

"CARACTERÍSTICAS DE PROPAGAÇÃO EM UMA FIBRA ÓPTICA MULTIMODO
DE ÍNDICE GRADUADO"

Sonia Maria Soares Stivari

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.

Outubro de 1982

À minha mãe e

À meu pai "in memoriam"

A G R A D E C I M E N T O S

- Ao Professor Dr. Harish R. D. Sunak, pela orientação e dedicação sem o qual este trabalho não seria possível de ser realizado.
- À Marlete Zamprônio, Ester Ávila Mateus, Marcelo G. Destro, professores e demais colegas, pelas orientações, conhecimentos e apoio para execução deste trabalho.
- Aos técnicos da Telebrás do Projeto Fibras Ópticas, pela colaboração na montagem dos sistemas experimentais e manutenção dos equipamentos.
- À minha mãe, irmão, esposo, sogro e sogra, pelo incentivo e apoio prestados.
- Aos chefes: Wilson Ricardo Weinand e Ernesto Santino Crivelli e demais professores do Departamento de Física da Universidade Estadual de Maringá, pela colaboração.
- A Roseli Becker Saraiva, pelo trabalho de datilografia.
- À F. P. Kapron, of Bell Northern Research, Canadá, por ter-nos cedido a Fibra de Índice Graduado utilizada.
- À Universidade Estadual de Maringá, Capes e Telebrás, pela oportunidade e suporte financeiro.

RESUMO

Um estudo experimental das características de propagação em uma fibra óptica multimodo de índice graduado foi feito. O estudo realizado inclui medidas de dispersão intermodal da fibra, que mostraram uma dependência das condições de lançamento e recolhimento dos modos. Foram feitas também medidas de distribuição angular da luz no campo afastado da fibra, que mostraram uma dependência da distribuição de potência entre os vários modos. Ambas medidas apenas informam se o perfil da fibra de índice graduado é ótimo, não informando a região onde este desvia de seu valor ótimo. Fizemos assim, medidas de atraso diferencial de modos, que informam exatamente a região onde o perfil desvia de seu valor ótimo. As informações obtidas destas medidas são muito importantes, pois podem ser usadas diretamente para aumentar a largura de banda de fibras fabricadas subsequentemente. Tais medidas mostraram grande sensibilidade a pequenas mudanças no perfil. Pela primeira vez usando uma fibra monomodo fizemos o seccionamento de poucos modos da fibra multimodo de índice graduado, ou lançando poucos modos na entrada ou selecionando poucos modos na saída. Os resultados deste trabalho serão úteis para melhorar a largura de banda das fibras multimodo de índice graduado, que estão sendo feitas no Brasil.

ABSTRACT

An experimental study of the propagation characteristics of a graded-index multimode fiber was performed. The study includes measurements of the intermodal dispersion of the fiber, which showed a dependence on the conditions of

launching and collecting of the modes. Measurements of the angular distribution of light in the far-field of the fiber were also realized, which showed a dependence on intensity distribution between various modes. Both the measurements, indicate if the profile of the graded-index fiber is optimum, but not indicating the region where it deviates from its optimum value. Therefore, we made measurements of the differential mode delay which indicate exactly the region where the profile deviates from its optimum value. The information obtained is very important as it could be used directly for increasing the bandwidth of the subsequently pulled fibers. Such measurements showed great sensitivity to small changes in the profile. For the first time, by using a single-mode fiber, we selected a few guided modes in the graded-index fiber, launching a few modes at the input end or selecting a few modes at the output end. The results of this study can be directly used to improve the bandwidth of graded-index multimode fibers, being produced in Brazil.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO.....	01
2. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS.....	04
2.1. Fibras Multimodo de Índice Degrau.....	04
2.2. Fibra Monomodo.....	07
2.3. Fibra Multimodo de Índice Graduado.....	08
3. MEDIDAS DE DISPERSÃO INTERMODAL.....	14
3.1. Introdução.....	14
3.2. Características da Fibra em estudo.....	16
3.3. Sistema Experimental para medidas.....	17
3.4. Precauções tomadas nas medidas.....	19
3.4.1. Voltagem de trabalho do circuito que dirige o laser... 19	
3.4.2. Voltagem de trabalho do detector.....	20
3.4.3. Verificação do Comprimento da Fibra.....	20
3.4.4. Preparação das faces da Fibra.....	24
3.4.5. Alinhamento.....	24
3.5. Resultados e Discussões.....	27
3.5.1. Efeito do Perfil de Índice de Refração.....	27
3.5.2. Efeito do Misturador de Modos	34
3.5.3. Efeito do lançamento e colecionamento dos Modos.....	37
4. MEDIDAS DE DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DA LUZ DO CAMPO AFASTADO DA FIBRA..	46
4.1. Introdução.....	46
4.2. Sistema Experimental para medidas.....	47
4.3. Precauções tomadas nas medidas..	47
4.3.1. Corrente de operação do laser.....	47
4.3.2. Efeito do líquido que casa índices de refração (LCIR)..	49
4.4. Resultados e Discussões.....	49
4.4.1. Efeito do afilamento da fibra.....	49
4.4.2. Efeito do misturador de modos.....	54

5. MEDIDAS DE ATRASO DIFERENCIAL DE MODOS.....	59
5.1. Introdução.....	59
5.2. Métodos para medir perfil de índice de refração.....	60
5.3. Selecionamento de modos.....	63
5.4. Sistema Experimental para medidas de atraso diferencial de modos.....	65
5.5. Alinhamento.....	69
5.6. Resultados obtidos.....	71
5.7. Análise dos Resultados.....	78
5.8. Importância das Medidas de atraso diferencial de modos.....	85
5.9. Conclusão.....	89
6. CONCLUSÃO.....	90
6.1. Recomendações para continuação deste trabalho.....	91
7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	92

1. INTRODUÇÃO

Para o nosso trabalho de tese fizemos um estudo experimental de características de propagação em uma fibra óptica multimodo de índice graduado.

A fibra multimodo de índice graduado (FMIG) é um dos tipos¹ de fibras usadas para comunicações ópticas. A fibra multimodo de índice graduado quando otimizada, ou seja, quando o seu perfil de índice de refração é ótimo, pode apresentar uma largura de banda de até três ordens de grandeza² maior que uma fibra multimodo de índice degrau. A largura de banda de uma fibra multimodo é limitada por dois mecanismos de dispersão; dispersão modal e material. A dispersão material já tem sido reduzida a valores próximos de zero³ quando operando na região de $1,3\mu\text{m}$. A dispersão modal já é bastante reduzida ao se desenhar uma FMIG, mas conseguir um perfil de índice de refração ótimo ($\alpha_{\text{ót.}}$) é muito difícil, e um pequeno desvio do perfil (α) de seu valor ótimo tal como² $\alpha = \alpha_{\text{ót.}} (1 \pm \Delta)$, reduz a largura de banda por uma ordem de grandeza. Fazemos aqui um estudo experimental envolvendo três tipos de medidas que caracterizam uma FMIG, duas destas medidas informam se o perfil é ótimo, se ocorre acoplamento de modos na fibra, mas não informam a região onde o perfil desvia de seu valor ótimo, dado bastante importante para a fabricação de novas FMIG.

O nosso trabalho subdivide-se então em outros quatro capítulos além deste, listados a seguir:

Capítulo 2 - Considerações teóricas: fazemos considerações a respeito dos três tipos de fibras usadas para comunicações ópticas e dos mecanismos de dispersão que reduzem a largura de banda das fibras.

Capítulo 3 - Trata-se de um estudo experimental, sobre medi -

das de dispersão modal. Estas medidas são bastante importantes para a determinação da largura de banda de uma fibra, é uma característica que pode limitar o espaçamento entre repetidores. As medidas de dispersão modal dependem da distribuição de potência entre os vários modos, por isso fizemos um estudo das condições de lançamento e recolhimento dos modos que influenciam nas medidas. Ainda para estas medidas de dispersão modal introduzimos no sistema um misturados de modos, para o estudo da influência da mistura dos modos nestas medidas.

Capítulo 4 - Intitula-se: Medidas de distribuição angular da luz do campo afastado da fibra. As medidas de distribuição angular da luz dão informações das características de propagação da fibra, tal como o possível acoplamento de modos⁴. A comparação entre a distribuição da intensidade que entra e sai da fibra não dá informações sobre o perfil de índice de refração, do mesmo modo que as medidas de dispersão modal citadas anteriormente. Para a obtenção desta informação sobre o perfil, fizemos um estudo experimental das medidas de atraso diferencial de modos que é o assunto do próximo capítulo.

Capítulo 5 - Medidas de atraso diferencial de modos. As medidas de atraso diferencial de modos (ADM), são obtidas lançando seletivamente poucos modos na entrada da fibra e medindo o tempo de propagação dos vários modos propagando pela fibra. Estas medidas são muito sensíveis a pequenas trocas no perfil, um desvio de α tal como 0,01 pode ser detectado, isto significa um ADM de 0,1ns/km⁵. As informações das medidas de ADM podem ser usadas diretamente para aumentar a largura de banda das FMIG fabricadas subsequentemente. Além do fato destas medidas serem usadas para melhorar a largura de banda

das fibras individuais, ainda podem ser usadas para melhorar a largura de banda⁶ de fibras concatenadas. Veremos neste capítulo quais as vantagens que estas medidas oferecem sobre as outras técnicas de medidas de perfil de índice de refração. Pela primeira vez foi feito o selecionamento de poucos modos na entrada e o colecionamento de poucos modos na saída da fibra multimodo de índice graduado.

Capítulo 6 - As conclusões gerais sobre este trabalho são feitas neste capítulo, tal como as recomendações para continuação deste.

2. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

2.1. Fibra multimodo de índice degrau

A fibra multimodo de índice degrau é um dos três tipos de fibra óptica usadas para comunicações. O perfil de índice de refração n_1 do núcleo da fibra multimodo de índice degrau é uniforme ao longo da direção radial. O perfil de índice de refração da casca é menor, $n_2 = n_1 (1 - \Delta)$, onde Δ que é a diferença relativa do índice entre n_1 e n_2 dado por $(n_1 - n_2)/n_1$, pode atingir um valor de até 1%.

A figura 1a, mostra a secção transversal da fibra multimodo de índice degrau e a forma do perfil de índice de refração. O diâmetro do núcleo varia desde $50\mu\text{m}$ para sistemas de comunicações, a $400\mu\text{m}$ para aplicações em curtas distâncias devido sua baixa capacidade de informação, aproximadamente 1Kbit.

As fibras multimodo de índice degrau comportam um grande número N de modos¹ dado por $N = V^2/2$ onde V é um parâmetro de frequência normalizado dado por:

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

onde a é o raio do núcleo e λ é o comprimento de onda do laser usado.

São chamados modos os campos eletromagnéticos de luz propagando na fibra, ou sendo espalhados por ela. Cada modo tem sua própria distribuição espacial de intensidade que emerge da fibra. O número de modos guiados em uma fibra multimodo de índice degrau é muito grande, por exemplo, para uma típica fibra óptica para comunicações, com índice de refração do núcleo de $n_1 = 1,5$, $\Delta = 0,01$, $a = 25\mu\text{m}$ e a um $\lambda = 0,9\mu\text{m}$

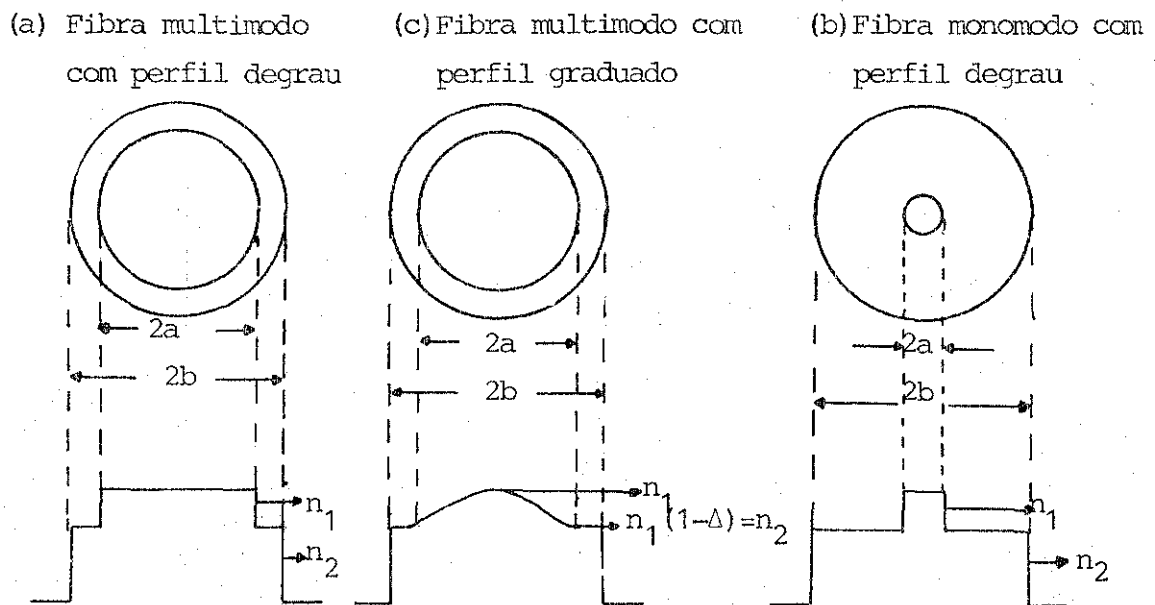


Fig. 1 - Secções transversais e perfis de índices de refração das fibras.

o número de modos guiado é ~ 680. Tornar-se-ia grande tempo fazer uma análise eletromagnética sobre cada modo e portanto o efeito total depois da propagação na fibra. Assim é mais simples e mais conveniente considerar os vários modos como raio de luz em termos de um modelo simples de óptica geométrica, dando a cada raio seu ângulo de propagação (θ) em relação ao eixo da fibra, e uma amplitude dependendo das condições de lançamento. Este modelo de propagação de raios tem sido usado com bastante sucesso¹ para prever o atraso de propagação em função do ângulo de incidência de lançamento, e a dispersão intermodal em função da abertura numérica de lançamento em fibras multimodo de índice degrau. Quando o raio lançado cai dentro da AN da fibra, será guiado pela fibra. Pode ser mostrado que o atraso relativo de propagação¹ Δt de um raio de luz lançado com um ângulo θ no ar, com relação ao eixo da fibra, é dado por:

$$\Delta t = \frac{n_1 L}{c} \sec \left\{ \left[\sin^{-1} \left(\frac{\sin \theta}{n_1} \right) - 1 \right] \right\} \quad (2)$$

onde L é o comprimento da fibra e n_1 o índice de refração do núcleo. O ângulo máximo θ_c de um raio que a fibra aceita, determina sua abertura numérica que é dada por:

$$\theta_c = \text{arc sen} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

A figura 2 mostra o esquema de um raio guiado pela fibra multimodo de índice degrau. Para qualquer ângulo $\theta \leq \theta_c$ a fibra guiará os raios de luz dentro de seu núcleo de tal forma que os raios viajam em zig zag ao longo da fibra, devido as reflexões internas totais sofridas pelos raios na interface núcleo/casca.

O alargamento do pulso devido à diferença no tempo de viagem dos vários raios, chamado de dispersão modal τ_{m_0} , é bastante grande para as fibras multimodo de índice degrau.

A dispersão intermodal máxima para a fibra multimodo de índice degrau, usando o modelo de propagação de raios² e a equação (2), é estimada por:

$$\tau_{m_0} = T\Delta \quad (3)$$

que é a diferença entre o tempo de propagação $T_{m\acute{a}x.} = T(1 + \Delta)$ ao longo do maior caminho $\{\theta = \theta_{m\acute{a}x.} = (2\Delta)^{1/2}\}$, e o tempo $T = (L/c)n_1$ ao longo do menor caminho ($\theta=0$).

2.2. Fibra Monomodo

A dispersão intermodal é eliminada completamente nas fibras ópticas que propagam apenas um modo espacial de propagação, que são chamadas fibras monomodo.

A fibra monomodo fig. (1b), apresenta um núcleo cujo diâmetro varia de ~ 3 à $10\mu\text{m}$, onde a diferença relativa entre os índices de refração n_1 do núcleo e n_2 da casca, é da ordem de $\Delta \leq 0,5\%$, permitindo para um determinado comprimento de onda apenas um modo espacial de propagação. Para isto acontecer o parâmetro de frequência normalizado (V) tem que ser menor que 2,405.

As fibras monomodo por comportarem apenas um modo espacial de propagação são usadas mais rigorosamente em sistemas que exigem uma alta capacidade de informação, devido ao fato desta fibra não apresentar dispersão modal.

Eliminada a dispersão intermodal ainda outros dois efeitos, dispersão de modo e dispersão material, limitam a largura de banda da fibra. A dispersão material se dá devido ao índice de refração do núcleo depender do comprimento de onda, causando diferenças entre as velocidades dos componentes espectrais da fonte de luz usada. Em uma fibra de compri

mento L , o alargamento do pulso devido à dispersão material⁷ é igual a

$$\tau_m = (L/c) \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda} \right) \left(\lambda^2 d^2 n / d\lambda^2 \right) \quad (4)$$

onde c é a velocidade da luz e $\delta\lambda/\lambda$ é a largura espectral relativa da fonte entre os pontos $1/e$.

Ao se trabalhar na região de $1.3\mu\text{m}$ a dispersão material vai a zero³ ficando para limitar a largura de banda da fibra monomodo, a dispersão do modo ou dispersão do guia de onda. O inter-relacionamento entre a dispersão material e a dispersão do modo, em fibra monomodo é complicado e não é matematicamente independente, entretanto pode ser mostrado⁸, calculando um na ausência do outro, que τ_m é geralmente dominante.

A dispersão do guia de onda é causada pela dependência da constante de propagação β com a frequência do modo, isto é, a velocidade de grupo do modo varia com λ ; o guia de onda é dispersivo e alarga o pulso transmitido se $d^2\beta/d\lambda^2 \neq 0$ ⁸.

Mesmo para as fibras monomodo operando perto da região de dispersão material zero, o valor absoluto da dispersão do guia de onda é muito pequeno, uns poucos picosegundos por nanômetro por quilômetro.

2.3. Fibra Multimodo de Índice graduado

O terceiro tipo de fibra óptica usada nos sistemas de comunicação é a fibra multimodo de perfil de índice graduado. Esta fibra apresenta sérias vantagens sobre as fibras multimodo de índice degrau e sobre as fibras monomodo. O fato da fibra multimodo de índice degrau possuir um núcleo de $\sim 50\mu\text{m}$ de diâmetro para sistemas de comunicações, apresenta duas vantagens: (i) permite o uso de diodos de emissão de luz LED, que

são seguros e baratos, para a excitação dos modos com razoável eficiência, (ii) permite a fabricação de junções e conectores de baixa perda devido ao diâmetro de $50\mu\text{m}$. Por outro lado, tem a desvantagem de apresentar uma largura de banda bastante limitada, uns poucos megahertz por quilômetro. As fibras monomodo apresentam grande largura de banda, muitas dezenas de gigahertz sobre dezenas de quilômetro, mas sofrem a desvantagem de tornar difícil, o acoplamento de luz na fibra e as técnicas de emendas entre duas fibras, devido ao núcleo ser muito pequeno. Além disso, é obrigatório o uso do laser de semicondutor para a excitação do modo fundamental, que tem a vida mais curta que o LED e necessita de um controle de temperatura, ligada a corrente limiar do laser. A fibra multimodo de perfil de índice graduado tem as vantagens destas duas fibras. Possui um núcleo de aproximadamente $50\mu\text{m}$ apresenta uma grande largura de banda, se, comparada com a da fibra de índice degrau, especialmente quando operando na região de dispersão material zero, mesmo utilizando um LED para a excitação dos modos. A razão da largura de banda da fibra multimodo de índice graduado ser maior que a da fibra de índice degrau, é explicado mais detalhadamente a seguir.

Em uma fibra multimodo de índice graduado, fig. 1c, o índice de refração decresce radialmente de n_1 no eixo da fibra, para a interface núcleo/casca, seguindo a lei de potência.

$$n(r) = n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right]^{1/2}; \quad r < a$$

$$n(r) = n_1 \left[1 - 2\Delta \right]^{1/2} = n_2; \quad r \geq a$$
(5)

onde a é o raio do núcleo, n_2 é o índice de refração da casca, e é constante para $r \geq a$, r é a distância a partir do ei

xo da fibra, α é o parâmetro que define o perfil; para $\alpha = \infty$ a fibra tem um perfil de índice degrau; para $\alpha = 2$ o perfil de índice é parabólico; Δ é a diferença de índice relativa entre o centro do núcleo e a casca, e é dado por:

$$\Delta = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{2n_1^2} \quad \text{ou} \quad (6)$$

$$\Delta = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1} \right)$$

A dispersão modal das fibras de índice graduado se torna drasticamente menor se o perfil de índice de refração for ótimo ($\alpha_{\text{ót.}}$), que é dado por

$$\alpha = \alpha_{\text{ót.}} \approx 2 \left(1 - \frac{\lambda}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\lambda} \right) \quad (7)$$

a variação de Δ com λ , $d\Delta/d\lambda$, é um efeito material, e é frequentemente referida como dispersão de perfil. Para as fibras produzidas atualmente $(\lambda/\Delta)(d\Delta/d\lambda)$ tem um valor somente de poucos décimos; portanto, os perfis otimizados são quase sempre parabólicos².

Um perfil de índice de refração ótimo, $\alpha_{\text{ót.}}$, para um certo comprimento de onda, é aquele no qual a variação da velocidade de grupo de raio para raio, compensa as variações dos diferentes caminhos. Quando $\alpha > \alpha_{\text{ót.}}$ o perfil é dito compensado por baixo, ou seja, os raios de maiores ângulos de propagação chegam mais tarde que os raios que tem o caminho mais curto, sobre o eixo. Para $\alpha < \alpha_{\text{ót.}}$ o perfil é dito compensado por cima, isto é, os raios axiais chegam mais tarde porque o gradiente do índice de refração decresce tão rapidamente para a interface núcleo/casca, que os raios viajando pelos maiores caminhos são compensados por cima por suas rá-

pidas velocidades. Assim as formas dos pulsos de saída para cada caso será diferente quando, a fibra é excitada com um pulso de picosegundo. Para as fibras de $\alpha > \alpha_{\text{ót.}}$, como na fig. 3a, a inclinação ascendente do pulso, tem uma duração tempo_ral menor que a inclinação descendente, pois os raios de me_nores ângulos, correspondendo aos modos de ordem mais baixa chegam antes do que os raios de maiores ângulos. Para as fi_bbras com $\alpha < \alpha_{\text{ót.}}$, fig. 3b, ou seja de perfil de índice com_pensado por cima, os raios de pequenos ângulos, correspon_dendo a modos de ordem baixa, chegam mais tarde que os raios de maiores ângulos, correspondendo a modos de ordem mais al_ta, a inclinação ascendente tem uma duração maior que a des_cendente. Um estudo específico deste comportamento é feito por Cohen⁹.

A dispersão modal da fibra graduada de perfil oti_mizado, é por volta de três ordens de grandeza menor que da fibra de índice degrau. Para esta fibra otimizada τ_{m_0} é dado por²:

$$\tau_{m_0} \text{ (min)} = T \frac{\Delta^2}{8} \quad (8)$$

Por exemplo, para a sílica com $n_1 = 1,46$ e $\Delta = 0,01$, a dis_persão intermodal estimada é por volta de 50ns/km, para uma fibra multimodo de perfil de índice graduado com $\Delta = 0,01$, o alargamento do pulso por unidade de comprimento é 60ps/km, três ordens de grandeza menor que o primeiro caso.

A equalização dos modos embora efetiva, é muito crítica, para um pequeno desvio de α de $\alpha_{\text{ót.}}$, por exemplo, se $\alpha = \alpha_{\text{ót.}} (1 \pm \Delta)$, o alargamento do pulso é por volta de nove vezes maior do que para $\alpha = \alpha_{\text{ót.}}$, o que implica em um acréscimo da dispersão intermodal por uma ordem de grandeza².

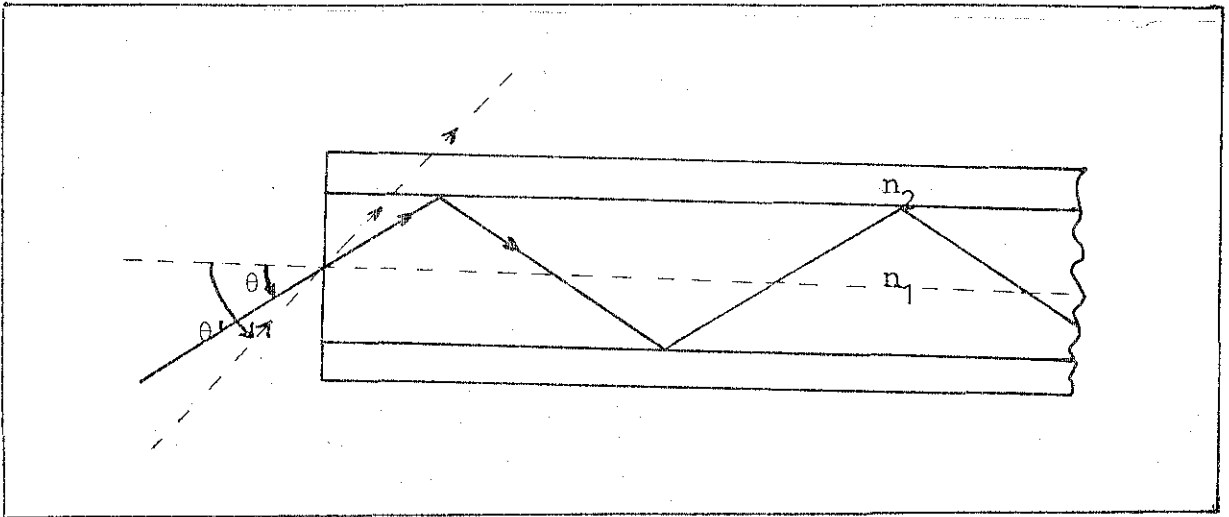


Fig. 2 - Trajetória do raio guiado pela fibra multimodo de índice degrau ($\theta \leq \theta_c$), raio não guiado pela fibra multimodo de índice degrau ($\theta' > \theta_c$).

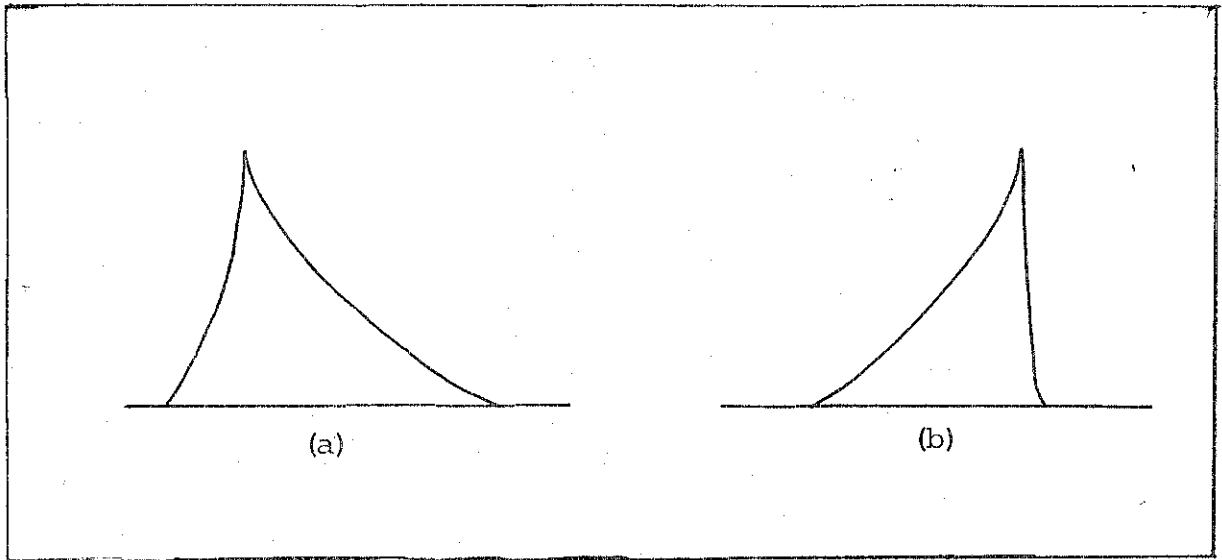


Fig. 3 - Pulso de saída de uma fibra multimodo de índice graduado com (a) perfil compensado por baixo, (b) perfil compensado por cima

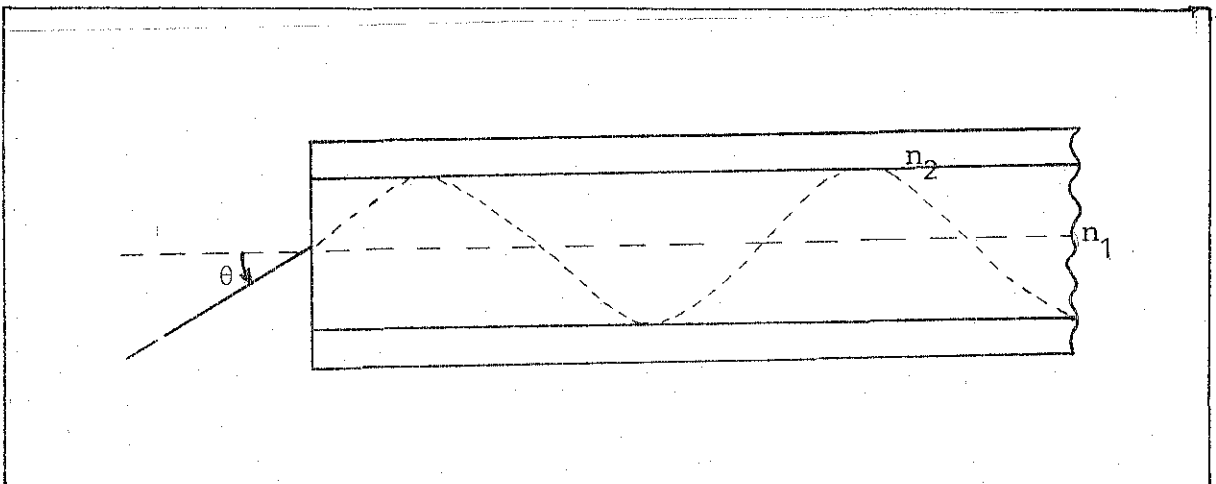


Fig. 4 - Trajetória do raio guiado pela fibra multimodo de índice graduado.

Nas fibras multimodo de índice graduado os raios não percorrem caminhos em zig zag mas seguem um caminho quase senoidal, fig. 4.

3. MEDIDAS DE DISPERSÃO INTERMODAL

3.1. Introdução

A medida de dispersão pode ser feita de duas maneiras, uma no domínio do tempo e outra no domínio de frequência. No domínio temporal, faz-se incidir um pulso óptico de curta duração (picosegundos), e mede-se o alargamento que ocorre no perfil do pulso na saída da fibra. Se τ_1 é a largura à meia altura da intensidade do pulso de entrada e τ_2 do pulso de saída, assumindo uma forma Gaussiana dos pulsos, a dispersão total $\Delta\tau$ é dada aproximadamente por:

$$\Delta\tau = (\tau_2^2 - \tau_1^2)^{1/2} \text{ segundos} \quad (9)$$

A dispersão total é a soma das contribuições da dispersão material e modal. A contribuição da dispersão modal τ_{m_0} é obtida tomando o inverso da convolução de τ_{m_0} de $\Delta\tau$;

$$\Delta\tau^2 = \tau_m^2 + \tau_{m_0}^2 \quad (10)$$

onde τ_m é a dispersão material.

A capacidade de informação da fibra, isto é, o número máximo de pulsos por segundo que pode ser transmitido pela fibra, depende da dispersão da fibra e pode ser estimada por:

$$B = \frac{1}{2(\Delta\tau)} \text{ bits/segundos} \quad (11)$$

A medição da dispersão das fibras no domínio de frequência objetiva-se obter a curva de resposta da fibra em função da frequência de modulação.

Uma maneira de obter $H(f)$, função transferência da fibra no domínio de frequência¹⁰, é fazer matematicamente a transformada de Fourier de $h(t)$, resposta impulsional da fibra. A resposta impulsional $h(t)$ está relacionada com a função de entrada $p_{ent}(t)$, e com a função de saída da fibra $p_s(t)$ através de uma convolução, assumindo que para um portador óptico incoerente, a fibra comporta-se com um sistema quase linear em potência. Desde que

$$p_s(t) = h(t) * p_{ent}(t) \quad (12)$$

onde $*$ indica convolução, $H(f)$ pode ser obtida fazendo a transformada de Fourier desta convolução,

$$P_s(f) = H(f)P_{ent}(f)$$

ou

$$H(f) = \frac{P_s(f)}{P_{ent}(f)} \quad (13)$$

As medidas de dispersão no tempo como na frequência, são equivalentes pois ambas são variáveis conjugadas em termos da transformada de Fourier.

A determinação da dispersão no domínio de frequência é mais vantajosa que no domínio do tempo, pois é mais precisa e em situações onde for necessário uma maior precisão é requerida então a medida de dispersão no domínio de frequência.

As medidas de dispersão intermodal são de grande importância para determinação da largura de banda da fibra, é uma das características que podem limitar o espaçamento entre repetidoras. A dispersão modal em uma fibra óptica multimodo depende da distribuição de potência entre os vários modos de propagação. As condições de lançamento geralmente afetam as medi

das de dispersão, e um grande cuidado deve ser tomado ao se fazer e interpretar estas medidas. Por isso fizemos um estudo experimental, variando as condições de lançamento dos modos da fibra multimodo de índice graduado, como também, um estudo sobre o efeito da mistura dos modos introduzindo um misturador de modos logo após o lançamento destes.

3.2. Características da fibra em estudo

Trata-se de uma fibra óptica multimodo de índice graduado, composta de sílica dopada com germânio. Esta fibra apresenta um afilamento que influi em todos os resultados aqui apresentados. Uma das extremidades possui um diâmetro de $124,1\mu\text{m}$ e o diâmetro do núcleo de $55,8\mu\text{m}$, para nós designado como lado "B". A outra extremidade lado "A" apresenta um diâmetro de $127,1\mu\text{m}$ e diâmetro do núcleo de $62,0\mu\text{m}$. A fibra apresenta uma atenuação de $3,0\text{dB/km}$ a 840 nm , medidos nos laboratórios da Bell Northern Research.

Foi medida uma abertura numérica de $0,16$ para o lado "A" e $0,18$ para o lado "B". Estas medidas estão coerentes com a expressão¹¹ que dá o relacionamento entre a abertura numérica da extremidade de maior diâmetro do núcleo, AN_1 , com a abertura numérica da extremidade de menor diâmetro de núcleo, AN_2 , ou seja:

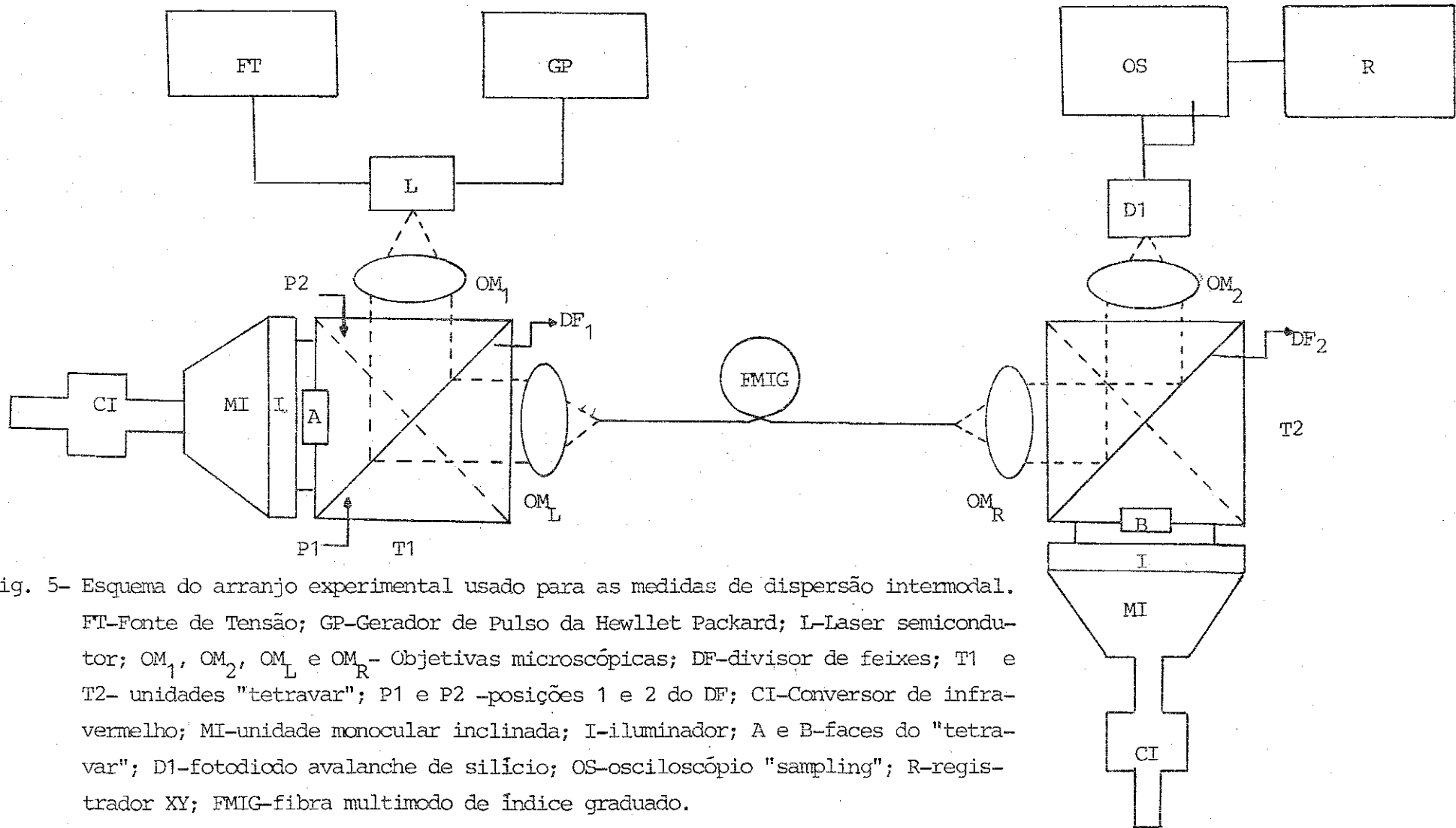
$$AN_2 = \frac{\text{Diâmetro maior}}{\text{Diâmetro menor}} \cdot AN_1 \quad (14)$$

$$AN_2 = \frac{62,0\mu\text{m} \cdot 0,16}{55,8\mu\text{m}} = 0,18$$

As medidas da AN feitas por nós, conferem com as feitas em Ottawa Canadá. As curvas obtidas serão mostradas e discutidas no capítulo de medidas da distribuição angular do campo afastado da fibra.

3.3. Sistema Experimental para Medidas

O esquema do sistema experimental usado para as medidas de dispersão intermodal, é mostrado na fig. 5. O laser L, é um laser de semicondutor feito pelos "Laser Diodo Laboratories", nos EUA. É um laser do tipo LA60, com comprimento de onda de 880nm e largura de banda espectral de aproximadamente 2nm. Este tipo de laser foi usado em nossas experiências, pelo fato do laser de semicondutor ser utilizado nos sistemas de comunicações ópticas. O laser é dirigido por um simples circuito eletrônico¹² para produzir pulsos com duração de aproximadamente 100ps, tendo uma potência pico de centenas de miliwatts para uma taxa de repetição de aproximadamente 1kHz. Este circuito é excitado por um gerador de pulso da Hewlett Packard modelo 214 e alimentado por uma fonte de tensão operando à 88,9 V. A luz do laser é colimada pela objetiva microscópica X 20, OM_1 . A objetiva OM_1 foi suportada por uma das quatro faces de uma unidade mecânica chamada "tetravar". O "tetravar" usado tem uma forma cúbica e suas faces ficam paralelas duas a duas na vertical. Possui um divisor de feixes (DF), em seu interior, posicionado a 45° de cada uma das faces. A objetiva OM_1 , é de grande abertura numérica (0,54), pois a luz do laser de semicondutor é altamente divergente. É usada uma objetiva de lançamento, OM_L , para focalizar a luz do laser sobre a face da fibra. A luz que emerge da fibra é recolhida pela objetiva microscópica OM_R e dirigida para a objetiva microscópica OM_2 , através do 2° DF. A objetiva OM_2 é usada para focalizar a luz sobre o detetor D1. Foi usado em fotodiodo de silício avalanche da Optel modelo 103, com tempo de resposta de 100ps. A necessidade de se usar um detetor de alta sensibilidade está no fato de que uma mínima dispersão



pode ser detectada, especialmente em se tratando de grandes comprimentos de fibras multimodos de índice graduado. Os pulsos de saída, são observados em um osciloscópio "sampling", OS, da Phillips modelo PM 3400, com tempo de resposta de 200ps. Foi usado um osciloscópio "sampling", porque os osciloscópios de tempo real não são sensíveis à resposta de picosegundos. Os pulsos sobre o osciloscópio são gravados em um registrador XY. O laser, as extremidades da fibra e o fotodiodo são montados em um sistema mecânico com três graus de liberdade (xyz) fabricado pela "Line Tool Company" (EUA) com uma resolução de $2\mu\text{m}$, para garantir um melhor alinhamento do sistema.

O alinhamento do sistema é feito com o auxílio de um conversor de infravermelho CI, uma unidade monocular inclinada MI, e um iluminador I, suportado por uma das faces do "tetravar"; posições A e B do esquema da fig. 5. Para lançar luz dentro da fibra óptica, foi adotado o seguinte método:

1º) Com o divisor de feixes DF posicionado em 1, (P1), pode-se ver a luz do laser e posicioná-lo no foco da objetiva OM_1 ;

2º) Com o DF na posição 2, (P2), a luz do laser era dirigida sobre a face da fibra posicionada no foco da OM_L , de maneira que através do conversor de infravermelho podia-se ver a reflexão de Fresnel. O mesmo método foi adotado para a detecção da luz recolhida pela objetiva OM_R .

3.4. Precauções tomadas nas Medidas

3.4.1. Voltagem de trabalho do circuito que dirige o laser

A voltagem de alimentação do circuito é ajustada para dar o pulso principal e um mínimo de pulsos subsidiários.

Uma pequena alteração desta voltagem de trabalho já provoca pulsos subsidiários tal como pode ser visto na fig. 6, produzindo erros nas medidas de dispersão. Para a tomada dos perfis dos pulsos à 88,9V e 89,1V, usamos 1 metro de fibra para que não houvesse dispersão do sinal.

3.4.2. Voltagem de trabalho do detetor

O detetor usado é alimentado por uma fonte de tensão operando à 160V. Esta tensão é controlada e mantida constante, caso contrário o pulso detetado é alargado proporcionando erros nas medidas de dispersão.

3.4.3. Verificação do comprimento da fibra

Para efeito de cálculos visando a normalização dos resultados, foi tomado o cuidado de constatar a real extensão da fibra. Para isto, medimos o tempo de propagação do pulso pela fibra através de um arranjo experimental cujo esquema é mostrado na fig. 7. Para esta medida foi usado o laser L, e o detetor D, usados para as medidas de dispersão intermodal, tal como os mesmos arranjos para o lançamento e recolhimento dos pulsos ópticos. O gerador usado para excitar o circuito do laser, foi um gerador de atraso digital da BNC modelo 7030, de 1ns de resolução. Ao mesmo tempo que o gerador emitia um pulso P_1 para o laser, emitia outro P_2 para disparar o osciloscópio "sampling" OS. Para a observação de P_1 no osciloscópio, P_2 foi atrasado em 5 μ s, tempo gasto do P_1 devido ao caminho percorrido desde o ponto A até B do arranjo experimental, fig. 7.

O tempo gasto por P_1 , devido ao caminho percorrido passando pelas objetivas OM_1 e OM_L , OM_R e OM_2 foi de 25ns medidos com apenas um metro de fibra. Assim o tempo gasto por

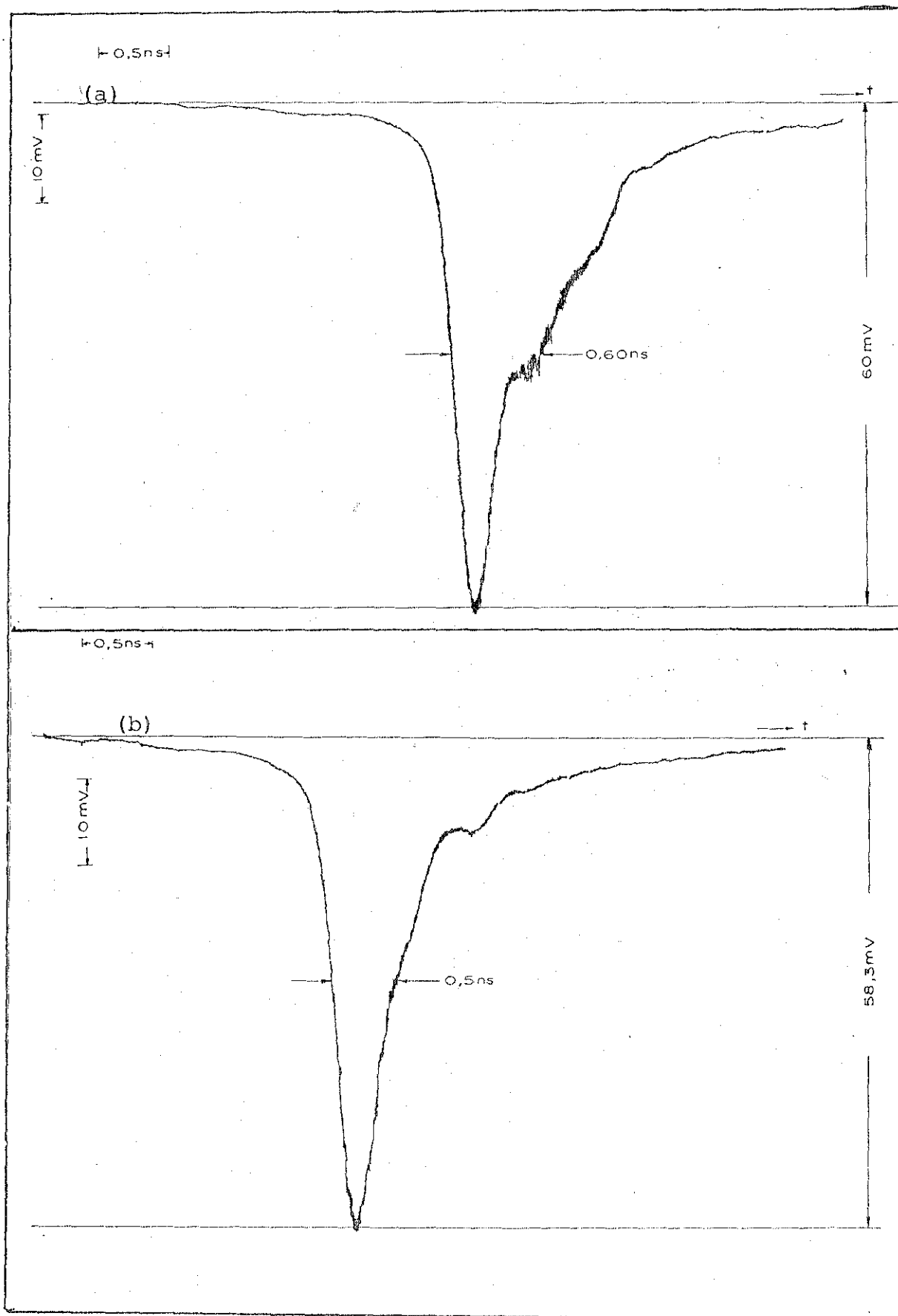


Fig. 6 - Perfis dos pulsos obtidos para 1 m. de fibra, tomados a 88,9V (a), e 89,1V (b), de tensão do circuito que dirige o laser.

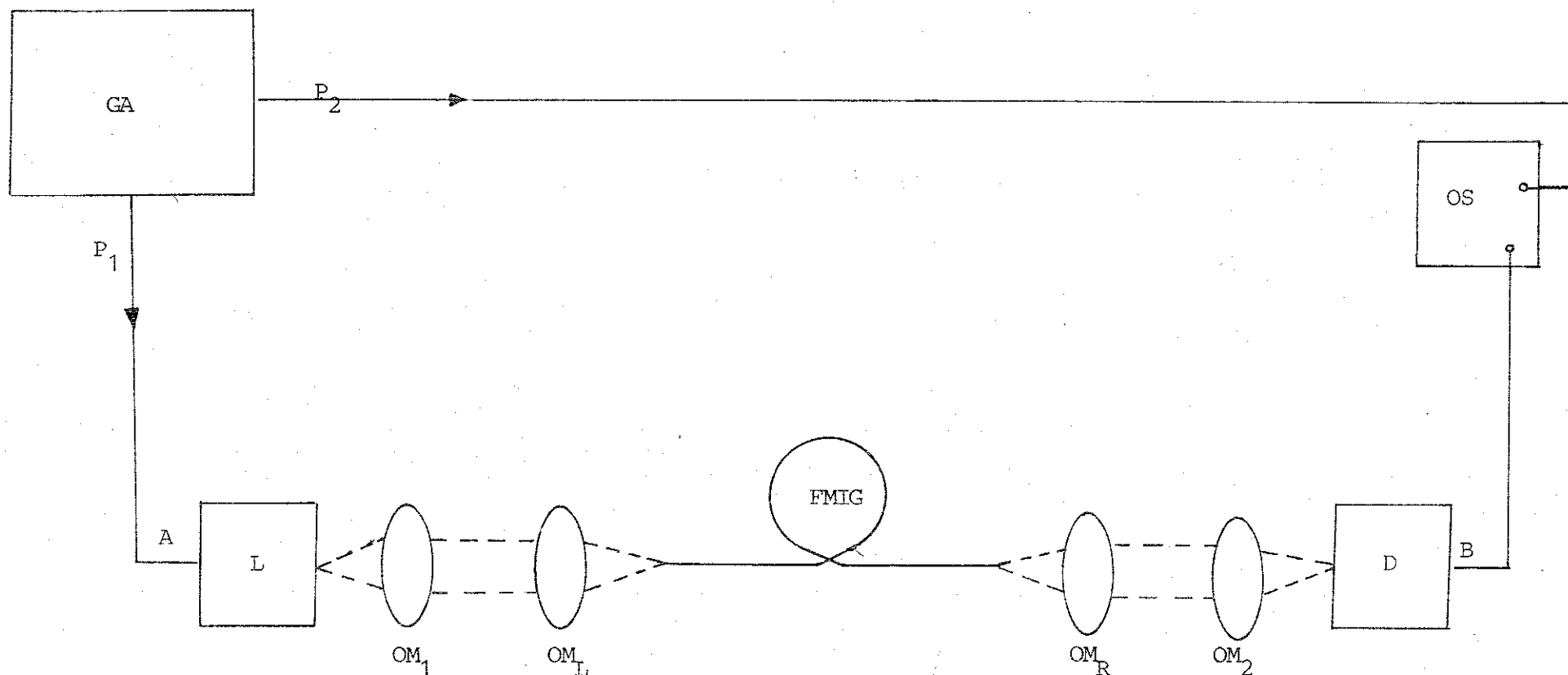


Fig. 7 - Esquema do arranjo experimental usado para a determinação do comprimento da fibra multimodo de índice graduado (FMIG). GA-gerador de atraso digital da BNC modelo 7030; L-laser de semiconductor; OM_1 , OM_L , OM_R e OM_2 - objetivas microscópicas; D-fotodiodo avalanche de silício; OS-osciloscópio "sampling"; P_1 - pulso emitido para o laser; P_2 - pulso emitido para disparar o OS; A e B - posições assim designadas.

P_1 para propagar-se pela fibra foi de 4,975 μ s. Não nos foi enviado pela BNR a concentração de Germânio no núcleo da fibra para obtermos n_1 , índice de refração no eixo da fibra, necessário para o cálculo do comprimento da fibra. Para obtermos n_1 , usamos o valor da AN da fibra e o valor de n_2 , índice de refração da sílica pura, obtida através da equação de Sellmier¹³.

$$n^2 - 1 = \frac{A_1 \lambda^2}{\lambda^2 - l_1^2} + \frac{A_2 \lambda^2}{\lambda^2 - l_2^2} + \frac{A_3 \lambda^2}{\lambda^2 - l_3^2} \quad (15)$$

onde os coeficientes, A_1 , A_2 , A_3 , l_1 , l_2 , e l_3 estão tabelados abaixo.

Coeficientes da equação (15)	sílica pura
A_1	0,6961663
A_2	0,4079426
A_3	0,8974794
l_1	0,0684043
l_2	0,1162414
l_3	9,896161

Desde que $AN = (2 \Delta)^{1/2}$ e $AN = 0,18$ para a extremidade de menor diâmetro do núcleo, lado B onde foram lançados os modos, obtém-se $\Delta = 0,0162$, onde $\Delta = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1}\right)^2$, se $n_2 = 1,4521$ índice de refração da sílica pura obtida através da equação (15) a um $\lambda = 880\text{nm}$, temos $n_1 = 1,476$.

Pela relação $L = \Delta t(c/n)$ onde c é a velocidade da luz no vácuo, e n o índice de refração do núcleo da fibra, obtivemos:

$$L = \frac{4,975 \cdot 10^{-6} \text{ s } \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{1,476} = 1011 \text{ m.}$$

Esta medida obtida ópticamente, confere com o valor do comprimento da fibra, enviado pela BNR.

3.4.4. Preparação das Faces da Fibra

Gloge e outros¹⁴, mostraram que para se obter uma zona espelhada perpendicular ao eixo da fibra, para uma fibra de 80 μ m de diâmetro e 22 μ m de espessura de casca, usando uma tensão de 125 a 175g num raio de curvatura de 5,7cm, a pressão necessária aplicada num ponto tangencial à curvatura é de 1,5 a 7,5g.

A maneira pela qual cortamos a fibra é mais simples, conforme esquema da fig. 8, a fibra era colocada sobre uma haste metálica flexível, e dada uma certa tensão dependendo do diâmetro da fibra. Feito isto, com uma lâmina metálica era iniciado um corte de aproximadamente 2 μ m na casca da fibra, e em seguida uma pequena curvatura, de tal forma que o corte propagava-se tangencialmente ao eixo da fibra, assim uma zona espelhada podia ser obtida na face da fibra, como mostra a fig. 9. Devido ao aparelho usado ser muito simples, sem recurso para medições, a curvatura e tensão mencionadas acima, era conseguida pela prática obtida depois de vários cortes para treinamento. Cada corte era examinado em um microscópio para a cientização da qualidade deste.

3.4.5. Alinhamento

Um cuidado especial foi tomado quanto à focalização da luz do laser sobre o núcleo da fibra. Com o DF₂ posicionado em 2, fig. 5, a fibra era iluminada de maneira que o núcleo podia ser visto através do arranjo situado sobre a face A do "tetravar". Tendo feito isto a luz do laser era focalizada em cima da face da fibra no diâmetro do núcleo. Este cuidado em

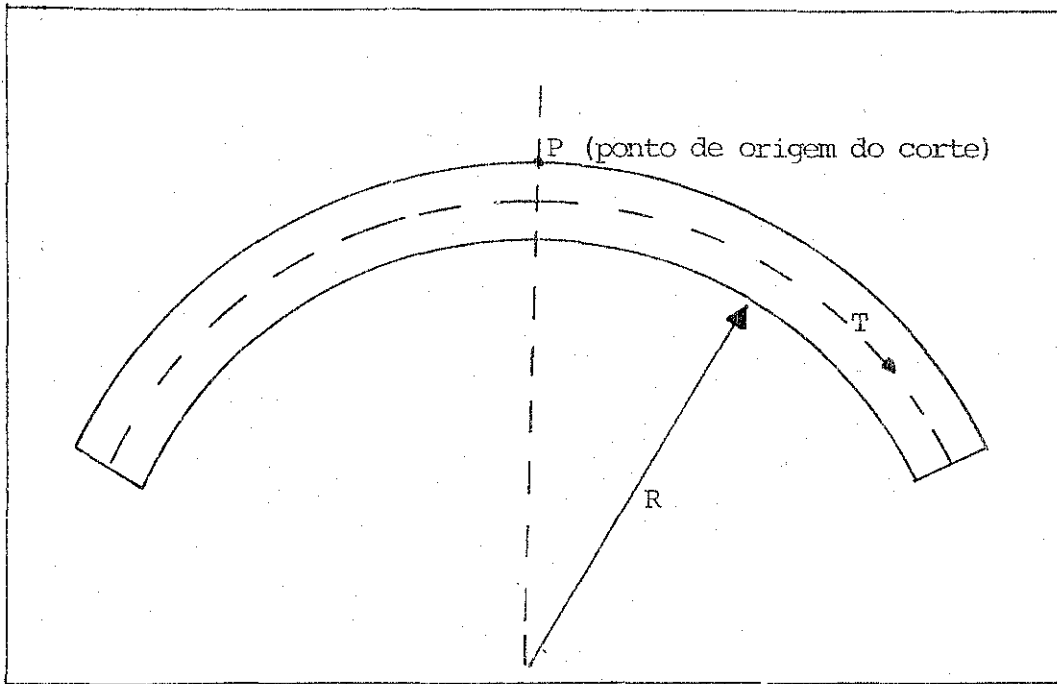
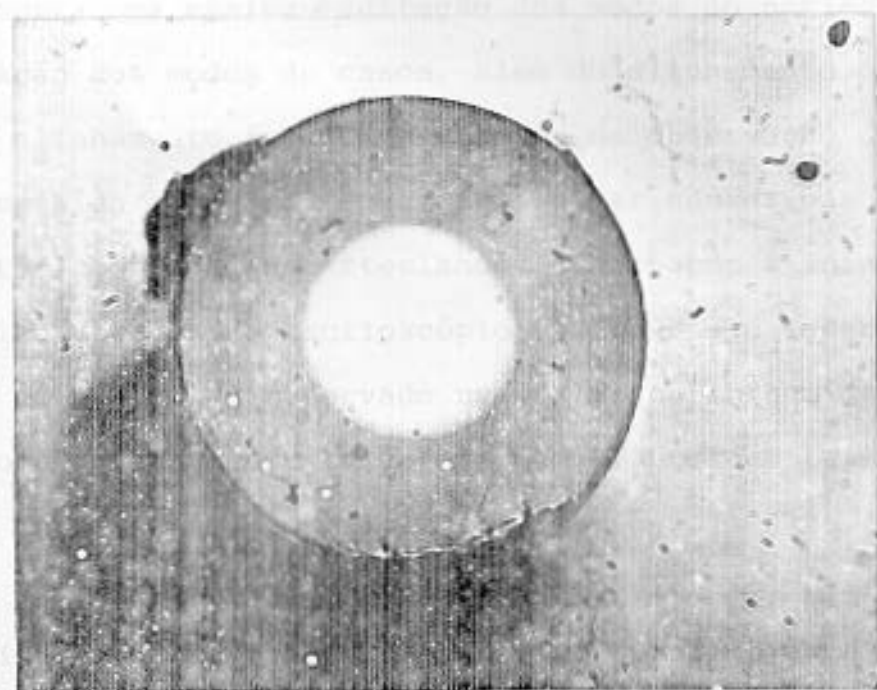
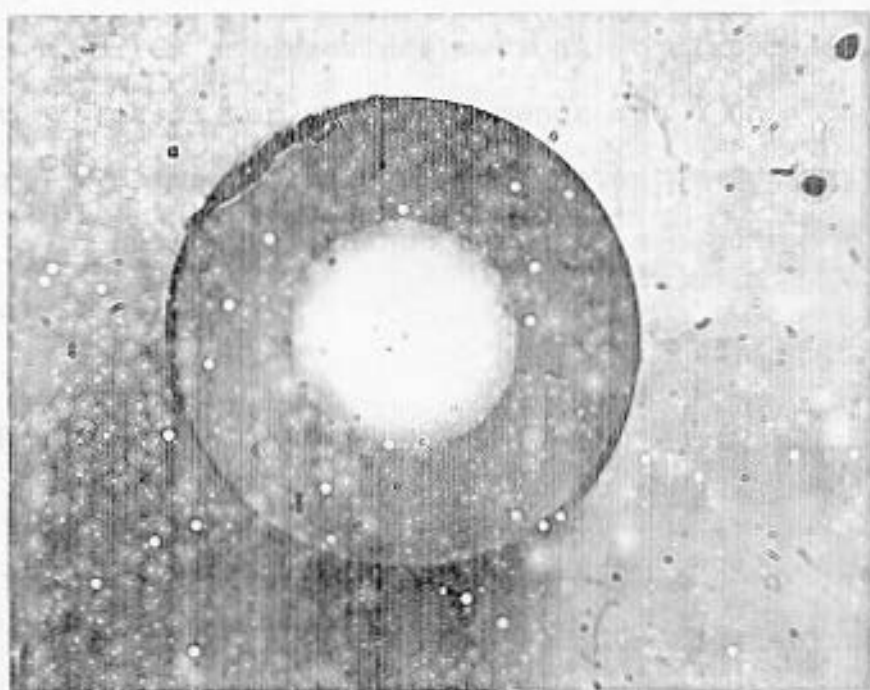


Fig. 8 - Curvatura sobre uma fibra óptica formando um raio R e sujeita a uma tensão T .



Lado B - Fig. 9



Lado A - Fig. 9

Fig. 9 - Fotografias do corte das extremidades A e B da Fibra multimodo de índice graduado. Vista frontal.

posicionar o laser sobre o diâmetro do núcleo, é tomado para que ocorra uma máxima excitação dos modos do núcleo e mínima excitação dos modos da casca. Além do alinhamento óptico, um outro alinhamento foi feito através da observação da potência de saída do pulso. Foram feitas varreduras nas direções das três coordenadas cartesianas, observando a intensidade do pulso através do osciloscópio. Ao passar o laser pelo diâmetro do núcleo, é observado um máximo na intensidade do pulso, pois ocorre a excitação dos modos de ordem baixa com maior intensidade, modos que propagam pelo núcleo.

Os modos da casca que foram excitados são extraídos imergindo uma pequena porção da fibra próximo às extremidades de entrada e saída da luz, num líquido que casa os índices de refração (LCIR), a fim de que a luz fosse refratada para este, na interface casca/líquido, evitando assim a formação de um outro guia de onda. A extração dos modos da casca é feita para não incorrer em erros nas medidas de dispersão pois, devido ao fato da casca ter um índice menor que o do núcleo, os raios viajam com maior velocidade e chegam antes dos raios que propagam pelo núcleo, alargando ainda mais o pulso de saída da fibra.

3.5. Resultados e Discussões

3.5.1. Efeito do perfil de índice de refração

Para a medida da dispersão total, utilizamos uma objetiva de $AN = 0,25$ para o lançamento dos modos e uma objetiva de $AN = 0,54$ para o recolhimento. O pulso de entrada foi obtido com aproximadamente 1m de fibra. Para que tivéssemos a proximadamente a mesma amplitude do pulso de saída, obtido com 0,976km da fibra graduada, introduzimos no sistema um fil

tro atenuador graduado para não alterar a resposta do detetor que varia com a intensidade da luz. Como esta fibra apresenta um afilamento fizemos as medidas de dispersão lançando os modos em ambas extremidades da fibra. A fig. 10 mostra os perfis dos pulsos de entrada e saída da fibra, quando lançados os modos na direção de lado de maior diâmetro do núcleo (A), para o lado de menor diâmetro do núcleo (B). A fig. 11 mostra os perfis dos pulsos de entrada e saída quando lançados os modos do lado menor para o lado maior.

As formas dos pulsos de entrada e saída para ambas medidas são aproximadamente Gaussianas de tal forma que pudemos calcular a dispersão total utilizando a equação (9) e, a contribuição da dispersão modal utilizando a equação (10). A dispersão material foi calculada usando o valor de $\sim 100\text{ps/nm.km}$, medida anteriormente³ numa fibra também de $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$, e uma largura de 2nm para o laser de semicondutor. O valor teórico da dispersão material, é de 76ps/nm.km , calculado para $\lambda=0,88\mu\text{m}$, a partir da equação de dispersão de Sellmier¹⁵, para a fibra de Sílica dopada com 3,1m% de Germânio.

$$\tau_m = - \frac{L\lambda}{cn_1} \left[\frac{A_1 \ell_1^2 (3\lambda^2 + \ell_1^2)}{(\lambda^2 - \ell_1^2)^3} + \frac{A_2 \ell_2^2 (3\lambda^2 + \ell_2^2)}{(\lambda^2 - \ell_2^2)^3} + \frac{A_3 \ell_3^2 (3\lambda^2 + \ell_3^2)}{(\lambda^2 - \ell_3^2)^3} - \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2 \right] \quad (16)$$

onde n_1 é o índice de refração da fibra, c a velocidade da luz no vácuo e L o comprimento da fibra. Os coeficientes da equação são tabelados abaixo.

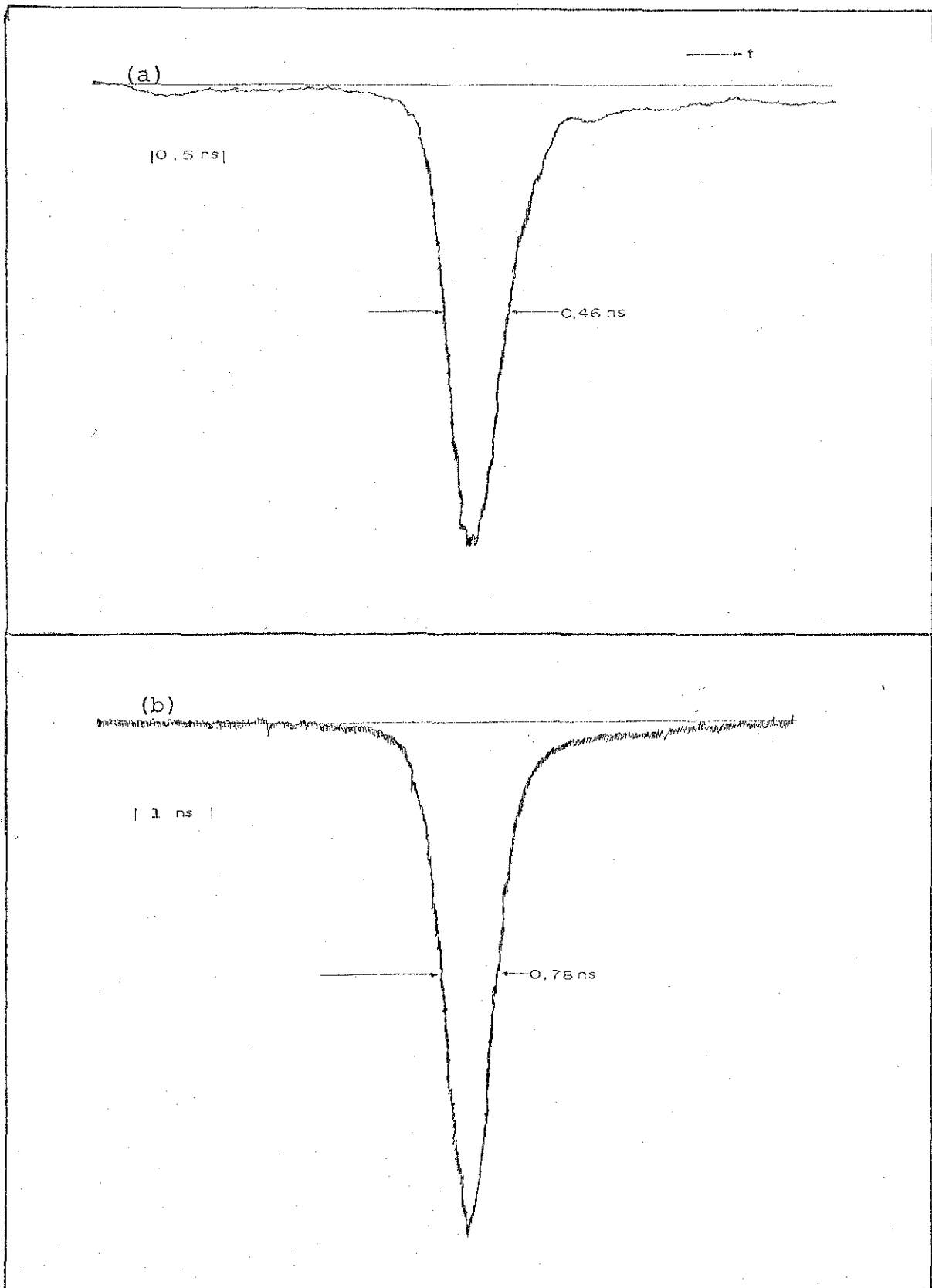


Fig. 10 - Pulsos de entrada (a) e saída (b) para 0,976 km. da FMIG quando lançados os modos na extremidade de maior diâmetro do núcleo (A), mostrando uma dispersão intermodal de 0,63ns/km para esta direção de propagação.

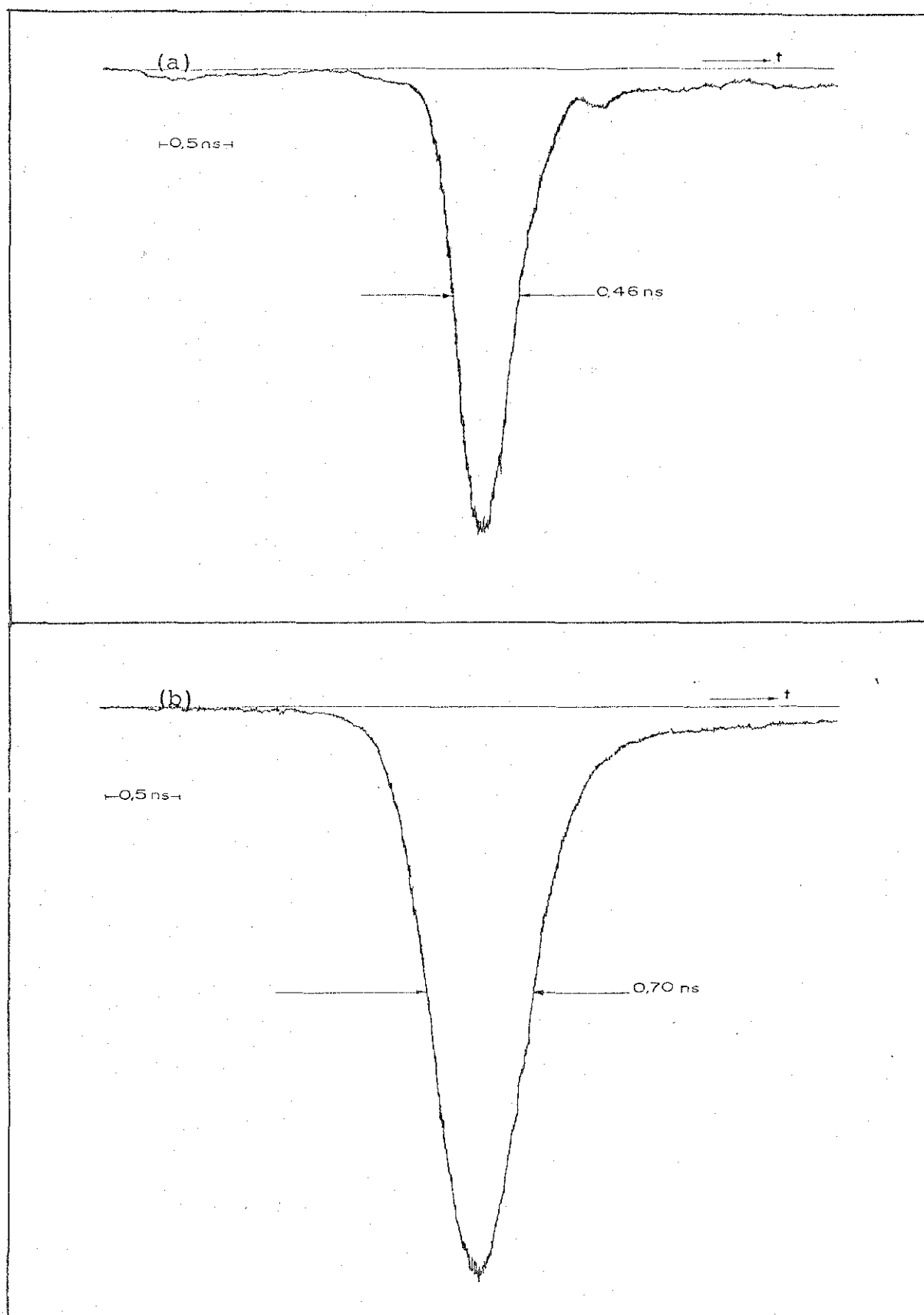


Fig. 11 - Pulsos de entrada (a) e saída (b) para 0,976km da FMIG quando lançados os modos na extremidade de menor diâmetro do núcleo (B), mostrando uma dispersão intermodal de 0,53ns/km para esta direção de propagação.

Coeficiente da equação (16)	p/ sílica dopada com 311m%GêO ₂
A ₁	0,7028554
A ₂	0,4146307
A ₃	0,8974540
l ₁	0,072772316
l ₂	0,114308530
l ₃	9,896160872

Usamos para o cálculo de τ_m , um valor de 3,1m% de germânio, devido ao fato de que para n_1 obtido através dos cálculos feitos na secção 3.4.3. deste capítulo, os coeficientes da equação de Sellmier que levariam ao n_1 obtido, seriam os coeficientes relacionados a 3,1m% de Germânio. A tabela 1 mostra os dados obtidos por nós para as medidas de dispersão, tal como as medidas obtidas em Ottawa, para 2km de fibra.

Podemos observar através dos dados da tabela, que o pulso de entrada é alargado pela fibra. Este alargamento ocorre porque o perfil de índice de refração da fibra não é ótimo, pois não equaliza o tempo de propagação dos vários modos como discutido no capítulo 2.3. Dados quantitativos a respeito da posição radial onde o perfil de índice varia de seu valor ótimo, são obtidos através das medidas de atraso diferencial de modos, que serão discutidos no capítulo 5 deste trabalho.

Dos resultados obtidos pela BNR e por nós para diferentes comprimentos de fibras notamos que o valor normalizado de $\tau_{m_0} = 0,615$ ns/km obtidos pela BNR, correspondem quase que exatamente aos nossos valores obtidos no sentido de

Tabela 1 - Medidas de Dispersão da fibra multimodo de índice graduado, fabricado pela BNR, Ottawa, Canadá.

	Resultados obtidos em Ottawa, Canadá	Resultados obtidos por nós, lançando os modos de A → B	Resultados obtidos por nós, lançando os modos de B → A
Comprimento da fibra	2 km	0,976 km	0,976 km
Comprimento de onda (λ)	904 nm	880 nm	880 nm
Largura do pulso de entrada (τ_1)*	0,40 ns	0,46 ns	0,46 ns
Largura do pulso de saída (τ_2)*	1,35 ns	0,78 ns	0,70 ns
Dispersão total ($\Delta\tau$)	1,29 ns	0,63 ns	0,53 ns
Dispersão material estimada (τ_m)	0,40 ns	0,20 ns	0,20 ns
Dispersão intermodal (τ_{m_0})	1,23 ns	0,60 ns	0,49 ns
Dispersão intermodal normalizada (τ_{m_0})	0,615 ns	0,62 ns	0,50 ns

* τ_1 e τ_2 são tomados à meia altura da intensidade máxima.

lançamento de A para B, assumindo uma dependência linear de τ_{m_0} com o comprimento.

Concluimos assim que: i) A pequena diferença nos comprimentos de onda dos lasers tem efeito desprezível sobre τ_m ; ii) A convolução inversa Gaussiana é válida pois τ_1 e τ_2 são muito diferentes em tal medida; iii) É mais importante, a dependência linear de τ_{m_0} implica que muito pouca conversão de modos toma lugar na fibra. Esta conversão de modos pode ser causada por diversos fatores: 1) variação do índice de refração na direção radial, ao longo da fibra devido ao processo de fabricação da preforma; 2) a fibra em estudo tem um segundo revestimento que pode causar perdas por microcurvaturas e conversão de modos; 3) a fibra não está esticada nos seus 1000m, ela é enrolada num tambor com 33cm de diâmetro; 4) a fibra possui diferentes diâmetros nos seus finais. Este último fator de conversão de modos será discutido no próximo capítulo.

O valor teórico de τ_{m_0} para uma fibra multimodo de índice graduado é dada pela equação (8), $\tau_{m_0} = T\Delta^2/8$. Para a fibra em estudo o valor de τ_{m_0} teórico, quando todos os modos são lançados de A para B, é de 0,062ns/km, valor obtido usando a AN para o lado A da fibra, AN = 0,16 e conseqüentemente $\Delta = 0,01$. Comparando a dispersão modal teórica com o valor obtido experimentalmente, verificamos que a fibra tem uma dispersão intermodal de uma ordem de grandeza maior que o valor teórico. Assim, se a dispersão intermodal cresceu de uma ordem de grandeza do valor teórico, significa que o perfil de índice de refração não é ótimo, e que α desvia de $\alpha_{\text{ót}}$ de um valor $\alpha = \alpha_{\text{ót}} (1 \pm \Delta)$. Como visto no capítulo 2.

3.5.2. Efeito do misturador de modos

A dispersão modal pode ser reduzida introduzindo no sistema um misturador de modos. A mistura dos modos, ou também chamada acoplamento de modos, provoca uma transferência de potência⁴ de um modo para outro. Um modo rápido, modo de ordem baixa, é forçado a transferir energia para um modo lento, modo de ordem alta, ou vice versa, de tal forma que os modos tendem a propagar-se a uma velocidade média.

Fizemos um estudo do efeito da mistura dos modos, introduzindo-se no sistema um misturador de modos cuja forma proporciona curvaturas na fibra. Este misturador foi posicionado a aproximadamente 30 cm. da extremidade de entrada da fibra. Ao misturador fomos aplicando uma força peso, conforme mostrado na fig. 12, fazendo com que a fibra sofresse maiores curvaturas. Estas curvaturas fazem com que os raios que viajam pela fibra mude seu ângulo de propagação com relação ao eixo da fibra, passando de raios de menores ângulos para raios de maiores ângulos, e raios de maiores ângulos para de menores ângulos.

Os dados obtidos estão mostrados na tabela 2. As medidas foram feitas lançando os modos do lado de menor diâmetro de núcleo para o lado de maior diâmetro do núcleo da fibra $B \rightarrow A$. Para o lançamento foi usada uma objetiva X3.5 de abertura numérica 0,07 bem menor que a abertura numérica da fibra 0,18, a fim de que somente poucos modos fossem lançados. Para o recolhimento de todos os modos utilizamos uma objetiva X20 de AN 0,54. Lançamos poucos modos da fibra para que fosse feito um estudo do acoplamento de modos causado pelo misturador em si. Se em vez de poucos modos tivéssemos lançado todos os modos os efeitos observados seriam devido também ao acoplamento de modos produzidos pelos fatores discutidos na secção 3.5.1..

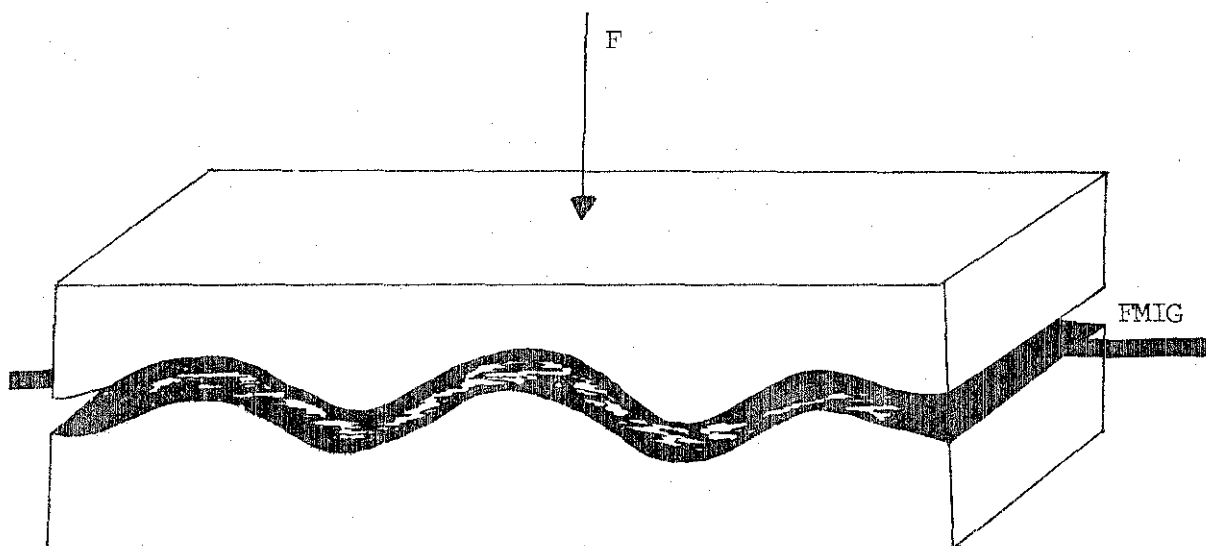


Fig. 12 -- Esquema do misturador de modos. FMIG--fibra multimodo de índice graduado; F - Força peso aplicada.

Tabela 2 - Medidas de dispersão da FMIG, obtidas introduzindo no sistema um misturador de modos logo após o lançamento destes, na direção de propagação de B → A.

massa (g)	Dispersão total ($\Delta\tau$) (ns)	Dispersão Intermodal ($\tau_{m\ominus}$) (ns)	Amplitude do pulso (mv)
-	0,71	0,68	42
23	0,71	0,68	40
60	0,71	0,68	40
120	0,66	0,63	40
180	0,66	0,63	36
240	0,66	0,63	34
300	0,66	0,63	34
360	0,64	0,61	32

Podemos observar a partir dos dados da tabela 2 uma maior redução na dispersão total e modal quando aumentada a tensão sobre a fibra, pois produz uma maior mistura dos modos, que equaliza o tempo de propagação destes. O motivo da queda na amplitude do pulso se dá devido à perda dos modos altos irradiados pela casca, pois ocorre a transferência de energia de modos altos para modos mais altos.

3.5.3. Efeito do lançamento e colecionamento de modos

Fizemos um estudo experimental da influência das objetivas de lançamento e recolhimento dos modos, quanto às suas aberturas numéricas e diâmetro internos sobre as medidas de dispersão total e amplitude do sinal de saída da fibra. Este estudo foi feito variando as objetivas de lançamento, OM_L , e as objetivas de recolhimento, OM_R , posicionadas conforme esquema da fig. 5. Os dados obtidos são mostrados na tabela 4. A tabela 3 mostra três das características das objetivas usadas para este estudo.

Para o estudo do efeito do lançamento de modos variando as objetivas de lançamento, usamos uma objetiva X20 para o recolhimento dos modos. Os resultados obtidos são mostrados no quadro A da tabela 4. Quando usamos uma OM_L , X20, de $AN = 0,54$, todos os modos da fibra são lançados, mas ocorre uma perda de potência no acoplamento OM_L /fibra, conforme mostra o esquema (a) da fig. 13. O diâmetro da distribuição da luz emergente da objetiva é de 10,2mm. Devido à $AN = 0,16$ da FMIG e, à distância focal de 8mm da OM_L , o diâmetro de distribuição de luz aceita pela FMIG será de 3,0mm, assim, apenas 30% da luz que emerge da OM_L X20 é aceita pela FMIG. Ao se usar uma OM_L X10, de $AN = 0,25$, o acoplamento laser/fibra é mais eficiente, conforme mostra o esquema (b) da fig. 13, pois esta OM_L apresenta um diâmetro de distribuição de luz de 8mm

Tabela 3 - Características das objetivas microscópicas usadas para o estudo do efeito do lançamento e colecionamento dos modos sobre as medidas de dispersão da FMIG.

Objetiva	Diâmetro Interno (mm)	Abertura Numérica	Comprimento focal (mm)
X3,5	5,6	0,07	40
X5	7,7	0,12	32
X10	8,3	0,25	16
X20	10,2	0,54	8

Tabela 4 - Medidas de dispersão da fibra multimodo de índice graduado, variando as objetivas de lançamento e recolhimento dos modos.

A

OM_L	OM_R	$\Delta\tau$ (ns)	Amplitude (mv)
X20	X20	0,88	32
X10	X20	0,88	120
X5	X20	0,80	64
X3,5	X20	0,80	34

B

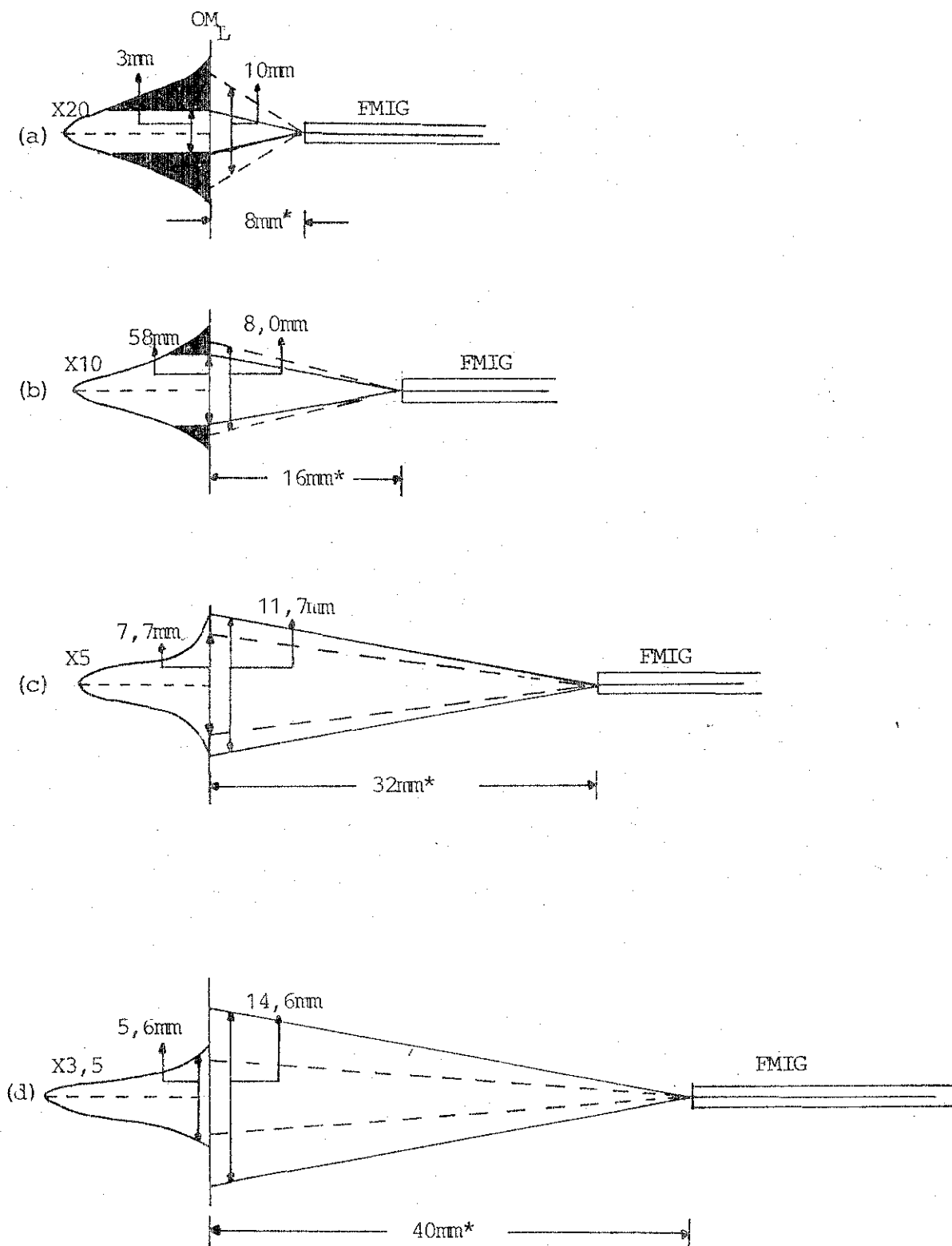
OM_L	OM_R	$\Delta\tau$ (ns)	Amplitude (mv)
X10	X20	0,90	96
X10	X10	0,90	116
X10	X5	0,90	116
X10	X3,5	0,86	52

C

OM_L	OM_R	$\Delta\tau$ (ns)	Amplitude (mv)
X20	X20	0,90	42
X20	X10	0,88	50
X20	X5	0,86	50
X20	X3,5	0,85	27

e a FMIG aceita 5,8mm desta distribuição, quando posicionada à 16mm ou seja, no ponto focal da OM_L . Desta forma a fibra aceita 72,5% da luz emergente da objetiva. Devido à este facto a amplitude do sinal neste caso é maior 120mV, que para o anterior 32mV. Em ambos os casos todos os modos da fibra foram lançados e por isso a dispersão total medida foi a mesma. Ao se lançar os modos com as objetivas X5 e X3,5 obtemos a mesma dispersão total e menor que a obtida quando lançados os modos com X10 e X20, pois poucos modos são lançados com as objetivas X5 e X3,5 devido as suas aberturas numéricas serem menores que a da fibra, esquema c e d da fig. 13. O facto da dispersão total ter sido a mesma para as duas objetivas pode ser explicado levando-se em conta o pequeno acoplamento de modos que existe na fibra. Podemos observar que apesar de toda luz ter sido acoplada pela FMIG a amplitude do sinal quando usadas as OM_L X5 e X3,5 é menor que para os casos anteriores onde ocorria a perda de luz no acoplamento. Este facto deve-se a objetiva microscópica OM_1 X10, que recebe a luz do laser, ter um diâmetro interno maior que os das objetivas X5 e X3,5, conforme esquematizado na fig.14. Chega a OM_L uma distribuição de luz com diâmetro de 8,3mm, diâmetro interno de OM_1 , e como a objetiva X5 tem abertura interna de 7,7mm e a objetiva X3,5 de abertura interna de 5,6mm, nem toda luz vindo de OM_1 é dirigida para a fibra, diminuindo a potência de saída do pulso.

Para o estudo do efeito do recolhimento dos modos, usamos uma vez uma objetiva X10 para o lançamento dos modos e outra vez uma objetiva X20. Os dados obtidos lançando todos os modos com o objetiva X10, são mostrados no quadro B da tabela 4. Observamos que a dispersão total medida só difere para a objetiva X3,5 tal como a amplitude do sinal, que é acen-



* Distância focal das objetivas

Fig. 13 - Acoplamento OM_L /FMIG. Esquema da distribuição da luz emergente da objetiva (linha tracejada) e aceita pela fibra (linha contínua).

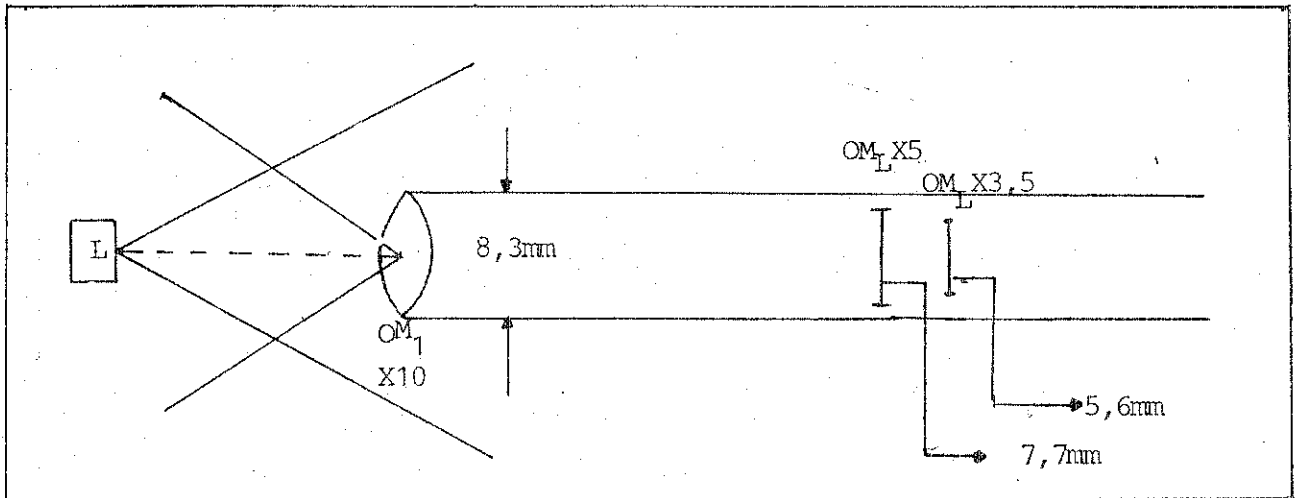


Fig. 14 - Esquema da distribuição da luz quanto aos diâmetros internos das objetivas microscópicas OM_1 e OM_L X5 e X3,5. OM_1 - objetiva microscópica que recebe a luz do laser, OM_L - objetiva microscópica que recebe a luz de OM_1 e lança sobre a face da FMIG.

tuada a caída para esta objetiva. As objetivas OM_R X10 e X20 recolhe toda a luz que sai da FMIG, esquema (a) e (b) da fig. 15. Como o diâmetro interno da luz que sai de OM_R , X10 e X20 é 3mm e 6mm respectivamente, para uma $AN = 0,18$ para este lado da FMIG, toda a luz recebida por OM_R é lançada sobre o detetor pois o diâmetro interno de OM_2 é de 7,7mm. Obtivemos assim, a mesma dispersão total.

A amplitude do sinal é menor para OM_R X20 pois absorve mais luz que a OM_R X10. Este estudo sobre a absorção das objetivas foi feito experimentalmente por Marlete¹⁶, em seu trabalho de tese de mestrado.

Usando OM_R X5, de $AN = 0,12$, os valores não diferenciam dos anteriores, pelo fato de que apesar da distribuição angular da luz da fibra ser maior que a AN da objetiva, esquema (c) da fig. 15, apenas os modos fracos, modos mais altos, foram filtrados, desta forma nenhuma diferença foi observada. Também OM_R X5 toda luz recebida foi acoplada ao detetor, pois possui a mesma abertura da objetiva OM_2 . Quando usamos a OM_R de $AN = 0,07$ somente poucos modos, os modos de ordem baixa, conforme mostra o esquema (d) da fig. 15, são aceitos, filtrando os modos altos, por isso a dispersão medida neste caso é menor e a amplitude do sinal de saída da fibra também.

O quadro C da tabela 3, mostra os dados obtidos lançando todos os modos com uma OM_L X20 e variando as OM_R . Como já dissemos e podemos observar comparando as amplitudes dos pulsos dos quadros B e C da tabela 3, ao se usar uma OM_L X20 para o lançamento dos modos a intensidade do pulso de saída é menor do que ao se usar um OM_L X10, devido ao acoplamento OM_L /FMIG. Podemos observar no quadro C da tabela 4 que lançando os modos com X20, as medidas de dispersão total são

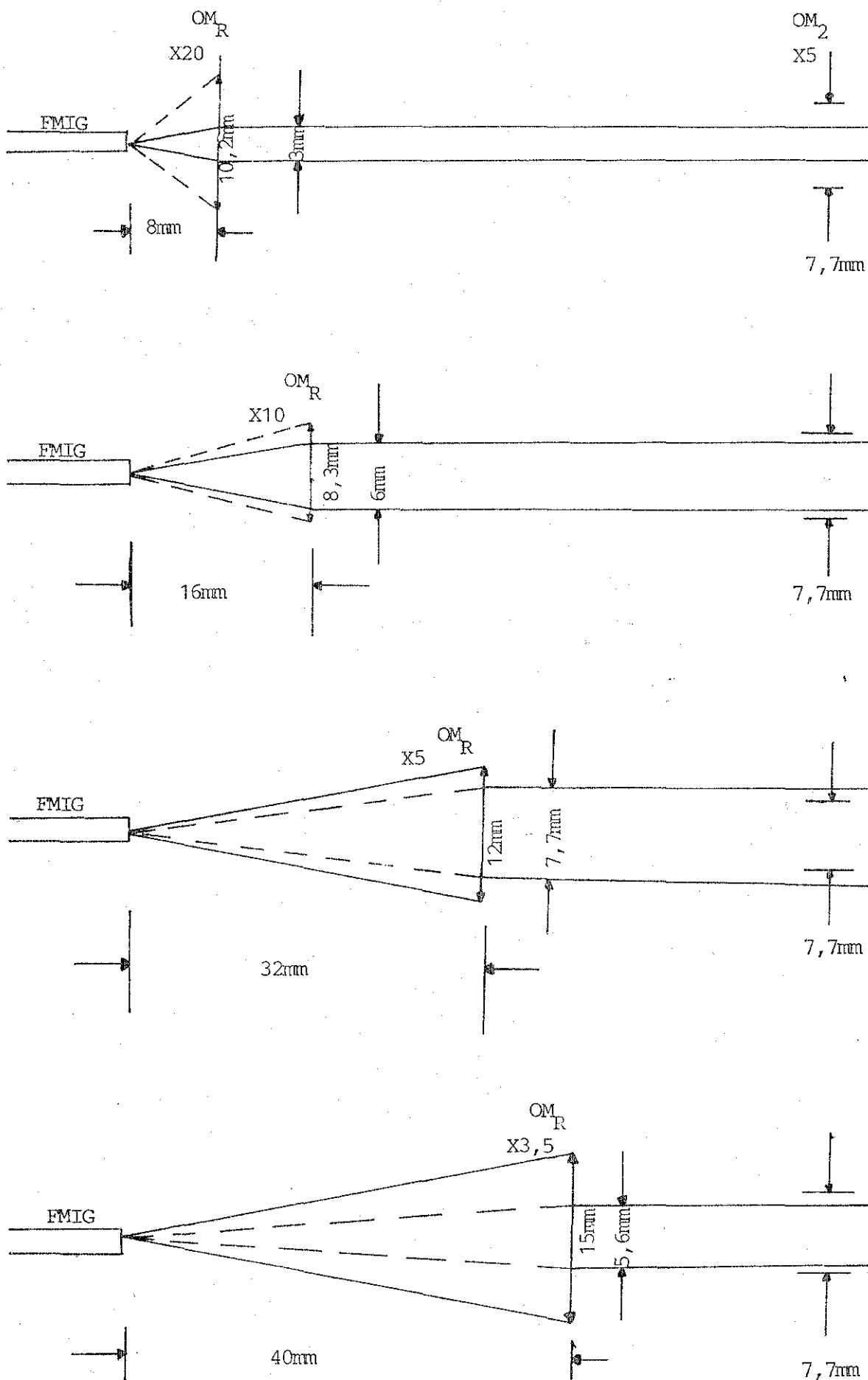


Fig. 15 - Acoplamento FMIG/OM_R. Esquema da distribuição da luz emergente da fibra (linha contínua) e aceita pela objetiva (linha tracejada).

menores, para as $0M_R$ X5 e X3,5 do que lançado todos os modos com X10, quadro B da tabela 4. O fato da dispersão total medida ser menor quando usada uma $0M_L$ X20 e uma $0M_R$ X5 ou X3,5 se dá devido aos modos baixos serem lançados com maior intensidade, conforme mostra o esquema (a) da fig. 13.

4. MEDIDAS DA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DA LUZ DO CAMPO AFASTADO DA FIBRA

4.1. Introdução

As medidas do ângulo de irradiação do campo afastado da energia emergindo de uma fibra é importante para o estudo do acoplamento de modos. O ângulo de irradiação do campo afastado depende do tipo de fibra e da distribuição de potência entre os vários modos⁴.

Para uma fibra multimodo de índice graduado perfeita, a distribuição da intensidade que sai da fibra não difere da distribuição da intensidade que entra, devido ao fato de não ocorrer o acoplamento de modos durante a propagação através da fibra.

Se os modos de duas fibras distintas forem excitados com um mesmo feixe de luz de pequena largura; comparada ao ângulo de aceitação da fibra, o fato de na saída das fibras apresentarem o mesmo ângulo de irradiação do campo afastado, não significa que ocorre a mesma dispersão ao longo das fibras, pois pequenas diferenças de variação do ângulo de irradiação do campo afastado não podem ser observados através desse método de comparação.

O estudo experimental da distribuição angular da luz do campo afastado da fibra realizado por nós, foi feito de três maneiras: i) lançando poucos modos com uma fibra monomodo, ii) lançando todos os modos e iii) introduzindo um misturador de modos logo após o lançamento destes. Todas estas medidas foram realizadas lançando os modos nas duas direções de propagação, pois tínhamos como objetivo analisar o efeito do afilamento da fibra sobre a distribuição angular do campo afastado desta. A análise da distribuição angular

do campo afastado da fibra é importante também para a análise dos resultados das medidas de atraso diferencial dos modos que serão discutidas no próximo capítulo.

4.2. Sistema Experimental para medidas

O esquema do arranjo experimental é mostrado na fig. 16. O laser L, é um laser de semicondutor operando continuamente, fabricado pelo "Laser Diode Labs" dos EUA. O laser é alimentado por uma fonte de corrente F. O laser foi montado em um suporte com três graus de liberdade, dois angulares e um raial, e diretamente acoplado à extremidade (1) da entrada da FMIG, fixada em um microposicionador XYZ de $2\mu\text{m}$ de resolução. O medidor de potência M, utilizado é um "Opto Meter" tipo 40X, fabricado pela "United Detector Technology Inc". O sensor usado com este aparelho é o fotodiodo PIN de silício de 1 cm de diâmetro. A extremidade (2) da FMIG foi mantida a 20mm da face do sensor S, e fixada em um suporte giratório graduado com uma precisão de 0,5 graus. Sobre a face do sensor foi colocado um anteparo com uma fenda de 1mm, a fim de selecionar porções da distribuição angular da luz. Para algumas medidas utilizamos duas fibras, esq. B da fig. 16, a fibra multimodo de índice graduado em estudo e uma fibra monomodo. Para o acoplamento dessas duas fibras foi usado um microposicionador (MP), de $0,4\mu\text{m}$ de resolução. Para a obtenção de uma curva simétrica do gráfico intensidade versus ângulo, a extremidade (2) da FMIG é posicionada no centro do girador graduado e perpendicular a fenda sobre o sensor.

4.3. Precauções tomadas nas medidas

4.3.1. Corrente de operação do laser

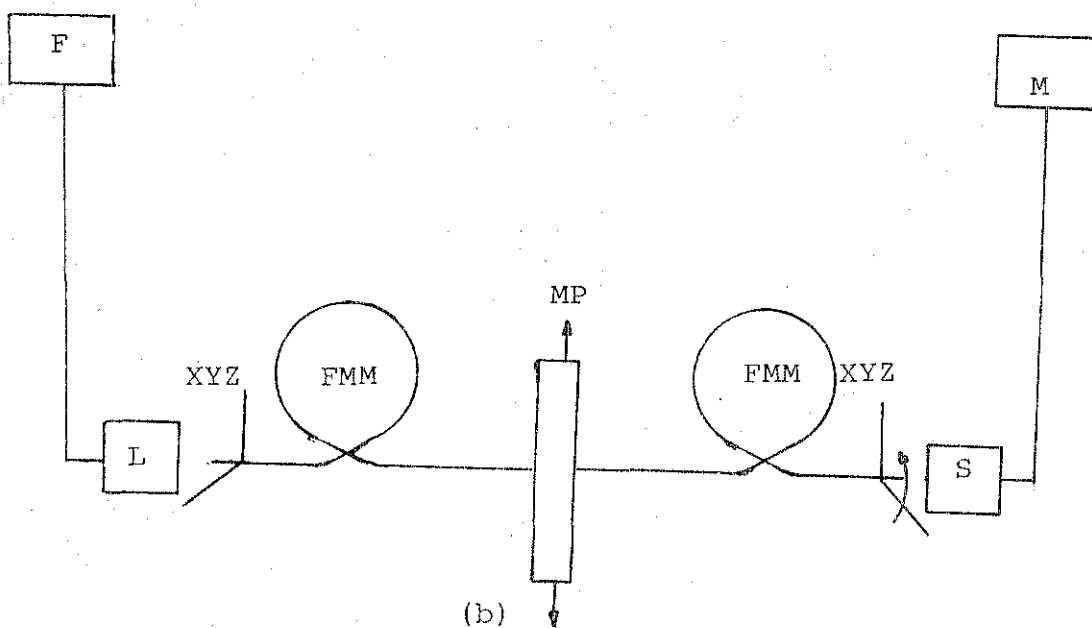
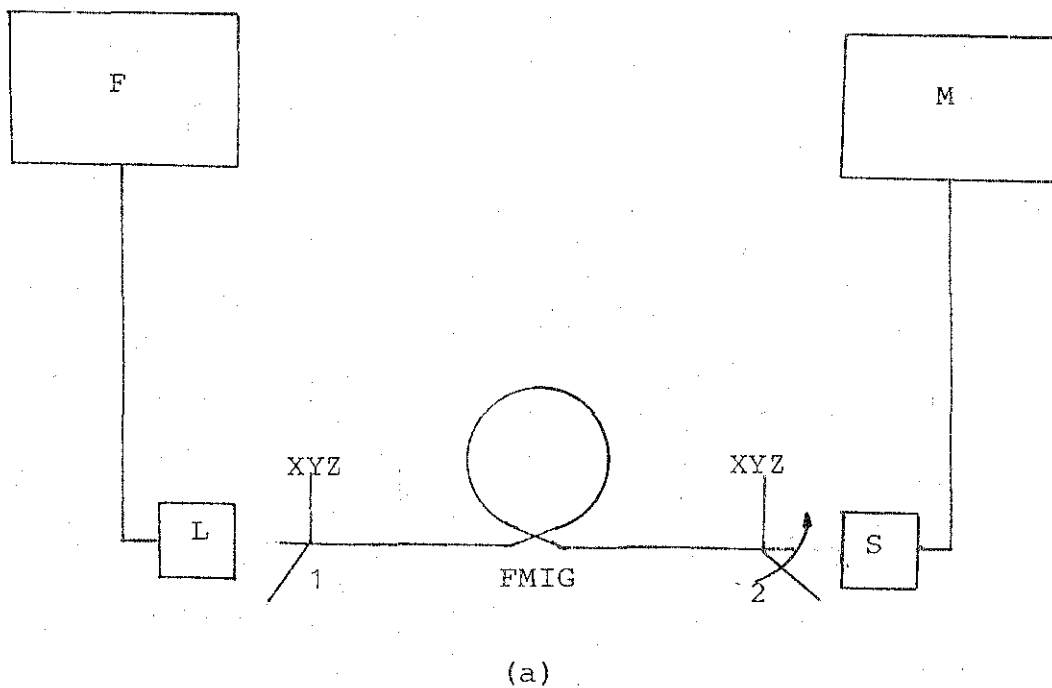


Fig. 16 - Esquema do arranjo experimental usado para medidas da distribuição angular do campo afastado da luz da FMIG: (a) quando todos os modos são lançados e, (b) quando poucos modos são lançados utilizando uma FMM. F-Fonte de corrente; L-laser semicondutor de operação contínua; OM-Objetivas microscópicas; MP-microposicionador; S-sensor de silício; M-medidor de potência; FMM-fibra no modo; FMIG-fibra multimodo de índice graduado.

A corrente de operação do laser é observada através de um multímetro em série com o laser e a fonte de corrente. Para este laser, usamos uma corrente de 82mA, 20% maior que a limiar. Este cuidado tomado é necessário para evitar a degradação do laser que pode ocorrer. É necessário observar e controlar a corrente de operação do laser pois se a corrente ultrapassar a máxima de operação uma alta densidade de potência incide no espelho degradando o laser¹⁷.

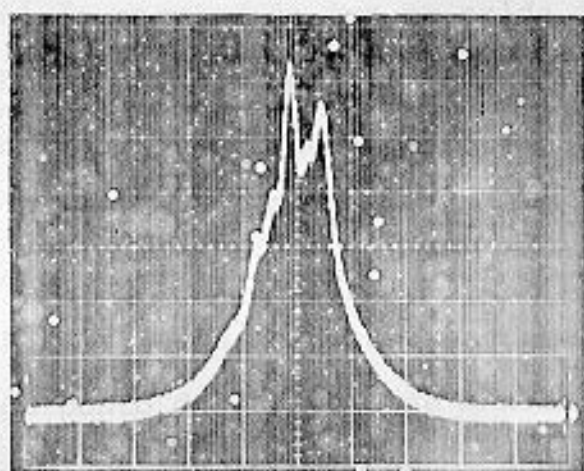
4.3.2. Efeito do líquido que casa índice de refração (LCIR)

Como já dissemos no capítulo anterior, é importante que se tenha apenas modos propagando pelo núcleo da fibra, em todas as medidas. Para as medidas da distribuição angular da luz os modos da casca devem também ser extraídos, para não incorrer em erros nas medidas. O efeito do LCIR foi verificado através de um SPA "Scanning Photodiode Array", posicionado a altura do eixo da fibra e perpendicular a esta, verificando a distribuição espacial do campo afastado. A fig. 17 mostra a distribuição espacial da intensidade dos modos de uma fibra monomodo de aproximadamente 2m; a) sem LCIR; b) com LCIR. Esta mesma experiência foi feita com uma fibra multimodo de índice graduado e nenhum efeito foi observado, devido aos modos que propagam pela casca serem irradiados ao ambiente devido as curvaturas sofridas pela fibra ao longo de seu comprimento.

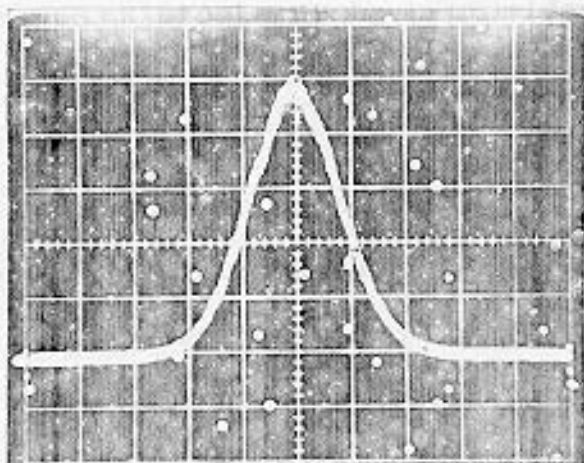
4.4. Resultados e discussões

4.4.1. Efeito do afilamento da fibra

Um afilamento em uma fibra multimodo de índice graduado (FMIG) aumenta a sua abertura numérica para este lado,



(a)



(b)

Fig. 17 - Efeito do Líquido que Casa Índices de Refração (LCIR) sobre os modos da casca da fibra monomodo, (a) sem LCIR e (b) com LCIR.

pois possibilita o lançamento de raios com ângulos mais divergentes¹¹. A fibra em estudo possui um afilamento em uma de suas extremidades e o efeito deste afilamento sobre a propagação dos modos foi estudado por nós também pela análise da distribuição angular da luz na saída da FMIG. As curvas da distribuição angular da luz para a saída da fibra, quando todos os modos são lançados, são mostradas na fig. 18. A curva I é obtida quando todos os modos são lançados do lado "A", e a curva II, quando todos os modos são lançados do lado "B". Os dados mostrados na tabela 5 são tomados a $1/e$ e $1/e^2$ do ponto de intensidade máxima. A linha 1 mostra os dados obtidos lançando todos os modos na entrada de menor diâmetro do núcleo, lado "B", na linha 2 temos os dados obtidos a partir da curva I, quando todos os modos são lançados em "A". Observamos a partir dos dados da tabela 5 e das curvas da fig. 18, que as medidas angulares são menores para o lançamento dos modos em "B". Este fato se dá, devido ao afilamento existente nesta extremidade da fibra, que faz com que os modos mudem de direção de propagação para ângulos menores.

Para a excitação de poucos modos da FMIG usamos uma fibra monomodo. A distribuição angular da luz do campo afastado da saída da fibra monomodo obtida, é mostrada na fig. 19 - curva I. A linha 3 da tabela 5 mostra os dados obtidos a partir desta curva para os pontos $1/e$ e $1/e^2$ da intensidade máxima.

A fibra monomodo possui um diâmetro de núcleo de $8\mu\text{m}$, e apresenta um comprimento de onda de corte de $1,3\mu\text{m}$. Trabalhamos com $\lambda=0,88\mu\text{m}$, abaixo do comprimento de onda de corte. Um cuidado foi tomado ao se trabalhar com a FMM: o laser foi alinhado à fibra monomodo de forma a excitar apenas o modo fundamental, cuja forma é Gaussiana, e não os

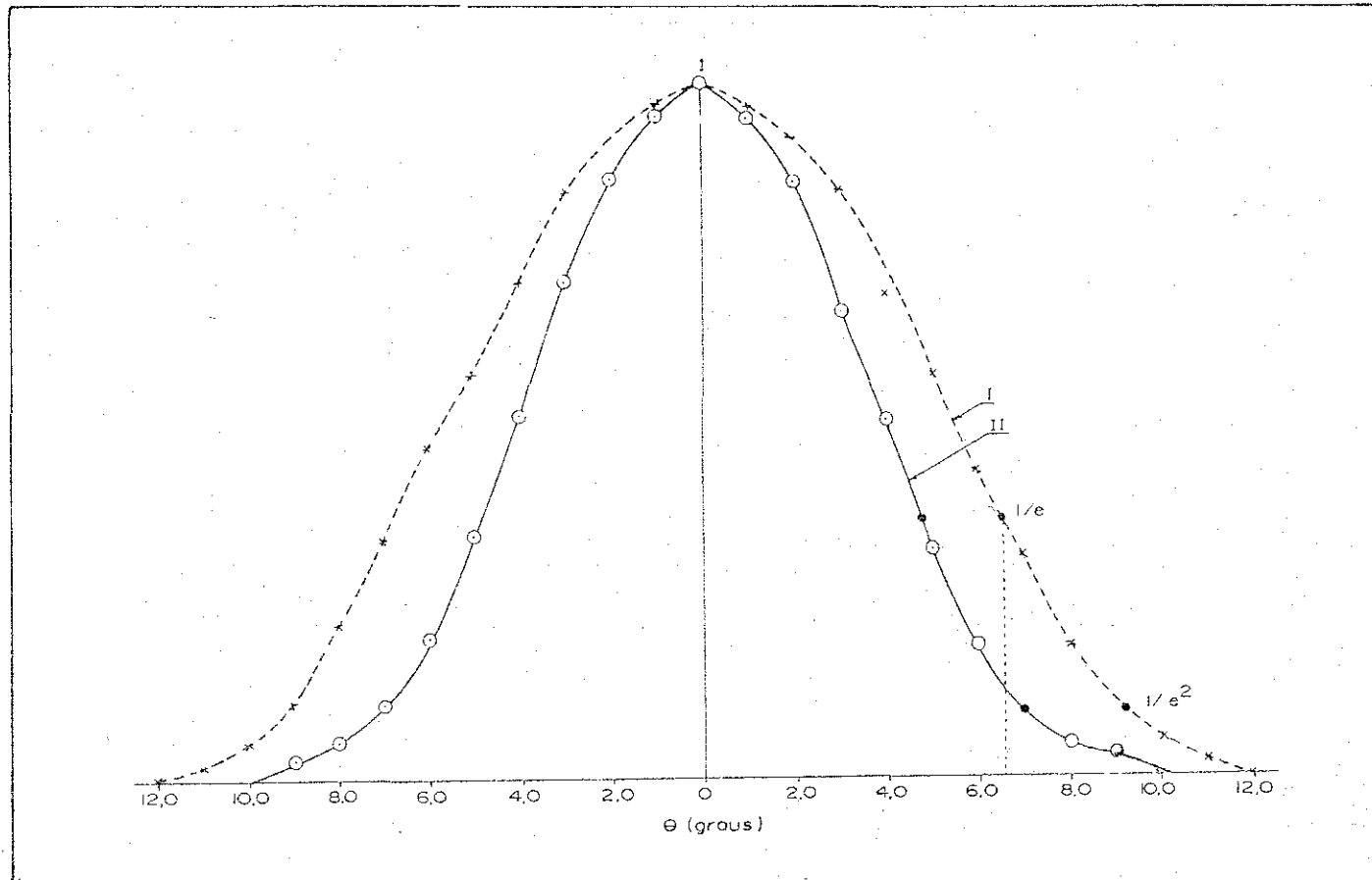


Fig. 18 - Distribuição angular do campo afastado da FMIG quando lançados os modos na direção: (I) de (A) para (B), e (II) de (B) para (A). A - extremidade de maior diâmetro do núcleo, B - extremidade de menor diâmetro do núcleo.

Tabela 5 - Ângulos de irradiação do campo afastado das fibras tomados à $1/e$ e $1/e^2$ da intensidade máxima.

	$1/e$ (graus)	$1/e^2$ (graus)
Lançando todos os modos de B → A	4,8	6,5
Lançando todos os modos de A → B	6,6	8,7
~1 m. de FMM	4,3	6,3
Lançando poucos modos de B → A com a FMM	4,2	5,9
Lançando poucos modos de A → B com a FMM	4,7	6,9
Lançando todos os modos de B → A com o misturador de modos	4,4	5,8
Lançando todos os modos de A → B com o misturador de modos	6,1	7,9

outros grupos de modos. A observação do modo fundamental era feita através de um "SPA" posicionado no final da fibra.

A fibra monomodo foi acoplada à FMIG de duas maneiras: i) uma vez à extremidade B da FMIG, cujos dados obtidos a partir da curva da distribuição angular da luz, curva II da fig. 19, são mostrados na quarta linha da tabela 5; ii) outra vez à extremidade A da FMIG, os dados obtidos da curva III da fig. 19 são mostrados na quinta linha da tabela 5. Se a FMIG fosse perfeita, a curva obtida da distribuição angular da luz na saída da FMM, curva I fig. 19, deveria coincidir com as outras duas curvas, pois os modos propagariam na mesma região de lançamento. Os efeitos observados mostram a variação do ângulo de propagação, dependente da direção de lançamento dos modos na FMIG. Entre as curvas I e II podemos observar duas regiões distintas: na região de $\theta < 3,5$ a curva II é mais larga que a curva I e a partir deste ponto ela se estreita. Como dissemos, quando os modos são lançados na extremidade afilada da fibra, estes mudam de ângulo de propagação para ângulos menores. Se não houvesse o afilamento ou outros fatores, já discutidos, que influenciam para a mistura dos modos provocariam um alargamento constante da curva II. A curva III apresenta uma distribuição angular maior e crescente para ângulos mais altos, pois os modos lançados em A, mudam o ângulo de propagação para ângulos maiores.

4.4.2. Efeito do misturador de modos

Para o estudo do efeito do misturador de modos sobre FMIG em estudo, pela análise da distribuição angular do campo afastado da energia emergindo do final da fibra, introduzimos na entrada da fibra um misturador de modos. O misturador foi colocado logo após o lançamento dos modos para pos

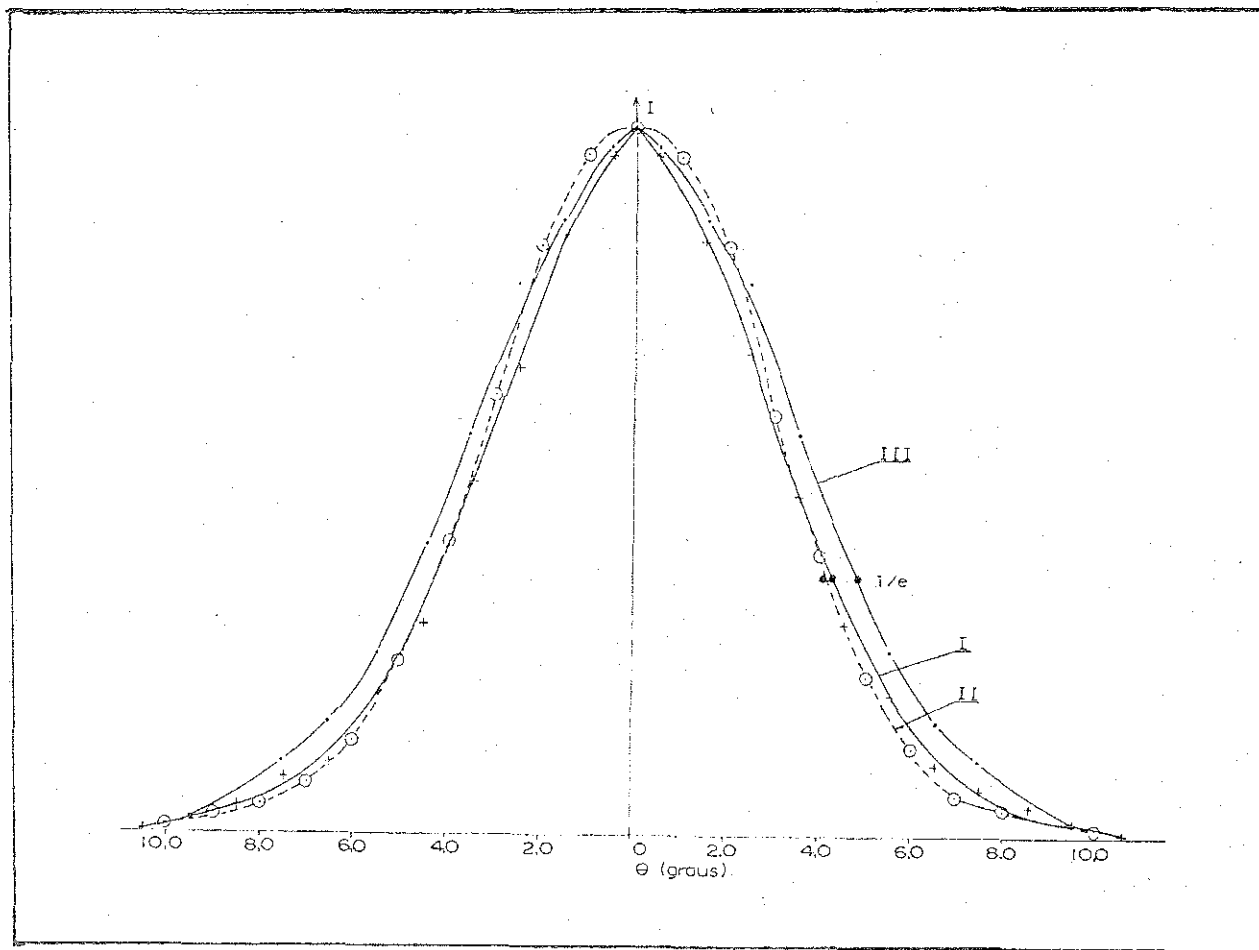


Fig. 19 - Distribuição angular do campo afastado da FMM, curva (I), e distribuição angular do campo afastado da FMIG quando lançados poucos modos na direção (II) de (B) para (A) e (III) de (A) para (B). A - extremidade de maior diâmetro do núcleo, B - extremidade de menor diâmetro do núcleo.

sibilita a observação do efeito da FMIG sobre a propagação dos modos, pois a presença do misturador de modos faz com que todos os modos sejam lançados não importando as condições de lançamento. Para a análise dos resultados graficamos na fig. 20 as curvas obtidas da distribuição angular do campo afastado da FMIG quando lançados os modos de A para B. A curva I é obtida com o misturador, a curva II é obtida sem o misturador. Da fig. 20, observamos um alargamento na curva II já nos primeiros graus. Como já dissemos o afinamento da fibra na extremidade de saída desta faz com que todos os raios incidentes mudem de direção para ângulos maiores. A presença do misturador, faz com que modos altos mudem para modos baixos e os modos baixos para modos altos¹⁸, tal como os modos altos mudem para modos mais altos, que são irradiados pela casca. Desta forma os modos no eixo da fibra sem a presença do misturador terão maiores ângulos de propagação. Os ângulos medidos para os pontos de intensidade $1/e$ e $1/e^2$ são mostrados na tabela 5, linhas 1 e 6.

Também fizemos estas medidas da irradiação do campo afastado da FMIG, lançando os modos do lado B, lado de menor diâmetro do núcleo. As curvas são mostradas na fig. 21. A curva I foi obtida com o misturador e a curva II sem a presença do misturador. Observamos um alargamento da curva II a partir de 3 graus. Devido ao afinamento da fibra neste lado de lançamento, os raios incidentes sob quaisquer ângulos mudam de direção para um ângulo menor, a presença do misturador faz com que haja uma mistura nestes modos irradiando os modos altos ao ambiente. Os ângulos medidos para os pontos de intensidade $1/e$ e $1/e^2$ são mostrados na tabela 5, linhas 2 e 7.

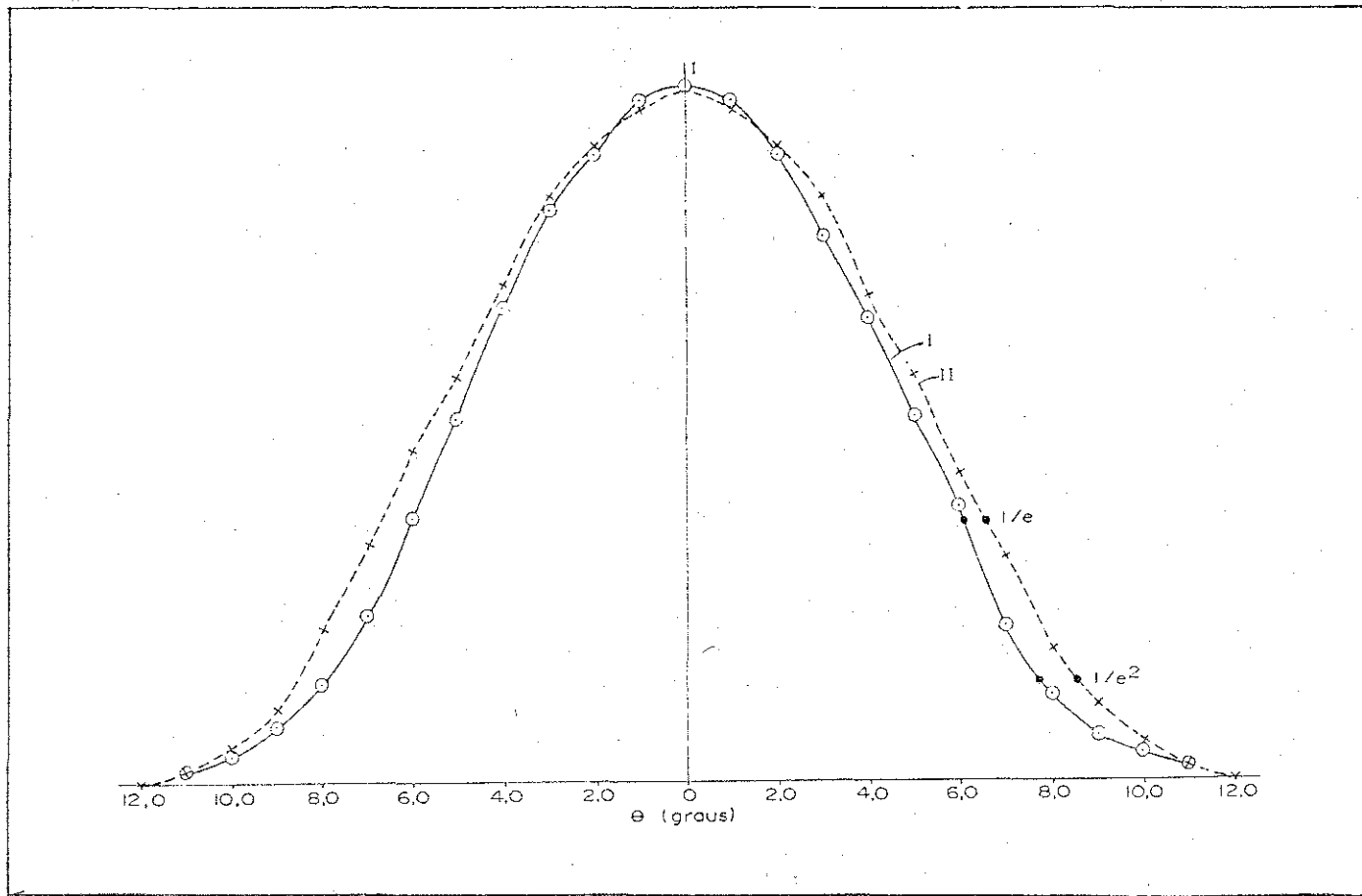


Fig. 20 - Efeito do misturador de modos sobre a distribuição angular do campo afastado da FMIG quando lançados os modos na direção de (A) - extremidade de maior diâmetro do núcleo para (B) - extremidade de menor diâmetro do núcleo, (I) com misturador e (II) sem misturador.

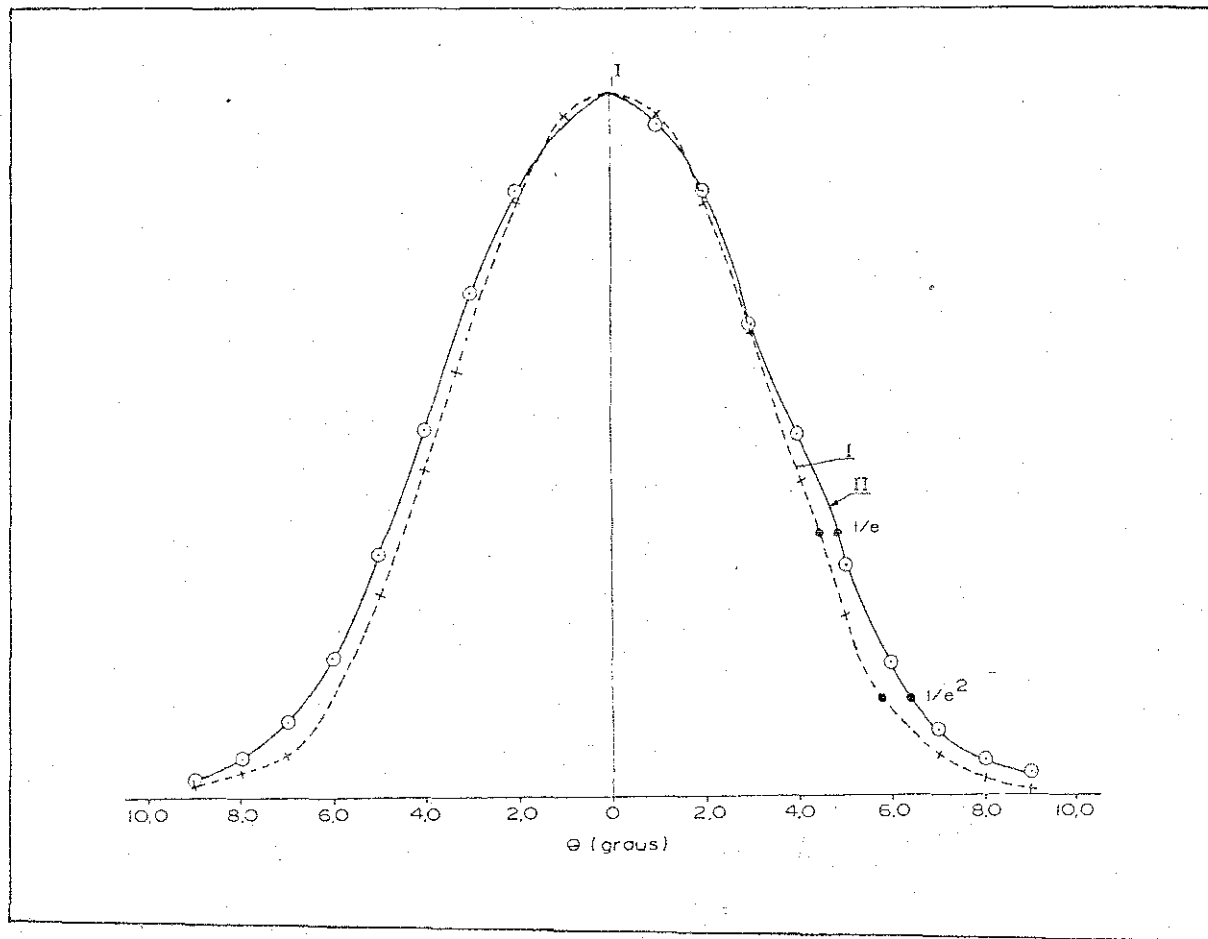


Fig. 21 - Efeito do misturador de modos sobre a distribuição angular do campo afastado da FMIG quando lançados os modos na direção de (B), extremidade de menor diâmetro do núcleo, para (A), extremidade de maior diâmetro do núcleo, (I) com misturador e (II) sem misturador.

5. MEDIDAS DE ATRASO DIFERENCIAL DE MODOS

5.1. Introdução

Neste capítulo fazemos um estudo detalhado das medidas de atraso diferencial de modos. Jeunhomme e Pacholle¹⁹ foram os primeiros a fazer tais medidas, medindo o tempo de propagação dos pulsos dos vários modos propagando, depois de lançar seletivamente poucos modos desde os modos de ordem baixa até os modos mais altos. A diferença no tempo de propagação dos vários modos indicam os desvios do perfil de índice de refração de seu valor ótimo ($\alpha_{\text{ót.}}$). Para uma fibra com perfil ótimo, aquele no qual a variação da velocidade de grupo de raio para raio compensa a variação correspondente aos vários caminhos, nenhuma diferença no tempo de propagação será observado com a excitação de poucos modos a partir do eixo da fibra até a interface núcleo/casca. O valor de $\alpha_{\text{ót.}}$ é muito crítico; um pequeno desvio tal como $\alpha = \alpha_{\text{ót.}} (1 \pm \Delta)$ cresce a dispersão intermodal por uma ordem de grandeza.

As medidas de ADM são sensíveis à pequenas mudanças no perfil, e estão ganhando considerável importância porque suas informações podem ser diretamente usadas²⁰ para modificar a concentração do gás dopante que flui para a deposição das camadas da preforma na região onde foi detectado o desvio, diminuindo a diferença no tempo de propagação dos vários modos e conseqüentemente aumentando a largura de banda das fibras produzidas subseqüentemente.

É claro que esta técnica não é útil para fibras com forte acoplamento de modos, pois os modos tendem a propagar-se a uma velocidade média, mas as fibras feitas atualmente podem ter muito pouco acoplamento de modos sobre muitos quilômetros.

Neste capítulo fazemos um estudo experimental das medidas de ADM tal como discutimos a importância destas medidas para aumentar a largura de banda quando muitas fibras são concatenadas.

5.2. Métodos para medir perfil de índice de refração

Existem várias técnicas para medir o perfil de índice de refração de uma fibra multimodo de índice graduado. Técnicas tais como, Varredura de Campo Próximo e Microscopia Interferométrica sofrem grande desvantagem em relação as medidas de ADM.

A medida do perfil de índice de refração através do método de varredura de campo próximo²¹ é medido diretamente excitando todos os modos da fibra com uma fonte Lambertiana. Para cada ponto r da seção transversal da fibra a intensidade assumirá um valor dado por

$$I(r) \propto [n^2(r) - n_c^2] \quad (17)$$

onde $n(r)$ é o índice de refração numa distância r do eixo da fibra e n_c é o índice da casca. Uma aproximação pode ser feita, levando em conta que $n(r) \geq n_c$, assim:

$$I(r) \propto 2n_c [n(r) - n_c] \quad (18)$$

desta forma, medindo o campo próximo da extremidade da fibra, $n(r) - n_c$ pode ser determinada. Este método apresenta problemas devido à presença de modos fracamente guiados e de efeitos ocasionados pela atenuação diferencial. Quando a medida de campo próximo é feita, o valor do índice de refração próximo a interface núcleo/casca terá um valor maior que seu valor real, devido à grande energia propagando para a periferia do

núcleo, por causa da presença, também, dos modos fracamente guiados. A alternativa seria fazer a medida do campo afastado tal que a potência dos modos fracamente guiados decairiam com a distância. Entretanto, isto leva a um valor do índice de refração muito baixo próximo a casca, devido a perda pela atenuação diferencial causada pelo acoplamento de modos. Desta forma, as medidas são feitas próximo ao ponto de excitação que possibilita a aplicação de uma correção para a presença de modos fracamente guiados em um fibra perfeita, mas ao mesmo tempo impossibilita a correção para os efeitos de um grau desconhecido de acoplamento de modos ao longo da fibra.

As técnicas interferométricas²¹ para a determinação do perfil de índice de refração da FMIG, também sofrem vantagens com relação as medidas de ADM. Em geral as técnicas de microscopia interferométricas, requerem que uma fatia circular da fibra seja preparada de maneira a obter as faces polidas, planas e paralelas, através da qual a luz do microscópio pode viajar normal às faces e na direção axial da fibra. Irradiando uma onda plana sobre a amostra a fase da frente de onda se modificará de acordo com o índice de refração de cada ponto. A fase da frente de luz emergindo, é então comparada com a da luz incidente, formando franjas de interferência. O modelo de franjas fotografado mostra o comprimento de fase da amostra como uma função da posição, tal que conhecendo o comprimento da amostra, os valores de \dots $n(r) \cdot L = \phi(r) \lambda / 2\pi$ podem ser calculados. A obtenção de todo o perfil de índice de refração a partir do interferograma é bastante trabalhoso e consome um longo tempo, limitando à análise de poucas amostras. São realizadas várias varreduras perpendiculares às franjas, com a finalidade de obter as posições das franjas em vários pontos da fibra. Os dados, que

podem chegar a várias centenas, são colocados em um computador para a determinação das coordenadas polares de cada ponto e o índice de refração correspondente. Desta forma, as técnicas de microscopia interferométricas sofrem limitações devido ao tempo necessário para a preparação das amostras e ao grande trabalho para a obtenção dos dados.

Como vimos, as técnicas de medidas direta, ou consomem muito tempo, ou sofrem de incertezas sistemáticas. As medidas de ADM são uma alternativa para as medidas diretas do perfil, pois oferecem muitas vantagens sobre as outras técnicas⁵: 1) exige uma mínima preparação das faces da fibra, é preciso que elas sejam planas e perpendiculares ao eixo da fibra dentro de 1° . Para medidas diretas é consumido muito tempo na preparação de uma fina amostra, envolvendo polimento tal que as faces da amostra sejam planas e paralelas; 2) fornece uma média do perfil sobre o comprimento todo da fibra pois a variação azimutal do perfil ou a dependência do comprimento é automaticamente mediada: entretanto, na medida direta o perfil é medido somente sobre uma amostra muito fina e a hipótese é então feita que o perfil é similar sobre a fibra toda; a presença de acoplamento de modos torna esta hipótese inválida; 3) as medidas de ADM não sofrem de incertezas sistemáticas como os métodos de medida direta; 4) as medidas de ADM são muito sensíveis à pequenas trocas no perfil, um ADM de $0,1 \text{ ns/km}$, que é fácil medir, corresponde a uma diferença de $0,01$ no valor de α . Assim, uma diferença muito pequena no índice de refração pode ser medido, o que é difícil nas medidas diretas; 5) os dados podem ser obtidos muito rapidamente e podem também ser interpretados diretamente como sendo as medidas do atraso diferencial dos modos, a diferença entre o perfil real e o ótimo. Evita-se desta for-

ma a necessidade de uma curva precisa acoplada, tal como é necessário nas medidas diretas. Além do mais nestas últimas medidas, a análise dos dados do índice de refração encontram incertezas tal como o próprio peso que provoca uma perturbação do índice de refração sobre o eixo ao redor do perfil na interface núcleo/casca, ou a escolha de uma função peso sobre tudo. Em uma situação prática, estas ambigüidades dificultam a determinação de pequenas perturbações no índice de refração. As medidas de atraso diferencial de modos evitam todas estas dificuldades e além disso sempre tornam o conhecimento de $\alpha_{\text{ót}}$ desnecessário; 6) as medidas do ADM podem ser usadas em um ambiente de produção porque elas são similares à outras medidas de controle de qualidade. Isto tem sido mostrado por Buckler²⁰ e será discutido mais adiante; 7) no laboratório as medidas de ADM podem ser realizadas com o mesmo laser que é usado no sistema de comunicação óptica, assim $\alpha_{\text{ót}}$ pode ser obtido para um exato comprimento de onda sem qualquer necessidade de extrapolação usando diferentes medidas do perfil.

5.3. Selecionamento de Modos

A seleção de modos guiados em uma fibra de índice graduado pode ser feito por dois métodos: 1) lançando poucos modos na entrada, ou, 2) selecionando poucos modos na saída da fibra com todos os modos lançados na entrada.

Com um feixe colimado de um laser operando no modo espacial fundamental TEM_{00} , é razoavelmente fácil lançar poucos modos na entrada da fibra. Jeunhomme e outros, usaram para o lançamento de poucos modos, um laser "mode-locked Nd : YAG"¹⁹ e Olshansky e Oaks usaram um laser "mode-locked Kryp-

ton-ion"⁵. É muito importante a seleção das lentes as quais focalizarão a saída do feixe do laser sobre a face da fibra multimodo de índice graduado. No ponto de vista prático, a situação ideal de se conseguir um ponto de raio nulo para a excitação de poucos modos não pode ser alcançada por causa da divergência infinita do feixe com $w'_0 \rightarrow 0$, onde todos os modos serão lançados. Num outro extremo quando $w'_0 \rightarrow \infty$, não haverá divergência mas toda a face da fibra será iluminada e novamente todos os modos serão lançados. A melhor condição para o lançamento de poucos modos onde a tendência natural do feixe de entrada em espalhar é contrabalançado pela variação do índice de refração na direção radial, é dada por¹⁹:

$$w'_0 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{a^2}{2\Delta}\right)^{1/4} \quad (19)$$

para o ponto $1/e^2$ do ponto de intensidade máxima.

Como um exemplo, com $\lambda=0,85\mu\text{m}$, $a=28\mu\text{m}$ e $\Delta=0,0064$, obtemos $w'_0 = 8,2\mu\text{m}$. Conhecendo este valor de w'_0 e o correspondente valor de w_i do feixe para a posição de lançamento da lente, o comprimento focal (f) da lente pode ser facilmente calculado de:

$$\text{tang } \theta \approx \theta = \frac{w_i}{f} = \frac{\lambda}{\pi w'_0} \quad (20)$$

O feixe de saída do diodo laser semiconductor é altamente divergente e não é circularmente simétrico. Assim, para lançar poucos modos usando estes lasers o feixe de saída tem que ser colimado usando uma objetiva de grande AN e então obturado espacialmente antes de alcançar a condição da equação (19), como feito por Jenhomme e outros. Em nossas medidas usamos um laser de semiconductor pois são os mesmos usados nos siste

mas de comunicações ópticas.

As técnicas acima usando objetivas microscópicas são complicadas. Buckler^{20,22} usou uma fibra monomodo para lançar poucos modos na entrada da FMIG. Adotamos também esta técnica por ser razoavelmente simples evitando sistemas ópticos complicados. Uma fibra monomodo pode ser selecionada tal que a distribuição de intensidade do campo próximo aproximadamente satisfaz a condição da equação (19). Estendemos esta técnica também à saída da FMIG para selecionar poucos modos na saída da fibra. É a primeira vez que se realiza a seleção de poucos modos guiados, para ambos os finais da fibra multimodo de índice graduado. Temos assim determinado uma nova e simples técnica para determinar diretamente a presença de acoplamento de modos nas fibras para um determinado comprimento de onda. A técnica pode ser usada rotineiramente para determinar a qualidade das fibras e também determinar diretamente a existência de conversão de modos nas fibras.

A fibra monomodo usada em nossas medidas, tem $w'_0 = 4,8 \mu\text{m}$, comparado ao valor ótimo de $8,2 \mu\text{m}$ para a fibra em estudo; é o valor mais próximo que poderia ser obtido, devido à não disponibilidade de uma ótima fibra monomodo. A distribuição espacial do campo afastado da FMM foi obtida com um "SPA", e medido o w'_0 da FMM, a fig. 22 mostra o perfil do modo fundamental HE_{11} obtido. A fibra foi excitada por um laser contínuo operando à 850nm .

5.4. Sistema Experimental para medidas de atraso diferencial de modos

O esquema do arranjo experimental usado para as medidas de atraso diferencial de modos é mostrado na fig. 23. O laser L é um laser de semicondutor, cujas características já fo-

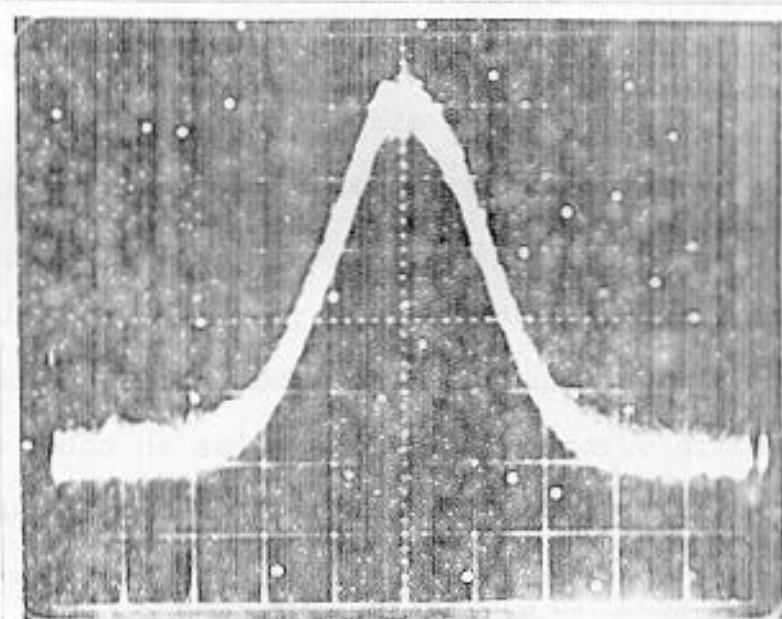


Fig. 22 - Distribuição de intensidade espacial de campo afastado do modo fundamental da fibra monomodo.

ram mencionadas no capítulo 3. O feixe do laser é primeiramente colimado através de uma objetiva microscópica M_1 , X20, de grande abertura numérica 0,54, pois a luz do laser é altamente divergente. O divisor de feixes da unidade "tetravar" em T1, dirige uma parte do feixe de luz colimada sobre M_2 e a outra parte sobre M_3 . A objetiva microscópica X10, M_2 , lança a luz em uma fibra monomodo (FMM) que possui um núcleo de $10\mu\text{m}$ de diâmetro e, a luz que chega à objetiva microscópica M_3 , X10, é lançada em uma fibra de atraso para o engatilhamento do osciloscópio sampling, a necessidade do uso desta fibra será discutido mais adiante. A fibra monomodo é acoplada frontalmente à fibra multimodo de índice graduado com uma separação axial de $\sim 10\mu\text{m}$. A extremidade da FMIG é mantida em um microposicionador (MP) de $0,4\mu\text{m}$ de resolução. Usando uma fibra monomodo, selecionamos poucos modos da FMIG para seus finais. A seleção de poucos modos na saída da fibra de índice graduado é realizada da seguinte forma: i) lançando todos os modos na entrada da fibra multimodo com M_2 e também usando um misturador de modos logo após o lançamento; ii) colocando a saída da fibra multimodo no microposicionador, e então a fibra monomodo em seu final.

Um outro "tetravar" T2 é usado na saída da fibra multimodo, como mostrado na fig. 23; com a seleção de modos na saída da fibra multimodo, T2 é usado na saída da fibra monomodo. Os pulsos de saída da fibra são detectados por D2, um fotodiodo avalanche de silício; usado nas medidas de dispersão intermodal e subsequentemente amplificados por um preamplificador de banda larga (HP 8774D). Os pulsos de saída são observados em um osciloscópio sampling (OS) (Philips Modelo PM 3400). É fundamental em medidas de ADM que o engatilhamento externo do OS, seja livre de incertezas, de tal forma que uma diferença muito pequena no tempo possa ser resolvida, quando poucos modos são lançados progressivamente. Para um quilômetro de fibra de índi

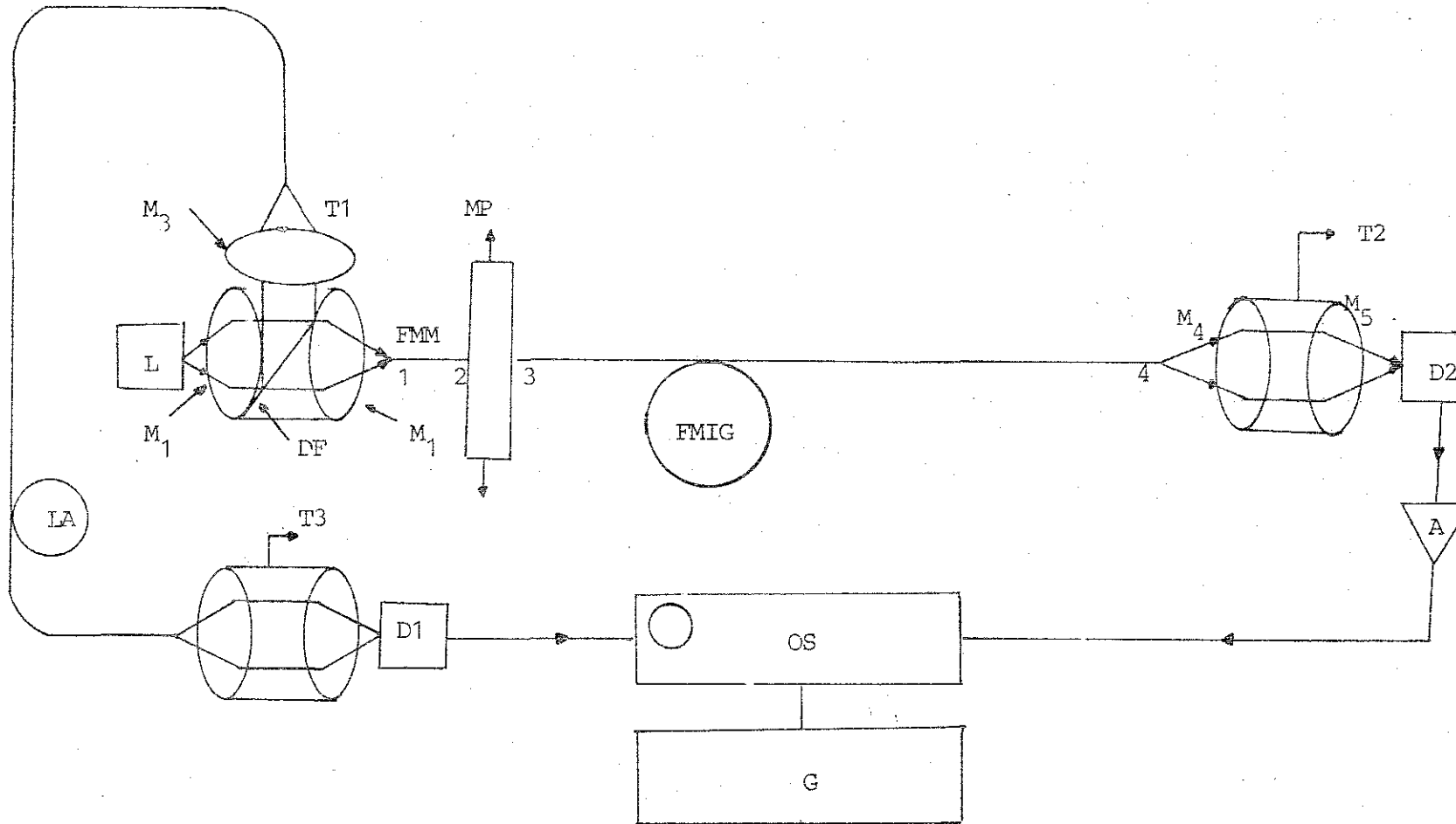


Fig. 23 - Esquema do arranjo Experimental usado para as medidas de atraso diferencial dos modos. M_1 -objetivas microscópicas; T1 e T2- unidades "tetrapole"; L-laser semiconductor; DF-divisor de feixe; MP-microposicionador; D1 e D2-fotodiodos avalanche de silício; LA-linha de atraso; FMM-fibra monomodo; FMIG-fibra multimodo de índice graduado; OS-osciloscópio "sampling"; A-amplificador, G-graficador XY.

ce graduado, o tempo de propagação total dos pulsos são de aproximadamente $5\mu\text{s}$; assim o pulso para disparar o osciloscópio também tem que ser atrasado por este intervalo de tempo do divisor de feixes de T1. Um gerador de atraso digital (GAD) (HP 5359A) pode ser usado²² para gerar este alto atraso com uma incerteza extremamente pequena de $\pm 10\text{ps rms}$. Buckler, do laboratório Bell, disse em uma comunicação privada, ter usado um sintonizador GAD com uma incerteza de $\pm 100\text{ ps}$, medida precisamente. Uma grande incerteza seria inaceitável em nossas medidas pois o tempo máximo de atraso diferencial dos modos medido foi de aproximadamente 300 ps . Devido a não disponibilidade de um gerador de atraso conveniente, nós usamos uma fibra com uma linha de atraso; parte da luz do laser é lançada na linha de atraso com M_3 , e o detetor D1 dá o pulso elétrico para disparar o osciloscópio. O comprimento da linha de atraso é aproximadamente $3\text{ ou }4\text{ m}$ mais curta do que a fibra em estudo. Desta maneira é obtida um engatilhamento do osciloscópio muito estável e efetivamente livre de incertezas, possibilitando a resolução de um atraso diferencial de modos de poucas dezenas de picosegundos, no pico do pulso. Os pulsos sobre o osciloscópio sampling são gravados em um graficador XY.

Em ambos os tipos de seleção, nós imergimos muitos centímetros da fibra monomodo, em ambas as extremidades, em um LCIR.

5.5. Alinhamento

Nas medidas de ADM, uma atenção maior é dirigida para o acoplamento entre a fibra multimodo de índice graduado e a fibra monomodo. Estas duas fibras foram acopladas frontalmente "butt-coupling" como mostra a fig. 24. Para isto a extremi

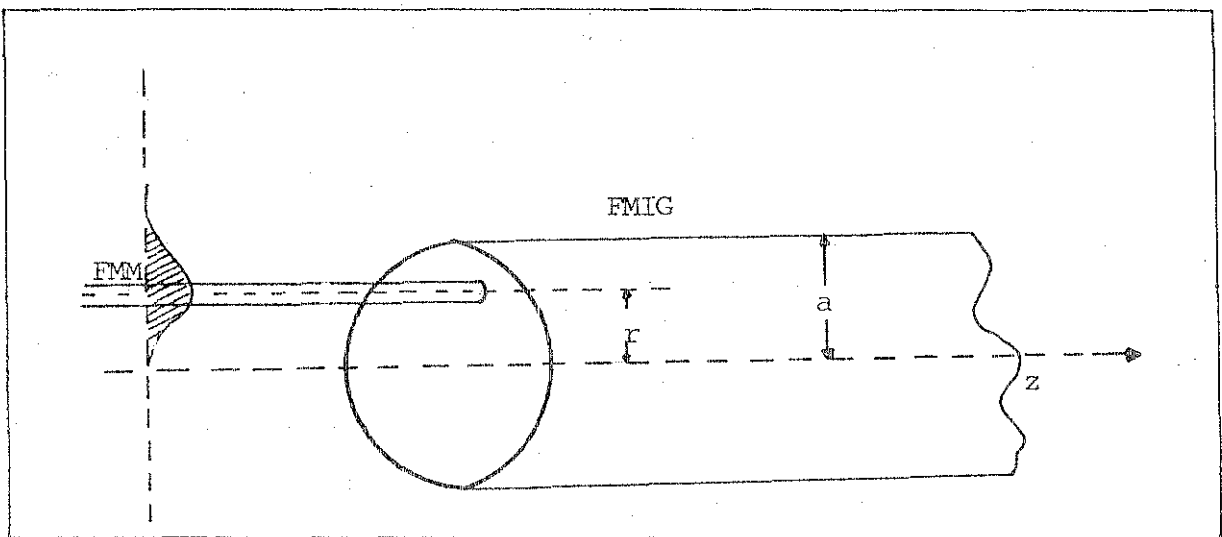


Fig. 24 - Excitação seletiva da Fibra multimodo de índice graduado (FMIG) por uma fibra monomodo (FMM).

dade da FMM foi colocada em um suporte metálico fixo, e a extremidade da FMIG em um suporte metálico colocado em um microposicionador de $0,4\mu\text{m}$ de resolução. As fibras foram colocadas sobre canaletas destes suportes e presas por um imã para evitar qualquer deslocamento. Estes suportes metálicos foram usados em todas as extremidades das fibras. Para o alinhamento óptico entre as fibras utilizamos dois sistemas ópticos para magnificação, posicionados ortogonalmente entre si, que possibilitaram a visibilidade horizontal e vertical das extremidades das fibras acopladas.

No microposicionador, adaptações foram feitas que permitiram acrescentar aos três movimentos de translação dois movimentos de rotação. Além deste, foi feito um outro alinhamento através da observação da potência de saída do pulso. Foram feitas varreduras com a fibra monomodo, de uma das extremidades do diâmetro do núcleo da fibra multimodo de índice graduado à outra e, medimos a distância entre os pulsos de amplitude zero. Estas medidas foram feitas inúmeras vezes nas direções horizontal e vertical e tomadas as médias das distâncias medidas para o posicionamento da fibra monomodo na posição radial $r/a = 0$.

5.6. Resultados obtidos

A nossa primeira série de medidas de atraso diferencial de modos foi feita lançando poucos modos na extremidade de menor diâmetro do núcleo, $d = 55,8\mu\text{m}$ lado "B" da FMIG, como mostrado na fig. 23. A objetiva microscópica (X20), M_2 , coleta toda a luz da saída da FMIG, e a objetiva microscópica M_5 (X10), focaliza sobre o detetor D_2 . A FMIG é varrida na posição radial, através da FMM em passos de $2\mu\text{m}$, do centro do núcleo, com $(r/a)=0$, para a interface núcleo/casca, $(r/a)=1$.

Para cada ponto da varredura, o pulso de saída é gravado em um graficador XY, tal que a forma do pulso e o atraso do pico do pulso, relativo ao pulso da posição $(r/a)=0$, pode ser determinado com precisão. As varreduras obtidas são mostradas na fig. 25, as várias varreduras são para diferentes posições de (r/a) , como marcados nos pulsos do gráfico, sendo a o raio do núcleo da FMIG, e r o deslocamento radial. Um conjunto similar de varreduras foi obtido para deslocamentos radiais na direção oposta. Quando a posição radial cresce, a amplitude do pulso decresce devido à atenuação diferencial dos modos²³. O tempo do ADM para as posições de (r/a) , das varreduras sobre o outro lado do eixo do núcleo são tomadas para melhorar a precisão das medidas. A fig. 26 mostra o gráfico das médias das medidas de atraso diferencial de modos tomadas sobre ambos os lados do núcleo da FMIG. Os atrasos obtidos sobre ambos os lados são mostrados com pontos circulares, (\bullet). Podemos observar que para $(r/a) < 0,55$ as medidas do tempo do atraso diferencial dos modos são completamente simétricos dentro de uma margem de erro de ± 15 ps. Para $(r/a) > 0,55$ os picos dos pulsos não são bem definidos e assim os erros de medidas são ± 30 ps, como indicados pelas barras de erros sobre ambos os lados do eixo ordinário. Tomando este erro em consideração, podemos concluir que os atrasos medidos são simétricos sobre o eixo do núcleo, como seria esperado. Estas medidas são completamente repetíveis com novos cortes e também confirmam um engatilhamento muito estável e livre de incertezas no osciloscópio, para um intervalo de aproximadamente 15 min., tempo necessário para cada série de medidas, nenhum atraso no tempo é observado quando a posição radial de lançamento é mantida constante.

Passamos a uma segunda série de medidas de ADM, se-

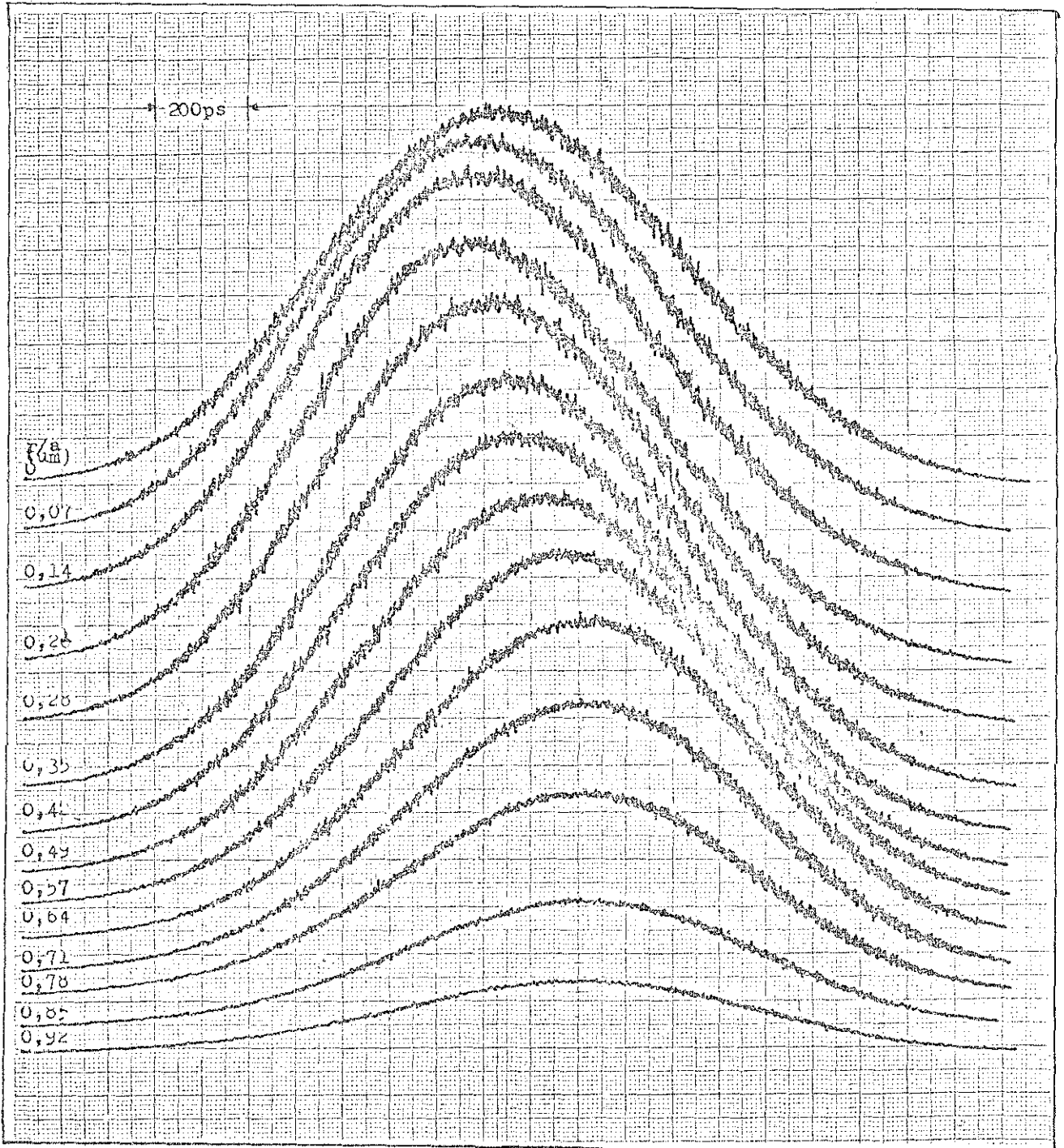


Fig. 25 - Varreduras obtidas em função da posição radial (r/a), selecionando poucos modos na entrada da FMIG, extremidade (B), quando todos os modos são colecionados na saída, extremidade A.

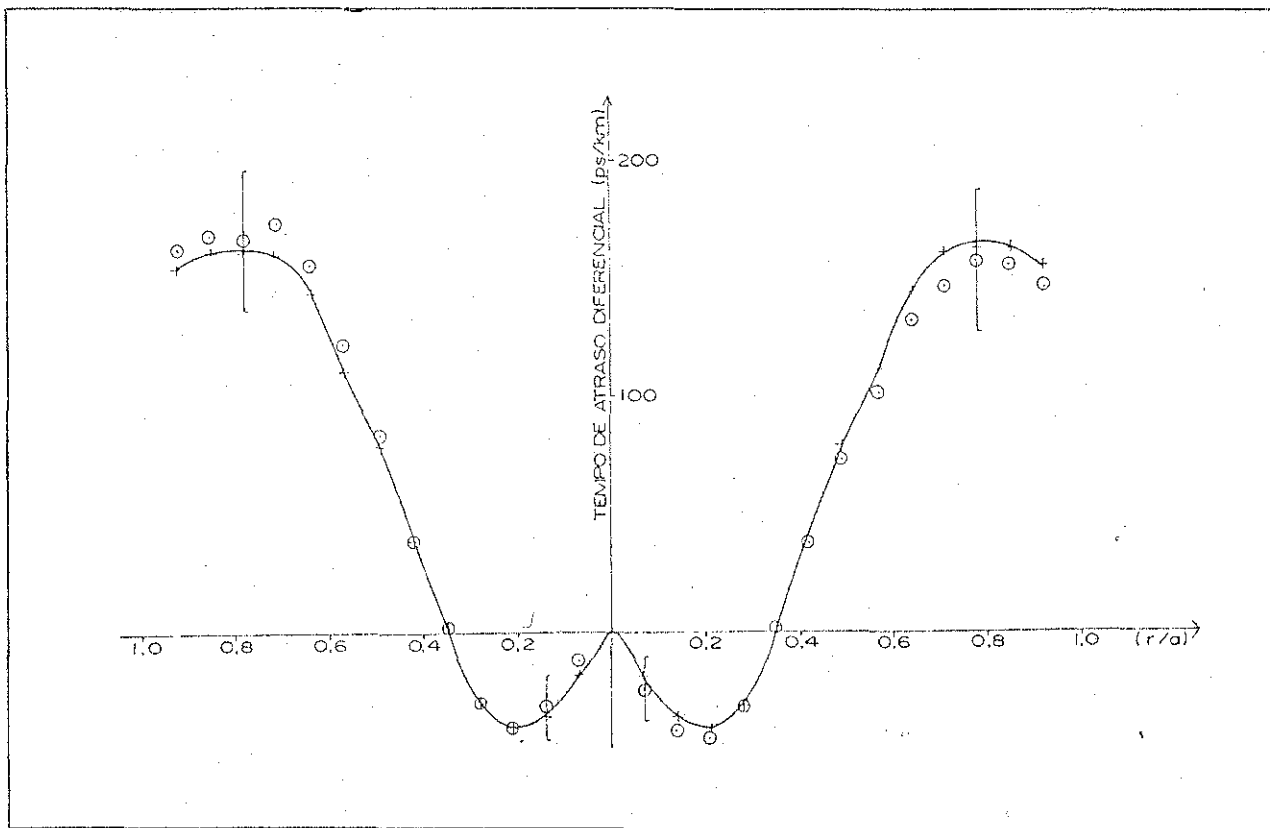


Fig. 26 - Tempo de atraso diferencial em função da posição radial (r/a), quando selecionados poucos modos para a extremidade de menor diâmetro do núcleo na entrada da FMIG. Os pontos θ são os pontos obtidos experimentalmente, a linha contínua (—) é a média dos pontos experimentais obtidos sobre ambos os lados de $(r/a) = 0$.

lecionando poucos modos na saída da FMIG, extremidade A, invertendo as posições das fibras, ou seja, posicionando a extremidade B da FMIG na posição 1 do esquema da fig. 23, e a extremidade A em 2, e ainda transladando a FMM para as posições 3 e 4.

Todos os modos da fibra foram excitados com uma objetiva microscópica X10 de abertura numérica 0,25, maior do que a abertura numérica da fibra (0,18), para o lado de lançamento dos modos. A fibra monomodo foi acoplada frontalmente à saída da fibra e como já dissemos, é a primeira vez que tal arranjo tem sido usado. As varreduras da saída para as diferentes posições radiais são mostradas na fig. 27.

Como feito previamente, um conjunto similar de varreduras foram obtidas para a posição radial na direção oposta e os resultados obtidos do ADM sobre ambos os lados do eixo do núcleo estão graficados na fig. 28. Os pontos circulares mostram os resultados obtidos. Podemos observar através da fig. 28 que, o ADM quando colecionados poucos modos da extremidade A reduziu em comparação com a curva obtida na fig. 26, quando poucos modos foram lançados no lado A. A análise destes resultados tanto quanto dos anteriores serão feitas mais adiante.

Para nossa terceira série de medidas de ADM sobre a fibra em estudo, lançamos poucos modos com a FMM na entrada da fibra, na extremidade de maior diâmetro do núcleo, $d=62,0 \mu\text{m}$, lado A. Novamente toda a luz de saída da fibra é coletada por uma objetiva microscópica X20 M_4 , e focalizada sobre o detector por M_5 de abertura numérica 0,12. Outra vez a FMIG é varrida na posição radial através da FMM em passos de $2 \mu\text{m}$. O tempo do atraso diferencial dos modos medidos sobre ambos os lados do eixo do núcleo são mostrados no gráfico da fig. 29. Os pontos circulares mostram os ADM obtidos sobre ambos os la

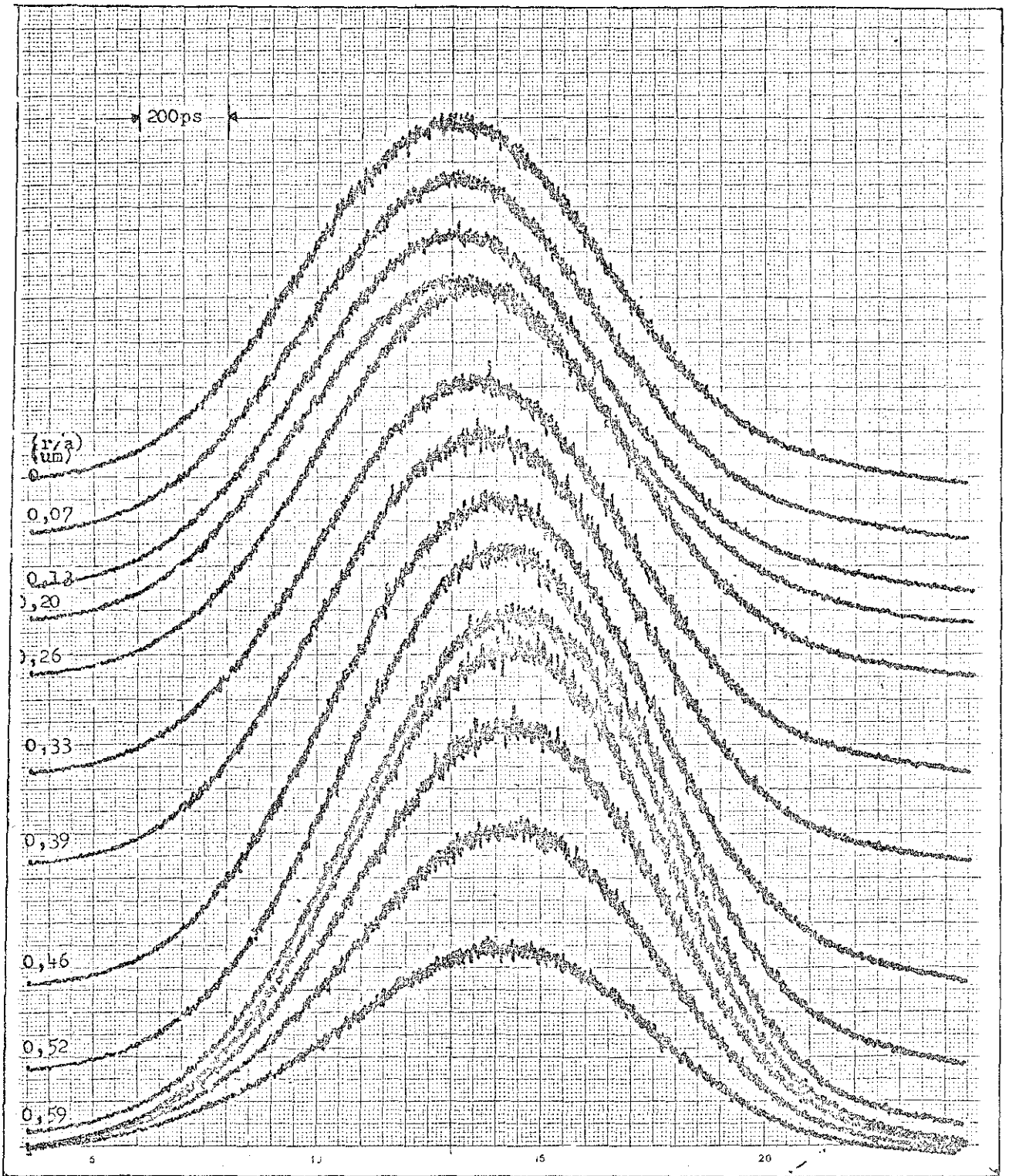


Fig. 27 - Varreduras obtidas em função da posição radial (r/a), selecionando poucos modos na saída da FMIG, extremidade (A) quando todos os modos são lançados na entrada, extremidade (B).

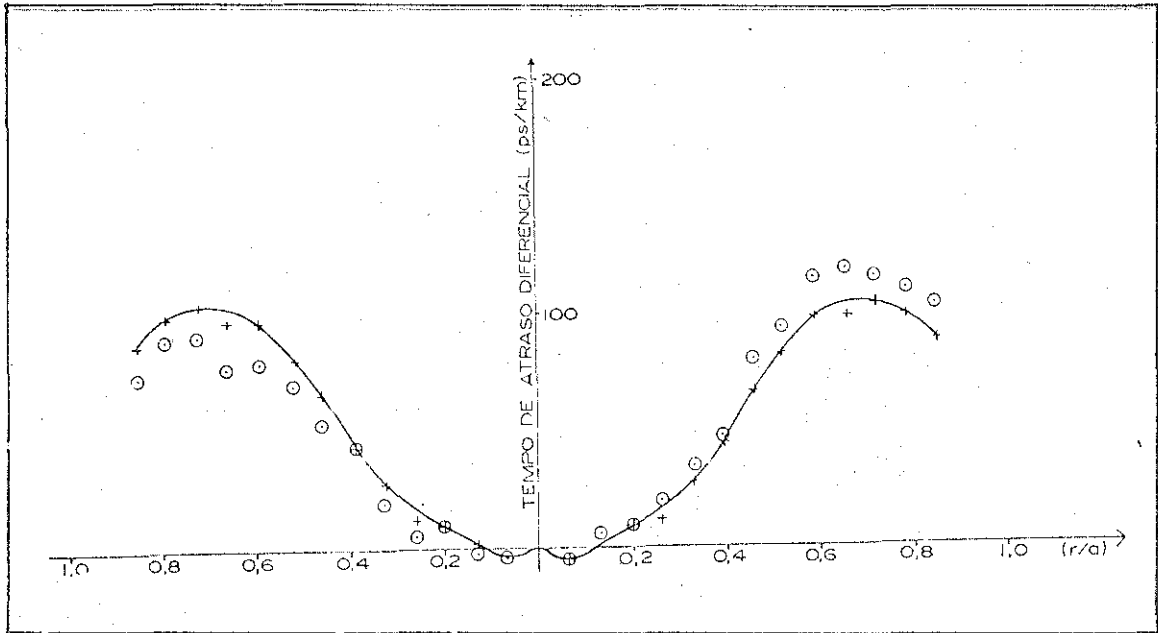


Fig. 28 - Tempo de atraso diferencial em função da posição radial (r/a), quando selecionados poucos modos para a extremidade de maior diâmetro do núcleo na saída da FMIG. Os pontos \circ são os pontos obtidos experimentalmente, a linha contínua (—) é a média dos pontos experimentais obtidos sobre ambos os lados de $(r/a) = 0$.

dos.

Observamos novamente que para $(r/a) < 0,55$ as medidas do tempo do atraso diferencial dos modos, são completamente simétricas dentro de uma margem de erro $\pm 15\text{ps}$ e, para $(r/a) > 0,55$ a simetria ocorre, levando em consideração um erro de $\pm 30\text{ps}$, devido aos picos dos pulsos não serem bem definidos para esta região.

Nossa quarta e última série de medidas foi feita selecionando poucos modos na extremidade "B" da FMIG, tendo todos os modos lançados em "A" por uma objetiva microscópica X10 de AN maior que a da fibra para esta extremidade, $AN=0,16$. Os tempos medidos do atraso diferencial dos modos sobre ambos os lados do eixo do núcleo são graficados na fig. 30, e novamente os pontos circulares representam os tempos de atraso diferencial dos modos obtidos. Devemos aqui novamente ressaltar que as medidas de ADM feitas sobre ambos os lados do eixo do núcleo, são feitas somente para melhorar a precisão das medidas, pois são sempre simétricas devido ao processo de fabricação da preforma²⁴. O gráfico da fig. 30 é feito em uma escala linear de (r/a) , tal como os outros aqui apresentados.

5.7. Análise dos resultados

Para uma análise mais rigorosa dos gráficos das figuras 26 e 28 graficamos os seus valores médios na fig. 31. A curva I desta figura mostra os valores médios do ADM quando lançados poucos modos na extremidade B, lado de menor diâmetro do núcleo da FMIG. A curva II representa os valores médios do ADM quando colecionados poucos modos na extremidade A da FMIG, com todos os modos lançados em B. Podemos assim fazer uma análise dos ADM quando lançados ou colecionados poucos mo

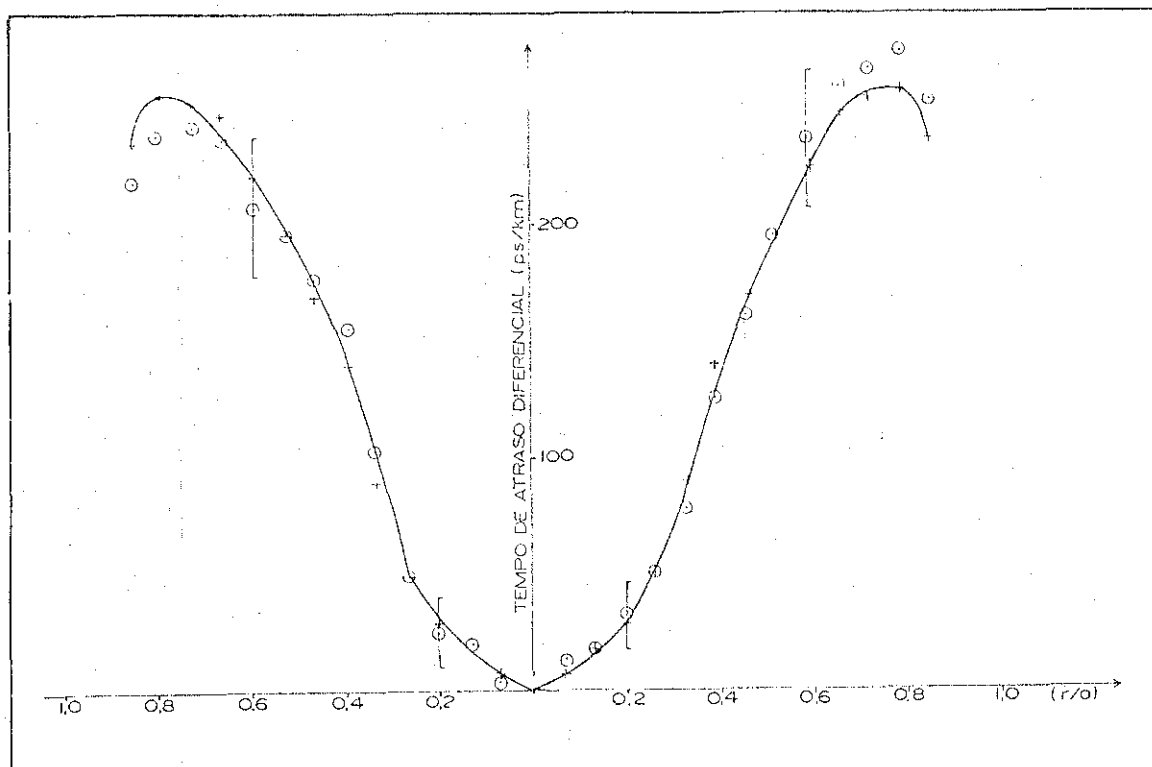


Fig. 29 - Tempo de atraso diferencial em função da posição radial (r/a), quando selecionados poucos modos para a extremidade de maior diâmetro do núcleo na entrada da FMIG. Os pontos \odot são os pontos obtidos experimentalmente, a linha contínua (—) é a média dos pontos experimentais obtidos sobre ambos os lados de $(r/a) = 0$.

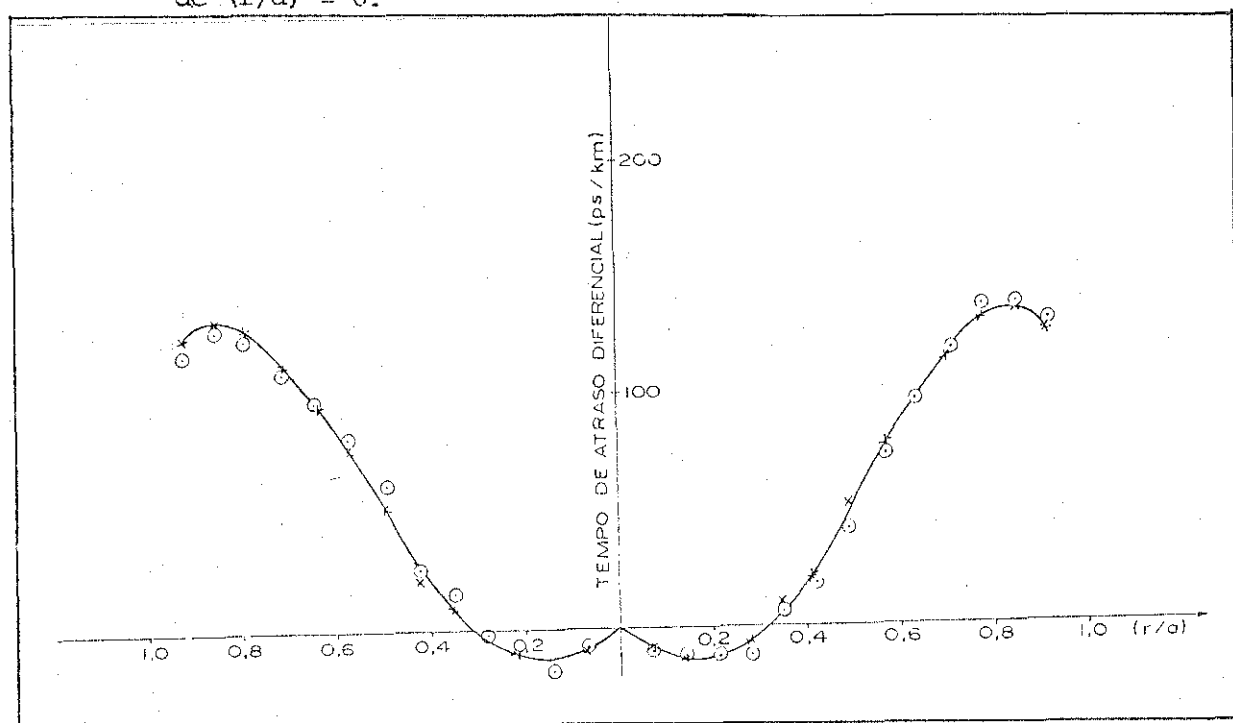


Fig. 30 - Tempo de atraso diferencial em função da posição radial (r/a), quando selecionados poucos modos para a extremidade de menor diâmetro do núcleo na saída da FMIG. Os pontos \odot são os pontos obtidos experimentalmente, a linha contínua (—) é a média dos pontos experimentais obtidos sobre ambos os lados de $(r/a) = 0$.

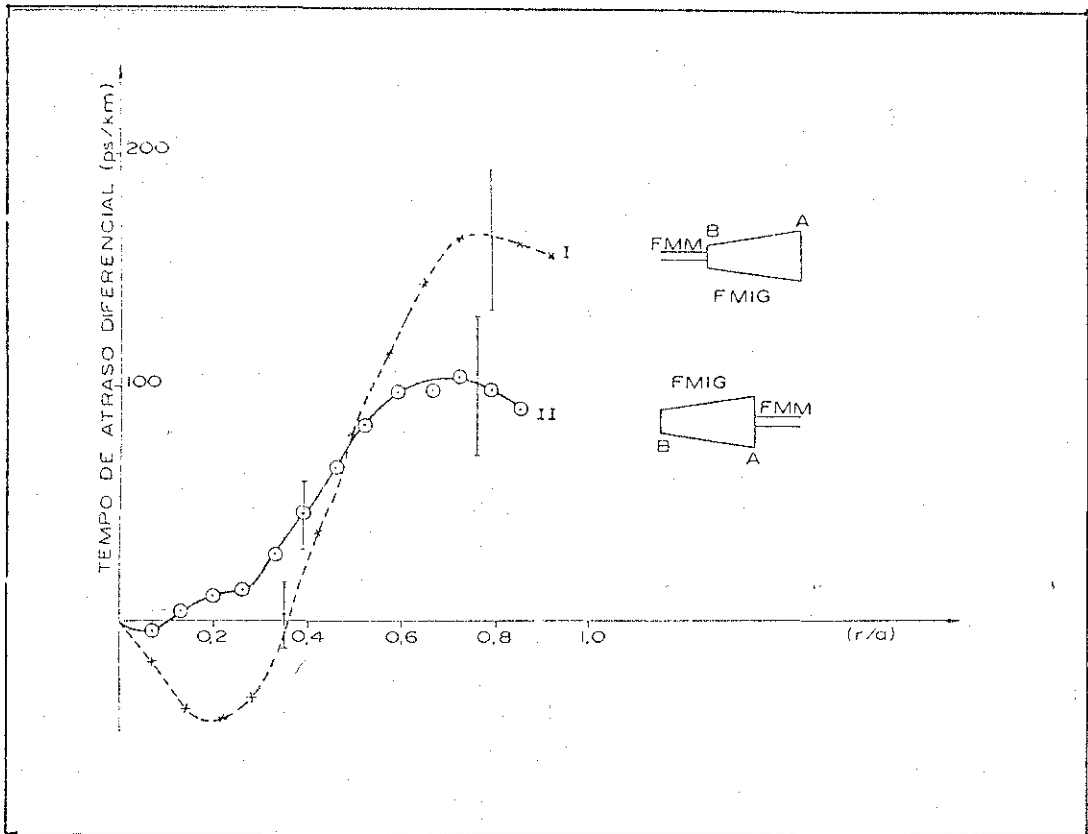


Fig. 31 - Média do tempo de atraso diferencial obtido (I) quando poucos modos são lançados na extremidade de menor diâmetro do núcleo, (II) quando poucos modos são colecionados da extremidade de maior diâmetro do núcleo da FMIG a partir das figs. 26 e 28.

dos da FMIG, na mesma direção de propagação destes, neste caso de B para A.

Para uma fibra perfeita e reta, onde não ocorre o acoplamento de modos, os modos lançados em uma de suas extremidades propagam de maneira a não mudarem suas direções de propagação, chegando a outra extremidade com o mesmo ângulo de lançamento. Este fato não ocorre com a nossa fibra em estudo, e nos deu a oportunidade de analisar as características de propagação da FMIG com mais detalhes. Da fig. 31 podemos observar que a variação do ADM é maior com relação a $(r/a) = 0$, quando lançados poucos modos, curva I. Devido ao afinamento da fibra para o lado de lançamento, ocorre um maior número de reflexões logo no início da fibra quando todos os modos são lançados, havendo assim a possibilidade da conversão de modos, desta forma ao se colecionar poucos modos na saída da fibra, a energia colecionada em cada região foi devido a energia de outros modos que entraram e saíram do modo colecionado. Observamos da fig. 31 três regiões distintas de (r/a) . Para a região de $(r/a) < 0,35$, observamos um ADM negativo quando lançados poucos modos na extremidade B da FMIG, curva I. Estes poucos modos lançados em B, para $(r/a) < 0,35$ foram convertidos para propagarem nas regiões onde o perfil seja compensado por cima e por baixo, mas o efeito sobre a propagação total foi levemente dominado por $\alpha < \alpha_{0t}$, perfil compensado por cima. Uma diferença de 40 ps nas medidas de ADM implica numa variação de α de 0,004, uma variação muito pequena de α_{0t} . Na região de $(r/a) > 0,35$, o efeito sobre a propagação total dos modos é dominada por $\alpha > \alpha_{0t}$, perfil de índice de refração compensado por baixo, ou seja, região onde os raios fora do eixo chegam por último que os raios que percorrem o menor caminho, no eixo da fibra.

Dentro desta região de $(r/a) > 0,35$ vemos que para $0,35 < (r/a) < 0,6$, a variação do ADM é praticamente o mesmo para ambas as curvas, pois está dentro da margem de erro. Para $(r/a) < 0,6$ a variação do ADM é maior para a curva I, pois apesar dos poucos modos lançados mudarem de direção de propagação para ângulos menores, eles não sofrem as múltiplas reflexões no início da fibra, tal como ocorre ao se lançar todos os modos em B, curva II. Se a fibra multimodo de índice graduado fosse perfeita as curvas da fig. 31 deveriam coincidir pois os modos não mudariam suas direções de propagação caso fossem excitados poucos ou muitos modos.

Para o lançamento de modos no sentido de A para B da FMIG, observamos resultados ainda diferentes dos já discutidos. Para uma análise das medidas de ADM obtidas no lançamento e colecionamento de poucos modos nesta direção de propagação, graficamos as curvas das figuras 29 e 30 na fig. 32. A curva II mostra as medidas de ADM quando lançados todos os modos em A e colecionados poucos modos em B. A curva I mostra medidas do ADM quando lançados poucos modos em A e todos os modos colecionados em B. Para a região de $(r/a) < 0,3$ é observado um ADM negativo, $\Delta t \approx 20\text{ps}$ correspondente a um $\Delta\alpha$ de 0,002, este ADM medido está dentro da margem de erros. Para o selecionamento de poucos modos na entrada da FMIG curva I, a variação do ADM com relação a $(r/a)=0$ é maior devido ao fato de poucos modos estarem sendo guiados pela fibra. Se não houvesse o afilamento os poucos modos lançados propagariam quase que na mesma direção em que foram lançados, sofrendo a conversão de modos devido a outros fatores. Na fibra em estudo isto não ocorre pois os poucos modos lançados na extremidade A, propagam pela fibra em ângulos maiores que o do lançamento, assim, os poucos modos altos lançados atrasam ainda mais devido a conversão para ângulos maiores e conse-

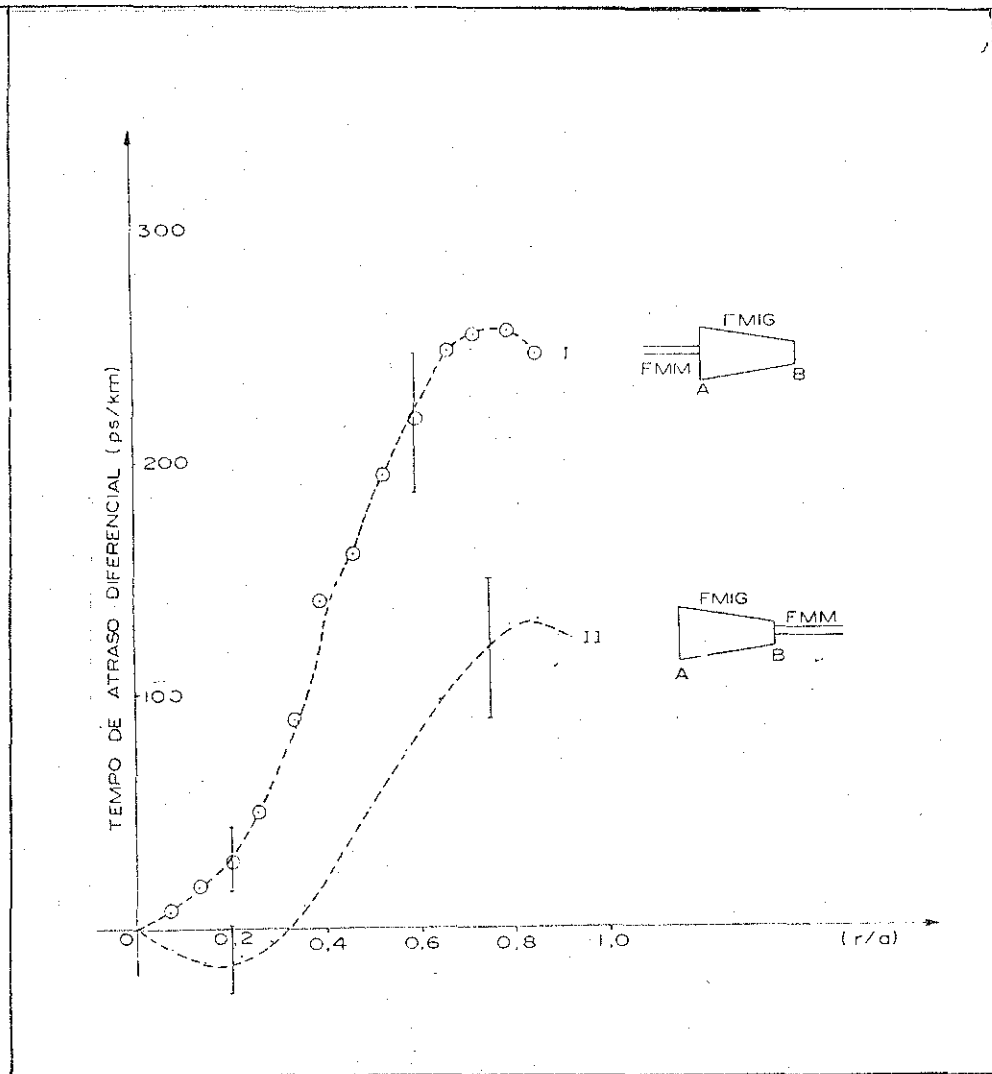


Fig. 32 - Média do tempo de atraso diferencial obtido quando (I) poucos modos são lançados na entrada da FMIG (extremidade A), (II) poucos modos são colecionados na saída da fibra (extremidade B).

quentemente percorrem um caminho maior de propagação. Na região $0,7 < (r/a) < 0,9$ observa-se uma variação do ADM com relação a $(r/a)=0$, de 130 - 260ps/km, isto implica que α muda por 0,013 de seu valor ótimo, que é suficiente para aumentar τ_m por uma ordem de grandeza, usando os cálculos feitos na ref. (5). Se compararmos as curvas I das figuras 31 e 32, observamos que o ADM é maior para o lançamento de poucos modos para a extremidade A da FMIG. Devido ao afilamento e outros fatores que influenciam na modificação da direção de propagação dos modos, é esperado que os ADM sejam diferentes para as diferentes direções de propagação. Os poucos modos lançados em A mudam a direção de propagação para ângulos maiores, modos mais altos, e os poucos modos lançados em B mudam de direção de propagação para ângulos menores, modos mais baixos, fato este que faz com que diminua o ADM entre os modos em relação a $(r/a) = 0$. Esta análise da variação da direção de propagação dos modos pode ser confirmada, comparando estes resultados com as medidas da distribuição angular da luz na saída da FMIG quando lançados poucos modos em A e em B; medidas apresentadas no cap. 4. Também para as medidas da distribuição angular da luz, quando poucos modos foram lançados em A da FMIG, observamos um alargamento maior das curvas, com relação à distribuição angular da luz da FMM usada para excitar os poucos modos, do que o alargamento ocorrido quando lançados poucos modos em B da FMIG, confirmando a nossa análise anterior de que os modos lançados em A mudam de direção de propagação para ângulos maiores de propagação. Para todas as curvas das medidas do ADM, notamos que o atraso temporal cresce com (r/a) e com um máximo variando de $0,7 < (r/a) < 0,85$, para as várias curvas, é aproximadamente nestes pontos que existe um desvio máximo de α de $\alpha_{\text{ót}}$.

Para verificarmos a conversão de modos que se realiza na FMIG em estudo, medimos também a largura temporal à meia altura da intensidade máxima dos pulsos das figuras 25 e 27, e os valores medidos são mostrados na tabela 6. Os dados da tabela são representados graficamente na fig. 33. Observamos que para o colecionamento de modos na extremidade de saída A da FMIG, curva I, as larguras são menores do que para a seleção de modos para a entrada da fibra, extremidade B, curva II, isto confirma uma pequena conversão de modos.

5.8. Importância das medidas de atraso diferencial de modos

Discutimos agora a importância das medidas de ADM para a otimização da largura de banda de fibras concatenadas, utilizando fibras com fraco acoplamento de modos.

Para as fibras com completa mistura de modos, o ADM será constante e independente da posição radial de lançamento, pois a mistura de modos força todos os modos a terem um tempo médio de propagação ao longo da fibra, reduzindo τ_{m0} , que cresce com a raiz quadrada do comprimento da fibra. A redução de τ_{m0} devido ao acoplamento de modos é acompanhada por perdas causadas pelo acoplamento de modos guiados com modos não guiados, as quais são somadas as perdas devido à absorção e espalhamento da fibra. Devido a esta dependência de τ_{m0} com a raiz quadrada do comprimento da fibra, a largura de banda de tais fibras interconectadas melhoram significativamente.

Por outro lado, se uma fibra tem uma quantidade desprezível de acoplamento de modos, o tempo do ADM só será zero para todas as posições radiais, somente se o perfil for ótimo. Entretanto, um perfil de índice de refração ótimo,

Tabela 6 - Largura dos pulsos obtidos nas figuras 25 e 27, tomados a meia altura de intensidade máxima, para a seleção de modos para entrada e saída da FMIG.

Posição Radial (r/a)	Seleção de modos para a entrada (B) da FMIG (ps)	Seleção de modos para a saída (A) da FMIG (ps)
0	834	775
0,07	820	765
0,14	828	775
0,21	820	775
0,28	831	781
0,35	849	793
0,42	840	814
0,49	840	805
0,57	844	783
0,64	842	816
0,71	850	801
0,78	838	809
0,85	840	813
0,92	869	803
Média	839	793
Desvio Padrão	18,5	17,4

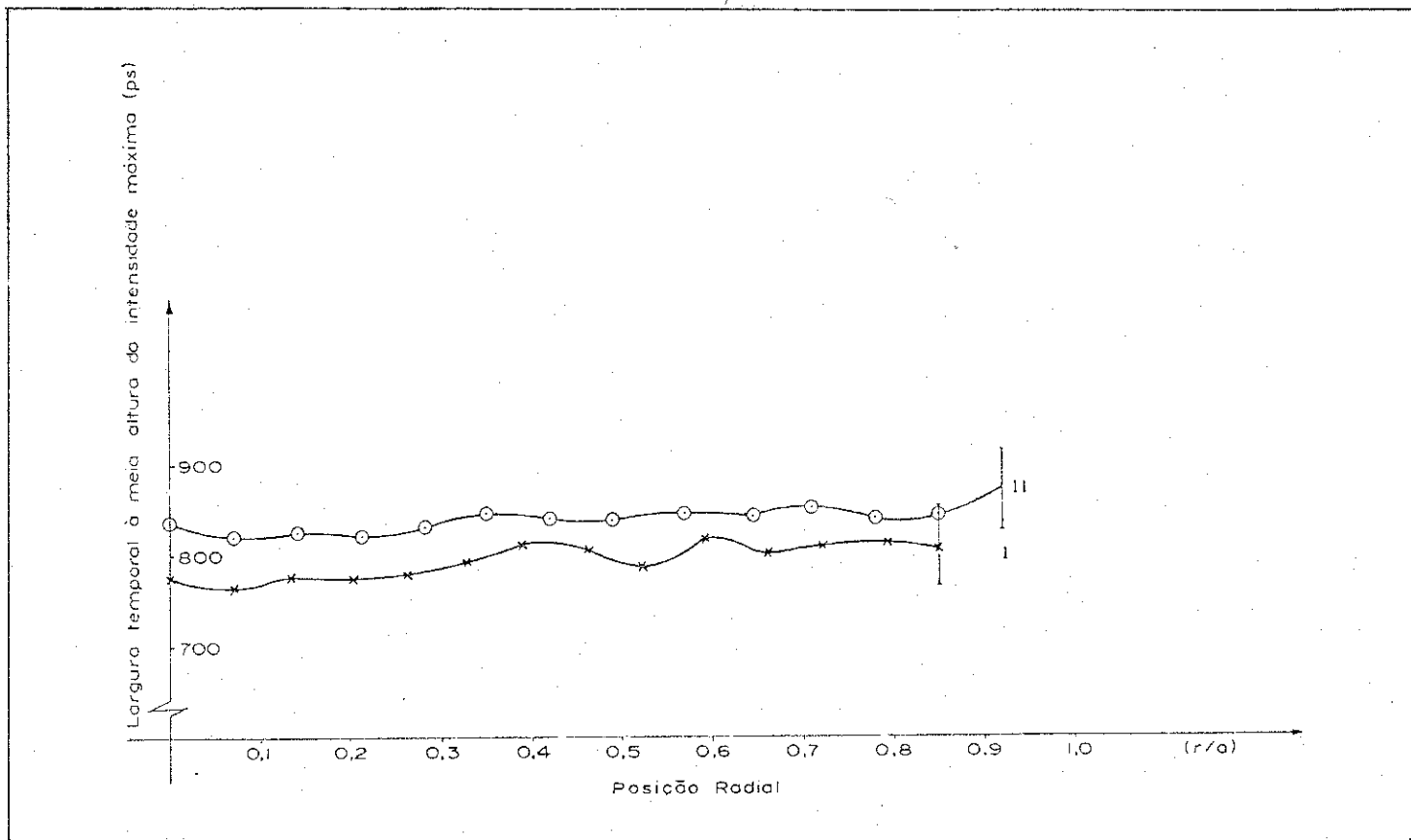


Fig. 33 - Largura dos pulsos tomados à meia altura de intensidade máxima, em função da posição radial (r/a), obtido (II) da fig. 25 e (I) da fig. 27, para a seleção de poucos modos na direção de propagação de $B \rightarrow A$ para a entrada e saída da FMIG, respectivamente.

α_{ot} , é muito difícil de alcançar pois um pequeno desvio de α pode ter um efeito marcante sobre τ_{m_0} . Buckler²⁰ mostrou que se o tempo de atraso diferencial de modos pode ser mantido constante sobre uma grande região das posições radiais, τ_{m_0} pode ser reduzida e a largura de banda pode ser aumentada consideravelmente. Para o caso de fibras com fraco acoplamento de modos, quando concatenadas mostrarão uma dependência linear da dispersão.

Conhecendo os ADM para as fibras individuais, estas podem ser selecionadas para ter um perfil de índice de refração compensado por cima ou por baixo promovendo uma equalização no atraso temporal dos modos, resultando numa otimização da largura de banda para o cabo de fibras concatenadas. O tempo do ADM simplesmente adicionam-se aritmeticamente, como mostrado por Buckler⁶. Fisicamente, isto pode ser entendido considerando-se um raio o qual tem seu único caminho de propagação através da fibra e viajará com diferentes velocidades em diferentes fibras dependendo do índice de refração local. Isto é verdade para todos os outros raios, e o efeito será de que todos os raios terão o mesmo tempo de propagação total através de todas as fibras concatenadas, se a soma aritmética dos tempos do ADM para cada posição radial for zero. Assim as fibras multimodo de índice graduado, de valores de α diferentes de α_{ot} , podem ter dispersão total zero quando concatenadas se: 1) operar à 1,3, região de dispersão material zero, 2) interconectar fibras sem acoplamento de modos, que tenham ADM positivo e negativo, tal que suas somas sejam zero para cada posição radial (r/a). Entretanto, isto seria difícil de conseguir na prática, mas com os dados do ADM de cada fibra, a seleção de fibras pode ser feita para dar um ADM aproximadamente constante, e não necessariamente zero, para cada posição radial, otimizando desta forma a

largura de banda destas fibras concatenadas.

Portanto, vimos que além das informações fornecidas pelas medidas de ADM serem utilizadas para a otimização das larguras de banda das fibras individuais, são também de grande importância para a otimização da largura de banda de fibras concatenadas para cabos de muitas dezenas de quilômetros.

5.9. Conclusão

Desenvolvemos e ampliamos a técnica de Buckler, para o selecionamento de poucos modos da fibra multimodo de índice graduado. Pela primeira vez usando uma fibra monomodo selecionamos poucos modos na fibra de índice graduado, lançando poucos modos na entrada ou colecionando poucos modos na saída. As medidas de atraso diferencial de modos são de grande importância para a FMIG pois dão uma indicação direta do desvio do perfil de índice de refração de seu valor ótimo e são preferidas sobre as medidas diretas usando as técnicas interferométricas. Nós medimos variações no perfil de índice de refração de até 0,004, desvio este que não pode ser detectado fazendo medidas sobre pequenas amostras de fibra. Estas medidas podem ser usadas para melhorar a largura de banda de fibras puxadas subsequentemente. Com o conhecimento do atraso diferencial de modos das fibras individuais, torna-se possível melhorar a largura de banda quando há a conexão de muitas fibras em um sistema.

6. CONCLUSÕES

- As medidas de dispersão intermodal apenas informam se o perfil de índice de refração de uma FMIG é ótimo, não informando a região onde o perfil desvia de seu valor ótimo.
- A dispersão intermodal pode ser reduzida introduzindo no sistema um misturador de modos.
- As medidas de dispersão intermodal mostraram uma dependência das condições de lançamento e recolhimento dos modos quanto à abertura numérica das objetivas e diâmetros internos.
- A distribuição angular da luz na saída da fibra depende da distribuição de potência entre os vários modos.
- As Medidas de Atraso Diferencial de Modos informam exatamente a região onde o perfil desvia de seu valor ótimo.
- As Medidas de Atraso Diferencial de Modos tem grandes vantagens sobre as técnicas de medidas diretas do perfil.
- As Medidas de Atraso Diferencial de Modos são muito sensíveis a pequenas mudanças do perfil, um desvio de 0,004 no perfil foi detectado por nós.
- As informações das Medidas de Atraso Diferencial de Modos podem ser usadas diretamente para melhorar a largura de banda de fibras fabricadas subsequentemente.
- As Medidas de Atraso Diferencial de Modos somam-se aritmeticamente de forma que conhecendo os Atrasos Diferenciais de Modos das fibras individuais, estas podem ser escolhidas para melhorar a largura de banda das fibras concatenadas.

6 - 1 - Recomendações para Continuação deste Trabalho

O centro de pesquisa e desenvolvimento da Telebrás (CPqD), está produzindo fibras multimodo de índice graduado, recomendamos que o método por nós desenvolvido, de medidas de atraso diferencial de modos seja usado para aumentar a largura de bandas das fibras, como feito por Buciker da "Bell Labs". F.M. Smolka, do CPqD, comunicou-nos que a largura de banda das fibras multimodo de índice graduado produzidas não é controlada, e assim não repetitiva e as medidas de atraso diferencial de modos ajudarão a resolver este problema. Também recomendamos as seguintes experiências:

- (1) Verificação que os tempos de atraso diferencial dos modos adicionam-se aritmeticamente quando fibras, com desprezível acoplamento de modos, são interconectadas.
- (2) Medidas do atraso diferencial de modos para vários comprimentos de onda, na região de 0,9 a 1,5 μm , para verificar a dispersão do perfil.
- (3) Comparação das medidas de atraso diferencial feitas com objetivas microscópicas e fibras monomodo.
- (4) Selecionamento e colecionamento de poucos modos simultaneamente para análise mais detalhada sobre a conversão de modos.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. H. R. D. Sunak and J. B. M. Ayres Neto, "Intermodal Pulse dispersion in multimode optical fiber and its measurement with a Nanosecond Test Facility", *Revista Brasileira de Física*, 10(3), 499-515, Setembro, (1980).
2. S. E. Miller and A. G. Chynoweth (Eds.) "Optical Fiber Telecommunications", Academic Press, (1979).
3. M. Horiguchi, Y. Ohmori, and T. Miya, "Evaluation of material dispersion using a nanosecond optical pulse radiator" *Applied Optics*, Vol. 18, Nº 13, p. 2223-2228, (1979).
4. Midwinter, John E. "Optical Fibers for Transmission" John Wiley & Sons, Inc., (1979).
5. R. Olshansky and S. M. Oaks, "Diferential Mode Delay Measurement", *Proceedings of the Fourth European Conference on Optical Communication*, Genova, p. 128-132, (1978).
6. M. J. Buckler, "Optimization of concatenated fiber bandwidth via differential mode delay", *NBS Special Publication nº 597*, p. 59-62, (1980), with proceedings of Symposium on Optical Fiber Measurements.
7. H. R. D. Sunak and J. B. M. Ayres Neto, "Material Dispersion Measurements in Optical Fiber Waveguides", *Revista Brasileira de Física*, Vol. 10, nº 3, p. 445-456, (1980).

8. H. R. D. Sunak, "Comunicações Ópticas" (Ed. J. E. Ripper e C. A. Ribeiro), p. 75, (1981).
9. L. G. Cohen, "Pulse transmission measurements for determining near optimal profile gradings in multimode borosilicate optical fibers", Applied Optics, Vol. 15, nº 7, (1976).
10. L. G. Cohen, H. W. Astle and I. P. Kaminow, "Frequency domain measurements of dispersion in multimode optical fibers", Applied Phys. Letters, 30 (1), p. 17-19, (1977).
11. T. Ozeki et al, "Mode Behaviour in a Tapered Multimode Fiber", Electr. Letters, 12, p. 407, (1976).
12. J. R. Andrews, "Inexpensive laser diode pulse generator for optical waveguide studies", Review of Scientific Instruments, 45 (1), p. 22-24, (1974).
13. S. Kobayashi, et al, "Refractive-Index Dispersion of Doped Fused Silica", Electronics Letters, vol. 14, nº 11, p. 309-312, (1978).
14. D. Gloge, et al, "Optical Fiber End Preparation for Low-Loss Splices", The Bell System Technical Journal, Vol. 52, nº 9, (1973).
15. J. W. Fleming "Material Dispersion in Dighthguide Glass" Eletronics Letters, Vol. 14, nº 11, (1978).
16. M. A. Zamprônio, "Acoplamento de Luz do Laser Semicondu - tor em Fibras Ópticas Multimodo", Tese de Mestrado a-

presentada ao I. F. "G.W." da UNICAMP, p. 35-36, (1981).

17. Philippe Brosseau, "Comunicações Ópticas", (Ed. J. E. Ripper e C. A. Ribeiro), p. 164, (1981).
18. L. Jeunhomme and J. P. Pocholle, "Experimental Determination of The Radiation Pattern of Optical Fibers", Optics Communications, Vol. 12, nº 1, (1974).
19. L. Jeunhomme and J. P. Pocholle, "Selective mode excitation of graded Index optical fibers", Applied Optics, Vol. 17, nº 3, p. 463-468, (1978).
20. M. J. Buckler, et al, "Optimization of Multimode Fiber Bandwidth via Differential Group Delay Analysis", Proceedings of the Sixth European Conference on Optical Communication, York, U.K., p.33-36, (1980).
21. F. M. Smolka, "Comunicações Ópticas", (Ed. J. E. Ripper e C. A. Ribeiro), p. 105, (1981).
22. M. J. Buckler, "Differential Group Delay Measurement using single-mode fiber selective excitation", Proceeding of Conference on Precision Eletromagnetic Measurements, Braunschweig, p. 224-227, (1980).
23. R. Olshansky and S. M. Oaks, "Differential mode attenuation measurements in graded-index fibers", Applied Optics, vol. 17, nº 11, p. 1830-1835, (1978).
24. J. M. L. Costa, "Comunicações Ópticas" (Ed. J. E. Ripper e C. A. Ribeiro), p. 19, (1981).