

ESTUDO DA AUTOABSORÇÃO DA FOTOLUMINECÊNCIA NO GaAs,
COMO MÉTODO DE CARACTERIZAÇÃO ÓPTICA.

AUTOR: JOSÉ CAETANO DA SILVA
ORIENTADOR: PROF. DR. N. N. WINOGRADOFF.
(INST.FISICA - UNICAMP)

Tese de mestrado apresentada
à Faculdade de Engenharia E
létrica.

FEC/UNICAMP 1981.

AGRADECIMENTO

Na impossibilidade de se mencionar todos os nomes de pessoas, que contribuíram para a realização deste trabalho, por serem infinitos, é que será mencionada apenas uma frase de agradecimento, dirigida a todos.

"O QUE ME DERES, RECEBERÁS EM DOBRO"

POVO

Procuro pelos lugares por onde passo, encontrar um afim entre as pessoas e me perco, confundido por sentimentos oblíquos, palavras , gestos, subterfúgios tão comuns, apenas fluxo superficial de um interior enclausurado nesses peitos humanos, ou quase.

Iluminados e guiados por lâmpadas estranhas, acesas por estranhos, não se apercebendo da obscuridade em que andam seus pés, impõem ou pelo menos tentam, a diretriz das Chamas bruxuleantes de suas lâmpadas / alienígenas, tentando desta forma, apagar as luzes, que porventura já existam e as que se iniciam neste universo de existência.

Ao INDIO , o primordial, o autoctone, o NATUREZA e a seu / universo, que estão sendo dizimados implacavelmente por essas Chamas.

Ao POVO , que em seu caminho singelo, humano, porém salpicado de espinhos e armadilhas, tenta com todas as forças possíveis , / acender e se guiar por sua própria lâmpada

Ao TRABALHADOR , que com seu suor, seus ossos moídos pelo duro fardo, que lhe é imposto por essas Chamas, sustentou esta obra , marco de transição.

Ao SER Humano , à natureza, que Ele é, e que se degenera a cada instante, movido por essas Chamas.

À NATUREZA , no seu sentido mais Universal.

Quem destrói sua própria casa, não tendo outra onde morar, destrói a si mesmo.

À C A R E N

Minha grande Amiga e Farol

RESUMO

Neste trabalho, apresentamos um conjunto de espectros de fotoluminescência de amostras de GaAs, tipos n , puro e p , / obtidos na temperatura ambiente, com potências de 1,0 e 2,0 watts. O estudo é feito na região de 8700 Å a 10200 Å. Apresentamos também uma coleção de curvas do "coeficiente de absorção efetivo", para as amostras mencionadas acima, obtidos com potências de 1,0 e 2,0 watts.

Sugerimos um novo método, baseado no coeficiente de absorção efetivo, para caracterização ótica de amostras semicondutoras.

Tentamos explicar as curvas obtidas, usando para isto, vários / efeitos, tais como: efeito térmico, fonons (L.O), absorção, etc

Por fim fizemos uma comparação entre as curvas do coeficiente de absorção efetivo, obtidas para os tres tipos de / amostras e analisamos as suas características, as quais podem servir para um estudo de caracterização ótica.

ÍNDICE

	Páginas
1 - Introdução	1
2 - Objetivo	2
3 - Fotoluminescência	3
3.1 - Histórico	3
3.2 - Processos de geração	3
3.3 - Técnicas de estudo com fotoluminescência	4
4 - Absorção	7
5 - Método para caracterização ótica	11
5.1 - Primeiro método	12
5.2 - Segundo método	13
5.3 - Terceiro método	14
6 - Montagem experimental e equipamento	20
6.1 - Montagem experimental	20
6.2 - Equipamento	21
7 - Fluxo de ftons e densidade de pares gerados	24
7.1 - Fluxo de ftons usado na excitação ótica	24
7.2 - Estimativa da densidade de excesso gerado	25
8 - Resultados experimentais	28
8.1 - Procedimento experimental	28
8.2 - Polarização da fotoluminescência	31
9 - Resultados e análise	33
10 - Conclusão	61
11 - Referências	
12 - Apêndice	

1 - INTRODUÇÃO

Dispositivos semicondutores, por exemplo lasers, fabricados com materiais provenientes da mesma fonte, nem sempre mostram as mesmas características.

Esse desvio de características, muitas vezes não desejado, pode ser devido a fatores externos, como por exemplo: pressões externas no dispositivo, ou algum defeito nas camadas usadas na sua fabricação. Podem ser também fatores internos ao material, tal como a não homogeneidade da distribuição / espacial das impurezas, etc.

Portanto para um bom desempenho dos dispositivos em, por exemplo, um sistema de comunicações óticas, faz-se mister que se conheça o melhor possível as características do material a ser usado na sua fabricação.

Pelo acima exposto, conclui-se que, desejável seria, desenvolver um método de caracterização dos materiais a serem usados na fabricação dos dispositivos, sem que o mesmo seja destrutivo; isto é, que o material caracterizado não seja danificado, de tal forma a se poder relacionar suas características com o desempenho dos lasers, produzidos com eles.

2 - OBJETIVO

O processo de luminescência tem sido bastante estudado em GaAs, pois / é relativamente fácil preparar um diodo em GaAs, tendo uma alta eficiência quântica externa e um baixo limiar para emissão estimulada. Isso aparentemente se deve ao fato do GaAs possuir bandas diretas, o que implica em tempo de vida muito curto para as recombinações radiativas diretas.

Nosso objetivo, portanto, é fazer um estudo da autoabsorção da fotoluminescência espontânea em amostras de GaAs, na temperatura ambiente e sem / pressão aplicada na amostra. Também se possível usar o estudo da autoabsorção da fotoluminescência para desenvolver um método de caracterização ótica não destrutivo, afim de se caracterizar materiais a serem usados na fabricação de lasers.

Mencionamos acima que o estudo seria feito na temperatura ambiente, / isto se deve ao fato de nossa pesquisa estar dirigida para dispositivos a serem usados em sistemas de comunicação ótica, operando nesta temperatura.

3 - FOTOLUMINESCÊNCIA.

3.1 - Histórico.

A partir de 1950, o estudo da luminescência tomou grande impulso, com a operação de dispositivos em emissão de luminescência estimulada. Esses dispositivos (lasers), emitem ondas eletromagnéticas (luz e microondas) coerentes e monocromáticas.

Ultimamente os dispositivos feitos de semicondutores sólidos, estão sendo mais usados, devido ao seu reduzido tamanho e à grande eficiência de conversão de energia.

Tendo em vista que usaremos o efeito de fotoluminescência como técnica de análise, e que o esclarecimento desse efeito é importante, daremos uma visão do que ele vem a ser.

3.2 - Processos de geração.

Fotoluminescência é a radiação ótica emitida por um sistema físico, resultante da excitação para um estado de não equilíbrio, devido a uma irradiação com luz.

Num semicondutor sólido monocristalino, pode-se distinguir os seguintes tres processos para geração de fotoluminescência. (3.2) (I)

3.2.a - Pela absorção da luz excitante, cuja energia deve geralmente ser maior que a energia da banda proibida do material, há a criação de pares de elétron - buraco.

3.2.b - Os portadores excitados a energias maiores que a da banda proibida, termalizam-se em aproximadamente 10^{-12} segundos com a rede cristalina por emissão de fonons, ocorrendo em seguida a recombinação ra-

diativa e/ou não radiativa.

3.2.c - O processo de recombinação radiativa dos pares elétron - buraco dá a emissão da radiação de recombinação, denominada luminescência.

3.3 - Técnicas de estudo com fotoluminescência.

Há várias técnicas experimentais, entre as quais podemos ressaltar as tres a seguir.

3.3.a - Podemos excitar uma amostra numa de suas faces e captar o sinal de luminescência emitido dessa mesma face.

3.3.b - Podemos também excitar uma das faces de uma amostra e captar o / sinal de fotoluminescência através da face oposta. Neste caso a radiação de fotoluminescência sofrerá absorção dentro do material, sendo pois a espessura da amostra uma variável importante, a qual influirá nas características do espectro da radiação emitida pela amostra.

3.3.c - Na terceira técnica, excitamos a amostra numa de suas faces e / captamos a sinal por um lado clivado, perpendicular a face.

Foi esta o técnica que escolhemos para este trabalho, e será descrita no decorrer do mesmo.

Os espectros de foto luminescência para amostras do tipo p e n, obtidos / através das técnicas mencionadas nos itens (3.3) (a) e (b), podem ser vistos na figura (3.3) (A). (3.3) (I)

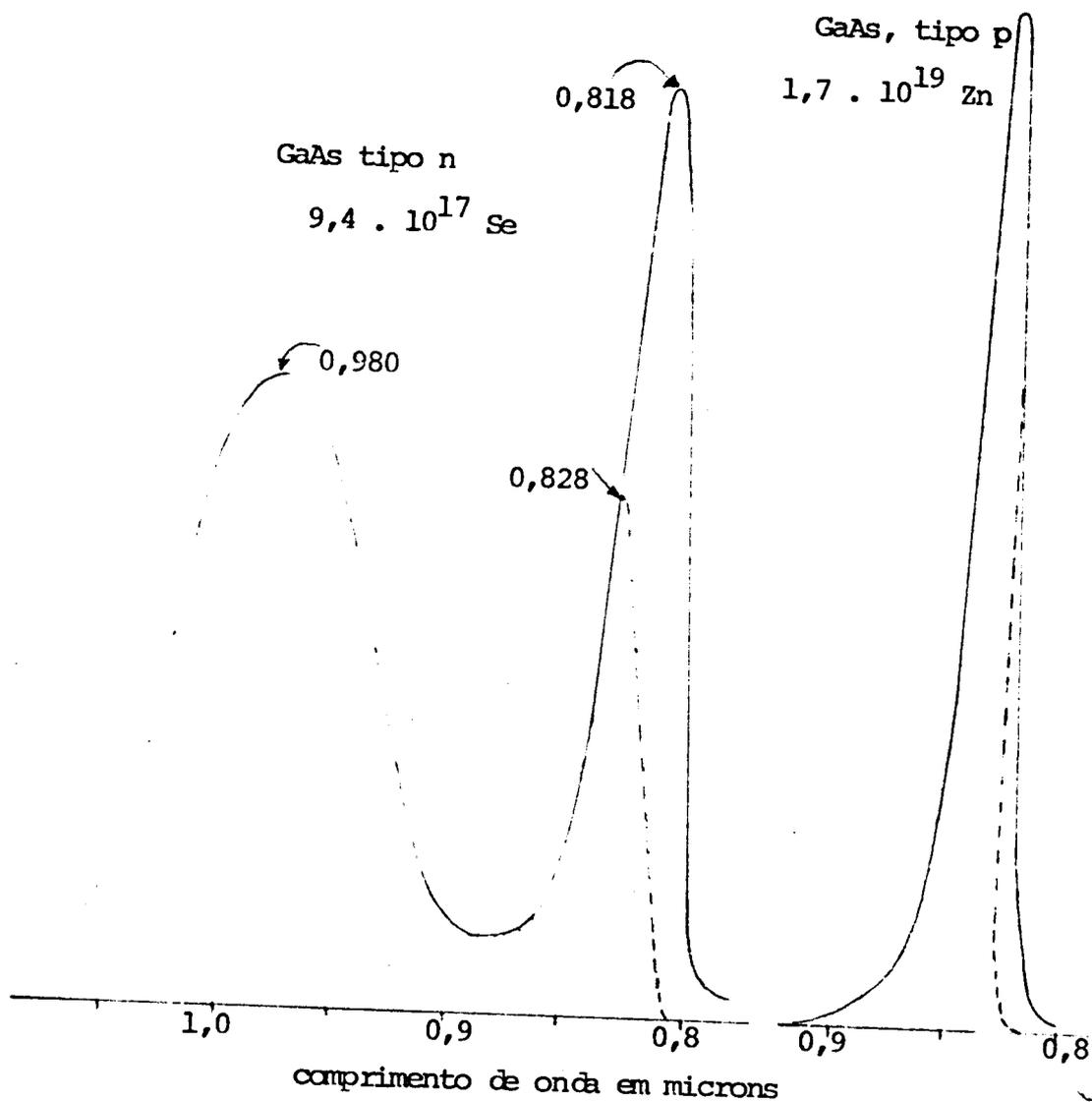


Figura (3.3) (A) (3.3) (I) - Típicos espectros de fotoluminescência de GaAs, a 77°K . Os espectros de linhas interrompidas, / foram obtidos da face oposta a de excitação e os de linhas contínuas foram da face excitada, para a mesma amostra.

Podemos ver também, na figura (3.3) (B), os espectros de fotoluminescência de amostras do tipo n, p e puro, obtidos através da técnica mencionada no item (3.3) (c).

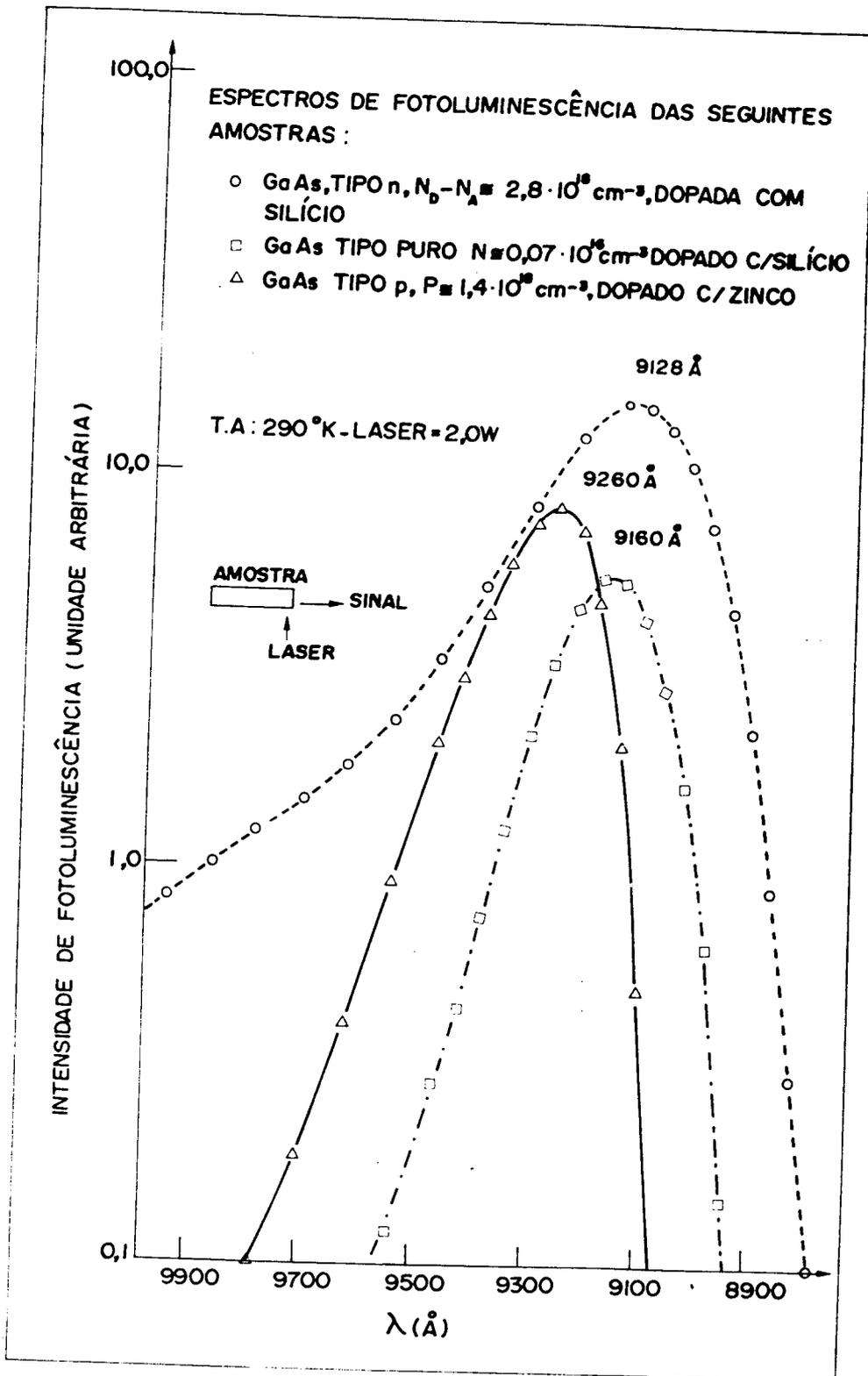


Figura (3.3) (B) - Espectros de fotoluminescência de GaAs tipo n, p e puro.

4 - ABSORÇÃO.

Qualquer processo que impeça as recombinações radiativas espontâneas e estimuladas, é classificado como perdas. A absorção é um desses processos .

As transições que podem resultar numa absorção, são muitas e diversas, entre as quais podemos citar:

Transição banda - banda, bandas - impurezas, exciton, impureza - impureza, portadores livres, etc.

Estes mecanismos de absorção são comuns em materiais com nível de dopagem não muito alto, pois assim podemos considerar o modelo de bandas parabólicas. Quando consideramos materiais com alto nível de dopagem, o modelo de bandas parabólicas não mais se aplica. Os níveis de impurezas que antes eram discretos começam a se transformar em bandas de impurezas. Esta passagem de níveis discretos para bandas de impurezas, faz com que as bordas / normais da banda não fiquem bem definidas.

As bandas de impurezas, com alta dopagem, se misturam com a banda / mais próxima; isto é; a banda de impureza aceitadora se mistura com a banda de valença e a banda de impureza doadora se mistura com a banda de condução, fazendo com que haja um relativo estreitamento no ponto mínimo ($k = 0$) da banda. Este estreitamento tem a aparência de uma cauda. (4) (I) (II)

Para transições diretas entre bandas, não deveria haver absorção a baixo da energia de separação das bandas, o que é estipulado pela seguinte equação: (4) (III)

$$\alpha = A (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (4) (1)$$

onde:

A é uma constante

$h\nu$ é a energia da radiação

E_g é a energia de separação das bandas

Mas experimentalmente, verifica-se que também há absorção abaixo desse limite de energia, o que vem a confirmar o aparecimento de caudas.

Na figura (4) (A) podemos ver a curva teórica e a experimental graficadas numa escala semilogarítmica, mostrando pois a natureza exponencial da cauda. (4) (IV)

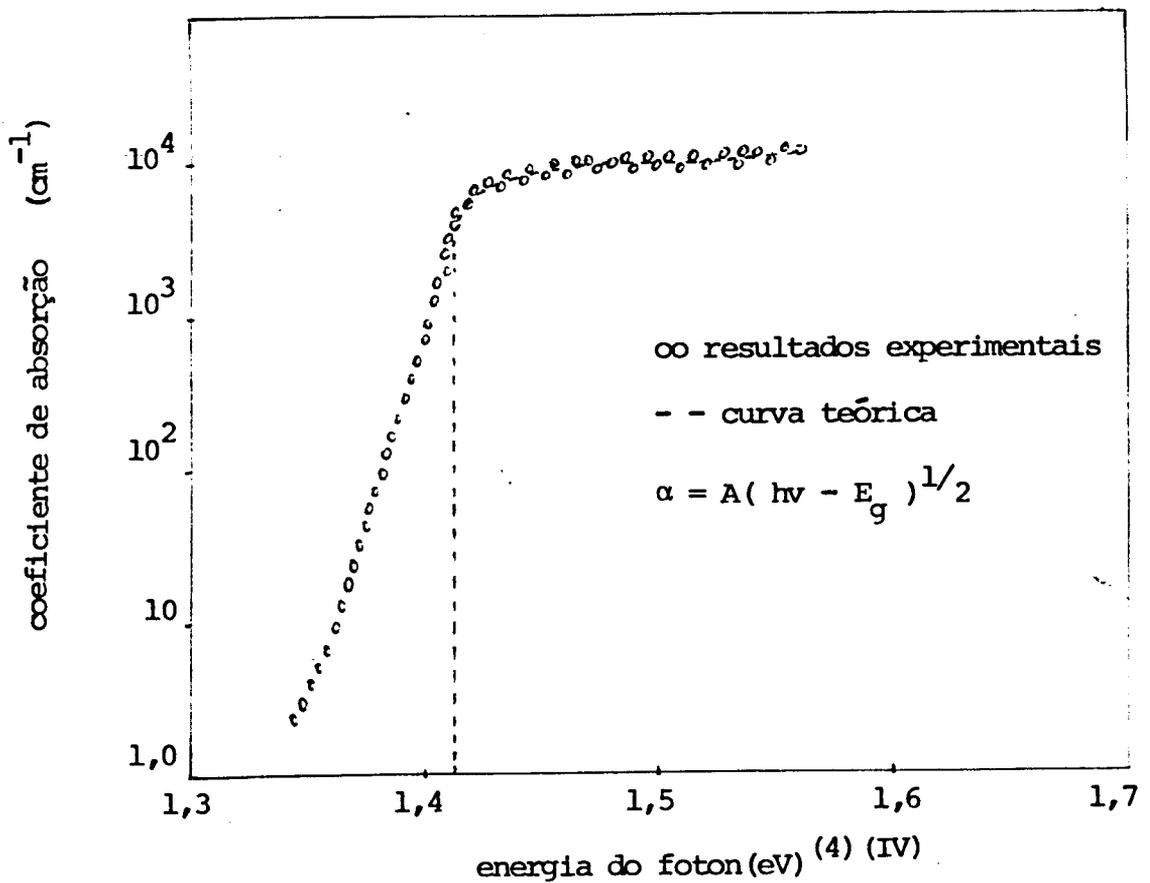


Figura (4) (A) - Perfil de absorção do GaAs na temperatura ambiente.

A densidade de estados em uma energia E na cauda é dada pela seguinte relação:

$$N(E) = N_0 \exp(E / E_0) \tag{4} (1)$$

Onde N_0 e E_0 são constantes para cada amostra, sendo que E_0 tem dimensão de energia e aumenta com o nível de dopagem.

O coeficiente de absorção $\alpha(h\nu)$ para um dado foton de energia $h\nu$ é proporcional à probabilidade de transição do nível inicial para o nível final P_{if} multiplicada pelas densidades de eletrons no nível inicial n_i , e de estados desocupados no nível final n_f , figura (4) (B).

$$\alpha(h\nu) = C P_{if} n_i n_f \tag{4} (2)$$

Onde C é uma constante.

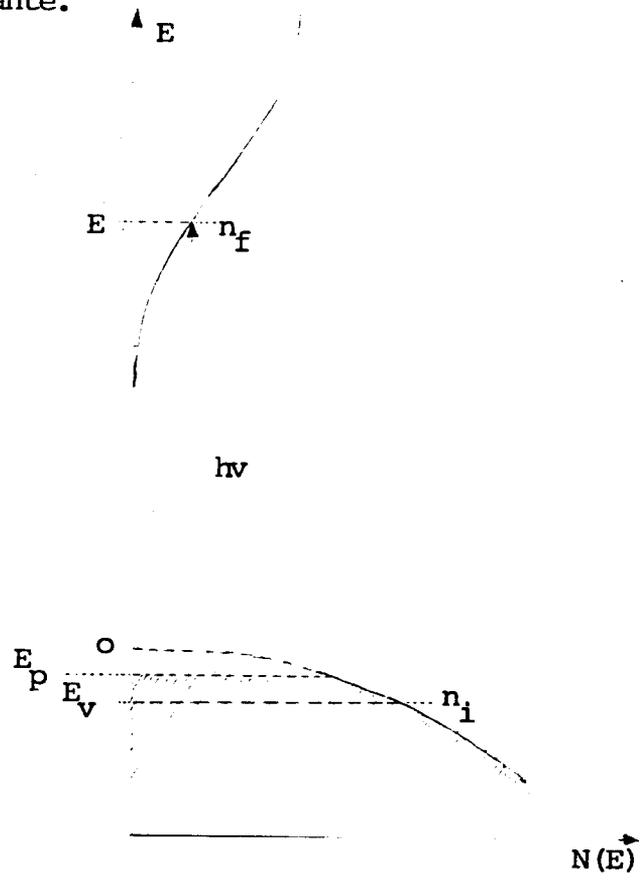


Figura (4) (B) - Diagrama de energia por densidade de estados, ilustrando o processo de absorção numa amostra tipo p. Como a cauda numa amostra tipo p, não participa no processo de absorção pois está vazia, ela não foi considerada no esquema.

Mas este processo de absorção deve ser somado para todas as possíveis transições para um dado $h\nu$.

$$\alpha(h\nu) = \sum_{i,f} C P_{if} n_i n_f \quad (4) (3)$$

Sendo que na forma integral, a equação (4) (3), pode ser escrita do seguinte modo: (4) (V)

$$\alpha(h\nu) = B \int_{E_p}^{h\nu - E_p} E_V^{1/2} \exp(E / E_0) dE \quad (4) (4)$$

Onde B é uma constante, $E_V^{1/2}$ e $\exp(E / E_0)$ são proporcionais às densidades de estados iniciais e finais respectivamente.

5 - MÉTODO PARA CARACTERIZAÇÃO ÓTICA.

Em um sistema de comunicação ótica, é altamente desejável, que os dispositivos, tais como lasers, em operação mantenham um desempenho ótimo, dentro do padrão exigido, ou seja, é necessário que suas características não variem muito.

Um dos modos de se conseguir esse bom desempenho dos dispositivos, é conhecer o melhor possível as características dos materiais que o formam.

Como a emissão de radiação eletromagnética nos dispositivos semicondutores depende da razão de recombinação radiativa do excesso de portadores e esse excesso pode ser facilmente gerado por uma fonte externa, logo, a análise da emissão fotoluminescente do dispositivo nos traz muitas informações a respeito de sua micronatureza, podendo pois, com conhecimento dessas informações, fazer uma caracterização quantitativa do mesmo.

É de se notar, que o espectro de emissão da amostra depende também de outros fatores tais como: tratamento da superfície, tipo, quantidade e dis-tribuição de impurezas, etc.

A radiação eletromagnética, digamos luz, ao incidir em um material, serã parte refletida e parte transmitida através do material.

A parte transmitida, ao penetrar no material, irá sendo absorvida; sendo esta absorção ligada às características do material e ao comprimento de onda da radiação.

O conhecimento do coeficiente de absorção do material, nos dá informações importantes para sua caracterização.

Hã diversos métodos para se medir o coeficiente de absorção de um material, cada qual com suas vantagens e desvantagens.

A título de exemplo, serão mencionados alguns métodos, mas não em

detalhes.

5.1 - Medida do coeficiente de absorção, utilizando o princípio de reflexão e transmissão com espectrofotômetro.

É incidido perpendicularmente, a uma das faces do material a ser analisado, uma radiação eletromagnética de comprimento de onda adequado.

As frações refletidas (R) e transmitidas (T), da radiação incidente, / são medidas no espectrofotômetro.

Conhecendo-se a espessura da amostra x e as frações refletidas e transmitidas, pode-se calcular o coeficiente de absorção do material, usando a / simples lei de Beer, $I(x) = I_0 \exp(-\alpha x)$, com correção para as múltiplas re -

flexões no interior do material. (5.1) (I)(II)

Sendo o coeficiente de absorção dado pela seguinte equação: (5.1) (III)

$$\sinh(\alpha x) = \frac{(F_R - 1)^2 - F_T^2}{2F_T} \quad (5.1) (1)$$

Onde, F_R e F_T , são as frações refletidas e transmitidas respectivamente.

Infelizmente, através dessa técnica, não podemos medir a variação do coeficiente de absorção em cada ponto da amostra, o que é necessário para um estudo da uniformidade do material, pois a análise feita pelo espectrofotômetro é baseada nas frações refletidas e transmitidas através de áreas relativamente grandes do material.

Podemos também acrescentar, que o sistema de medidas para essa técnica é altamente complexo e caro, devido ao complicado mecanismo necessário para regular a intensidade luminosa de sua fonte interna, usada nas medidas, o / que motiva a procura de técnicas boas, relativamente simples e mais baratas.

5.2 - Segundo método:

Outra técnica de medida do coeficiente de absorção de um material, usando aparelhos não tão complexos e caros, como foi mencionado no item anterior, se baseia no seguinte:

Com uma fonte de radiação eletromagnética, de comprimento de onda adequado, e amostras de espessuras diferentes conhecidas, podemos calcular o coeficiente de absorção da amostra.

Incide-se a radiação de intensidade I_0 numa das faces de uma amostra de espessura x_1 e mede-se a intensidade $I(x)$ da radiação emergente na face oposta. Procede-se da mesma forma com a outra amostra de espessura x_2 , mas idêntica a anterior.

Pela simples lei de Beer, temos:

$$I(x_1) = I_0 \exp(-\alpha x_1) f(\beta) \quad (5.2) (1)$$

$$I(x_2) = I_0 \exp(-\alpha x_2) f(\beta) \quad (5.2) (2)$$

onde $f(\beta)$ é uma função do detetor.

Fazendo a razão entre as duas equações acima, temos:

$$\frac{I(x_1)}{I(x_2)} = \exp\{\alpha(x_2 - x_1)\} \quad (5.2) (3)$$

Donde podemos calcular o coeficiente de absorção.

Os inconvenientes deste método, são por exemplo, a necessidade de se conhecer com boa precisão, as espessuras das amostras e os efeitos de superfície, que poderão ocorrer diferentemente para cada amostra, em contato com o meio ambiente.

5.3.- Terceiro método:

Este terceiro exemplo a ser mencionado, foi proposto e usado em nossos experimentos. É usado neste processo o fato, que a fotoluminescência gerada dentro da amostra, se propaga em seu interior, sofrendo portanto uma auto-absorção.

A medida dessa autoabsorção da fotoluminescência, nos proporciona / dados para a determinação do coeficiente de absorção, para todo comprimento de onda, dentro do espectro de emissão da amostra.

O procedimento experimental para este método, é dado a seguir, na figura (5.3) (A).

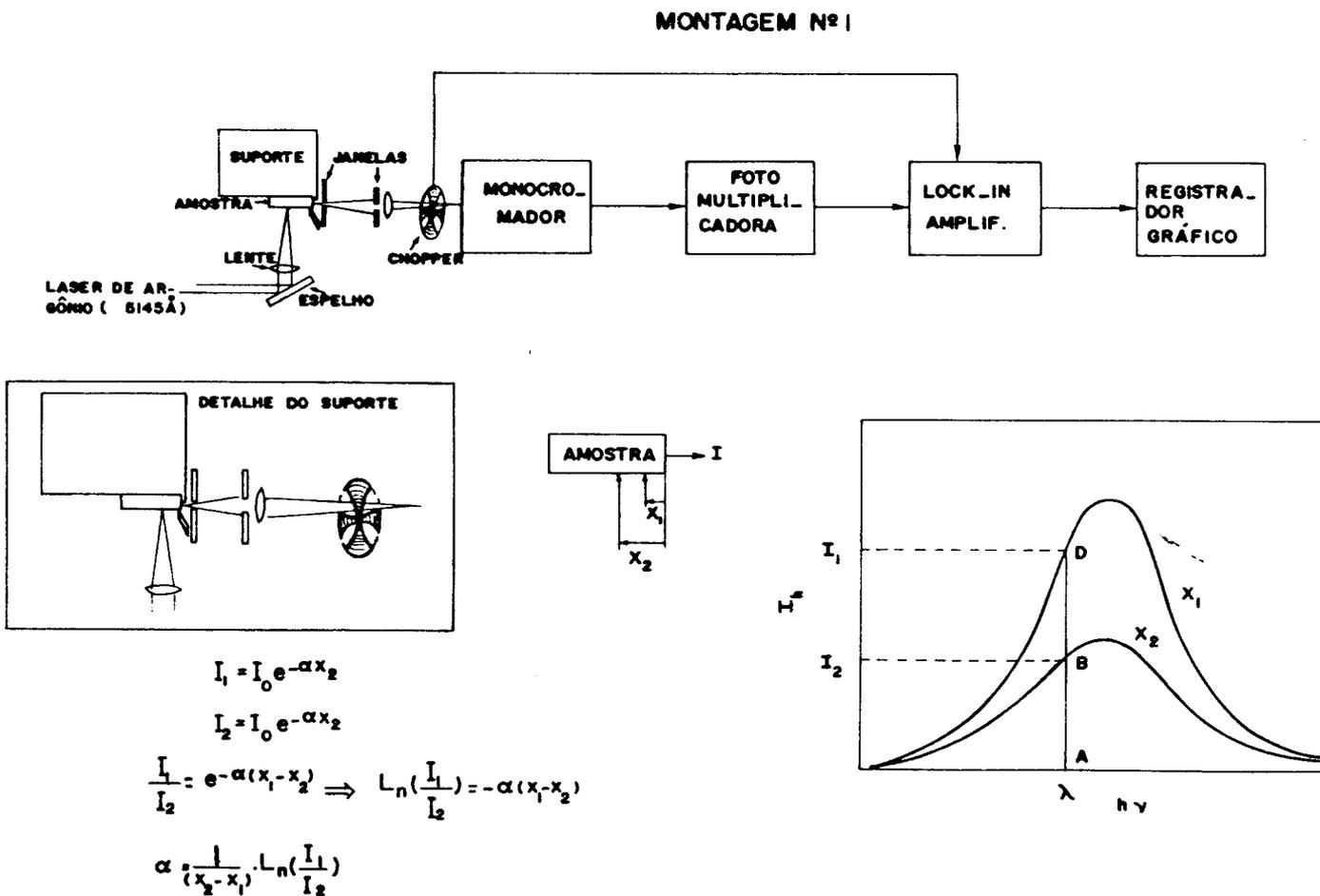


Figura (5.3) (A) - Esquema da montagem experimental usada em nosso trabalho.

Incide-se uma radiação eletromagnética, no nosso caso, foi de um laser de argônio operando no comprimento de onda $\lambda = 5145 \text{ \AA}$, num ponto x_1 , de uma das faces da amostra a ser analisada. Essa radiação eletromagnética, irá excitar o material na região de incidência, servindo portanto como uma fonte geradora de luminescência, na região ao redor do ponto de excitação.

A emissão fotoluminescente, irá se propagar também dentro da amostra e será captada através de um dos lados clivados da amostra, previamente escolhido.

O sinal captado será injetado num monocromador simples, do qual passará para uma fotomultiplicadora e será logo após amplificado e graficado.

Muda-se o feixe de excitação, para um novo ponto x_2 na amostra, que seja colinear com o ponto x_1 e o ponto de onde se captou o primeiro sinal. /
Procede-se da mesma forma, que com o primeiro sinal e se obtém um segundo /
espectro. Figura (5.3) (B).

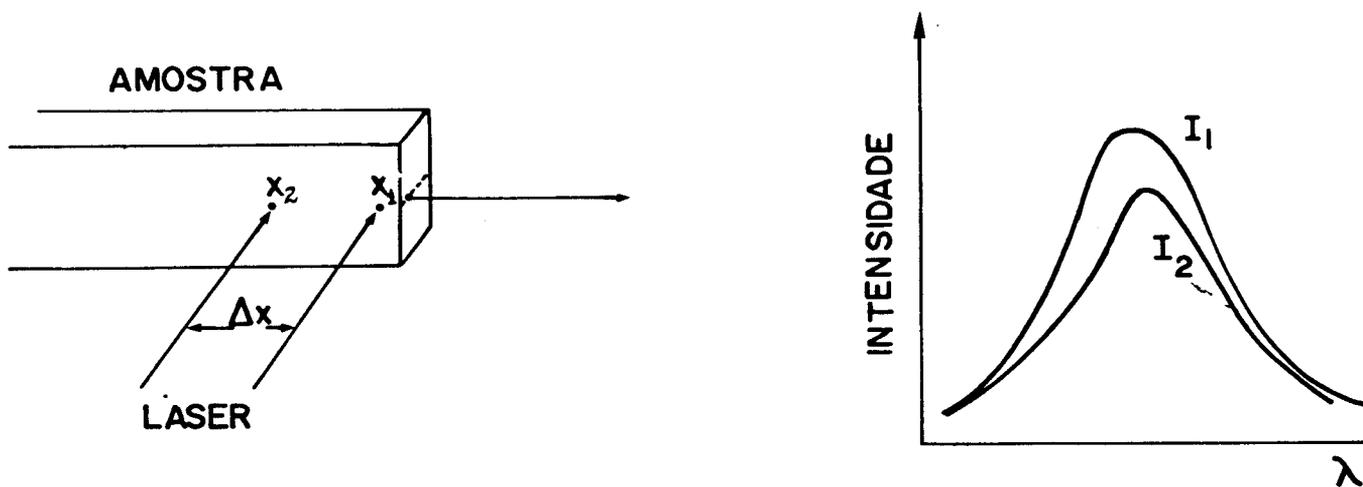


Figura (5.3) (B) - Esquema do processo usado em nosso experimento, para se obter os espectros de autoabsorção de fotoluminescência.

10

Sendo a intensidade do primeiro sinal, para um determinado comprimento de onda λ , igual a:

$$I(x_1) = I_0 \exp(-\alpha x_1) \quad (5.3) (1)$$

e a do segundo para o mesmo λ , após ter percorrido uma distância x_2 , dentro do material, é dada por:

$$I(x_2) = I_0 \exp(-\alpha x_2) \quad (5.3) (2)$$

Fazendo a razão entre as duas equações anteriores, temos:

$$\frac{I(x_1)}{I(x_2)} = \frac{I_1}{I_2} = \exp\{\alpha(x_2 - x_1)\} \quad (5.3) (3)$$

Resolvendo a equação acima para α , temos:

$$\alpha_{ef} = \frac{1}{x_2 - x_1} \cdot \ln \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \quad (5.3) (4)$$

Portanto, podemos determinar o coeficiente de absorção α_{ef} , para cada comprimento de onda do espectro de emissão da amostra.

Sendo que este coeficiente de absorção, independe da distribuição espectral da fonte excitadora e também da resposta espectral do detetor.

Deve-se mencionar também, que se a amostra for homogênea na face excitada, os efeitos de superfície e reflexão deverão ter variações mínimas, entre os pontos de excitação, se cancelando pois, quando da razão entre as duas intensidades.

Podemos supor também, que na região excitada pelo laser, haja amplificação do sinal gerado; modificando por conseguinte, dentro dessa região de excitação, o coeficiente de absorção da amostra.

Façamos pois, uma análise do problema e vejamos se esse novo coeficiente de absorção dentro da região excitada, deve ser levado em consideração neste terceiro método, o qual usamos em nosso trabalho.

Suponhamos uma amostra de dimensões muito maiores, que a região excitada na amostra, figura (5.3) (C).

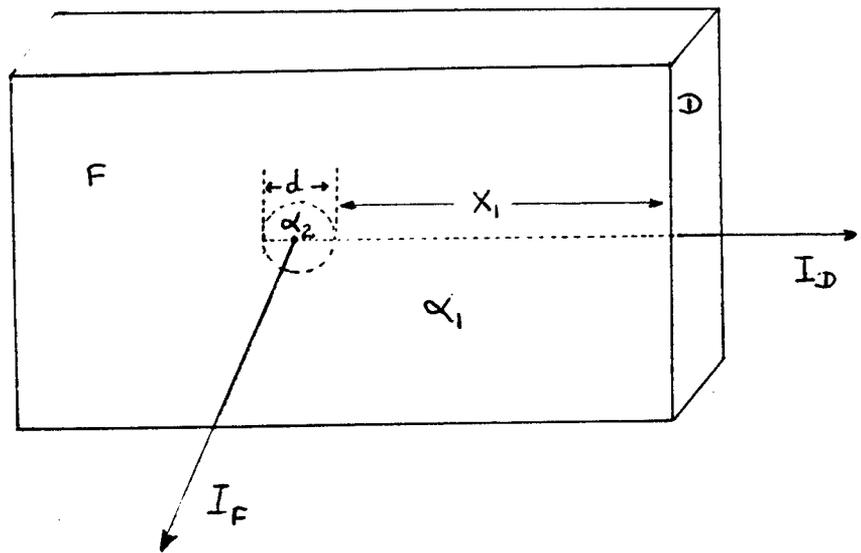


Figura (5.3) (C) -

Seja α_2 o coeficiente de absorção médio, dentro da região excitada / e α_1 , o coeficiente de absorção fora dessa região.

Suponhamos também, que a região excitada, tenha um diâmetro d e que a profundidade de penetração da radiação excitante, seja bem pequena.

Escolhamos agora, uma radiação, que teve origem dentro da região excitada e que também, sofreu amplificação dentro da mesma. Podemos dizer, que essa radiação se propagou através de uma região de coeficiente de absorção α_2 e de outra de coeficiente de absorção α_1 , emergindo depois pelo lado D da amostra, previamente escolhida.

Mas a radiação que sai frontalmente I_F , sofre muito pouca absorção ou amplificação, devido a pouca penetração do feixe excitante na amostra.

Para uma excitação no ponto: $x_1 + \frac{1}{2}d$, será dada por:

$$I_{x_1} = \frac{I_F}{d} \cdot K \left(\int_0^d \exp\{-\alpha_2(d-l)\} dl \right) \cdot \exp(-\alpha_1 x_1) \quad (5.3) (5)$$

Onde: K é uma constante da montagem

$I_{x_1} \equiv I_{x_1}(hv)$ é a intensidade do sinal captado, para cada energia

I_F é a radiação que sai frontalmente da região excitada

d é o diâmetro da região excitada

$\alpha_1 \equiv \alpha_1(hv)$

$\alpha_2 \equiv \alpha_2(hv)$

Resolvendo a integral e rearranjando os termos, temos:

$$I_{x_1} = \frac{K \cdot I_F}{d \cdot \alpha_2} \{ 1 - \exp(-\alpha_2 d) \} \exp(-\alpha_1 x_1) \quad (5.3) (6)$$

Mudemos agora a excitação para um ponto: $x_2 + \frac{1}{2}d$; a intensidade do novo

sinal na saída da amostra, será dada por:

$$I_{x_2} = \frac{K \cdot I_F}{d \cdot \alpha_2} \{ 1 - \exp(-\alpha_2 d) \} \exp(-\alpha_1 x_2) \quad (5.3) (7)$$

Fazendo a razão entre as duas equações, temos:

$$\frac{I_{x_1}}{I_{x_2}} = \exp\{ \alpha_1 (x_2 - x_1) \} \quad (5.3) (8)$$

A equação (5.3) (8) é idêntica a equação (5.3) (3).

Portanto esta razão, usada no terceiro método, independe da variação do coeficiente de absorção dentro da região excitada.

Comparando os resultados obtidos, para os coeficientes de absorção, através deste método, com o resultado obtido para a mesma amostra, através do método mencionado no parágrafo (5.1), apresentaram-se diferenças marcantes, razão pela qual, denominamos o coeficiente de absorção obtido por este método usado em nosso trabalho por: "coeficiente de absorção efetivo", α_{ef} .

Essas diferenças apresentadas pelo coeficiente de absorção "efetivo", em relação ao, digamos coeficiente de absorção "clássico", obtido com o espectrofotômetro, podem ser vistas nos gráficos de $(\alpha_{ef} \times \lambda)$, no interior deste trabalho.

Em nossas medidas usamos uma resolução do monocromador de aproximadamente 6,0 Angstroms.

6 - MONTAGEM EXPERIMENTAL E EQUIPAMENTO.

6.1 - Montagem experimental.

As amostras usadas neste trabalho eram de cristais de arseneto de gálio (GaAs), tipo n, com $N_d - N_a \cong 2,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,
tipo p, com $N_a - N_d \cong 1,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.
tipo puro, com $N_d - N_a \cong 7,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

As amostras tipo n e puro, foram dopadas com silício e a tipo p dopada com zinco.

Tinham aproximadamente a seguintes dimensões: (10 x 5 x 1) mm e eram polidas com um polimento químico de bromo - metanol (6.1) (I).

A amostra a ser analisada, era afixada com uma camada fina de parafina, na face de um suporte apropriado, como pode ser visto no esquema da montagem nº1, figura (5.3) (A).

O suporte é composto por vários elementos necessários ao controle e otimização do sinal a ser analisado.

O corpo do suporte, é um bloco quadrado de metal, que também tem como finalidade, absorver calor da amostra. Num dos extremos desse suporte, há uma elevação cuja finalidade é posicionar a amostra em relação ao feixe / excitador e também impedir qualquer sinal, que por ventura possa sair pela face em contato com o suporte, de chegar ao detetor.

Para evitar que algum sinal proveniente da superfície excitada chegue ao detetor, colocamos uma espécie de faca, de material flexível e escuro, na borda dessa face. Dessa forma, garantíamos que o sinal a ser detetado, fosse realmente originário do interior da amostra não tendo pois, interferência de nenhum sinal de superfície.

A seguir alinhávamos o sistema ótico, para se ter um desempenho ótimo.

Usamos como fonte excitadora, um laser de argônio, operando no comprimento de onda $\lambda_L = 5145 \text{ \AA}$ e com uma realimentação ótica estabilizadora da potência de saída de aproximadamente 1%.

O posicionamento e focalização do laser na amostra, se fazia com um espelho e uma lente, adaptados a um posicionador(x,y,z) .

Para se estimar a área do foco na amostra, aumentávamos a focalização até provocar uma queimadura e deslocávamos o feixe de laser, fazendo pois, um traço de queimadura na face da amostra. Com um microscópio fotografávamos o orifício da queimadura e medíamos o seu diâmetro. Podendo desta forma, estimar a área do foco do laser na face da amostra. Utilizávamos também um outro método para determinação do diâmetro do foco, o qual consistia em um suporte contendo vários orifícios de diâmetros conhecidos. Ao ser colocado no foco desejado, escolhíamos o menor orifício, que não diminuía a potência do feixe de laser, que o atravessava. Sendo assim, determinado o diâmetro do feixe de laser na posição desejada.

O diâmetro do foco utilizado neste trabalho, foi da ordem de $10 \mu\text{m}$.

6.2 - Equipamento.

Neste experimento foram utilizados os seguintes instrumentos:

- um laser de argônio, ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$) da Corrent Radiation.
- tres lentes focalizadoras
- um espelho
- um chopper de frequência variável
- um amplificador lock - in mod. 124 A (P.A.R.)
- um pré - amplificador diferencial mod. 116 (P.A.R.)

- um monocromador simples - mod. 218 - G.C.A. - Mc Pherson
- uma mini-fotomultiplicadora SI - 101 - R.C.A.
- um osciloscópio (P.A.R.)
- um registrador (x,y) de rolo - (H.P.)
- um termômetro
- um invertoscópio (Zeiss)
- suportes para os dispositivos

Em nosso experimento, captamos o sinal de saída da / amostra, com um certo ângulo em relação ao lado clivado, / como pode ser visto na figura (5.3)(D).

Neste ângulo, determinado experimentalmente, a intensidade do sinal captado era máxima. Captamos o sinal com uma objetiva e o focalizamos na entrada de um monocromador.

Neste tipo de montagem, deve se tomar muito cuidado , pois com um aumento de temperatura na amostra, muda-se o / índice de refração da mesma, fazendo com que o sinal de / saída sofra um deslocamento relacionado também com o comprimento de onda do sinal.

Isto poderá mudar a focalização do sinal na entrada / do monocromador, mudando por conseguinte, a intensidade do sinal e trazendo complicações na análise das curvas.

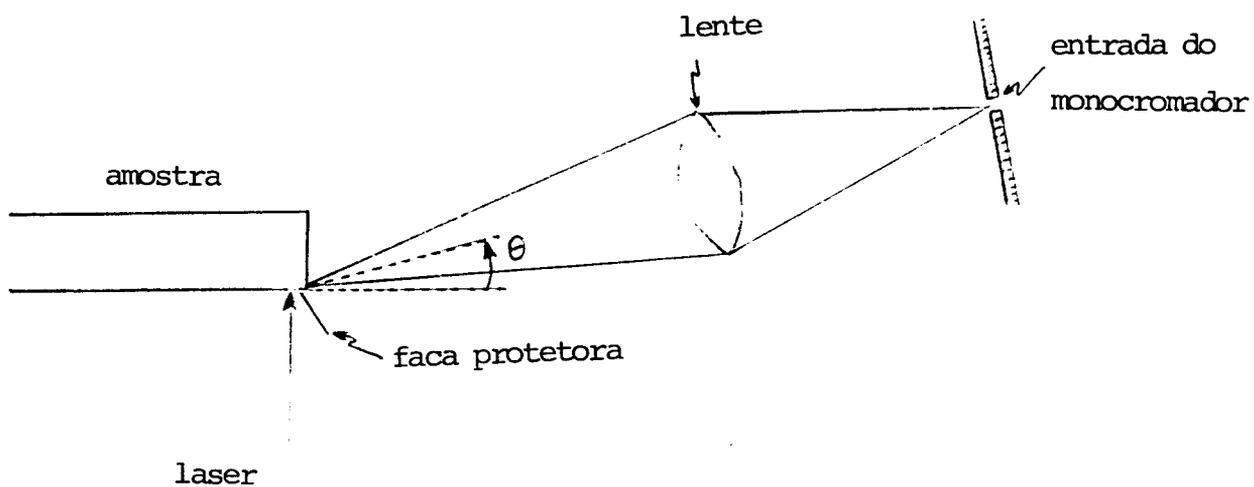


Figura (6) (A) - Esquema de montagem da amostra, captando o sinal com um certo ângulo em relação ao lado clivado.

7 - FLUXO DE FOTONS E DENSIDADE DE PARES GERADOS.

7.1 - Fluxo de fons usado na excitação da amostra.

É interessante que saibamos a densidade de fons por unidade de / tempo, usada na excitação da amostra.

Temos que a potência do laser P_L , é igual a energia por tempo:

$$P_L \text{ (watt)} = \frac{E_T}{t} \text{ (joule/seg)}, \text{ dividindo por área temos:}$$

$$\frac{P_L}{A} \text{ (watt/cm}^2\text{)} = \frac{E_T}{A \cdot t} \text{ (joule/cm}^2 \cdot \text{seg)}, \text{ mas como a energia total é igual}$$

a energia do foton ($h\nu$) vezes o número de fons (n), teremos:

$$\frac{P_L}{A} = \frac{E_T}{A \cdot t} = \frac{n \cdot (h\nu)}{A \cdot t} = F_f \cdot (h\nu) \quad (7.1) (1)$$

$$\text{sendo } F_f = \frac{n}{A \cdot t} \text{ o fluxo de fons} \quad (7.1) (2)$$

daí tiramos que:

$$\frac{P_L}{A} = F_f \cdot (h\nu), \text{ sendo então}$$

$$F_f = \frac{P_L}{A \cdot (h\nu)} \quad (7.1) (3)$$

que é o fluxo de fons num feixe de laser de área A e energia $h\nu$.

Suponhamos que o diâmetro do foco do laser na amostra, seja da /
ordem de 10 μm e a potência do laser P_L = 1,0 watt, então teremos:

$$\frac{P_L}{A} \cong P_{ef} \cong 1,3 \frac{MW}{cm^2} \tag{7.1} (4)$$

Temos ainda que hv = 2,4 eV ⇒ 5145 Å , logo 2,4 eV = 2,4 . 1,602 . 10⁻¹⁹J

Portanto:
$$F_f = \frac{10^6 \cdot 1,3 \cdot 10^{19}}{2,4 \cdot 1,602} \frac{(\text{watts})}{(\text{joules} \cdot \text{cm}^2)}$$

logo:
$$F_f \cong 3,4 \cdot 10^{24} \frac{(\text{joules})}{(\text{joules} \cdot \text{seg} \cdot \text{cm}^2)}$$

Sendo pois, que o fluxo de ftons, que chega na amostra no foco de /
excitação é da ordem de:

$$F_f \cong 3,4 \cdot 10^{24} \left(\frac{\text{fotons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg}} \right) \tag{7.1} (5)$$

7.2 - Estimativa da densidade de excesso gerado.

Assumindo que o rendimento quântico interno, seja igual a um, /
ou seja, que cada foton absorvido pelo material, gere um par elétron - buraco,
podemos fazer uma estimativa da densidade de excesso gerado quando da /
excitação do material.

A refletividade de uma amostra semicondutora é dada pela seguinte /
expressão, na região de índice de refração real:

$$R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2} \tag{7.2} (1)$$

Há trabalhos, que dão a variação do índice de refração, em função / da energia e temperatura (7.2) (I) (II), mas infelizmente os dados não vão a temperaturas e energias relativamente altas. Como estamos trabalhando / com energias e temperaturas da ordem de: $h\nu = 2,4 \text{ eV}$ e $T \approx 1000 \text{ }^\circ\text{K}$ / respectivamente, não podemos nos basear nesses dados.

Como o índice de refração, tem um comportamento um tanto quanto / singular em relação a energia dos ftons, nos é difícil saber qual o seu valor mais adequado, para a energia e temperatura mencionadas acima. Na falta de dados mais concretos, suporemos que a mostra reflita 30% da energia incidente normalmente a sua superfície; portanto 70% da luz incidente será absorvida, podendo pois participar na geração de excesso / de portadores.

Podemos então, estimar a densidade de excesso de portadores gerados, sabendo, que esta densidade é uma função do fluxo de ftons absorvidos / pela amostra e do coeficiente de absorção do material.

Podemos expressar a razão de portadores gerados, da seguinte forma:

$$g = \alpha \cdot F_{ft} \quad (7.2) (2)$$

onde: g é a razão de geração de portadores

α é o coeficiente de absorção da amostra, para uma dada energia

F_{ft} é o fluxo total de ftons absorvidos pela amostra.

Supondo que o coeficiente de absorção seja da ordem de: $\alpha \approx 10^4 \text{ cm}^{-1}$ para ftons de energia muito maior que a energia da banda proibida.

Desta forma podemos fazer a seguinte estimativa:

$$g \approx 2,38 \cdot 10^{28} \frac{\text{Pares}}{\text{cm}^3 \cdot \text{seg}} \quad (7.2) (3)$$

Na condição de equilíbrio temos, que a razão de geração de pares, deve ser igual a razão de recombinação, ou seja:

$$g = \frac{n}{\tau} \quad (7.2) (4)$$

onde: n é a densidade de portadores no estado de equilíbrio

τ é o tempo de vida dos portadores

temos portanto, que a densidade de portadores, no estado de equilíbrio é dada por:

$$n = g \cdot \tau \quad (7.2) (5)$$

sendo, que o tempo de vida dos portadores, é da ordem de: $\tau \approx 10^{-9}$ seg (7.2) (III)

Logo, substituindo os valores na equação (7.2) (5), temos:

$$n \approx 2,38 \cdot 10^{19} \frac{\text{portadores}}{\text{cm}^3} \quad (7.2) (6)$$

que é a densidade de portadores gerados, no estado de equilíbrio.

8 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

8.1 - Procedimento experimental.

Os resultados experimentais foram obtidos na seguinte seqüência:

Após ter alinhado todo o sistema, começávamos a coletar os dados, ou seja, a tirar os espectros de luminescência das amostras.

Todos os dados eram tirados à temperatura ambiente, a qual era mantida por volta de 17^o C.

Primeiramente fixava-se uma potência de excitação, um comprimento de onda no monocromador e focalizava-se o laser na amostra, até se obter um sinal máximo. Chamamos a esta focalização de crítica e era nela que tirávamos os dados.

Para cada posição do laser na amostra, tirávamos um espectro. Através desses espectros, calculávamos os coeficientes de absorção efetivos. Nesses cálculos, usávamos a simples lei de Beer; construindo uma tabela para cada Δx usado.

O esquema de uma tabela típica pode ser visto a seguir:

Tabela

λ	I_1	I_2	I_1/I_2	α_{ef}
.
.
.

Onde α_{ef} é obtido através da seguinte equação:

$$\alpha_{ef} = \frac{1}{x_2 - x_1} \cdot \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) \quad (5.3) (4)$$

Portanto para cada comprimento de onda λ , mediamos as amplitudes / dos sinais, nos dois espectros a serem comparados. Através da equaç. (5.3) (4), calculávamos o coeficiente de absorção "efetivo" (α_{ef}), para cada λ .

Ao fazemos o gráfico de ($\alpha_{ef} \times \lambda$), encontramos resultados, que diferiram bastante da curva "clássica", obtida com o espectrofotômetro / mencionado anteriormente. A curva "clássica", obtida através do espectrofotômetro, pode ser vista na figura (8.1) (A). As curvas dos coeficientes de absorção "efetivos", para amostras de arseneto de gálio do tipo n, p e puro podem ser vistas no interior deste trabalho.

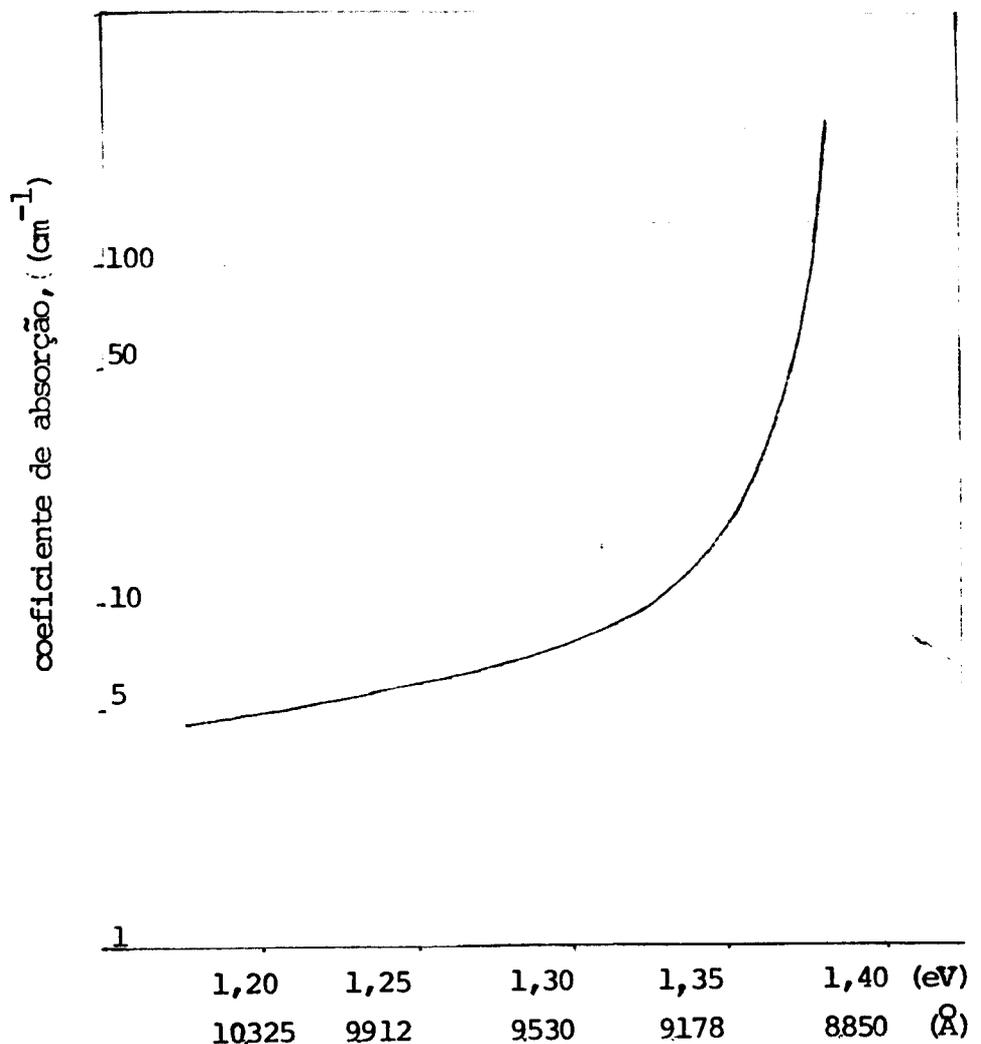
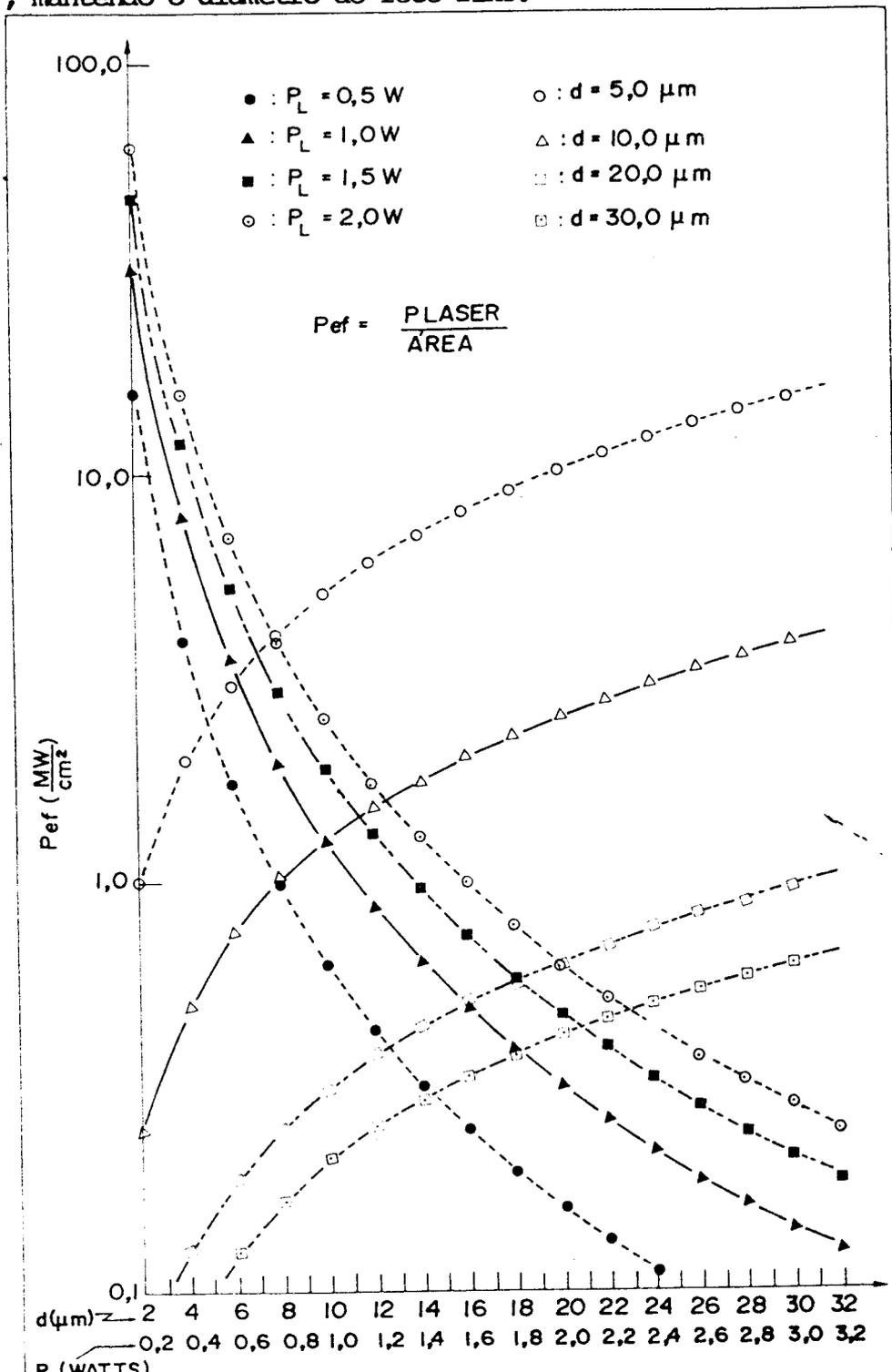


Figura (8.1) (A) - Curva do coeficiente de absorção "clássico", obtida / através de um espectrofotômetro.

Como mencionado anteriormente, usamos em nosso trabalho uma focalização, cujo diâmetro do foco na amostra é de aproximadamente dez micrometros e uma potência efetiva na amostra da ordem de um megawatt por cm^2 .

Podemos ver na figura (8.1) (B), um estudo teórico, de como deve variar a potência efetiva P_{ef} , com a variação do diâmetro do foco de laser na amostra; mantendo a potência do laser fixa, ou ainda, com a variação da potência do laser, mantendo o diâmetro do foco fixo.

Figura (8.1) (B)
Gráfico teórico da variação da potência efetiva com a área do foco na amostra ou com a potência do laser.



Pode-se constatar, que a potência efetiva, varia muito mais com a variação do diâmetro do foco na amostra, que com a variação da potência do laser.

Por esta razão escolhemos uma focalização, cuja área do foco na amostra era bem pequena, afim de que tivéssemos uma potência efetiva da ordem de $1 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$.

8.2 - Polarização da fotoluminescência.

Tivemos a curiosidade de verificar se o sinal de fotoluminescência, emitido pelas amostras de GaAs, tinha alguma polarização preferencial.

Neste experimento usamos um polarizador tipo H.D: (Polaroid), cuja transmissão é de 80% e o vazamento de 1% na região de 9000 Å.

A sequência para a obtenção dos dados, será mencionada a seguir: primeiramente obtínhamos um espectro de fotoluminescência sem o polarizador, da amostra escolhida. A seguir inseríamos o polarizador e obtínhamos mais dois outros espectros; sendo um para o polarizador com o plano de polarização paralelo a rede e o outro com o plano de polarização perpendicular a rede de difração do monocromador.

Comparávamos então os tres espectros e dessa análise concluímos, que os sinais de fotoluminescência, emitidos pelos tres tipos de amostras, de arseneto de gálio analisadas, não tinham uma polarização preferencial; e que não houve nenhuma mudança nos picos dos espectros, sem o polarizador e com as polarizações paralelas e perpendiculares.

Houve redução na intensidade do sinal de fotoluminescência, quando inserimos o polarizador, mas isto é simplesmente devido a absorção de uma fração do sinal pelo polarizador. Houve também uma

ligeira redução na amplitude do sinal, entre as polarizações paralelas/ e perpendiculares, sendo que a intensidade do sinal de polarização / perpendicular, era um pouco menor, que a intensidade do sinal de polari- zação paralela, mas também podemos explicar essa diferença do seguinte modo:

O sinal de polarização paralela, ao penetrar no monocromador, / tinha o plano de vibração, paralelo ao plano de incidência nas redes / de difração do monocromador, não tendo pois perdas, quando da refle- xão nas redes. Já o sinal de polarização perpendicular, tinha o plano de vibração, perpendicular ao plano de incidência nas redes de difração, tendo por conseguinte, dependendo do ângulo de incidência, mais ou / menos perdas .

Portanto, comprovamos desta forma, que o sinal de fotoluminescên- cia espontânea, não tem uma polarização preferencial. (8.2) (I)

9 - APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS

9.0 - Figuras.

Nas figuras de A a F , podemos ver curvas de fotoluminescência de amostras de GaAs , tipos : n , puro e p , obtidas através da técnica usada neste trabalho.

Este conjunto de curvas, é uma comparação entre espectros / normalizados, obtidos com o feixe de laser no ponto x_1 , a uma distância de aproximadamente: 0,06 cm , distante do lado clivado, por onde nós captávamos o sinal, e no ponto x_2 , distante 0,075 cm de x_1 . Fizemos a comparação para os tres tipos de amostra mencionados acima , usando potências de : 1,0 e 2,0 Watts.

Podemos ver para a potência de 1,0 Watt, que o maior deslocamento do pico, para baixas energias, se deu com a amostra tipo n , seguida pelas amostras tipo puro e tipo p. A largura média é maior para a primeira posição (x_1), que para a segunda com exceção da amostra tipo puro.

Para a potência de 2,0 Watts, podemos ver um fato interessante, é que o deslocamento do pico, se deu para os tres tipos de amostras/ analisadas, não em direção a baixas energias, como era de se esperar , mas sim em direção a altas energias. Sendo, que a amostra tipo puro, se deslocou mais, seguida pelas amostras tipo n e p.

PODEMOS VER A SEGUIR AS CURVAS DE: A a F .

Nas figuras (9.0)(A) , (9.0)(B) e (9.0)(C) , podemos ver curvas de fotoluminescência, dos tres tipos de amostras estudadas em nosso trabalho, ou seja: GaAs, tipos, n , puro e p . Estas curvas foram obtidas focalizando o laser no ponto x_1 , / distante 0,06cm do lado clivado, por onde captávamos o sinal e no ponto x_2 , distante 0,075cm do ponto x_1 . Estas medidas foram feitas com potência de excitação de 1,0 / watt.

Podemos notar nestas figuras, que as curvas tiradas quando fazíamos a excitação no ponto x_2 , A_6 , C_6 , E_6 se deslocavam em direção a baixas energias em relação as curvas: A_1 , C_1 , E_1 , tiradas com excitação no ponto x_1 .

Este deslocamento é devido à absorção preferencial das componentes de altas energias e ao efeito térmico, que diminui a banda proibida, e pode ser entendido do seguinte modo: .

Quando estamos excitando num ponto perto do lado clivado, por onde captamos o sinal, parte da radiação sairá pelo lado clivado, mas quando excitamos a amostra num ponto distante do lado clivado, grande parte da radiação será absorvida pela / amostra, aumentando dessa forma sua temperatura, e causando um estreitamento da banda, o que deslocará o espectro para baixas energias, vide Apêndice.

Podemos ainda observar, nas curvas das figuras (9.0)(B) e (9.0)(C) , que houve um cruzamento na região de baixas energias, o qual não esperávamos.

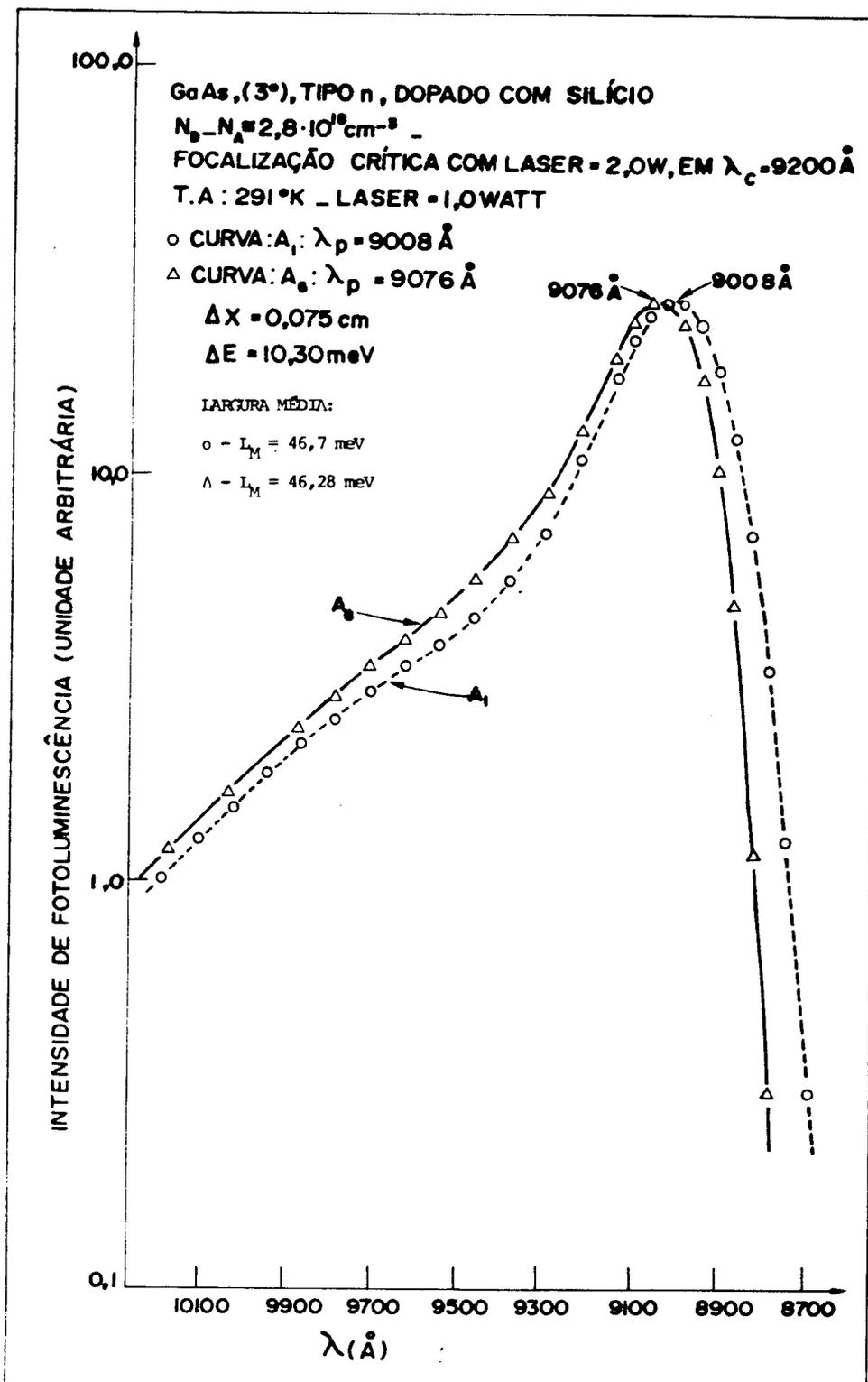


FIGURA (9.0) (A) - Espectros de fotoluminescência normalizados, de GaAs tipo n, obtidos com focalização no ponto x_1 e no ponto x_2 , com potência de excitação de 1,0 Watt.

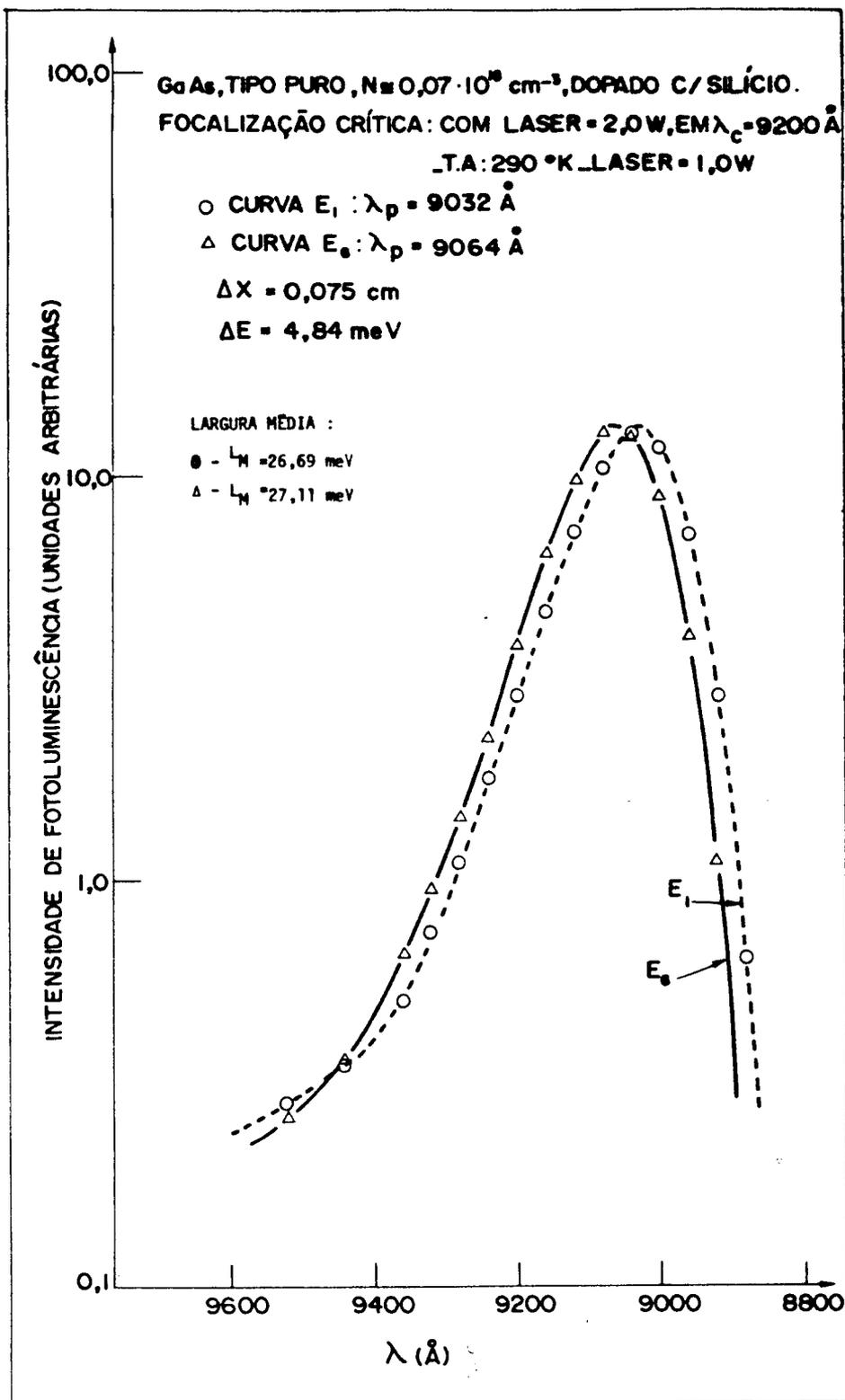


FIGURA (9.0) (B) - Espectros de fotoluminescência normalizados, obtidos com excitação nos pontos x_1 e x_2 . Amostras de GaAs, tipo puro. Potência de excitação de 1,0 Watt.

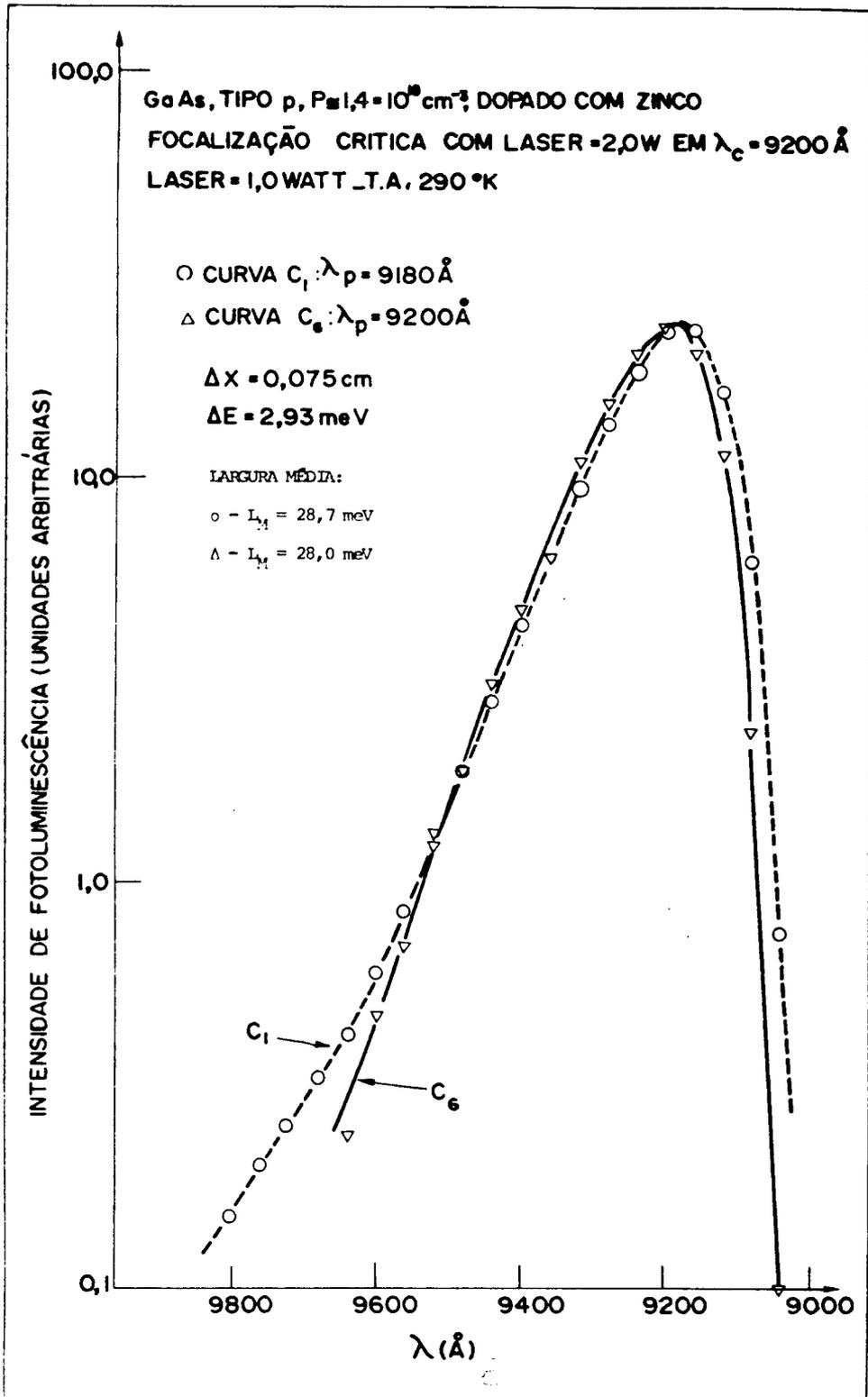


FIGURA (9.0) (C) - Espectros de fotoluminescência normalizados, com excitação nos pontos x_1 e x_2 . Amostra de GaAs tipo p. / Potência de excitação de 1,0 Watt.

Podemos ver agora nas curvas das figuras (9.0)(D) , (9.0)(E) e (9.0)(F) , espectros de fotoluminescência dos tres tipos de amostras analisadas, sô que desta vez, esta mos usando uma potência de excitação de 2,0 watts.

Comparando estas curvas, com as das figuras (9.0)(A), (9.0)(B) e (9.0)(C), para as respectivas amostras, podemos notar que houve um razoável deslocamento para baixas energias, das curvas obtidas com potência de excitação de / 2,0 watts.

Este deslocamento é também devido à absorção preferencial das componentes de altas energias do espectro e também ao efeito térmico, que diminui a banda proibida, deslocando assim o espectro para baixas energias.

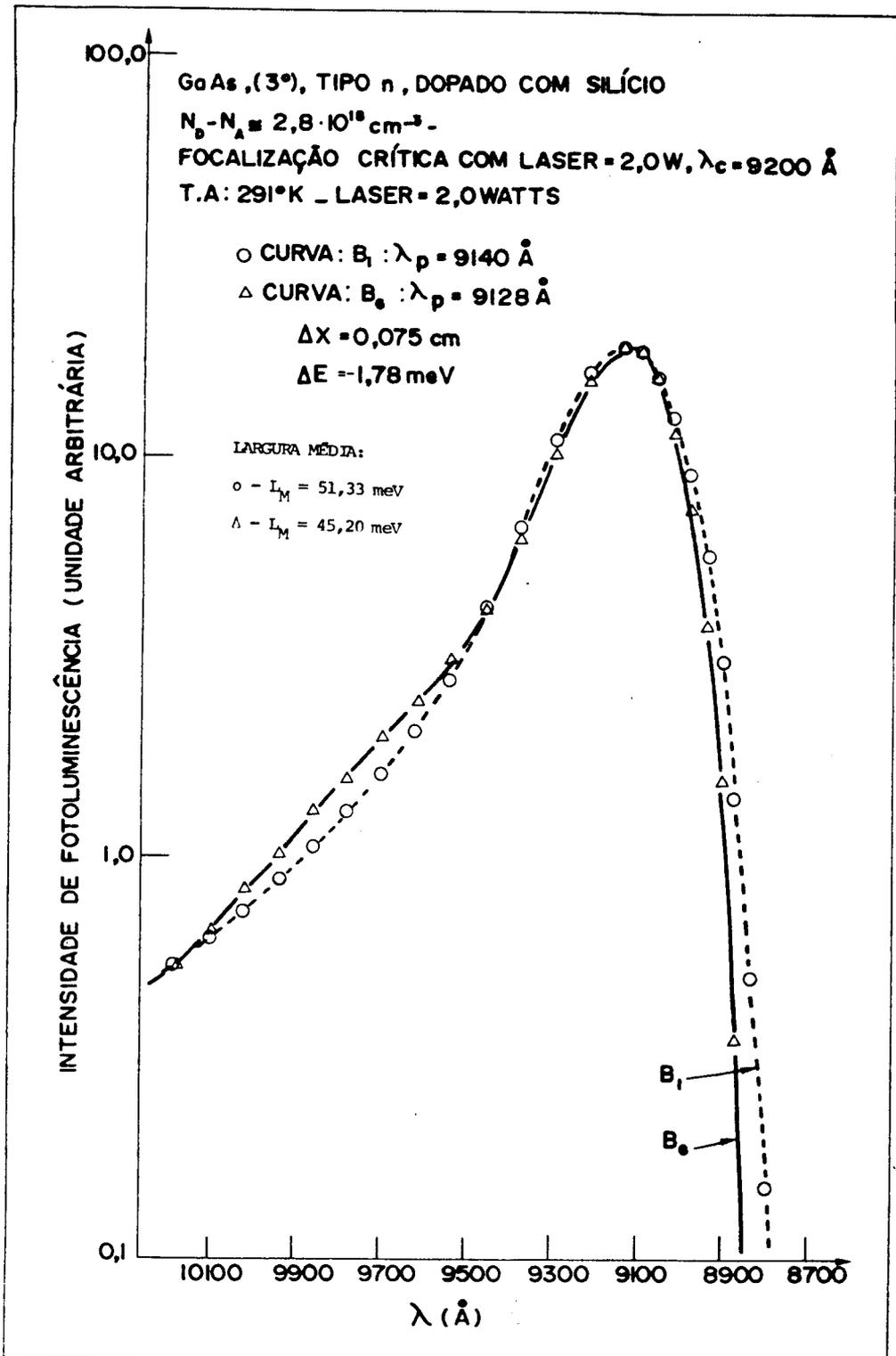


FIGURA (9.0) (D) - Espectros de fotoluminescência normalizados, para amostras de GaAs tipo n, com excitação nos pontos x_1 e x_2 . Potência de excitação de 2,0 Watts.

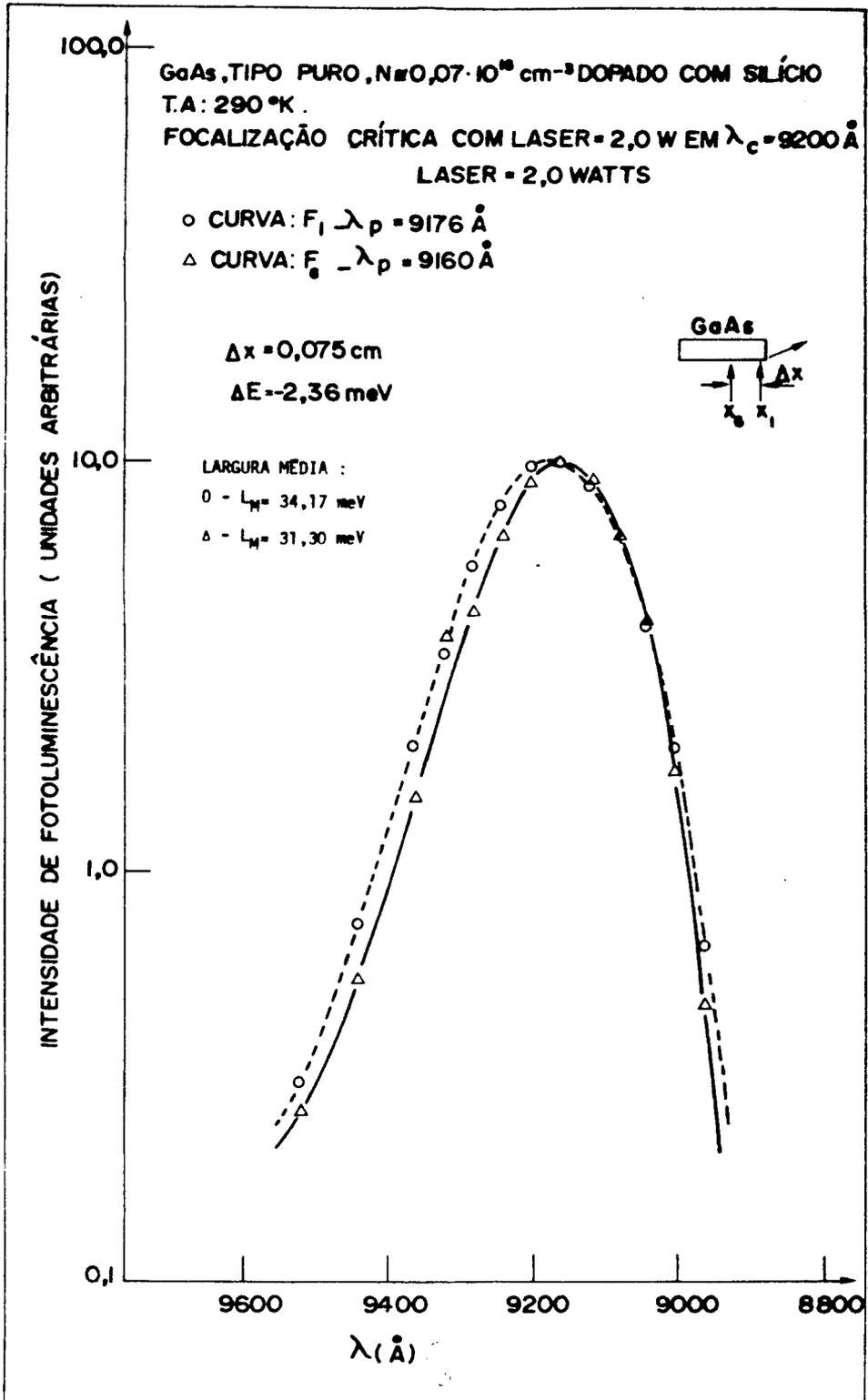


FIGURA (9.0) (E) - Espectros de fotoluminescência normalizados, de amostras de GaAs tipo puro. Excitação nos pontos x_1 e x_2 . Potência de excitação de 2,0 Watts.

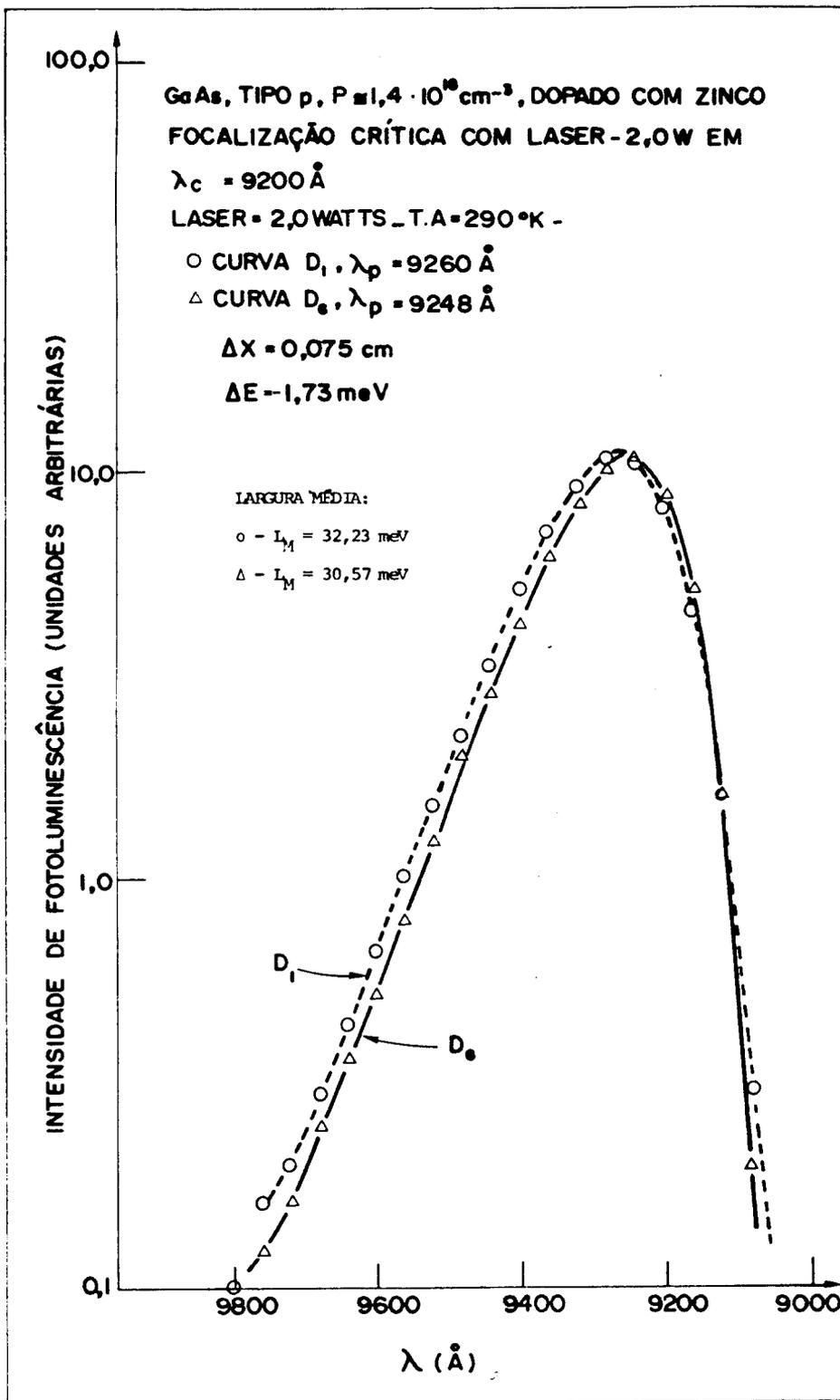


FIGURA (9.0) (F) - Espectros normalizados de fotoluminescência , com excitação nos pontos x_1 e x_2 . Amostra de GaAs, tipo p. / Potência de excitação de 2,0 Watts.

Podemos ver também, nas figuras de G a I, a comparação entre curvas, com excitações na mesma posição, mas com potências de 1,0 e 2,0 watts, para os tres tipos de amostras estudadas.

Pode-se notar, que a maior variação do pico em direção a baixas energias, ocorreu na amostra tipo puro, seguida pela amostra tipo n e p.

A largura média é sempre maior na potência de 2,0watts, que na de 1,0 watt. Este aumento da largura média, quando aumentamos a potência de excitação, deve estar relacionado com os efeitos térmicos, e de interação entre muitos / corpos, pois quando aumentamos a potência de excitação, / aumentamos consequentemente a temperatura da amostra, modificando dessa forma a distribuição dos portadores e / suas interações, o que modificará a largura média do espectro de emissão.

A maior largura média ocorreu na amostra tipo puro, seguida pela amostra tipo n e p. Esta ocorrência pode ser entendida da seguinte forma: na amostra pura há uma pequena densidade de portadores, e na amostra bem dopada a / concentração é bem maior. Portanto, quando aumentamos a / potência de excitação, estamos aumentando a concentração de portadores, e este incremento será maior relativamente à concentração que já havia antes, na amostra de baixa / dopagem, o que resultará num maior aumento da largura / média.

Nas figuras (9.0)(G) e (9.0)(F) , podemos ver, que há um cruzamento das curvas, na região de baixas energias.

Este efeito não era esperado, mas talvez possa ser associado às caudas, ou à distribuição das impurezas na banda proibida. /

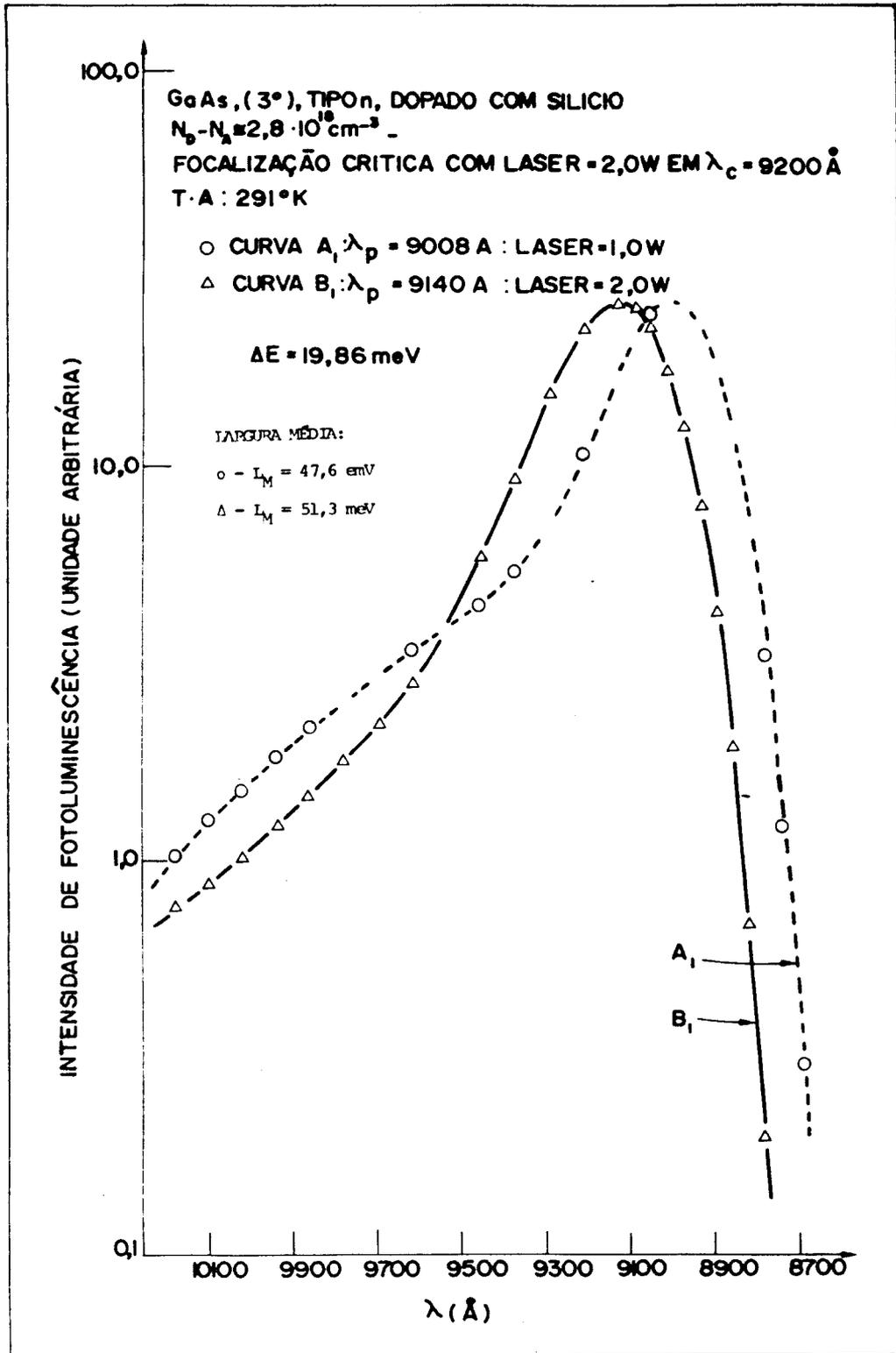


FIGURA (9.0) (G) - Espectros normalizados de fotoluminescência. Amostra de GaAs, tipo n. Excitações no ponto x_1 com 1,0 e 2,0 Watts.

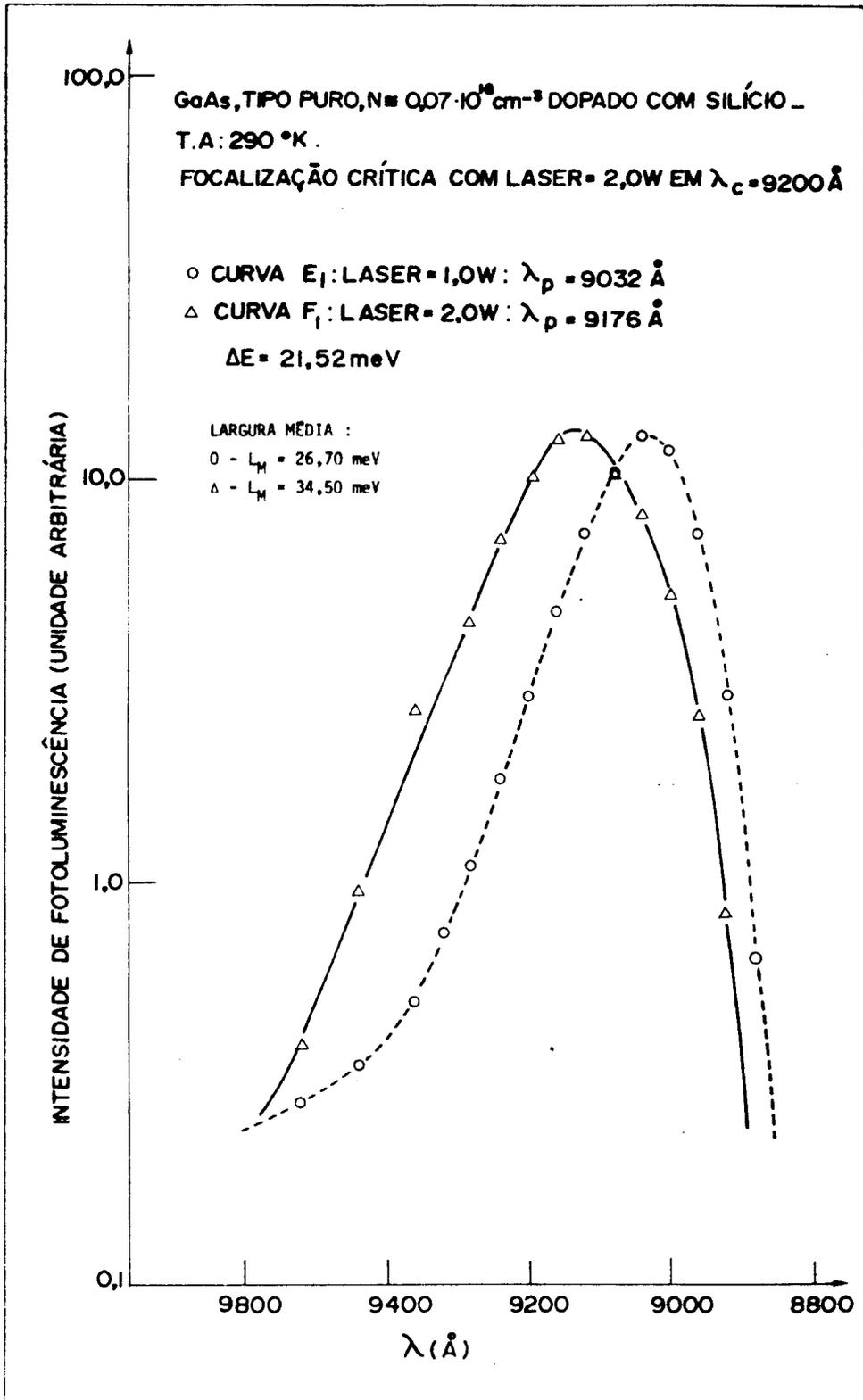


FIGURA (9.0) (H) - Espectros normalizados de fotoluminescência. Amostra de GaAs, tipo puro. Com excitações no ponto x_1 , com potências de 1,0 e 2,0 Watts.

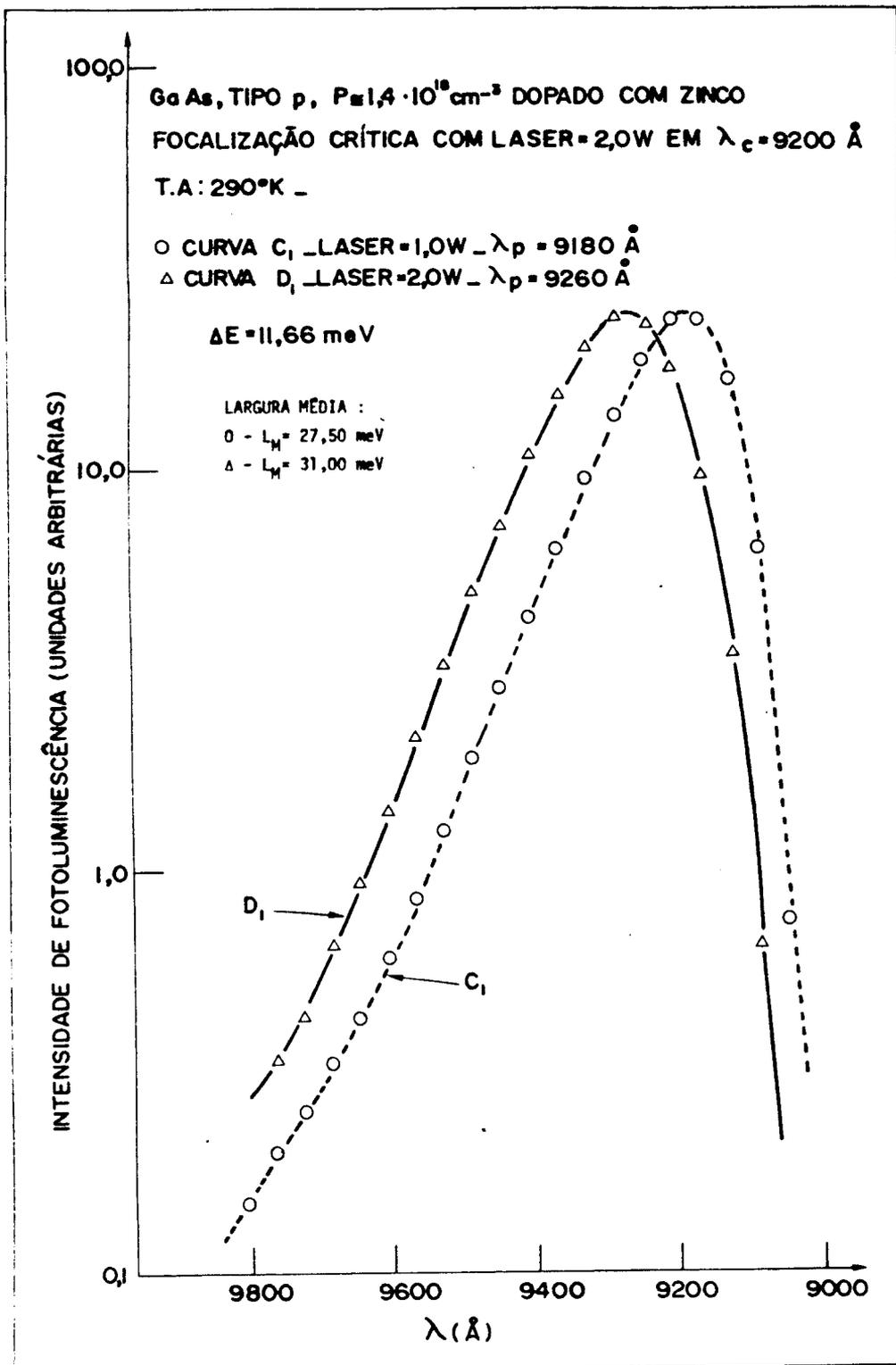


FIGURA (9.0) (I) - Espectros de fotoluminescência normalizados. Amostra de GaAs, tipo p. Com excitações no ponto x_1 , com 1,0 e 2,0 Watts.

Nas figuras de J a S, podemos ver as curvas do coeficiente de absorção efetivo, em função do comprimento de onda, para potência de 1,0 e 2,0 watts. Nestas curvas, um fato interessante, que podemos notar, é que o coeficiente de absorção efetivo, aumenta com o aumento de x , ou seja, quando distanciamos o ponto de excitação do lado clivado, por onde captamos o sinal, há um correspondente aumento no coeficiente de absorção efetivo. Este efeito, ainda nos é desconhecido, mas pode estar relacionado ao efeito térmico, isto é, o coeficiente de absorção efetivo aumenta com a temperatura, como discutido anteriormente, na página 34.

Nas figuras (9.0)(J), (9.0)(L) e (9.0)(M), podemos ver as curvas do coeficiente de absorção efetivo, obtidas com potência de excitação de 1,0 watt, para amostras do tipo n, puro e p. Estas curvas foram obtidas, tomando como referência, as curvas obtidas quando da estação no primeiro ponto x_1 .

Podemos notar, que a primeira curva em ambas as figuras, difere substancialmente das outras. Este efeito, pode ser devido a mecanismos diferentes, dos responsáveis pelas curvas restantes. Poderia ser por exemplo, a entrada de um segundo pico de emissão (9.0)(I)(II), quando estamos excitando bem próximo da lado clivado.

Podemos ver ainda na figura (9.0)(L), que dentro de uma certa região de energia, o coeficiente de absorção efetivo, se torna negativo; mas se tomarmos como referência a curva E_3 e não a E_1 como foi feito, esta região negativa desaparece, ficando somente valores positivos.

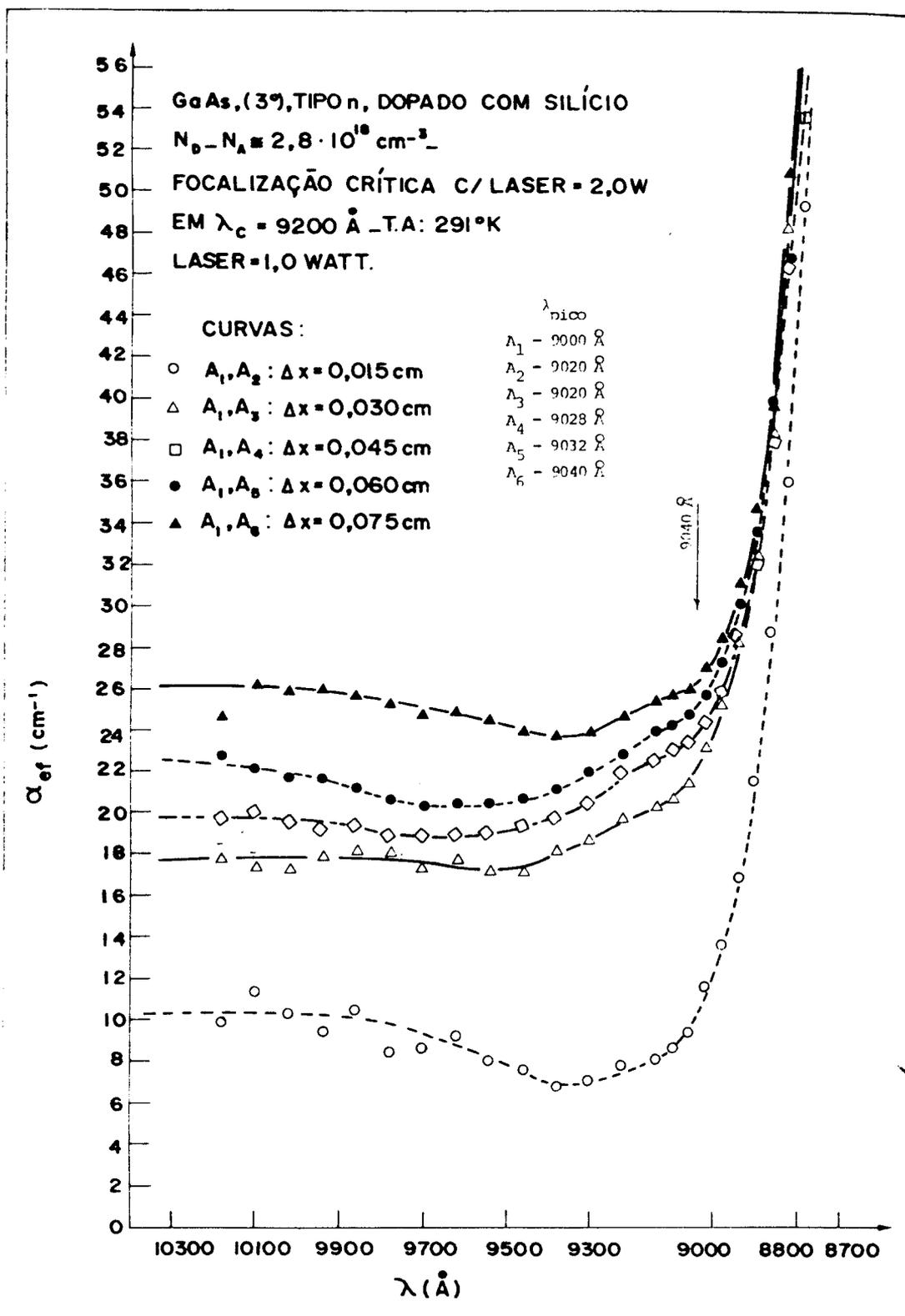


FIGURA (9.0)(J) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para várias posições de excitação. Amostra de GaAs, tipo n. Potência de excitação de 1,0 Watt.

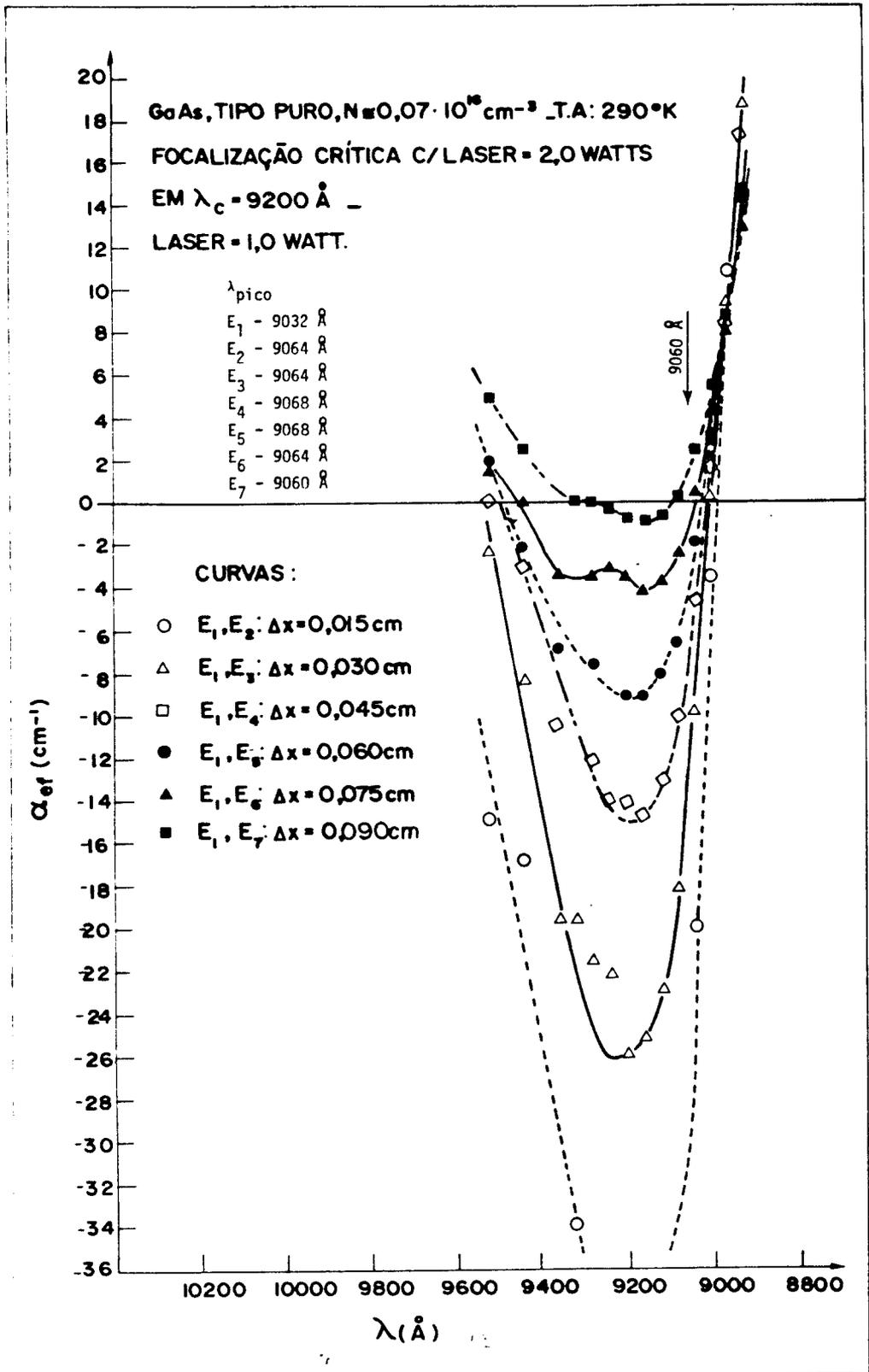


FIGURA (9.0) (L) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para várias posições de excitação. Amostra de GaAs, tipo / puro. Potência de excitação de 1,0 Watts.

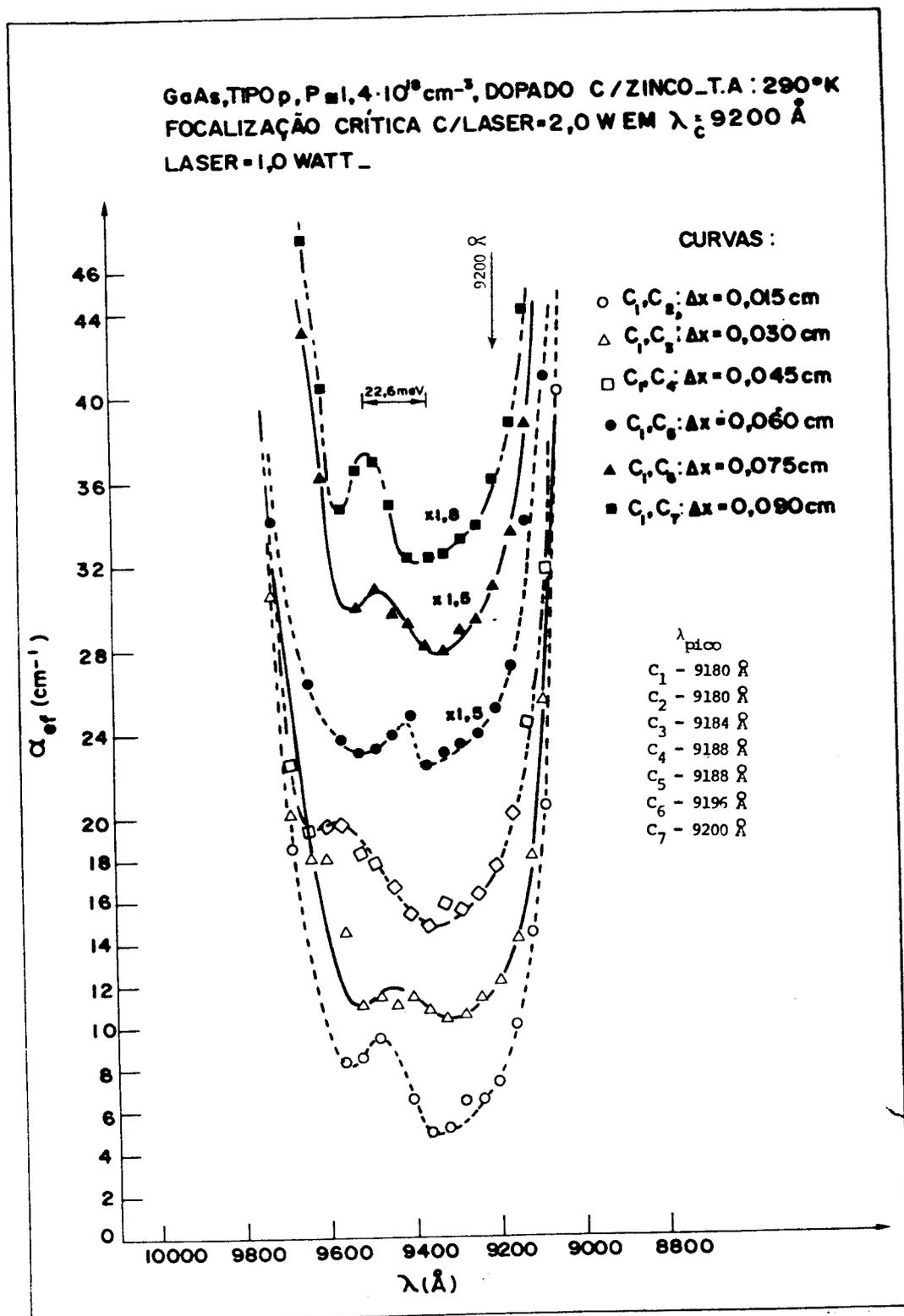


FIGURA (9.0) (M) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para várias posições de excitação. Amostra de GaAs, tipo p. Potência de excitação de 1,0 Watt.

Nas figuras (9.0)(N) , (9.0)(O) e (9.0)(P) , podemos ver as curvas do coeficiente de absorção efetivo, para os tres tipos de amostras analisadas, obtidas com potência de excitação de 1.0 watt.

Nestas figuras, fizemos uma análise, tomando como / referência as curvas A_3 , E_3 e F_3 e não as curvas A_1 , E_1 e F_1 , como anteriormente.

Podemos ver, por esta análise, que a parte negativa desapareceu, como havíamos mencionado anteriormente. Podemos ainda, observar, que nas curvas da figura (9.0)(N), há grande evidência de um máximo e um mínimo, mas já não são tão pronunciados nas figuras (9.0)(O) e (9.0)(P). A separação entre o mínimo e o máximo das curvas, é da / ordem de 30 meV, o que talvez possa ser associado a fonons longitudinais óticos (L.O) (9.0)(III) , pois esta é a / ordem de grandeza de sua energia (9.0)(IV) .

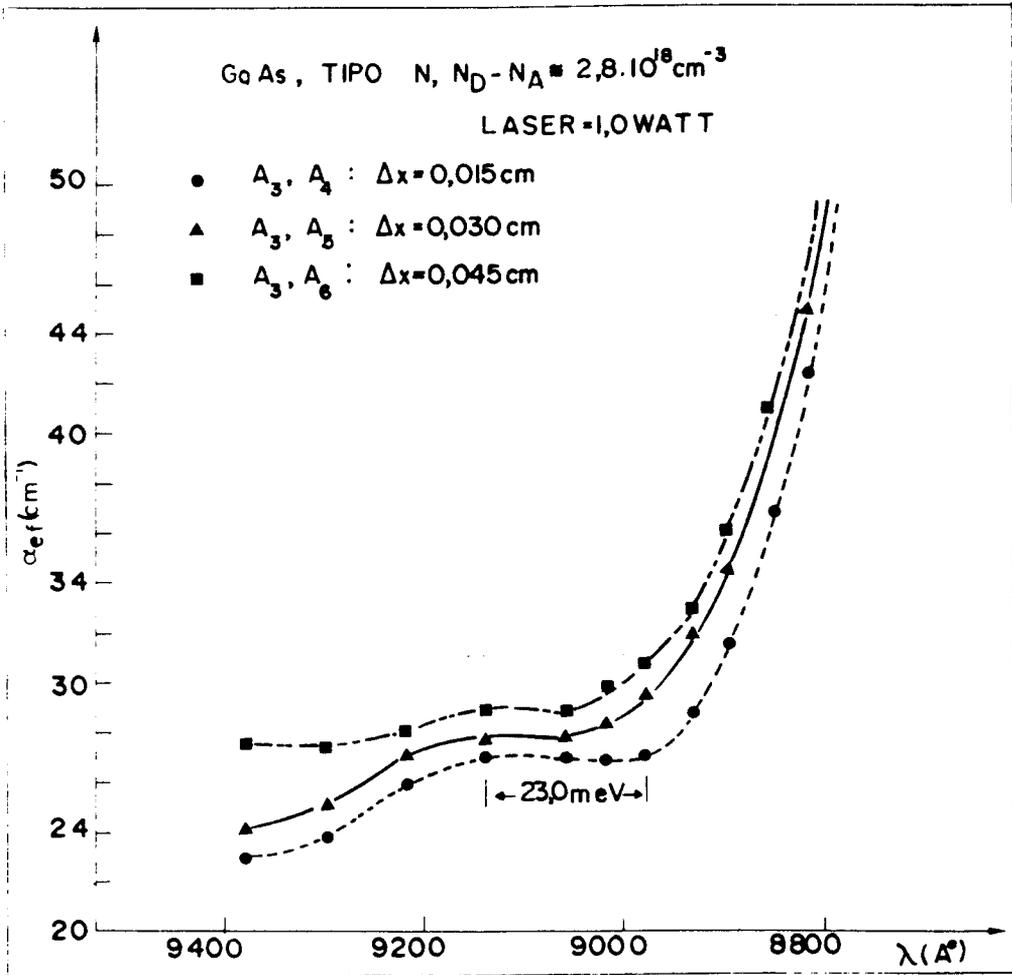


FIGURA (9.0)(N) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para várias posições de excitação, tomando como referência a curva A_3 e não a A_1 , como anteriormente. Amostra de GaAs tipo n . Potência de excitação de 1,0 Watt.

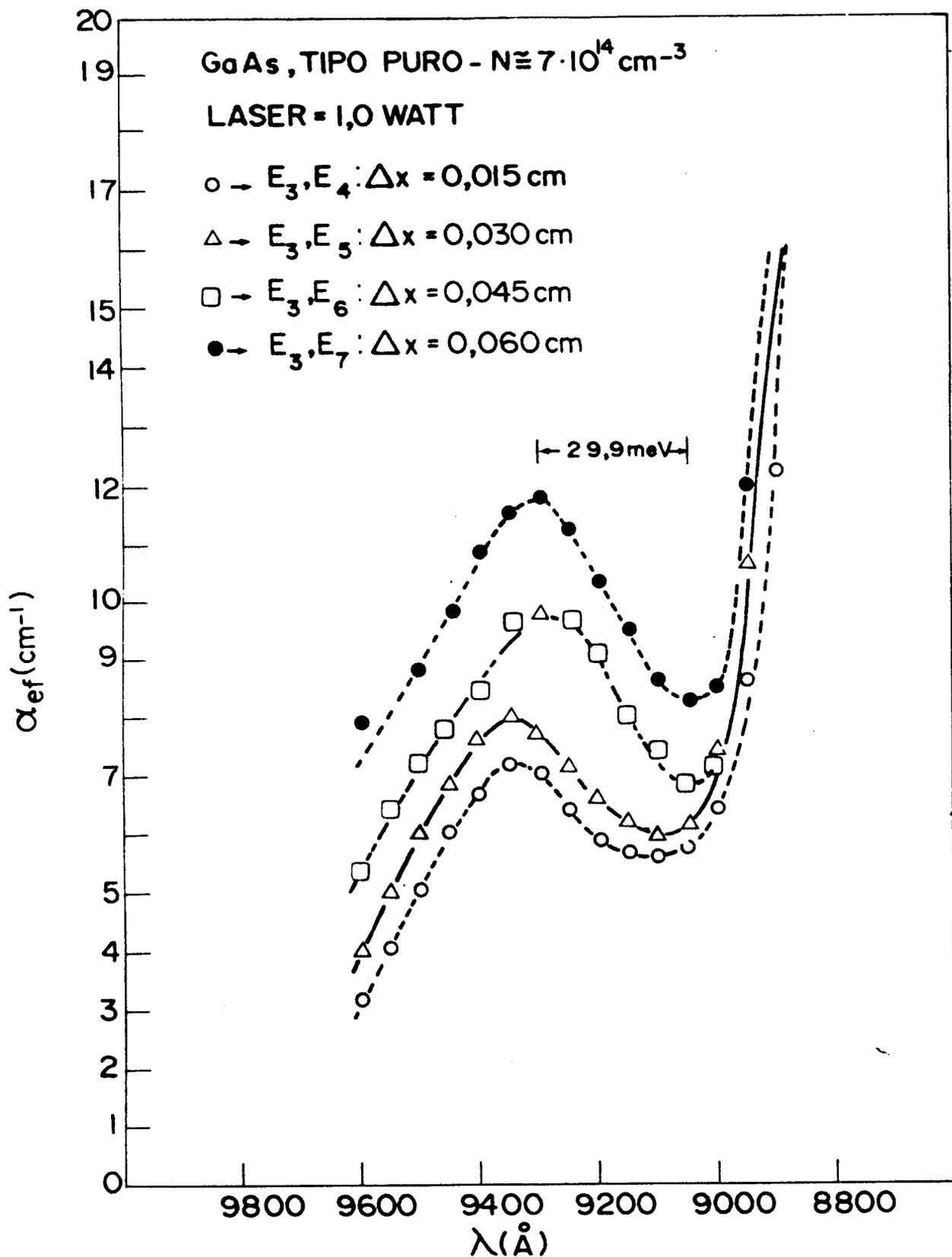


FIGURA (9.0) (O) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para várias posições de excitação, tomando como referência a curva E_3 e não a E_1 , como anteriormente. Amostra de / GaAs, tipo puro. Potência de excitação de 1,0 Watt.

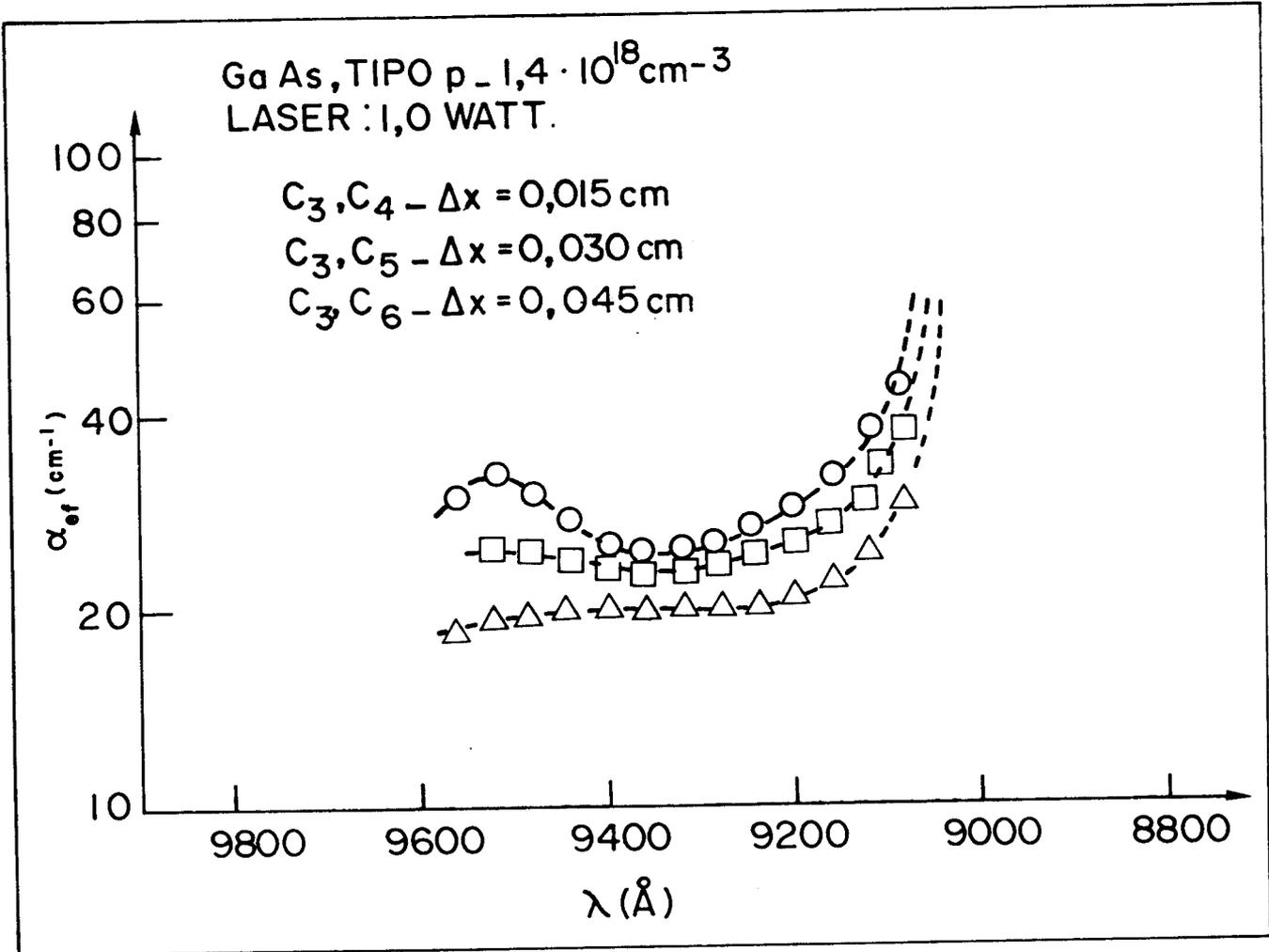


FIGURA (9.0) (P) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para várias posições de excitação, tomando como referência a curva C_3 e não a C_1 , como anteriormente. Amostra de GaAs, tipo p. Potência de excitação de 1,0 Watt.

Nas figuras (9.0)(Q) , (9.0)(R) e (9.0)(S), podemos ver as curvas de coeficiente de absorção efetivo para amostras de GaAs, tipos n , puro e p , respectivamente, as quais foram / obtidas com potência de excitação de 2,0 watts.

Notamos ainda que as primeiras curvas de cada figura , mostram uma diferença em relação as demais, o que pode ser / associado ao efeito comentado anteriormente.

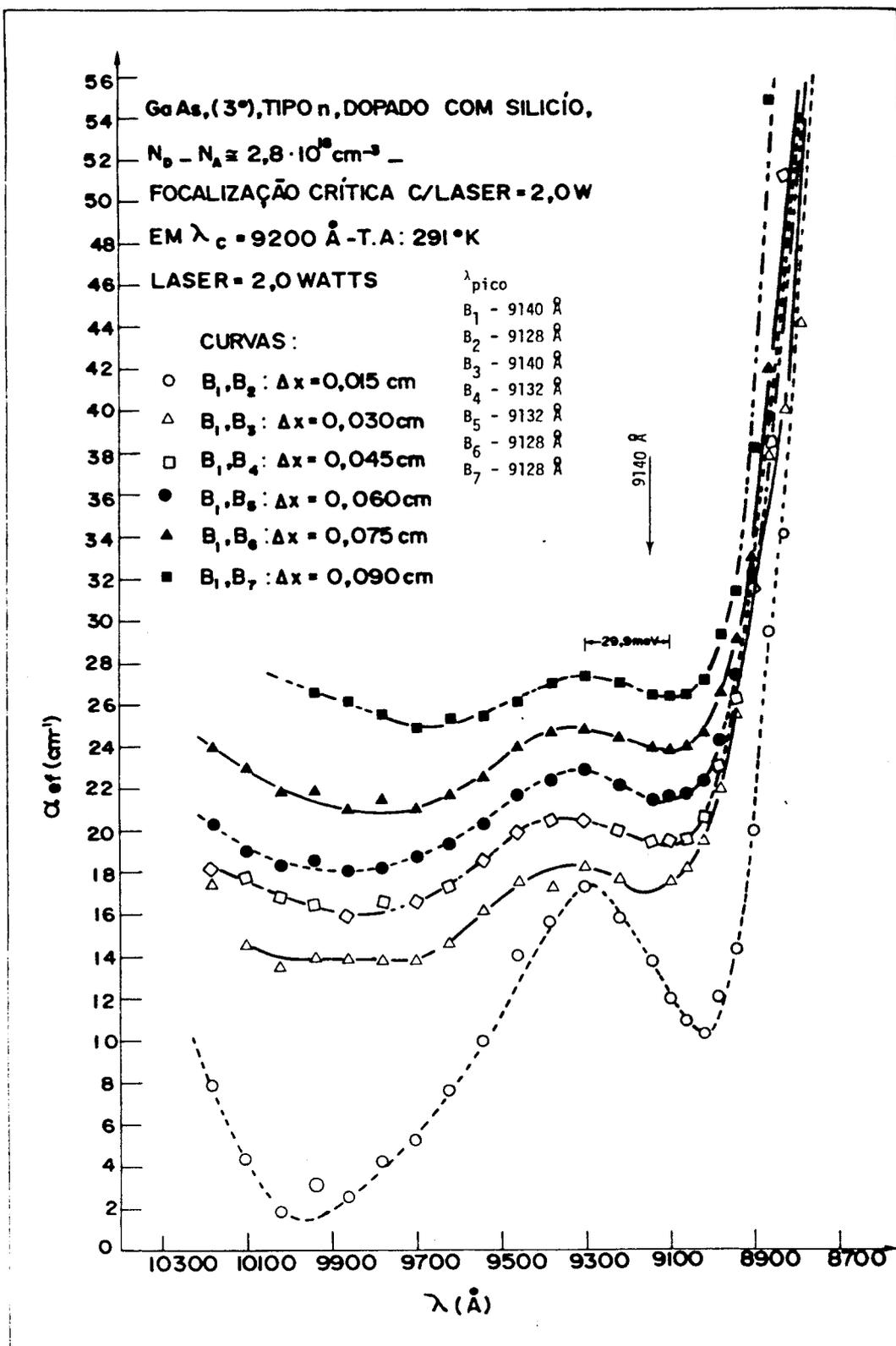


FIGURA (9.0)(Q) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para várias posições de excitação. Amostra de GaAs, tipo n. Potência de excitação de 2,0 Watts.

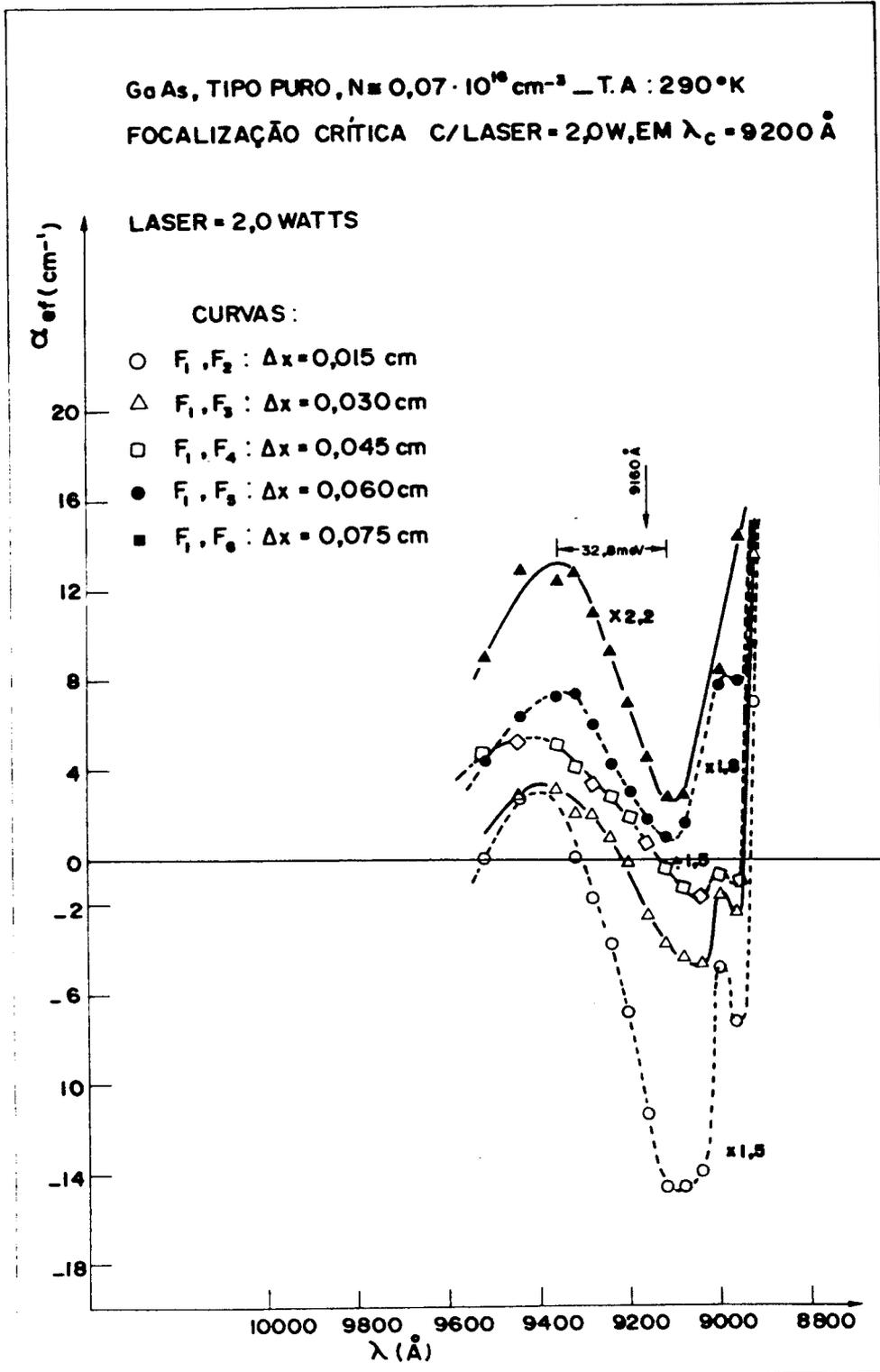


FIGURA (9.0)(R) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para várias posições de excitação . Amostra de GaAs, tipo puro Potência de excitação de 2,0 Watts.

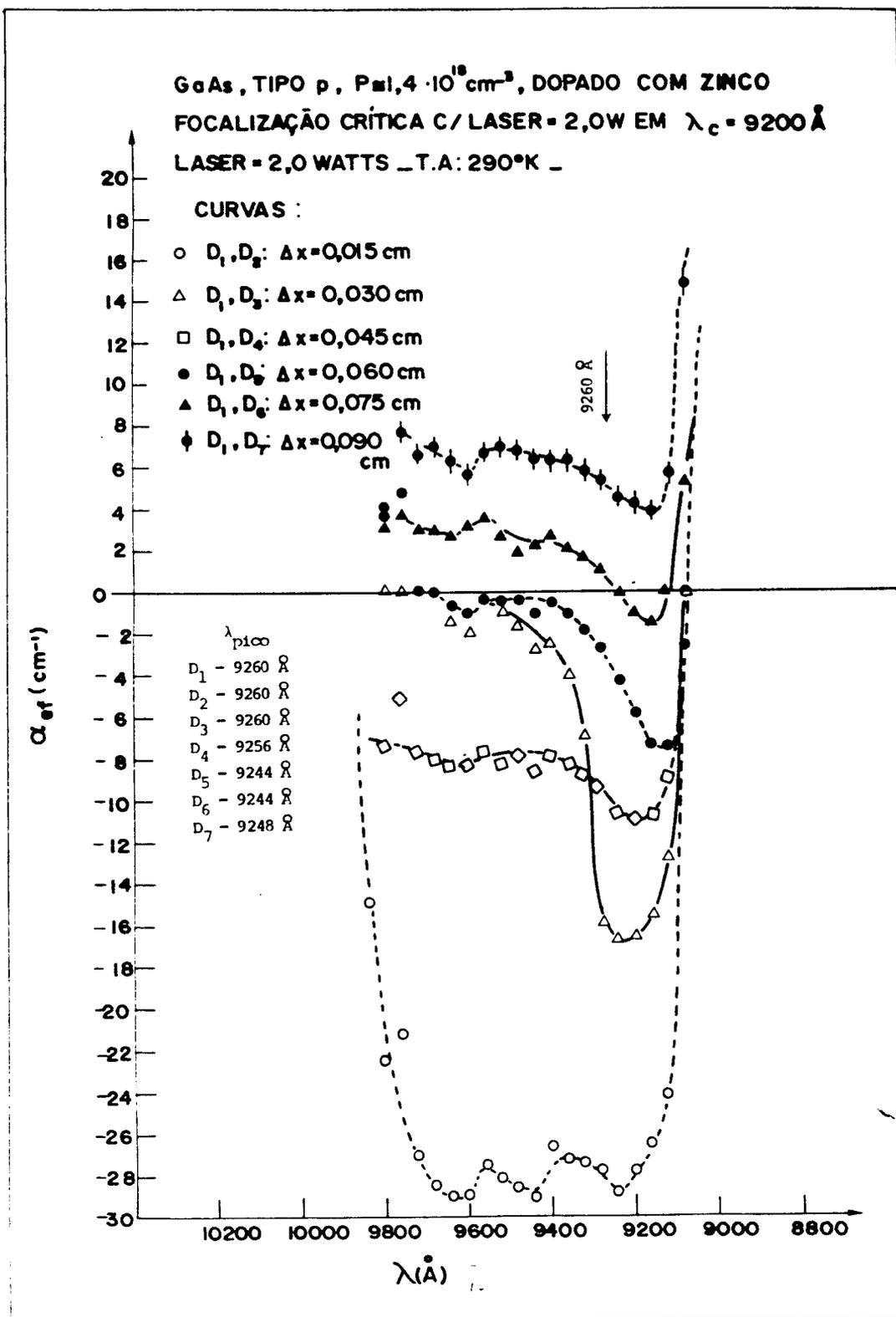


FIGURA (9.0) (S) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para várias posições de excitação. Amostra de GaAs, tipo p . Potência de excitação de 2,0 Watts.

Na figura (9.0)(T) , podemos ver as curvas do coeficiente de absorção efetivo, das amostras tipo n, puro e p, / obtidas com potência de excitação de 1,0 watt.

Colocamos as tres famílias de curvas numa mesma escala, para melhor podermos analisá-las.

Podemos ver, uma grande diferença, entre as curvas da amostras tipo n e puro. Ambas são dopadas com silício, só que a dopagem da amostra tipo puro é de $7 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ e a do tipo n é de $2,8 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, portanto há uma diferença de um fator de 10^4 . Esta diferença é a responsável por as curvas do tipo puro, / estarem localizadas mais abaixo das do tipo n.

Uma outra diferença que ainda podemos notar, entre as curvas das duas amostras, é que a banda de absorção ótica / para a amostra tipo puro se localiza em menor energia, que a da amostra tipo n.

Comparando agora as curvas das amostras tipo n e p , / podemos ver, que elas se situam no mesmo nível de absorção e isto é devido a ambas terem o nível de dopagem da mesma ordem de grandeza.

Outra característica interessante, que podemos observar também, é que as componentes de altas energias, começam a ser absorvidas bem antes na amostra tipo p que na tipo n.

Pela comparação das curvas do coeficiente de absorção / efetivo, dos tres tipos de amostras analisadas, podemos ver, que elas apresentam características próprias, que nos indica a possibilidade de se usar o coeficiente de absorção efetivo para se fazer caracterização ótica não destrutiva de amostras semicondutoras.

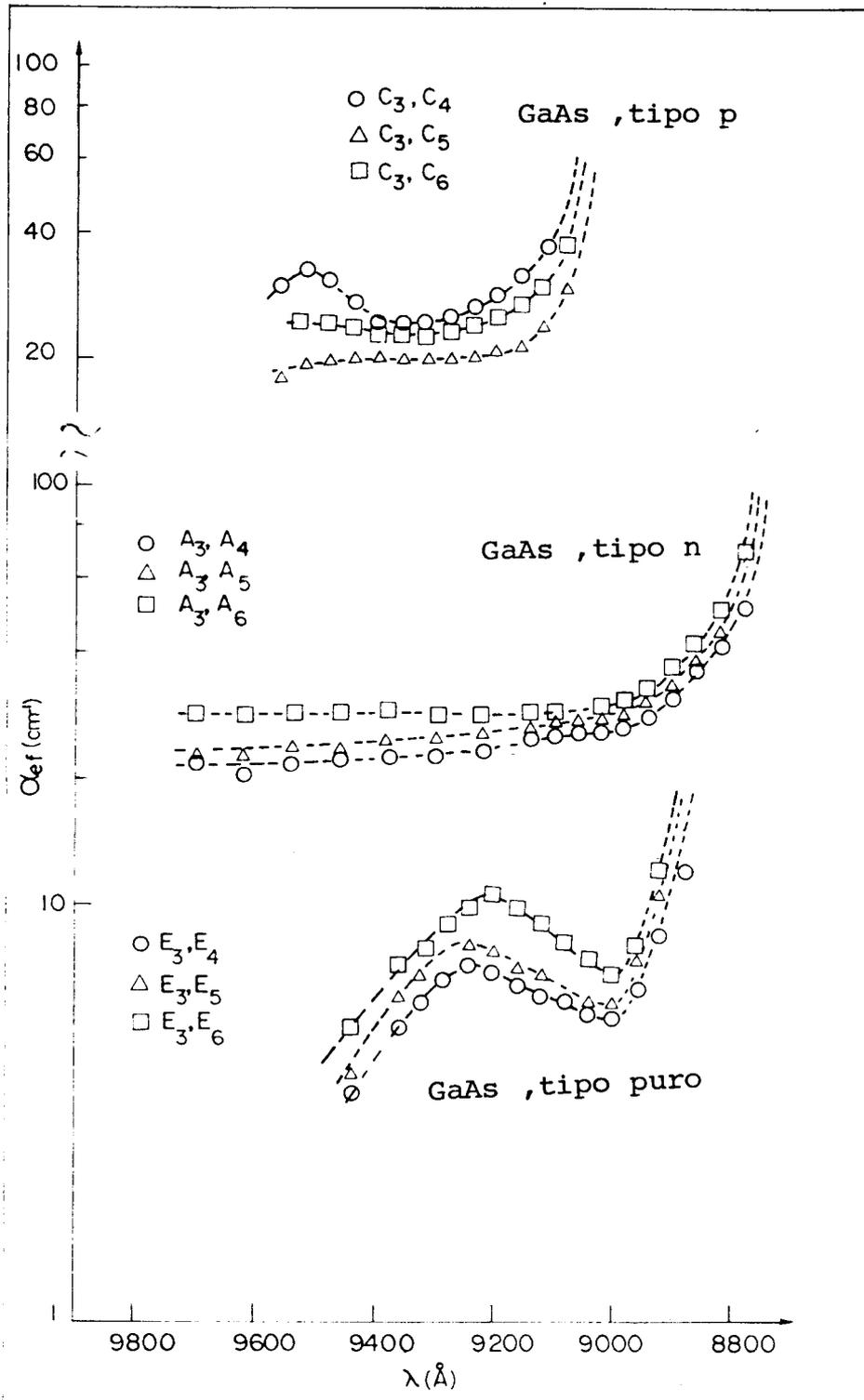


FIGURA (9.0) (T) - Curvas do coeficiente de absorção efetivo, para os tres tipos de amostras analisadas , tomando como referênciã as curvas : A₃ , C₃ , E₃ .

10 - CONCLUSÃO

No início deste trabalho, creio, não tivemos em mente, uma /
visão geral das variáveis mais importantes, envolvidas nesse tipo de /
experimento.

Um dos maiores problemas, quando se trabalha na temperatura ambiente , /
usando um laser contínuo, com potência de excitação da amostra , muito /
alta, é o perfil de distribuição de temperatura na amostra.

Nos pontos de excitação, a temperatura é muito elevada, sen- /
do que fora dessa região, ela deve estar bem menor.

Por isso é importante, que ao se lidar com experimentos com essas /
características usadas em nosso trabalho, se faça paralelamente um /
estudo do perfil de temperatura da amostra, pois para altas energias de /
excitação e altas temperaturas, a análise se dificultará muito, devido /
a interações que começarão a se tornarem importantes, como por exemplo: /
fonons, polarons, etc.

Também, a montagem experimental , é um fator muito crítico neste tipo /
de trabalho. Há necessidade de se evitar toda e qualquer radiação /
indesejável, pois ela poderá mascarar os resultados procurados.

Em nossas curvas de coeficiente de absorção efetivo, verifi- /
camos, que a primeira curva, ou seja, a mais próxima do lado clivado /
por onde captávamos o sinal, quase sempre, diferia das restantes. /
Isso, poderia ser devido a mecanismos diferentes, dos responsáveis /
pelas curvas restantes.

Poderia ser por exemplo, a entrada de um segundo pico de emissão de /
fotoluminescência⁽¹⁰⁾ (I) (II), quando estamos excitando bem próximo do /
lado clivado por onde captamos o sinal.

Podemos ver também, nas curvas do coeficiente de absorção efetivo, que a separação entre os mínimos e máximos, é da ordem de 30,0 meV.

Sabendo que a energia do fonon longitudinal ótico (L.O) é da ordem de 29,6 meV ⁽¹⁰⁾(III), podemos supor, que esses efeitos, são devidos aos fonons ⁽¹⁰⁾(IV).

Vale mencionar também, que em altas temperaturas e altas / potências de excitação, deve haver uma grande densidade de fonons (L.O), o que vem reforçar esta hipótese.

Na figura (9.0)(T), podemos ver a comparação entre as / curvas do coeficiente de absorção efetivo, obtidas pelo método usado em nosso trabalho. Essa comparação, revela marcantes / diferenças entre as curvas, o que indica a possibilidade de se usar este método, para se fazer uma caracterização ótica, não destrutiva, de amostras a serem usadas em lasers de semicondutor.

No atual momento, estudos estão sendo feitos, no intuito / de se entender melhor, os mecanismos envolvidos neste método, / para que se possa usá-lo em futuras caracterizações de amostras.

Por fim, queremos dizer, que nosso trabalho, não tem a / pretensão de ser completo, não fechamos um caminho, nem iniciamos outro, apenas acrescentamos um pouco ao já existente.

APÊNDICEAquecimento da amostra como função da posição de excitação.

Temos, que a intensidade incidente na amostra é I_0 . A transmitida será então: $I_0 \exp(-\alpha\delta)$. Portanto, a fração transmitida será: $\exp(-\alpha\delta)$, e a fração absorvida é dada por: $1 - \exp(-\alpha\delta)$.

Onde α é o coeficiente de absorção na amostra, e δ é a distância do lado clivado até o primeiro ponto de excitação.

A fração da primeira excitação que foi absorvida será :

$$F_1 = 1 - \exp(-\alpha\delta) \quad (1)$$

E a do segundo, dado por:

$$F_2 = 1 - \exp\{-\alpha(\delta+x_2-x_1)\} \quad (2)$$

A temperatura gerada no primeiro caso, é dada por:

$$T_1 = C(1-\exp\{-\alpha\delta\}) \quad (3)$$

E no segundo caso será:

$$T_2 = C(1-\exp\{-\alpha(\delta+\Delta x)\}) \quad (4)$$

Portanto o aumento da temperatura será:

$$T_2 - T_1 = \Delta T = C(\exp\{-\alpha(\delta+\Delta x)\} - \exp(-\alpha\delta)) \quad (5)$$

Simplificando, temos:

$$\tilde{\Delta T} = C \exp(-\alpha\delta) (\exp\{-\alpha\Delta x - 1\}) \quad (6)$$

Onde C é uma constante.

Isto deve ser somado para todos os comprimentos de onda, mas para um comprimento de onda, podemos ver que o aumento na temperatura para um dado $\alpha=30\text{cm}^{-1}$ será:

$\Delta x(\text{cm})$	$\Delta T(^{\circ}\text{K})$	$\Delta(\Delta T)$
0,000	0,000	0,059
0,015	0,059	0,038
0,030	0,097	0,024
0,045	0,122	-0,015
0,060	0,137	0,009
0,075	0,147	

O cálculo mostrado acima, é apenas aproximado e mostra como a temperatura da amostra pode aumentar, devido à radiação absorvida pela amostra com a variação de $x_2 - x_1$.

Embora a dependência do coeficiente de absorção com a temperatura, na banda ótica de absorção do GaAs, seja bem conhecida ^(A) (I) ^(II), os resultados descritos neste trabalho, pertencem ao extremo inferior da banda ótica de absorção, onde a sua inclinação muda para menores valores.

Infelizmente, não há quase nenhum dado publicado, cobrindo essa região de energia de ftons, e a dependência do coeficiente de absorção com a temperatura, nessa região, ainda é desconhecida. Entretanto, um aumento na temperatura, cria

em geral níveis vazios nas energias baixas, para os quais são levados elétrons, por fotons incidentes. Portanto nós podemos esperar um aumento no coeficiente de absorção, com um aumento na temperatura; isto é; aumentando $x_2 - x_1$. Tal aumento pode ser visto nas curvas do coeficiente de absorção efetivo da página 48 até a página 60.

É interessante notar, que a diferença no coeficiente de absorção efetivo, com sucessivos valores de $x_2 - x_1$, diminui com o distanciamento do laser do lado clivado, por onde captamos o sinal, o que está de acordo com os cálculos feitos neste apêndice.

- - -

REFERÊNCIAS

- (3.2) (I) - H. Barry Bebb and E. W. Williams - Semiconductors and Semimetals - vol. 8 - pag. 182.
- (3.2) (II) - M. Yamada, H. Ishiguro and H. Nagato - J. Journal Appl. Phys. 19-135-(1980).
- (3.3) (I) - D. E. Hill - Phys. Rev. 133,A - 866 - (1964).
- (4) (I) - J. I. Pankove and P. Aigrain - Phys. Rev. 126 - 956 - (1962)
- (4) (II) - F. Stern and J. R. Dixon - J. Appl. Phys. 30 - 268 - (1959)
- (4) (III) - J. I. Pankove - Phys. Rev. 140 - 6A - 2059 - (1965)
- (4) (IV) - J. I. Pankove - Optical processes in Semiconductors - pag. 44.
- (4) (V) - ver referência (4) (III)
- (5.1) (I) - ver referência (4) (IV) - pag. 93
- (5.1) (II) - B. O. Seraphin and H. E. Bennet - Semiconductors and Semimetals - vol. 8 - pag. 509
- (5.1) (III) - W. Cochran - J. Appl. Phys. Vol. 32 - nº 10 - 1961.
- (6.1) (I) - H. C. Gatos - M. C. Lavine - Chemical behavior of semiconductors - etching characteristics - Technical Report - nº293 - M.I.T. - (1963)
- (7.2) (I) - D. T. F. Marple - J. Appl. Phys. vol.35 - nº4 - 1241 - (1964)
- (7.2) (II) - M. D. Sturge - Phys. Rev. 127 - 768 - (1962)

(7.2) (III) - Richard H. Bube - Semiconductors and Semimetals - vol. 3 -
pag. 475.

(8.2) (I) - F. C. Prince - tese de mestrado - Unicamp - IFGW - 1975.

(9) (I) - N.N.Winogradoff - J.E.Ripper e J. Caetano da silva -
7º seminário integrado de software e hardware - pag.201 /
FEC/UNICAMP.

(9) (II) - N.N.Winogradoff - J.E.Ripper e J. Caetano da silva -
Solid State Communications- vol.37 - nº 3 -pag.235- 1981 .

(9) (III) - Ver referência (4) (IV) , pag.78 .

(9) (IV) - R.Baumert, E. Beckmann and I. Broser - Inst. Phys. Conf.
Ser. nº 43 -capítulo 5 - 1979 .

(10) (I) - Ver referência (9) (I) .

(10) (II) - Ver referência (9) (II) .

(10) (III) - Ver referência (9) (III) .

(10) (IV) - Ver referência (9) (IV) .

(A) (I) - Ver referência (7.2) (II) .

(A) (II) - Ver referência (4) (IV) .