

"CARACTERIZAÇÃO DE FIBRA MONOMODO"

*Ildefonso Felix de Faria Junior*

Orientador:

*Prof. Ramakant Srivatava*

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

Dezembro de 1982.



Ã Carmem L. de Faria

Ã Mara M. de Faria

Agradecimentos:

Ao Prof. Ramakant Srivastava, pela proposta do presente trabalho, e a excelente orientação que permitiu a realização deste.

Ao Prof. Eric Bochove, pelas discussões e sugestões durante o trabalho.

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

Aos Profs. José Antonio Roversi e Carlos Lenz Cesar, pela elaboração e discussões dos programas de computação.

Aos técnicos do grupo, pelas sugestões, montagens e manutenção dos equipamentos utilizados.

À Lori e Ana Toma pelo trabalho de datilografia.

Ao CNPq e Telebrás pelo suporte financeiro.

## Resumo:

Neste trabalho, duas técnicas para caracterização de fibras monomodo foram estudadas. Na primeira mede-se a intensidade no campo afastado da fibra e usando a expressão para fibra de índice degrau, determina-se a dependência de ângulo de meia intensidade  $\theta_{1/2}$  e do ângulo  $\theta_0$  para qual o campo mostra primeiro mínimo, com o parâmetro  $v$ . Medidas de  $\theta_{1/2}$  e  $\theta_0$  então fornecem valores de  $v$  e raio do núcleo da fibra. Na segunda técnica, mede-se a variação do spot size  $\omega$  em função do comprimento da onda  $\lambda$  usando a técnica de medição do campo próximo. Como esta distribuição é quase gaussiana para qualquer tipo de perfil, a medida de  $\omega$  é feita no ponto onde intensidade é  $\frac{1}{e}$  do valor máximo. Usando expressões obtidas na teoria do perfil degrau equivalente (ESI), obtem-se valores de  $v$  e  $a$ , a partir da curva  $\omega(\lambda)$ . Esta técnica então fornece parâmetros de uma fibra equivalente de perfil degrau cujo campo próximo é o mesmo que da fibra real. Discutiremos as dificuldades de cada técnica e seus respectivos méritos.

## Abstract:

In this work, two techniques for characterization of monomode fibers were investigated. In the first we measure the intensity in the far field of the fiber and, using the expression for step index fibres, we determine the dependence of the half intensity angle  $\theta_{1/2}$  and first minimum angle  $\theta_0$  where the field falls to zero, on the parameter  $v$ . Measuring the  $\theta_{1/2}$  and  $\theta_0$  we can determine the values of  $v$  and  $a$ , the radius of the nucleus. In the second technique, we measure the behavior of the spot size with the wavelength using near field technique. Since the distribution in the near field resembles gaussian for any kind of profile,  $\omega$  is measured at the point where intensity is  $\frac{1}{e}$  of the maximum value. Using expressions obtained in the theory of equivalent step index (ESI), we obtain values of  $v$  and  $a$  using the  $\omega(\lambda)$  curve. This technique gives us parameters of an equivalent step index fibers whose near field is the same as that of the real fiber. The difficulties of each technique and its merits were discussed.

## ÍNDICE

I	- INTRODUÇÃO	
I.1	- Considerações Gerais	01
I.2	- Teoria de Guiamento Fraco	03
II	- CARACTERIZAÇÃO DE FIBRAS MONOMODO	
II.1	- Técnica de Campo Afastado - Fibra com Perfil Degrau	11
II.2	- Fibras Monomodo com Perfil Degrau Equivalente	15
II.3	- Técnicas para Determinação da Fibra ESI	19
III	- EXPERIMENTAL	
III.1	- Campo Afastado	22
	III.1.1 - Descrição da Montagem	22
	III.1.2 - Meios Utilizados para Medir a Intensida-	
	de no Campo Afastado	26
	i - Determinação da Distribuição de In-	
	tensidade no Campo Afastado Utili-	
	zando um XYZ Motorizado	26
	ii - Medidas Feitas Através do Reticon	
	iii - Mesa Giratória	34
	III.2 - Campo Próximo	35
IV	- CAMPO AFASTADO	40
IV.2	- Campo Próximo	49
V	- DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	56
V.1	- Campo Afastado	56
V.2	- Campo Próximo	58
VI	- CONCLUSÃO	60
	REFERÊNCIAS	61

## CAPÍTULO I

## INTRODUÇÃO

I.1 - Considerações Gerais

As fibras ópticas têm sido objeto de grande interesse em todo o mundo e tem-se dispendido vultosos investimentos em sua pesquisa e desenvolvimento nos últimos anos. devido ao fato de elas constituírem um excelente meio para transmitir luz a grandes distâncias com um mínimo de atenuação e dispersão, preenchem os requisitos necessários às telecomunicações tais como a ruídos externos, ausência de "cross talking" e a grande capacidade para transmitir informações dada pela altíssima frequência da portadora que é luz gerada por laser. Além destes pontos, pesa o fator econômico porque são feita de quartzo fundido, material em princípio muito barato e praticamente inesgotável na natureza.

Normalmente nos sistemas de comunicações em uso atualmente são instaladas fibras multimodo pelas facilidades de acoplamento com as fontes de luz, com outra fibra e a facilidade para a fabricação. Hoje com o desenvolvimento de novas técnicas, a construção de fibras monomodo tornou-se mais simples e estas fibras apresentam vantagens sobre as multimodo para comunicação à longas distâncias. Como nestas fibras a luz só é guiada em um único modo, o problema da dispersão diminui drasticamente e podemos até operar em regime de dispersão nula,<sup>(1)</sup> o que ocorre para um determinado comprimento de onda. Pode-se assim transmitir taxas altíssimas a longas distâncias.

No Brasil já existe tecnologia para fabricação de fibras multimodo com perfil de índice de refração gradual. Esta tecnologia foi desenvolvida dentro de um programa envolvendo a Telebrás e a Unicamp e, como resultado um sistema interligando duas estações telefônicas já está operando no Rio de Janeiro. A próxima geração de fibras ópticas será de fibras monomodo que serão produzidas na Telebrás a partir de 1983. Para estas fibras serão necessárias métodos diferentes de caracterização. Algumas dificuldades tornam-se logo evidentes pois estas fibras apresentam o diâmetro do núcleo muito reduzido, (de cinco a dez vezes menor que o da multimodo), Isto impede o uso de técnicas convencionais de caracterização que são usadas para fibras multimodo. Por exemplo, usando microscopia óptica para caracterização geométrica, os efeitos de difração mascaram o valor real do diâmetro do núcleo. Devemos então adotar métodos indiretos como a determinação do diâmetro na pré-forma e admitir que as proporções são mantidas quando a fibra é puxada, ou depois do puxamento, podemos usar a informação contida na luz transmitida observando o campo próximo ou afastado na saída da fibra. Muitas técnicas para caracterização de fibras existem e continuamente surgem novos métodos. Poderíamos citar o método da análise do campo próximo refratado <sup>(3)</sup> e a iluminação lateral da fibra <sup>(4)</sup>.

Hoje ainda não se chegou a um consenso sobre qual método usar ou que parâmetros medir para caracterizar fibra monomodo <sup>(5)</sup>. Neste trabalho procuramos analisar as técnicas que tem sido discutidas ultimamente para caracterização de fibras monomodo, através da determinação da frequência normalizada,

raio de núcleo e o comprimento de onda de corte do modo  $LP_{11}$ .

## I.2 - Teoria de Guiamento Fraco

Uma fibra óptica é um guia dielétrico, constituído por um núcleo cilíndricamente simétrico circundado por uma casca que deve ter diâmetro bem maior que o do núcleo. Sendo o índice de refração do núcleo maior que o da casca haverá guiamento de luz através do núcleo. Na situação ideal o guia de onda é reto, a casca, infinitamente espessa, é feita com um material dielétrico (normalmente sílica sem perdas e sem dispersão material).

Uma fibra assim definida foi estudada teoricamente por Snitzer em 1961<sup>(6)</sup>. Uma estrutura como vemos na fig.1 admite um espectro discreto de modos guiados onde as constantes de propagação  $\beta$  satisfazem a desigualdade<sup>(7)</sup> abaixo

$$n_1 k > |\beta| > n_2 k \quad (1)$$

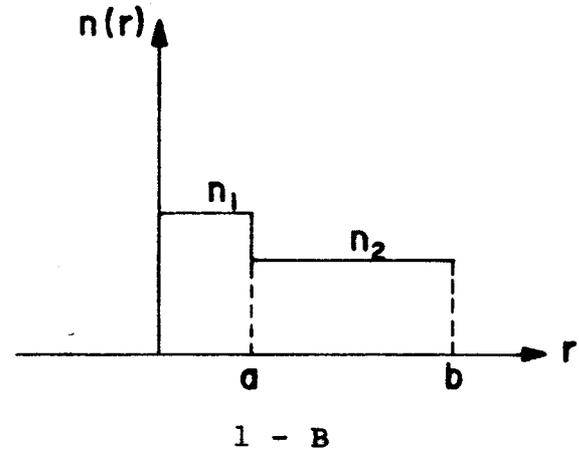
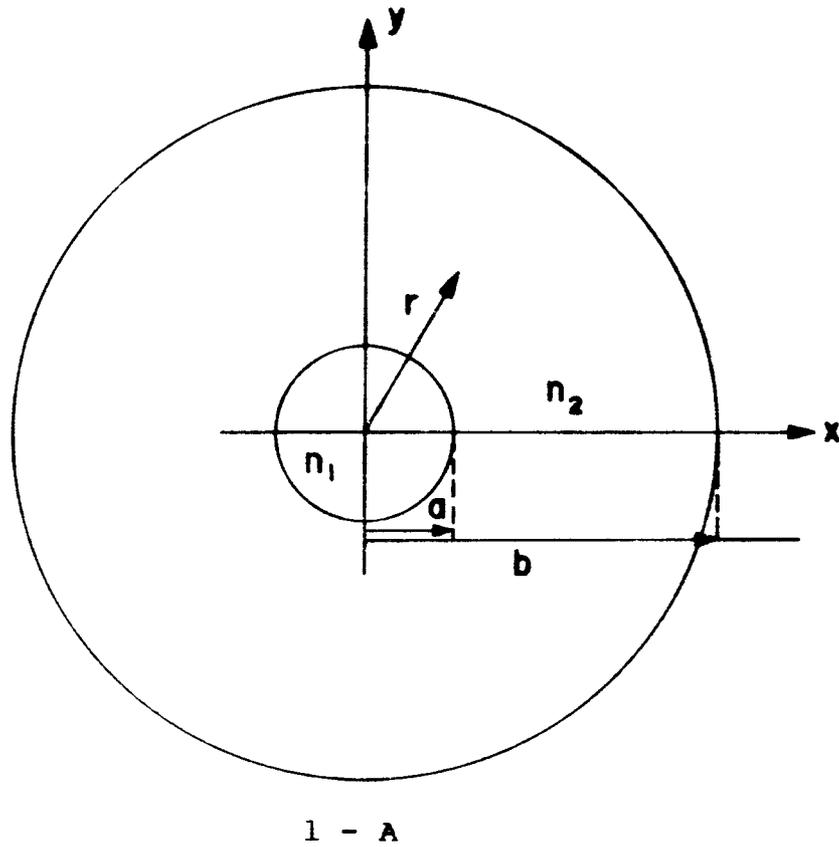
onde  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  é o comprimento de onda da radiação, no vácuo.

Ao analisarmos os modos de propagação é conveniente introduzir parâmetros  $u$ ,  $v$  e  $w$ , pelas equações:

$$u = a(n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2)$$

$$w = a(\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} \quad (3)$$

$$v = (u^2 + w^2)^{1/2} \quad (4)$$



- a - Raio do Núcleo
- b - Raio Externo da Fibra
- $n_1$  - Índice de Refração do Núcleo
- $n_2$  - Índice de Refração da Casca

Fig. 1 - A - Corte Transversal de uma Fibra Óptica.  
 1 - B - Perfil de Índice de Refração do Tipo Degrau.

$u$ ,  $\omega$  são parâmetros que surgem nas soluções da equação de onda para a fibra óptica.  $v$  é um importante parâmetro adimensional conhecido como frequência normalizada, que pode ser escrito, usando as equações (2) a (4):

$$v = ak(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (5)$$

onde  $(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$  é a abertura numérica da fibra, que determina o ângulo de aceitação da fibra<sup>(8)</sup>.

A solução exata do problema da propagação nesta fibra é conhecida<sup>(6)</sup> e apresenta equações de autovalores e complicadas formas para seus campos, dificultando a análise dos resultados. Usa-se, portanto, a aproximação de guiamento fraco que oferece grande simplificação.

### Guiamento Fraco

As fibras ópticas para telecomunicações têm  $\Delta \approx (n_1^2 - n_2^2)/2n_1^2$  da ordem de  $10^{-2}$  ou seja  $n_1 \approx n_2$ . Para esta situação, Snyder em 1969<sup>(8)</sup> e Gloge em 1971<sup>(7)</sup> estudaram uma solução simplificada onde os modos são aproximadamente polarizados linearmente e assumem a forma:

$$E_x = \begin{cases} \frac{A J_\ell \left( \frac{ur}{a} \right)}{J_\ell(u)} \begin{vmatrix} \cos \ell \phi \\ \text{sen } \ell \phi \end{vmatrix} \exp i(\omega t - \beta z); & r < a \\ A K_\ell \left( \frac{wr}{a} \right) / K_\ell(w) \begin{vmatrix} \cos \ell \phi \\ \text{sen } \ell \phi \end{vmatrix} \exp i(\omega t - \beta z); & r > a \end{cases} \quad (6)$$

O parâmetro  $A$  pode ser expresso em termos da potência transportada pelo modo (6 e 10). O índice  $\ell$  que representa a ordem das funções de Bessel  $J_\ell$  e das funções modificadas de Hankel  $K_\ell$ , corresponde à simetria circular do modo.

Os campos longitudinais  $E_z$  e  $H_z$  são obtidos através de uma combinação das soluções  $\ell+1$  e  $\ell-1$ . Exprimindo as componentes dos campos em coordenadas cilíndricas e aplicando condições de contorno na interface núcleo-casca encontra-se a equação de autovalores aproximada para os modos linearmente polarizados (modo LP).

$$u \frac{J_{\ell \pm 1}(u)}{J_\ell(u)} = \pm w \frac{K_{\ell \pm 1}(w)}{K_\ell(w)} \quad (7)$$

Os modos LP são modos híbridos pois os campos apresentam componentes longitudinais e estes modos são identificados pelos índices  $l$  e  $m$  ( $LP_{lm}$ ) onde o índice  $m$  é usado para distinguir as diferentes soluções da equação de autovalores (7) e está relacionado com a distribuição radial da energia. Cada modo é constituído pela superposição de modos  $HE_{1+1,m}$  e  $EH_{1-1,m}$  ou  $TE_{0m}$  e  $TM_{0m}$  (quando  $l = 0$ ). As constantes de propagação dos modos  $HE_{1+1,m}$  e  $EH_{1-1,m}$  são quase iguais na aproximação de Gloge, tornando-se exatamente iguais se  $n_1 = n_2$ .

Quando não consideramos  $n_1 = n_2$ , a equação característica (7) torna-se (8), que é uma forma melhor aproximada.

$$\frac{u}{n_1} \frac{J_{\ell \pm 1}(u)}{J_\ell(u)} = \pm \frac{w}{n_2} \frac{K_{\ell \pm 1}(w)}{K_\ell(w)} \quad (8)$$

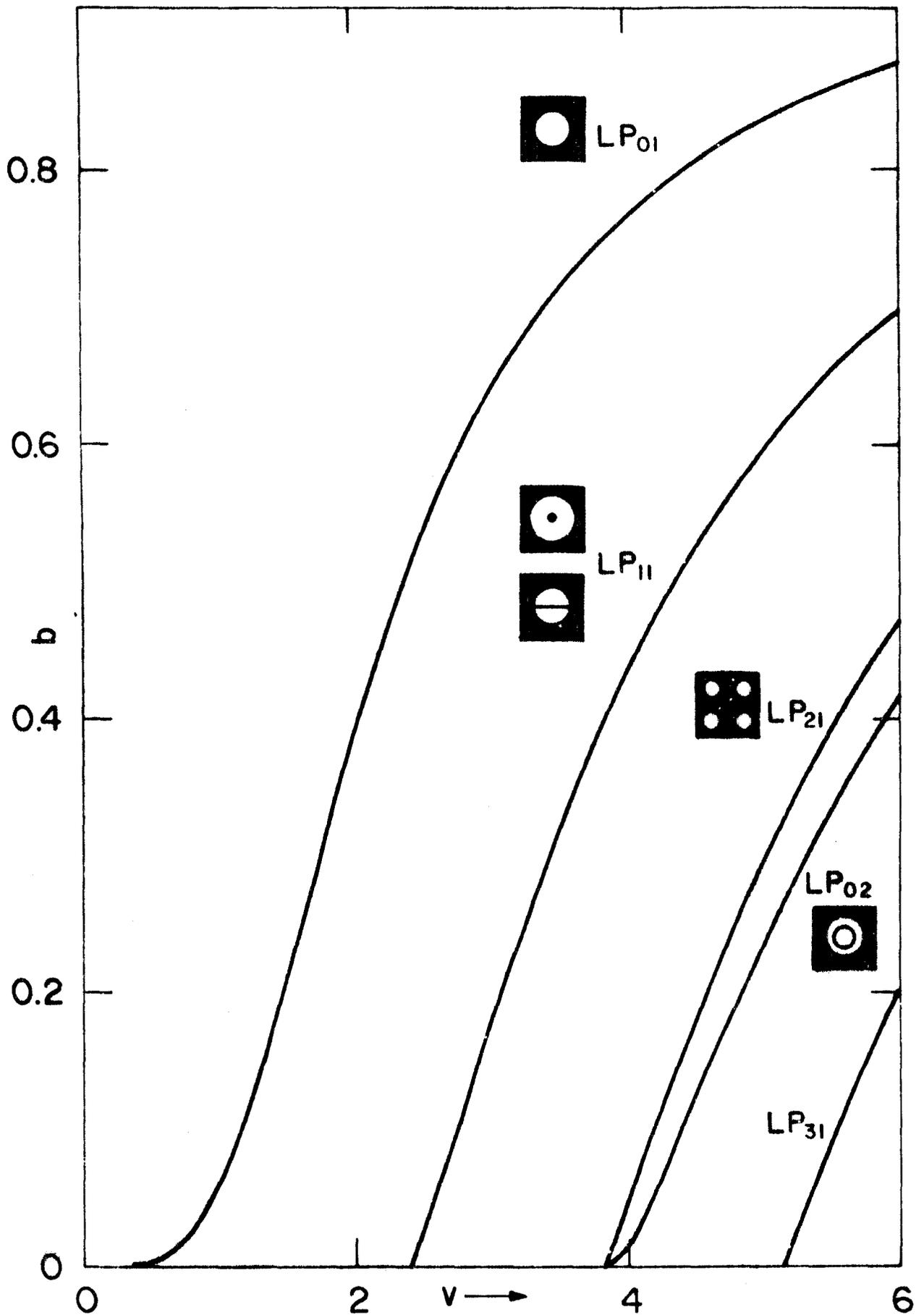


Figura 2 - Constante Normalizada de Propagação  $b$  em Função da frequência Normalizada  $v$ .

o sinal (+) corresponde aos modos  $HE_{l+1,m}$  e o sinal (-) aos modos  $EH_{l-1,m}$ . Esta denominação HE ou EH refere-se a componente longitudinal do campo. Se houver predominância da componente  $E_z$ , o campo é chamado EH e se  $H_z$  é predominantemente em relação a  $E_z$ , teremos um modo HE (6).

O corte de um modo ocorre quando a maior parte de sua energia está viajando na casca, em curto espaço a energia é perdida, desaparecendo assim o modo. O ponto onde isto ocorre pode ser calculado fazendo  $w=0$  na equação (7), resultando em  $J_{l \pm 1}(u_c) = 0$ . Neste caso  $v = v_c = u_c$  que é a frequência normalizada de corte.

Resolvendo a equação (7) pode-se encontrar o valor de  $u$  como função de  $v$  e através da equação (2), obtemos as constantes de propagação  $\beta$ , que são de grande importância para o cálculo da dispersão. Gloge (7) definiu ainda a constante normalizada de propagação  $b$  que não depende da geometria da fibra.

$$b = 1 - \left( \frac{u}{v} \right)^2 \approx \frac{\beta/k - n_2}{n_1 - n_2} \quad (9)$$

Esta constante  $b$  está representada na figura 2 como função da frequência normalizada  $v$ . Pode-se ver que para  $v = 2,405$  somente o modo  $LP_{01}$  (ou  $HE_{11}$ ) é guiado, isto é, a fibra é monomodo para valores de  $v$  menores que 2,405.

Para facilitar a compreensão do processo pelo qual a energia do modo é perdida quando  $w=0$ , isto é, no ponto de corte, é interessante mostrar a fração de potência do modo que viaja pela casca, como função da frequência normalizada, dada pela expressão (10).

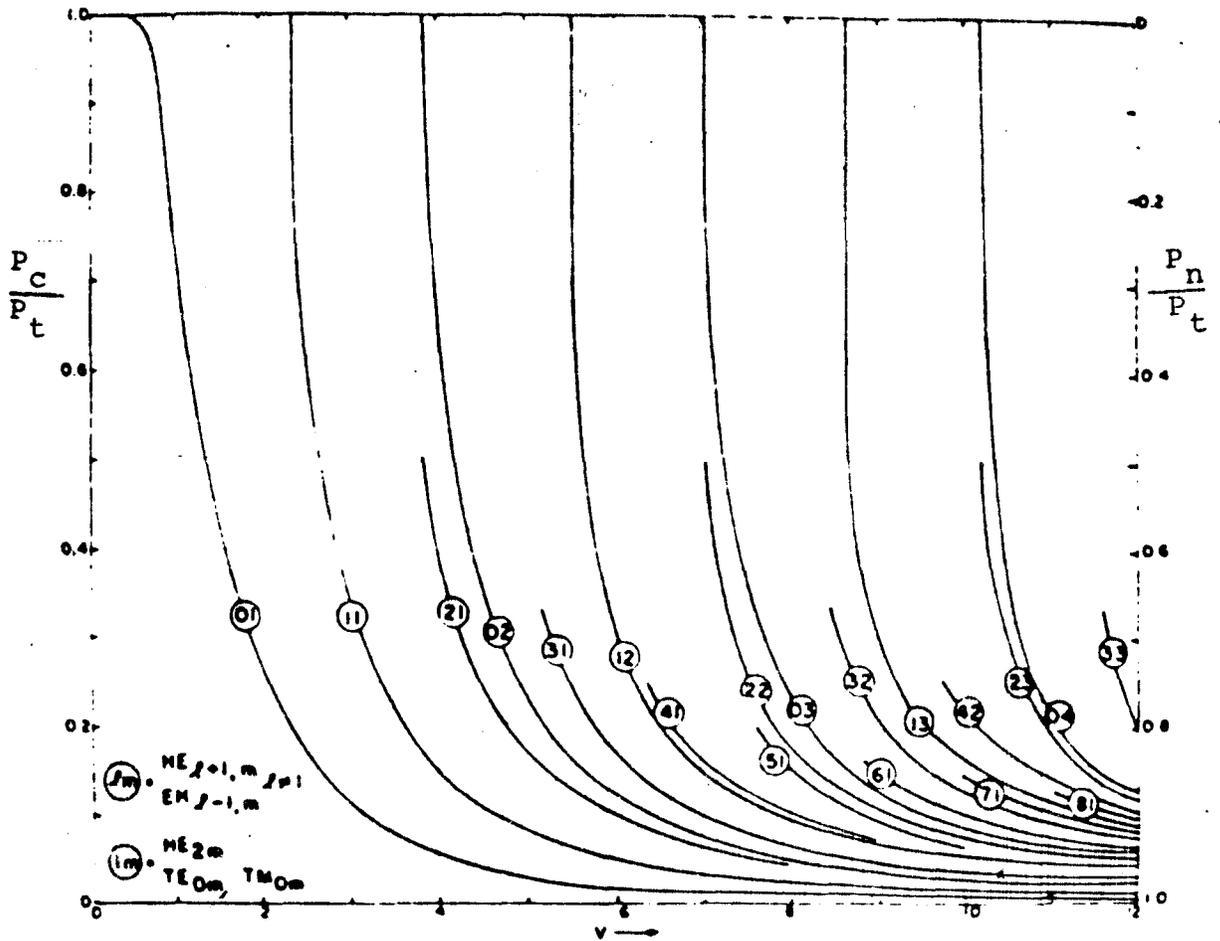


Figura 3 - Potência Relativa do Modo que se

Propaga na Casca  $\frac{P_c}{P_t}$  e no Núcleo  $\frac{P_n}{P_t}$  em Função da Frequência Normalizada  $v$ .

$$\frac{P_{\text{casca}}}{P_{\text{total}}} = \frac{u^2}{v^2} (1 - k_\ell) \quad (10)$$

$$\text{onde } k_\ell = \frac{K_\ell^2(\omega)}{K_{\ell-1}(\omega) K_{\ell+1}(\omega)} \quad (11)$$

Na figura 3 apresentamos o comportamento da relação (10) com a frequência normalizada  $v^{(7)}$ . Para  $v \rightarrow \infty$  toda a energia viaja no núcleo porém quando assumimos valores finitos para  $v$  sempre haverá energia do modo guiado na casca. Um valor importante é  $v = 2,405$ , quando toda a energia do modo  $LP_{11}$  está na casca, indicando que somente o modo fundamental se propaga na fibra.

## CAPÍTULO II

## CARACTERIZAÇÃO DE FIBRAS MONOMODO

II.1 - Técnica de Campo Afastado - Fibra com Perfil Degrau

Um dos métodos para medir o raio e a frequência normalizada de uma fibra monomodo com perfil degrau foi apresentado por W. A. Gambling e colaboradores<sup>(11)</sup>. Este método está baseado na distribuição de intensidade no campo afastado que é dada pela equação (12), para o modo fundamental.

$$|\psi|^2 = \left[ \frac{u^2 w^2}{(u^2 - \alpha^2)(w^2 + \alpha^2)} \left\{ J_0(\alpha) - \alpha J_1(\alpha) \frac{J_0(u)}{u J_1(u)} \right\} \right]^2 \quad p/ \quad u \neq \alpha$$

$$= \left[ \frac{u^2 w^2}{2v^2} \frac{1}{u J_1(u)} \left\{ J_0^2(\alpha) + J_1^2(\alpha) \right\} \right]^2 \quad p/ \quad u = \alpha$$
(12)

onde:

$$\alpha = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta = ka \sin \theta$$
(13)

$\theta$  é o ângulo entre o eixo da fibra e a reta que liga a sua extremidade e o detector (Fig. 4.a).

Na figura 4.b, que pode ser construída a partir da equação 12, vemos que o modo fundamental no campo afastado apresenta um lóbulo central seguido por lóbulos secundários. A posição dos lóbulos assim como a sua intensidade dependem do raio da fibra e da frequência normalizada. Assim, estes parâmetros podem ser determinados medindo os ângulos  $\theta_{1/2}$  e  $\theta_0$  que correspondem respectivamente aos ângulos onde a intensidade cai

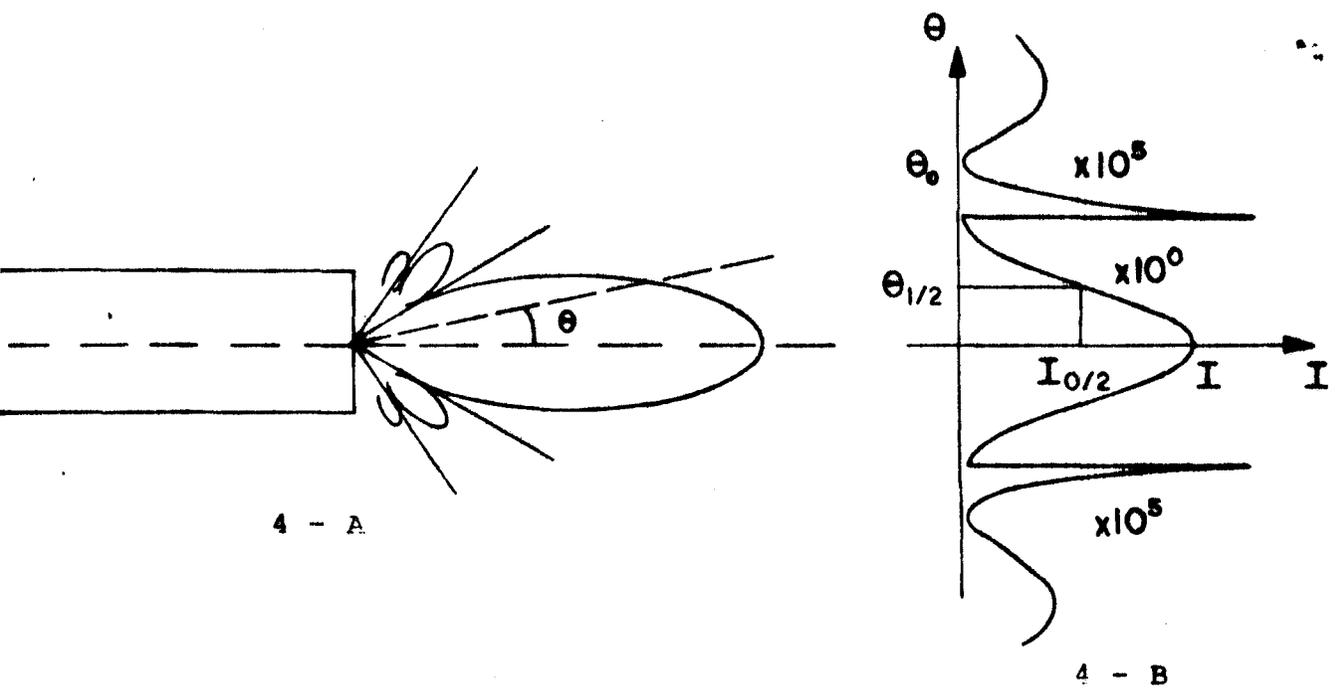


Figura 4 - Distribuição de Intensidade no Campo Afastado para uma Fibra Monomodo com Perfil Degrau.

para metade do seu valor máximo e para o primeiro mínimo.

Através da eq.12 podemos traçar gráficos para  $\frac{\text{sen}\theta_0}{\text{sen}\theta_{1/2}}$  e  $ka \text{sen}\theta_{1/2} = \alpha_{1/2}$  como funções da frequência normalizada  $v$ .

Para a construção destes gráficos precisamos usar a relação entre  $u$ ,  $w$  e  $v$ . Aqui utilizamos o parâmetro  $u$  determinado numericamente por E. Bochove<sup>(12)</sup> e comparando com o resultado encontrado através de equações aproximadas, apresentadas por dois autores: primeiramente usamos a primeira equação sugerida por Snyder<sup>(13)</sup>.

$$u = u_{\infty} \exp \left[ - \frac{1}{v} \right] \quad (14)$$

onde  $u_{\infty}$  representa valores das raízes da função de Bessel, sendo que para o modo fundamental,  $HE_{11}$ ,

$$u_{\infty} = 2,405 \quad (15)$$

Esta aproximação é boa para  $v > 3$  portanto não é interessante para o uso em fibras monomodo.

A segunda equação aproximada que utilizamos foi a apresentada por Gloge<sup>(7)</sup>, equação (16) que apresenta boa concordância com os valores calculados numericamente, para  $v > 1,4$  sendo portanto boa para a utilização neste método.

$$u = \frac{(1+\sqrt{2})v}{1+(4+v^4)^{1/4}} \quad (16)$$

Esta técnica de caracterização consiste em calcular  $\frac{\text{sen}\theta_0}{\text{sen}\theta_{1/2}}$ , que levada aos gráficos da figura 5, fornece um valor para  $v$ , através desta frequência normalizada, encontramos  $\alpha_{1/2} = ka \text{sen}\theta_{1/2}$  de onde tiramos o valor do raio da fibra. No

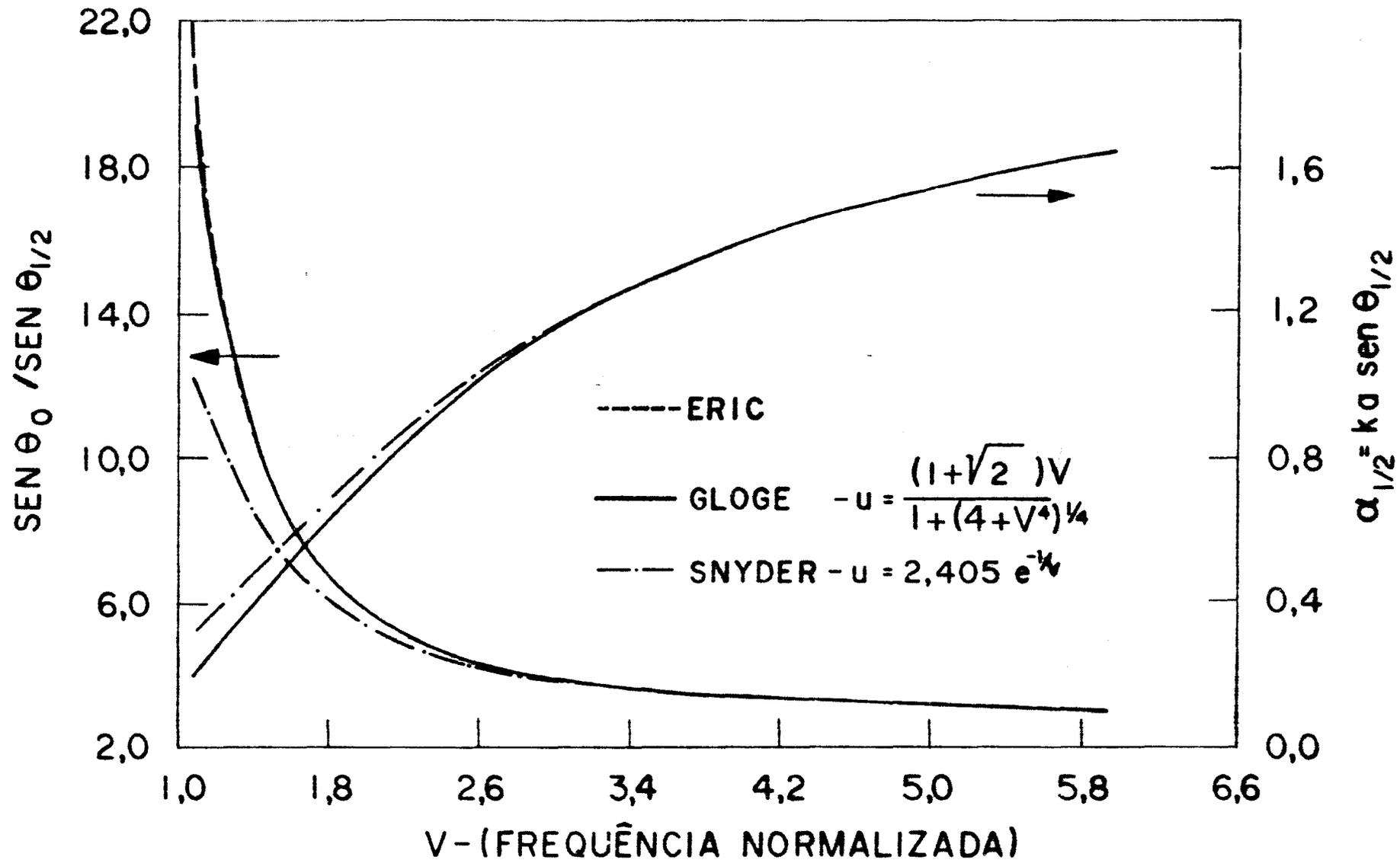


Figura 5 - Relações entre Ângulos Medidos no Campo Afastado em Função da Frequência Normalizada  $v$ .

capítulo IV, usaremos a curva em linha contínua para determinar  $v$  e  $a$  no capítulo IV.

## II.2 - Fibras Monomodo com Perfil Degrau Equivalente

As considerações feitas até agora referem-se a uma fibra que tenha perfil de índice de refração na forma de um degrau, como mostra a figura 1. Na prática este tipo de fibra não é encontrada, devido a difusão de dopantes na casca e a evaporação na parte central do núcleo quando se faz fechamento da preforma que provocam grandes distorções no perfil de índice, devidas à reduzida dimensão do núcleo (de três a dez microns de diâmetro). Além destes defeitos comuns, encontramos outros perfis que tem sido propostos para melhorar as características de propagação e aumentar o diâmetro do núcleo<sup>(14)</sup>. A forma geral de representar o perfil de índice é dada pela expressão (17) abaixo:

$$n_2(r) = \begin{cases} n_1 \left[ 1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^g \right]^{1/2} & \text{para } r < a \\ n_1 \left[ 1 - 2\Delta \right]^{1/2} & \text{para } r > a \end{cases} \quad (17)$$

sendo  $\Delta$  definido por

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (18)$$

quando

$$n_1 \approx n_2, \quad \Delta \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2} \quad (19)$$

onde  $n_1$  é o máximo valor de índice de refração.

Note-se que quando  $g = \infty$  a fibra tem perfil degrau e para  $g = 2$  o perfil será parabólico.

Mesmo quando o perfil não é degrau, a não ser para casos extremos, a distribuição de intensidade do modo fundamental assemelha-se a uma forma gaussiana (15-17). Isto levou Matsumura et al (14) a propor que esta fibra de perfil arbitrário pudesse ser representada por uma de perfil degrau que apresentasse uma distribuição de energia do modo fundamental com quase as mesmas características que a fibra arbitrária. Esta fibra degrau foi denominada fibra ESI (Equivalent step index). A fibra ESI permite uma avaliação das características de propagação da fibra arbitrária pois estas características seriam aproximadamente as mesmas que a da fibra degrau. Usando parâmetro da ESI, pode-se obter perdas devidas as emendas e microcurvaturas. Porém, o modelo de ESI não prevê a dispersão com boa precisão (18).

O cálculo dos parâmetros da fibra de ESI está baseado na definição de Marcuse (16) para o coeficiente de transmissão T que é a fração da energia de um campo gaussiano incidente na superfície da fibra e que se acopla no modo fundamental. T é dado pela expressão 20.

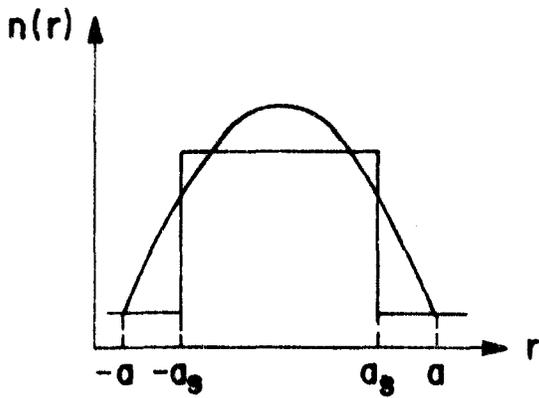
$$T = \frac{1}{P_0} \left[ \int_0^{\infty} \frac{A}{\omega} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{r}{\omega} \right)^2 \right] E(r) r dr \right]^2 \quad (20)$$

onde E(r) é o campo do modo fundamental dado pela equação 6.

$P_0$  = constante de normalização

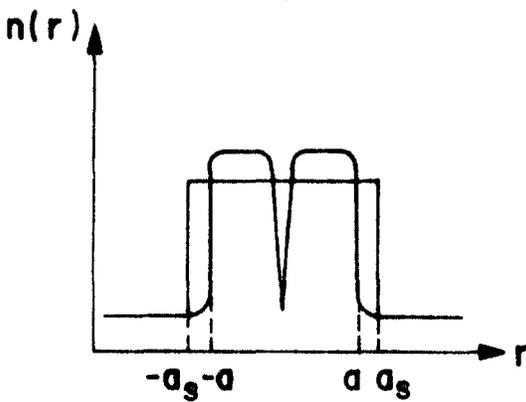
A e  $\omega$  são parâmetros do campo gaussiano incidente.  $\omega$  mede o "spot size" que é a extensão espacial do campo, medida referente ao ponto onde a intensidade atinge 1/e do seu valor máximo.

O coeficiente de acoplamento T, entre o modo fundamental e uma gaussiana é uma função do "spot size" e atin-



6 - A

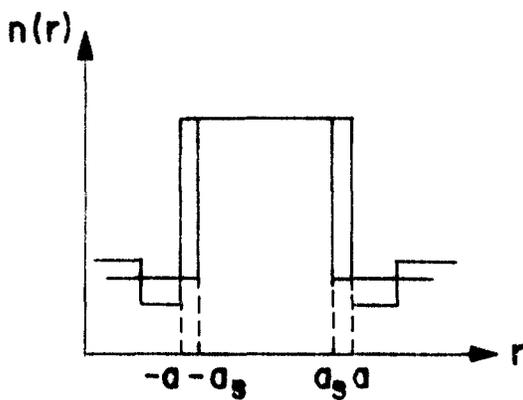
Perfil Parabólico



6 - B

Perfil Degrau com

Dip



6 - C

"Depressed Cladding"

Figura 6 - Perfis de Índice Típicos com os  
Respectivos Perfis da ESI (Ref.14)

Para encontrar os parâmetros da fibra degrau equivalente teremos que procurar um valor de  $\omega_s$  mais próximo de  $\omega$  da fibra considerada. Assim, se  $\omega = \omega_s$ :

$$\omega_s - \omega = a_s G_s(v_s) - aG(v, g) = 0 \quad (27)$$

Portanto a função

$$J = \frac{1}{a} \int_{v_1}^{v_2} (\omega_s - \omega) dv \quad (28)$$

terá um valor mínimo, para um certo par  $a_s, v_s$  que pode ser encontrado tomando as derivadas de  $J$  e igualando a zero.

$$\frac{\partial J}{\partial a_s} = 0 \quad (29)$$

$$\frac{\partial J}{\partial v_s} = 0 \quad (30)$$

Desta maneira Matsumura et al<sup>(14)</sup> determinou a fibra ESI para casos típicos que são fibras com perfil W, gradual e degrau com dip no centro, resultando em distribuições de índice de refração  $n(r)$  como nos desenhos da figura 6.

### II.3 - Técnicas para determinação de Fibra ESI

Diversos pesquisadores<sup>(19-26)</sup> têm apresentado diferentes métodos para a determinação experimental dos parâmetros da fibra ESI. Todos estes métodos envolvem a medição do spot size do modo fundamental como função do comprimento da onda. Para a fibra monomodo, a distribuição da intensidade é quase gaussiana e o spot size é a medida da largura para  $\frac{1}{e}$  do valor máximo da

gaussiana que melhor se ajusta à distribuição.

O comportamento de  $\omega$  com  $\lambda$  indica claramente o ponto de corte pois ao aproximarmos do  $\lambda_c$  de um modo, sua energia passa rapidamente para a casca (veja fig. 3) aumentando assim o volume que ele ocupa na fibra e em consequência observamos uma rápida elevação do valor do spot size medido no campo próximo e a seguir uma queda brusca em  $\omega$  indicando o corte do modo. Desta prática podemos extrair o valor de  $\lambda_c$  e  $\omega_c$  (comprimento de onda e spot size no ponto de corte. Com este par de valores  $\lambda_c$  e  $\omega_c$  calculamos  $a_s$  e a frequência normalizada da fibra teste.

Levando em conta que  $\lambda_1 v_1 = \lambda_2 v_2$  que vale para regiões onde não ocorre grande variação do índice de refração com o comprimento de onda<sup>(28)</sup> e que podemos escrever a equação 26 como:

$$a_s = \omega_c / (0,65 + 1,619 v_s^{-1,5} + 2,879 v_s^{-6}) \quad (31)$$

onde  $v_s$  é a frequência normalizada da fibra equivalente que pode ser calculada para um comprimento de onda  $\lambda$  pela relação:

$$v_s = 2,405 \frac{\lambda_c}{\lambda} \quad (32)$$

Finalmente a abertura numérica é calculada usando a equação 5 onde  $v_s$ ,  $a_s$  e  $\lambda$  são conhecidos

$$(A.N.)_s = \frac{v_s \lambda}{2\pi a_s} \quad (33)$$

Uma alternativa para calcular os parâmetros ESI é a utilização da informação contida na curva  $\omega = \omega(\lambda)$  para a re

gião onde a fibra é monomodo. Os métodos propostos por Millar<sup>(21)</sup>, Matsumura e colaboradores<sup>(14)</sup>, Alard e colaboradores<sup>(20)</sup> apresentam o inconveniente de serem muito sensíveis a erros experimentais pois um pequeno desvio na curva  $\omega \times \lambda$  induz a grandes erros na determinação de  $\left. \frac{d\omega}{d\lambda} \right|_{\lambda = \lambda_{co}}$  assim como nos parâmetros encontrados quando se procura ajustar a equação 26 aos pontos experimentais.

Para fazer este ajuste modificamos a equação 26 para a forma:

$$\omega_s = A + B\lambda^{3/2} + C\lambda^6 \quad (34)$$

onde

$$A = 0,65 a_s$$

$$B = 1,619 a_s / (2\pi a_s (A.N.)_s)^{3/2}$$

$$C = 2,879 a_s / (2\pi a_s (A.N.)_s)^6$$

Encontrando os parâmetros A, B e C podemos calcular o raio efetivo  $a_s$  e a abertura numérica efetiva  $(A.N.)_s$ .

## CAPÍTULO III

## EXPERIMENTAL

III.1 - Campo AfastadoIII.1.1 - Descrição da Montagem

Para a determinação da distribuição de intensidade no campo afastado usamos basicamente o esquema apresentado na figura 7. Como fonte de luz usamos diversos tipos de laser: de He-Ne, de argônio, de corante, de Rodamina-6G e um laser de arseneto de gálio fabricado na UNICAMP que emite em 0,86 microns. Para o laser de GaAs foi necessário colimar a luz através de uma lente de microscópio que era colocada bem próxima ao laser. Isto é indispensável neste caso pois a luz emitida por um diodo laser é bastante divergente, não permitindo um bom acoplamento entre laser e fibra <sup>(28)</sup>. A fibra apresenta uma abertura numérica da ordem de 0,1 e um ângulo crítico para a reflexão interna total em torno de  $7^\circ$ . Já um laser de semicondutor apresenta ângulos de abertura em torno de  $10^\circ$  no plano paralelo à junção e  $50^\circ$  no plano perpendicular.

Se a luz está distribuída dentro de um ângulo menor que o ângulo crítico o acoplamento poderá ser bom. Por isto colimamos a luz do laser para depois focalizar novamente com outra lente de microscópio com abertura numérica o mais próximo possível da abertura da fibra. Usamos uma lente X8 de abertura numérica igual a 0,2.

Antes de ser lançada na fibra, a luz passava por um chopper que fazia parte do sistema de detecção escolhido para minimizar os efeitos de ruídos. Colocamos filtros que foram utilizados para proteger a fotomultiplicadora permitindo assim

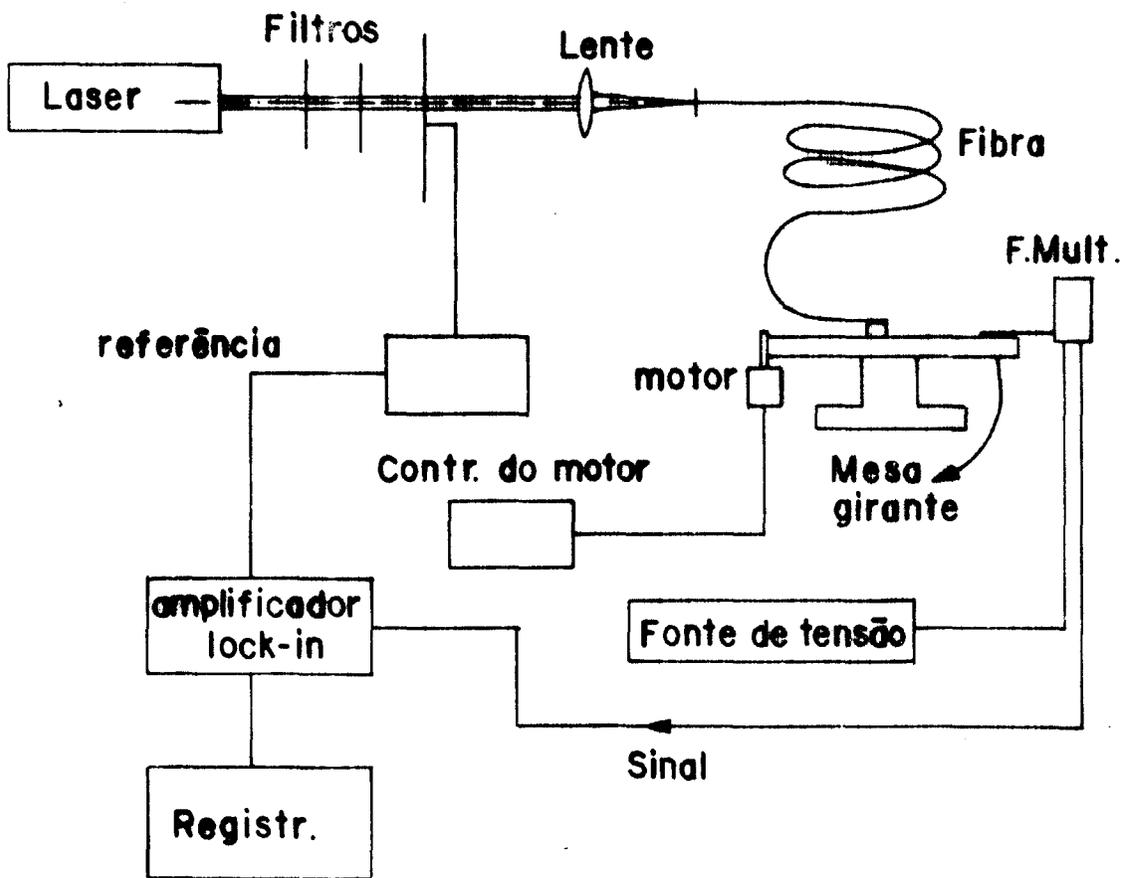


Figura 7

ESQUEMA DA MONTAGEM - CAMPO AFASTADO

um range dinâmico de até  $10^6$ .

Uma parte da luz era desviada antes do lançamento para ser usada como referência e comparada com a luz na saída da fibra. A normalização era feita para suprimir o problema causado pelas flutuações na intensidade do laser.

A superfície da fibra era preparada através de técnica convencional de clivagem<sup>(27)</sup>. Produzíamos um defeito na casca da fibra com um material mais duro que o vidro por exemplo a safira ou o diamante e aplicávamos uma força de tração que provoca a propagação do defeito, produzindo assim uma superfície plana. A repetitividade deste processo não é grande e toda a vez que "cortamos" a fibra é necessário observar a superfície através de um microscópio para constatar se o corte está adequado para o lançamento, ou seja uma superfície plana e perpendicular ao eixo da fibra.

Nas extremidades da fibra precisamos usar meios para eliminar a luz que se propaga pela casca pois sem isto estaríamos medindo uma soma da luz no modo fundamental com a luz guiada pela casca e ainda outros modos de ordem superiores produzindo um resultado afastado da distribuição de luz do modo fundamental. Para que haja eficácia na eliminação desta luz, construímos um misturador de modos cortando dois pedaços de madeira de modo que formassem uma ondulação periódica conforme mostra a figura 8. A fibra foi apertada entre os dois pedaços de madeira que para evitar o rompimento da fibra era revestido com uma fina espuma plástica. As curvaturas a que eram submetidas as fibras provocam a perda de modos guiados pela casca assim como a luz de modos de ordens superiores que estando próximos do  $v$  de corte são muito sensíveis à curva

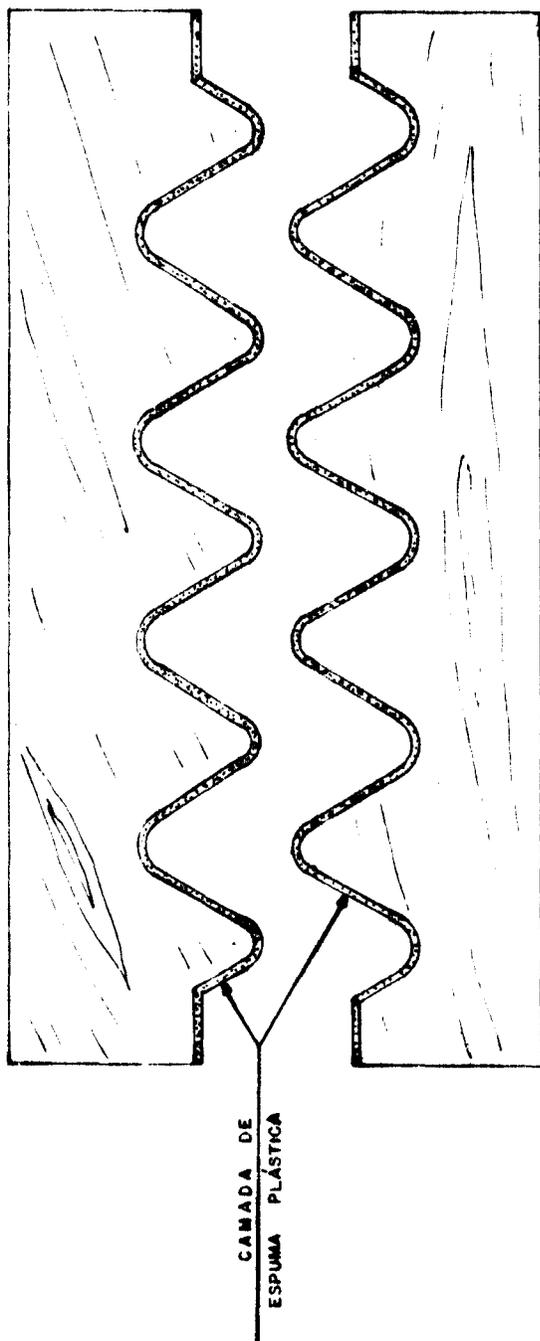


Figura 8 - Eliminador de Modos na Casca

turas. Este dispositivo faz com que a luz deste modos que tem baixo confinamento passe totalmente para a casca e a seguir são eliminados mergulhando a fibra em líquido que tenham índice de refração maior que a casca da fibra. Normalmente usamos glicerina para este fim.

O acoplamento laser-fibra requer um sistema muito rígido porque a luz deve ser focalizada em uma área de dimensões muito reduzidas (na fibra monomodo o raio varia entre 2 e 5 microns). Por isto as lentes deveriam ficar solidamente presas à bancada óptica podendo estar fixadas por exemplo em micro posicionador. A fibra era fixada em microposicionadores que permitam o ajuste de ângulos e posições transversais e longitudinal ao eixo de propagação da luz. Isto era feito com dois posicionadores: um angular que era fixado sobre um outro linear.

### III.1.2 - Meios Utilizados para Medir a Intensidade no Campo Afastado.

#### i - Determinação da Distribuição de Intensidade no Campo Afastado Utilizando um XYZ Motorizado.

Nas primeiras varreduras feitas no campo afastado empregamos um microposicionador provido com motores acoplados nos três eixos e a este posicionador vinculamos um fotodetector do tipo PIN que continha, colado a sua janela, uma lâmina com um orifício de 50 microns de diâmetro. Este detetor podia então ser deslocado em três direções perpendiculares entre si sendo duas perpendiculares ao feixe de luz.

O sinal refletido pelo fotodetector provinha do modo fundamental e era medido através de um amplificador lock-in que tinha uma saída ligada diretamente a um registrador do strip-chart. Desta maneira a distribuição de intensidade podia ser registrada em gráficos que apresentamos na figura 9.

Este sistema não se mostrou muito satisfatório pois os motores XYZ só permitiam movimentos com um deslocamento máximo de 10 mm, isto nos obrigava a manter uma velocidade muito baixa para não sofrer efeitos das constantes de tempo dos aparelhos, o que dificultava a execução da experiência porque o sistema de controle de velocidades do motor não era apropriado para manter velocidades baixas e constantes. Além do mais o movimento era linear enquanto havia necessidade de que o detetor descrevesse um círculo em frente da ponta da fibra pois estávamos medindo um campo que se distribuía dentro de um ângulo em torno de  $20^\circ$  e o efeito da curvatura tornava-se sensível embora não afetasse muito nossas medidas dado que a região onde estava concentrada nosso interesse estava dentro de uma abertura de uns  $7^\circ$  a partir do centro do feixe.

Este método foi deixado de lado quando recebemos um sistema de fotodiodos que era um arranjo linear contendo 1024 fotodetetores e leitura deste fotodiodos era feita por um circuito eletrônico de varredura que podíamos ligar a um osciloscópio. Este sistema será descrito no próximo artigo deste capítulo.

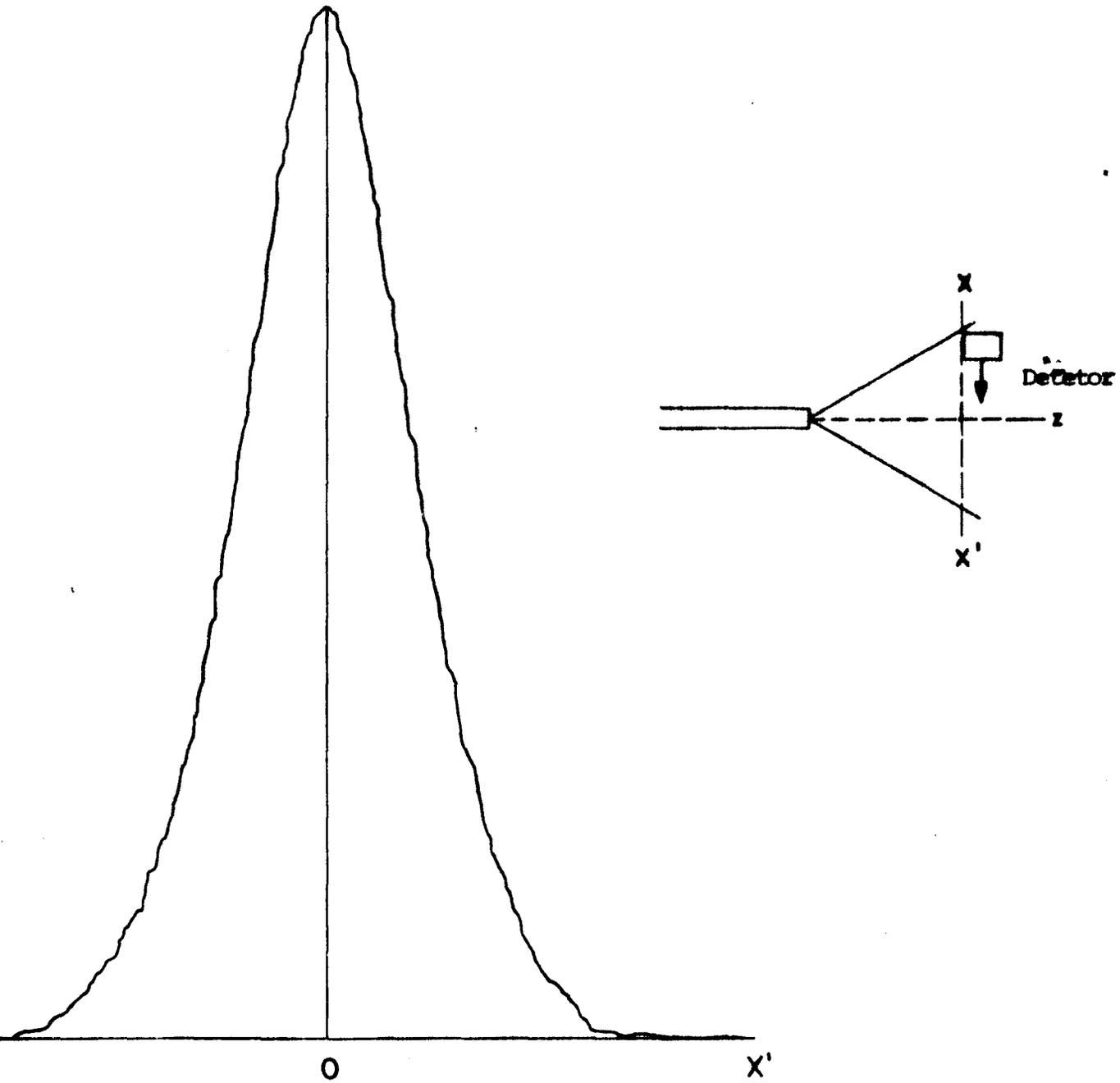


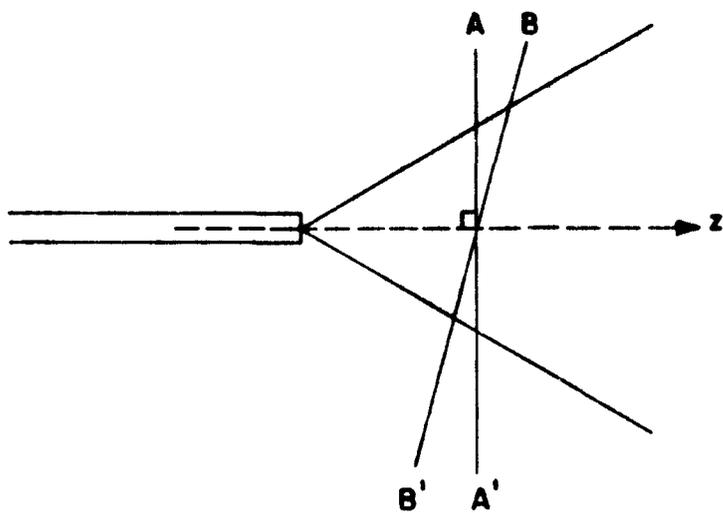
Figura 9 - Distribuição Angular do Modo LP<sub>01</sub>  
no Campo Afastado

## ii - Medidas Feitas Através do Reticon

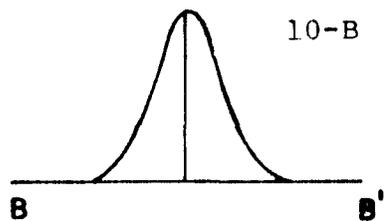
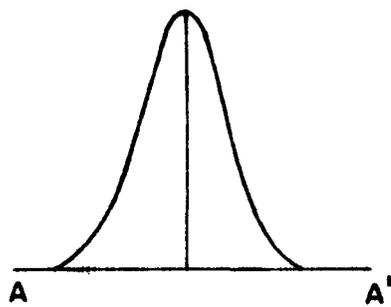
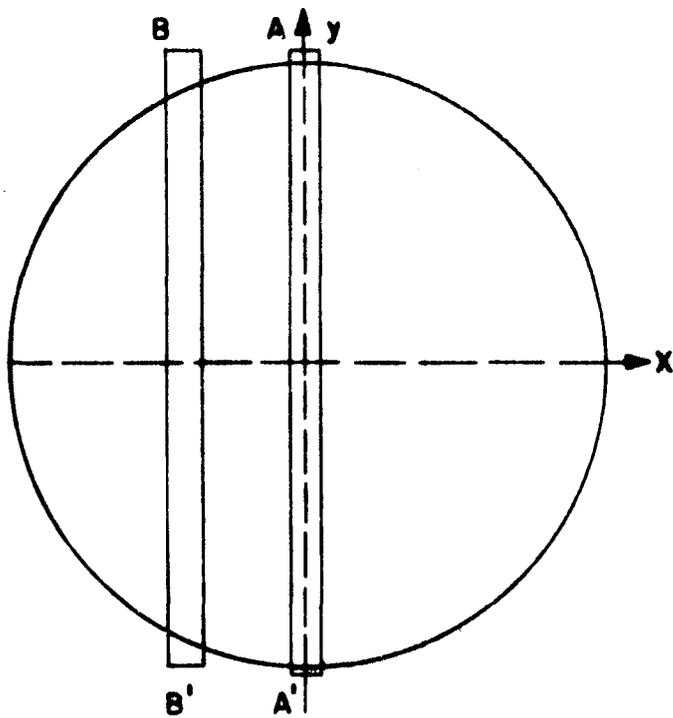
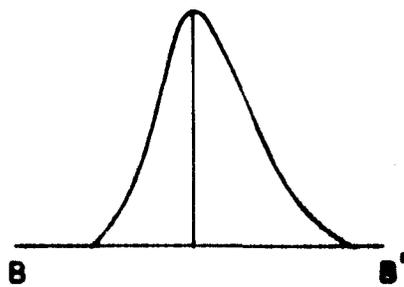
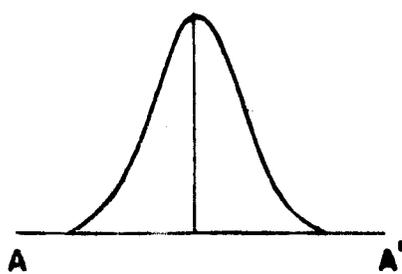
Para a utilização do Reticon foi necessário modificar a montagem experimental pois introduzimos um osciloscópio onde a distribuição do campo era observada continuamente e de onde tirávamos fotografias. O emprego do osciloscópio é indispensável para um posicionamento correto do Reticon. Observando no video a forma do campo podíamos verificar se o arranjo está colocado fora do centro ou inclinado com ângulo diferente de  $90^\circ$  em relação ao eixo de propagação da luz. Na figura 10 podemos ver os efeitos de desvios no posicionamento do array. Em 10-A vemos a situação que ocorre quando colocamos o arranjo formando um ângulo diferente de  $90^\circ$  com eixo óptico. Em AA' o posicionamento correto resultando assim em uma figura simétrica enquanto em BB' surge uma assimetria devida ao mau posicionamento. Girando o arranjo podemos ajustar a posição adequada. Se o arranjo não está colocado no centro do feixe a intensidade vista na tela será menor que um certo valor máximo que pode ser encontrado deslocando o array ou a fibra (figura 10-B).

A determinação do ângulo para meia intensidade pode ser feito através das fotografias tiradas no osciloscópio porém um método mais preciso que encontramos foi construir um gráfico usando um "strip-chart recorder" que permite construir gráficos com dimensões controladas através de diversas escalas de sensibilidade. O sinal recebido pelo registrador vinha de um "signal averager" que efetuava a media de milhares de varreduras do Reticon e armazenava um resultado contendo menos ruídos.

O Reticon apresentou problemas que nos forçaram a mais uma vez trocar o sistema de medidas. Um dos problemas era



10-A



10-B

Figura 10 - Possíveis Distorções Observadas no Osciloscópio

aquele já mencionado no caso anterior da linearidade da varredura; um outro problema era o efeito causado pela luz coerente utilizada que distorcia completamente o sinal recebido pelo detector. O arranjo tem uma janela de vidro que protege os diodos e que tem aproximadamente 1 mm de espessura. Quando a luz coerente atravessa esta janela surge uma figura de interferência dada pelo etalon formado entre as faces da janela. Este padrão de interferência se superpõe a luz do campo que vem da fibra resultando uma estrutura que impede que possamos medir o máximo central assim como a largura do feixe. Este efeito pode ser observado na figura abaixo.

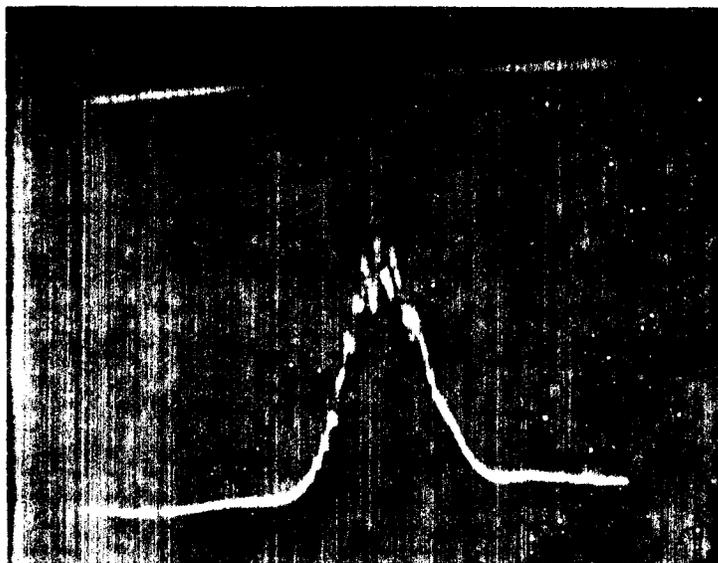


Fig. 11 - Fotografia no osciloscópio de  $I(\theta)$

Para constatar se este é um efeito da coerência da luz, lançamos na fibra a luminescência de um laser de semicondu<sup>tor</sup> e a figura na tela do osciloscópio surgiu sem as oscilações que vemos na figura 11. Quando a corrente do laser era elevada acima do limiar observávamos o mesmo padrão da figura 11. Colocando um papel fino em frente a janela do arranjo também causava o desaparecimento das oscilações sobre a figura do modo. O efeito da colocação de um pedaço de papel na trajetória da luz é a quebra da coerência espacial mas deve-se ter o cuidado de medir a luz logo na superfície do papel porque a distribuição de intensidade fica completamente deformada a uma distância muito curta do difusor. A espessura do papel deve ser escolhida cuidadosamente pois se usarmos uma folha muito fina, como o papel vegetal usado para desenho, não conseguiremos eliminar as franjas de interferência e se usarmos uma folha espessa demais o campo ficará alargado.

Um outro recurso empregado foi colocar uma lâmina de vidro em contato com a janela do arranjo tendo entre elas um líquido para casamento de índice de refração. Com isto alargamos a janela ficando assim com um outro etalon que produzia franjas de interferência bem finas e juntas como vemos na fotografia na figura 12.

Além destes inconvenientes, os métodos descritos acima sofrem de uma desvantagem de possuir um baixo range dinâmico.

Portanto, optamos por um sistema giratório que permitia medir a distribuição angular real do campo usando fotomultiplicadora para detecção sendo ainda este método livre das distorções citadas.



Figura 12 - Distribuição de Intensidade Vista  
no Osciloscópio

### iii - Mesa Girat6ria

Trata-se de uma mesa circular feita com uma chapa de aluminio de 2 cm de espessura. O tampo da mesa est6 fixado a trav6s de uma roldana 6 sua base, como vemos na fotografia da figura 13. No centro h6 um suporte para fibra que fica im6vel enquanto na extremidade da mesa fixamos uma fotomultiplicadora que podia girar, percorrendo suavemente uma trajet6ria circular em frente da fibra. Para movimentar a mesa usamos um motor com velocidades ajust6veis.



Fig. 13 - Fotografia da mesa girat6ria

O uso da fotomultiplicadora nos ofereceu uma grande vantagem pois colocando esta montagem dentro de um ambiente completamente escuro houve a possibilidade de alcançar um range dinâmico de 60 dB, exigido para medir máximos secundários no campo afastado do modo fundamental. A posição e a intensidade destes máximos depende das características da fibra<sup>(30)</sup> e para uma das fibras usadas, a relação de intensidades entre o máximo central e o primeiro secundário era de  $10^4$ , o que era impossível observar com um fotodetector PIN-10.

Na figura 14 podemos ver a distribuição de luz extraída através deste sistema.

Através de um relé "reed" medimos ângulos pois fizemos uma calibração de forma que dois ímãs colocados sobre a mesa aciona o relé fechando os contatos cada vez que a mesa girava fazendo com que os ímãs passassem perto do relé que estava fixo numa posição perto do centro da mesa.

A passagem de um ímã pelo relé produz uma sequência de duas operações. O contato é fechado na aproximação, abre quando o ímã está diretamente sob o relé e fecha novamente quando o ímã se afasta. Isto pode ser visto na figura 14 onde temos três degraus correspondendo a dois fechamentos de contato, para o primeiro ímã e a primeira operação para o segundo ímã. A distância entre os ímãs foi tal que correspondia a um ângulo de  $40^\circ$ , fornecendo então uma escala para medir os ângulos na figura 14.

### III.2 - Campo Próximo

A distribuição de intensidade no campo próximo foi

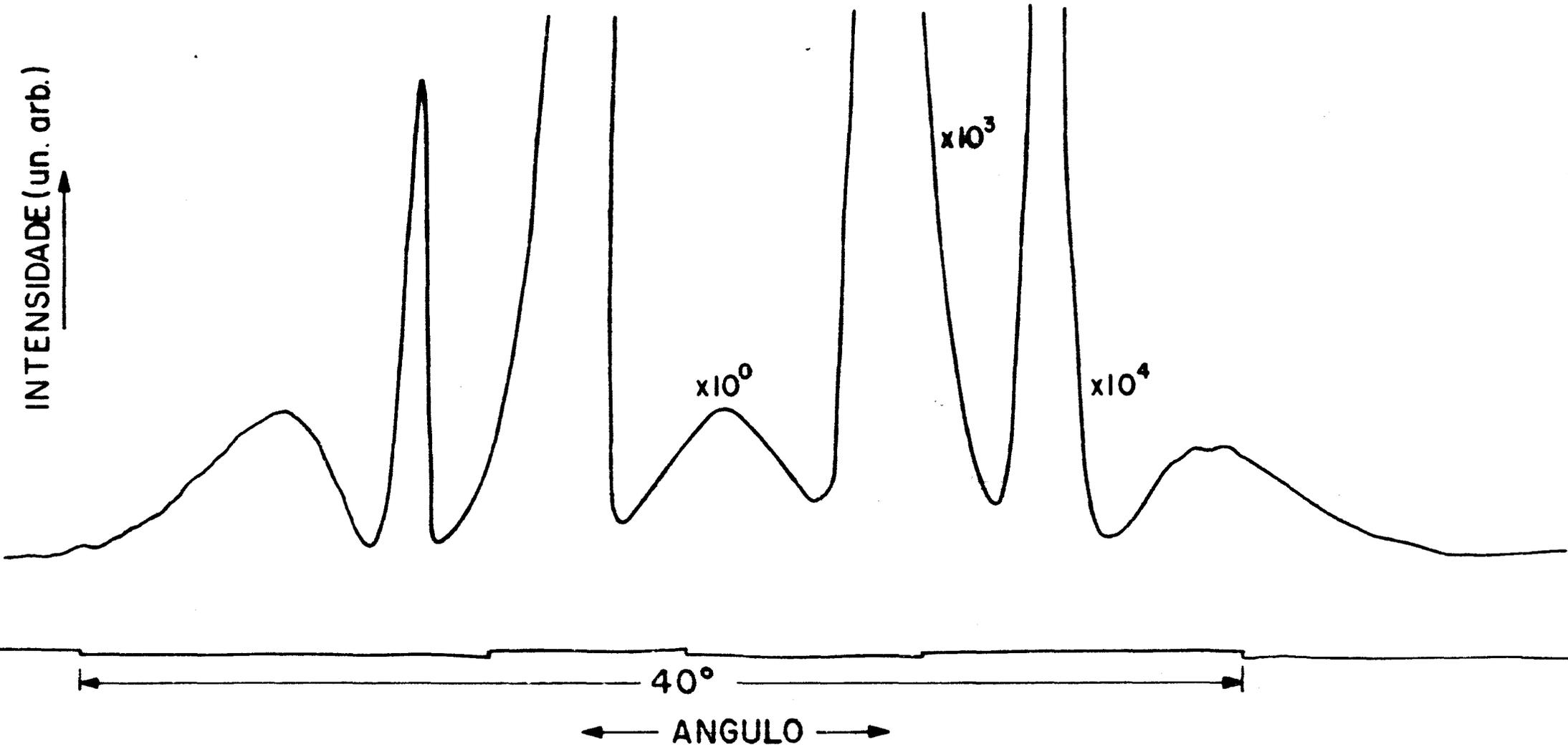


Figura 14 - Distribuição de Intensidade no Campo Afastado Evidenciando o Máximo Secundário

medida através do deslocamento transversal (off set) de duas fibras idênticas com extremidades cuidadosamente clivadas que são colocadas face-face separadas por uma distância muito pequena, em torno de 5  $\mu\text{m}$ .

Marcuse<sup>(16)</sup> mostrou que o coeficiente de transmissão a través de uma emenda onde as fibras estão deslocadas, (off set) uma com relação a outra, assume a forma:

$$T = \frac{T}{T_0} = \left( \frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right)^2 \exp \left[ - \frac{2d^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right] \quad (35)$$

onde - T é a potência acoplada quando há um deslocamento lateral d.

-  $T_0$  potência acoplada quando as fibras estão com os eixos perfeitamente alinhados.

-  $\omega_1$  e  $\omega_2$  o spot size da gaussiana que melhor se ajusta à distribuição do modo fundamental.

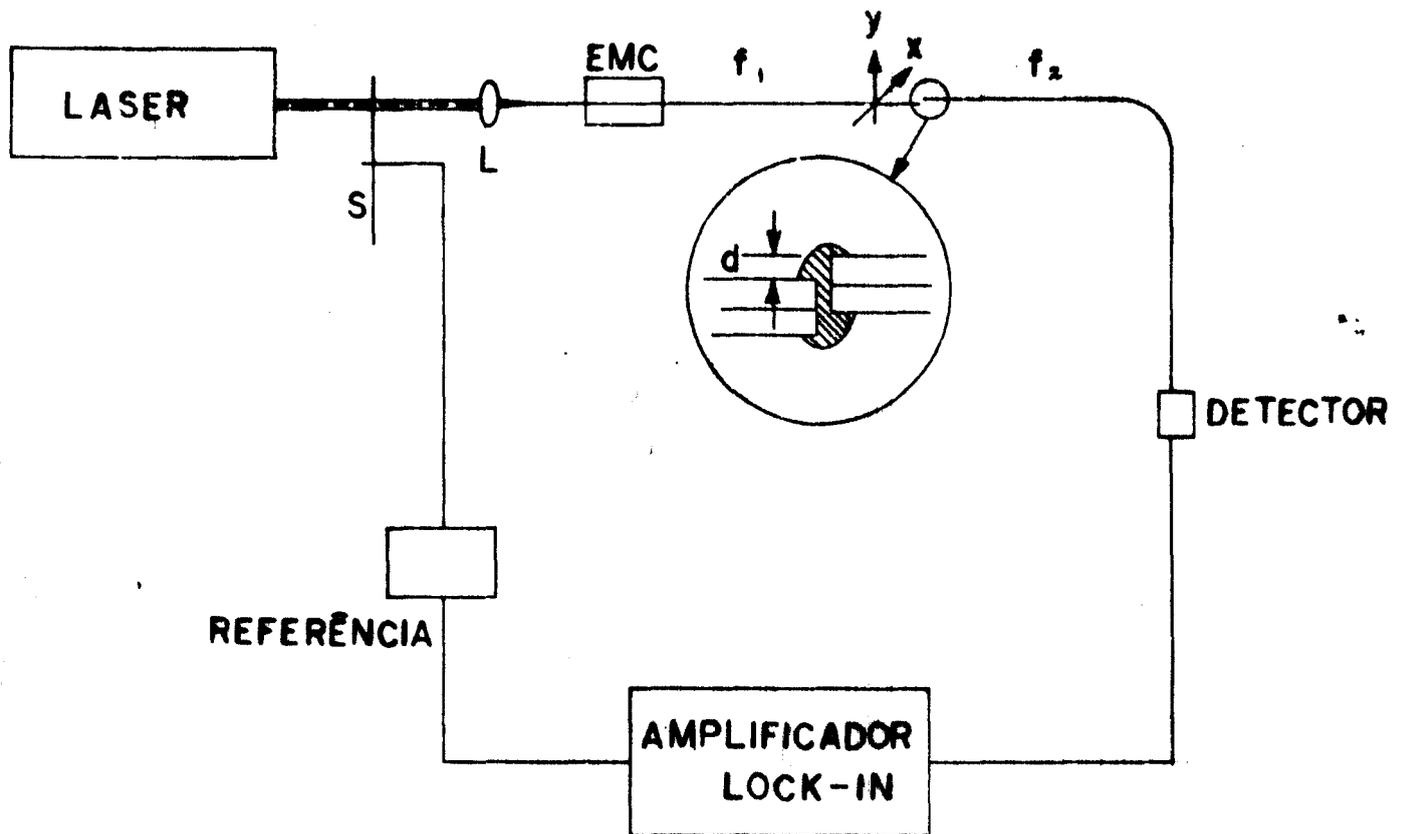
- d deslocamento indicado na figura 16.

Quando as fibras são idênticas  $\omega_1 = \omega_2$ , então a equação<sup>(35)</sup> fica:

$$T = T_0 \exp(-d^2/\omega^2) \quad (36)$$

Desta forma, medindo a potência na saída da segunda fibra teremos a distribuição de intensidade no campo próximo da primeira. Ajustando uma gaussiana à esta distribuição teremos o valor de  $\omega$  que será o spot size do modo fundamental.

A montagem experimental está esquematizada na figura 15, o microposicionador onde colocamos a extremidade da fibra lançante e da fibra receptora permitia movimentos nas direções X Y e Z assim como em três ângulos  $\alpha$ ,  $\theta$  e  $\psi$  através de



EMC ELIMINADOR DE MODOS NA CASCA  
 $f_1$  e  $f_2$  PEDAÇOS DE UMA MESMA FIBRA ÓPTICA

Figura 15 - Esquema da Montagem Usada para Medir  
 Campo Próximo

um microposicionador angular, possibilitando assim um acoplamento perfeito, sem ângulo ou grandes separações longitudinais. Para verificar isto usamos um microscópio para observar as extremidades das fibras na junção.

O deslocamento  $d$  era feito através de um motor acoplado no microposicionador. Este motor permitia o deslocamento em passos de  $0,4 \mu\text{m}$ .

Para evitar reflexões nas faces clivadas das duas fibras, usamos um líquido com índice de refração maior que o vidro para preencher o espaço entre as fibras.

Quatro lasers foram usados para permitir a determinação do comportamento do spot size com o comprimento de onda: Ar, laser de corante (Rodamina 6 G), HeNe e GaAs.

Uma maneira alternativa para determinar o spot size no campo próximo é o cálculo através do spot size no campo afastado. Para isto usamos a relação (37) que relaciona a largura da gaussiana  $(\theta_s)$  em  $\frac{I_0}{e}$  no campo afastado com  $\omega_s$ , a largura no campo próximo:

$$\omega_s = \frac{2}{kn_1 \theta_s} \quad (37)$$

A forma da distribuição de intensidade no campo afastado para uma fibra monomodo assemelha-se a uma gaussiana quando  $v = 2,4$ . A presença de lóbulos secundários não afetam a medida<sup>(14)</sup>.

## CAPÍTULO IV

## RESULTADOS OBTIDOS

IV.1 - Campo Afastado

As fibras usadas foram denominadas conforme a seguinte relação:

Fibra	Diâmetro Nominal	$\lambda_c$
A	8 $\mu\text{m}$	0,9 $\mu\text{m}$
B	4,8 $\mu\text{m}$	0,5 $\mu\text{m}$
C	6,0 $\mu\text{m}$	0,7 $\mu\text{m}$
D	10,0 $\mu\text{m}$	1,20 $\mu\text{m}$
E	~ 3 $\mu$	-

A fibra E possui um núcleo elíptico e suporta o modo fundamental para  $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$  preservando sua polarização.

As figuras 16 a 20 apresentam distribuição angular da intensidade transmitida pelas fibras, A, B, C, D e E, respectivamente, para o modo fundamental em  $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ . Os pontos mostram dados experimentais enquanto que a linha corresponde a um fitting com gaussiana. Juntamente com estes gráficos apresentamos os valores calculados para  $a$ ,  $v$  e  $\Delta n$  usando as equações (12), (13) e (16) com as quais construímos a figura 5, conforme procedimento citado no capítulo II, baseado no trabalho de Gambling, et al <sup>(11)</sup>.

Como já foi dito no capítulo II, além do lóbulo central mostrado nas figuras 16 a 20, existem lóbulos secundários com intensidades muito inferiores. Na figura 21 vemos a distri-

buição de intensidade para a fibra A abrangendo a região onde ocorre o primeiro máximo secundário, quase 23 dB abaixo do máximo central. Para as outras fibras os resultados foram similares excepto no caso da fibra D onde não observamos máximos secundários e portanto não pudemos determinar o ângulo  $\theta_0$ .

Voltando as figuras 16 a 20 podemos notar que o fitting com gaussiana dos dados de cada fibra não é da mesma qualidade. As razões são várias: em primeiro lugar o sistema de medição pode influir. Em nosso caso, dois sistemas diferentes foram usados para medir a intensidade como função do ângulo: para as fibras A e D (figuras 16 e 19) usamos arranjo de fotodiodos enquanto que para as fibras B, C e E (figuras 17, 18 e 20) usamos o sistema de mesa giratória e fotomultiplicadora. Como podemos ver pelos fittings, o resultado obtido com arranjo não é satisfatório se comparado com os obtidos usando fotomultiplicadora, pois a estrutura que acompanhava a distribuição de intensidade, conforme falamos no capítulo III não permite uma determinação exata dos pontos experimentais, resultando em um fitting pobre. Em contrapartida nos gráficos correspondentes às fibras B, C e E vemos uma distribuição mais suave dos pontos experimentais, permitindo assim um ajuste melhor com uma gaussiana.

Um outro fator que pode introduzir erro nos casos das fibras A e D é que o valor de  $v$  está em torno de 4, permitindo a propagação de vários modos e para observarmos somente o modo fundamental nestas fibras, foi necessário usar técnicas de lançamento seletivo<sup>(32)</sup> e um eliminador de modos (mode stripper) descrito no capítulo III, figura 8. O desvio que observamos nos pontos experimentais da figura 16 entre os ângulos  $-3^\circ$  e

$-2^{\circ}$  pode ser devido a uma componente de modo de ordem superior que não foi totalmente eliminado.

Para minimizar o erro causado por possíveis falhas fizemos inúmeras determinações para a distribuição de intensidade no campo afastado para cada comprimento de onda para todas as fibras. Fizemos uma estatística com os valores encontrados e apresentamos um erro que é o desvio médio quadrático dos valores experimentais.

Intensidade (unidade arbitrária)

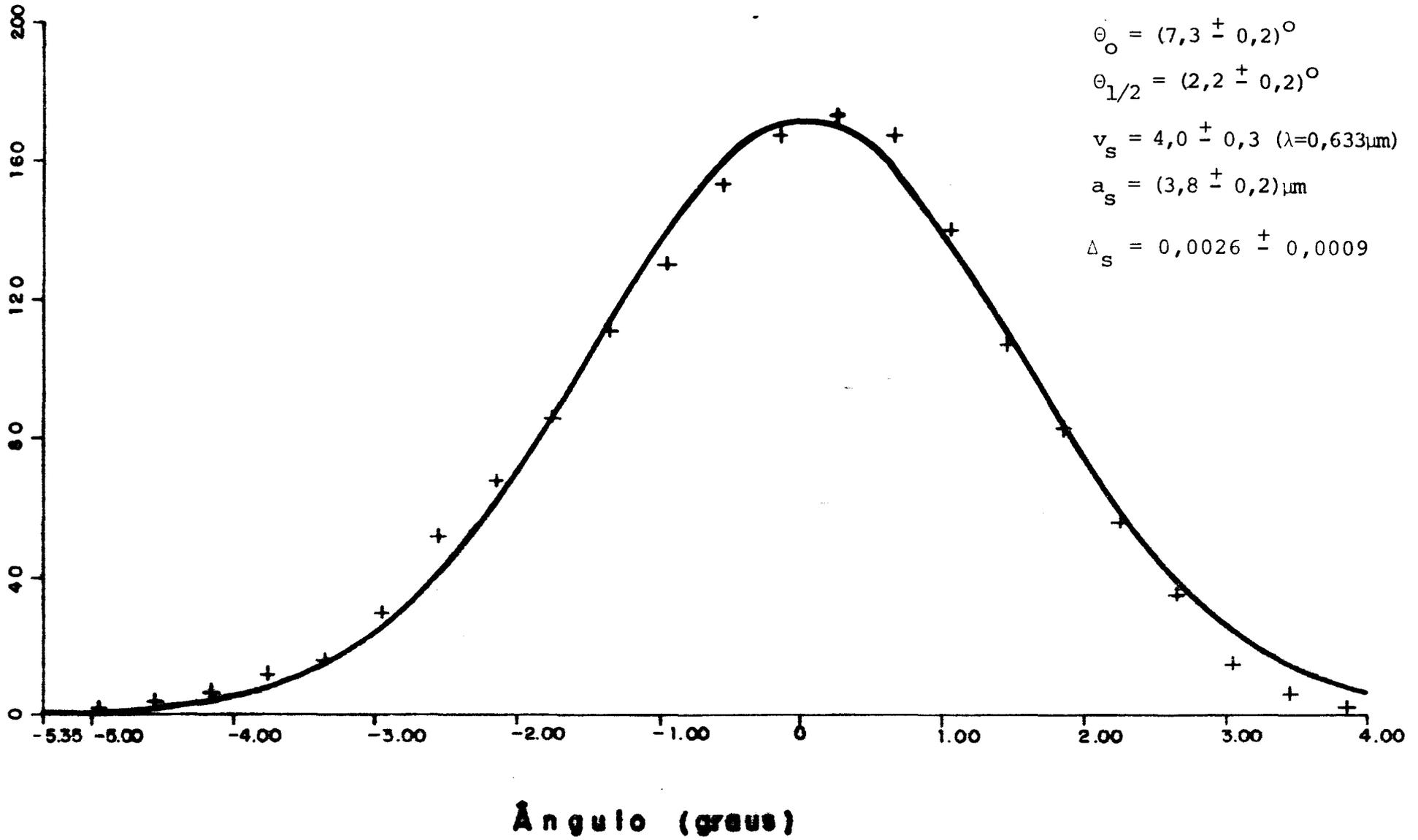


Figura 16 - Distribuição Angular da Intensidade no Modo  $LP_{01}$  para a Fibra A

Intensidade (unidade arbitrária)

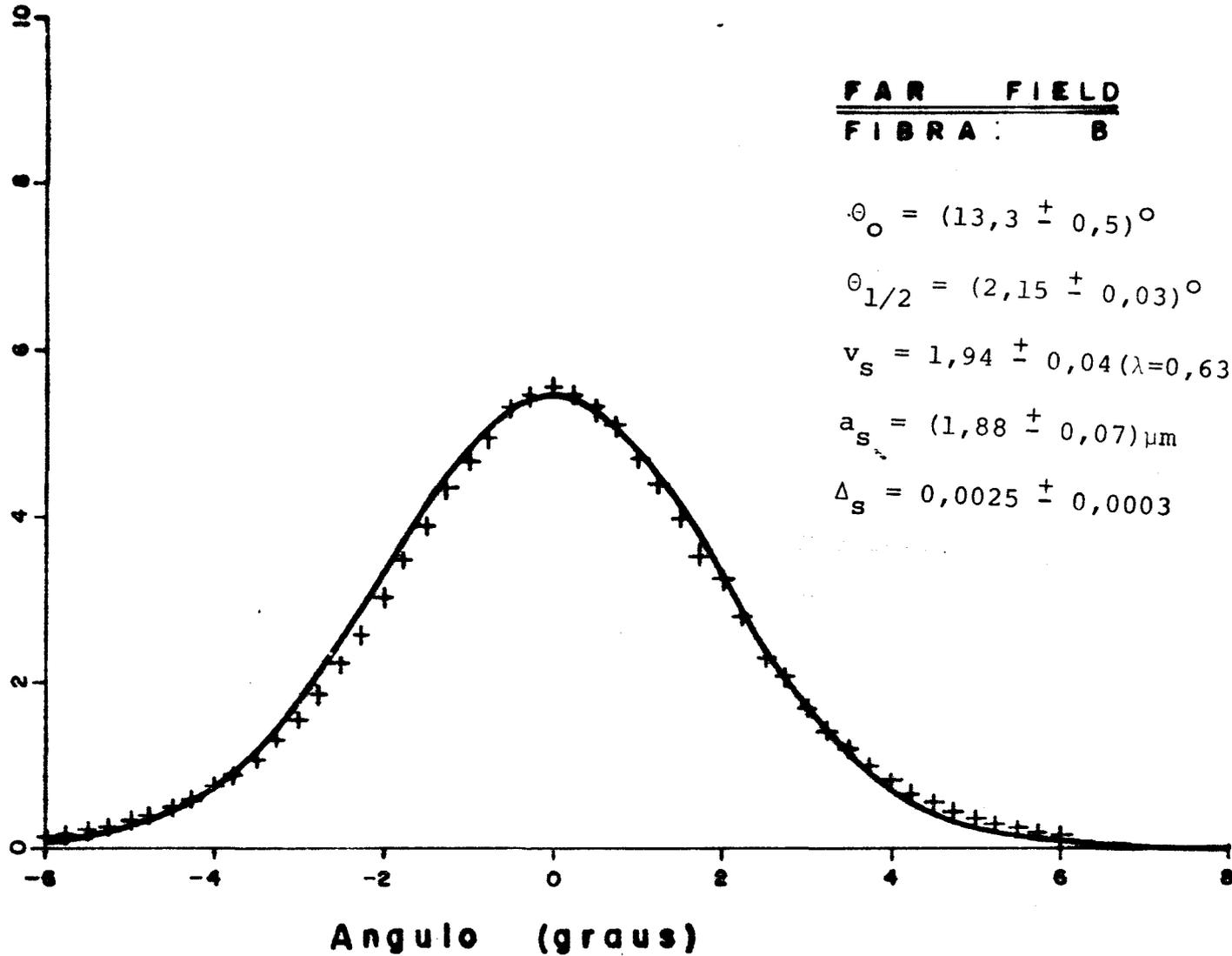


Figura 17 - Distribuição Angular da Intensidade no Modo  $LP_{01}$  para a Fibra B

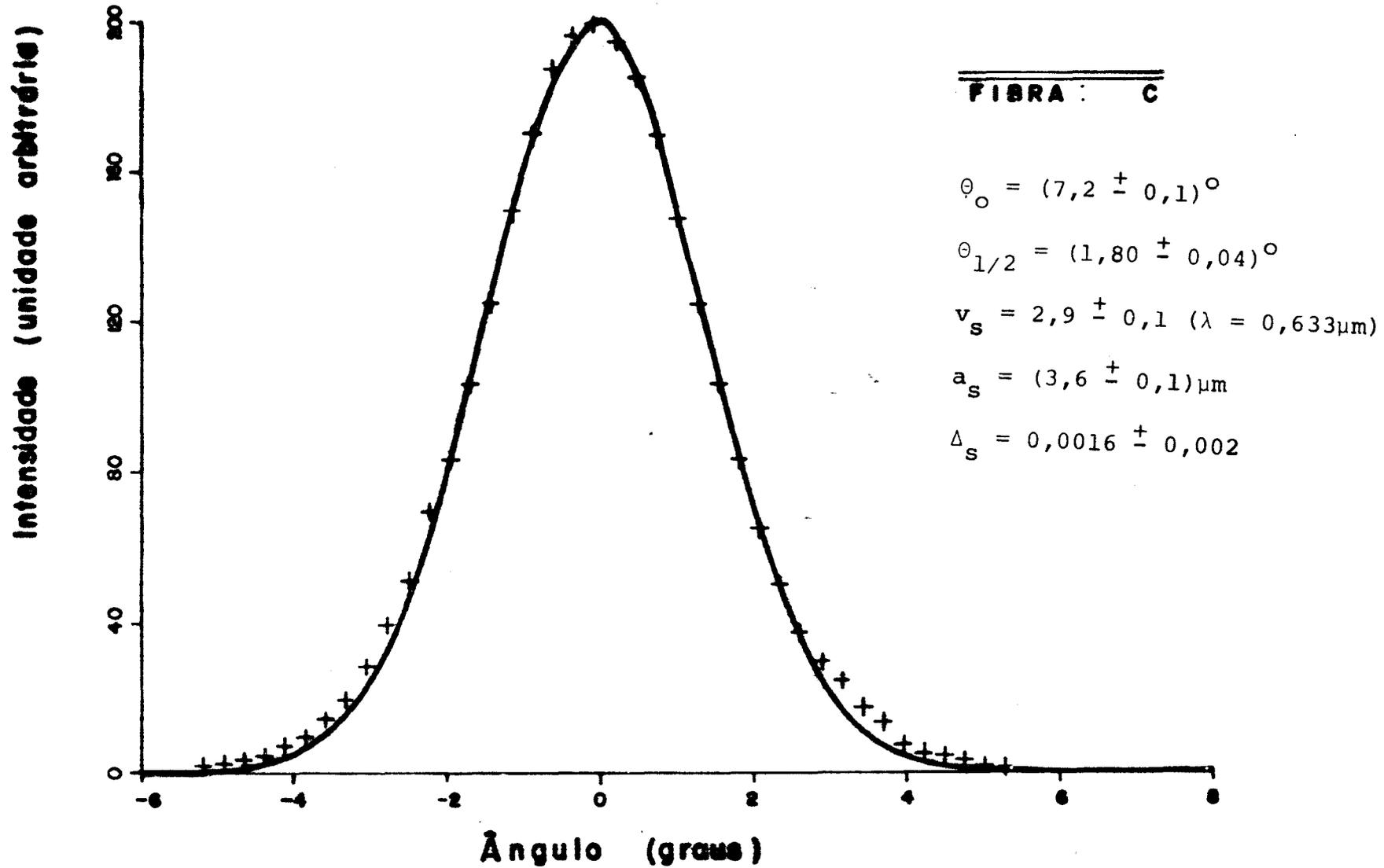


Figura 18 - Distribuição Angular da Intensidade no Modo  $LP_{01}$  para a Fibra C.

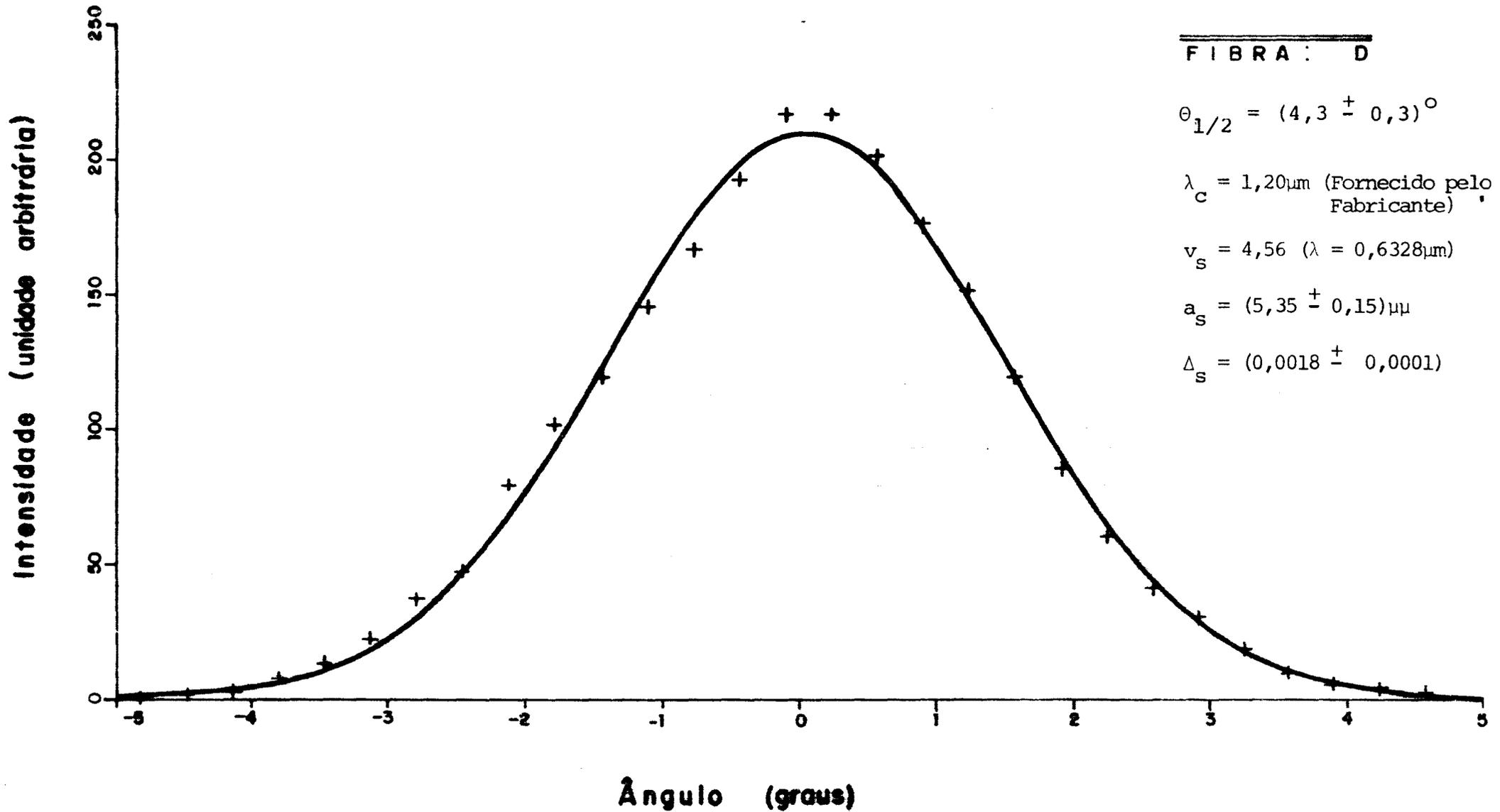


Figura 19 - Distribuição Angular da Intensidade no Modo  $LP_{01}$  para a Fibra D.

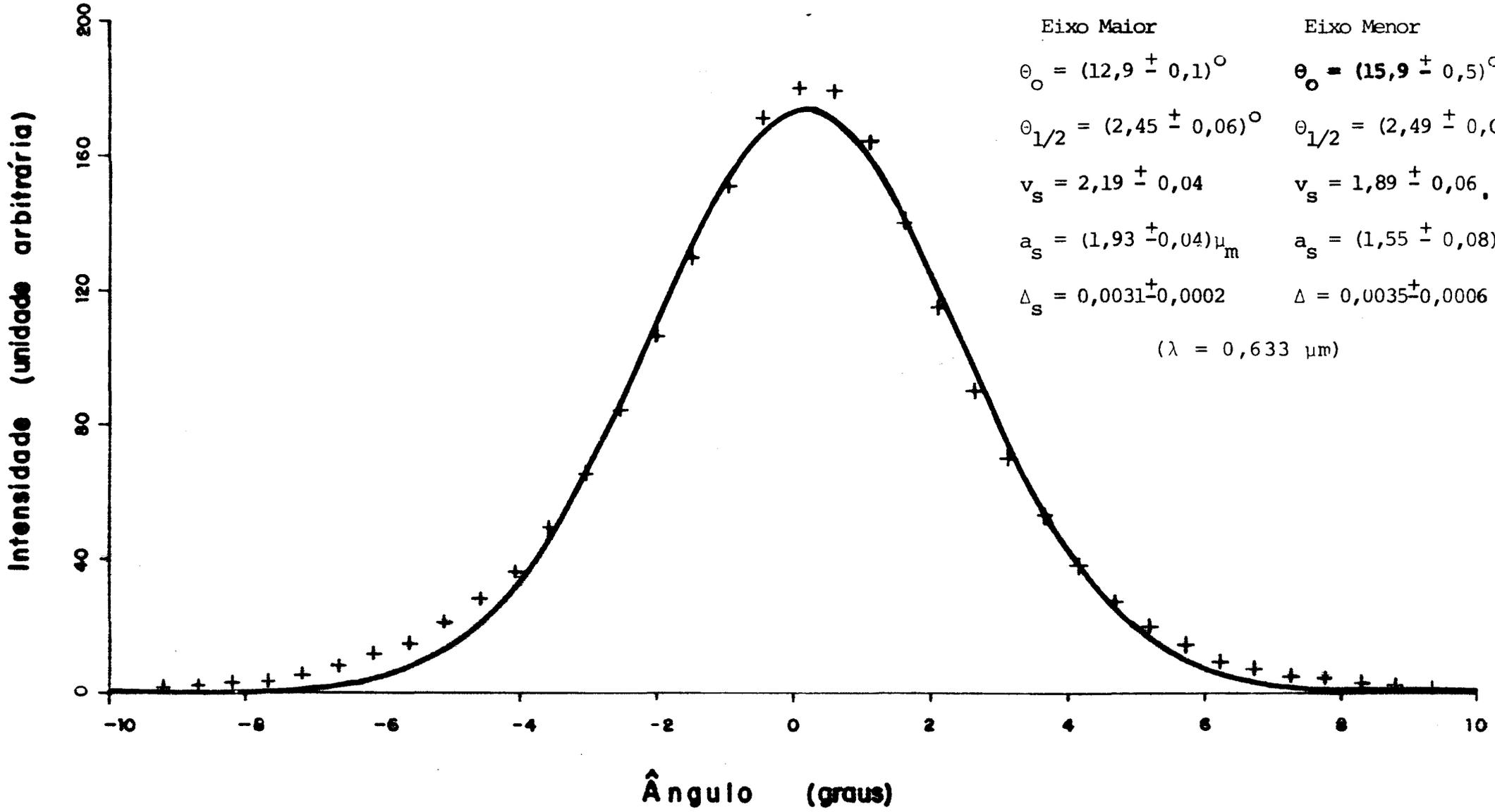


Figura 20 - Distribuição Angular da Intensidade no Modo LP<sub>01</sub> para a Fibra E

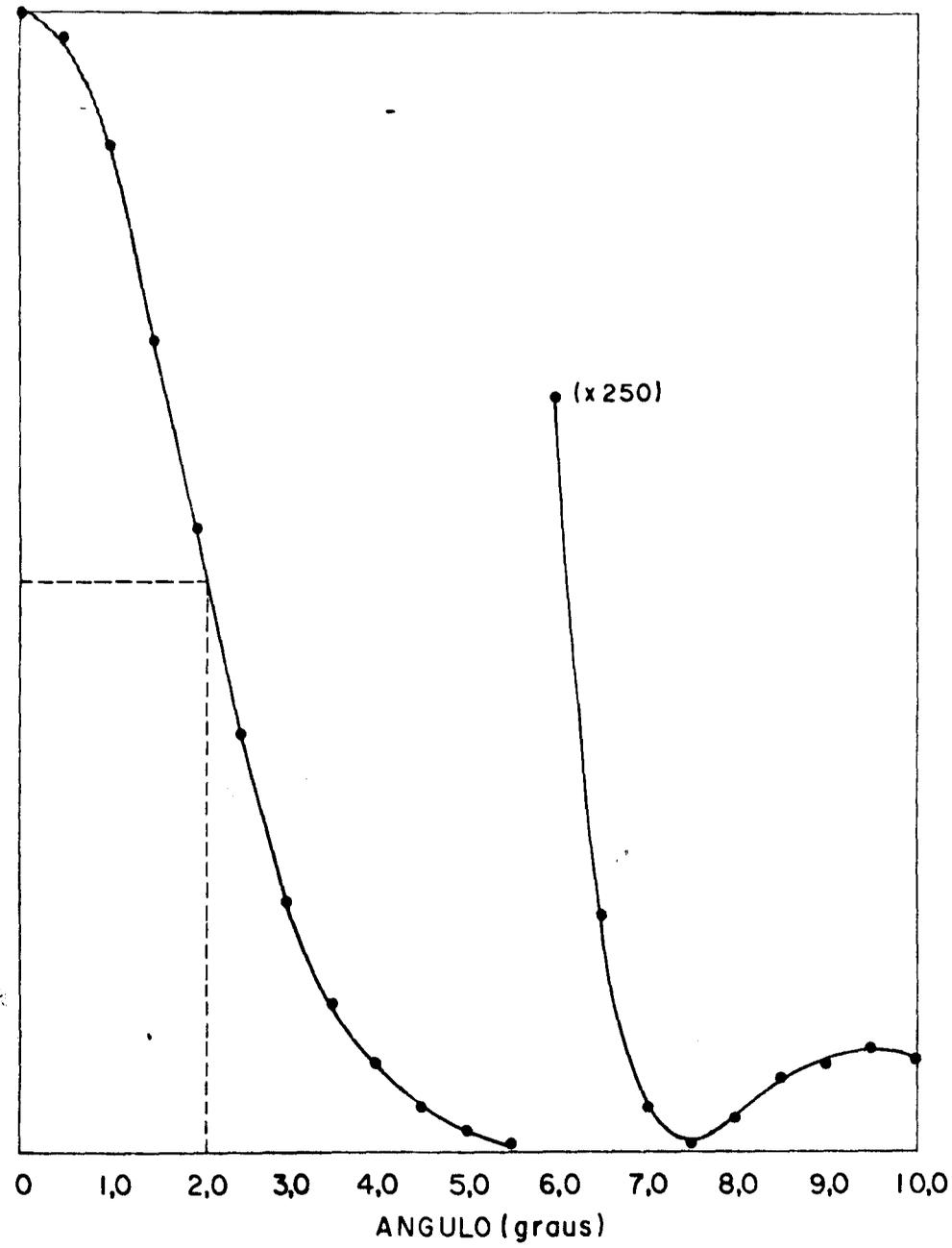


Figura 21 - Distribuição Angular da Intensidade no Modo LP<sub>01</sub>,  
Apresentando o Máximo Secundário. Fibra A.

## IV.2 - Campo Próximo

Nesta secção usamos duas formas para a determinação do spot size no campo próximo: primeiramente usando a técnica descrita por Millar<sup>(21)</sup> que citamos no capítulo III e, em segundo lugar calculamos o spot size usando os dados obtidos no campo afastado, utilizando a equação (37) que relaciona a largura da gaussiana no campo próximo com a largura no campo afastado. Isto pode ser justificado tendo em vista que a distribuição de intensidade para o modo fundamental é quase gaussiana no núcleo da fibra. Como pudemos observar na figura 22 onde mostramos a distribuição radial da intensidade para a fibra B, no campo próximo para  $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ .

O spot size foi medido no ponto onde a intensidade cai a 1/e do valor máximo tanto no campo próximo quanto no campo afastado. Pois segundo Gambling, et al<sup>(15)</sup> a diferença percentual entre esta definição e da equação 21 é de 1,5% quando  $2,0 < v < 2,4$ .

Utilizamos somente a fibra B para este estudo porque não possuíamos a facilidade de variar o comprimento de onda continuamente, pois dispunhamos de quatro lasers (Ar, Corante - Rodamina GG, HeNe e GaAs) que nos permitia varrer o espectro entre  $\lambda = 0,4579$  e  $\lambda = 0,86 \mu\text{m}$  em intervalos discretos de  $\lambda$ , sendo grande o intervalo de  $\lambda$  sem informação entre os diversos lasers. Afortunadamente a fibra B apresenta  $\lambda_0$  dentro da faixa de  $\lambda$  do laser de argônio permitindo a determinação precisa de  $\lambda_c$ . As outras fibras apresentam corte em regiões nas quais não podíamos obter informações detalhadas. Na figura 23 construímos um gráfico de  $\omega$  em função de  $\lambda$  utilizando os pon

tos obtidos através da técnica de Millar<sup>(21)</sup>. A barra de erros apresentada no gráfico foi calculada para cada ponto através de média extraída dos varios valores medidas em cada comprimento de onda.

O comprimento de onda de corte do modo  $LP_{11}$  pode ser determinado facilmente neste gráfico de  $\omega \times \lambda$  (figura 23) pois na região monomodal vemos a suave diminuição de  $\omega$  com a diminuição de  $\lambda$ , ao atingirmos o valor  $\lambda_c$  o spot size passa a crescer rapidamente pois a fibra começa a permitir o guiamento do modo  $LP_{11}$ . O spot size atinge um determinado valor máximo e volta a cair suavemente. Para determinação do ponto  $(\omega_c, \lambda_c)$  fizemos uma extrapolação do gráfico<sup>(21)</sup>, prolongando o segmento da curva na região monomodal e da parte ascendente correspondente à admissão do modo  $LP_{11}$ . O ponto de encontro destes dois prolongamentos fornece o valor de  $\omega_c$  e  $\lambda_c$ .

Em posse deste par de valores, encontramos os paramêturos da fibra de ESI, através das equações (31), (32) e (33). Estes resultados que estão anotados junto ao gráfico na figura (23) serão comparados com os valores extraídos através de técnica alternativa cujos resultados apresentamos nas figuras 24 e 25, que foram construídas a partir do campo afastado.

Como foi dito anteriormente, para que a fibra não guiasse o modo  $LP_{11}$  utilizamos o eliminador de modos o que nos forneceu uma distribuição quase gaussiana para todos os comprimentos de onda utilizado.

Os parâmetros da fibra de ESI, neste caso, foi determinado fazendo um fitting com a equação (34) de onde tiramos os valores das constantes A, B e C e daí,  $2a_s$ ,  $v_s$  e  $\Delta n_s$ . Repetimos este procedimento duas vezes: uma considerando todo

dos os pontos experimentais (figura 24) e outra vez sem o ponto correspondente ao arseneto de gálio. Notamos que nestes dois resultados uma discrepância que ocorre ao considerarmos ou não o valor de  $(\omega, \lambda)$  para o laser de GaAs. Pois com a falta de pontos  $(\omega, \lambda)$  entre o HeNe e o GaAs, (causando um espaçamento de  $> 2000 \text{ \AA}$ ) faz com que os parâmetros ajustados fiquem dependentes destes dois últimos pontos que passam a ter individualmente um peso muito grande. Além disso, cada laser necessita uma montagem separada, alterando assim as condições experimentais.

Como não dispomos de fonte versátil para varrer continuamente a região do espectro que nos interessa não foi possível utilizar esta técnica para outras fibras na de<sub>u</sub> terminação dos parâmetros ESI.

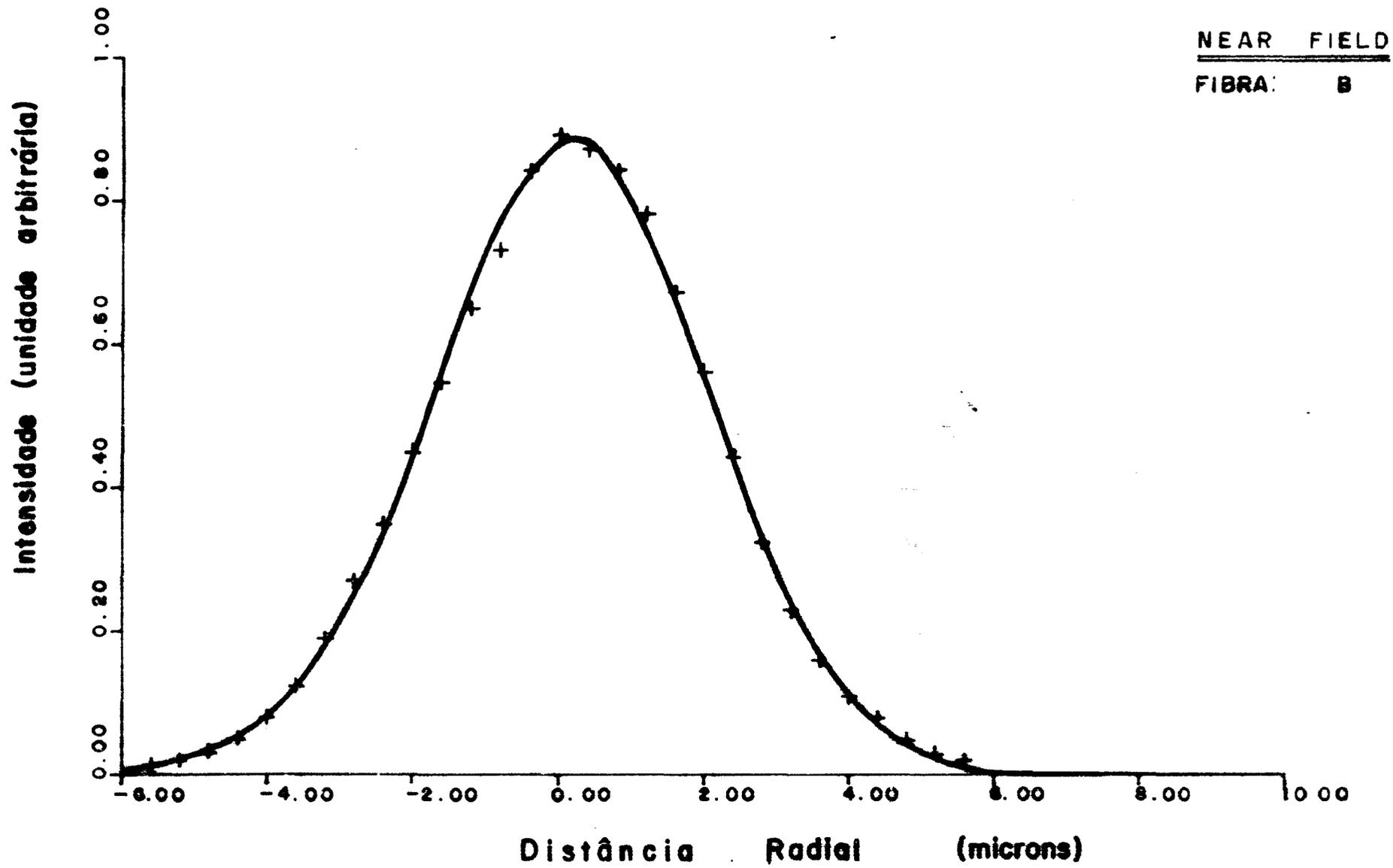


Figura 22 - Distribuição de Intensidade Medida no Campo Próximo para a Fibra B.

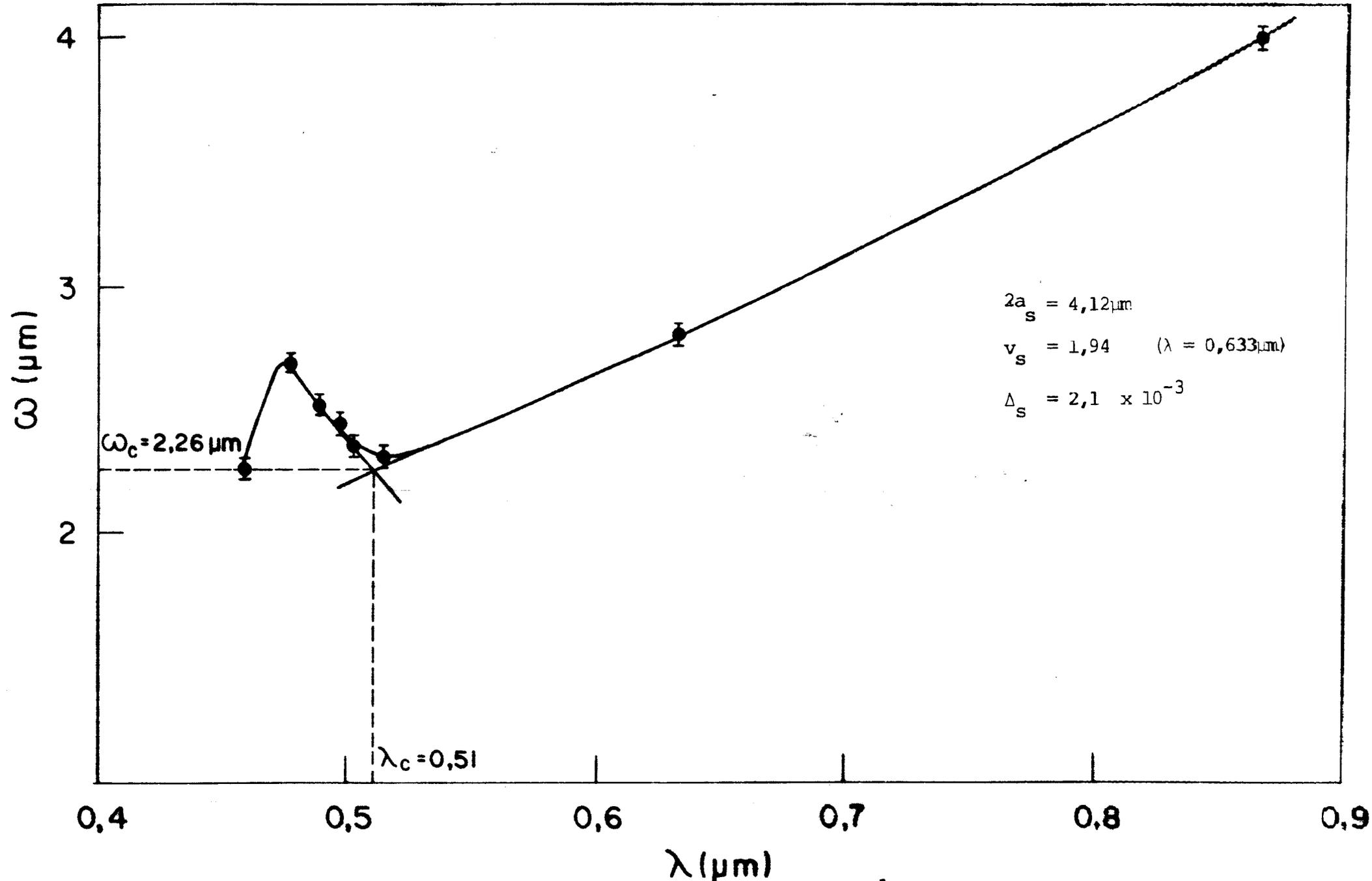


Figura 23 - Comportamento do spot size em Função do Comprimento de Onda (Fibra B)

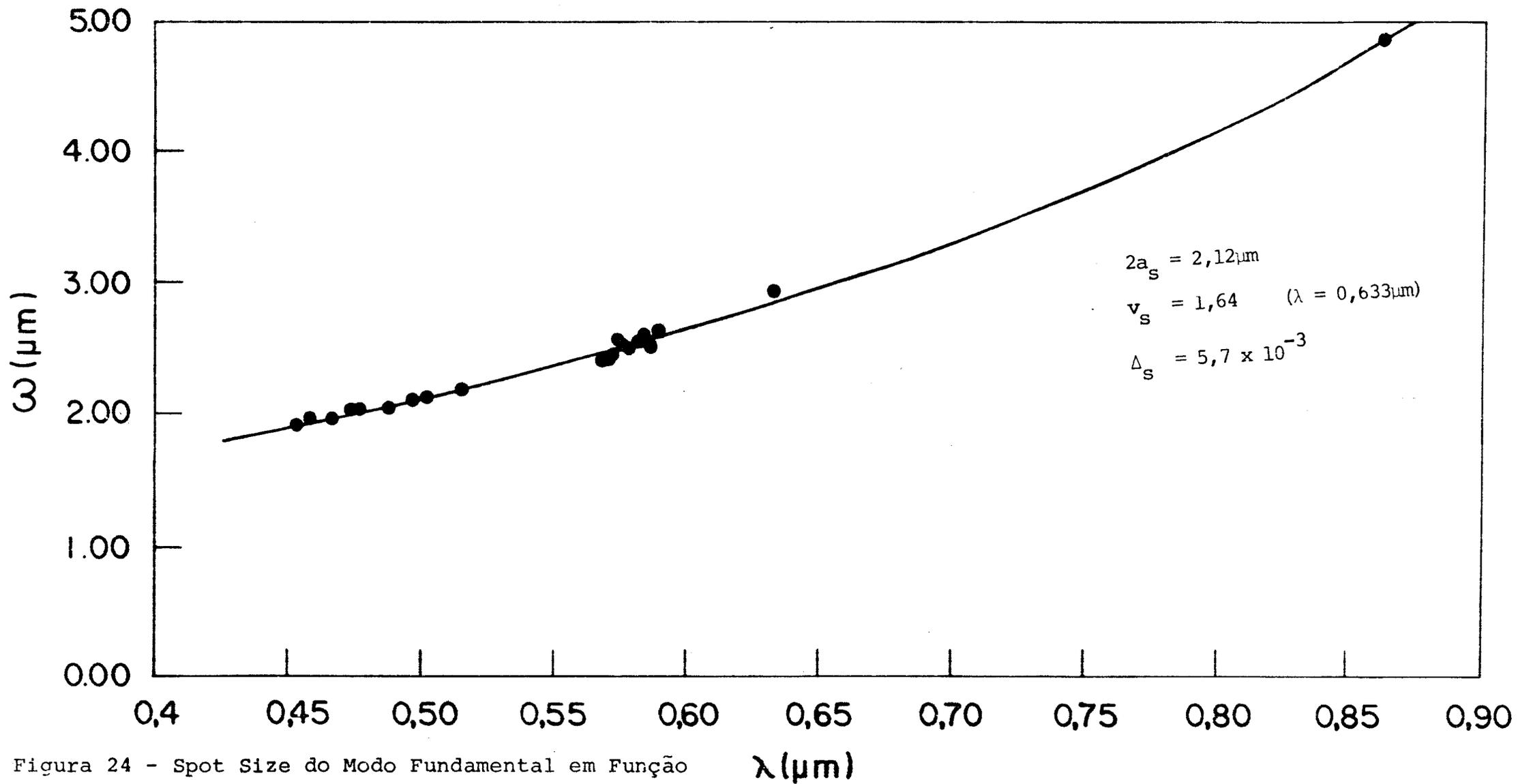


Figura 24 - Spot Size do Modo Fundamental em Função do Comprimento de Onda (Fibra B).

- - Pontos Experimentais
- - Fitting Usando Modelo de Marcuse<sup>(17)</sup>

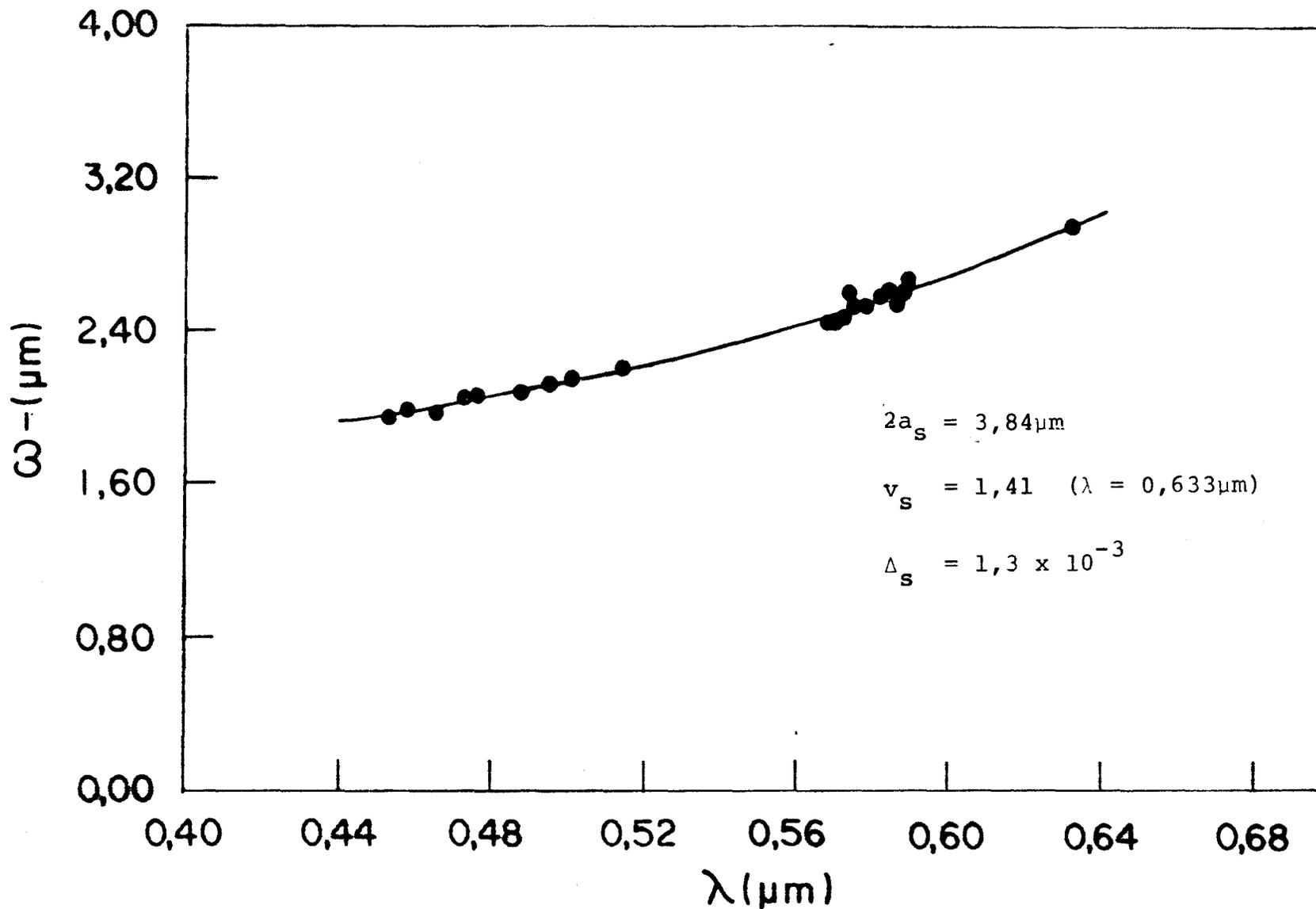


Figura 25 - Spot Size do Modo Fundamental em Função do Comprimento de Onda (Fibra B).

- - Pontos Experimentais
- - Fitting Usando Modelo de Marcuse<sup>(17)</sup>

## CAPÍTULO V

## DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

V-1 - Campo Afastado

Na Tabela V-1 comparamos os valores encontrado por duas técnicas diferentes, para o raio das fibras usadas. Na primeira coluna o raio foi calculado através do campo próximo e na segunda coluna os valores medidos por um microscópio.

Os erros assinalados no método do campo afastado foram calculados através das diversas medidas efetuadas, das quais tiramos o desvio médio quadrático. Os erros nas medidas por microscópio correspondem a  $\frac{1}{3}$  da menor divisão da escala. Como podemos observar a precisão do microscópio não é boa para medir diâmetros menores que 10  $\mu\text{m}$ .

Fibra	$a_s$ ( $\mu\text{m}$ )	$a_{\text{microsc.}}$ ( $\mu\text{m}$ )
A	3,8 $\pm$ 0,2	4,0 $\pm$ 0,3
B	1,88 $\pm$ 0,04	2,4 $\pm$ 0,3
C	3,6 $\pm$ 0,1	3,0 $\pm$ 0,3
D	5,35 $\pm$ 0,15	5,3 $\pm$ 0,3
E	{ 1,93 $\pm$ 0,04 1,55 $\pm$ 0,08	{ 2,3 $\pm$ 0,3 1,5 $\pm$ 0,3

Tabela V-1 - Raio das fibras:  $a_s$  - encontrado por campo afastado;  $a_{\text{microsc.}}$  medido no microscópio.

Os valores determinados pelo método do campo afastado, são parâmetros efetivos da fibra pois são extraídos da luz que sai da fibra. Estes valores são compatíveis com os determinados por microscópio. Porém, a exatidão dos valores encontrados não pode ser perfeitamente analisada sem o conhecimento do real perfil de índice, com o qual poderíamos decidir até a validade do método, pois este é próprio para uso em fibras com perfil degrau, o que não ocorre na prática. A presença de dip. e outras irregularidades no perfil de índice não estão previstas no modelo teórico e estas irregularidades alteram a distribuição dos máximos secundários, afetando tanto as suas intensidades como a posição. Podemos comparar, por exemplo a fibra A para a qual a relação das intensidades do máximo central e do primeiro máximo secundário era de apenas 24 dB enquanto que para a fibra B era 50 dB.

Embora não tenhamos conhecimento exato do perfil de índice de refração para cada fibra estudada, resultados preliminares usando interferometria transversal mostram que as fibras não possuem perfil degrau. Portanto o método de campo afastado aqui estudado não é muito útil, uma aplicação mais adequada seria a utilização de uma teoria recentemente desenvolvida<sup>(33)</sup> que se baseia no fato de que a distribuição de intensidade do modo fundamental não ser exatamente uma gaussiana, especialmente para  $v < 2$ . Este método determina os parâmetros de uma fibra gradual equivalente à fibra em estudo e estes parâmetros são calculados a partir de  $\theta_0$  e  $\theta_{1/2}$  que determinamos neste trabalho. Atualmente estamos estudando esta teoria para aplicá-la em nossas fibras e determinar a fi-

bra gradual equivalente.

### V-2 - Campo Próximo

Foi mostrado que, através da análise do comportamento do spot size com o comprimento de onda, é possível determinar o comprimento de onda de corte e, utilizando o par de valores  $(\omega_c, \lambda_c)$  podemos calcular os parâmetros da fibra ESI.

Dos métodos utilizados podemos ver que o mais apropriado é aquele em que determinamos  $\omega_c$  e  $\lambda_c$  pois o método de fitting é muito sensível ao número de pontos disponíveis que no nosso caso era limitado para valores maiores que  $\lambda_c$ . A consequência de termos um pequeno número de pontos na região onde a fibra é monomodo pode ser vista comparando os resultados encontrados para a fibra B quando fizemos fitting. Com a retirada de um dos pontos houve uma mudança radical nos parâmetros encontrados. Na Tabela V-2 apresentamos estes resultados:

Fibra B	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Valor Microsc.
$2 a_s$	4,12 $\mu$ m	2,12 $\mu$ m	3,84 $\mu$ m	$(4,8 \pm 0,3)\mu$ m
$V_s$	1,94	1,64	1,42	

( $\lambda = 0,633\mu$ m)

Tabela V-2 - Parâmetros Encontrados por Técnica do Campo Próximo

No caso 3 retiramos o ponto correspondente ao laser de GaAs que estava muito afastado do conjunto de pontos dos outros lasers. Vemos que houve uma aproximação entre os valo

res do raio encontrado por este método e o medido no microscópio. Para que os parâmetros encontrados fossem mais confiáveis seria necessário conhecer muitos pontos na região acima de  $\lambda_c$ , para que o fitting ficasse melhor.

Em nosso caso o resultado mais adequado é o obtido através de  $(\omega_c, \lambda_c)$  pois o ponto de corte pode ser claramente observado. É importante destacar que para a obtenção da curva da figura 23 a fibra não deve ser muito longa e não pode estar submetida a raios de curvatura muito pequenas pois poderá distorcer o resultado<sup>(34)</sup>. Na referência (34), o autor mostrou que dependendo de condições de propagação é possível que não se observe o corte do modo  $LP_{11}$  tão facilmente quanto foi na figura 23 ou no trabalho da referência (19), dando a sensibilidade a curvaturas pequenas.

Infelizmente, não podemos analisar nossos resultados quantitativamente porque não conhecemos o perfil com precisão. No entanto, um levantamento semiquantitativo dos perfis de cada fibra mostra que os parâmetros da ESI para as fibras A, B, C e D estão dentro de previsão da teoria. Por exemplo a fibra A aproxima-se do caso apresentado na figura 6-A e a fibra B tem um perfil do tipo "depressed cladding" como o caso da figura 6-C.

Devemos mencionar, que como segunda fase deste trabalho, estamos estudando o spot size em função do comprimento de onda numa montagem onde o comprimento de onda da radiação pode ser variada continuamente entre  $0,5\mu\text{m}$  a  $1,5\mu\text{m}$ , o que vai possibilitar estudos completos de todas as fibras. Em paralelo, um esforço está sendo feito para medir o perfil de índice com maior precisão.

## CAPÍTULO VI

## CONCLUSÃO

Neste trabalho mostramos que a medição do campo afastado de uma fibra monomodo é de pouca validade do ponto de vista da caracterização em função do raio do núcleo  $a$ , pois geralmente as fibras não tem perfil degrau. A determinação de  $\theta_0$  e  $\theta_{1/2}$  fornece valores próximos aos nominais porém a exatidão é questionável por não termos fibras com perfil degrau. Por outro lado a técnica de medição no campo próximo do comportamento do spot size com o comprimento de onda é mais confiável e fornece valores de  $\lambda_c$  e os parâmetros da ESI que podem ser usados para prever as perdas de emendas, microcurvaturas, curvaturas e dispersão. Mostramos que a melhor maneira de determinar estes parâmetros é através de  $\lambda_c$  e  $\omega_c$  em lugar de usar fitting na curva  $\omega(\lambda)$ , na região  $\lambda > \lambda_c$  pois o fitting é muito sensível a pequenos desvios na curva. Os resultados são razoáveis em comparação com os valores nominais e o perfil de índice de refração que só conhecemos ainda semi-quantitativamente. Uma extensão das medidas para a região de 1 - 1,5 $\mu$ m que permitirá testar o modelo de ESI em outras fibras, está sendo executado.

- 15 - Gambling, W.A., Matsumura, H., *Elect. Lett.*, vol.13, n<sup>o</sup> 23 (1977), pp 691-693.
- 16 - Marcuse, D., *Bell Syst. Tech. J.*, 56, (1977), pp 703-718.
- 17 - Marcuse, D. Josa, 68, (1978), pp 103-109.
- 18 - Bhagavatula, V.A., *Elect. Lett*, vol. 18, n<sup>o</sup> 8, 1982 pp.320.
- 19 - Millar, C.A., *Elect. Lett.*, 17, 1981, pp 458-460.
- 20 - Alard, F. Jeanhomme, L. and Sansonetti, P., *Elect. Lett.*, 17, 1981, pp 958-960.
- 21 - Millar, C.A., *Proceedings OFC-1982 Phoenix, Arizona, paper Th EE 3, April-1982.*
- 22 - Millar, C.A., *Elect. Lett.* vol. 18, (1982), pp 395-396.
- 23 - Cannel, G.L., Struthers, D., Handerek, V.A., Brambley, R.J. *Proceedings of 8 ECOC Sptember, Communication AIU-5 pp 102-105.*
- 24 - Fox, M., *Symposium on Optical Fiber Measurements, 1982 pp 93-96.*
- 25 - Yanauchi, R., Miyamoto, M. and Inada, K. *Proceedings of OFC 82, Phoenix, Arizona paper Th EE1 - April 1982.*
- 26 - Alard, F, Sansonetti, P. and Jeunhomme, L, *Proceedings of OFC'82 - Phenix, Arizona, paper Th EE2, April, 1982.*
- 27 - Chester, R.B., Darbby, F.W., *Electronics*, August, 1976 pp 90.
- 28 - Katsuyama, Y., Tokuda, M. Uchida, N. Nakahara, *Elect. Lett.*, 1976, vol. 12, n<sup>o</sup> 25, pp. 669-670.
- 29 - Midwinter, J.E. "Optical Fibers for Transmissions", John Willey & Sons, 1979.

- 30 - Tynes, A.R., Derosier, R.M. and French, W.G., Josa, vol.69 n<sup>o</sup> 11, November, 1979, pp 1587-1596.
- 31 - Yariy, A. "Introduction to Optical Electronics" Holt, Holt, Rinehart and Winston, 1976 pp 34.
- 32 - Snitzer, E. and Osterberg, H., Josa vol. 51, n<sup>o</sup> 5, 1961 pp 499-505.
- 33 - Sharma, A., Hosain, S.I., Ghatak, A.K., "Optical and Quantum Eletronics, 14, 1982, pp. 7-15.
- 34 - Alard, F., Jeunhomme, L., Monerie, M., Sansonetti, P., Vassalo, C., Elect.Lett, 1982, vol.18, n<sup>o</sup> 16, pp.693-694.