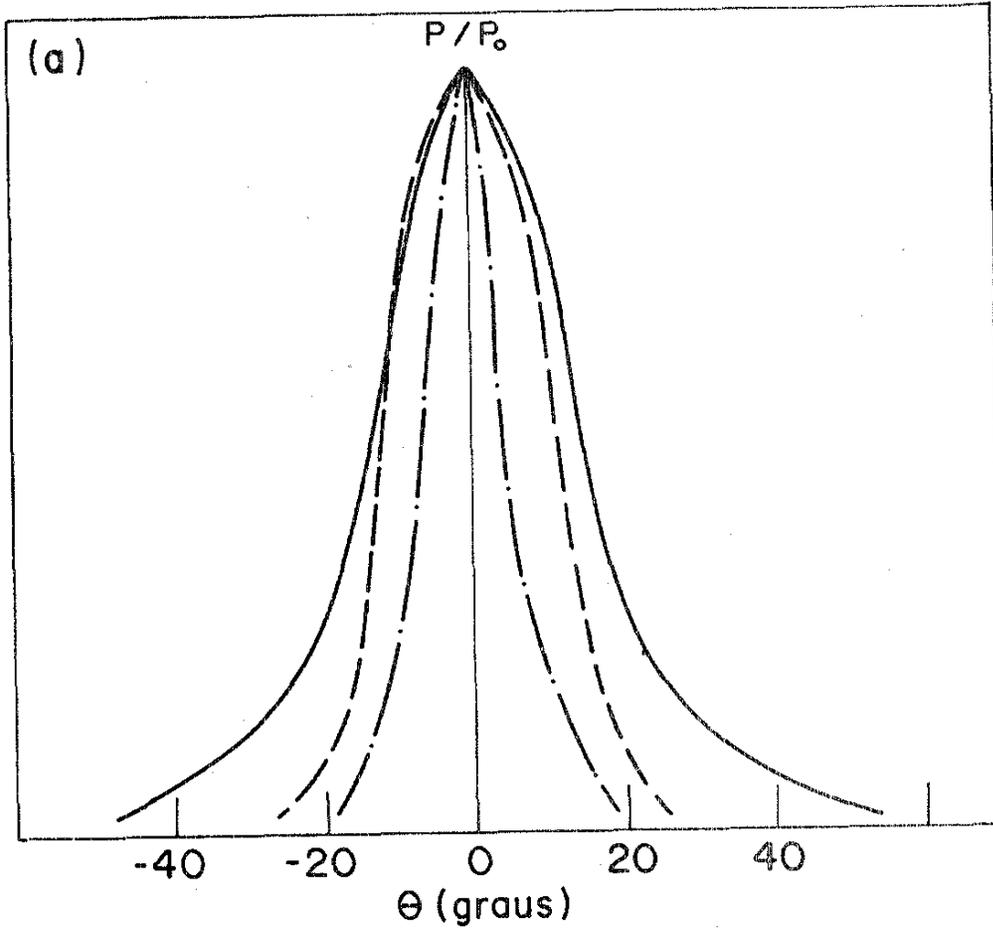


Fig. 8 - Curvas da distribuição de potência no "campo-distante" dos lasers L1; L2; L3; a) paralelo ao "stripe" do laser; b) perpendicular ao "stripe" do laser.

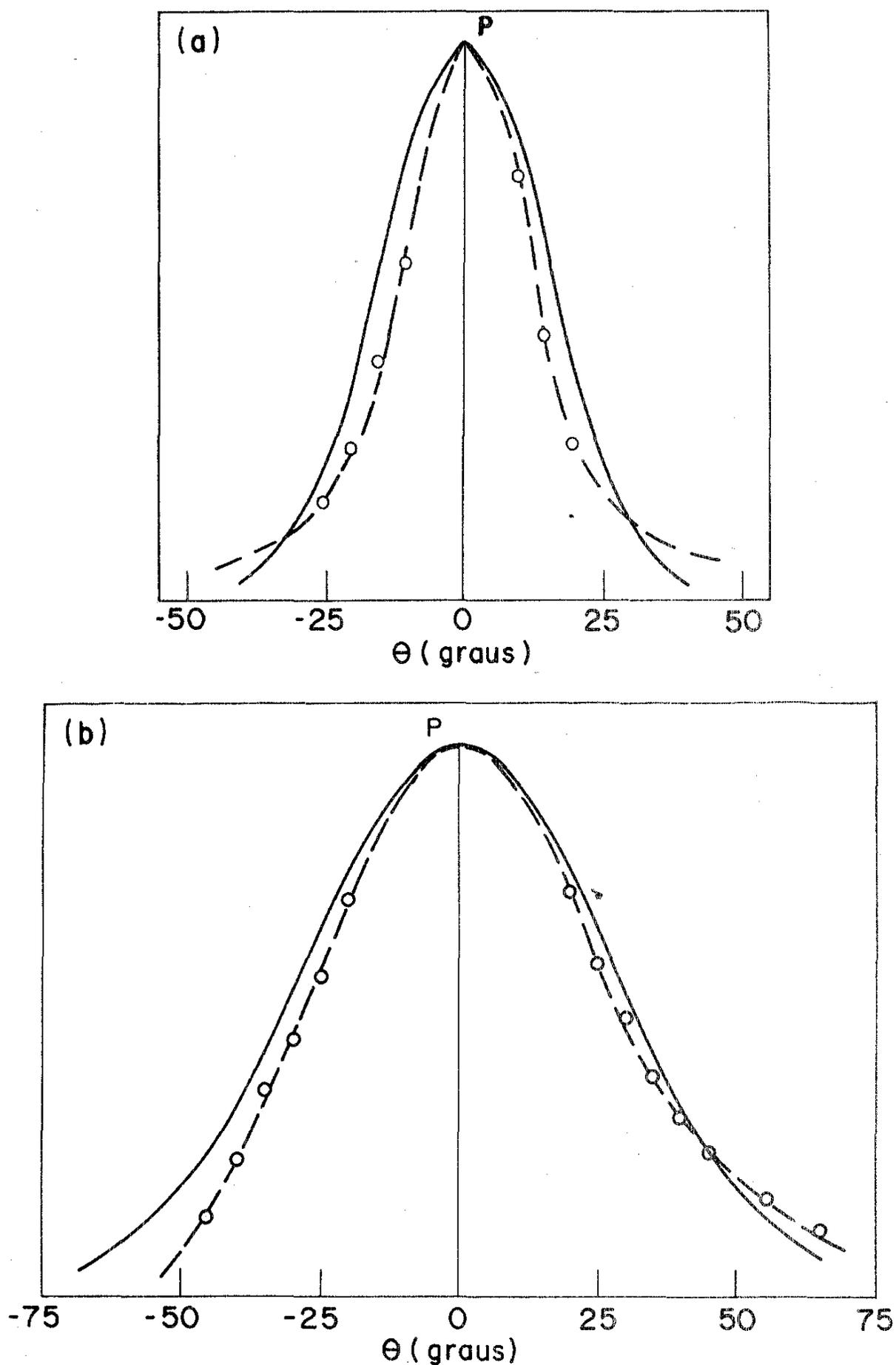


Fig. 9 - Comparação entre as curvas da distribuição de potência do laser L1 (—○—), no "campo-distante", e a gaussiana traçada (---); a) paralelo ao "stripe"; b) perpendicular ao "stripe".

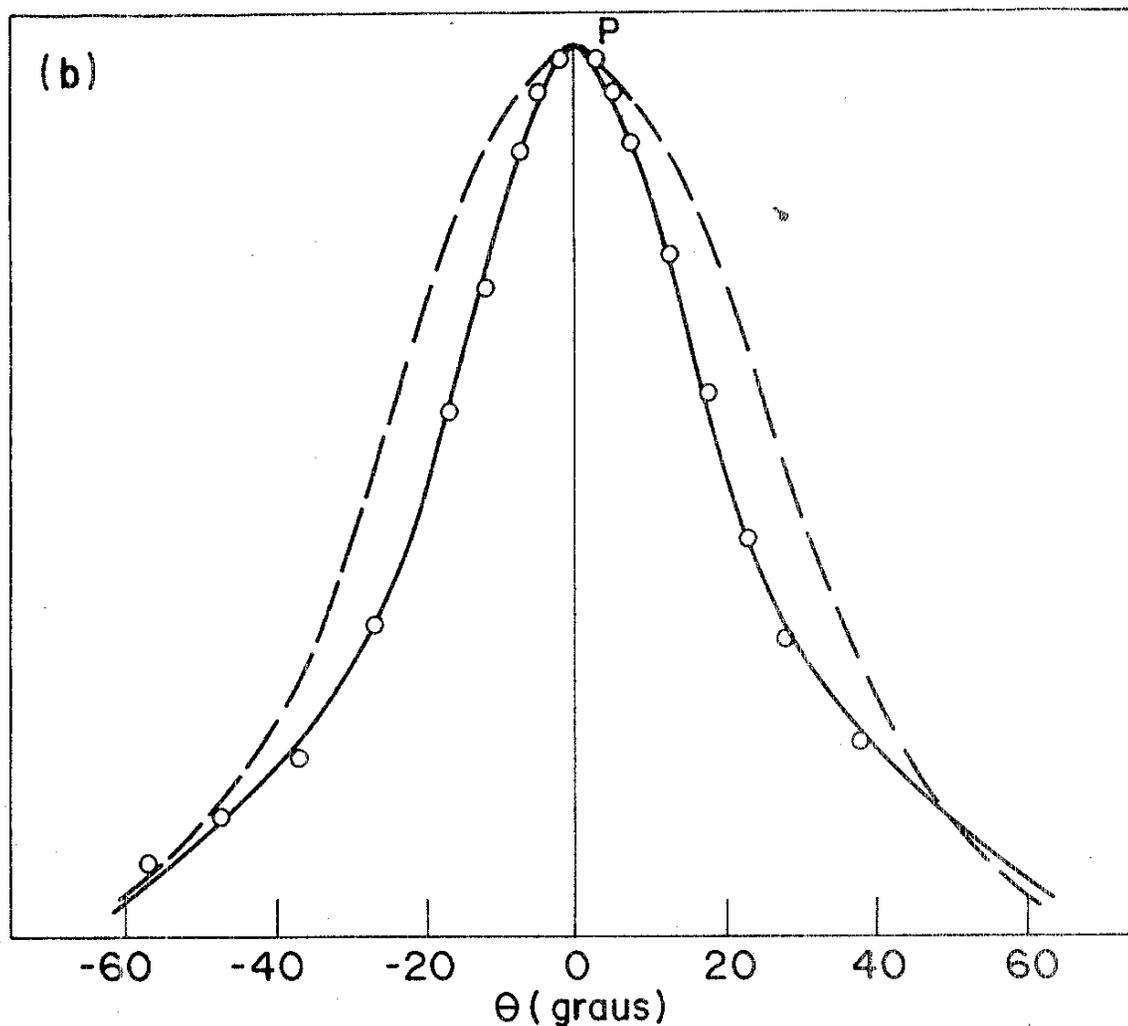
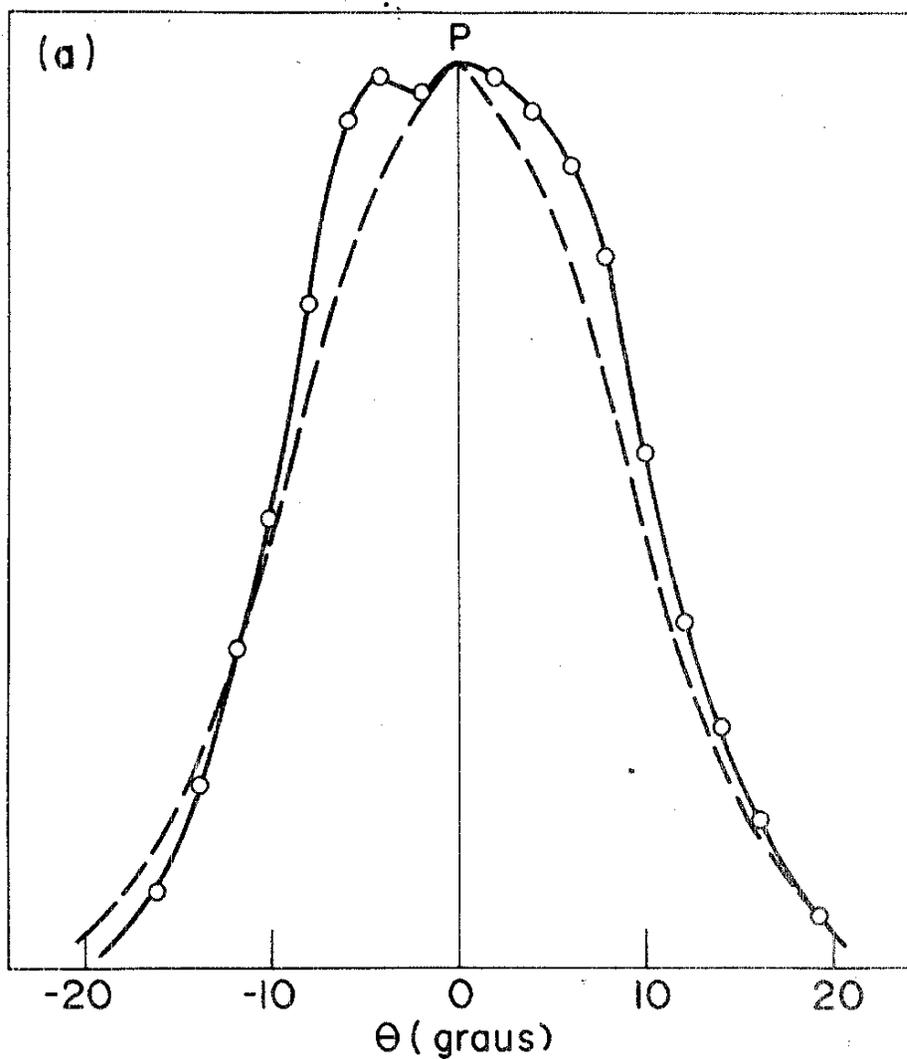


Fig. 10 - Comparação entre as curvas da distribuição de potência do laser L2 (—), no "campo-distante", e a Gaussiana traçada (---); a) paralelo ao "stripe"; perpendicular ao "stripe".

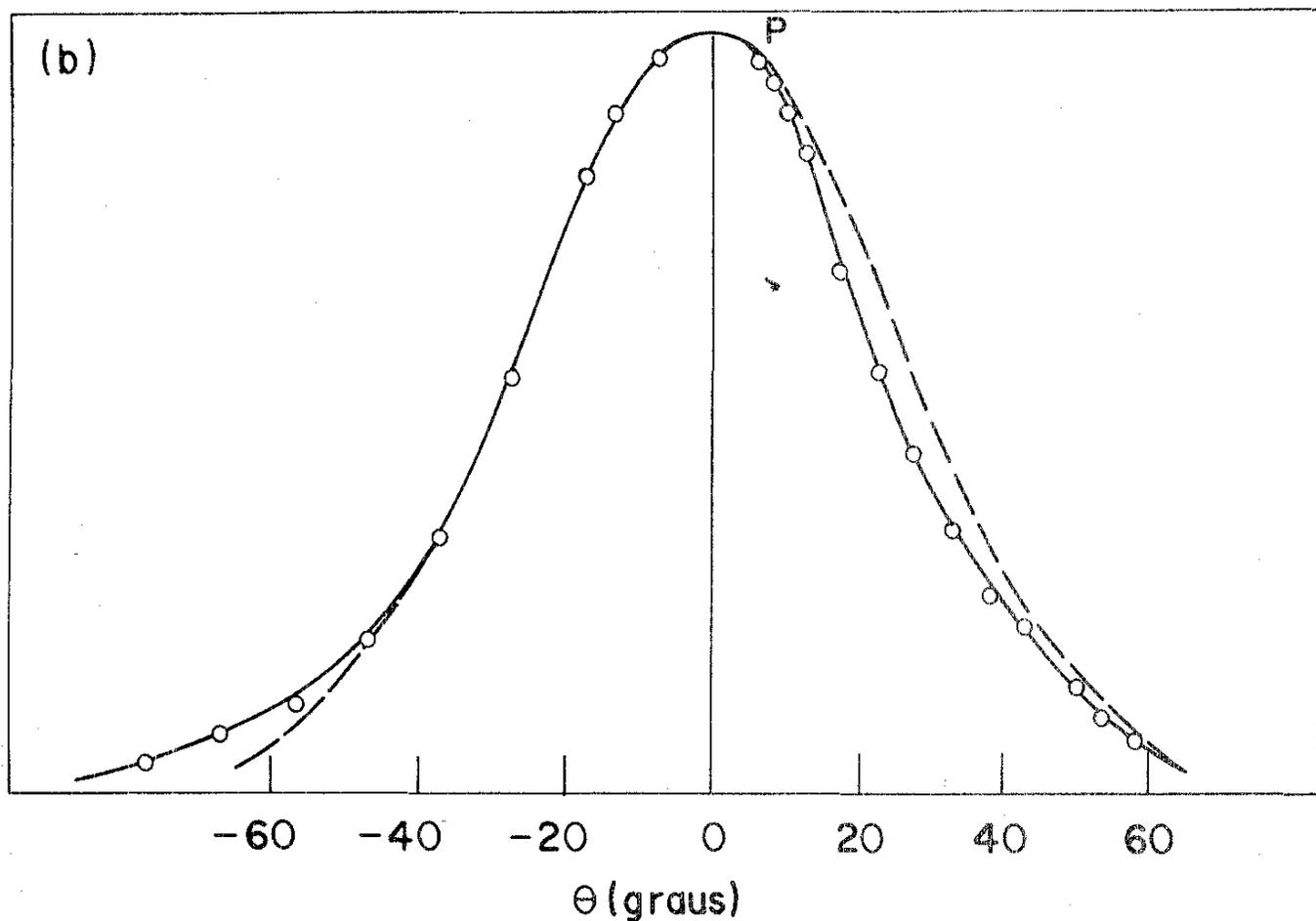
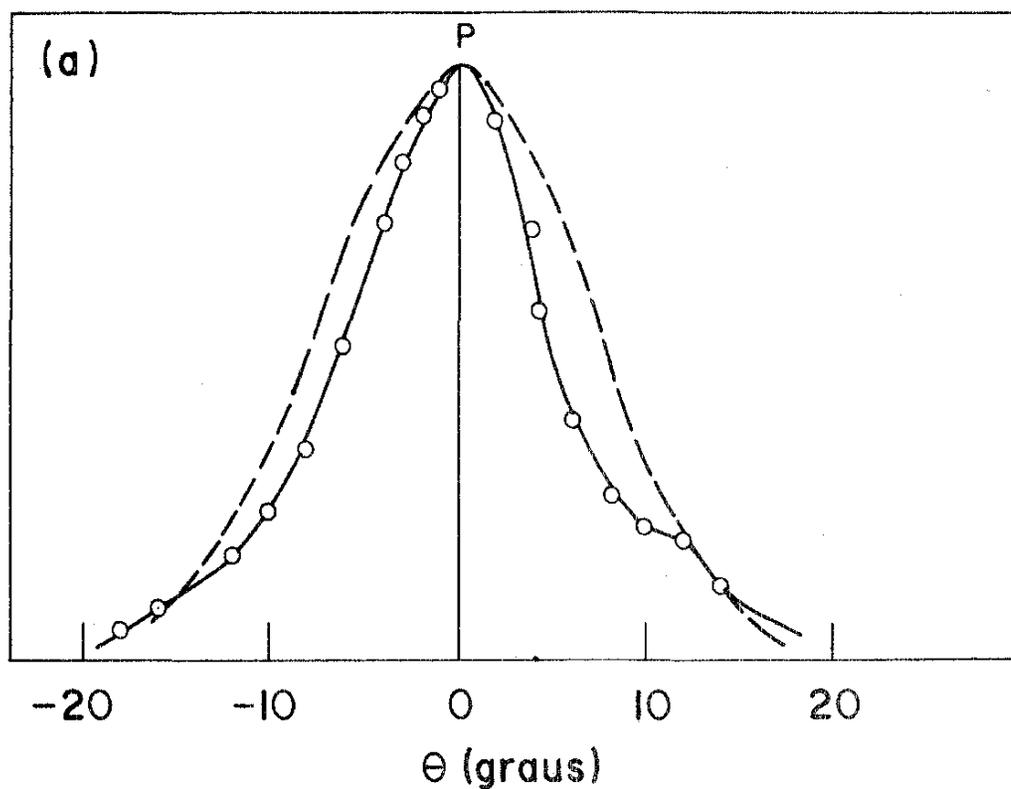


Fig. 11 - Comparação entre as curvas da distribuição de potência do laser L3 (—), no "campo distante", e a Gaussiana (---); a) paralelo ao "stripe"; b) perpendicular ao "stripe".

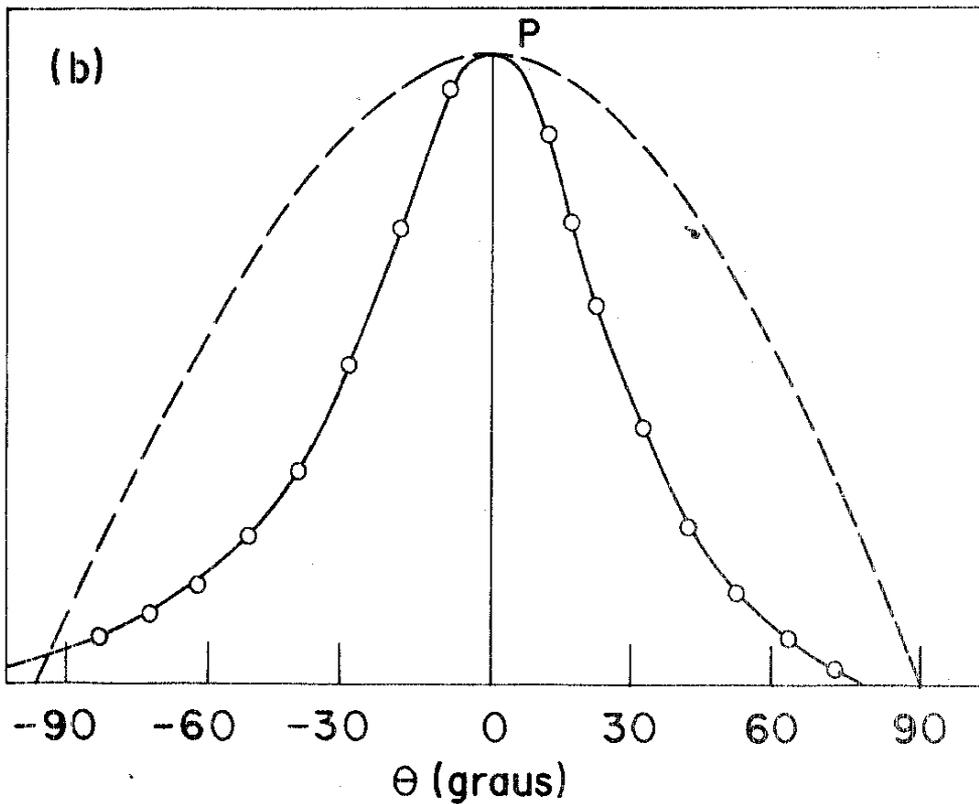
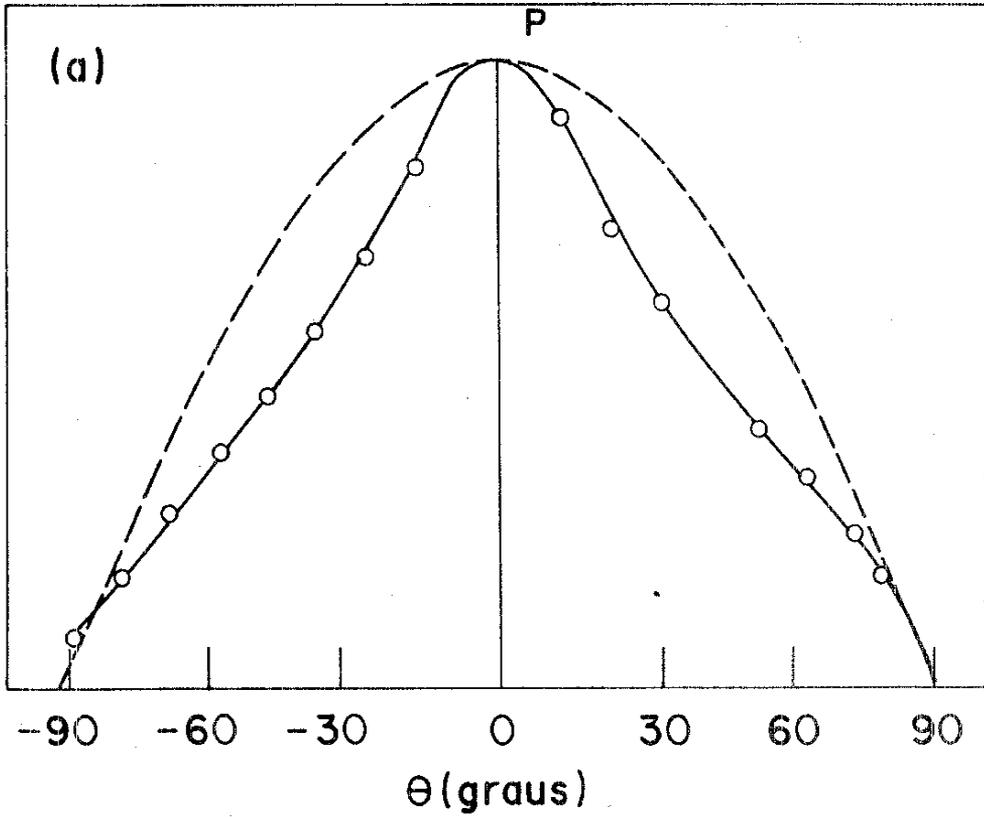


Fig. 12 - Modelo da distribuição de potência do "campo distante" para a corrente, abaixo da corrente limiar, do laser L3 nas direções a) paralela e b) perpendicular ao "stripe".

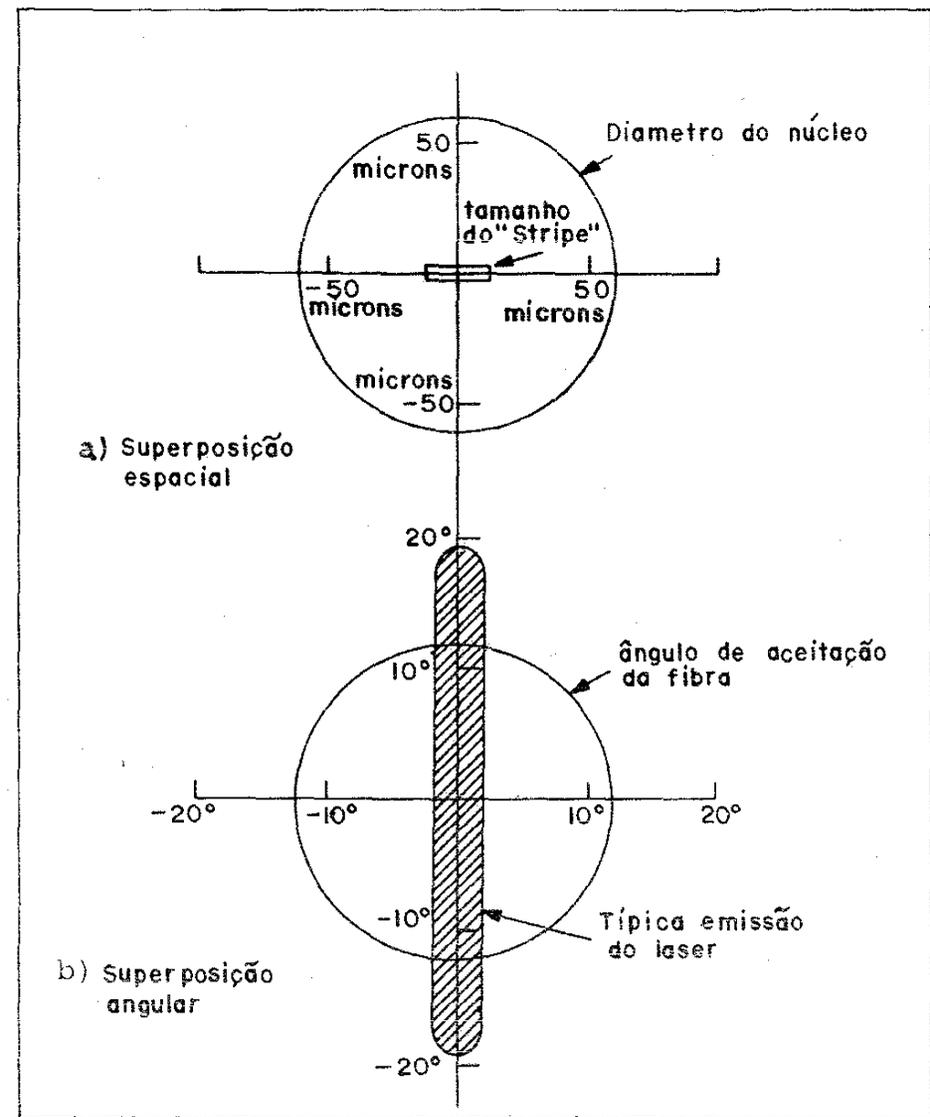
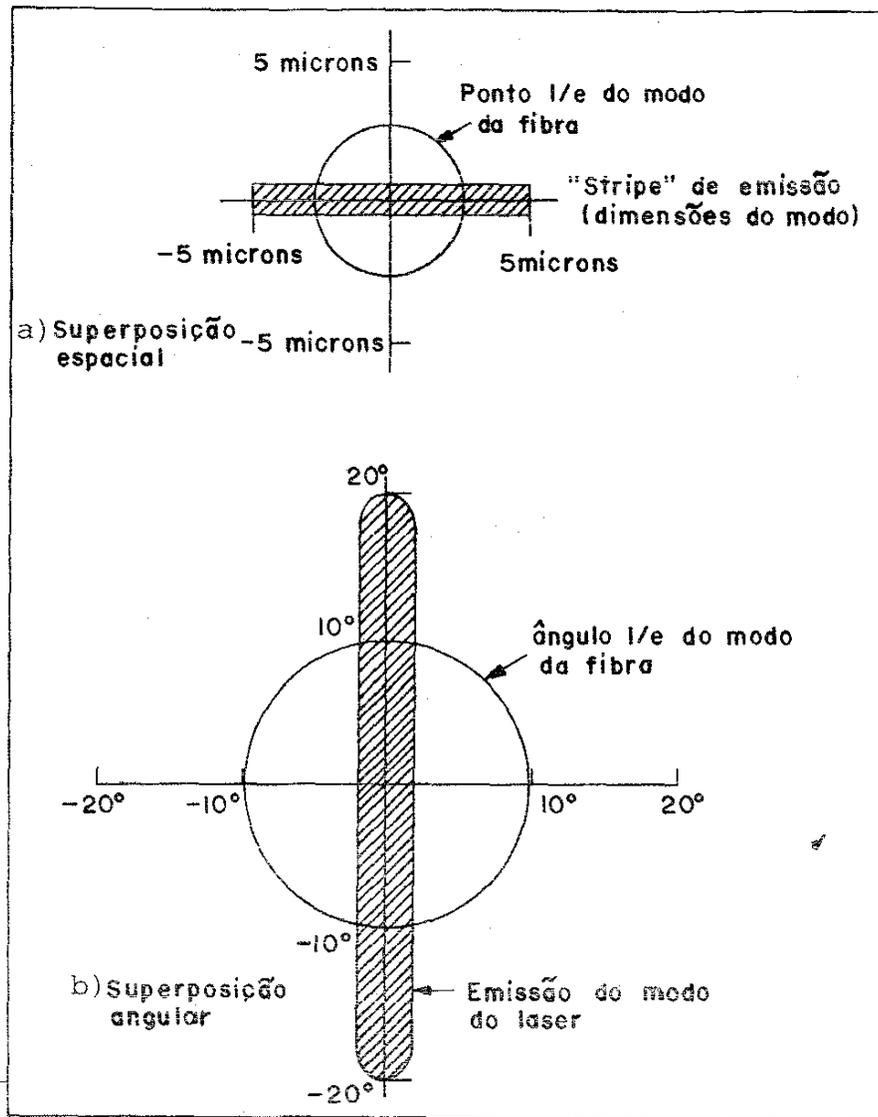
- - - curva teórica, distribuição lambertiana ( $I = I_0 \cos\theta$ )

— curva experimental

#### 4. Modelo Teórico para o Cálculo da Eficiência de Acoplamento de Luz em Fibras Ópticas

4.1. Introdução: Quando a luz do laser é injetada dentro da fibra óptica, o conjunto de modos da fibra é excitado. No lançamento direto da luz do laser para fibras com extremidade plana ("butt - coupling"), a máxima eficiência de acoplamento está limitada pela superposição espacial ("campo próximo") e/ou pela superposição angular ("campo distante") entre fonte e fibra. As figuras 13 (a) e 13 (b) mostram a superposição espacial e angular entre fonte e fibra, para fibras monomodo e multimodo respectivamente. No caso da fibra monomodo, vemos que nem a superposição espacial nem a angular do modo do laser iguala-se com o modo da fibra. Sabendo-se que (i) o feixe da luz do laser, operando somente com o modo fundamental, tem uma distribuição espacial Gaussiana, e que (ii) o modo que a fibra suporta tem também uma distribuição aproximadamente Gaussiana; a teoria [14] de acoplamento de potência entre dois modos, é necessária para calcular a eficiência de acoplamento nesta geometria.

Para fibras multimodo, vemos que na superposição espacial, as dimensões do "stripe" do laser é bem menor que o diâmetro do núcleo da fibra. Na superposição angular, notamos que o ângulo emitido do laser não está totalmente contido dentro do ângulo de aceitação da fibra. Por esta razão, temos a limitação da máxima eficiência do acoplamento no domínio angular ("campo-distante"). Neste caso, a fibra aceita os raios de luz do laser que caem dentro da abertura numérica da fibra. O modelo teórico para o cálculo da eficiência do acoplamento para fibras multimodo está baseado na determinação da quantidade de luz que está contida dentro da abertura numérica da fibra, e será apresentado na próxima secção.



13.a - Diagrama esquemático mostrando a superposição (a) espacial e (b) angular quando a luz de um laser de um único modo é lançada dentro da fibra monomodo.

13.b- Diagrama esquemático mostrando a superposição (a) espacial e (b) angular, quando a luz do laser é lançada diretamente dentro da fibra multimodo.

4.2. Cálculo Teórico da Eficiência de Acoplamento: Para o cálculo da eficiência do acoplamento em fibras multimodo, assumimos que o feixe de luz do laser no "campo distante" tem uma distribuição Gaussiana, ao longo das direções paralela e perpendicular ao plano de junção do laser. A distribuição da potência  $P$  com o ângulo  $\theta$  da Gaussiana, pode ser expressa como:

$$P = P_0 \exp(-2\theta^2/\theta_0^2) \quad (10)$$

onde  $P_0$  é a potência máxima e  $\theta_0$  o ângulo de divergência onde  $P$  tem o valor  $P_0/e^2$ ,

A eficiência de acoplamento ( $\eta$ ) é então determinada como a fração de luz que viaja dentro do cone de ângulo igual ao ângulo de aceitação ( $\theta_a$ ) da fibra, dividido pela potência total emitida do laser [6]. Devido à simetria, consideramos somente um lado da curva, e  $\eta$  é dado por:

$$\eta = \frac{\int_0^{\theta_a} \exp(-2\theta^2/\theta_{0//}^2) d\theta}{\int_0^{\pi/2} \exp(-2\theta^2/\theta_{0//}^2) d\theta} \cdot \frac{\int_0^{\theta_a} \exp(-2\theta^2/\theta_{0\perp}^2) d\theta}{\int_0^{\pi/2} \exp(-2\theta^2/\theta_{0\perp}^2) d\theta} \quad (11)$$

Resolvendo a equação 4-2 (mostrada no apêndice A) e fazendo a aproximação:

$$\int_0^{\pi/2} \exp(-2\theta^2/\theta_0^2) d\theta = \int_0^{\infty} \exp(-2\theta^2/\theta_0^2) d\theta$$

chegamos a:

$$\eta = \operatorname{erf}\left(\sqrt{2} \frac{\theta_a}{\theta_{0//}}\right) \operatorname{erf}\left(\sqrt{2} \frac{\theta_a}{\theta_{0\perp}}\right) \quad (12)$$

Vemos então que para fibras multimodo, a eficiência do acoplamento teórico é simplesmente uma multiplicação de duas funções-erros.

Em outros trabalhos [6,7], os autores consideraram somente a fração de luz do laser, que é aceita pela fibra, na direção perpendicular ao "stripe". Esta consideração é válida para lasers cuja divergência do feixe na direção paralela ao "stripe" é menor que a abertura numérica da fibra, o que não é o caso dos lasers utilizados neste trabalho. Isto pode ser verificado comparando os dados das tabelas I e IV. Somente a fibra F4 tem um ângulo de aceitação maior que a divergência do feixe, na direção paralela ao "stripe", dos lasers L2 e L3. Neste caso,  $\text{erf} \left( \sqrt{2} \frac{\theta}{\theta_{0//}} \right) = 1$ .

Neste modelo não consideraremos a perda devido à reflexão de Fresnel nas extremidades da fibra, e a excitação dos modos da casca e modos vazantes [15] ("leaky"). Os modos da casca não apresentam problemas porque podem ser retirados com o uso de LEM (secção 2.2.1.). Os modos vazantes por outro lado, podem viajar distâncias significativas dentro do núcleo sem serem atenuados. A consideração da excitação de somente raios meridionais é razoável se a área de emissão do laser for muito menor que o diâmetro do núcleo da fibra, que é o caso das fibras multimodo, e se o laser estiver localizado no centro da fibra. O resultado do cálculo teórico, para os lasers utilizados cujos ângulos de divergência estão mostrados na tabela IV, é mostrado na figura 14.

4.3. Verificação Experimental do Modelo Teórico: Como vimos, o modelo acima (i) considera somente a excitação dos raios meridionais, (ii) não considera as perdas devido à reflexão de Fresnel e (iii) é baseado numa distribuição Gaussiana do laser.

A verificação experimental das predições do modelo teórico foi primeiramente feita usando objetivas de microscópio tendo diferentes aberturas numéricas. Isto foi feito para estudar e portanto,

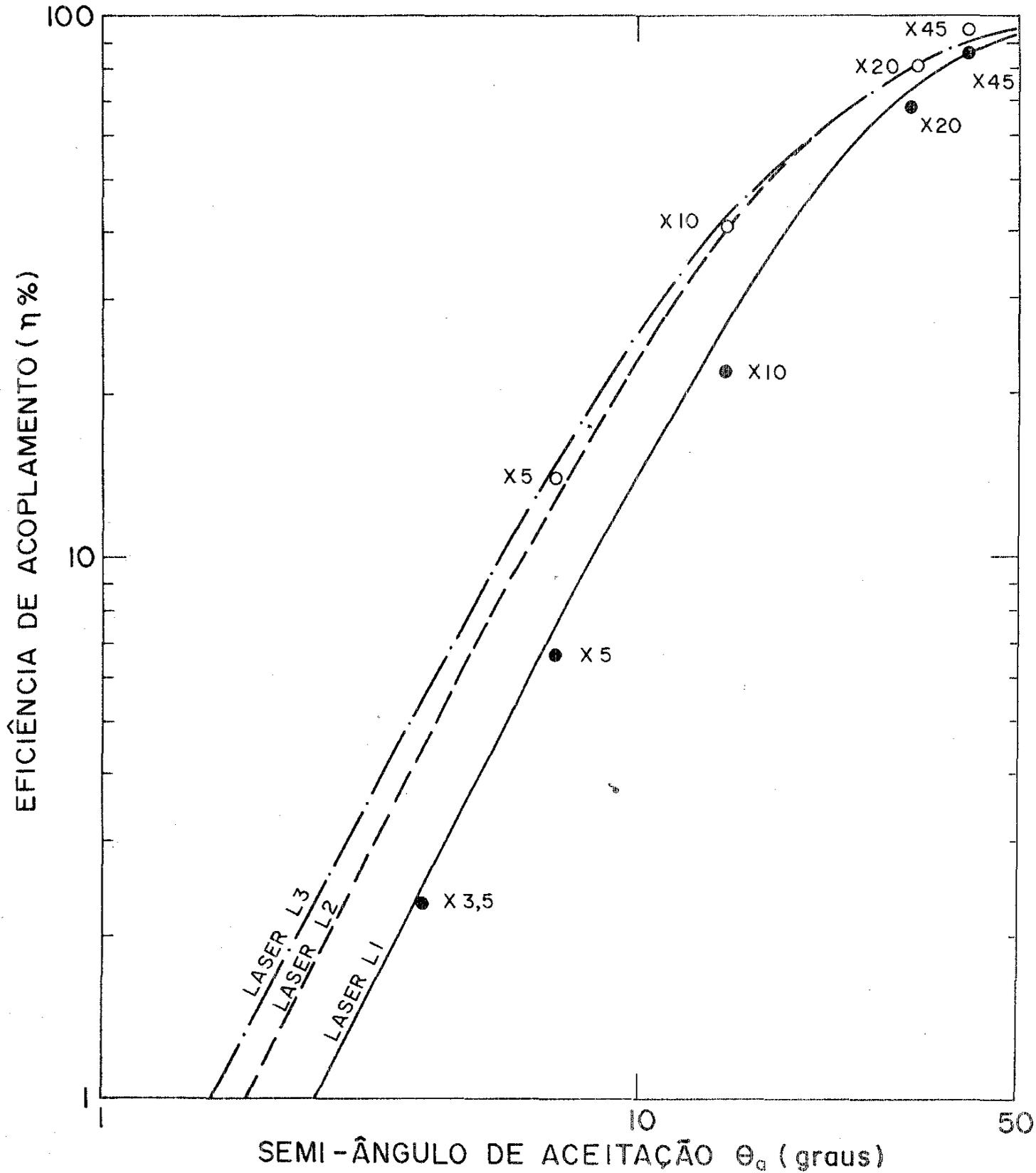


Fig. 14 - Curvas teóricas da eficiência do acoplamento em percentagem versus o ângulo de aceitação da fibra para os lasers:      L1,      L2;      L3. Os pontos ● e ○ são os pontos de verificação experimental para os lasers L1 e L2 respectivamente.

evitar quaisquer problemas que possam surgir quando testando o modelo teórico usando fibras, tais como: (i) imperfeições no corte ou outros efeitos dando mais perdas que as reflexões de Fresnel, (ii) dificuldades em obter perfeito alinhamento devido à dimensão do núcleo ser muito pequena e excitação dos modos da casca e/ou vazantes ("leaky"), os quais são modos não meridionais (iii) efeitos de conversão de modos na fibra, dando perda adicional devido à radiação. Usando objetivas de microscópio, as quais tem grandes dimensões transversais das lentes ( $\sim 5$  mm), e pequeno comprimento ( $\sim 2$  cm), comparado com fibras, todos estes possíveis problemas serão evitados. As características das objetivas usadas serão mostradas na tabela V.

4.4. Arranjo Experimental: Em primeiro lugar, determinamos a perda das objetivas porque esta não é conhecida e pode ser maior que 4% das reflexões de Fresnel, uma vez que as objetivas contêm mais que uma lente, sem qualquer camada anti-refletora. A determinação desta é necessária no cálculo da quantidade de luz coletada pela objetiva excluindo as perdas. A figura 15a mostra o arranjo experimental para determiná-la. A objetiva  $OM_1$  é utilizada para colimar o feixe, e a seguir são colocadas as objetivas das quais queremos medir a perda. Determinamos esta medindo as potências  $P_1$  e  $P_2$  nos pontos A e B respectivamente e dividindo  $P_2$  por  $P_1$ . Para fazer estas medidas devemos ter o diâmetro do feixe da luz colimada, igual ou menor que o diâmetro da primeira lente das objetivas, pois caso contrário não estaremos medindo somente a perda das objetivas. Os resultados são mostrados na tabela V. Para determinar a fração de luz coletada pelas objetivas  $OM_2$ , lançamos a luz emitida do laser nestas, fig. 15b, sendo que as objetivas funcionam como se fosse fibras com diferentes aberturas numéricas. Medimos então as potências  $P_3$  e  $P_4$  nos pontos C e D respectivamente. Na potência  $P_4$  corrigimos as perdas

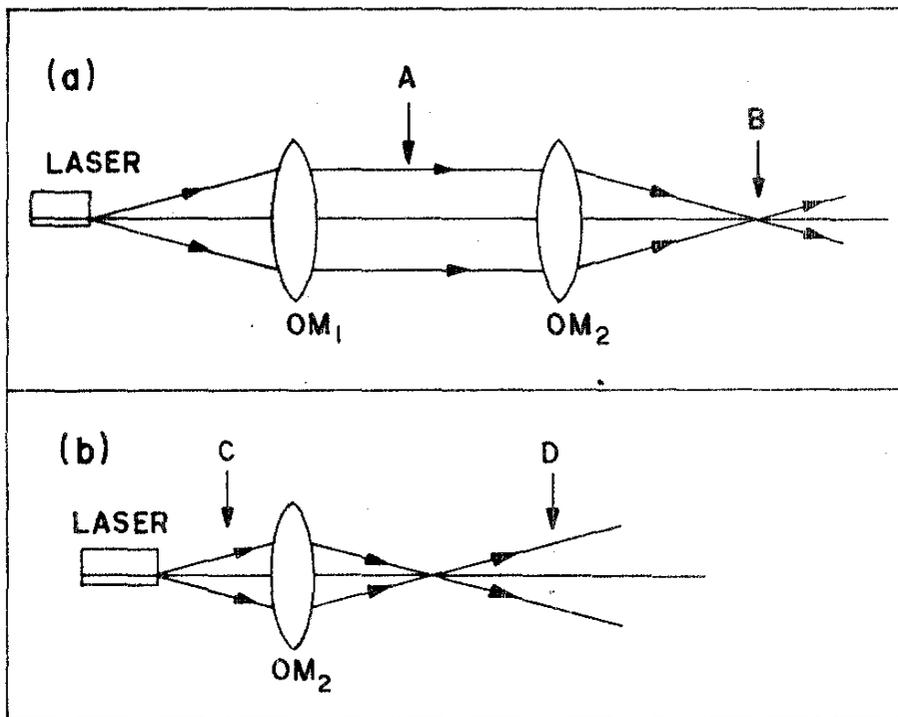


Fig. 15 - Arranjo experimental da verificação do modelo teórico. a) Determinação da perda das objetivas  $OM_2$ . b) Determinação da quantidade de luz coletada pelas objetivas.

das objetivas ( $P'_4 = P_4 \times \frac{P_1}{P_2}$ ). A fração de luz coletada pela objetiva foi determinada dividindo-se  $P'_4$  por  $P_3$ . Os resultados também estão mostrados na tabela V e foram graficados na figura 14.

4.5. Resultados e Discussão: Nos resultados apresentados na figura 14, do modelo teórico e as experiências feitas, a eficiência do acoplamento em porcentagem, é graficada versus o semi-ângulo de aceitação ( $\theta_a$ ). As curvas são os resultados baseados na distribuição Gaussiana do feixe, e os pontos (o) e (●) os resultados das experiências feitas com os lasers L2 e L1, respectivamente. Comparando os valores experimentais e teóricos nas duas últimas colunas da tabela V, para o laser L1, notamos o seguinte: (1) excelente concordância entre os valores para as duas primeiras objetivas utilizadas, a saber, x 3,5 e x 5. O máximo semi-ângulo envolvido é  $7^\circ$  e do modelo do "campo-distante", fig. 9, deste laser, observamos que as curvas são quase idênticas para este ângulo, portanto não é surpresa ter obtido esta concordância. (2) A concordância para as próximas duas objetivas, x 10 e x 20, também é boa, mas neste caso, o valor teórico é em torno de 4% e 7% maior que os valores medidos, respectivamente. Isto pode novamente ser explicado no modelo do "campo-distante". O máximo semi-ângulo é  $33^\circ$  para a objetiva x 20 e até  $30^\circ$  a curva da radiação do laser é mais estreita que a curva gaussiana traçada, principalmente na direção paralela ao "stripe". Portanto, o resultado experimental menor que o valor teórico é esperado, como foi obtido. (3) com a última objetiva x 45, tendo o máximo semi-ângulo de  $41^\circ$ , a concordância é novamente excelente. Da figura 9a podemos notar que, a partir de  $30^\circ$ , a radiação do laser é maior que a gaussiana traçada, o que nos levaria a pensar estar havendo uma compensação com a parte mais estreita para  $\theta < 30^\circ$ . Numa observação mais cuidadosa, podemos notar que a área da parte maior da radiação do laser a partir de  $30^\circ$  não compensa a parte mais estreita para  $\theta < 30^\circ$  e portanto era esperado um valor experi-

TABELA V: CARACTERÍSTICAS DAS OBJETIVAS E RESULTADOS DA VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL DO MODELO TEÓRICO,  
USANDO LASER L1

$OM_1$	$OM_2$	Semi- Ângulo de lançamen- to (graus)	$P_1$ (mw)	$P_2$ (mw)	$P_2/P_1$	$P_3$ (mw)	$P_4$ (mw)	$P_4^*$ (mw)	$P_4'/P_3$ (%)	Valor teórico %
x20	x3,5	4	0,21	0,098	0,47	4,2	0,047	0,099	2,3	2,4
x20	x5	6,9	0,21	0,13	0,64	4,2	0,180	0,28	6,6	7,2
x20	x10	14,3	0,21	0,15	0,70	4,2	0,640	0,92	22	26
x3,5	x20	33	0,012	0,008	0,67	4,4	2,0	3,0	68	73
x3,5	x45	41	0,012	0,073	0,61	4,4	2,3	3,8	86	86

$$* P_4' = P_4 \times \frac{P_1}{P_2}$$

mental menor. Esta diferença pode ter sido causada pela variação na sensibilidade espacial do detetor, a qual já foi discutida na secção 2.4..

Como o modelo do "campo distante" do laser L2, na direção paralela ao "stripe" é mais larga que a gaussiana traçada (fig.10a), repetimos as medidas acima com 4 diferentes objetivas cujos resultados estão mostrados na figura 14, marcado pelos pontos (o). Como esperado, obtivemos valores ligeiramente maiores, comparados com o cálculo teórico, para a objetiva x5 ( $\theta=7^\circ$ ). A concordância é excelente com as objetivas x10 ( $\theta=14,3^\circ$ ) e x20 ( $\theta=33^\circ$ ) porque para estes ângulos, o "campo distante" na direção perpendicular ao "stripe" (fig. 10b), é mais estreito que a gaussiana traçada, e portanto compensa a largura maior na direção paralela ao "stripe" (fig.10a). Para a objetiva x45 ( $\theta=41^\circ$ ), o resultado esperado seria o valor experimental menor que o valor teórico, pois neste ângulo a curva do "campo-distante", na direção perpendicular ao "stripe" é mais estreita. Esta diferença novamente pode ter sido causada pela variação na sensibilidade espacial do detetor.

Tendo verificado o modelo teórico com considerável facilidade, utilizando objetivas de microscópio, como pensado inicialmente, prosseguimos fazendo o mesmo usando fibras ópticas multimodo, e será discutido no próximo capítulo.

## 5. Acoplamento Direto entre Laser Semicondutor e Fibra Multimodo com extremidade plana ("Butt-Coupling")

Depois de termos calculado o máximo acoplamento possível, em função da abertura numérica, através do modelo teórico, e a verificação experimental deste, com objetivas de microscópio, continuamos o estudo do acoplamento com fibras multimodo de extremidade plana, cujas características foram apresentadas na secção 2.1. e estão mostradas na tabela I. Neste e nos capítulos seguintes, laser significa laser semicondutor e fibra, fibra multimodo.

5.1. - Arranjo Experimental: a figura 16a mostra o esquema, em escala não real, e a figura 16b a fotografia do "butt-coupling" entre laser e fibra em posições não otimizadas, observado através do microscópio, e as dimensões relativas entre eles. Devido à embalagem dos lasers utilizados nas experiências, não foi possível tirar a fotografia com estes, e por isso utilizamos um laser fabricado na UNICAMP. As características dos lasers usados estão na tabela IV. O laser foi dirigido por um gerador de corrente e no circuito colocamos, em série, um amperímetro A e uma resistência Rvariável, para registrarmos e limitarmos a corrente de operação, respectivamente. O laser foi montado em um posicionador com movimentos em três ângulos (ângulos de Euler). As extremidades da fibra foram fixadas em microposicionadores fabricados pela Line Tool Company (E.U.A.), com movimentos nas direções x, y e z, tendo uma resolução de  $2\mu\text{m}$ . No arranjo laser-fibra tivemos seis graus de liberdade e, com isso, foi possível um alinhamento preciso. O medidor de potência foi o mesmo utilizado no arranjo experimental do acoplamento com luz colimada. O comprimento das fibras foi de aproximadamente 1m para F<sub>1</sub>, F<sub>2</sub> e F<sub>3</sub> e aproximadamente 5m para F<sub>4</sub>. Com a fibra F fizemos também o acoplamento com 1 km para compararmos com o de 1m e estudarmos efeitos de propagação em fibras mais longas. Estes resultados serão discutidos na secção 5.3.

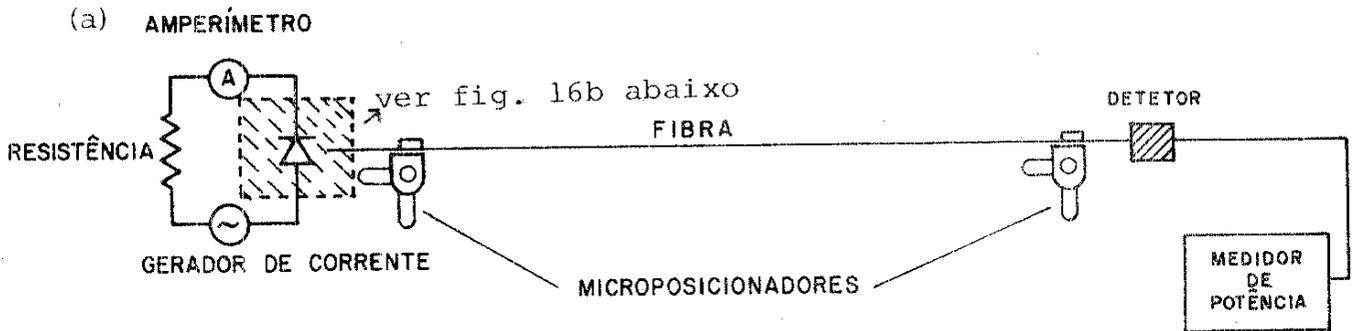


Fig. 16a. Arranjo experimental do acoplamento de luz do laser semiconductor em fibras ópticas multimodo.

(b)

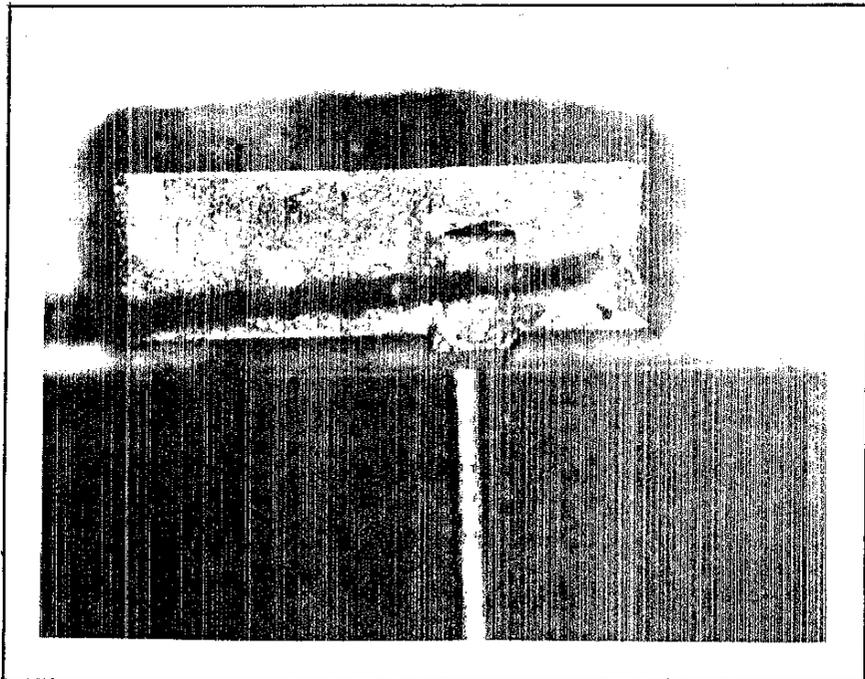


Fig.16b. Fotografia, tirada através do microscópio, do arranjo laser-fibra com extremidade plana, em posições não-otimizadas.

5.2. Precauções Tomadas nas Medidas: "Butt-coupling" significa que a extremidade da fibra está em contato com a face de emissão da luz do laser. Mas se fizermos isto, corremos o risco de danificar a superfície espelhada do laser, que como já mencionamos, causará sua degradação. Por isso, o pequeno espaço entre laser e fibra, mostrado na figura 16b é importante e este foi estimado para ser de aproximadamente 10-20 $\mu$ m. Este espaço não influenciará nas medidas pois não é crítico, como veremos no estudo da tolerância axial do acoplamento seção 5.4. Em todos os cortes das extremidades das fibras, tomamos o cuidado para produzir uma superfície espelhada e perpendicular ao eixo da fibra como mostra as figuras 17a e 17b, respectivamente. A fibra mostrada nestas figuras é a F1 cujas características estão na tabela I. A parte mais brilhante da figura 17a é o núcleo; notamos que sobre este não há imperfeições, e a parte mais escura é a casca. Os pequenos defeitos nesta superfície não apresentam problemas porque para nós é importante somente a luz que viaja pelo núcleo. Em relação à figura 17b podemos observar que a superfície não está perfeitamente perpendicular ao eixo da fibra, e também que o desvio ocorre na casca, o que não influenciará nas medidas. Uma superfície exatamente perpendicular ao eixo da fibra não é fácil de se conseguir devido às dimensões da fibra e a clivagem terem sido feitas sem a ajuda do microscópio e uso de máquina [8] para manter constante as condições durante o corte. Estes cortes foram feitos com grande repetibilidade em cada medida de acoplamento.

Em relação às medidas, muitos são os cuidados tomados. A eficiência do acoplamento deve ser calculada dividindo a potência da luz que entrou na fibra pela potência do laser, para a mesma corrente. Em relação à potência do laser, tirávamos a curva potência versus corrente ( $P_x I$ ) antes das medidas da potência de saída da fibra, devido à dependência da corrente limiar com a temperatura [12] e também por-

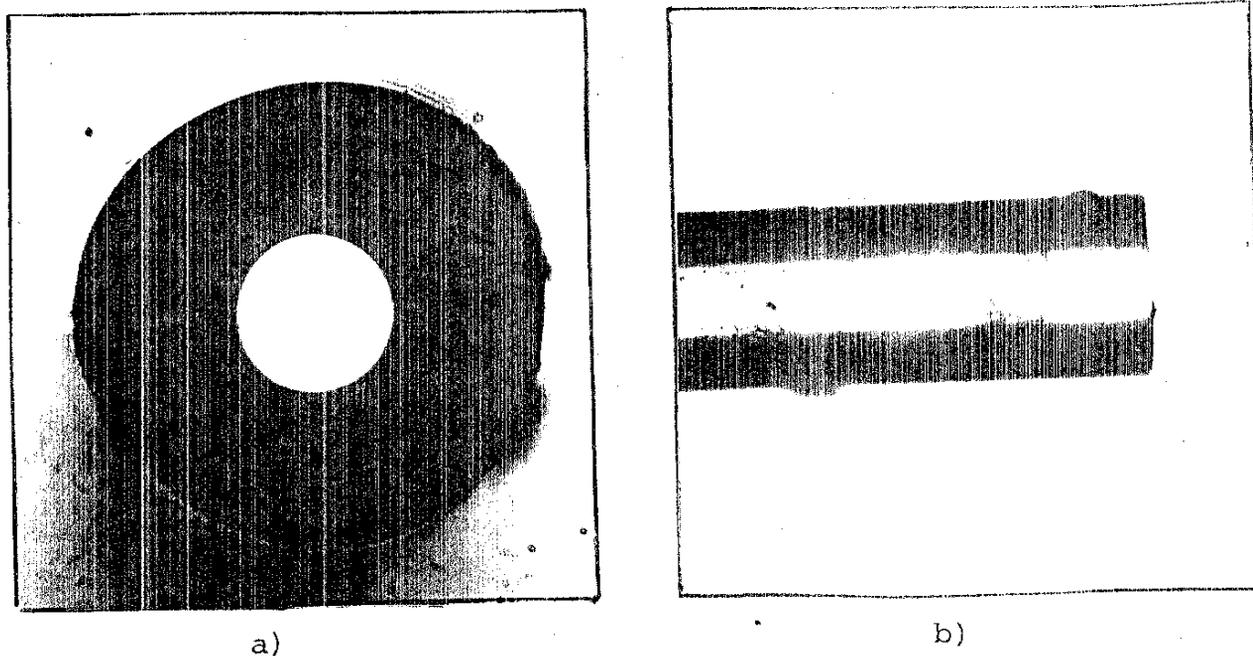


Fig. 17 - Fotografias do corte da extremidade da fibra.

- a) Vista frontal
- b) Vista lateral

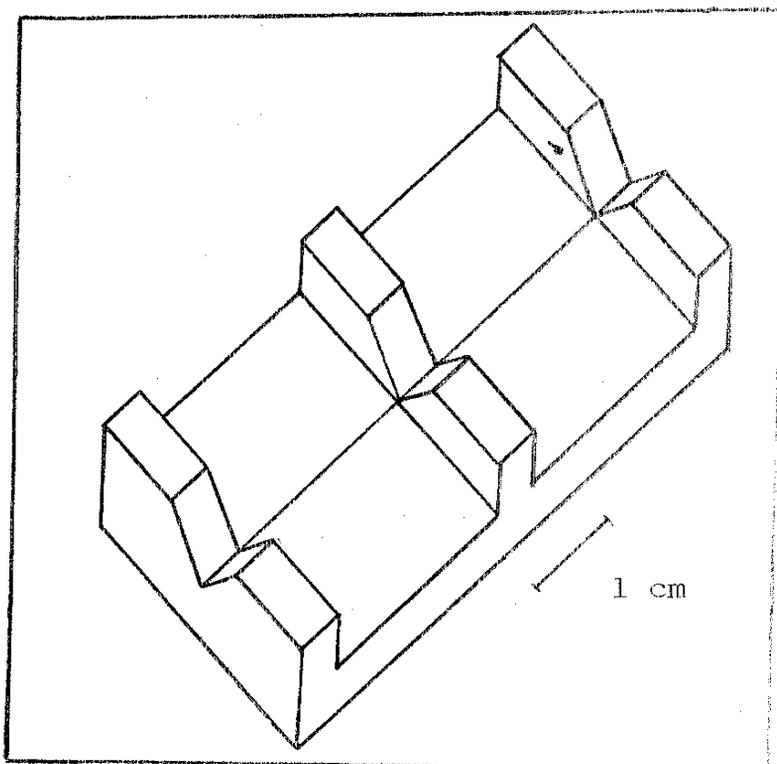


Fig. 18 - Suporte utilizado para fixar a extremidade da fibra.

que a temperatura do laboratório pode mudar. Para cada medida desta curva, esparávamos aproximadamente uns 10 minutos para estabilizar a temperatura do laser. Este tempo foi estimado considerando o tempo gasto para otimizar as posições laser-fibra.

A divergência da luz, emitida da extremidade de saída da fibra, é determinada por sua abertura numérica. O semi-ângulo é da ordem de  $10-15^\circ$  e portanto uma separação axial de aproximadamente 18 mm entre a extremidade da fibra e o detetor, cujo diâmetro é 10 mm, pode ser tolerada, para que toda luz seja coletada. Em nossas medidas, posicionada a extremidade da fibra a aproximadamente 5mm do detetor, sem o uso do filtro radiométrico para calibração. Isto também foi feito quando medimos a potência de saída do laser, cuja divergência é muito maior e portanto teve que ser colocado muito perto do detetor. A calibração não é necessária porque vamos fazer a razão entre duas potências. A corrente de operação foi monitorada pelo amperímetro digital com precisão de uma casa decimal. A extremidade da fibra não podia sofrer qualquer movimento durante a medida, e portanto foi fixada em um suporte, como mostrado na fig. 18, no qual há uma canaletta, onde a fibra é colocada e presa por ímãs. Em todas as medidas utilizamos glicerina cujo índice de refração é maior que o índice de refração da casca, para eliminar modos excitados nesta ou convertidos para ela. A glicerina foi colocada nas extremidades da fibra. Como utilizamos, na maioria das medidas, somente 1m de fibra, procuramos mantê-la reta para não haver o problema de conversão de modos provocado por curvatura [16].

5.3. Resultados e Discussão: Na figura 19 temos as curvas que mostram os resultados obtidos, através do modelo teórico, onde a eficiência do acoplamento ( $\eta$ ) em porcentagem é graficada versus o semi-ângulo de aceitação da fibra, e os pontos que mostram os resultados obtidos no acoplamento com as fibras. Novamente, a determinação de

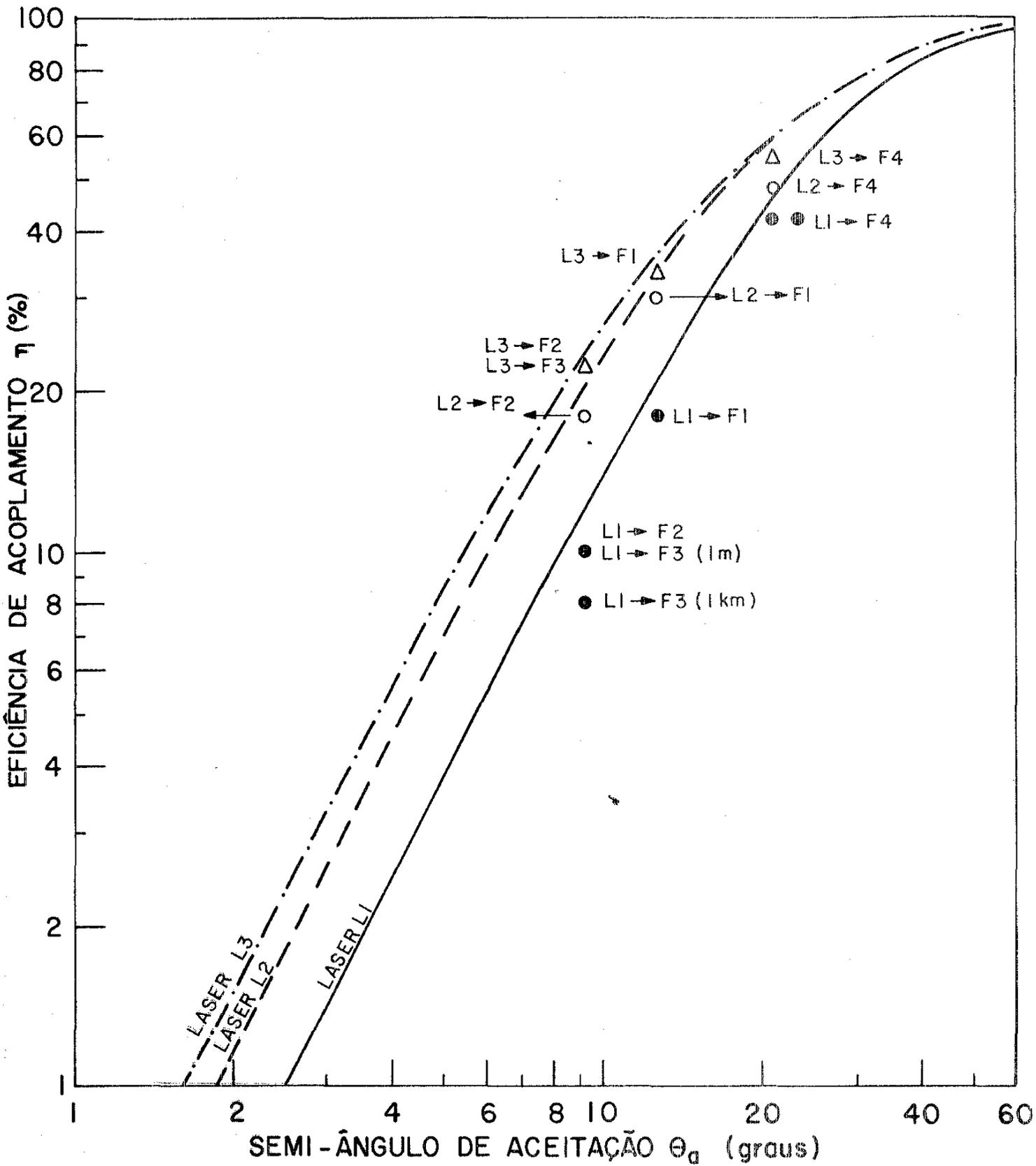


Fig. 19 . Eficiência de acoplamento versus o semiângulo de aceitação da fibra. As curvas são predições do modelo teórico e os pontos são os valores obtidos experimentalmente.

$\eta$  é feita dividindo-se a potência de saída da fibra, corrigida pelas reflexões de Fresnel nas extremidades, pela potência emitida do laser, ambas para a mesma corrente. Neste caso, estamos corrigindo as reflexões da entrada e saída da fibra para podermos comparar com os valores obtidos no modelo teórico; considerando a perda de 4% em cada reflexão temos uma correção de 8%. A correção devido à perda em 1 m da fibra é desprezível.

Com todas as precauções tomadas durante as medidas do acoplamento entre laser e fibra, notamos pela figura 19 que os vários pontos experimentais obtidos estão muito próximos das curvas teóricas, mas em todos os casos são menores. Observando as figuras 9, 10 e 11, notamos que estes resultados são esperados porque, em geral, as curvas do "campo-distante" dos lasers são mais estreitas que as Gaussianas traçadas. Para o laser L2, figura 10, como já vimos, a curva experimental na direção paralela é mais larga que a Gaussiana traçada, e na direção perpendicular temos o oposto. Fazendo uma comparação cuidadosa entre os valores destas áreas, estimamos que para  $\sim 15^\circ$ , a área maior na direção paralela ao stripe é compensada pela área menor na direção perpendicular a este. As fibras F1, F2 e F3 tem o semi-ângulo de aceitação  $12,4^\circ$ ;  $9,2^\circ$  e  $9,2^\circ$ , respectivamente, os quais são menores que  $15^\circ$ . Neste caso, é esperada a eficiência de acoplamento  $\eta$  maior que o teórico, o qual não foi verificado experimentalmente. Para as fibras F2 e F3, o valor experimental é 2% menor que o valor teórico, e para a fibra F1 esta diferença é de 4%. Como já falado na secção 2.3, a sensibilidade espacial do detetor não é constante. Quando determinamos a curva potência versus corrente do laser, uma área grande do detetor é preenchida, devido a grande divergência deste, e a potência registrada é a média entre todos os pontos. Na saída da fibra, a divergência é determinada pela abertura numérica da fibra, a qual é bem menor que a do laser e portanto uma área menor do detetor é

preenchida, considerando que a separação entre laser e fibra é de 5 mm. Portanto a  $\eta$  calculada através destas duas medidas vai ter erros. Como a diferença média na sensibilidade espacial do detetor é aproximadamente 5%, e as diferenças nos resultados mencionados acima são menores que este valor, podemos concluir que existe uma boa concordância entre resultados teóricos e experimentais, dentro dos erros nas medidas.

Observando novamente a figura 19, notamos que no acoplamento L1 + F4, temos dois pontos marcados, isto porque o valor da abertura numérica medida por nós ( $AN = 0,35$ ) difere do valor cedido pelo fabricante ( $AN = 0,4$ ). O que nos motivou a verificar esta abertura numérica foi o valor de  $\eta$  diferir muito do cálculo teórico, considerando os dados do fabricante. Esta diferença pode ser devida à abertura numérica dada pelo fabricante ter sido medida para  $\lambda_1 = 585$  nm, e, em nosso caso  $\lambda_2 = 864$  nm. Como já vimos, a abertura numérica é dada pela diferença dos índices de refração do núcleo e da casca, respectivamente ( $AN = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ ). Se  $\Delta n_{\lambda_1} \neq \Delta n_{\lambda_2}$  ( $\Delta n_{\lambda_1}$  e  $\Delta n_{\lambda_2}$  = a diferença dos índices de refração da casca e do núcleo da fibra, para  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  respectivamente) então haverá mudança na abertura numérica.

A medida da abertura numérica foi feita projetando a luz de saída em uma tela (fig. 20) e marcando o diâmetro  $a$  da figura formada, com a ajuda de um intensificador. Sabendo a distância  $d$ , da fibra à tela, calculamos a abertura numérica por meio da relação  $\theta = \text{tag}^{-1}(a/2b)$ . Ainda para esta fibra, apesar de utilizarmos 5 metros, não fizemos correção devido à atenuação da fibra, que segundo o fabricante é de 5dB/km, o que daria uma correção de 0,3% em 5m.

No acoplamento de luz com 1 km da fibra F3, além da correção devido às reflexões de Fresnel, foi necessário fazer a correção devido à atenuação da fibra, que segundo o fabricante, é de 3dB/km.

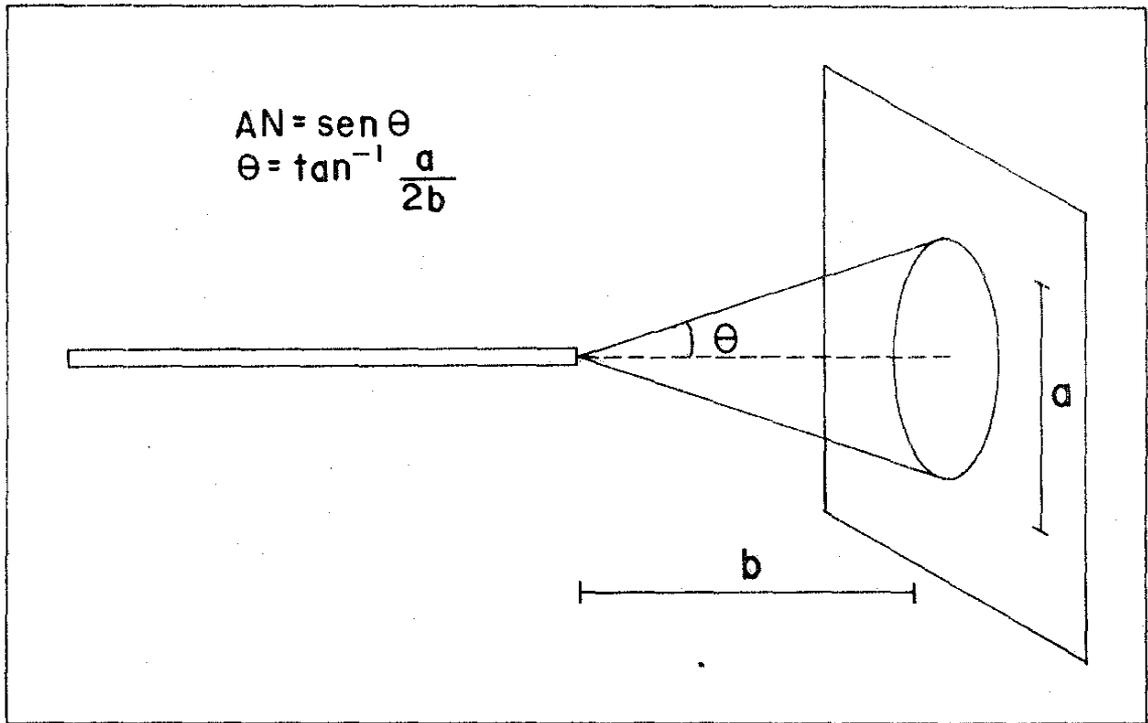


Fig. 20 - Determinação da abertura numérica da fibra.

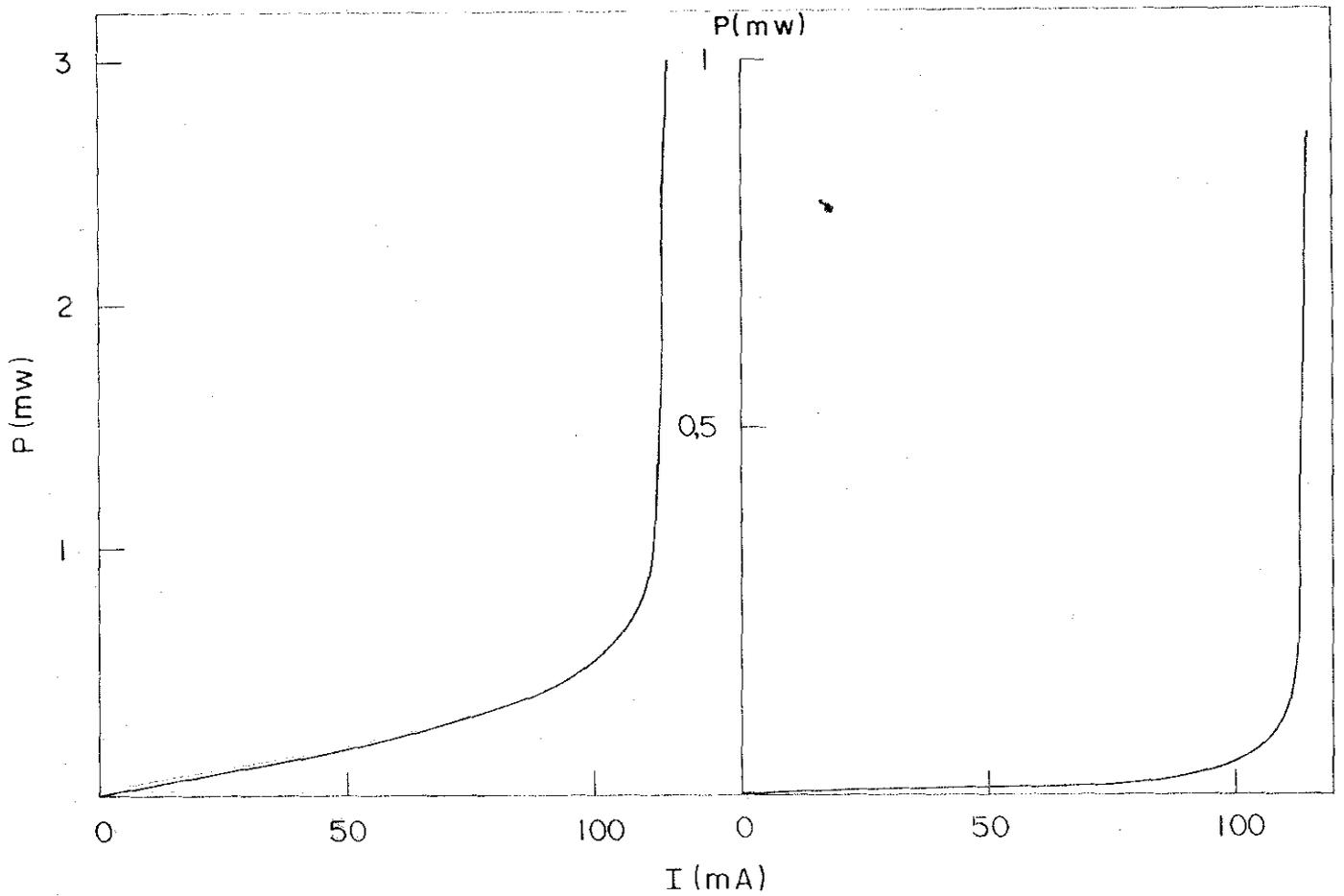


Fig. 21 - Curvas da potência ( $P$ ) versus corrente ( $I$ )

a) do Laser L3

b) da saída da fibra F1, no acoplamento L3→F1.

Fazendo estas correções, obtivemos um acoplamento de 8%, comparado com o resultado de 10% para 1m. Esta diferença pode ser explicada por: (i) a atenuação dada pelo fabricante foi medida para  $\lambda = 840\text{nm}$ , e é diferente do  $\lambda = 864\text{ nm}$  do laser utilizado nesta experiência. A atenuação é uma forte função de comprimento de onda. Para  $\lambda = 950\text{nm}$ , pode existir um grande pico de absorção devido à hidroxila ( $\text{OH}^-$ ), a qual pode provocar uma grande atenuação. Se este foi o caso da fibra usada, a atenuação para  $\lambda = 864\text{ nm}$  será maior que para  $840\text{nm}$ ; (ii) a atenuação de  $3\text{dB/km}$  não é especificada com o erro da medida, (iii) pequena conversão de modos [17] para modos não guiados.

Como vimos, para fibras multimodo, o único parâmetro que limita  $\eta$  é sua abertura numérica. Isto pode ser comprovado analisando os resultados obtidos para as fibras F2 e F3. Estas fibras tem os diâmetros dos núcleos diferentes,  $46\mu\text{m}$  e  $61\mu\text{m}$ , respectivamente, e mesma abertura numérica ( $\text{AN} = 0,16$ ) e conseqüentemente temos a mesma  $\eta$  (18%). Outro exemplo é o resultado com as fibras F4, com diâmetro do núcleo de  $125\mu\text{m}$  e  $200\mu\text{m}$  e abertura numérica  $0,35$ , onde  $\eta$  foi de 42% e 41% respectivamente. A pequena diferença existente no resultado desta  $\eta$  pode ser causada pela superfície da fibra, que não era boa e não foi possível melhorá-la utilizando a técnica de clivagem, isto porque a fibra é muito grossa e não muito flexível.

Na curva potência versus corrente de operação dos lasers, como já foi descrito na seção 3.2.1., temos uma parte de emissão espontânea, que é a emissão antes da corrente limiar ( $I_L$ ) e a emissão estimulada que é depois de  $I_L$ . Num laser semicondutor, a emissão espontânea permanece e a emissão estimulada é superposta sobre esta. Baseado nesta superposição, e como a eficiência de acoplamento da emissão espontânea [18] é muito baixa, no trabalho [6] seu autor considera somente a potência da emissão estimulada do laser, para o cálculo de  $\eta_{\text{exp}}$ , em vez da potência total deste, para

comparar com o resultado do modelo teórico. Em nossas medidas não fizemos esta consideração e  $\eta_{exp}$  foi calculado considerando a potência total ( $P_{TL}$ ) do laser, isto porque a parte da emissão espontânea que entrou na fibra está incluída na curva do campo distante do laser, e conseqüentemente na Gaussiana traçada, a qual foi utilizada para fazer a estimativa teórica do acoplamento. Uma comparação entre estas duas maneiras de calcular  $\eta_{exp}$  é dada no acoplamento L3  $\rightarrow$  F4. As figuras 21(a) e 21 (b) ilustra as curvas P<sub>XI</sub> do laser e saída da fibra, respectivamente. Para o laser temos:

$$P_{TL} = P_{estL} + P_{espL}$$

ou

$$3(mw) = 2,58(mw) + 0,42(mw), \text{ da fig. 21(a)}$$

Para a fibra:

$$P_{TF} = P_{estF} + P_{espF}$$

ou  $0,9(mw) = 0,88(mw) + 0,02(mw), \text{ da fig. 21(b)}$

Fazendo os cálculos da eficiência de acoplamento temos:

$$\eta_{est} = \frac{P_{estF}}{P_{estL}} \quad (1,08) = 37\%$$

$$\eta_T = \frac{P_{TF}}{P_{TL}} \quad (1,08) = 32\%$$

O valor de  $\eta$  do modelo teórico é de 36%. O resultado experimental esperado é menor que este valor, porque, na figura 11, ambas medidas da distribuição de potência no "campo-distante" são mais estreitas que a Gaussiana traçada e isto dará um efeito muito significativo sobre a  $\eta$  determinada experimentalmente. Portanto a determinação de  $\eta$  usando a potência total do laser e fibra é mais razoável.

Uma maneira de verificar a conversão de modos [17] em uma fibra multimodo, é medindo a distribuição angular da potência do

laser, que entrou na fibra. Nós fizemos esta comparação, a qual está mostrada na figura 22. Esta medida foi feita utilizando o laser L1 e a fibra F1 cujo perfil de índice de refração é degrau. Podemos notar que as curvas são praticamente iguais pois a pequena diferença pode ser devida ao deslocamento do ângulo zero. Sendo assim, podemos concluir que em 1m de fibra, o acoplamento de modos e a influência dos modos vazantes não são significativos.

5.4. Efeitos dos Deslocamentos no Acoplamento: O quase-perfeito alinhamento no acoplamento, obtido no laboratório, será difícil de conseguir quando se desenha embalagens permanentes entre laser e fibra para ser usado em aplicações práticas, no campo. Alguns deslocamentos, por exemplo axial, lateral e/ou angular pode facilmente ocorrer, dando assim uma perda adicional. Portanto, os resultados do estudo desta perda é de considerável importância para o desenhista da embalagem. Fizemos um estudo dos três deslocamentos acima, entre laser e fibra, e os resultados estão descritos abaixo.

5.4.1. Deslocamento Axial: Este deslocamento, significa que o eixo da fibra é mantido alinhado com o eixo do laser, e a separação entre eles é aumentada. Considerando que laser e fibra estão encostados, a fibra começa a perder a luz que estava dentro da abertura numérica desta, quando a separação axial atinge uma distância crítica [6] de  $Z \approx (d/z)/\tan\theta_a$ , onde  $d$  é o diâmetro da fibra. O resultado do efeito da separação entre laser e fibra está mostrado na figura 23, na qual a potência de saída da fibra é graficada versus o deslocamento  $z$ , em microns, para as fibras F1, F3 e F4. Na tabela VI temos os resultados de  $Z$ ,  $Z'$  que é a distância crítica medida por nós e  $Z''$  que é  $Z'$  corrigida pela separação inicial de  $a \approx 20\mu\text{m}$  entre laser e fibra. Como foi dito anteriormente, não podemos ter  $a=0$  para não danificar a superfície espelhada do laser. Analisando os resultados

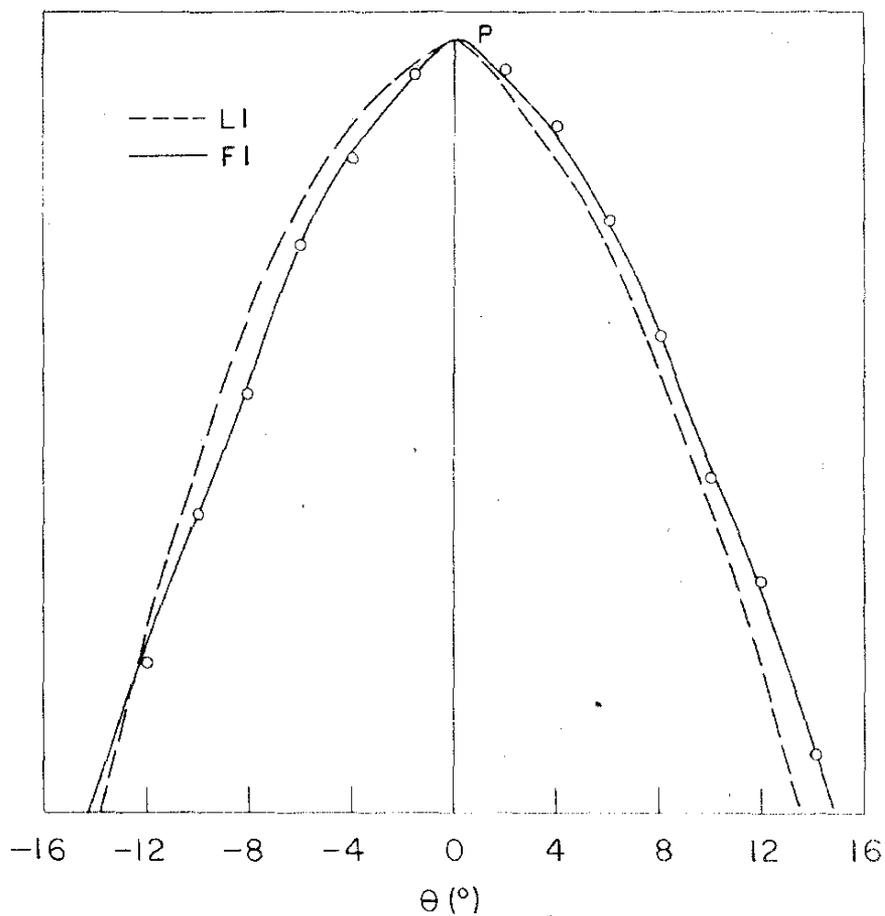


Fig. 22 - Comparação entre a distribuição angular da luz na saída da fibra (F1) e a distribuição angular do "campo-distante" do laser (L1) que entrou na fibra.

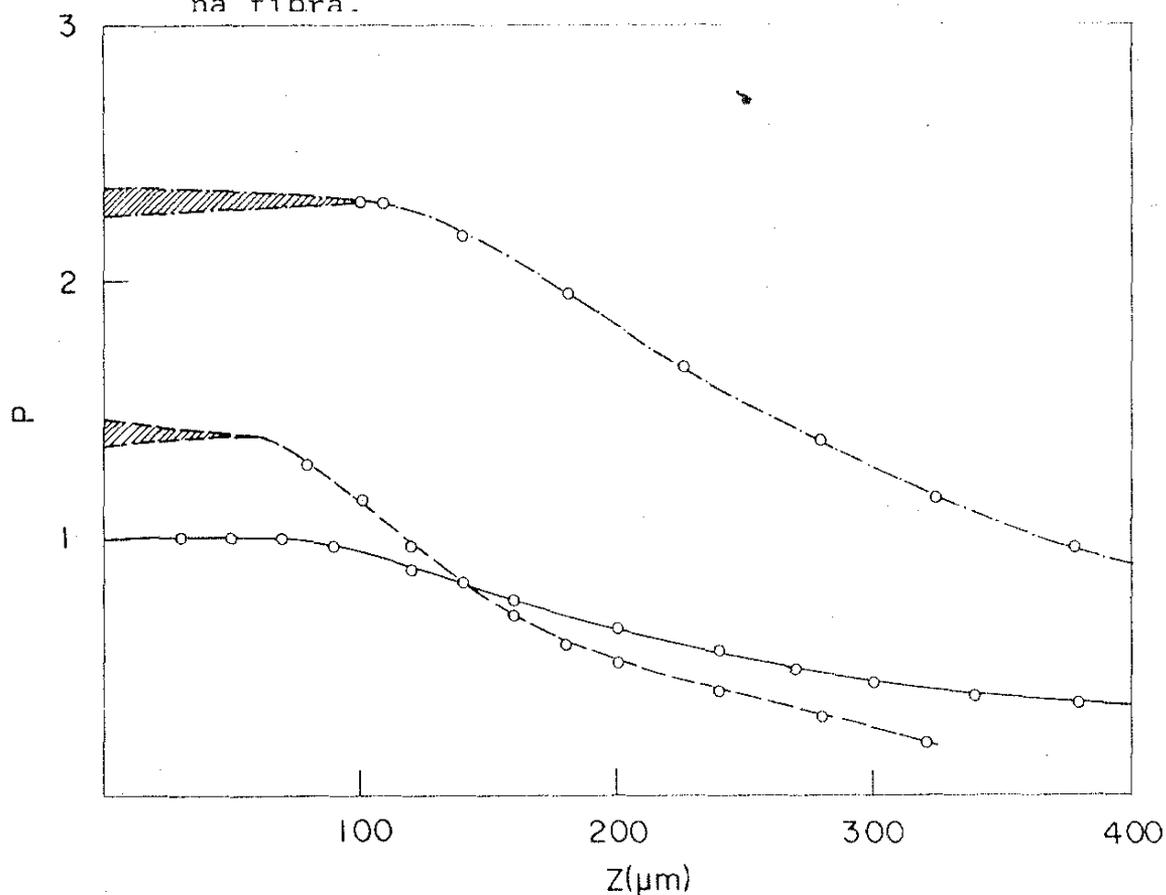


Fig. 23 - Curvas da potência de saída das fibras F1: —; F3 ---; F4 -.-.-; (normalizada em relação à F3) versus o deslocamento axial  $Z$ , em microns.

Tabela VI - Resultados dos deslocamentos axiais

	$Z (\mu\text{m})$	$Z' (\mu\text{m})$	$Z'' (\mu\text{m})$
$F_1$	93	60	80
$F_3$	185	75	95
$F_4$	167	110	130

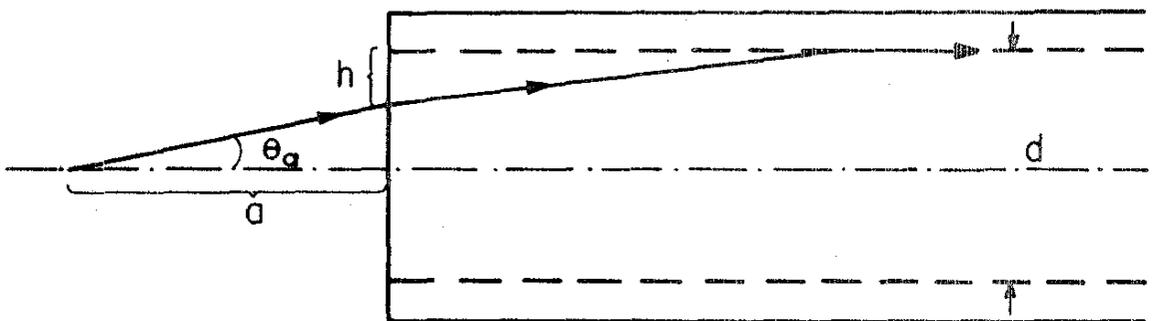


Fig. 24 - Representação do máximo raio de luz aceito pela fibra, para calcular a distância  $h$ , sobre a qual a potência mantém-se constante, durante o deslocamento lateral.

da tabela VI, observamos que para as fibras F1 e F4 temos uma boa concordância entre  $Z$  e  $Z''$  e para a fibra F3 uma diferença mais acentuada. Esta diferença é provavelmente causada pelo laser e a fibra não estarem exatamente numa posição coaxial. A parte hachurada da curva é devida às reflexões existentes entre as faces do laser e da fibra, a qual muda a potência de saída do laser. Na prática, esta distância é muito vantajosa porque não temos uma posição muito crítica, e a fibra pode ficar a uma distância considerável do laser sem correremos o risco de danificar sua superfície.

5.4.2. Deslocamentos Laterais: Este deslocamento significa que o eixo da fibra é deslocado em relação ao eixo do laser, nas direções paralela e perpendicular ao "stripe". A figura 24 ilustra o maior raio aceito pela fibra; neste caso, a fibra começará a perder luz, que está dentro da abertura numérica, quando tivermos o deslocamento  $h = d/2 - a \operatorname{tg} \theta_a$  onde  $a$  é a distância entre laser e fibra e  $d$  o diâmetro do núcleo da fibra. Os resultados obtidos para as fibras F1, F3 e F4 estão ilustrados nas figuras 25(a) e 25(b), para os deslocamentos paralelo e perpendicular ao "stripe", respectivamente, onde a potência de saída da fibra, normalizada pela máxima potência, é graficada versus o deslocamento  $h$ , normalizado por  $r$ , o raio da fibra.

Analizando estas figuras, notamos que os resultados para o deslocamento paralelo e perpendicular são iguais. Este resultado é esperado visto que  $h$  não envolve parâmetros do laser.

O valor de  $h$  para estas fibras, considerando  $a$  igual a 20  $\mu\text{m}$ , é: i) fibra F1,  $h = 16,8 \mu\text{m}$ , medimos  $h = 5 \mu\text{m}$ ; ii) fibra F3,  $h = 27,1 \mu\text{m}$ , medimos  $h = 7 \mu\text{m}$  e iii) fibra F4,  $h = 55,7 \mu\text{m}$  medimos  $h = 30 \mu\text{m}$ . A diferença entre o valor teórico e o valor experimental, pode ter sido causado devido ao alinhamento laser-fibra não ser perfeito, e neste caso juntamente com o deslocamento lateral teremos o deslocamento angular, o qual é muito crítico como veremos a

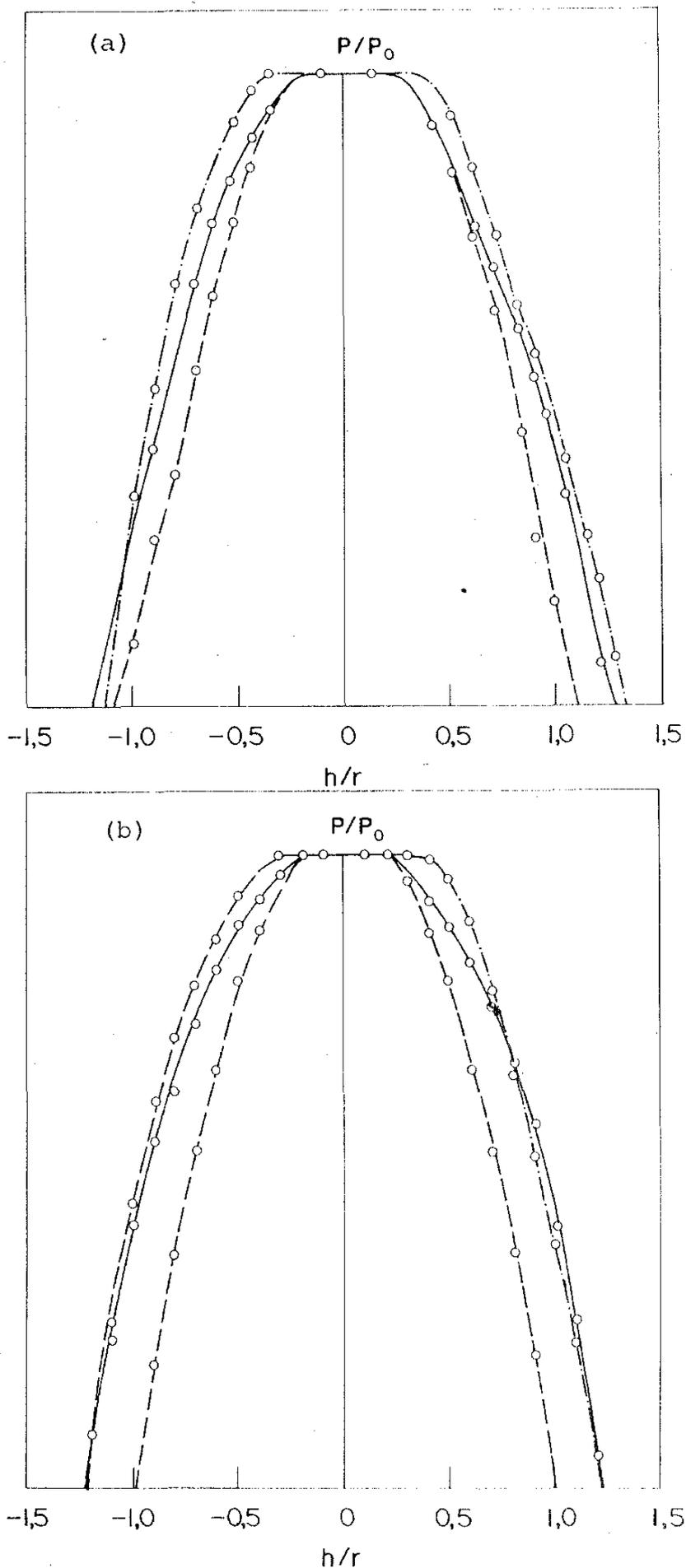


Fig. 25 - Curvas da potência emitida da extremidade das fibras  $F_1$ — ;  $F_3$ -- ;  $F_4$ — · — · —, normalizada para seu valor máximo, versus o deslocamento  $h$ , a) paralelo ao "stripe" e b) perpendicular ao "stripe", normalizado pelo raio da fibra  $r$ .

seguir. Outro ponto é que  $h$  depende de  $a$  que não foi determinado exatamente.

5.4.3. Deslocamento Angular: Neste caso, o eixo da fibra é deslocado angularmente em relação ao eixo do laser. As figuras 26(a) e 26 (b) mostram o núcleo da fibra e os dois raios máximos aceitos por esta, na posição normal e com o deslocamento angular, respectivamente. Nestas figuras, para simplificação, supomos que o laser está encostado na fibra.

Pela figura 26 b notamos que se, de um lado a fibra está perdendo a luz que não está dentro da abertura numérica, do outro lado mais raios estão sendo aceitos. Poderíamos pensar que está havendo uma compensação mas acontece que ela perde raios de intensidade maior que os aceitos, como podemos ver na figura 27. A curva na figura representa uma Gaussiana e as retas tracejadas, o ângulo de aceitação  $2\theta_a$  da fibra. As áreas A e B representam o ganho e a perda de potência, respectivamente. Observamos que a área (A) de potência ganha é menor do que a área (B) de perda. Podemos concluir que neste caso, não existe um deslocamento onde a potência permanecerá constante. A figura 28 ilustra o deslocamento angular onde a potência de saída da fibra, normalizada pelo valor máximo, é graficada versus o deslocamento  $\alpha$  ( $^\circ$ ). Considerando a perda de 1dB, tivemos uma tolerância de i) F1  $\approx \pm 2,5^\circ$ , ii) F3  $\approx \pm 4^\circ$  e iii) F4  $\approx \pm 8^\circ$ . Notamos que o deslocamento angular é muito crítico. Ele torna-se ainda mais crítico, devido ao posicionamento laser-fibra não ser perfeito, o que causará possível deslocamento lateral e axial, juntamente com o angular.

Em sistemas práticos, o posicionamento do laser em cima do bloco de cobre, dissipador de calor, é muito importante. A posição ótima é aquela em que o eixo do "stripe" do laser esteja alinhado com o eixo do bloco, e suas superfícies paralelas. Qualquer desvio

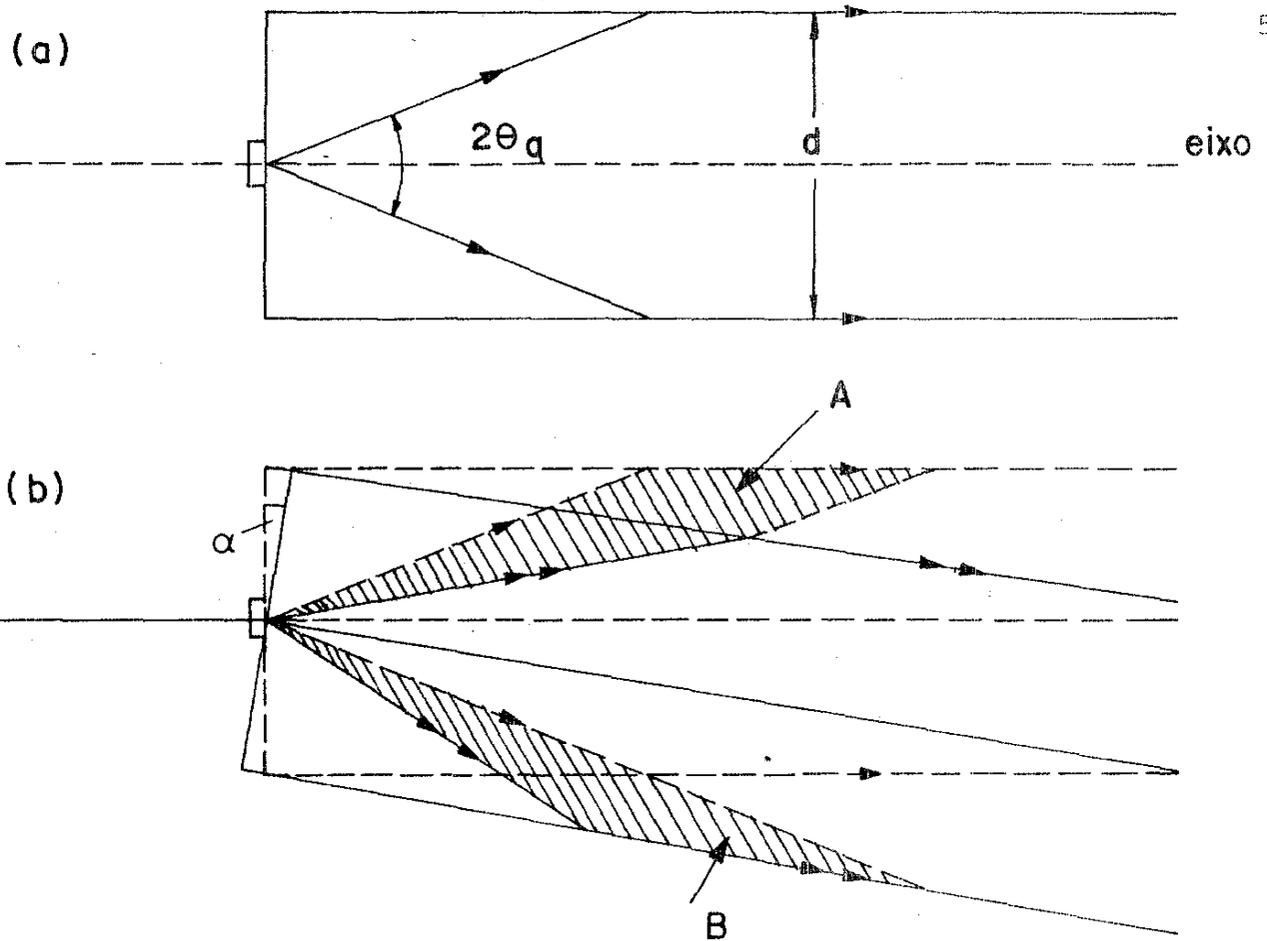


Fig. 26 - Representação do máximo ângulo de aceitação da fibra.

- (a) Eixo da fibra alinhado com o eixo do laser e  
 (b) deslocamento angular  $\alpha$  entre os eixos.

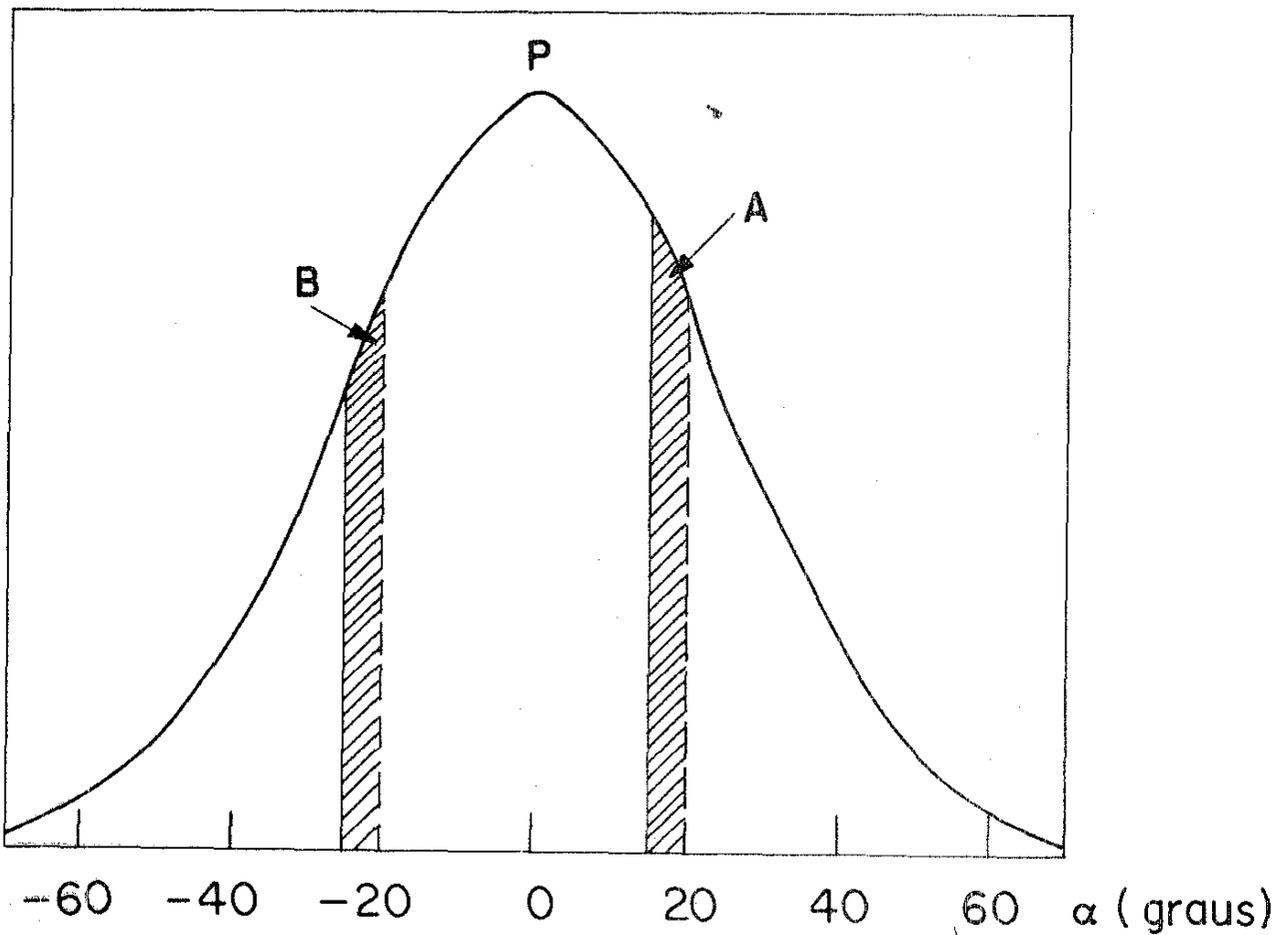


Fig. 27 - Representação das áreas de perda (A) e ganho (B) de luz, no deslocamento angular  $\alpha$ .

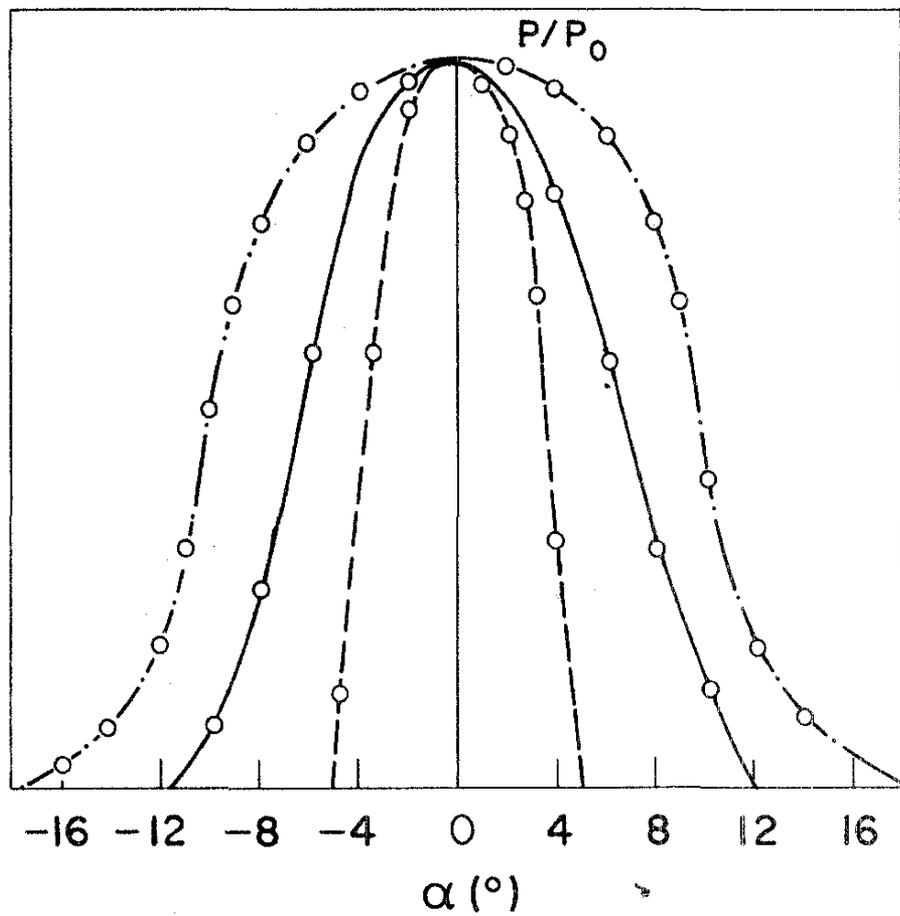


Fig. 28 - Curvas da potência emitida da extremidade das fibras F1 - - -; F3 - - -; F4 - . . . , versus o deslocamento  $\alpha$  em graus.

desta posição ótima, tal como angular ou axial (para dentro do bloco) causará perdas adicionais no acoplamento. No laboratório, o desvio angular do laser em relação ao bloco, não é problemático porque, como já falamos, tínhamos seis graus de liberdade no sistema, e por isso, a otimização da potência foi possível. Na embalagem do conector entre laser e fibra, não será possível fazer tal otimização.

## 6. Eficiência do acoplamento de luz do laser semiconductor em fibras multimodo de extremidade esférica

Em sistemas de comunicações ópticas, é importante que a máxima potência do laser seja acoplada dentro da fibra.

A perda no acoplamento de luz em uma fibra é predominantemente devida ao pequeno ângulo de aceitação desta, como já foi mostrado no capítulo 5. Muitas técnicas tem sido propostas para acoplar ainda mais luz dentro da fibra. Uma das técnicas é a formação de uma lente esférica na extremidade da fibra, a qual tem a propriedade de aumentar a abertura numérica efetiva e, portanto, a quantidade de luz acoplada nesta. Este tipo de geometria foi primeiramente estudada por Kato [19].

6.1. Teoria: A extremidade da fibra de forma esférica, atua como uma lente ligada à fibra, de pequeno comprimento focal  $f$ . A figura 29 ilustra este tipo de extremidade. Segundo Kato, o raio apresentado na figura, é o máximo que a fibra pode aceitar e, utilizando a óptica geométrica, ele mostrou que:

$$\theta = \text{sen}^{-1} \left\{ n_1 \text{sen} \left[ \text{sen}^{-1} (d/2r) + \cos^{-1} \left( \frac{n_2}{n_1} \right) \right] \right\} - \text{sen}^{-1} (d/2r) \quad (13)$$

onde  $d$  é o diâmetro do núcleo,  $r$  o raio de curvatura da extremidade da fibra.

Para que  $\theta$  seja o semi-ângulo de aceitação da fibra, todos os raios abaixo deste devem ser guiados por esta. Brackett [20] mostrou que esta análise é incompleta e que o semi-ângulo de aceitação efetivo é consideravelmente menor.

O maior semi-ângulo  $\theta$ , cujo raio cai dentro do núcleo e é guiado por este, é conseguido quando a distância  $a$ , do laser à fibra, torna-se muito pequena, consideravelmente menor que o comprimento focal da lente. Mas neste caso, os raios dentro de um pequeno

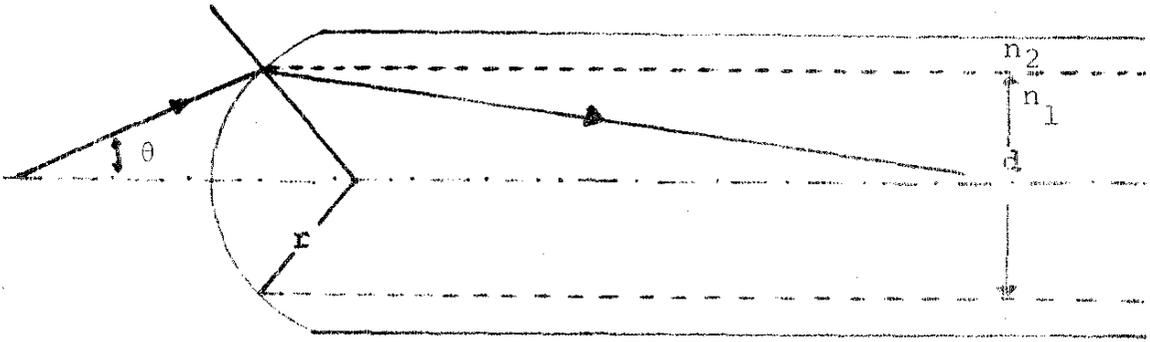


Fig. 29 - Ilustração de uma fibra com extremidade esférica e o máximo raio aceito por esta, segundo Kato [19].

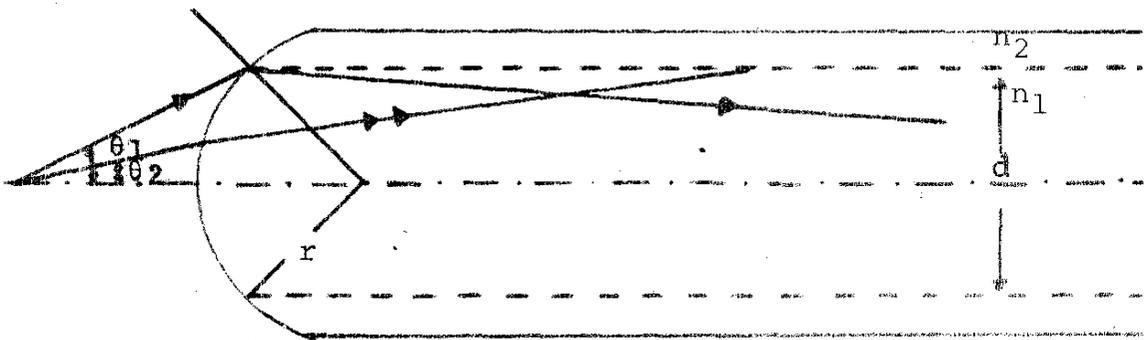


Fig. 30 - Ilustração da fibra com extremidade esférica e a representação de dois raios incidentes, segundo Brackett [20].

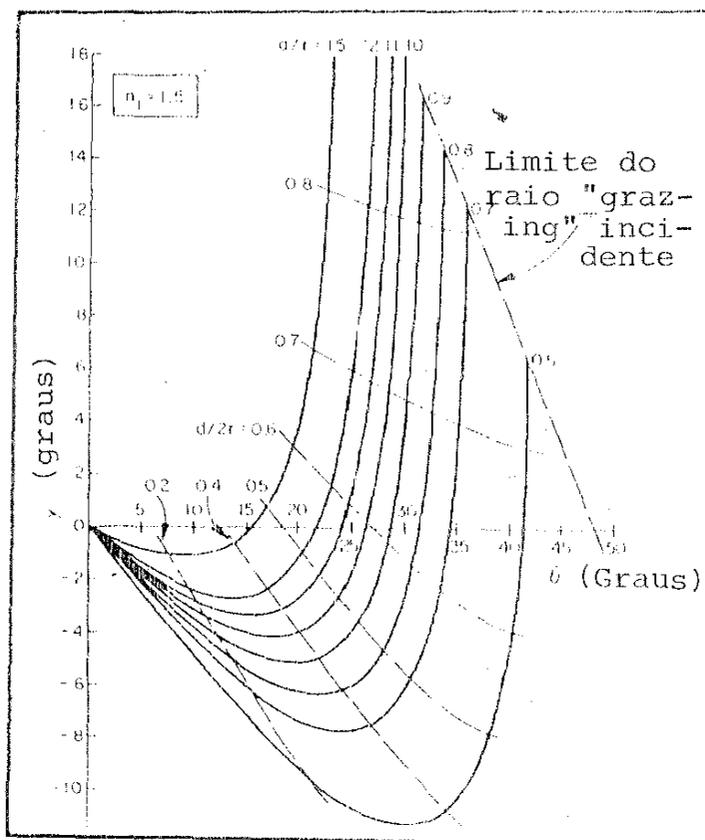


Fig. 31 - Ângulo de refração  $\gamma$  dentro da fibra versus o ângulo  $\theta$  do raio fora da fibra, para vários valores do parâmetro  $a/r$  e  $d/2r$ , segundo a análise de Brackett [20]

cone de ângulos, próximo ao eixo da fibra, após a refração são totalmente refratados (Fig. 30) na interface núcleo/casca. Uma completa análise desta geometria, utilizando a técnica de traçar raios, figura 31, foi feita por Brackett no qual o ângulo  $\gamma$  depois da refração é calculado em função do ângulo  $\theta$  antes da refração.

Existem três distintos mecanismos pelos quais os raios podem não ser aceitos dentro do núcleo da fibra: (i) se o ângulo de refração  $\gamma$  ( $\theta$ ) for maior que o raio de máximo ângulo com o eixo da fibra  $\gamma_0$ , dado por  $\gamma_0 = \cos^{-1} (n_2/n_1)$ ; (ii) se o raio cai sobre a lente, mas fora do núcleo da fibra, sem considerar seu ângulo de refração; (iii) se o raio de ângulo  $\theta$  for maior que o raio "grazing" incidente sobre a lente e guiado pela fibra. Através da figura 31, podemos calcular o novo semi-ângulo de aceitação da fibra. Brackett deu um exemplo, o qual será apresentado, do novo ângulo de aceitação da fibra, com os seguintes dados:  $n_2 = 1,4925$ ,  $n_1 = 1,5$ ,  $d = 80\mu\text{m}$  e  $r = 120\mu\text{m}$ . Neste caso,  $\gamma_0 = 5,7^\circ$ . O máximo valor de  $d/2r$  que não vai abaixo de  $-5,7^\circ$  é em torno de  $a/r = 0,85$ . O ângulo limite para  $a/r = 0,85$  é  $\theta \approx 33^\circ$ , e para  $d/2r = 0,33$  o limite é  $\theta \approx 20^\circ$ . Neste caso, mantendo  $a/r$  constante, a razão  $d/2r$  pode ser aumentada maior que 0,75 e nós podemos encontrar  $\theta \approx 33^\circ$ . Comparando este resultado com o predito por Kato [Eq.13], para o qual  $\theta = 54^\circ$  vemos que este é maior por quase um fator de 2.

6.2. Fabricação das lentes: A esfera pode ser facilmente formada, utilizando uma microchama, onde esquentando e fundindo a extremidade da fibra, a tensão superficial do vidro fundido forma naturalmente a superfície esférica. Para fundir a extremidade da fibra, utilizamos uma microsoldadora.

A figura 32 mostra a fotografia da fibra F2 com a extremidade esférica, colocada na glicerina para que a interface núcleo/casca seja observada.

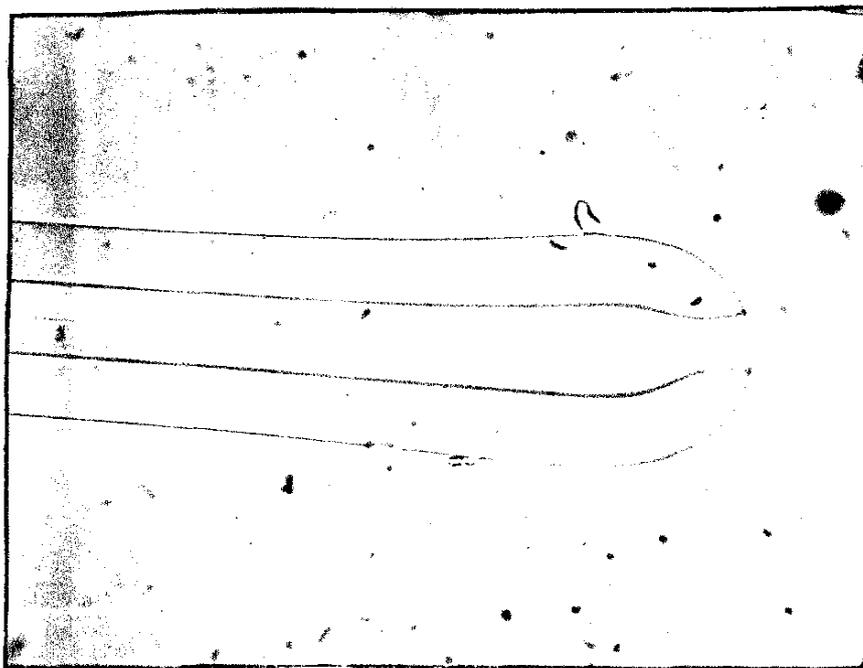


Fig. 32 - Lente formada na extremidade da fibra F2, utilizando microchama.

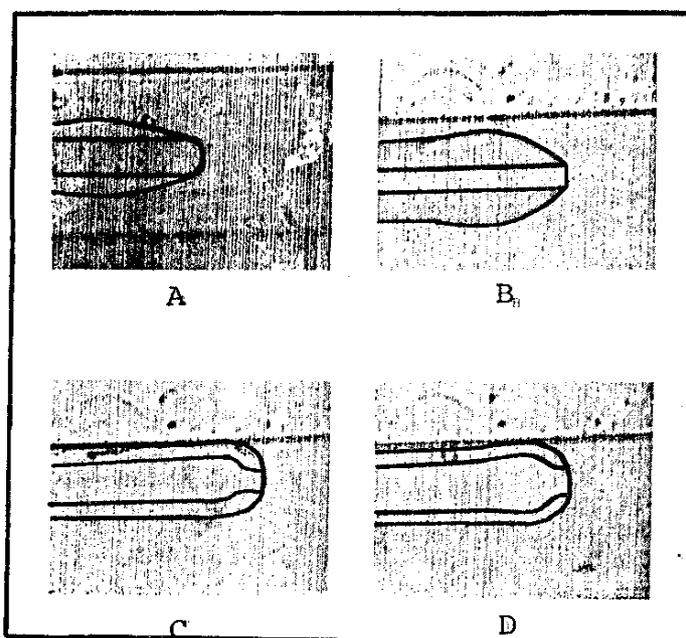


Fig. 33 - Lentes formadas na extremidade de quatro tipos diferentes de fibra, utilizando microchama. O núcleo e casca da fibra estão ressaltados para melhor visualização. Resultados obtidos por Benson et al [21]. Para melhor explicação das figuras, ver texto.

Notamos que existe uma pequena deformação no núcleo, o qual é provocado pela constituição do material da casca e núcleo. Benson et al [21] estudaram a formação da superfície esférica em fibras multimodo com diferentes composições do núcleo e casca. Os resultados obtidos estão mostrados na figura 33. A fibra da figura 33(a) tem o núcleo de sílica pura e casca de borossilicato. Quando a extremidade é aquecida, o baixo ponto de fusão do borossilicato faz com que o material da casca caia fora da extremidade da fibra e o núcleo fica exposto. Esta exposição só do núcleo faz com que a lente formada tenha um raio de curvatura pequeno. As fibras das figuras 33(b) e 33(d) tem o núcleo de  $B_2O_3:SiO_2$  e a casca de sílica enquanto que a fibra da figura 33(c) tem o material do núcleo  $GeO_2:SiO_2$  e a casca também de sílica. Neste caso, o material da casca, devido a seu alto ponto de fusão, permanece na extremidade durante a formação da lente, resultando num grande raio de curvatura. As fibras F1, F2 e F3 tem a composição do núcleo e casca igual à fibra da figura 33(c) e portanto apresentam a mesma característica. A vantagem da fibra apresentada na figura 33(a), além de não apresentar o problema da deformação do núcleo, pode ser entendida analisando a figura 31. Nesta notamos que para  $d/2r$  entre 0,6 e 0,7 e  $a/r$  aproximadamente 0,5 temos o máximo ângulo  $\theta$ . Neste caso, o valor de  $r$ , para os limites de  $d/2r$  citados, é menor que  $d$ . Este controle de  $r$  só é conseguido para este tipo de fibra. Quando estamos trabalhando com fibras do tipo da figura 33(c), devido à permanência da casca durante a formação da lente, o raio torna-se muito grande e novamente olhando a figura 31 notamos que quanto maior  $r$ , menor  $\theta$ .

O problema na formação de lente com microchama é que o tempo de formação é muito curto e não podemos controlar o tamanho da esfera e a repetibilidade somente é conseguida por tentativa.

Uma maneira de fazer lente, controlando o raio de curvatura, é utilizando o laser  $\text{CO}_2$  [22]. No trabalho citado, o autor, utilizando o modelo de condução de calor em uma dimensão pode razoavelmente prever a potência do laser necessária, para um dado comprimento do pulso, para fazer lentes sobre fibras de vários tipos de materiais. Nós utilizamos o laser  $\text{CO}_2$  para a formação da lente, mas por tentativa. O arranjo experimental está mostrado na figura 34. A maior dificuldade surge porque a luz do laser é invisível. Primeiramente fizemos furos em dois anteparos com o laser  $\text{CO}_2$  (Fig. 34a). O feixe do laser  $\text{CO}_2$  foi alinhado com a fibra utilizando o laser He-Ne, o qual foi montado de maneira que sua luz passasse pelos dois furos dos anteparos (fig. 34b). Feito isto, colocamos a lente para focalizar a luz na fibra. A fotografia da figura 35 mostra uma esfera formada na fibra F4 utilizando o laser  $\text{CO}_2$ . Como podemos notar, a esfera formada não é simétrica. A falta de simetria é porque o centro do feixe do laser não estava coincidindo com o eixo da fibra. Um perfeito alinhamento é difícil, porque, como já dissemos, a luz do laser  $\text{CO}_2$  é invisível e não foi possível fazer o alinhamento lente-fibra utilizando o laser He-Ne porque esta não é transparente para  $\lambda = 633\text{nm}$ , o comprimento de onda do laser He-Ne.

6.3. Arranjo experimental: O arranjo experimental é o mesmo utilizado no estudo do acoplamento de luz com fibras de extremidade plana. A figura 36 mostra a fotografia do arranjo laser-fibra, em posições não otimizadas. O laser utilizado nesta fotografia é o mesmo da fotografia 16b e a fibra F1 que agora é apresentada com a extremidade esférica. Para fazermos o estudo deste acoplamento utilizamos as fibras F2, F3 e F4 e os lasers L1 e L2, cujos resultados serão apresentados na próxima seção.

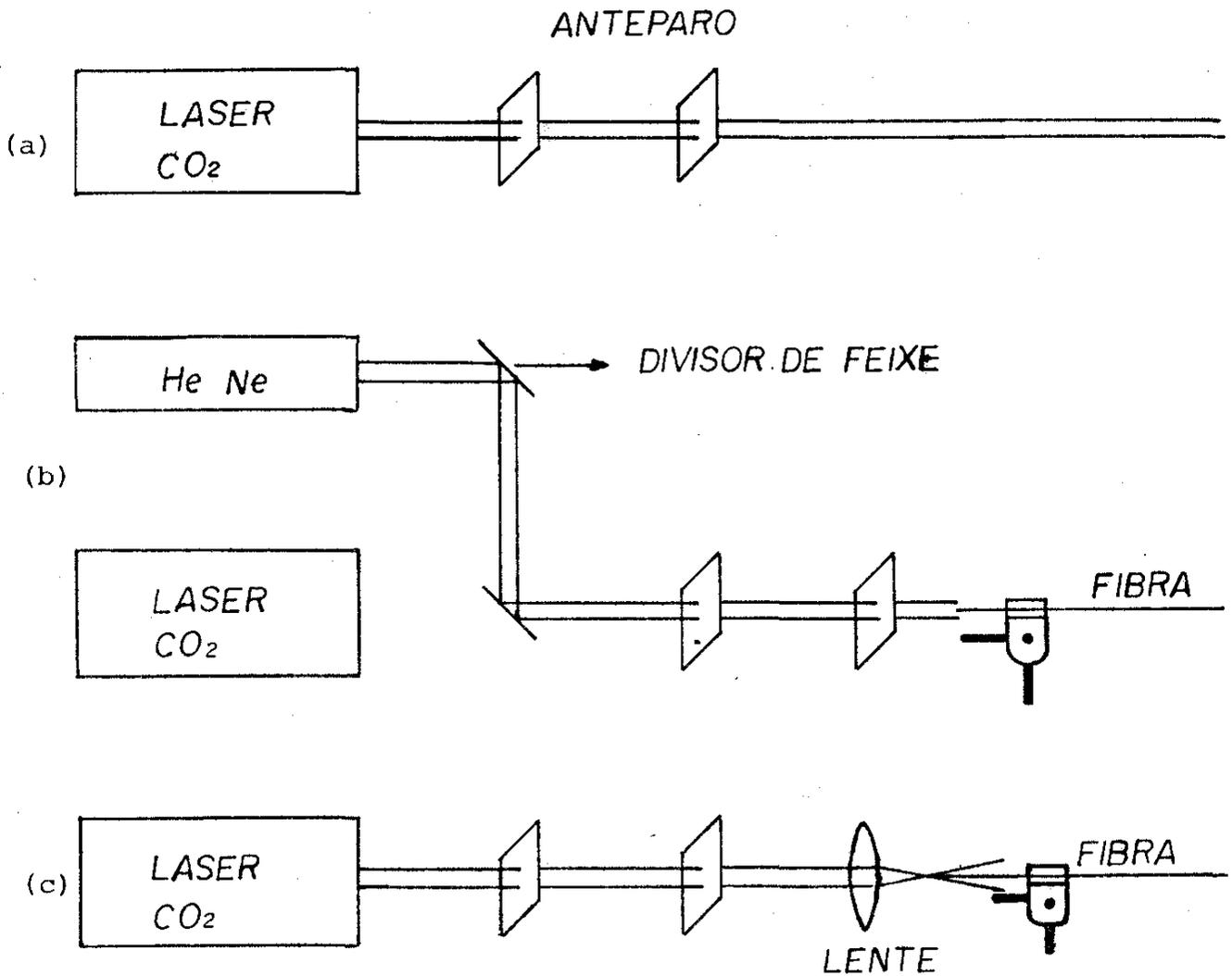


Fig. 34 - Arranjo experimental utilizado na fabricação de lentes como laser CO<sub>2</sub>.

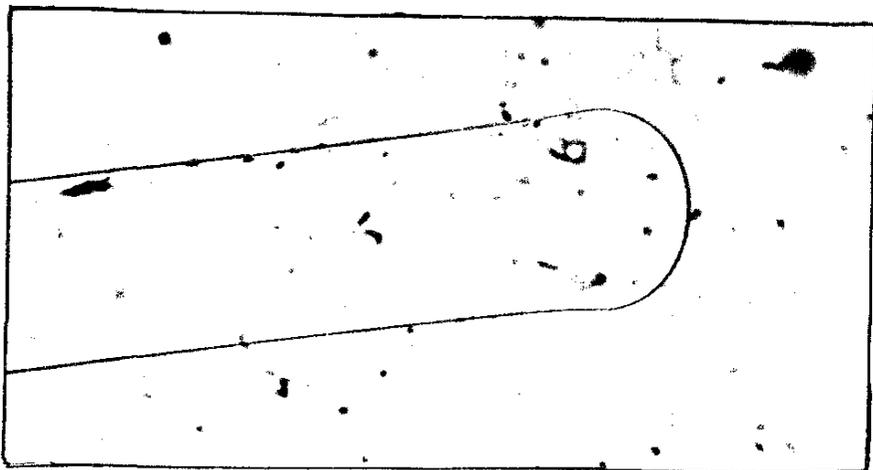


Fig. 35 - Lente formada na extremidade da fibra F3, utilizando o laser CO<sub>2</sub>.

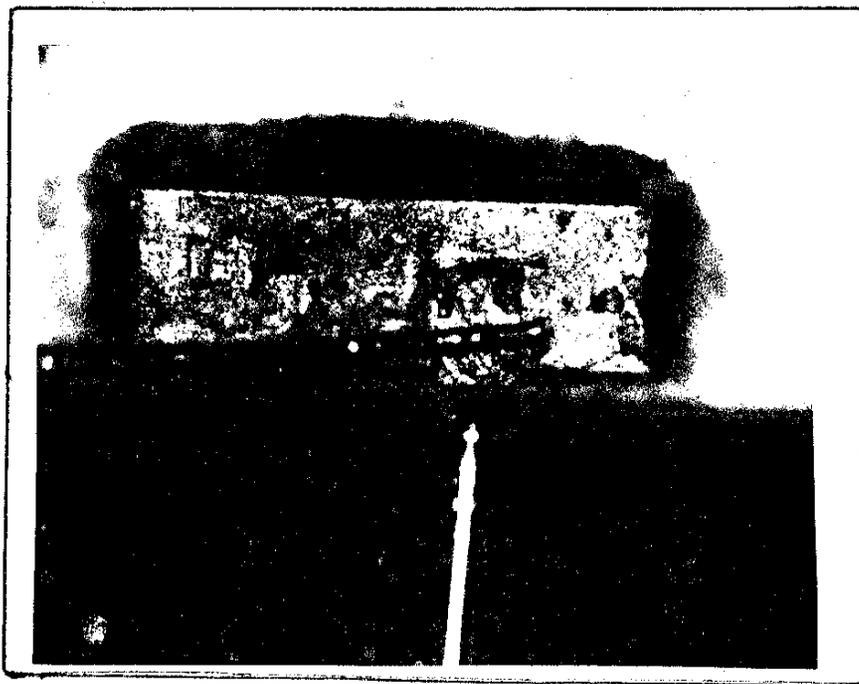


Fig. 36 - Fotografia tirada através do microscópio, do arranjo laser-fibra com extremidade esférica, em posições não-otimizadas.

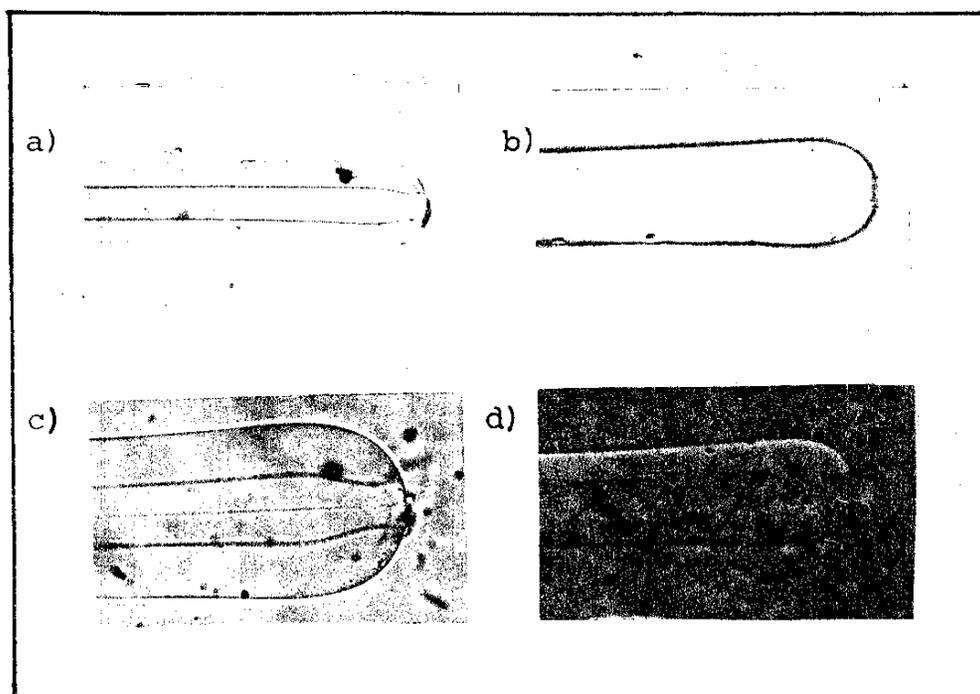


Fig. 37 - Fotografia da extremidade da fibra, no acoplamento: a) L1→F2; b) L1→F3; c) L2→F2; d) L2→F3. A fotografia da extremidade da fibra para o acoplamento L2→F4 é mostrada na figura 38a.

6.4. Resultados e Discussão: Os resultados para os acoplamentos L1→F2, L1→F3, L2→F2, L2→F3, L2→F4 estão apresentados na tabela VII, onde BC significa "butt-coupling" (a fibra com extremidade plana), E o resultado do acoplamento com a fibra de extremidade esférica e F o fator de aumento dado por  $F = \eta_E / \eta_{BC}$ . Os resultados apresentados são os máximos acoplamentos conseguidos com esta geometria. As esferas para cada acoplamento estão mostradas nas figuras 37a,b,c,d,e, respectivamente. A máxima eficiência de acoplamento conseguida com esta geometria foi  $\eta\% = 76\%$  para o acoplamento L2→F4. Não temos o resultado do acoplamento L1→F4, porque quando conseguimos esta fibra, o laser L1 não estava funcionando mais.

Para a fibra F2, a máxima eficiência de acoplamento conseguido foi 36% no acoplamento L2→F2 e para a fibra F3 a máxima  $\eta$  foi 40% no acoplamento L2→F3. Com as fibras F2 e F3 é muito difícil fazer uma estimativa teórica do acoplamento, utilizando a análise de Brackett, isto por causa da deformação sofrida pelo núcleo durante a formação da esfera. Em muitos casos, esta deformação faz com que o eixo da fibra se desloque, como no caso da esfera da figura 32, o que causará mais perdas. Para a análise mais detalhada utilizamos o acoplamento L2→L4 porque esta fibra não apresenta os problemas das fibras F2 e F3. Nesta, o núcleo é de sílica e a casca de silicone a qual é retirada para a formação da esfera. Os resultados obtidos estão na tabela VIII. As esferas E1, E2, E3 e E4 estão mostradas na figura 38. O diâmetro  $\underline{d}$  da fibra e o raio  $\underline{r}$  da esfera foram medidos através do microscópio e a distância  $\underline{a}$  foi estimada como a distância entre o laser e a fibra para o ponto de otimização onde a potência de saída da fibra é máxima.

O ângulo  $\theta$  foi calculado através do gráfico da figura 31.  $\eta_T$  é a eficiência de acoplamento teórica obtida através dos resultados do cálculo teórico do capítulo anterior.  $\eta_E$  são os resultados obtidos através da experiência. Como podemos notar, a máxima  $\eta$  conse-

TABELA VII - Resultados de  $\eta$  para a fibra com extremidade esférica (E) e comparação com a fibra de extremidade plana (BC)

	F2 $\eta$ (%)			F3 $\eta$ (%)			F4 $\eta$ (%)		
	BC	E	F	BC	E	F	BC	E	F
L1	10	23	2,3	10	39	3,9			
L2	18	36	2	18	40	2,2	48	76	1,6

TABELA VIII - Comparação entre  $\eta_T^*$  e  $\eta_E^{**}$  para o acoplamento entre o laser F2 e a fibra F4 com extremidade esférica.

	d/2r	a/r	$\theta_a$ (graus)	$\theta$ (graus)	$\eta_T$ (%)	$\eta_E$ (%)
BC			20,4		60	48
E <sub>1</sub>	0,81	0,69	20,4	$\approx 35$	85	76
E <sub>2</sub>	0,81	0,60	20,4	$\approx 39$	89	62
E <sub>3</sub>	0,79	0,71	20,4	$\approx 35$	85	67
E <sub>4</sub>	0,65	1,08	20,4	$\approx 29$	76	64

\* valor teórico

\*\* valor experimental

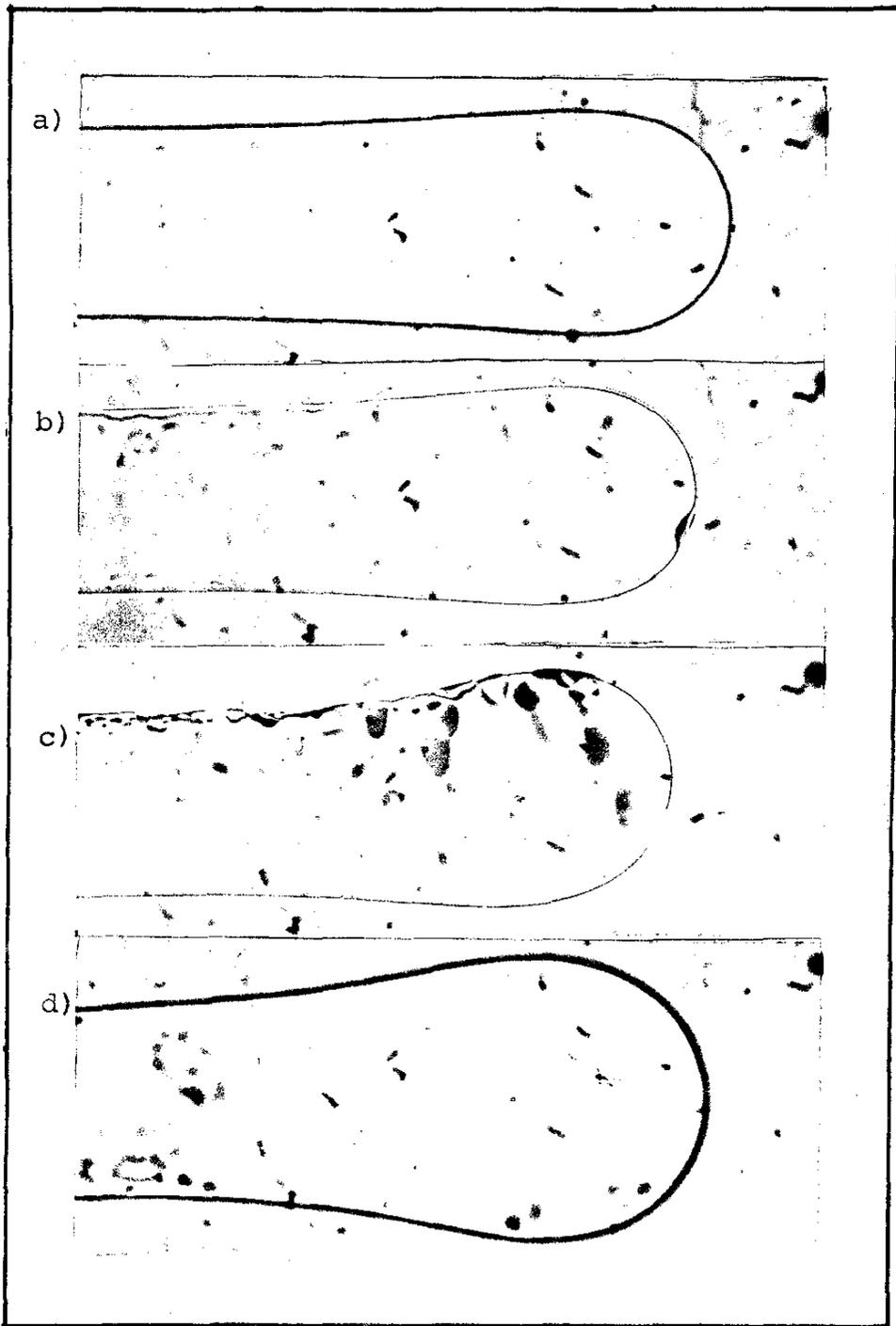


Fig. 38 - Fotografias da fibra F4 com extremidade esférica, formada com microchama.

a) E1; b) E2; c) E3; d) E4.

guida foi 7,6% para E1. A esfera E2, apesar de ter maior  $\theta$  o acoplamento foi menor devido ao pequeno defeito apresentado na superfície da lente (Fig. 38b), o qual causa mais perdas do que os 4% devido às reflexões de Fresnel. O baixo  $\eta$  de E3 também pode ser explicado da mesma maneira. Nesta, além do defeito na superfície da lente, temos irregularidades na superfície da fibra, o que causará perdas devido ao espalhamento. No caso de E4, o baixo acoplamento é devido ao tamanho da esfera que tem o raio de curvatura muito grande e, como já foi comentado anteriormente, limita o ângulo  $\theta$ . Estes resultados acima foram obtidos com esferas fabricadas com microchama.

A tabela IX apresenta os resultados conseguidos com esferas fabricadas com o laser  $\text{CO}_2$  e estas estão mostradas na figura 36.

Como já dissemos, estas esferas foram feitas por tentativa. Neste caso, variamos somente o tempo de duração de pulso ( $T_p$ ). Como podemos notar pela figura 39, não houve mudança no tamanho da esfera e a diferença na eficiência do acoplamento deve-se à falta de simetria.

Nesta geometria, fizemos também o estudo da perda adicional nos deslocamentos axial e lateral. Neste tipo de geometria, a perda nos deslocamentos vai depender da lente formada. Por isso, estudamos somente o deslocamento para a fibra com extremidade hemisférica que teve o maior fator de aumento F. Os resultados serão apresentados no próximo capítulo, na secção onde faremos a comparação entre as três diferentes extremidades da fibra, a saber, plana, esférica e afilada-com-esfera.

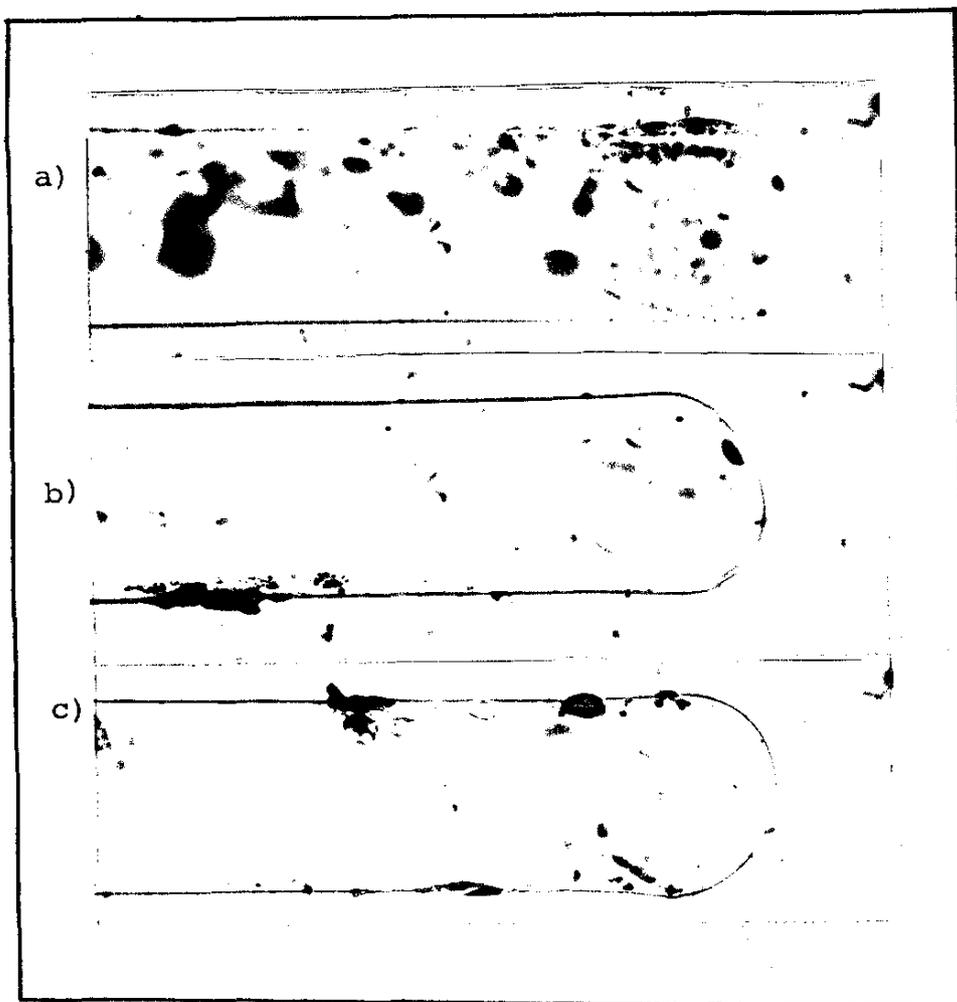


Fig. 39 - Fotografia da fibra F4 com extremidade esférica formada com o laser  $\text{CO}_2$ .

a) E1; b) E2; c) E3.

TABELA IX. Resultados de  $\eta$  para a fibra F4 cuja lente esférica foi formada com o laser  $\text{CO}_2$ .

	Potência do laser (w)	$T_p$ (ms)	$\eta$ (%) (BC)	$\eta$ (%) (E)	F
E1	2w	300	48	76	1,6
E2	2w	800	48	72	1,5
E3	2w	1500	48	71	1,5

## 7. Eficiência do acoplamento de luz do laser semiconductor em fibras multimodo de extremidade afilada-com-esfera (ACE)

Seguindo o estudo do acoplamento de luz em fibras ópticas multimodo, estudamos mais uma maneira de aumentar a eficiência de acoplamento  $\eta$ . Esta geometria é fazer um afilamento na extremidade da fibra. Novamente esta tem a propriedade de aumenta o ângulo de aceitação da fibra e conseqüentemente sua abertura numérica efetiva. A fibra com extremidade afilada foi primeiramente estudada por Ozeki [23].

7.1. Teoria: O aumento na eficiência do acoplamento da fibra através desta geometria, é facilmente entendido, fazendo uma análise por raios traçados, fig. 40. Na figura 40 (a) temos a representação do núcleo da fibra, o máximo raio (1) aceito por esta, e outro raio (2) o qual não é guiado por estar fora de sua abertura numérica. Fazendo um afilamento, figura 40 (b), o raio (2) que antes não era guiado pela fibra, devido a mudança no ângulo de incidência, agora o é. Com isto, podemos notar que  $\theta_a$  aumenta consideravelmente, e, conseqüentemente, aumenta a eficiência de acoplamento visto que esta depende da abertura numérica da fibra (Cap. 4). Ainda pela figura 40 (b) podemos notar que diminuindo o diâmetro  $d_2$  e a distância  $a$  entre laser e fibra mais raios serão aceitos e guiados por esta e  $\theta_{aef}$  será ainda maior e, a posição ótima será aquela em que  $a$  é igual a zero e  $d_2$  aproximadamente do tamanho do "stripe" do laser. Ozeki [23] mostrou que em uma fibra em que a parte afilada esteja sem a casca e a superfície do afilamento seja completamente lisa, não considerando as perdas devido às reflexões de Fresnel, 100% da luz do laser será acoplada dentro da fibra.

Ozeki, em outro trabalho [24], estudou o comportamento do modo em uma fibra com extremidade afilada, baseando-se em raios

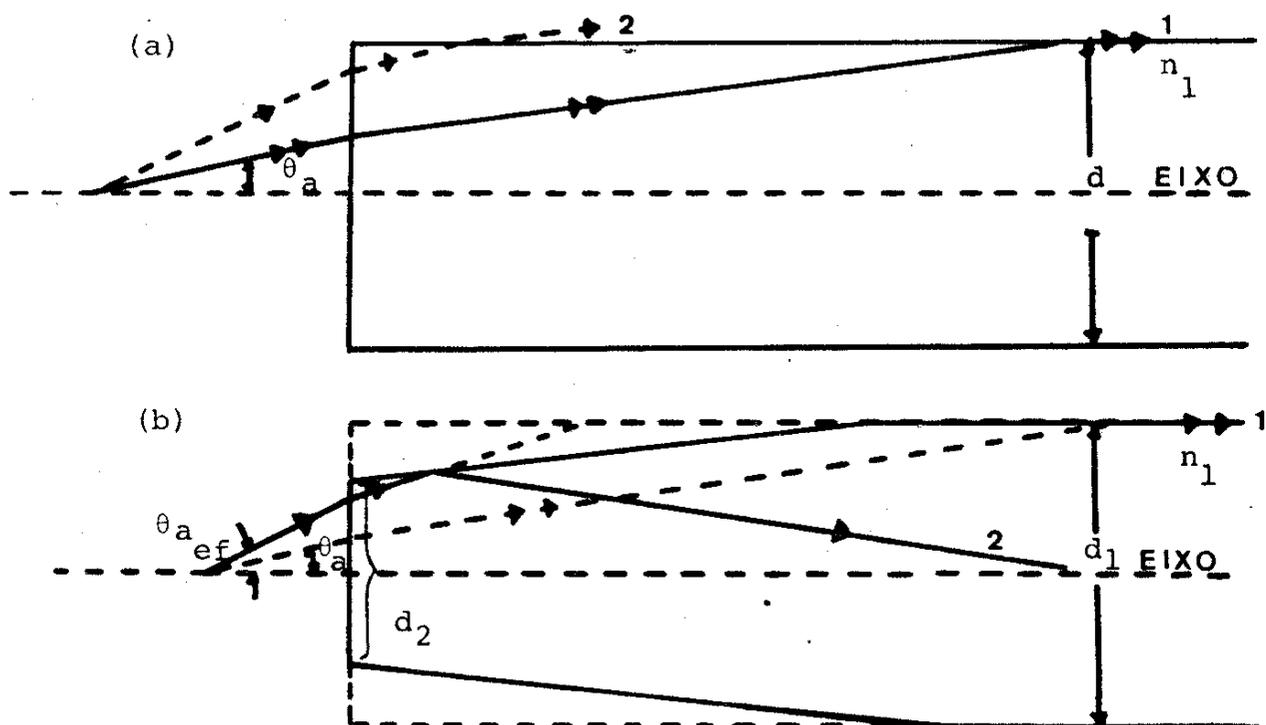


Fig. 40 - Representação do núcleo da fibra e dois raios incidentes a) na fibra com extremidade plana e b) na fibra com extremidade afilada e plana.

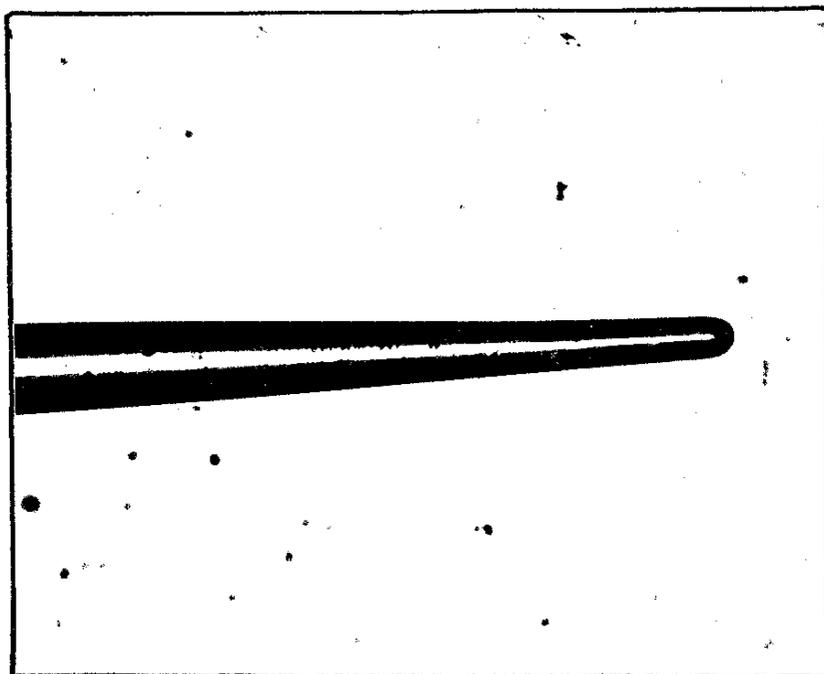


Fig. 41 - Fibra com extremidade afilada-com-esfera, fabricada com microchama.

traçados. Neste estudo, ele mostrou que em um afilamento a ordem do modo azimutal  $l$  é invariante através deste e a troca no modo radial  $m$  e a componente lateral  $u$  são desprezíveis em um afilamento linear e longo. Para esta aplicação, Ozeki determinou um simples método para estimar a troca do ângulo  $\theta$  na propagação através do afilamento, a qual é dada por:

$$\frac{\text{sen } \theta_2}{\text{sen } \theta_1} = \frac{1}{R} \quad (14)$$

onde os subscritos 1 e 2 referem-se à entrada e saída do afilamento, respectivamente e  $R$  é a razão  $d_2/d_1$ .

Utilizando a equação (14) ele mostrou que a nova abertura numérica efetiva  $(AN)_{ef}$  será:

$$(AN)_{ef} = R(AN) \quad (15)$$

onde  $AN$  é a abertura numérica da fibra com extremidade plana.

## 7.2. Fabricação do afilamento

Para fazermos isto, colocamos a fibra na posição horizontal e a microchama em posição vertical, relativa a fibra. Em seguida, colocamos a fibra dentro da microchama e puxamos nos dois lados para que quando esta amolecasse, o afilamento de 1 cm fosse formado. O corte desta parte afilada, para produzir uma superfície espelhada, é muito difícil devido às seguintes razões: (1) na secção afilada, a fibra torna-se muito frágil e quebra-se facilmente; (2) é importante que o afilamento não quebre ao meio para podermos fixar a extremidade da fibra durante o corte. Este deve ser exatamente ao meio do afilamento, para obter o maior fator possível de aumento, mas é muito difícil de acertar sem o uso de microscópio. (3) no microscópio, este teve que ser feito em cima de uma lâmina e portanto a curvatura necessária para obter uma superfície espelhada, através da clivagem [8]

não é conseguida e o corte feito não produz a superfície espelhada. Para eliminar este problema, utilizamos a microchama, a qual forma uma lente esférica na superfície do afilamento. A figura 41 mostra esta nova geometria, a qual é denominada como afilada-com-esfera (ACE). Esta nova geometria, não é tão eficiente quanto a extremidade afilada e plana (AP) que, como já foi dito, pode acoplar 100% da luz do laser. Com a formação da esfera, surge a distância ótima  $a$  entre laser e fibra, para o máximo acoplamento, e as perdas que podem acontecer, mostradas no capítulo anterior.

Uma destas perdas é que quando  $a$  é pequeno, menor que a distância focal, existe um cone de raios, que depois da refração vão bater na interface núcleo/casca com um ângulo menor que  $\theta_c$  ( o ângulo crítico) e portanto, não serão guiados pela fibra. A vantagem da fibra com extremidade esférica e afilada é que devido ao afilamento e, conseqüentemente, à mudança no ângulo de incidência na interface núcleo/casca, agora serão guiados e conseqüentemente teremos o aumento na eficiência de acoplamento.

O problema da fabricação desta extremidade da fibra ACE utilizando a microchama é que não podemos controlar o tamanho do afilamento e o raio de curvatura da esfera. Uma forma de fazer esta extremidade controlando estes parâmetros é utilizando um "arc-discharge" o qual foi proposto por Kuwahara [25].

**7.3. Arranjo experimental:** Novamente, o arranjo é o mesmo utilizado no acoplamento com a fibra de extremidade plana (fig.16a). O arranjo laser-fibra é mostrado na figura 42, em posições não-otimizadas. Novamente, o laser utilizado para tirar a fotografia é o fabricado na Unicamp e a fibra F1 que agora tem extremidade ACE. Para fazermos o estudo deste acoplamento, utilizamos os lasers L1 e L2 e as fibras F2 e F3. A fibra F4 não foi utilizada por ser muito grossa e não formar um afilamento simétrico.

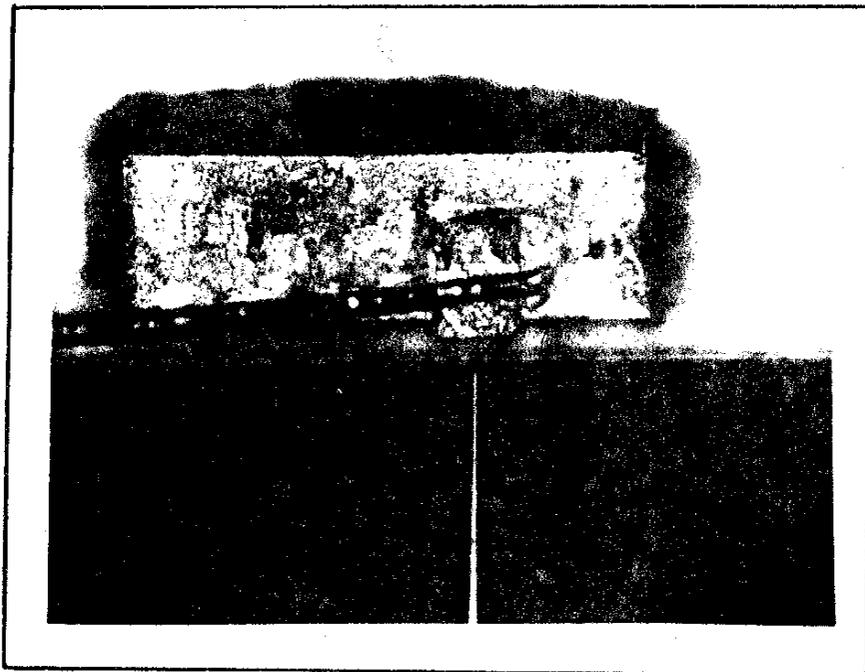


Fig. 42 - Fotografia, tirada através do microscópio, do arranjo laser-fibra de extremidade afilada-com-esfera, em posições não-otimizadas.

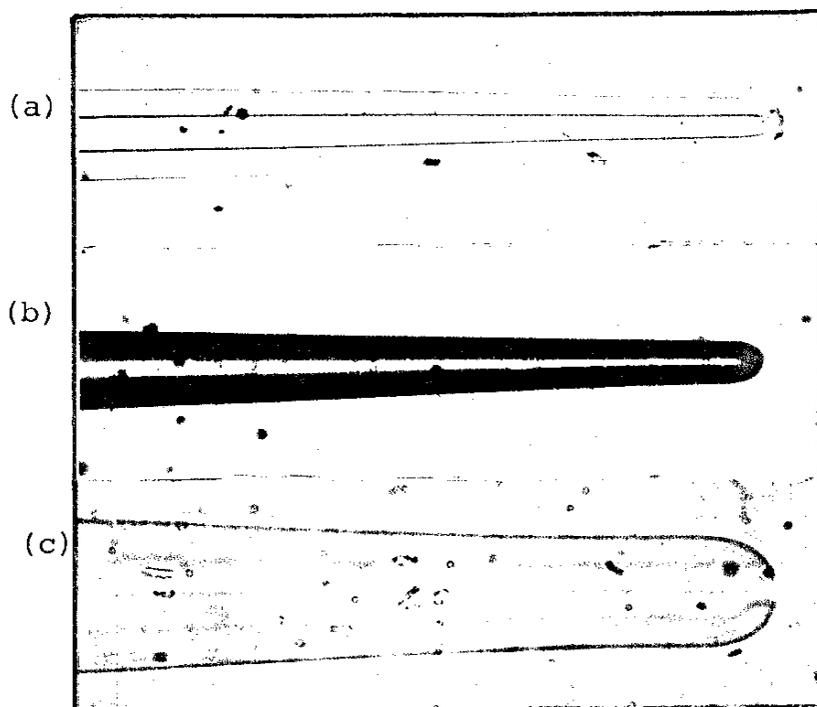


Fig. 43 - Fotografia das extremidades da fibra nos acoplamentos:  
a) L1→F2, b) L1→F3 e c) L2→F3.

7.4. Resultados e discussão: Os resultados para os acoplamentos: L1→F2, L1→F3 e L2→F3 estão mostrados na tabela X. As letras ACE, BC e F tem os significados já especificados anteriormente. Os resultados apresentados são as máximas eficiências de acoplamento conseguidas com a extremidade ACE. Nesta geometria, conseguimos até 53% no acoplamento L2→F3 o qual significa um fator de aumento de 2,9 comparando com o resultado obtido no BC. A extremidade das fibras para os três acoplamentos acima, é mostrada na figura 43.

7.5. Comparação entre os três arranjos de acoplamento: Na tabela XI temos os resultados das medidas da eficiência de acoplamento para as três extremidades. Como podemos notar, a eficiência de acoplamento foi maior para a fibra de extremidade ACE. Este resultado já era esperado visto que o afilamento corrige um dos mecanismos de perda existente quando a fibra tem somente extremidade esférica, como já falado na secção 7.2.

O aumento na eficiência do acoplamento, é acompanhado pela desvantagem da mais restrita tolerância no alinhamento entre laser e fibra. A figura 44 mostra o deslocamento axial para o arranjo com as extremidades BC, E e ACE, no acoplamento L2→F3, onde a potência de saída da fibra, normalizada para o BC, é graficada versus o deslocamento axial (Z) em microns. Para a fibra com extremidade plana (BC), notamos que esta só começará a perder luz quando  $Z \approx 75 \mu\text{m}$ , enquanto que para a extremidade E e ACE, observamos que existe um ponto ótimo de acoplamento devido à distância focal da lente formada.

A vantagem conseguida na eficiência de acoplamento é cancelada quando o deslocamento axial for de aproximadamente  $230 \mu\text{m}$  para a fibra com extremidade esférica e  $100 \mu\text{m}$  para a fibra com extremidade ACE. Esta tolerância torna-se mais crítica no deslocamento lateral. Este deslocamento foi feito somente na direção paralela ao "stripe", porque como já mostramos, este não envolve parâmetros

TABELA X: Resultados da  $\eta$  para a fibra de extremidade ACE e comparação com  $\eta$  para a fibra de extremidade plana(BC)

	F2( $\eta\%$ )			F3( $\eta\%$ )		
	BC	ACE	F	BC	ACE	F
L1	10	36	3,6	10	50	5
L2				18	53	2,9

TABELA XI: Comparação entre a  $\eta$  para os três tipos de extremidade, a saber, BC, E e ACE.

	F2( $\eta\%$ )			F3( $\eta\%$ )			F4( $\eta\%$ )		
	BC	E	ACE	BC	E	ACE	BC	E	ACE
L1	10	23	36	10	39	50			
L2	18	36		18	40	53	48	76	

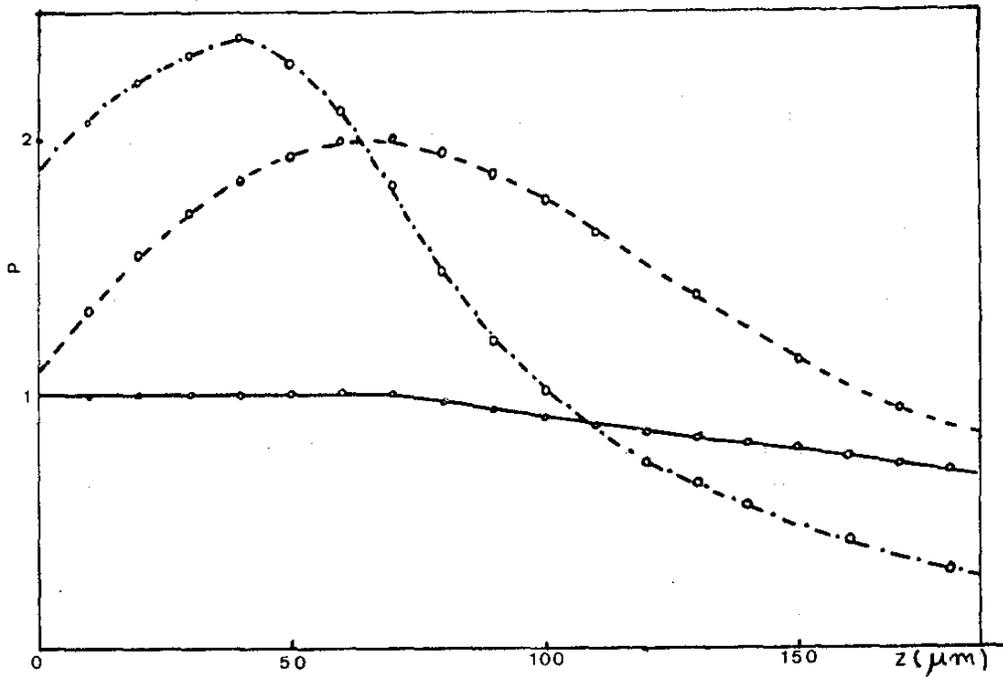


Fig. 44 - Deslocamento axial  $z$  das fibras com extremidade plana (BC \_\_\_), extremidade esférica (E\_ \_ \_ ) e extremidade afilada-com-esfera (ACE \_.-.-.).

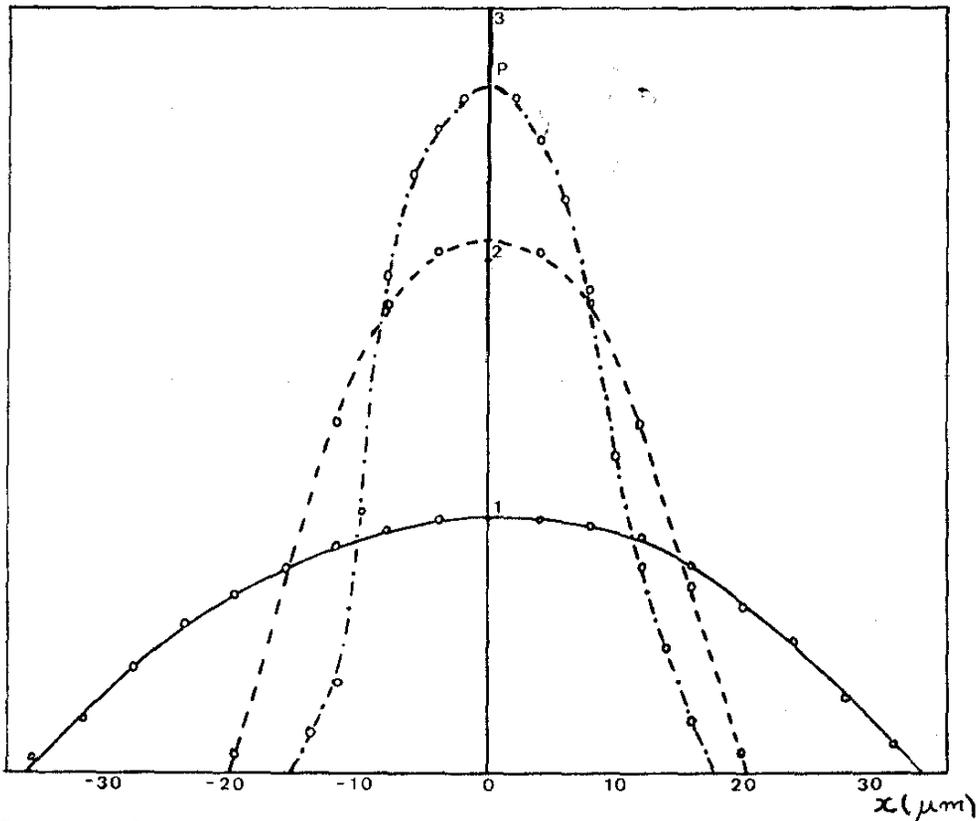


Fig. 45 - Deslocamento lateral, paralelo ao "stripe", das fibras com extremidade plana (BC\_\_\_), extremidade esférica (E \_ \_ \_ ) e extremidade afilada-com-esfera (ACE \_.-.-.).

do laser, e é mostrada na figura 45, onde a potência de saída  $P$  da fibra, normalizada para BC é graficada versus o deslocamento  $x$  em  $\mu\text{m}$ . Novamente, este deslocamento foi feito com o acoplamento L2→F3. Neste caso, a vantagem conseguida na alta eficiência de acoplamento, vai ser igual ao acoplamento com a fibra de extremidade plana (BC), quando o deslocamento  $x$  for aproximadamente  $10\mu\text{m}$  e  $16\mu\text{m}$  para a fibra com extremidade ACE e a fibra com extremidade esférica, respectivamente.

## 8. Conclusão

As seguintes conclusões podem ser extraídas do trabalho feito nesta tese:

(1) Acoplamento de fontes de luz que emitem feixe colimado, dentro de fibras ópticas multimodo é muito eficiente e relativamente fácil, em laboratório, mas estas não são convenientes para aplicações práticas, em campo.

(2) A luz de saída do laser semiconductor tem uma grande divergência e portanto, o acoplamento com fibras multimodo de extremidade plana, não é eficiente (~10 - 20%) devido a pequena abertura numérica de uma fibra óptica típica.

(3) Um modelo teórico simples, baseado na distribuição Gaussiana do "campo distante" do laser, pode ser usado para prever a eficiência de acoplamento em (2) com bastante exatidão.

(4) A eficiência de acoplamento mencionada em (2) pode ser aumentada significativamente, usando fibras de extremidade esférica e fibras com extremidade afilada-com-esfera.

(5) A alta eficiência do acoplamento citada em (4) é acompanhada pela mais restrita tolerância no alinhamento entre laser e fibra; somente um deslocamento lateral de aproximadamente 10-20 $\mu$ m tipicamente pode cancelar a vantagem conseguida inicialmente.

(6) O raio da esfera (r) e a distância (a) entre laser e fibra tem que ser cuidadosamente otimizado em relação ao diâmetro (d) do núcleo para obter o máximo aumento na eficiência do acoplamento. Isto ocorre para  $(a/r) \sim 0,5$  e  $(d/2r) \sim 0,6 - 0,7$ .

(7) O material da casca, tem que ter um ponto de fusão mais baixo que o material do núcleo tal que somente o núcleo é exposto durante a formação da esfera e portanto a condição em (6) pode ser obtida. Isto acontece com fibras que tem o núcleo de  $\text{SiO}_2$  e casca de  $\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$  e não com fibras que tem o núcleo de  $\text{GeO}_2 - \text{SiO}_2$  e casca de  $\text{SiO}_2$ .

(8) A formação de esfera e "taper" não é reproduzível usando uma

microchama, mas é mais fácil que usar o laser  $\text{CO}_2$ , principalmente porque o alinhamento apresenta muitos problemas.

#### 8.1. Recomendações para continuação deste trabalho

(1) Fazer o acoplamento de lasers semicondutores, feitos pelo Projeto Laser do Departamento de Física Aplicada - UNICAMP, em fibras de 1,2 e 3km de comprimento e avaliar: (a) a eficiência de acoplamento e (b) as perdas adicionais causadas por deslocamentos axiais, laterais e angulares. Comparar estes resultados com os obtidos em 1m de fibra nesta tese.

(2) Fazer as experiências acima com fibras tendo extremidade (a) plana, (b) esférica, (c) afilada-com-esfera, (d) afilada-com-extremidade plana.

(3) Explorar mais o método de fabricação de fibras com extremidades esféricas utilizando o laser  $\text{CO}_2$ .

(4) Utilizar fotoresinas para a fabricação das extremidades esféricas.

(5) Estudar outros métodos para aumentar a eficiência de acoplamento, tal como utilizar fibras cilíndricas, sem casca, para colimar a luz do laser, e microlentes SELFOC para focalizar a luz colimada dentro da fibra.

Outros trabalhos sobre acoplamento podem ser desenvolvidos paralelamente a este, tais como:

(1) Acoplamento da luz do laser semiconductor em fibras monomodo;

(2) Acoplamento da luz do LED em fibras multimodo.

9. Referencias

1. S.E. Miller and A.G. Chynoweth (Eds.), "Optical Fiber Telecommunication", Academic Press, 9(1979).
2. Ref. 1, pag. 101.
3. Ref. 1, pag. 344.
4. Ref. 1, pag. 181.
5. T. Miya et al, "Electron.Letts. 15, 106 (1979).
6. L.G.Cohen, Bell Syst.Techn.J. 51, 573 (1972).
7. E.Weidel, Opt. and Quant. Electron. 8, 301 (1976).
8. D. Gloge et al, Bell System Techn.J. 8, 1579 (1973).
9. H. Kressel et al, "Topics in Appl.Phys.", Springer-Verlag 39, 14 (1980).
10. N.Patel, "Comunicações Ópticas", (Eds. J.E.Ripper e C.A. Ribeiro) 138 (1981).
11. P.Brosson, "Comunicações Ópticas", (Eds. J.E.Ripper e C.A.Ribeiro), 164 (1981)
12. F.C. Prince, "Comunicações Ópticas" (Eds.J.E.Ripper e C.A.Ribeiro) 223(1981).
13. Ref. 9 pag 42.
14. H.Hogelnik, "Proceeding of the Symposium on Quasi-Optics", Politechnic Press, (1964).
15. H.R.D. Sunak, "Comunicações Ópticas" (Ed.J.E.Ripper e C.A. Bibeiro, 67 (1981).
16. Ref. 15, pag. 66.
17. Ref. 15, pag. 81.
18. M.K. Barnoski (Eds), "Fundamentals of Optical Fiber Communication", Academic Press (1976).
19. D.Kato, J. Appl.Phys. 44, 2756 (1973).
20. C.A. Brackett, J. Appl.Phys, 45, 2636 (1974).
21. W.W. Benson et al, Appl. Opt. 14, 2815 (1975).
22. V.C. Paek et al, Appl. Opt., 14, 294 (1975).
23. T. Ozeki et al, Electr.Lett. 12, 607 (1976).
24. T. Ozeki et al, Electr.Lett. 12, 407 (1976).
25. H.Kuwahara et al, Proceedings of the IEEE, 67, 1456 (1979).

Apêndice ACálculo Teórico da Eficiência de Acoplamento  $\eta$ .

Da equação 4-2:

$$\eta = \frac{\int_0^{\theta_a} \exp -2(\theta/\theta_{o||})^2 d\theta \int_0^{\theta_a} \exp -2(\theta/\theta_{o\perp})^2 d\theta}{\int_0^{\pi/2} \exp -2(\theta/\theta_{o||})^2 d\theta \int_0^{\pi/2} \exp -2(\theta/\theta_{o\perp})^2 d\theta} \quad (1)$$

Resolvendo a integral

$$\int_0^{\pi/2} \exp -2(\theta/\theta_o)^2 d\theta \quad (2)$$

temos como solução

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{2} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\pi}{\sqrt{2}\theta_o}\right) \quad (2.a)$$

Comparando com a integral

$$\int_0^{\pi/2} \exp -2(\theta/\theta_o)^2 d\theta \quad \text{cuja solução é } = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (3)$$

temos uma diferença do termo

$$\frac{\pi}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\pi}{\sqrt{2}\theta_o}\right)$$

Substituindo valores de  $\theta_o$  neste termo, podemos ver que é muito pequeno e pode ser omitido.

Resolvendo agora a integral

$$\int_0^{\theta_a} \exp -2(\theta/\theta_o)^2 d\theta \quad (4)$$

temos como solução

$$\frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\theta_a\sqrt{2}}{\theta_o}\right) \quad (4.a)$$

Substituindo (3) e (4.a) em 1 temos que:

$$\eta = \operatorname{erf}\left(\frac{\theta_a\sqrt{2}}{\theta_{o||}}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{\theta_a\sqrt{2}}{\theta_{o\perp}}\right)$$