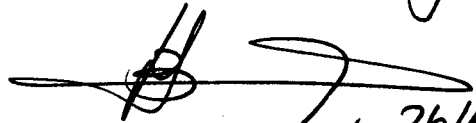


Este exemplar corresponde à
redação final da Tese de Mestrado
apresentada por Sérgio Szpigel e
aprovada pela Comissão Julgadora.

 , 26/Ago/1988.

CHAVES OPTOELETRÔNICAS DE ALTA TENSÃO A SEMICONDUTOR

SÉRGIO SZPIGEL

Orientador : PROF. DR. CARLOS HENRIQUE BRITO CRUZ

Trabalho apresentado no Instituto
de Física Gleb Wataghin , UNICAMP ,
como pré-requisito à obtenção do
título de Mestre em Ciências.

1988

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Carlos H. Brito Cruz (orientador) , IFGW - UNICAMP

Prof. Dr. Alvin E. Kiel (titular) , IFGW - UNICAMP

Prof. Dr. Sérgio Carlos Zílio (titular) , IFQSC -USP

Prof. Dr. Artêmio Scalabrin (suplente) , IFGW - UNICAMP

Prof. Dr. Daniel Pereira (suplente) , IFGW - UNICAMP

AGRADECIMENTOS

É quase meia - noite de um sábado , Dia Treze De Agosto de Mil Novecentos e Oitenta e Oito . Eu estou aqui sentado à frente do microcomputador " en viens de finir " minha tese de mestrado . Imagino que se ouvisse um uivo isso pareceria como um conto de Poe . Mas isso é apenas literatura . A vida é uma coisa bem diferente .

De UNICAMP são quatro anos mais ou menos . De mestrado são dois . Logo o meu dedo indicador apertará uma tecla e um impulso elétrico vai se transformar no ponto final . Eu aprendi muitas coisas . Agradeço .

Ao Brito , pelo exemplo e principalmente por ser meu amigo .

Ao Tonélio , que debaixo daquele beliche em ruínas viajou comigo para bem longe (Ele provavelmente vai rir , mas sabe bem do que eu falo) .

À Patrícia , pelos cházinhos com uma pedrinha de açúcar e um sorriso .

À Rejane , que me fez levantar da cadeira um dia , para ir ao cinema .

Ao Dudu , que em tão pouco tempo entendeu tão bem quem eu sou .

Ao Pedrão , porque temos muitas coisas parecidas .

Ao Luís Fernando , pela sua linda inconsequência juvenil igualzinha à minha .

Ao Sílvio , porque sempre que nos encontramos ele balança a cabeça e ri .

Ao Zé , " amigo mio da molto tempo " .

Ao Toninho , porque acredita em muitas coisas .

Ao Mané e ao Ric , porque eu realmente sinto-me bem
ao chegar em casa .

Ao Kiel , pelo ser humano que é .

Às Britet's pelo agradável ambiente de trabalho e
milhares de mãos .

Certamente esqueci muita gente . É o que acontece .
Já é tarde .

ENTER . Ficou entre a folha de rosto e o Resumo de
tudo . Cento e tantas páginas . As pessoas são mais importantes .
Desligo o micro . Apago a luz . Não tem mais ninguém aqui . Vou
para casa dormir .

RESUMO

Este trabalho teve como objetivo a construção e caracterização de uma chave optoeletrônica a semicondutor para chaveamento de pulsos elétricos de alta tensão ($> 500 \text{ V}$) .

Os semicondutores utilizados foram GaAs e InP semi-isolantes que apresentam alta resistividade ($> 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$) .

Para a ativação das chaves foi construído um laser de nitrogênio que fornece pulsos com duração da ordem de 2 ns no comprimento de onda de 337,1 nm . Foram estudados os efeitos de potência do laser e do campo elétrico aplicado na performance dos dispositivos . Pulsos com duração subnanosegundo e amplitude até 800 V foram obtidos com o InP e até 450 V com o GaAs .

Também foi construída uma chave com resposta rápida ($\approx 100 \text{ ps}$) para medidas dos tempos de recombinação dos cristais . O dispositivo foi ativado utilizando-se pulsos ultracurtos (100 fs) fornecidos por um laser de corante ($\lambda = 610 \text{ nm}$) com acoplamento de modos passivo e cavidade em anel em regime de pulsos contrapropagantes .

ABSTRACT

In this work we have studied a semiconductor optoelectronic device to switch high-voltage electrical pulses ($> 500 \text{ V}$).

The semiconductors used were semi-insulant GaAs and InP that show high-resistivity ($> 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$). To switch activation we have built a nitrogen laser that gives pulses of 337.1 nm radiation and duration of 2 ns . We have studied the effects of laser power and applied electrical field on the device performance.

Subnanosecond electrical pulses with amplitudes as high as 800 V for InP and 450 V for GaAs were obtained.

We also have built a fast response switch ($\approx 100 \text{ ps}$) to measure the crystal recombination time. The device was activated by ultrashort light pulses (100 fs) of a colliding pulse mode-locked ring dye laser ($\lambda = 610 \text{ nm}$).

ÍNDICE

CAPÍTULO I	- INTRODUÇÃO	1
	REFERÊNCIAS	10
CAPÍTULO II - CHAVE OPTOELETRÔNICA A SEMICONDUTOR		
2.1	- Fotocondutividade e fotocorrente	12
2.2	- Contato metal-semicondutor	20
2.3	- Linha de descarga	24
2.4	- Cálculo da eficiência das chaves	34
2.5	- Simulação do dispositivo	40
	REFERÊNCIAS	48
CAPÍTULO III - DESCRIÇÃO DO SISTEMA		
3.1	- Construção da chave	49
3.1.1	- linha de transmissão	49
3.1.2	- semicondutores	51
3.1.3	- montagem	53
3.2	- Laser de nitrogênio	55
3.3	- Esquema geral do experimento	63
	REFERÊNCIAS	65
CAPÍTULO IV - CHAVEAMENTO DE ALTA TENSÃO		
4.1	- Caracterização do sistema de medida ..	66
4.2	- Efeito de potência do laser	76

4.3 - Efeito do campo elétrico aplicado	79
4.4 - Discussão dos resultados	81
4.4.1 - tempo de recombinação	82
4.4.2 - mobilidade	86
REFERÊNCIAS	91

CAPÍTULO V - MEDIDAS DE TEMPO DE RECOMBINAÇÃO

5.1 - Modificação do sistema	92
5.2 - Laser de corante	99
5.3 - Resultados	106
REFERÊNCIAS	112

CAPÍTULO VI - CONCLUSÃO

113

FIGURAS

FIGURA 1 - Esquema básico de um chave optoeletrônica a semicondutor .

FIGURA 2 - Esquema da chave de Auston , utilizando Si e dois pulsos laser [3] .

FIGURA 3 - Pulso obtido com a chave de Auston . O pulso de $0.53 \mu\text{m}$ liga a chave e o de $1.06 \mu\text{m}$ desliga [3] .

FIGURA 4 - Esquema da chave de Lee , utilizando GaAs e um único pulso laser [4] .

FIGURA 5 - Variação da fotocondutividade de um cristal iluminado por um pulso laser retangular : (a) o pulso tem duração bastante longa de modo que atinge-se o regime estacionário ; (b) o pulso é ultracurto de modo que o regime estacionário não é atingido .

FIGURA 6 - Efeito de contato metal-semicondutor tipo n quando : (a) $\phi_m > \phi_s$; (b) $\phi_m < \phi_s$ [6] .

FIGURA 7 - Pulso elétrico incidindo sobre uma descontinuidade em uma linha de transmissão .

FIGURA 8 - Linha de transmissão carregada à uma tensão V .

FIGURA 9 - Evolução temporal da tensão em uma linha de transmissão que é ligada à terra .

FIGURA 10 - Configuração de linha de descarga com casamento das impedâncias .

FIGURA 11 - Esquema da amostra do cristal iluminado por um pulso laser que incide perpendicularmente sobre a face yz .

FIGURA 12 - Pulso laser gaussiano de largura FWHM igual a $2 t_{1/2}$ utilizado para simulação numérica do dispositivo .

FIGURA 13 - Perfis temporais dos pulsos elétricos calculados numericamente .

FIGURA 14 - Perfis temporais normalizados do pulso laser e dos pulsos elétricos calculados numericamente para $\tau = 100$ ps e $t_p = 2$ ns .

FIGURA 15 - Perfis temporais normalizados do pulso laser e pulsos elétricos calculados numericamente para $\tau = 100$ ps e $t_p = 50$ ps .

FIGURA 16 - Voltagem de saída em função da potência do laser calculada numericamente para vários valores da tensão de entrada .

FIGURA 17 - Circuito divisor de tensão utilizado para atenuar o pulso elétrico chaveado .

FIGURA 18 - Foto do dispositivo montado .

FIGURA 19 - Diagrama de níveis de energia para a molécula de nitrogênio [3] .

FIGURA 20 - Circuito de transferência capacitiva utilizado para excitação do laser de nitrogênio .

FIGURA 21 - Potência de saída do laser em função da pressão de nitrogênio para uma tensão de carga de 20 kV .

FIGURA 22 - Pulso do laser de nitrogênio obtido à pressão de 380 torr . Escala horizontal : 5 ns / div. .

FIGURA 23 - Foto do laser montado .

FIGURA 24 - Esquema geral do experimento .

FIGURA 25 - Curva de resposta em frequência do sistema de medida utilizada na simulação numérica , onde $2 f_{1/2}$ é a largura de banda do sistema .

FIGURA 26 - Perfis temporais dos sinais elétricos convoluídos com a função resposta do sistema de medida , $F(t)$.

FIGURA 27 - Pulsos elétricos obtidos com uma chave de GaAs ativada por laser N2 para tensão de entrada 500 V . A medida foi feita com osciloscópio TEKTRONIX 7904 : (a) gaveta 7A19 (500 MHz) , esc. hor. 5 ns / div. , esc. vert. 5 V / div. (b) gaveta 7A26 (200 MHz) , esc. hor. 5 ns / div. , esc. vert. 5 V / div. (c) gaveta 7A26 com filtro (20 MHz) , esc. hor. 20 ns / div. , esc. vert. 1 V / div. .

FIGURA 28 - Característica de coletor para um transistor [2] .

FIGURA 29 - Circuito gerador de pulsos com transistor operando em avalanche , utilizado para caracterizar o sistema de medida .

FIGURA 30 - Formas de onda dos sinais elétricos no divisor de tensão .

FIGURA 31 - Subida das voltagens no divisor de tensão .

FIGURA 32 - Voltagem de saída em função da potência do laser incidente : (a) InP ; (b) GaAs .

FIGURA 33 - Perfis temporais : (a) pulso laser N2 ; (b , c) pulso elétrico InP ; (d , e) pulso elétrico GaAs .

FIGURA 34 - Voltagem de saída em função da voltagem de entrada . A reta pontilhada corresponde à eficiência 100 % : (a) InP ; (b) GaAs .

FIGURA 35 - Voltagem de saída em função da potência do laser , calculada numericamente variando o tempo de recombinação .

FIGURA 36 - Voltagem de saída em função da potência , calculada numericamente variando a mobilidade .

FIGURA 37 - Estrutura de bandas do GaAs (a) e InP (b) , mostrando os dois vales , Γ e L , na banda de condução .

FIGURA 38 - Foto do dispositivo montado para medida de tempo de recombinação .

FIGURA 39 - Perfis temporais dos pulsos elétricos calculados numericamente para um pulso laser gaussiano de 2 ps (FWHM) , variando o tempo de recombinação .

FIGURA 40 - Perfil típico de um pulso obtido com uma chave optoeletrônica em que o cristal apresenta recombinação superficial [3] .

FIGURA 41 - Largura do pulso de saída em função da velocidade de recombinação superficial para vários valores do tempo de recombinação volumétrico τ_b [3] .

FIGURA 42 - Esquema do laser de corante com " mode - locking " passivo e cavidade em anel em regime de pulsos contrapropagantes (CPM) . Os prismas I , II , III e IV são colocados dentro da cavidade para compensar a dispersão , comprimindo o pulso .

FIGURA 43 - Variação temporal das grandezas acopladas : (a) pulso dentro da cavidade , (b) coeficiente de ganho do corante , (c) coeficiente de ganho do absorvedor saturável , (d) ganho líquido [4] .

FIGURA 44 - Esquema do sistema de medida de autocorrelação : M1 - espelho fixo , M2 - espelho acoplado ao estágio de translação motorizado , L - lente focalizadora , A/D - interface analógico - digital . A medida é monitorada com um microcomputador e a figura de autocorrelação é traçada com um " plotter " .

FIGURA 45 - Perfil de autocorrelação correspondendo a um pulso com forma de secante hiperbólica com FWHM de 110 fs .

FIGURA 46 - Perfil temporal do pulso elétrico obtido com uma chave ativada por pulsos laser de duração 110 fs. Comprimento do gap igual a 50 μm : (a) GaAs e (b) InP .

FIGURA 47 - Ajuste de uma exponencial simples ao perfil de decaimento dos pulsos elétricos para determinação do tempo de recombinação .

FIGURA 48 - Ajuste de uma exponencial com duas constantes de decaimento ao perfil dos pulsos elétricos .

TABELAS

TABELA 1 - Características de alguns semicondutores utilizados em chaves optoeletrônicas [1] .

TABELA 2 - Elementos dispersivos em uma cavidade de um laser " mode - locked " [5] .

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

As chaves optoeletrônicas a semicondutor consistem basicamente de um cristal semicondutor de alta resistividade que é conectado eletricamente a uma linha de transmissão, entre uma fonte de tensão (entrada) e uma carga (saída), conforme mostra a figura 1. Inicialmente (sem iluminação), o semicondutor apresenta alta impedância de forma que a voltagem não é transmitida através da linha e a chave é dita aberta ("off"). Quando o semicondutor é iluminado por um pulso laser intenso, sua impedância é significativamente reduzida devido à criação de pares elétron-buraco. Dessa forma, a voltagem é transmitida e a chave é dita fechada ("on"). O tempo para a absorção de luz e criação dos pares é da ordem de 10^{-14} s de modo que podem ser obtidas altas velocidades de chaveamento. No caso em que o comprimento de absorção óptica é bem menor do que o comprimento de onda do pulso laser, a subida do pulso elétrico chaveado seguirá a do pulso laser [1]. A duração do pulso elétrico é determinada por três fatores. Primeiro, quando são usados pulsos laser ultracurtos, a recombinação dos portadores estabelece o limite superior de duração do pulso elétrico. Segundo, no caso em que o tempo de vida dos portadores é maior do que o tempo de carga da linha de transmissão, a duração do pulso será determinada pelo descarregamento da mesma. Terceiro, quando o tempo de recombinação dos portadores é menor do que a duração do pulso laser, o pulso elétrico seguirá o perfil deste.

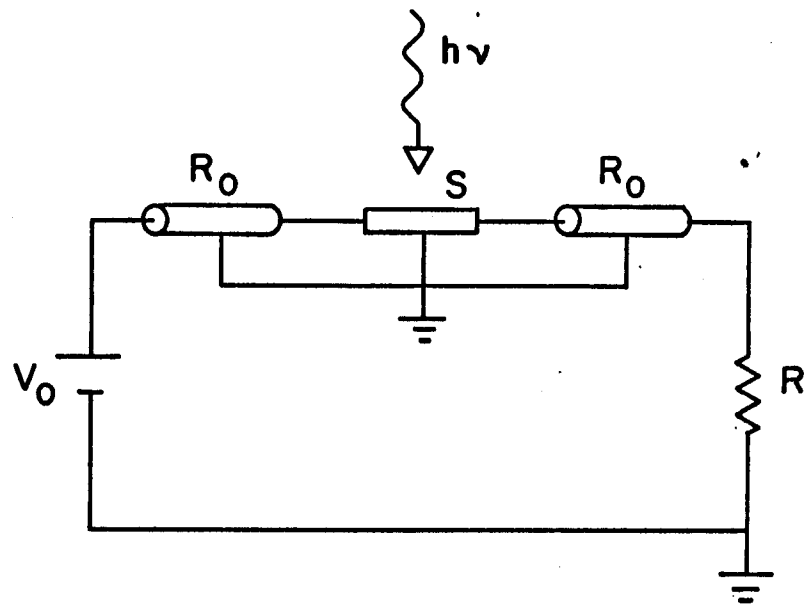


FIGURA 1 - Esquema básico de uma chave optoeletrônica a semicondutor .

Vemos , assim , que a forma do pulso elétrico chaveado depende das características do cristal , da linha de transmissão e do pulso laser utilizados .

Na área de tecnologia de pulsos elétricos ultra rápidos os sistemas optoeletrônicos são claramente superiores aos elementos eletrônicos tradicionais no que diz respeito à velocidade de chaveamento e limite de potência [2] . Vários semicondutores têm sido investigados para aplicação nestes dispositivos (tabela 1) [1] .

Foi mostrado por Auston [3] que o chaveamento em uma microlinha de transmissão em Si podia ser feito com pulsos laser de picosegundos . A chave de Auston é mostrada na figura 2 [3]. Dois pulsos laser , um de $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$ e outro de $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ foram separados num "beam-splitter" , atrasados um em relação ao outro e incididos sobre o cristal . O primeiro pulso é absorvido produzindo uma fina camada de alta condutividade na superfície do cristal , ligando a chave . O segundo pulso , que chega atrasado, é absorvido numa parte mais profunda do cristal provocando um fluxo de corrente perpendicular à superfície que anula a fotocondutividade na mesma e desliga a chave (figura 3) [3]. Este artifício é utilizado para contornar o problema de ter o Si um tempo de recombinação muito longo ($\approx 10 \mu\text{s}$) [1] , o que limita também a taxa de repetição do dispositivo . Foi mostrado , então , por Lee [4] que alta taxa de repetição (1 GHz) podia ser obtida utilizando-se GaAs dopado com cromo , que apresenta tempo de recombinação da ordem de 100 ps [5] . Este dispositivo desliga automaticamente , não necessitando um segundo pulso laser (figura 4) [4] . Também têm sido feitas chaves com InP [6 , 7] ,

Semiconductor	Contact	E_g (eV)	Carrier lifetime (ns)	Band structure	Resistivity (Ω cm)	Dielectric constant
Si intrinsic	Al	1.16	10^4	Si	$\sim 5 \times 10^4$	11.8
Au: Si	Silver paint	1.16	50	Si	$\sim 5 \times 10^3$	11.8
Cr: GaAs	In/Cr	1.42	<1	GaAs	$>10^7$	10.9
	Au/Ge					
Fe: InP	Au/Ge/Ni	1.29	<1	GaAs	$>10^7$	14
Cds _x -Se _{1-x}	In	1.79-2.42	10	GaAs	$>10^7$	10
GaP	Al	2.24	<1	Si	$>10^7$	10
Diamond II	Silver paint	5.47	<1	Si	NA	5.5

TABELA 1 - Características de alguns semicondutores utilizados em chaves optoeletrônicas [1] .

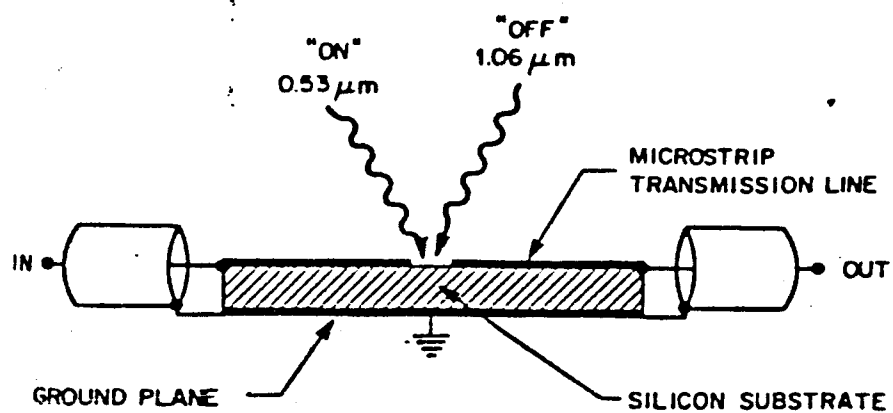
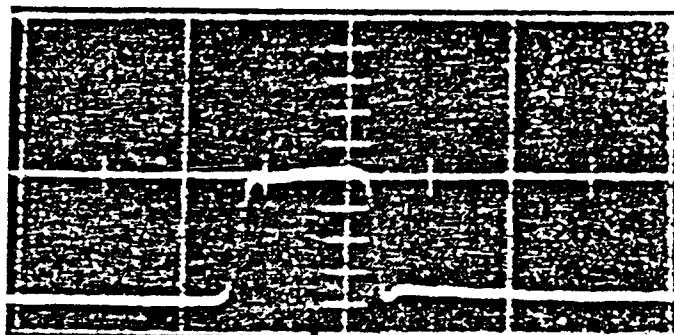
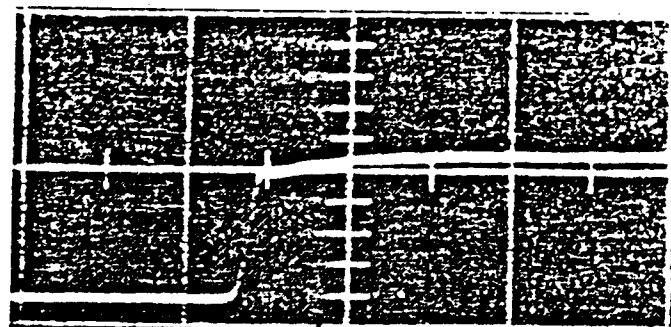


FIGURA 2 - Esquema da chave de Auston , utilizando Si e dois pulsos laser [3] .



$.53 \mu\text{m}$ "on" \uparrow \uparrow $1.06 \mu\text{m}$ "off"

FIGURA 3 - Pulso obtido com a chave de Auston .
 pulso de $0.53 \mu\text{m}$ liga a chave e o de $1,06 \mu\text{m}$ desliga [3] .

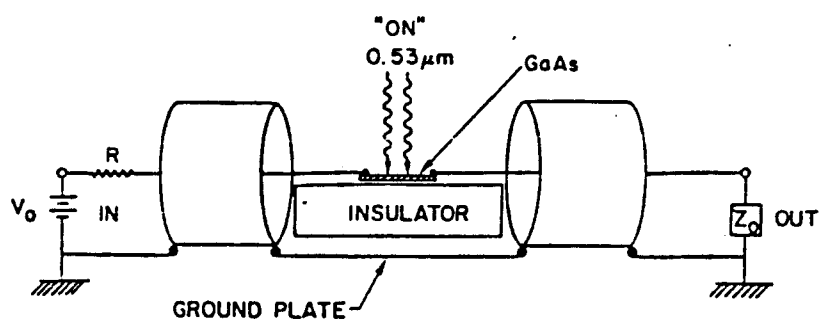


FIGURA 4 - Esquema da chave de Lee , utilizando GaAs e um único pulso laser [4] .

GaP [8] e $\text{Cd}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ [9] .

São diversas as aplicações das chaves optoeletrônicas , entre as quais pode-se destacar a geração de pulsos rápidos de alta tensão [10 , 11 , 12 , 13] que podem ser utilizados na ativação de dispositivos eletro-ópticos como cela de Pockels [14 , 15] e Kerr [16] e no estudo de dinâmica de propriedades de transporte em semicondutores [5 , 17] . A principal vantagem dos sistemas optoeletrônicos é o " jitter " reduzido .

Esta tese consiste no estudo de chaves optoeletrônicas a semicondutor para chaveamento de pulsos elétricos de alta tensão (> 500 V) utilizando cristais de GaAs e InP semi-isolantes . A chave é ativada por pulsos de um laser de nitrogênio . No capítulo II apresentamos o tratamento teórico utilizado no estudo do comportamento dos dispositivos . Discutimos os principais aspectos da fotocondutividade e geração de fotocorrente em semicondutores e a equação de continuidade para o número de portadores fotogerados , aspectos relacionados às linhas de transmissão utilizadas nos dispositivos e efeitos devidos aos contatos metal-semicondutor . É apresentado também um cálculo aproximado da voltagem de saída e eficiência das chaves com o qual foi feita uma simulação do funcionamento do dispositivo . Esta simulação permitiu que fosse feito o acompanhamento dos resultados experimentais , auxiliando na interpretação dos mesmos . No capítulo III descrevemos a parte experimental , a preparação das amostras e a construção e caracterização do laser de nitrogênio . No capítulo IV é descrita inicialmente a caracterização do sistema de medida dos pulsos

elétricos . Em seguida são apresentados os resultados obtidos . Foram estudados os efeitos de potência do laser e do campo elétrico aplicado . As diferenças de eficiência entre os dispositivos com GaAs e InP levaram à discussão de efeitos de recombinação superficial e espalhamento entre vales . Esta discussão motivou-nos a realizar medidas dos tempos de recombinação das amostras de GaAs e InP . Foi feita a montagem de um outro dispositivo com resposta mais rápida (≈ 100 ps) e ativado por um laser de corante que fornece pulsos com duração de ≈ 100 fs . No capítulo V descrevemos essa montagem e os resultados obtidos .

REFERÊNCIAS

1. G. Mourou , W. H. Knox , S. Williamson ;
Picosecond Optoelectronic Devices cap. 7 , ed. por C. H. Lee ,
Academic Press Inc. (1984) .
2. D. H. Auston , P. R. Smith ; Laser Focus , 89 ,
abr. (1982) .
3. D. H. Auston ; Appl. Phys. Lett. 26 (3) , 101
(1975) .
4. C. H. Lee ; Appl. Phys. Lett. 26 (3) , 84
(1977) .
5. V. K. Mathur , S. Rogers ; Appl. Phys. Lett. 31
765 (1977) .
6. P. M. Downey , D. H. Auston , P. R. Smith ;
Appl. Phys. Lett. 42 (3) , 215 (1983) .
7. F. J. Leonberger , P. F. Moulton ; Appl. Phys
Lett. 35 (9) , 712 (1979) .
8. V. K. Mathur , C. H. Lee ; J. Appl. Phys. 51 ,
1634 (1980) .

9. V. K. Mathur , P. S. Mak , C. H. Lee ; J. Appl. Phys. 51 , 4889 (1980) .
10. P. LeFur , D. H. Auston ; Appl. Phys. Lett. 28 , 21 (1976) .
11. G. Mourou , W. Knox ; Appl. Phys. Lett. 35 , 492 (1979) .
12. A. Antonetti , M. M. Malley , G. Mourou , A. Orszag ; Opt. Commun. 23 , 435 (1977) .
13. W. Margulis , W. Sibbett ; Opt. Commun. 37 , 224 (1981) .
14. J. Agostinelli , G. Mourou , C. W. Gabel ; Appl. Phys. Lett. 35 , 731 (1979) .
15. W. Margulis , W. Sibbett , J. R. Taylor ; Opt. Commun. 35 , 153 (1980) .
16. M. Stavola , J. Agostinelli , M. Sceats ; Appl. Optics 18 , 4101 (1979) .
17. W. Margulis ; Picosecond Semiconductor Switching Devices , Tese de Doutorado , Imperial College , London (1981) .

CAPÍTULO II

CHAVE OPTOELETRÔNICA A SEMICONDUTOR

2.1 - Fotocondutividade e fotocorrente

A fotocondutividade (ou efeito fotoelétrico interno) é um processo de ionização dos átomos do semicondutor sob a ação da luz que causa a formação de portadores de carga em desequilíbrio .

Se a excitação óptica dos elétrons ocorre da banda de valência para a banda de condução , observa-se a fotocondutividade intrínseca , na qual são gerados portadores de ambos os sinais (elétrons e buracos) . Os elétrons e buracos em desequilíbrio dão origem a uma variação da condutividade σ do semicondutor . Se forem gerados Δn elétrons e Δp buracos temos :

$$\sigma = e [(n_0 + \Delta n) \mu_e + (p_0 + \Delta p) \mu_p] \quad (II.1)$$

onde n_0 e p_0 são as concentrações de elétrons e buracos em equilíbrio (gerados termicamente) e μ_e e μ_p suas mobilidades respectivas .

A fotocondutividade σ_f é dada pela diferença entre a condutividade do semicondutor iluminado , σ , e do semicondutor sem iluminação , σ_0 :

$$\sigma_0 = (n_0 \mu_e + p_0 \mu_p) e \quad (II.2)$$

$$\sigma_f = \sigma - \sigma_0 = (\Delta n \mu_e + \Delta p \mu_p) e \quad (II.3)$$

Supondo que temos um processo de absorção de um fóton com energia $h\nu$, as concentrações Δn e Δp serão proporcionais à intensidade da radiação absorvida, I (potência por unidade de área). Por simplicidade consideremos o caso de iluminação uniforme da amostra de espessura d , tal que ocorre geração uniforme de portadores. Esta situação corresponde ao caso em que $\alpha d \ll 1$ [2], onde α é o coeficiente de absorção de um fóton. Supondo absorção intrínseca, temos as seguinte taxa de geração, S , para os portadores:

$$S = \beta \alpha I / h\nu \quad (II.4)$$

onde β é o coeficiente de rendimento quântico que determina o número de portadores gerados por fóton absorvido.

Consideremos, agora, que imediatamente após iniciada a iluminação começa a ocorrer o processo de recombinação dos portadores à medida que aumenta a concentração dos mesmos. Supondo que a recombinação é dada por uma exponencial simples com tempo de meia vida τ constante, igual para elétrons e buracos temos as seguintes taxas de recombinação, s :

$$s_e = \Delta n / \tau \quad (II.5)$$

$$s_p = \Delta p / \tau \quad (II.6)$$

Dessa forma, a variação de concentração dos portadores é dada por:

$$d\Delta n/dt = S - s_e = \beta\alpha I/h\nu - \Delta n/\tau \quad (II.7)$$

$$d\Delta p/dt = S - s_p = \beta\alpha I/h\nu - \Delta p/\tau \quad (II.8)$$

Consideremos que a iluminação tem intensidade constante $I = I_0$. Nesse caso estabelece-se um estado estacionário, quando a taxa de recombinação (que depende das concentrações) torna-se igual à taxa de geração (que no caso é constante). Assim:

$$d\Delta n/dt = d\Delta p/dt = 0 \quad (II.9)$$

$$\Delta n_{est} = \Delta p_{est} = \beta\alpha I\tau/h\nu \quad (II.10)$$

O valor estacionário da fotocondutividade fica:

$$\sigma_f^{est} = e\beta\alpha I\tau(\mu_e + \mu_p)/h\nu \quad (II.11)$$

Nesta expressão, α e β caracterizam a interação da luz com o cristal e descrevem o processo de fotogeração dos portadores. As mobilidades e o tempo de vida caracterizam a interação dos portadores com o cristal e determinam os processos de transporte e recombinação.

No caso em que a mobilidade dos portadores for bastante diferente, por exemplo $\mu_e \gg \mu_p$, a fotocondutividade pode ser considerada dada apenas por um dos portadores e se chamará monopolar. No caso:

$$\sigma_f^{est} = e\beta\alpha I\tau\mu_e/h\nu \quad (II.12)$$

Levando em conta o processo de difusão dos portadores , além da recombinação , a equação de continuidade fica [3] :

$$\partial \Delta n / \partial t = S(x,t) + D \partial^2 \Delta n(x,t) / \partial x^2 - \Delta n(x,t) / \tau \quad (II.13)$$

onde D é o coeficiente de difusão . O termo de geração de portadores $S(x, t)$ pode ser escrito como :

$$S(x,t) = \alpha I(t) e^{-\alpha x} / h\nu \quad (II.14)$$

Para excitação luminosa na forma de um impulso ,

$$I(t) = E_0 \delta(t) \quad (II.15)$$

com densidade de energia E_0 , a solução de (II.13) para a densidade de portadores na superfície ($x = 0$) fica :

$$\Delta n(0,t) = \frac{\alpha E_0}{2h\nu} e^{-t/\tau} e^{\alpha^2 D t} \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{Dt}) \quad (II.16)$$

Em semicondutores de gap indireto , como o Ge , que apresentam recombinação volumétrica bastante lenta , o termo de difusão domina o processo . Desprezando a recombinação o tempo de decaimento da concentração na superfície para $1/e$ do valor inicial é :

$$t_d \approx 1,44 / \alpha^2 D \quad (II.17)$$

Para o Ge temos $D = 230 \text{ cm}^2 / \text{s}$ e com radiação de $\lambda = 0,5 \text{ }\mu\text{m}$ temos [4] $\alpha = 2,0 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Obtemos , então , $t_d = 16 \text{ ps}$.

Em semicondutores com tempo de recombinação rápido,

como por exemplo o GaAs , a recombinação dos portadores é que pode ser o processo dominante de modo que podemos desprezar o termo de difusão na equação de continuidade .

Consideremos , agora , o efeito de um campo elétrico externo no movimento dos portadores em um cristal [5]. Os elétrons em um sólido à temperatura T , na ausência de um campo elétrico movem-se desordenadamente sofrendo colisões , tal que existe um livre caminho médio l_0 . Quando um campo elétrico \vec{E} é aplicado , existe uma velocidade de arrastamento \vec{v}_a superposta à velocidade desordenada . Sob a ação do campo os elétrons são acelerados durante um tempo τ_{rel} que é o tempo médio entre duas colisões sucessivas , de modo que a velocidade adquirida é dada por :

$$\vec{v}_a = e \vec{E} \tau_{rel} / m^* \quad (II.18)$$

onde m^* é a massa efetiva dos elétrons .

O deslocamento total dos elétrons é :

$$\vec{x} = e \vec{E} (\tau_{rel})^2 / 2 m^* \quad (II.19)$$

Portanto , a velocidade média do movimento fica :

$$\langle \vec{v} \rangle = e \vec{E} \tau_{rel} / 2 m^* \quad (II.20)$$

Escrevemos :

$$\langle \vec{v} \rangle = \mu \vec{E} \quad (II.21)$$

sendo $\mu = e \tau_{rel} / 2 m^*$ a mobilidade .

A densidade de corrente fica :

$$\vec{J} = e \Delta n \mu \vec{E} \quad (II.22)$$

Sendo a condutividade dada por :

$$\sigma = e \Delta n \mu \quad (II.23)$$

temos a expressão :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (II.24)$$

em acôrdo com a lei de Ohm .

Da expressão (II.23) vemos que a condutividade do cristal depende da mobilidade dos portadores . Após a absorção de luz e criação dos pares de portadores , os elétrons na banda de condução e os buracos na banda de valência estão livres para movimentarem-se sob a ação do campo . O valor da densidade de corrente devida à esse movimento depende , assim , das mobilidades destes portadores em suas bandas respectivas . Ainda, conforme (II.24) a densidade de corrente cresce linearmente com o campo aplicado . Para campos elétricos muito intensos podem ocorrer variações na velocidade de arraste , o que causa variação do tempo de relaxação e mobilidade de modo que a corrente pode não mais obedecer a lei de Ohm . No Ge , por exemplo , à temperatura ambiente esse efeito começa a ocorrer para campos da ordem de 200 V / cm .

É interessante observar que no caso de utilizarmos pulsos laser de picosegundos [2] o tratamento feito anteriormente deve sofrer certas alterações . Sendo a duração dos pulsos laser menor do que os tempos de recombinação dos

portadores , o estado estacionário não é atingido como no caso de iluminação com um pulso longo (figura 5) . Um outro aspecto importante que deve ser salientado é que devido às altas potências de pico dos pulsos de curta duração , passam a ser importantes os processos de absorção multifóton . Esses processos resultam em densidades de portadores que não crescem linearmente com a intensidade do laser .

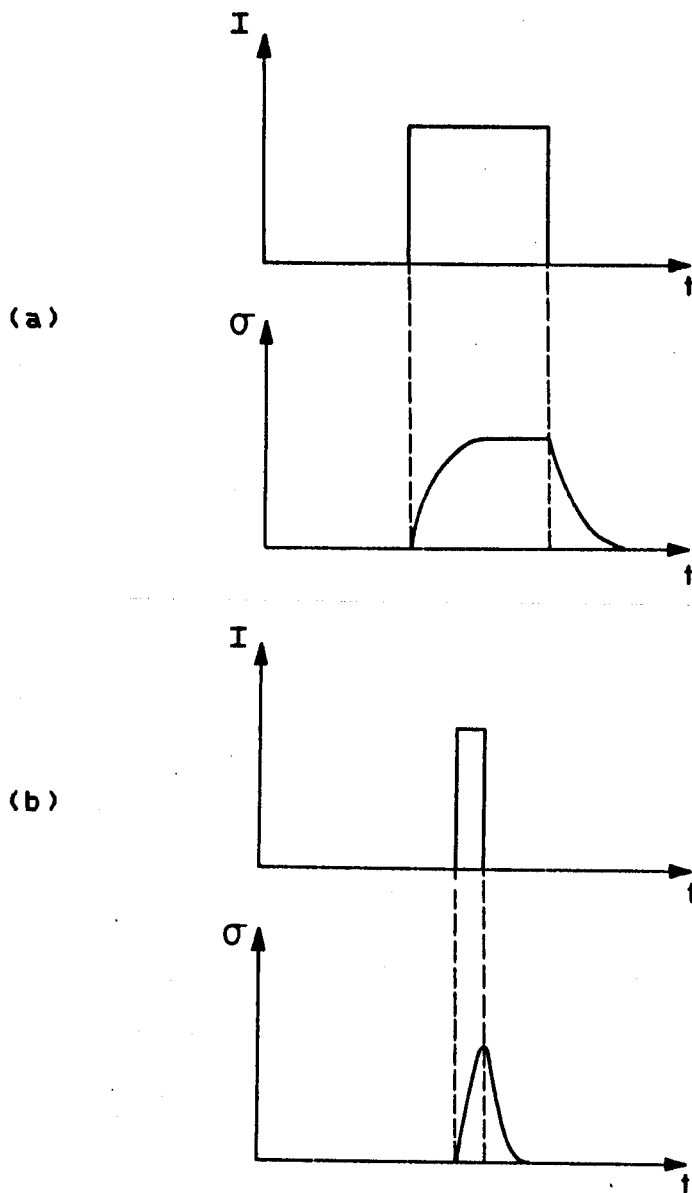


FIGURA 5 - Variação da fotocondutividade de um cristal iluminado por um pulso laser retangular : (a) o pulso tem duração bastante longa de modo que atinge-se o regime estacionário ; (b) o pulso é ultracurto de modo que o regime estacionário não é atingido .

2.2 - Contato metal-semicondutor [6]

Quando um metal é colocado em contato íntimo com um semicondutor ocorre uma redistribuição de cargas através de um fluxo de corrente , de tal modo que os níveis de Fermi dos dois materiais tornam-se coincidentes . Suponhamos que o semicondutor é de tipo n e que o nível de Fermi do metal , F_m , se encontra abaixo do nível de Fermi do semicondutor , F_s , ou seja , os potenciais são tais que $\phi_m > \phi_s$. Neste caso haverá um fluxo de elétrons do semicondutor para o metal de tal modo que o semicondutor fica carregado positivamente e o metal negativamente . Origina-se uma diferença de potencial de contato U_c e um campo elétrico que passa a se opor ao movimento dos elétrons. Quando igualam-se os níveis de Fermi (figura 6) [6] é estabelecido o equilíbrio dinâmico , caracterizado pela igualdade das correntes termoiônicas :

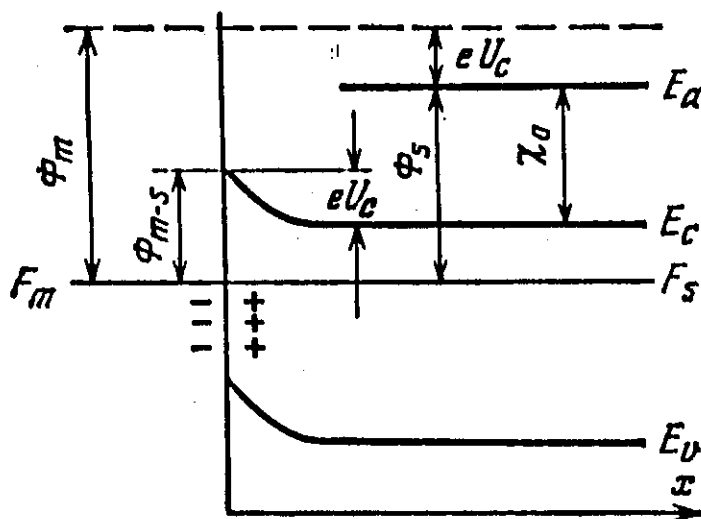
$$\vec{J}_m = \vec{J}_s \quad (II.25)$$

Temos então :

$$eU_c = \phi_m - \phi_s \quad (II.26)$$

Próximo da região de contato (\mathcal{L}) , as bandas de energia sofrem uma curvatura para cima se $\phi_m > \phi_s$ e para baixo se $\phi_m < \phi_s$. No caso em que o semicondutor fica com excesso de portadores minoritários , por exemplo , se for do tipo n com $\phi_m > \phi_s$, forma-se uma camada de condutividade reduzida chamada barreira . Podemos escrever (II.26) na forma :

(a)



(b)

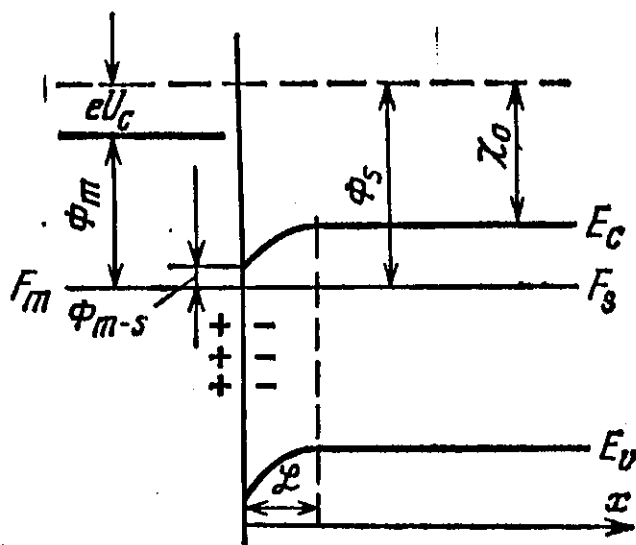


FIGURA 6 - Efeito de contato metal-semicondutor tipo n quando : (a) $\phi_m > \phi_s$; (b) $\phi_m < \phi_s$ [6] .

$$eU_c = (\phi_m - \chi_o) - (\phi_s - \chi_o) \quad (II.27)$$

onde χ_o é o trabalho de saída (energia para transferir o elétron da banda de condução para o vácuo) .

Consideremos , agora , o transporte de elétrons através da barreira de potencial de contato com uma polarização direta V [7] . Para semicondutores de alta mobilidade , com por exemplo Si , GaAs e InP , o transporte pode ser descrito adequadamente como devido apenas à emissão termoiônica . A teoria de emissão termoiônica foi derivada por Bethe com as seguintes hipóteses :

(i) a barreira de potencial U_c é muito maior do que kT .

(ii) o equilíbrio térmico estabelece-se no plano que determina a emissão termoiônica .

(iii) a existência de um fluxo líquido de corrente não afeta o equilíbrio térmico .

Com estas hipóteses a extensão espacial da barreira pode ser desprezada e o fluxo de corrente depende apenas de sua altura U_c .

A densidade de corrente total é dada por :

$$J_n = J_{sm} + J_{ms} \quad (II.28)$$

onde J_{sm} é a densidade de corrente do semiconductor para o metal , devida à concentração de elétrons com energia suficiente para superar a barreira e J_{ms} é a densidade de corrente do metal para o semiconductor .

A expressão que se obtém é :

$$J_n = [A^* T^2 e^{-eU_c/KT}] [e^{eV/KT} - 1] \quad (II.29)$$

onde A^* é a constante efetiva de Richardson para a emissão termoiônica (para elétrons livres temos $A = 120 \text{ A} / \text{cm}^2 \cdot \text{kg}^2$ e para semicondutores em que os elétrons têm massa efetiva isotrópica m^* vale a relação $A^* = A (m^* / m_0)$).

Dada a expressão da corrente termoiônica pode-se obter a resistência de contato conforme a expressão :

$$R_c = (\partial J_n / \partial V)^{-1} \quad (II.30)$$

Calculando para $V = 0$, desprezando a dependência da barreira com V , temos :

$$R_c = K e^{eU_c/KT} / e A^* T \quad (II.31)$$

Quando a resistência de contato é desprezível em comparação com a resistência do volume do cristal , dizemos que o contato é ôhmico . Num contato ôhmico satisfatório a queda de tensão na junção é desprezível comparada com a queda de tensão na região ativa do dispositivo . Nas chaves optoeletrônicas é importante que os contatos sejam o mais próximo possível de contatos ôhmicos de modo a não alterarem significativamente a característica $I \times V$ das mesmas provocando perdas de eficiência .

2.3 - Linhas de transmissão [8]

Consideremos uma linha de transmissão ideal , de tal forma que são desprezadas as perdas ôhmicas e por radiação , bem como a dispersão . Queremos estudar a propagação de um pulso elétrico que incide em uma descontinuidade da linha conforme mostra a figura 7 .

Devem ser satisfeitas a conservação da carga e da energia . As correntes e as voltagens devem , portanto , satisfazer as relações :

$$I_i = I_t + I_r \quad (II.32)$$

$$V_i I_i = V_t I_t + V_r I_r \quad (II.33)$$

Sendo as impedâncias Z puramente resistivas (linhas ideais) temos :

$$I_i = V_i / Z_i \quad (II.34)$$

$$I_t = V_t / Z_t \quad (II.35)$$

$$I_r = V_r / Z_r \quad (II.36)$$

Definindo os coeficientes de transmissão e reflexão como :

$$\rho_t = V_t / V_i \quad (II.37)$$

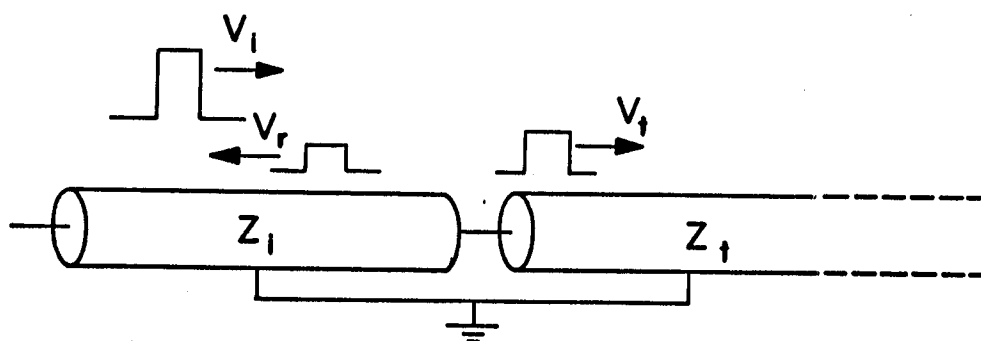


FIGURA 7 - Pulso elétrico incidindo sobre uma descontinuidade em uma linha de transmissão .

$$\rho_r = V_r / V_i \quad (\text{ II.38 })$$

obtemos através de (II.32) - (II.36) :

$$\rho_r = Z_t - Z_i / Z_t + Z_i \quad (\text{ II.39 })$$

$$\rho_t = 2Z_t / Z_t + Z_i \quad (\text{ II.40 })$$

Examinemos alguns casos possíveis :

(i) Circuito com impedância casada

Consideremos que as impedâncias de entrada e saída são iguais , $Z_i = Z_t = 50 \Omega$. Temos :

$$\rho_t = 1 \quad (\text{ II.41 })$$

$$\rho_r = 0$$

Dessa forma , o pulso que atinge a descontinuidade não sofre nenhuma reflexão .

(ii) Circuito aberto

Nesse caso temos $Z_i = 50 \Omega$ e $Z_t = \infty$. Assim :

$$\rho_t = 2 \quad (\text{ II.42 })$$

$$\rho_r = 1$$

O pulso que atinge o circuito aberto é refletido com a mesma amplitude e sinal . Na extremidade do cabo o pulso

tem amplitude dobrada devido à superposição do pulso incidente com o refletido . Isto pode , por exemplo , levar a erros nas medidas feitas com um osciloscópio . Se estamos medindo pulsos em linhas de 50Ω e utilizamos osciloscópio de $1\text{ M}\Omega$, a amplitude medida será o dobro da amplitude real do pulso . É necessário utilizar uma terminação de 50Ω . Além disso , se a fonte de pulsos não estiver terminada também em 50Ω podem aparecer sub-reflexões que alteram o perfil do pulso .

(iii) Curto-circuito

Neste caso temos $Z_i = 50\Omega$ e $Z_t = 0$, de modo que :

$$\begin{aligned} \rho_r &= -1 \\ \rho_t &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.43})$$

A amplitude do pulso no curto é zero e o pulso refletido tem sinal contrário ao incidente .

(iv) Linha carregada ligada à terra

Consideremos o caso de um cabo carregado à voltagem V (figura 8) . Supomos que o resistor de carga R_c é grande o suficiente em comparação com Z_i para comportar-se como um circuito aberto . Com a chave aberta não há corrente fluindo . Podemos considerar que a voltagem V , estacionária no cabo , consiste de duas componentes de amplitude $V / 2$ que se propagam em direções opostas , sendo refletidas nas extremidades de forma que a soma local das voltagens é sempre igual a V . Quando a chave é fechada em $t = 0$, a componente que se propaga da esquerda para a direita vê uma impedância igual a zero e é

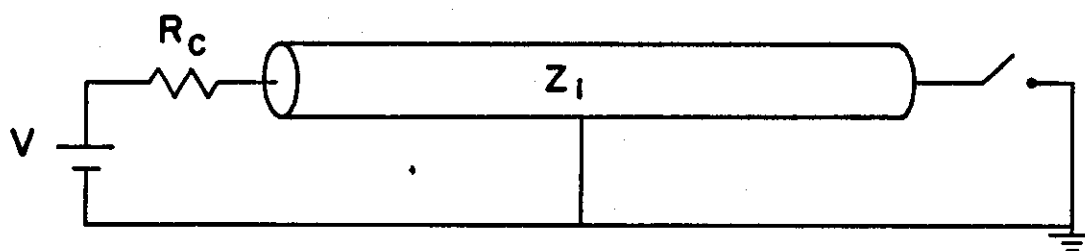


FIGURA 8 - Linha de transmissão carregada à uma tensão V

refletida com sinal invertido . Na figura 9 é mostrada a evolução temporal do pulso no cabo . O tempo de propagação do pulso na linha é dado por :

$$t = L/c_n \quad (II.44)$$

onde $c_n = 1 / \sqrt{\mu_n \epsilon_n}$. Após um tempo $4 L / c_n$ todo o processo se repete .

é interessante notar que não é possível descarregar uma linha ideal diretamente para a terra . Na prática , as perdas no cabo , na chave e em R_c dissipam gradualmente a energia armazenada no cabo .

(v) Linha de descarga

Consideremos a configuração mostrada na figura 10 onde temos uma linha de saída com mesma impedância da linha de entrada . Em $t = 0$ a chave é fechada . A componente que se propaga para a direita é transmitida à linha de saída , não havendo reflexão devido ao casamento de impedâncias . A componente que se propaga para a esquerda é refletida em R_c e inverte seu sentido de propagação . Assim , o tempo de descarga da linha é dado por :

$$T = 2L/c_n \quad (II.45)$$

A amplitude do pulso transmitido é , portanto , apenas $V / 2$.

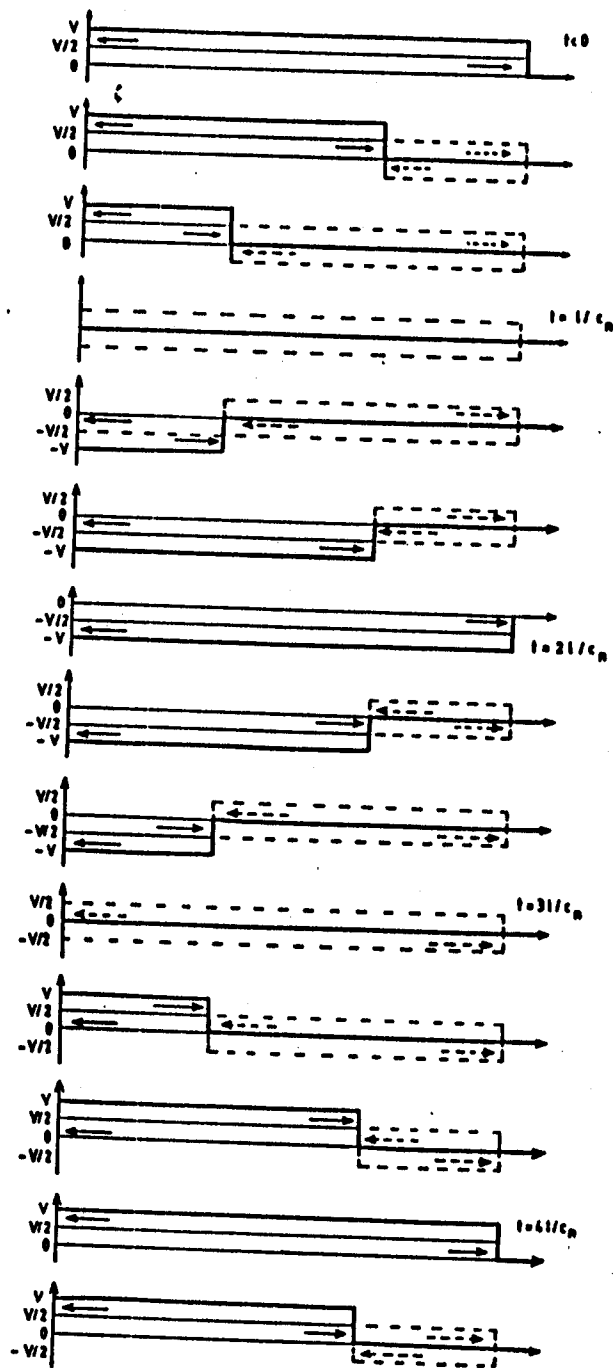


FIGURA 9 - Evolução temporal da tensão em uma linha de transmissão que é ligada à terra .

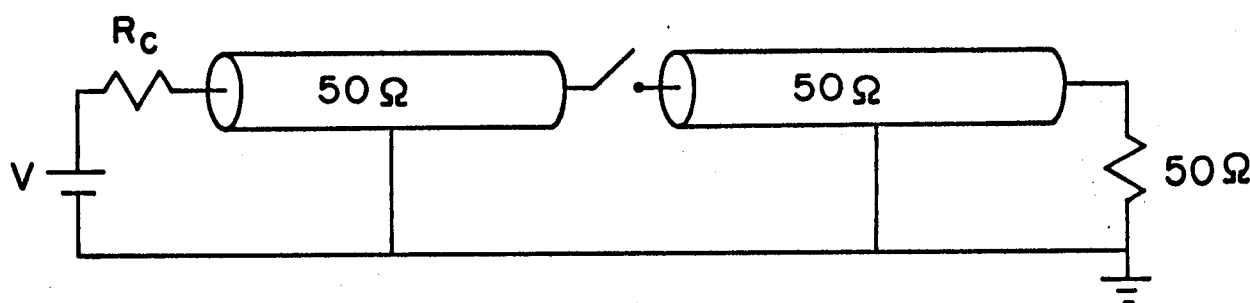


FIGURA 10 - Configuração de linha de descarga com casamento das impedâncias .

(vi) Linha descarregando através de uma resistência finita

Esta é a configuração comumente utilizada nos dispositivos optoeletrônicos a semicondutor . Conforme exposto no capítulo I , quando o semicondutor é iluminado a resistência do " gap " é reduzida e o sinal é chaveado . Consideremos que o tempo de recombinação do cristal é pequeno em comparação com o tempo de carga da linha . Dessa forma , o pulso elétrico produzido terá características determinadas pelo pulso laser e pelo semicondutor . Se considerarmos que a iluminação é instantânea e que a resistência da amostra sem iluminação é infinita , imediatamente após a iluminação a resistência do cristal é reduzida a um valor R_s . A componente da voltagem que se propaga para a direita na linha de entrada encontra uma impedância $R_s + 50$ de modo que obtemos :

$$V_t = \frac{2(R_s + 50)}{R_s + 50 + 50} \frac{V}{2} \quad (II.46)$$

$$V_r = \frac{R_s}{R_s + 50 + 50} \frac{V}{2} \quad (II.47)$$

Uma parte do sinal transmitido é então dissipada no semicondutor . A fração do pulso que se propaga na linha de saída será dada por :

$$V_s = \frac{50}{50 + R_s} V_t \quad (II.48)$$

Assim :

$$V_s = \frac{100}{100 + R_s} \frac{V}{2} \quad (II.49)$$

Quando $R_s \ll 100 \Omega$ temos $V_s = V / 2$, e o semiconductor se comporta como uma chave ideal . No caso em que $R_s \gg 100$ temos :

$$V_s \approx 50 G_s V \quad (II.50)$$

onde $G_s = 1 / R_s$ é a condutância do " gap " . Assim , no caso da chave não estar saturada a voltagem transmitida mostra a evolução temporal da condutância e , portanto, da densidade de portadores. Quando o tempo de recombinação é maior do que o tempo de descarga da linha , o pulso refletido quando a chave é ativada propaga-se até o resistor R_c onde é novamente refletido . Este pulso propaga-se de volta até a chave encontrando-a ainda fechada , de modo que aparece um sub-pulso após o pulso principal com amplitude :

$$V_{s1} = \rho_r V_s \quad (II.51)$$

O processo continua , sendo produzidos outros sub-pulsos com amplitudes cada vez menores , até a descarga total da linha .

2.4 - Cálculo da eficiência das chaves [9]

Apresentamos aqui um tratamento simplificado que descreve qualitativamente o funcionamento dos dispositivos . Em nosso modelo não consideramos efeitos devidos aos eletrodos e não homogeneidade do pulso laser e do campo elétrico através do gap .

Consideremos a figura 11 onde é esquematizada a amostra do cristal . Iluminando esse cristal com um pulso laser intenso , a fração de portadores foto gerados é bem maior do que a de portadores gerados térmicamente . A condutividade pode ser calculada levando-se em conta apenas a fotocondutividade :

$$\sigma = e (\Delta n \mu_e + \Delta p \mu_p) \quad (II.52)$$

Supondo absorção intrínseca ($\Delta n = \Delta p$) temos :

$$\sigma = e (\mu_e + \mu_p) \Delta n \quad (II.53)$$

Quando o pulso ilumina o " gap " , parte da energia é refletida e parte da energia penetra no cristal . Para incidência normal o coeficiente de transmissão fica :

$$T = 4 n_r / (1 + n_r)^2 \quad (II.54)$$

onde n_r é o índice de refração do semiconductor .

Assim , o número de fótons que efetivamente penetra no cristal é :

$$Q_0 = 4 n_r E / (1 + n_r)^2 h \nu \quad (II.55)$$

Seja $q (x , y , z)$ a distribuição de fótons na amostra . Desprezando a absorção saturável de luz pelo cristal

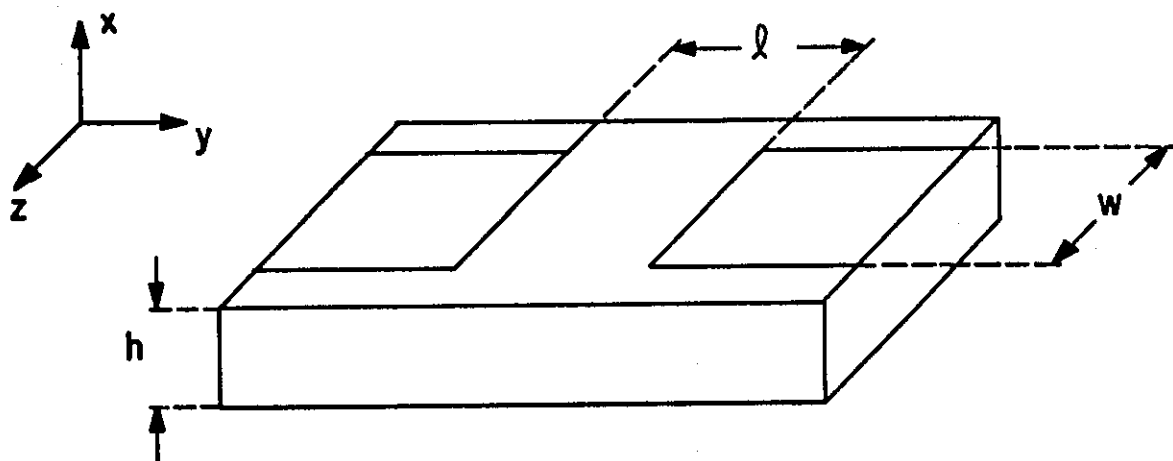


FIGURA 11 - Esquema da amostra do cristal iluminado por um pulso laser que incide perpendicularmente sobre a face yz .

temos :

$$q(x,y,z) = q(x) q(y,z) \quad (II.56)$$

Assumindo que o número de fótons absorvidos na profundidade x é proporcional ao número de fótons presentes em x obtemos :

$$q(x,y,z) = q_0(y,z) e^{-x/\alpha} \quad (II.57)$$

onde $q_0(x, y)$ é a distribuição na superfície do cristal .

A condição de normalização é dada por :

$$Q_0 = \iint_{\text{éica}} q_0(y,z) dy dz \quad (II.58)$$

Supondo que a eficiência quântica do processo é unitária ($\beta = 1$) (cada fóton absorvido gera um par de portadores) o número de pares de portadores criados é igual ao número de fótons absorvidos numa camada dx à profundidade x :

$$\Delta n(x) = -dq/dx = q_0(y,z) e^{-x/\alpha} / \alpha \quad (II.59)$$

A condutividade do elemento de volume da amostra fica :

$$\sigma(x,y,z) = e(\mu_e + \mu_p) q_0(y,z) e^{-x/\alpha} / \alpha \quad (II.60)$$

Considerando o feixe uniforme temos :

$$Q_0 = \int q_0(y,z) dy dz = q_0 w l \quad (II.61)$$

Assim :

$$q_0 = \frac{4n_i}{(1+n_i)^2} \frac{E}{h\nu} \frac{1}{wl} \quad (II.62)$$

A condutância total do " gap " é dada por :

$$G = \frac{w}{l} \int \sigma(x) dx \quad (II.63)$$

Supondo que toda a luz é absorvida no volume do cristal ($0 < x < \infty$) temos :

$$G = \frac{4nr}{(1+nr)^2} \frac{e(\mu_e + \mu_h)}{l^2} \frac{E}{h\nu} \quad (II.64)$$

A expressão (II.64) dá a condutância da chave quando iluminada por um pulso laser que é uma função delta com energia total E , antes de iniciado o processo de recombinação . Vemos que a condutância depende do número total de portadores gerados ,

$$N = \frac{4nr}{(1+nr)^2} \frac{E}{h\nu} \quad (II.65)$$

da mobilidade dos mesmos e do quadrado do comprimento do " gap " entre os eletrodos , sendo independente da espessura h e da largura da linha de transmissão , w . Assim , o processo de difusão não altera a condutância do volume do cristal , pois apenas redistribui os portadores . A condutância se altera apenas devido à recombinação dos portadores . O processo de difusão torna-se importante no caso de termos recombinação superficial rápida e difusão lenta .

Supondo que a recombinação é uma exponencial simples temos :

$$G(t) = G_0 e^{-t/\tau} \quad (II.66)$$

Para o circuito da figura 1 a voltagem de saída fica conforme (II.49) :

$$V_s(t) = V_0 R_0 / 2R_0 + G^{-1}(t) \quad (II.67)$$

onde V_0 é a voltagem aplicada e R_0 a impedância característica da linha (tipicamente 50Ω). A impedância $G^{-1}(t)$ é considerada puramente resistiva, uma vez que a capacitância é em geral bastante pequena. Assim:

$$G^{-1}(t) = R \quad (II.68)$$

A eficiência das chaves, η , é definida como a razão entre a voltagem de saída e a voltagem máxima possível de ser obtida, V_m . Essa voltagem máxima é obtida quando $R \ll R_0$. Temos segundo (II.67):

$$V_m = V_0 / 2 \quad (II.69)$$

Assim:

$$\eta = 2R_0 / 2R_0 + R \quad (II.70)$$

Se a impedância R torna-se desprezível comparada com $2R_0$, a eficiência é unitária e a voltagem chaveada é $V_0 / 2$.

Como exemplo, calculemos a energia necessária para obtermos 95 % de eficiência na ativação de uma chave de GaAs iluminada com um laser de nitrogênio ($\lambda = 337,1 \text{ nm}$) com um "gap" de $l = 2,5 \text{ mm}$. Temos $n_r = 3,4$ e $\mu_e + \mu_p = 8000 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$.

Para $R_0 = 50 \Omega$ devemos ter:

$$0,95 = \frac{100}{100 + R} \quad (II.71)$$

$$R \approx 5 \Omega$$

Assim :

$$E \approx 8 \mu J$$

Na prática , para saturar a chave o pulso laser deve ter uma energia bem maior (> 10 vezes) do que o previsto , garantindo que a impedância da chave torne-se muito menor do que R_o .

2.5 - Simulação do dispositivo

Com o objetivo de estudar a influência dos parâmetros envolvidos no funcionamento das chaves optoeletrônicas foi feita uma simulação numérica .

Consideramos um dispositivo como o da figura 1 que é ativado por um pulso laser gaussiano de potência dada por :

$$P(t) = P_0 e^{-a(t-t_0)^2} \quad (II.72)$$

A constante " a " é definida em termos da largura à meia altura (FWHM) do pulso que é dada por $t_p = 2 t$:

$$a = \ln 2 / t_{1/2}^2 \quad (II.73)$$

conforme mostra a figura 12 .

De acordo com (II.62) a taxa de geração de portadores no volume do cristal é ;

$$g(t) = \frac{P(t)}{h\nu} \frac{\eta_r}{(1+\eta_r)^2} \quad (II.74)$$

Assumindo que a recombinação é exponencial com taxa $1/\tau$ e desprezando a difusão temos a seguinte equação de taxa para o número total de portadores $N(t)$:

$$dN(t)/dt = g(t) - N(t)/\tau \quad (II.75)$$

A equação pode ser resolvida por transformada de Laplace , limitando-se a gaussiana $P(t)$ a um intervalo finito com $t > 0$:

$$\mathcal{L}\left\{\frac{dN(t)}{dt}\right\} = \mathcal{L}\{g(t)\} - \frac{1}{\tau} \mathcal{L}\{N(t)\} \quad (II.76)$$

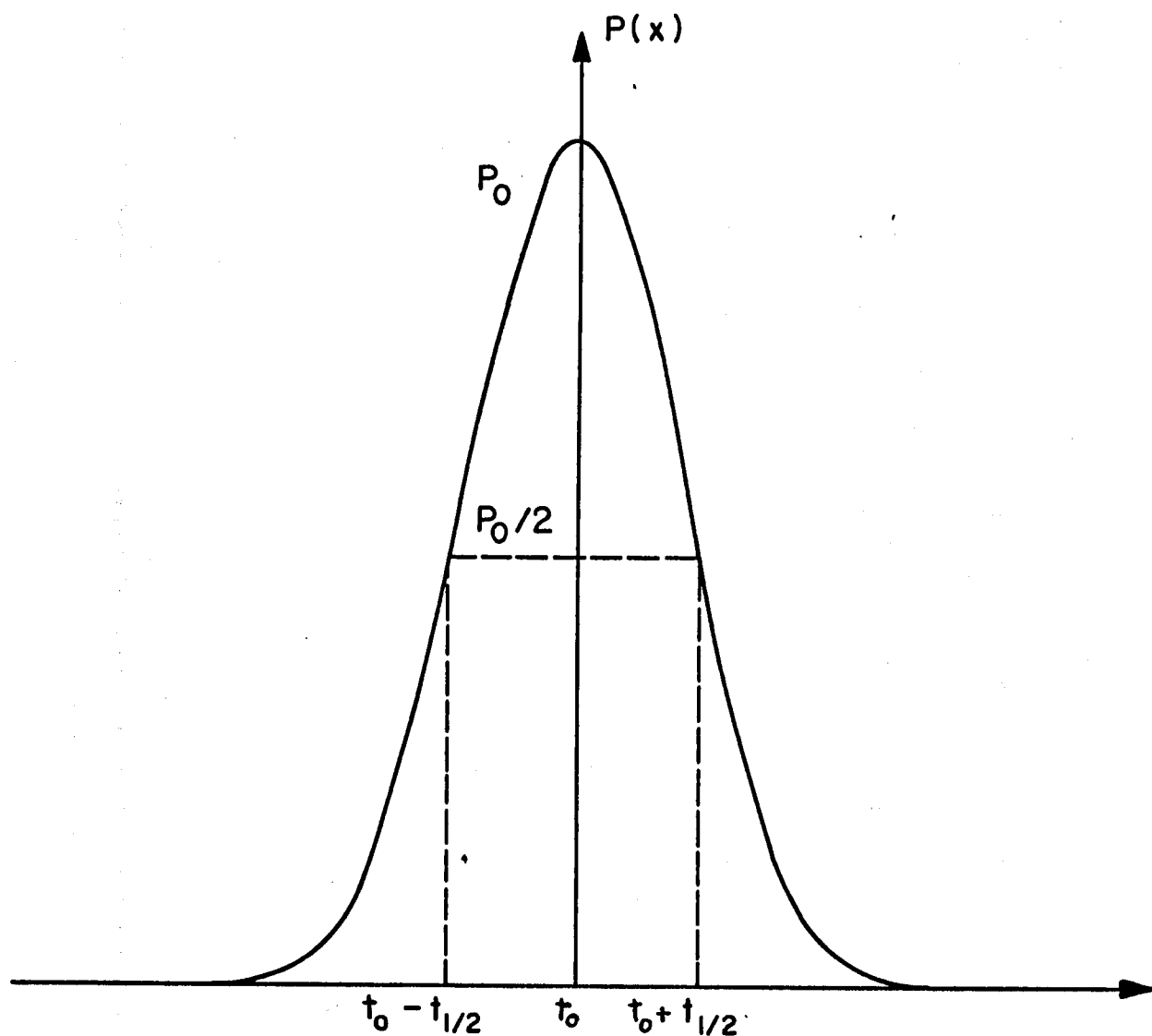


FIGURA 12 - Pulso laser gaussiano de largura FWHW igual a $2 t_{1/2}$ utilizado para simulação numérica do dispositivo.

$$s \mathcal{L}\{N(t)\} - N(0) = \mathcal{L}\{g(t)\} - \frac{1}{\tau} \mathcal{L}\{N(t)\} \quad (\text{II.77})$$

Supondo $N(0) = 0$ temos :

$$(s + 1/\tau) \mathcal{L}\{N(t)\} = \mathcal{L}\{g(t)\} \quad (\text{II.78})$$

$$\mathcal{L}\{N(t)\} = (s + 1/\tau)^{-1} \mathcal{L}\{g(t)\} \quad (\text{II.79})$$

O número de portadores é obtido fazendo-se a convolução das transformadas inversas de $(s + 1/\tau)$ e $\mathcal{L}\{g(t)\}$:

$$N(t) = \int_0^{\infty} g(t-t') e^{-t'/\tau} dt' \quad (\text{II.80})$$

De (II.53) , (II.63) e (II.80) obtemos a condutância do " gap " :

$$G(t) = \frac{\mu_e e}{L^2} \frac{q_{nr}}{(1 + \mu_r)^2} \frac{1}{h\nu} \int_0^{\infty} e^{-t'/\tau} P(t-t') dt' \quad (\text{II.81})$$

Foi considerado o caso de fotocondutividade monopolar (elétrons) .

De acordo com (II.67) a voltagem de saída para $R_0 = 50 \Omega$ fica :

$$V_s(t) = \frac{V_0}{2} \frac{100}{100 + G^{-1}(t)} \quad (\text{II.82})$$

Na figura 13 é mostrado um conjunto de curvas que representam a evolução temporal dos pulsos elétricos calculadas numericamente , para $\tau = 100$ ps , $t_p = 2$ ns e $l = 2,5$ mm com vários valores de P_0 . Utilizamos $\nu = 8,9 \cdot 10^{14}$ Hz que corresponde a fótons de radiação ultravioleta ($\lambda = 337,1$ nm) .

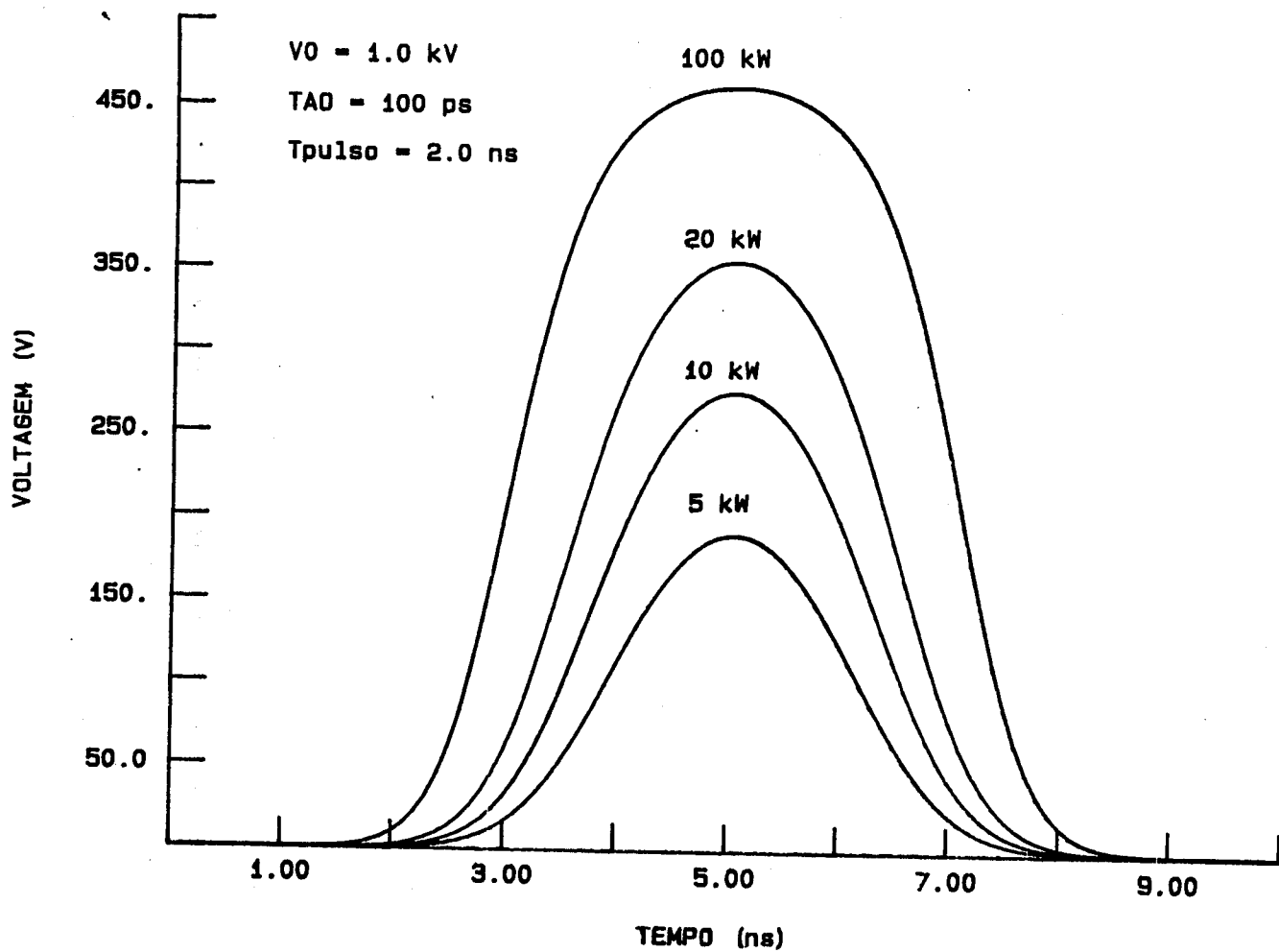


FIGURA 13 - Perfis temporais dos pulsos elétricos calculados numericamente .

Podemos observar que para potências muito altas ocorre um alargamento temporal do pulso elétrico em relação ao pulso laser . Para potências mais baixas o pulso elétrico tende a seguir o perfil do pulso laser , com uma redução de amplitude . Esse efeito de alargamento pode ser visualizado mais claramente na figura 14 , onde são mostrados os perfis normalizados do pulso laser e do pulso elétrico para alta e baixa potência . Nos casos em que o tempo de recombinação é maior do que a largura do pulso laser , o pulso elétrico não segue o perfil deste . A subida do pulso acompanha a do laser , mas é a recombinação que determina sua duração de forma mais acentuada , conforme mostra a figura 15 onde foram calculados os perfis normalizados para $\tau = 100$ ps e $t_p = 50$ ps .

Na figura 16 é mostrada a variação da tensão máxima de saída com a potência do laser para vários valores da voltagem de entrada . Vemos que a tensão de saída aumenta com a potência , saturando para valores muito elevados , situação em que é atingida a máxima voltagem possível , $V_0 / 2$.

É importante observar que nas aplicações em que se deseja pulsos elétricos de curta duração deve-se operar o dispositivo fora da saturação . O inconveniente , nesses casos , é a perda de eficiência conforme mostram os cálculos realizados .

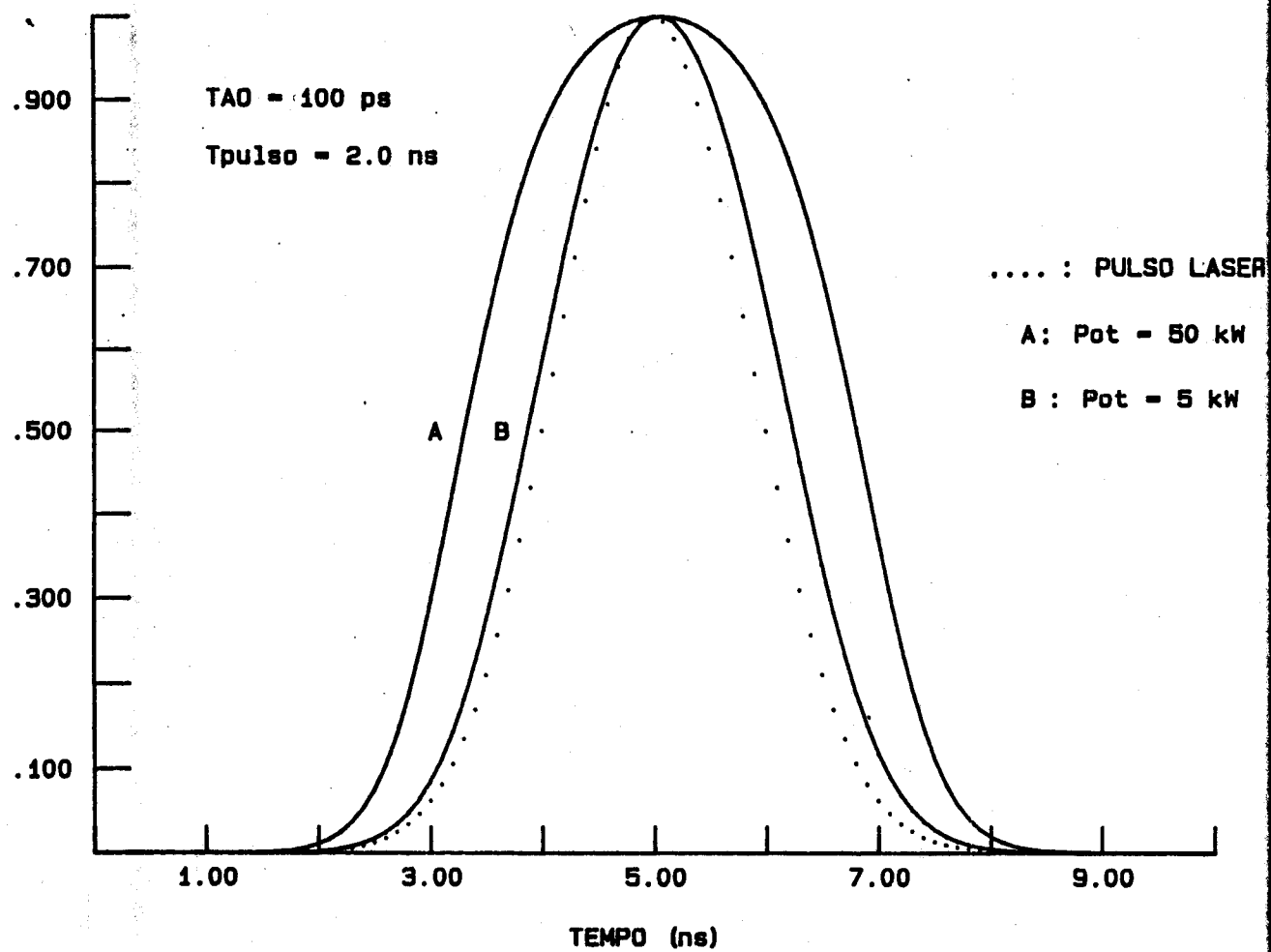


FIGURA 14 - Perfis temporais normalizados do pulso laser e pulsos elétricos calculados numericamente para $\tau = 100 \text{ ps}$ e $t_p = 2 \text{ ns}$.

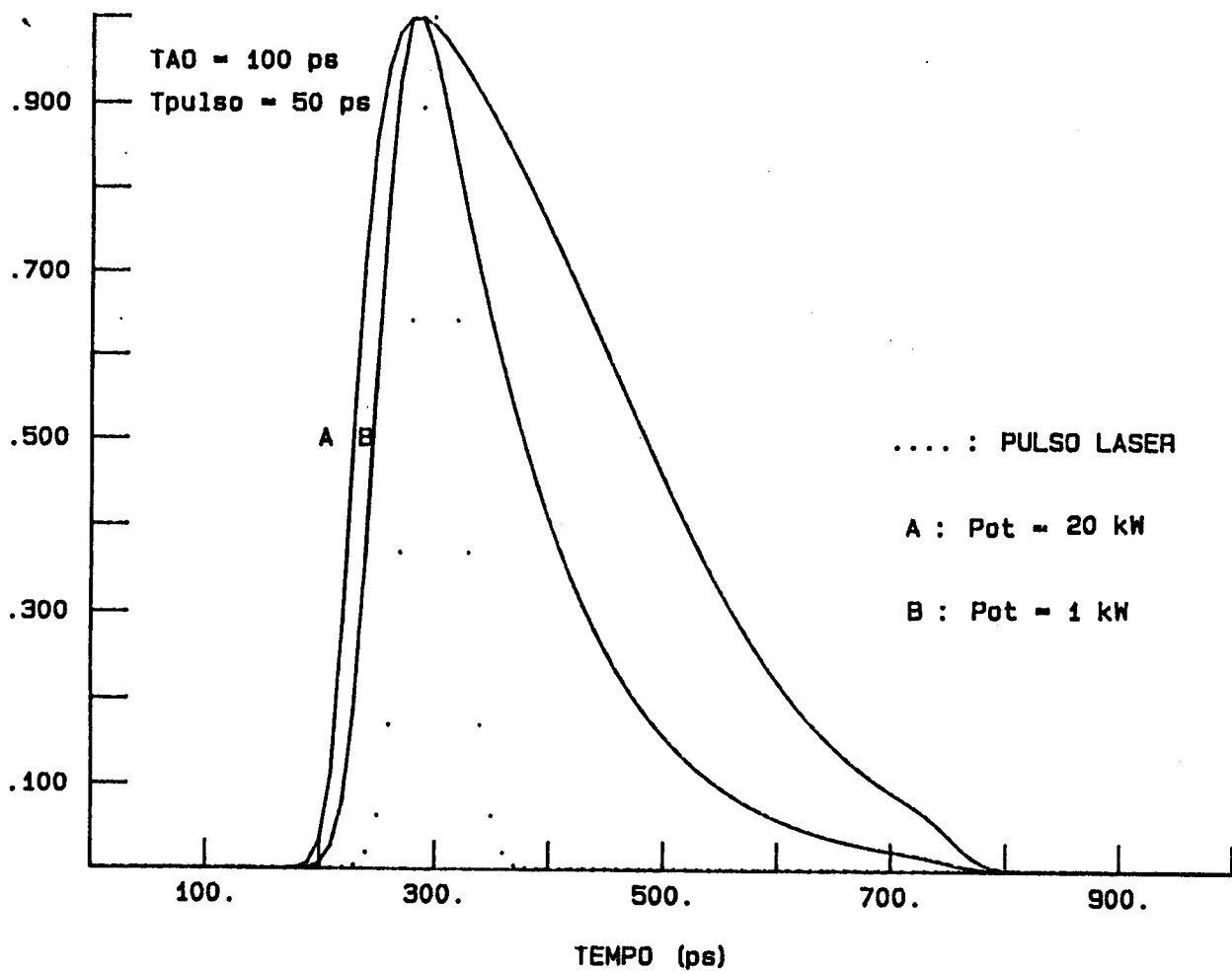


FIGURA 15 - Perfis temporais normalizados do pulso laser e pulsos elétricos calculados numericamente para $\tau = 100$ ps e $t_p = 50$ ps .

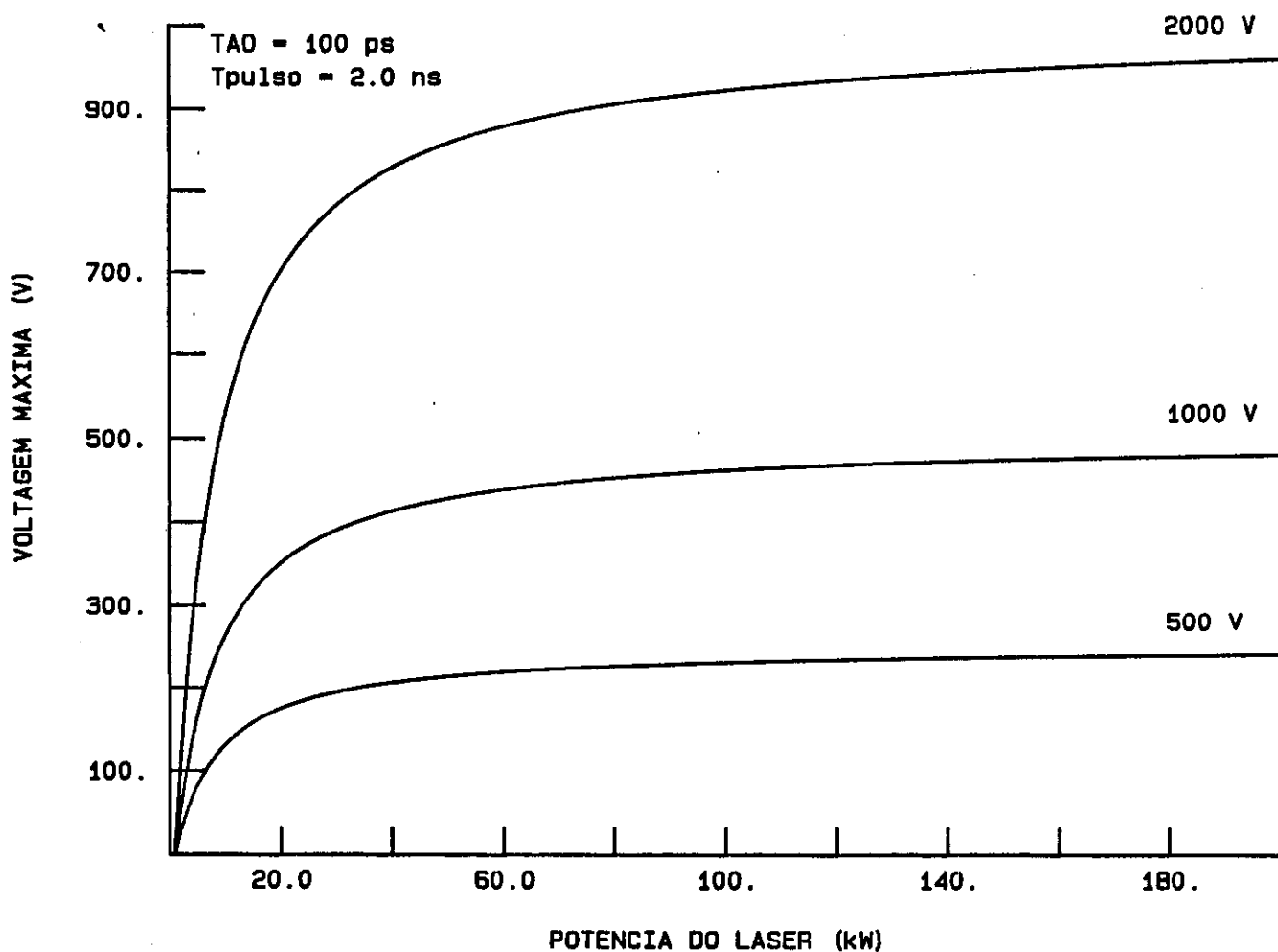


FIGURA 16 - Voltagem de saída em função da potência do laser calculada numericamente para vários valores de tensão de entrada .

REFERÊNCIAS

1. K. V. Shalíмова ; Física de los Semiconductores
ed. MIR - Moscou , cap. 11 .
2. C. H. Lee , V. K. Mathur ; IEEE J. Quantum
Electron. QE-17 (10) , 2098 (1981) .
3. C. H. Brito Cruz ; Geração de Pulsos Ultracurtos
de Radiação Laser , Tese de Doutorado , UNICAMP (1983) .
4. Handbook of Optical Society of America .
5. K. V. Shalíмова ; Física de los Semiconductores
ed. MIR - Moscou , cap. 2 .
6. K. V. Shalíмова ; Física de los Semiconductores
ed. MIR - Moscou , cap. 8 .
7. S. M. Sze ; Physics of Semiconductor Devices ,
ed. John Wiley & Sons , cap. 5 .
8. W. Margulis ; Dealing with Ultrafast Electrical
Pulses , publicação interna , Dep. of Applied Physics , Royal
Institute of Technology , Stockholm .
9. W. Margulis ; Picosecond Semiconductor Switching
Devices , Tese de Doutorado (1981) .

CAPÍTULO III

DESCRIÇÃO DO SISTEMA

3.1 - Construção da chave

3.1.1 - linha de transmissão

Adotamos a configuração para a chave optoeletrônica proposta por Lee [1] em que uma amostra de semicondutor é montada sobre um substrato isolante , interrompendo uma linha de transmissão de 50Ω . O substrato usado foi uma placa de circuito impresso de dupla face com espessura $h = 1,6$ mm e constante dielétrica $\epsilon_r = 3,0$. Numa das faces (superior) é deixada uma linha de transmissão com as características desejadas e a outra (inferior) fica totalmente revestida de cobre , fazendo o plano terra . Para haver boa eficiência no chaveamento elétrico , menores tempos de subida e largura do pulso é necessário haver casamento de impedância entre a linha de transmissão e os cabos utilizados que em geral são de 50Ω . Impedâncias mal casadas podem causar reflexões no sinal transmitido .

Para o cálculo da largura da linha , w , que fornece uma impedância de 50Ω utilizamos a seguinte relação semi-empírica [2] :

$$\frac{w}{h} = 8 e^A / (e^{2A} - 2) \quad (\text{III.1})$$

com

$$A = \frac{R_0}{60} \sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \left(0,23 + \frac{0,11}{\epsilon_r} \right) \quad (\text{III.2})$$

Para uma dada relação w/h a impedância da linha é dada por :

$$R_0 = 120 \sqrt{\epsilon_{eff}} / [w/h + 1.393 + 0.667 \ln(w/h + 1.444)] \quad (III.3)$$

onde ϵ_{eff} é a constante dielétrica efetiva que leva em conta o grau de confinamento do campo eletromagnético dentro do substrato. Temos :

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} (1 + 12h/w)^{-1/2} \quad (III.4)$$

Assim, para $R_0 = 50 \Omega$ devemos ter $A = 1,37$ e portanto $w \approx 4,0$ mm.

Foram desprezados no cálculo a espessura do condutor da linha e os efeitos de dispersão do sinal que se propaga na mesma. O efeito de dispersão torna-se um problema bastante sério para sinais de alta frequência (> 10 GHz) limitando a velocidade de chaveamento.

Em nosso caso são utilizados pulsos laser de duração ≈ 2 ns (FWHM) que correspondem a pulsos elétricos com frequência ≈ 500 MHz de modo que o efeito de dispersão pode ser desprezado.

O comprimento da linha de entrada foi determinado de modo que o tempo de propagação do sinal fosse maior do que a duração do pulso laser evitando que reflexões no resistor de carga ($R_c = 2,2$ k Ω) fossem superpostas ao sinal :

$$2L/c_n > \tau_p \quad (III.5)$$

onde $c_n = 1,73 \cdot 10^8$ m/s é a velocidade do sinal na linha.

Obtemos $L > 17$ cm e escolhemos $L = 2$ m .

A linha de saída foi feita com comprimento de ≈ 1 cm . Uma vez que operamos com sinais de tensão maiores que 100 V , é necessário atenuar o sinal chaveado antes de medi-lo com o osciloscópio afim de não danificar as gavetas . Isso é feito através de um divisor de tensão conectado à linha de saída montado também sobre a placa de circuito impresso . A linha é terminada em 50Ω através de uma associação de quatro resistores de 220Ω em paralelo . A figura 17 mostra um esquema do circuito resultante .

A interrupção para o semicondutor tem ≈ 1 cm .

3.1.2 - semicondutores

Os cristais utilizados na construção das chaves foram Cr : GaAs e Fe : InP semi-isolantes . Esses semicondutores são do grupo III-V e apresentam estrutura cristalina do tipo " zinc-blende " . Na tabela 1 são apresentadas algumas das suas propriedades mais importantes .

As amostras foram obtidas no Departamento de Física Aplicada da UNICAMP , onde foram cortadas e polidas . Sobre a face polida foram depositados os eletrodos (que consistem de um filme fino de Au-Ge-Ni) através da técnica de fotogravação . A largura dos eletrodos e sua separação (o " gap ") são determinadas por uma máscara que impede a deposição de metal . As amostras utilizadas têm dimensões 8 mm x 8 mm x 1 mm . Foram depositados eletrodos com 4 mm de largura separados por uma distância de 2,5 mm . Os contatos podem ser considerados razoavelmente ôhmicos .

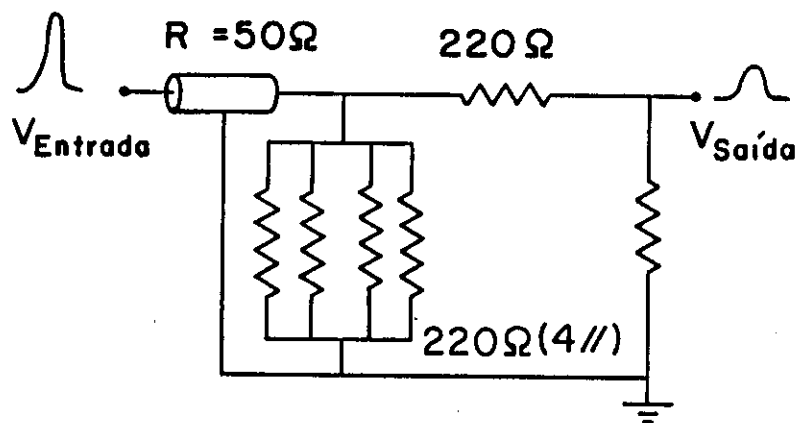


FIGURA 17 - Circuito divisor de tensão utilizado para atenuar o pulso elétrico chaveado .

3.1.3 - montagem

O semicondutor é fixado na interrupção da linha de transmissão utilizando-se massa para fixação de espelhos . O contato entre os eletrodos e a linha é feito com tinta de prata EMETRON .

A placa de circuito impresso é então montada em um suporte de alumínio onde estão fixados os conectores BNC para ligação com a fonte de tensão (entrada) e osciloscópio (saída) . Na figura 18 é mostrada uma foto do dispositivo montado .

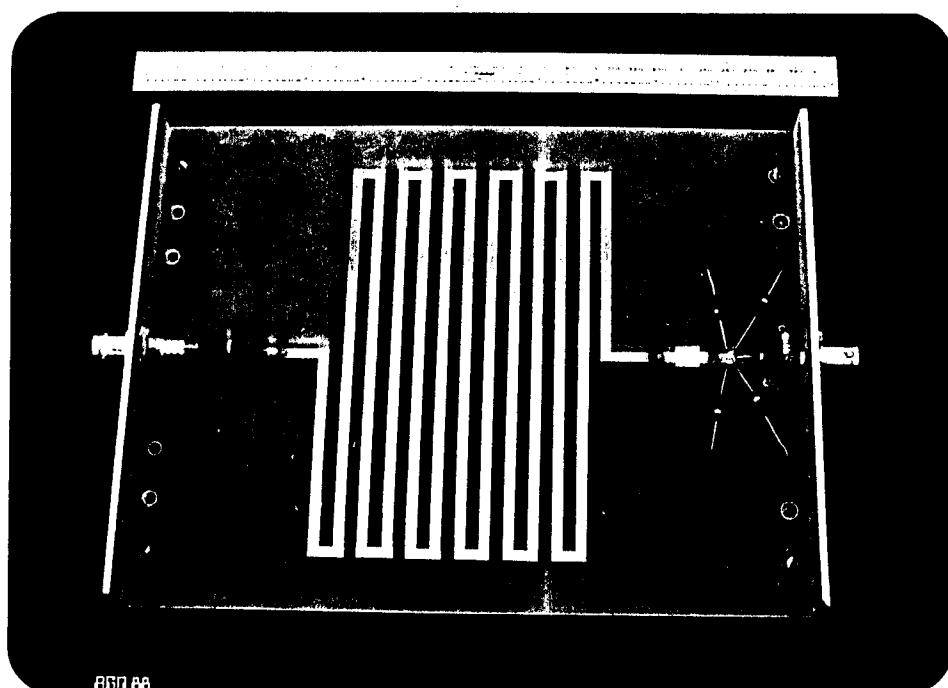


FIGURA 18 - Foto do dispositivo montado .

3.2 - Laser de nitrogênio

Para o controle da chave optoeletrônica foi construído um laser de nitrogênio pulsado tipo TE (transversal elétrico) operando no ultravioleta ($\lambda = 337,1 \text{ nm}$) .

Podemos considerar o laser de nitrogênio na linha 337,1 nm como um laser de três níveis , sendo a transição laser situada entre os níveis $C^3\Pi_u$ (nível superior) e $B^3\Pi_g$ (nível inferior) . O nível $X'^1\Sigma^+_g$ é o nível fundamental [3] . Na figura 19 estão representados os diagramas de energia destes níveis [3] .

A principal dificuldade na obtenção desta transição está no curto tempo de vida radiativo dos níveis envolvidos . Para a faixa de pressões utilizada (100 - 400 torr) o tempo de vida do nível superior é da ordem de 10 ns . Deste modo , para obtermos inversão de população a excitação deve ocorrer em um tempo menor ou igual a esse tempo de vida radiativo [4] . O circuito utilizado para excitação do laser construído é um circuito de transferência capacitiva [5 , 6] conforme esquematizado na figura 20 . Nesta configuração a energia é armazenada no capacitor C1 (7,5 nF , cerâmico) que é carregado até uma voltagem $V = 20 \text{ kV}$. Esta energia é transferida ao capacitor C2 (1,5 nF , cerâmico) através de um " spark-gap " gatilhado com uma vela de ignição . O capacitor C2 é conectado tão próximo quanto possível do canal de descarga do laser de modo que quando é atingida a tensão de ruptura dielétrica do gás a energia é descarregada rapidamente num tempo dado por :

$$T_d \approx \frac{\pi}{\omega} (L_a C_2)^{1/2} \quad (\text{III.6})$$

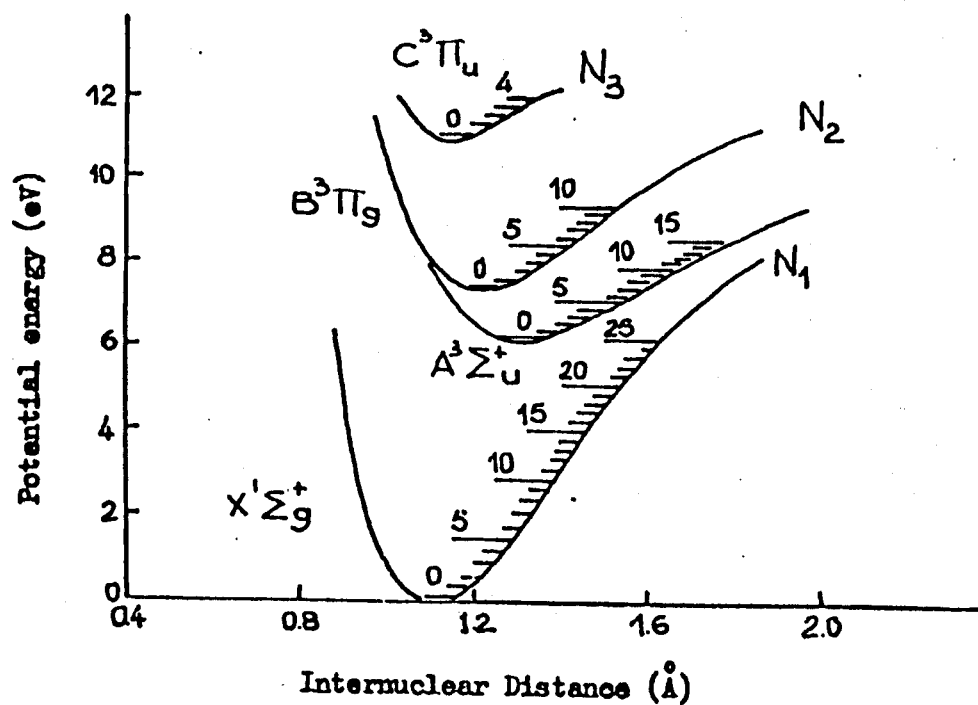


FIGURA 19 - Diagrama de níveis de energia para a molécula de nitrogênio [3] .

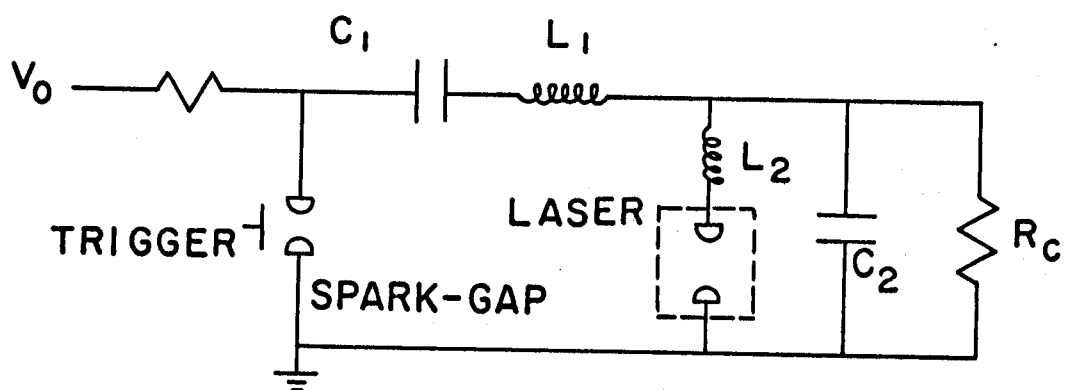


FIGURA 20 - Circuito de transferência capacitiva utilizado para excitação do laser de nitrogênio .

onde L_2 é a indutância da ligação entre C2 e o canal de descarga .

O valor da tensão de ruptura dielétrica dinâmica é bem maior que o seu valor estático e depende do tempo de subida da tensão no canal (aumenta com a redução do tempo de subida) . Assim , é interessante diminuir também a indutância da ligação entre C1 e C2 . O capacitor C1 é , então , colocado bem próximo de C2 resultando em uma montagem extremamente compacta .

O tubo do laser é uma placa de acrílico fechada por duas chapas de alumínio onde são fixados os eletrodos . Estes eletrodos são de alumínio com perfil semi-cilíndrico de raio 7,5 mm e comprimento 190 mm . Quando montados no corpo de acrílico , os eletrodos ficam a uma distância de ≈ 4 mm . A vedação é feita com " O-rings " colocados entre as chapas de alumínio e o corpo de acrílico que possui dois orifícios laterais para entrada e saída do nitrogênio . Uma das extremidades foi fechada com uma janela de vidro fina e a outra com um espelho plano de alumínio totalmente refletor . A pré - ionização é feita por efeito corona aproveitando-se a própria descarga do laser . Uma fina chapa de cobre estende-se de ambos os lados do eletrodo inferior ao superior , isolada por uma folha de " mylar " . Assim , pouco antes da descarga principal ocorrer , forma-se uma corona que resulta numa descarga de pré-ionização que uniformiza a descarga principal .

Obtivemos emissão de pulsos laser em 337,1 nm com repetição de até 20 Hz para uma larga faixa de pressões (50 - 400 torr) . Na figura 21 é mostrado um gráfico da potência de saída (em unidades arbitrárias) em função da pressão de

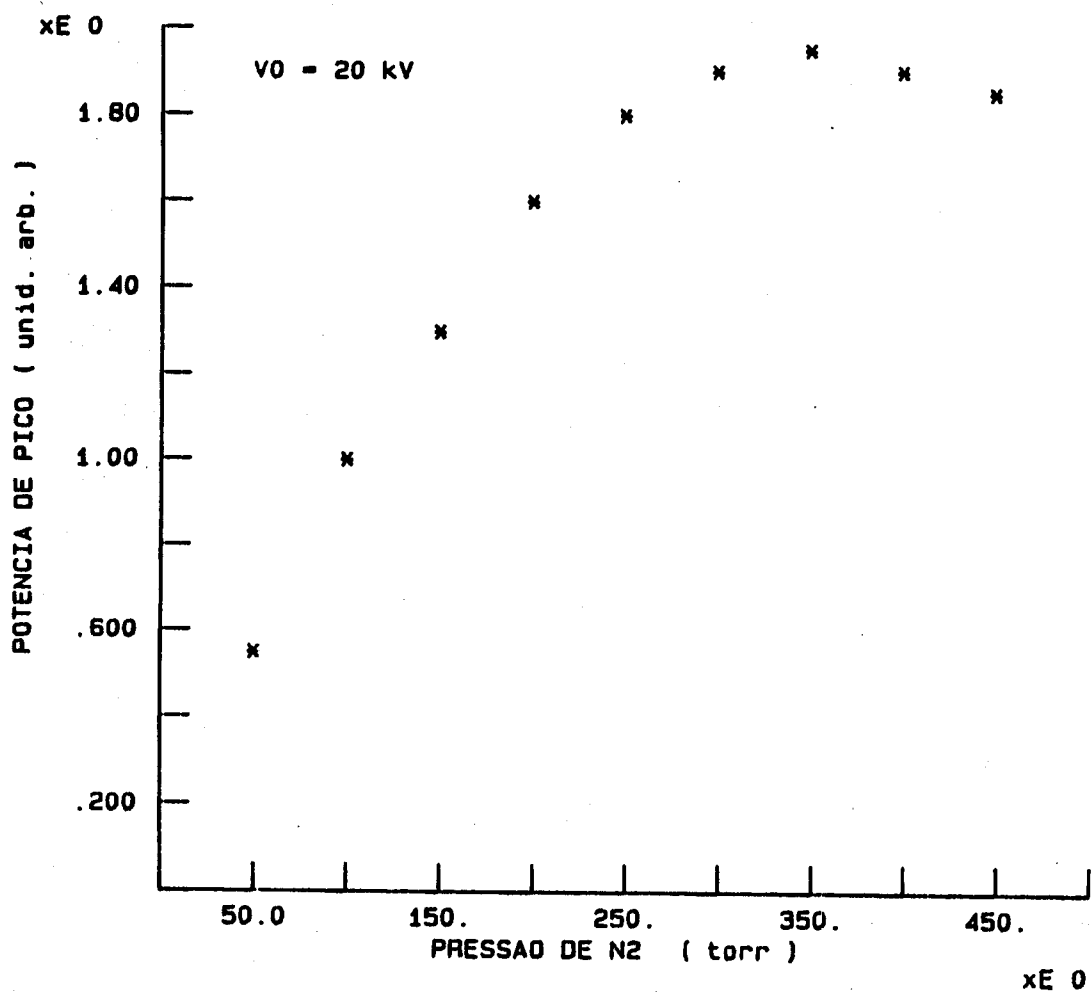


FIGURA 21 - Potência de saída do laser em função da pressão de nitrogênio para uma tensão de carga de 20 kV .

nitrogênio . Notamos que a potência máxima (para a tensão de carga 20 kV) é obtida para pressão de 380 torr . A figura 22 mostra uma foto do perfil temporal do pulso laser obtida com um detetor tipo fotodiodo ITL modelo TFI-850 (tempo de resposta 100 ps) . A largura temporal FWHM é 2 ns , sendo o perfil aproximadamente gaussiano . A energia do pulso medida com um detetor piroelétrico MOLECTRON foi 230 μ J , o que corresponde a uma potência de pico \approx 145 kW .

A largura do pulso observada está limitada pelo tempo de resposta do sistema de medida utilizado (osciloscópio TEKTRONIX 7904 com " plug-in " 7A26) que é 1.8 ns .

Na figura 23 é mostrada uma foto do laser montado .

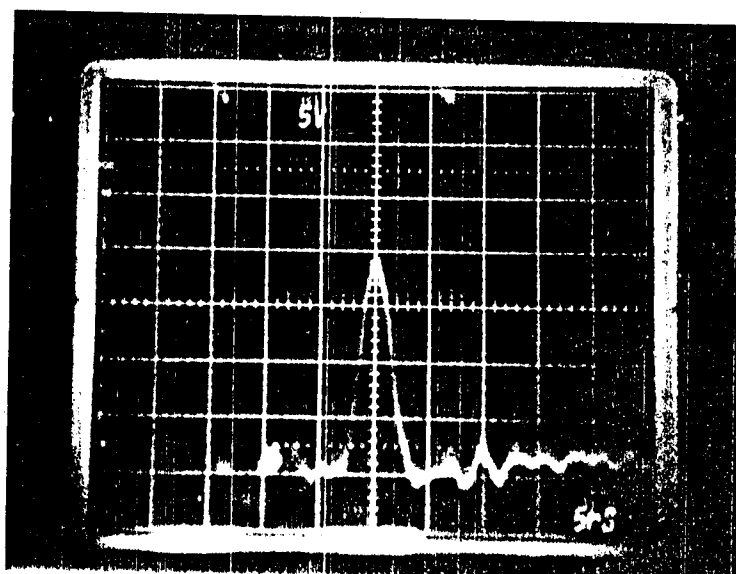


FIGURA 22 - Pulso do laser de nitrogênio obtido à pressão de 380 torr . Escala horizontal : 5 ns / div . .

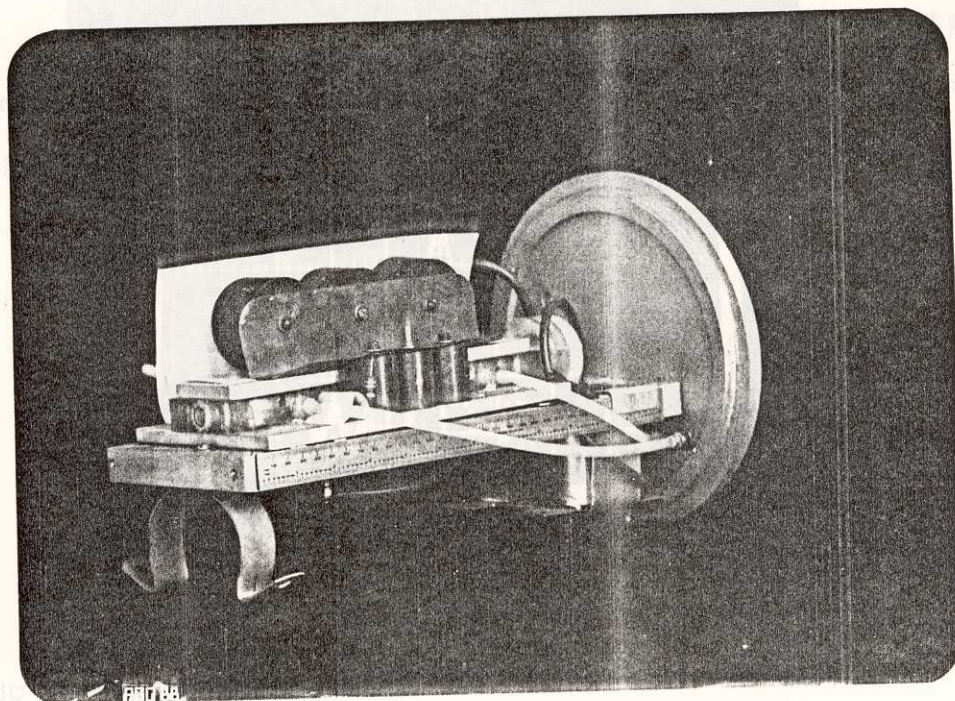


FIGURA 23 - Foto do laser montado .

3.3 - Esquema geral do experimento

Na figura 24 é mostrado um esquema da montagem executada . O laser é focalizado sobre o " gap " entre os eletrodos no semiconductor através de uma lente convergente fixada em um posicionador xy para ajuste e alinhamento . O suporte de alumínio (onde é montada a placa de circuito impresso) é fixado na bancada .

Para variação da intensidade do laser utilizamos lâminas de microscópio cujo fator de atenuação medido para o comprimento de onda utilizado (337,1 nm) é $\simeq 30 \%$.

As medidas foram feitas com osciloscópio TEKTRONIX 7904 e " plug-in " 7A19 (tempo de resposta 700 ns) . Para traçar o perfil temporal dos pulsos utilizamos um osciloscópio de " sampling " PHILIPS modelo PM 3400 e um " plotter " HP .

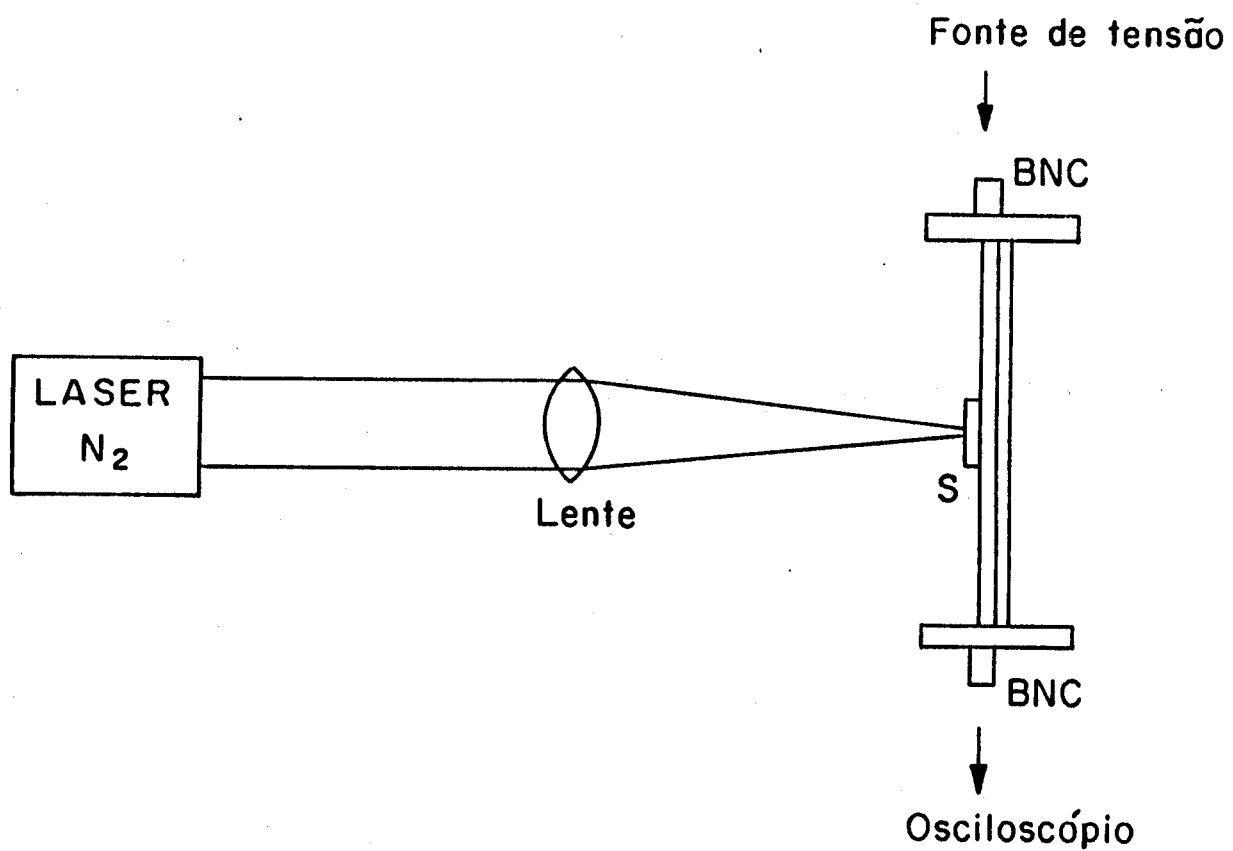


FIGURA 24 - Esquema geral do experimento .

REFERÊNCIAS

1. C. H. Lee ; Appl. Phys. Lett. 30 (2) , 84
(1977) .
2. W. Margulis ; Picosecond Semiconductor Switching
Devices , Tese de Doutorado (1981) .
3. B. Godard ; IEEE J. Quantum Electron. , QE-10
(2) , 147 (1974) .
4. E. T. Gerry ; Appl. Phys. Lett. 7 (1) , 6
(1965) .
5. A. J. Andrews , A. J. Kearsley , C. E. Webb ,
S. C. Haydon ; Opt. Commun. 20 , 265 (1977) .
6. C. H. Brito Cruz , V. Loureiro , A. D. Tavares ,
A. Scalabrin ; Appl. Phys. B 35 , 131 (1984) .

CAPÍTULO IV

CHAVEAMENTO DE ALTA TENSÃO

4.1 - Caracterização do sistema de medida

Quando se opera com pulsos de curta duração é importante levar-se em conta os efeitos devidos à largura de faixa finita do sistema utilizado para medir os sinais elétricos obtidos. A forma e a amplitude dos sinais medidos pode ser significativamente afetada pelo tempo de resposta do osciloscópio e "plug-in" utilizados, bem como pelos elementos do circuito de saída (divisores de tensão, conectores, cabos, etc.). [1].

Através da simulação numérica estudamos esse efeito para a chave optoeletrônica excitada com um pulso laser de largura FWHM 2 ns.

Consideramos que a resposta em frequência do sistema seja dada por uma gaussiana larga :

$$\psi(f) = e^{-\beta f^2} \quad (\text{IV.1})$$

onde $\beta = \ln 2 / f_{1/2}^2$, sendo $f_{1/2}$ a frequência de corte definida como a frequência em que a resposta cai para 1 / 2 (figura 30).

A resposta no tempo (resposta ao impulso unitário) será dada pela transformada de Fourier de $\psi(f)$:

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(f) e^{j2\pi ft} df \quad (\text{IV.2})$$

$$F(t) = \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} e^{-\frac{\pi^2}{\beta} t^2} \quad (\text{IV.3})$$

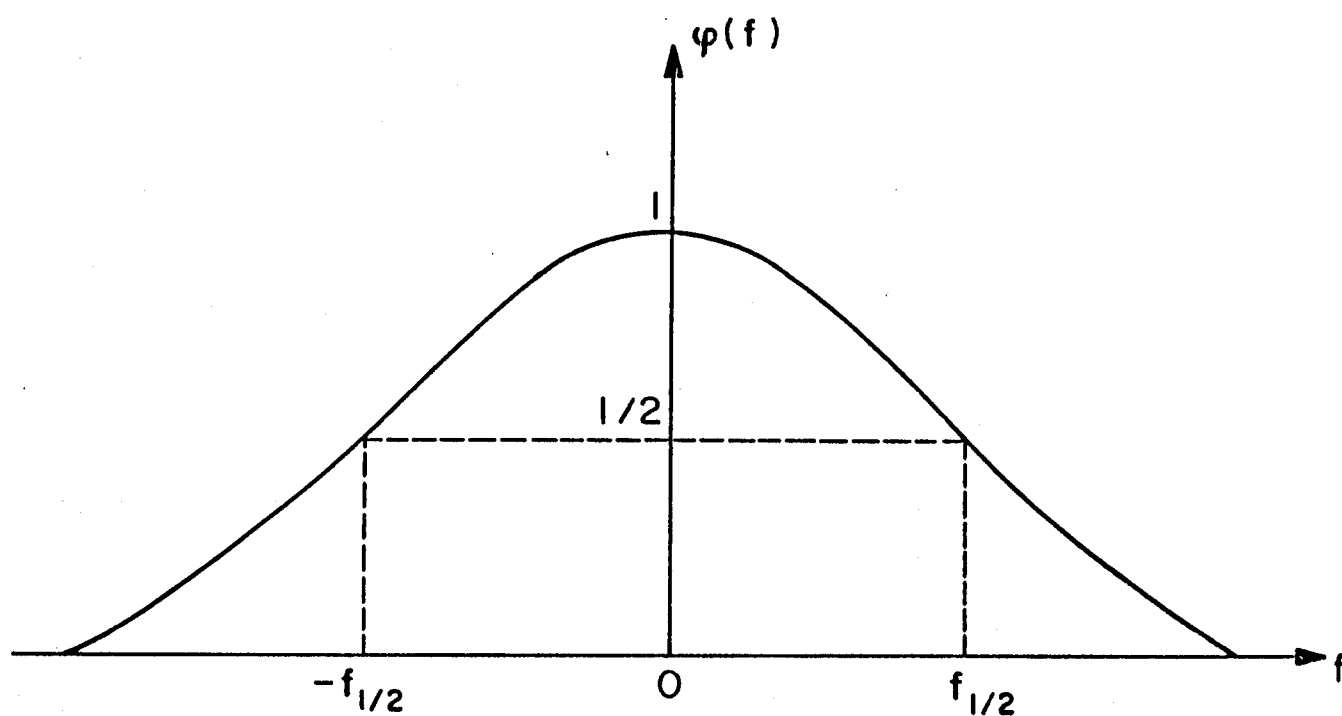


FIGURA 25 - Curva de resposta em frequência do sistema de medida utilizada na simulação numérica , onde $2 f_{1/2}$ é a largura de banda do sistema .

Para um osciloscópio TEKTRONIX 7904 com gaveta 7A19 temos uma largura de faixa de 500 MHz que corresponde a um tempo de resposta de 0.8 ns . Com gaveta 7A26 a largura de faixa é 200 MHz o que corresponde a um tempo de resposta de 1.8 ns . A gaveta 7A26 possui um filtro que permite reduzir a largura de faixa para 20 MHz .

O sinal obtido na medida da voltagem de saída , $V_m(t)$, será dado pela convolução do sinal real , $V_s(t)$, com a função resposta ao impulso , $F(t)$:

$$V_m(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t'-t) V_s(t') dt' \quad (IV.4)$$

Na figura 26 são mostrados os perfis temporais do sinal real (A) e dos sinais convoluídos (B , C e D) para três larguras de faixa diferentes . Vemos que há uma diminuição de amplitude e um alargamento temporal dos pulsos à medida que diminui a largura de faixa do sistema . Deve-se , portanto , esperar uma eficiência " aparente " de chaveamento menor ao medir os sinais com sistemas de tempo de resposta maiores ou comparáveis à duração dos pulsos elétricos . Vemos que para $BW = 400$ MHz o pulso medido praticamente segue o pulso real .

Nas figuras 27a , 27b e 27c são mostrados os sinais elétricos obtidos com GaAs para $V_o = 1$ kV e potência do laser 145 kW respectivamente para larguras de faixa 500 MHz (7A19) , 200 MHz (7A26) e 20 MHz (7A26 com filtro) . Vemos que os pulsos medidos com as gavetas 7A19 e 7A26 têm largura FWHM 2 ns e praticamente seguem o pulso laser . A diferença de amplitude entre os dois é bem pequena ($\approx 10\%$) . No caso da gaveta 7A26

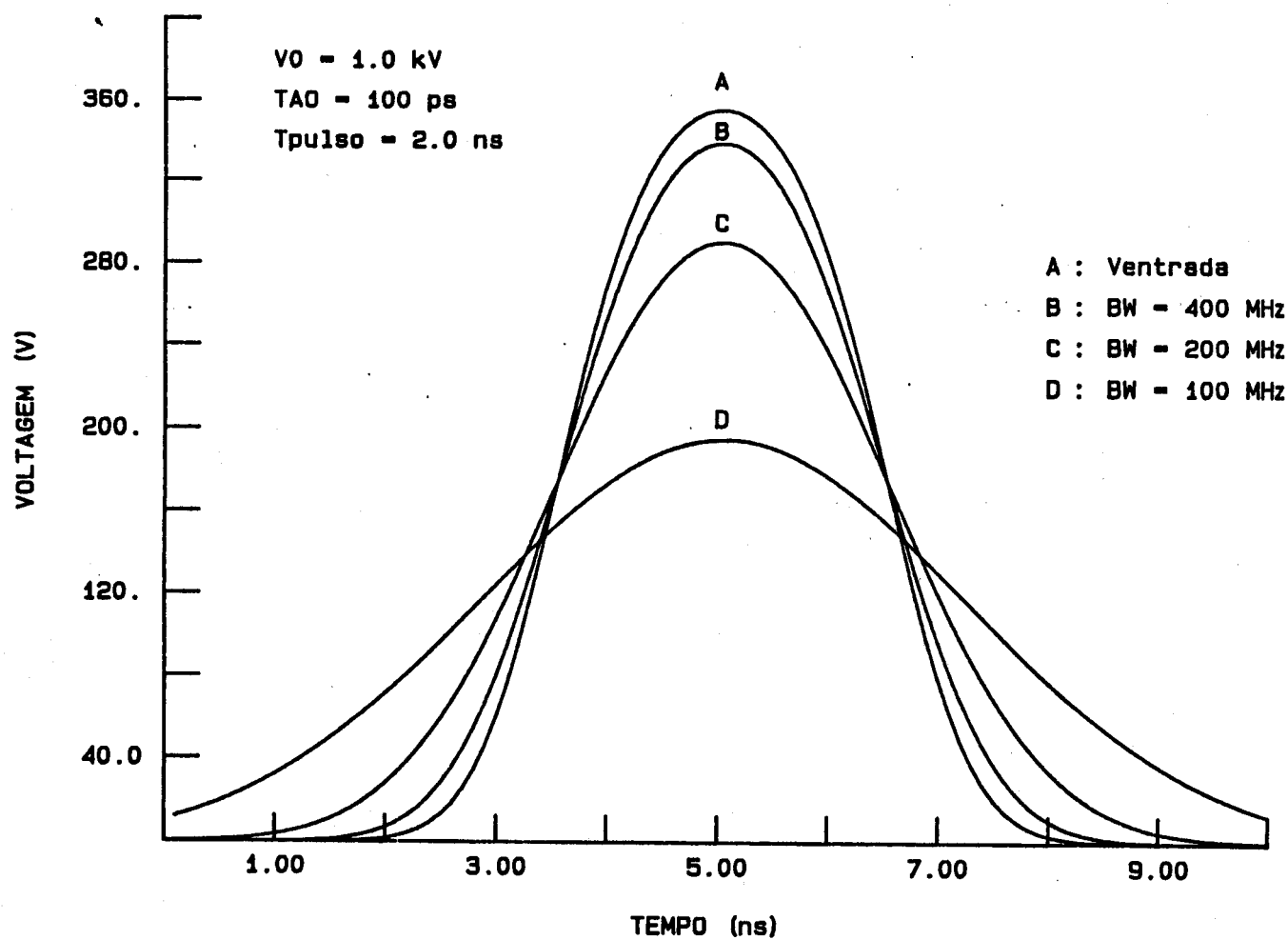
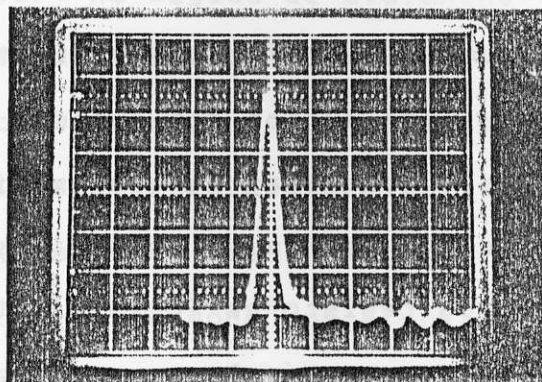
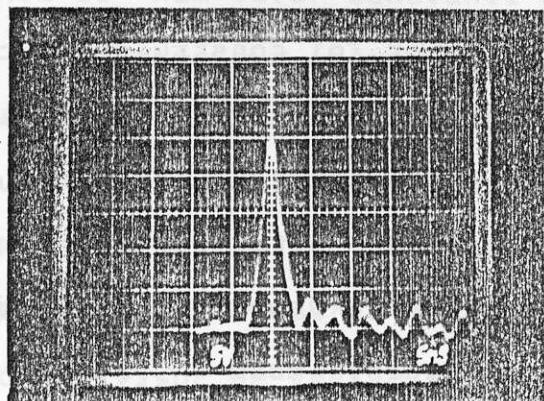


FIGURA 26 - Perfis temporais dos sinais elétricos convoluídos com a função resposta do sistema de medida , $F(t)$.

(a)



(b)



(c)

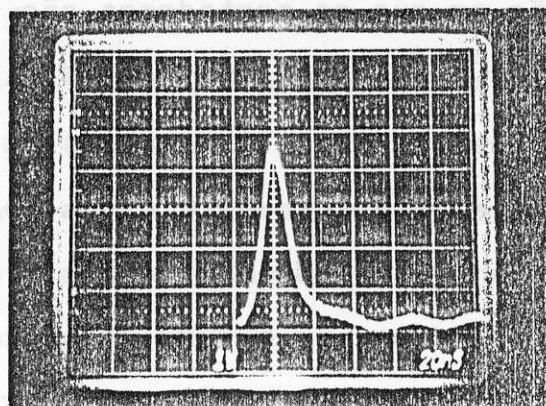


FIGURA 27 - Pulsos elétricos obtidos com uma chave de GaAs ativada por laser N₂ para tensão de entrada 500 V . A medida foi feita com osciloscópio TEKTRONIX 7904 : (a) gaveta 7A19 (500 MHz) , esc. hor. 5 ns / div. , esc. vert. 5 V / div. (b) gaveta 7A26 (200 MHz) , esc. hor. 5 ns / div. , esc. vert. 5 V / div. (c) gaveta 7A26 com filtro (20 MHz) , esc. hor. 20 ns / div. , esc. vert. 1 V / div. .

com filtro o pulso é bastante alargado , ficando com duração 20 ns , e sua amplitude é significativamente reduzida .

Assim , para pulsos com duração da ordem de 2 ns as gavetas 7A19 e 7A26 são adequadas para as medidas .

O circuito utilizado para divisão de tensão também foi caracterizado . Os resistores foram ajustados de forma que o tempo de resposta fosse compatível com os sinais medidos . Para a caracterização do divisor foi construído um circuito gerador de pulsos utilizando o fenômeno de avalanche em transístores . Esse efeito [2] ocorre em certos transístores quando a voltagem de coletor é suficientemente alta e próxima da voltagem de " breakdown " . O " breakdown " de uma junção reversamente polarizada ocorre do seguinte modo : próximo à junção existe uma camada de depleção em que os portadores são acelerados por um campo elétrico . Se a tensão aplicada é suficientemente alta , os portadores ganham energia suficiente para ionizar átomos neutros da rede por colisão e então produzir novos portadores . Esses portadores , por sua vez , são acelerados e podem então ionizar mais átomos . Dessa forma , o número de portadores cresce com a voltagem aplicada , podendo tornar-se muito grande a uma voltagem crítica chamada voltagem de " breakdown " . Na figura 28 [2] é mostrada a característica de coletor para um transístor onde são indicadas as regiões de operação . A tensão acima da qual o ganho de corrente é maior do que a unidade é chamada tensão de avalanche . Na região IV indicada temos o transístor operando em avalanche e na região V temos o " breakdown " da junção . Mantendo a dissipação dentro de limites razoáveis é possível

operar o transistor na região de avalanche .

Na figura 29 é mostrado o circuito utilizado para gerar pulsos de curta duração para caracterizar o divisor de tensão . Quando a tensão de coletor , V_c , atinge o valor em que ocorre avalanche (no caso $\approx 185 \text{ V}$) temos um brusco aumento da corrente de coletor , de modo que a voltagem no emissor sobe rapidamente mantendo-se num valor constante durante um tempo T proporcional a C . Este tempo é o tempo de descarga do capacitor C . Utilizamos um transistor 2N2222 e um cabo de 50Ω com uma das extremidades em aberto no lugar do capacitor (esse cabo funciona como linha de descarga) . Os pulsos gerados têm tempo de subida 800 ps e são aplicados na linha de saída da chave , onde está conectado o divisor de tensão .

Na figura 30 são mostradas as formas de onda das tensões de entrada e saída . Vemos que ocorre divisão da voltagem por um fator ≈ 11 . O pulso de saída praticamente segue o perfil do pulso de entrada . Na figura 31 são mostradas em detalhe as subidas dos pulsos . Observamos que o sinal de saída sobe mais rapidamente . Esse fato pode ser devido às oscilações provocadas pelas indutâncias das ligações e dos componentes , cujos efeitos tornam-se significativos nessa faixa de tempo ($< 1 \text{ ns}$) . Para pulsos com duração da ordem de 2 ns o divisor é , portanto , razoavelmente adequado para as medidas .

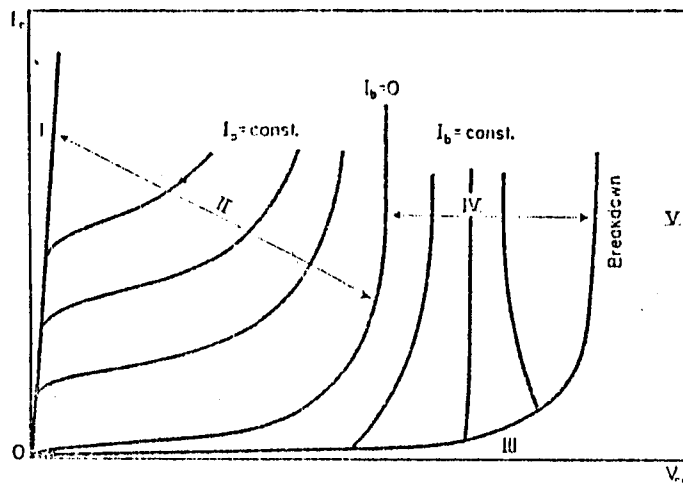


FIGURA 28 - Característica de coletor para um transistor [2] .

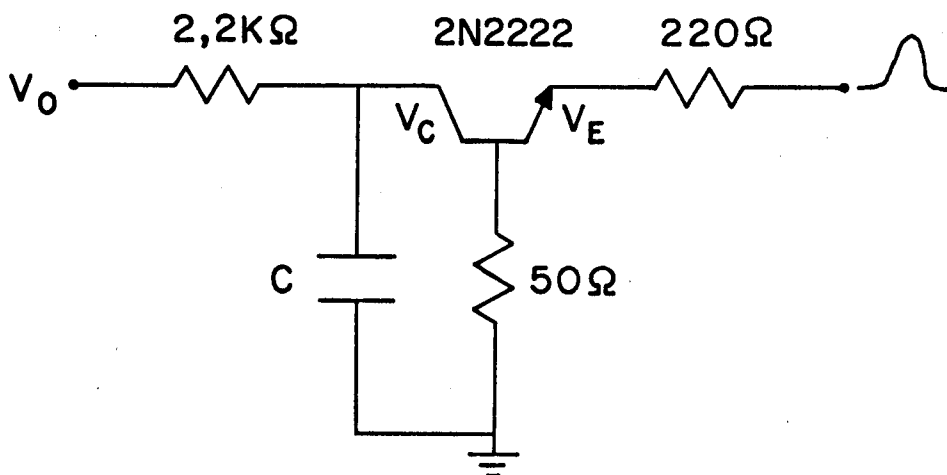


FIGURA 29 - Circuito gerador de pulsos com transistor operando em avalanche , utilizado para caracterizar o sistema de medida .

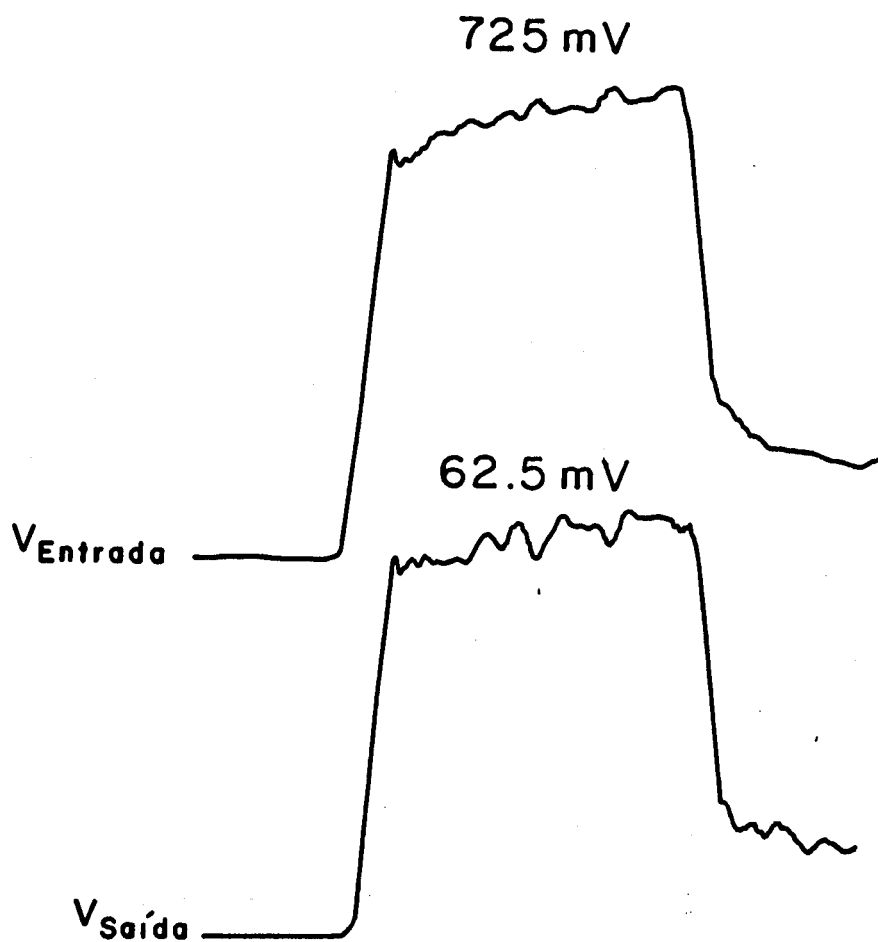


FIGURA 30 - Formas de onda dos sinais elétricos no divisor de tensão .

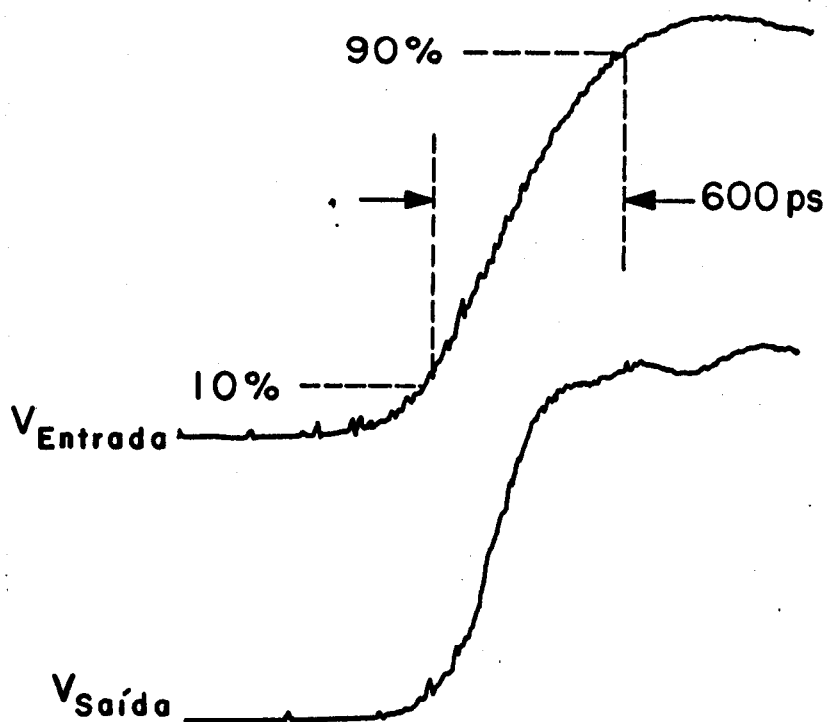


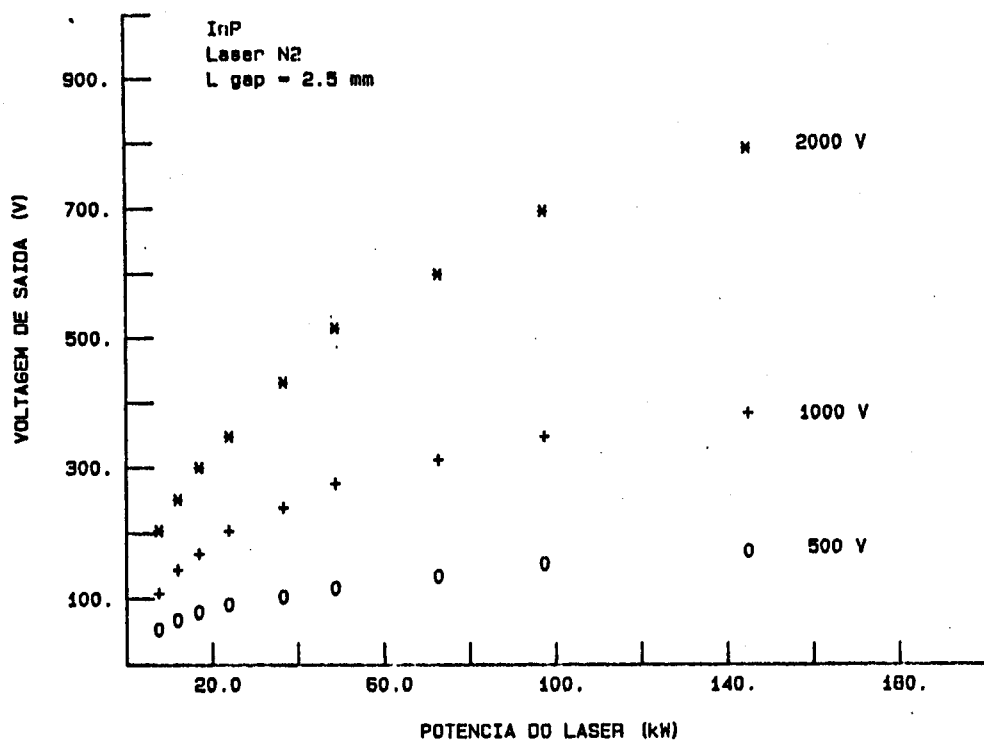
FIGURA 31 - Subida das voltagens no divisor de tensão .

4.2 - Efeito de potência do laser

Nas figuras 32a e 32b são mostrados os valores da voltagem de saída em função da potência do pulso laser obtidos para as chaves de InP e GaAs respectivamente, operando com vários valores de voltagem de entrada V_o . Vemos que a voltagem de saída cresce de forma praticamente linear para potências pequenas e passa a sofrer menos variação para potências maiores. No caso do InP podemos ver o efeito de saturação previsto. A voltagem de saída tende para $V_o / 2$ quando o dispositivo está saturado. O mesmo não acontece para o GaAs. Para uma mesma potência do laser, a eficiência de chaveamento obtida é bem menor do que a observada para o InP.

Os perfis temporais dos pulsos elétricos obtidos para $V_o = 400$ V são mostrados na figura 33. Em 33a é mostrado o perfil do pulso laser. Sua largura FWHM é 2,5 ns. Em 33b temos o perfil do pulso elétrico obtido com InP para potência do laser 145 kW. A amplitude do pulso é 170 V, bem próximo de $V_o / 2$, e sua largura FWHM é 3,5 ns de modo que a saturação está bem caracterizada. Em 33c temos o pulso obtido para potência do laser 24 kW. A amplitude é 97 V e a largura é 2,7 ns. Vemos que o pulso praticamente segue o perfil do pulso laser. Em 33d temos o pulso elétrico obtido com GaAs para potência 145 kW. A amplitude é 120 V e sua largura FWHM é 2,7 ns, bem próxima da largura do pulso laser indicando que o dispositivo não está saturado. Em 33e, finalmente, temos o pulso elétrico obtido para potência 73 kW. A amplitude é ainda menor, 88 V, e a largura é 2,5 ns.

(a)



(b)

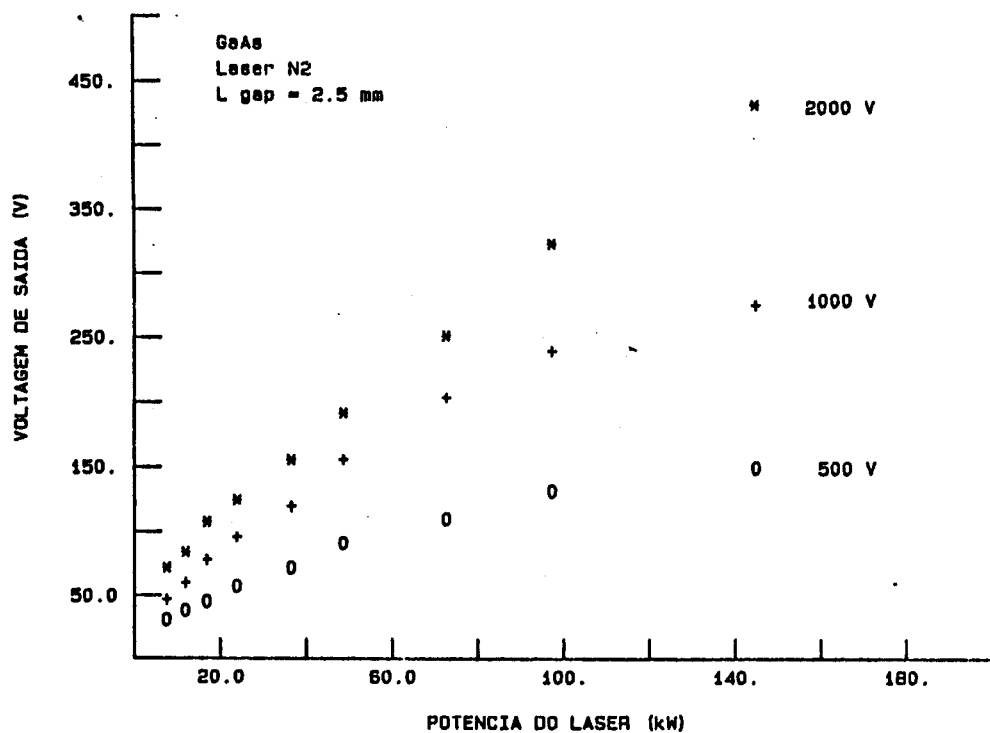


FIGURA 32 - Voltagem de saída em função da potência do laser incidente : (a) InP ; (b) GaAs .

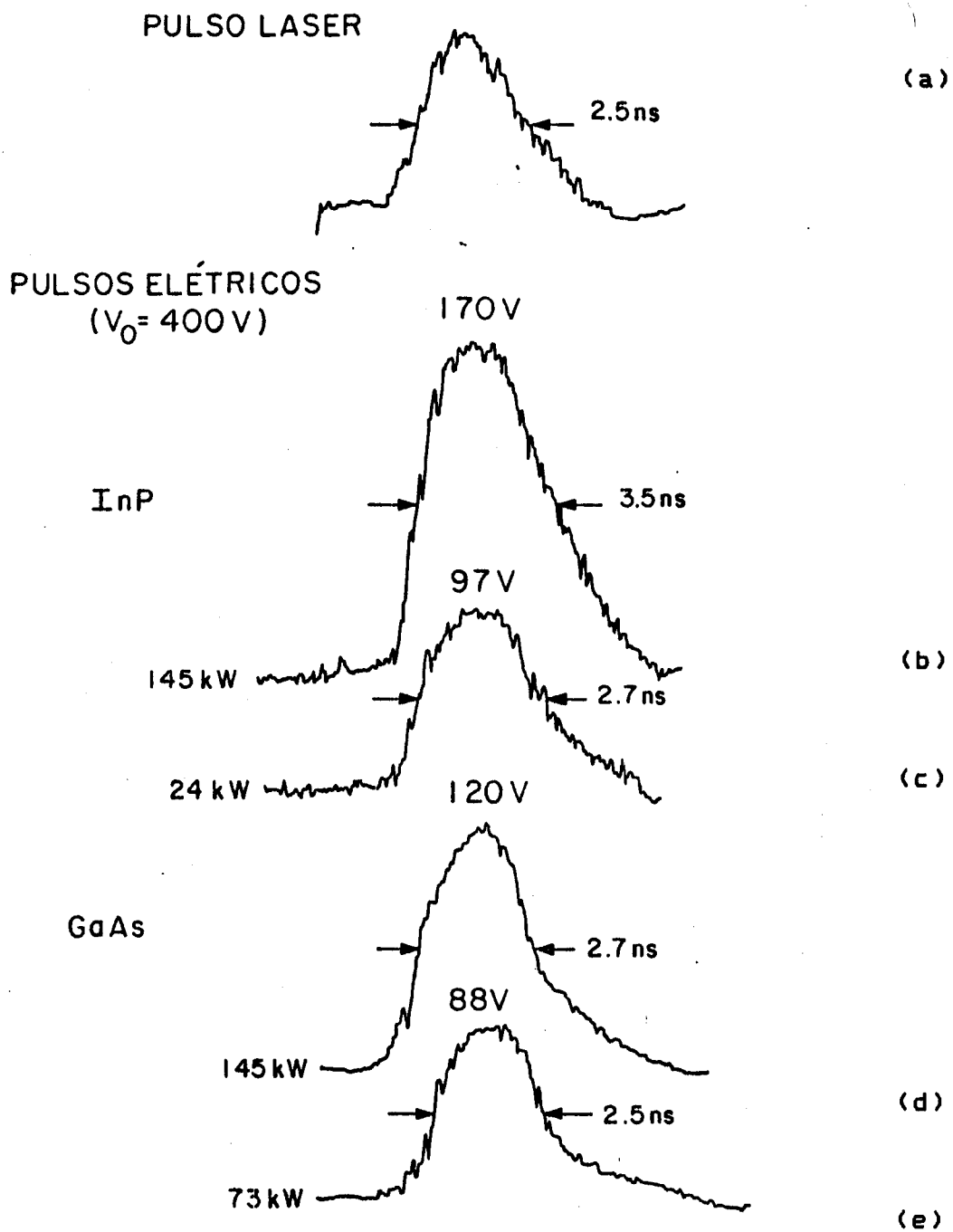


FIGURA 33 - Perfis temporais : (a) pulso laser N2 ;
(b , c) pulso elétrico InP ; (d , e) pulso elétrico GaAs .

4.3 - Efeito do campo elétrico aplicado

De acordo com a expressão (II.82), para uma dada potência do laser , a voltagem de saída da chave deve variar linearmente com a voltagem V aplicada :

$$V_s = \gamma V_o \quad (IV.5)$$

onde

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{100}{100 + R} \quad (IV.6)$$

Para $R \ll 100 \Omega$, quando a chave está saturada , temos $\gamma = 1 / 2$.

No entanto , este não é o comportamento observado no funcionamento do dispositivo . Nas figuras 34a e 34b são mostrados os valores da voltagem de saída em função da voltagem de entrada V obtidos para a chave com InP e GaAs respectivamente , com várias potências do laser . A linha pontilhada que aparece nos gráficos corresponde a $\gamma = 1 / 2$ (100 % de eficiência) . No caso do InP , vemos que o crescimento é praticamente linear , tendendo para a linha pontilhada ($\gamma = 1$) à medida que aumenta a potência . Para a menor potência (12 kW) há uma pequena diminuição da inclinação quando a voltagem de entrada é maior que 1800 V . Para o GaAs o comportamento é bem distinto . A voltagem de saída cresce linearmente para pequenos valores de V mas afasta-se bastante da reta pontilhada ($\gamma = 1$) mesmo para o maior valor de potência (145 kW) . Além disso , para valores de voltagem de entrada maiores que 1000 V a voltagem de saída tende à saturação .

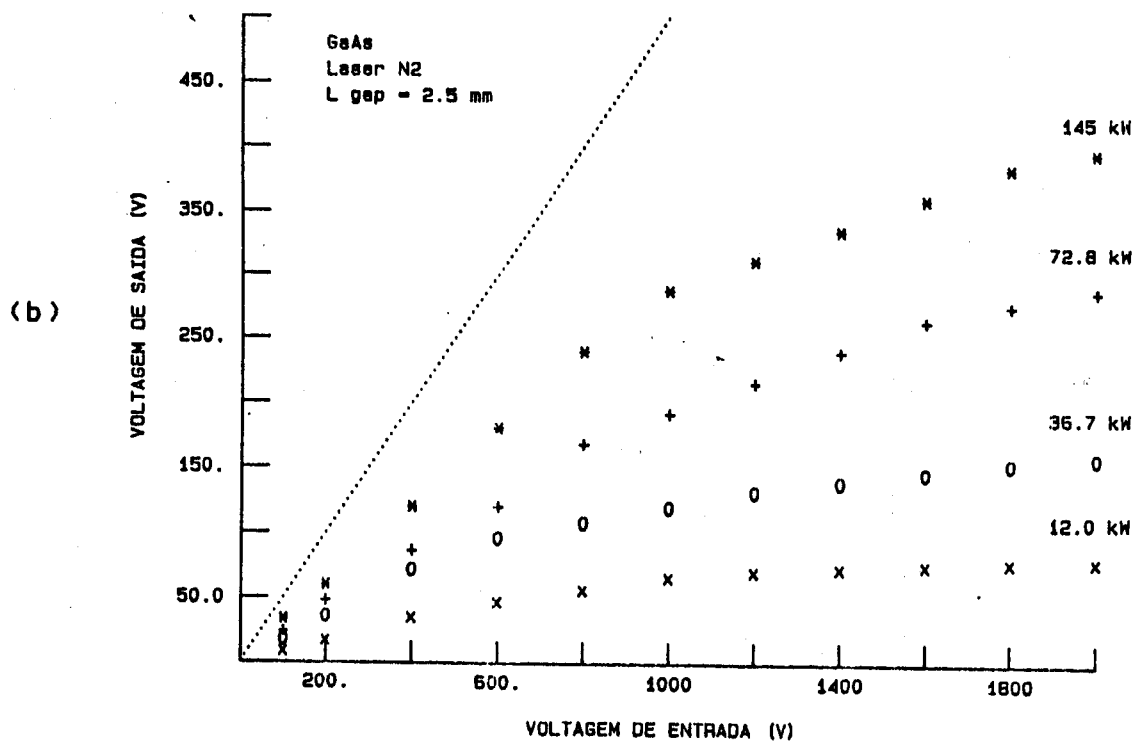
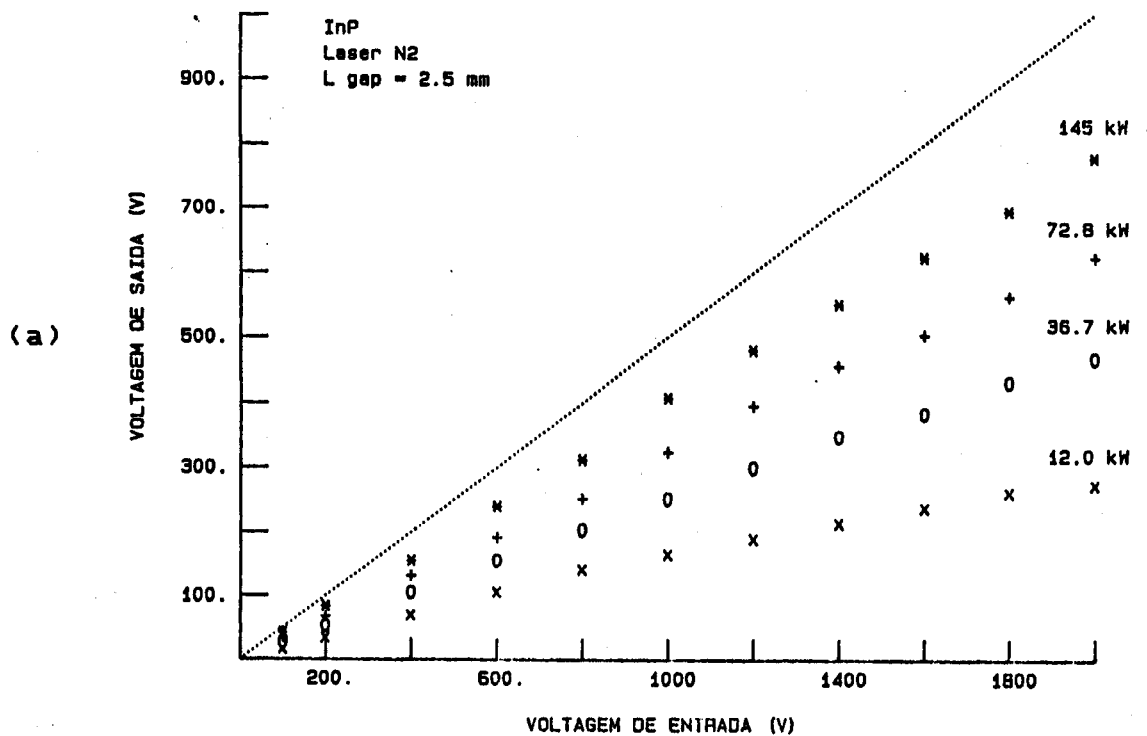


FIGURA 34 - Voltagem de saída em função da voltagem de entrada . A reta pontilhada corresponde à eficiência 100 % :

(a) InP ; (b) GaAs .

4.4 - Discussão dos resultados

Os resultados descritos anteriormente mostram que a eficiência de chaveamento dos pulsos elétricos obtida com InP é significativamente maior do que com GaAs . As medidas relativas ao efeito de potência indicam que a potência máxima do laser utilizado é suficiente para saturar o dispositivo com InP , o mesmo não acontecendo para o GaAs .

Os dados relativos ao efeito do campo aplicado mostram que no caso do GaAs há um desvio bastante grande do comportamento previsto pela lei de Ohm dentro da faixa de voltagens de entrada envolvida (100 - 2000 V) . Esse desvio é caracterizado por uma saturação da voltagem de saída obtida para campos elétricos maiores que 4 kV / cm ($V_0 = 1000$ V) . Para o InP o desvio observado é bem menor e ocorre para um valor de tensão bem maior ($V_0 = 1800$ V) .

Diversos fatores podem ser responsáveis pelas diferenças observadas . A perda de eficiência pode estar associada , por exemplo , ao fato de não termos contatos perfeitamente ôhmicos entre os eletrodos e os semicondutores . Se os contatos são bloqueantes temos uma resistência de contato R_c de forma que (II.82) fica :

$$V_s = \frac{V_0}{2} \frac{100}{100 + R_c + G^{-1}} \quad (IV.7)$$

Se R_c é comparável a 100Ω mesmo quando G^{-1} é muito pequeno , haverá uma diminuição de eficiência . Perdas devidas à dissipação de energia na linha de transmissão e divisor de tensão também podem ser responsáveis por eficiências menores . No

entanto , estas perdas elétricas devem ser praticamente iguais para o GaAs e o InP de modo que não explicam as diferenças observadas .

Considerando a expressão (II.81) vemos que os parâmetros relativos aos semicondutores que determinam a condutância do " gap " (mantidos idênticos os parâmetros da montagem e do laser) são a mobilidade , μ , o tempo de recombinação , τ , e o índice de refração , n_r . Uma vez que os índices de refração são praticamente iguais , as diferenças observadas devem estar relacionadas com a mobilidade e com o tempo de recombinação . A discussão que se segue diz respeito a esses parâmetros .

4.4.1 - tempo de recombinação

Consideremos a equação (II.75) para o número de portadores $n(t)$. Para o caso em que o tempo de recombinação τ é muito menor do que o tempo do pulso laser , t_p , podemos dizer que o sistema atinge um regime estacionário :

$$dN(t)/dt = g(t) - N(t)/\tau = 0 \quad (IV.8)$$

$$N(t) = g(t)\tau \quad (IV.9)$$

A condutância do " gap " será proporcional a τ :

$$G(t) = \alpha \tau \quad (IV.10)$$

O pulso elétrico seguirá o perfil do pulso laser .

Dessa forma , a resistência mínima do " gap " (atingida no pico)

do pulso laser) é dada por :

$$R = G^{-1} = \frac{\ell^2}{\mu e} \frac{(1+n_r)^2}{4n_r} \frac{h\nu}{P(0)} \frac{1}{\tau} \quad (IV.11)$$

Quanto maior for o tempo de recombinação , menor será a resistência do " gap " de modo que atinge-se uma eficiência maior .

No caso em que τ for comparável ou menor do que t_p deve-se fazer a convolução conforme a expressão (II.81) . Na figura 35 é mostrado um conjunto de curvas obtido através de simulação para a voltagem de saída em função da potência do laser com vários valores de τ . Vemos que a eficiência do chaveamento cai significativamente quando diminui o tempo de recombinação . Entre 50 ps e 100 ps a diferença é bem pequena . De acôrdo com a tabela 1 , os tempos de recombinação do GaAs e InP são bem próximos de modo que não deveriam ser responsáveis pelas diferenças de eficiência observadas experimentalmente . No entanto , na análise feita até agora consideramos apenas a geração e recombinação volumétrica dos portadores no cristal , caracterizada pelo tempo τ . Devemos considerar também o efeito de recombinação superficial [3] . Sobre a superfície de um cristal semiconductor sempre existem grandes densidades de estados superficiais devidos à impurezas , defeitos , etc. . A recombinação superficial pode ocorrer com uma velocidade bastante alta se a concentração de impurezas e defeitos for elevada .

Para um semiconductor em que juntamente com a recombinação volumétrica ocorre a superficial , teremos um tempo de vida efetivo dos portadores dado por :

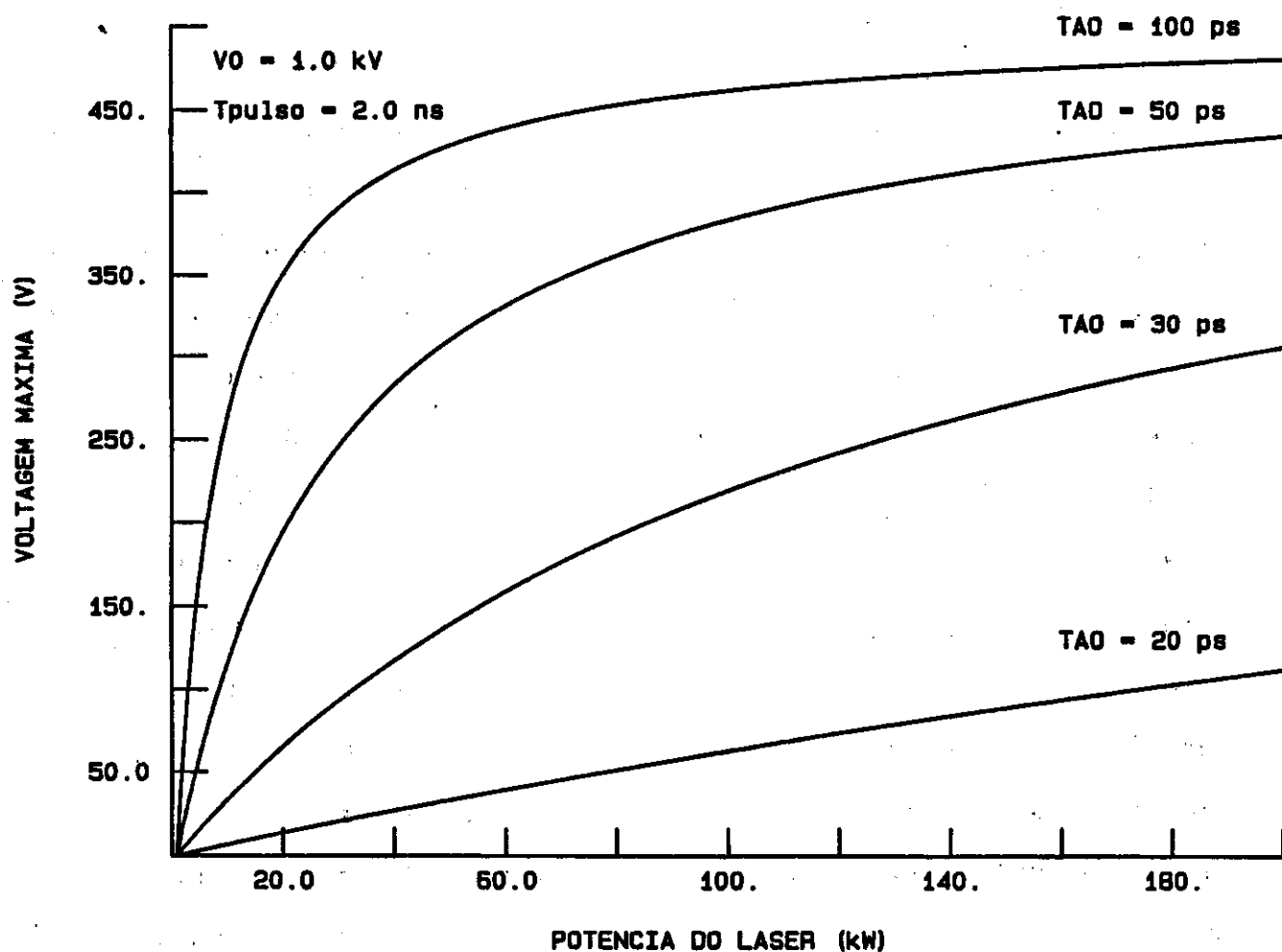


FIGURA 35 - Voltagem de saída em função da potência do laser, calculada numericamente variando o tempo de recombinação.

$$1/\xi = 1/\xi_f + 2\theta_s/d \quad (IV.12)$$

onde v_s é a velocidade de recombinação superficial e d é a dimensão da amostra na direção de iluminação. A relação entre ξ_f e ξ caracteriza a fotocondutividade do cristal :

$$\xi/\xi_f = 1 + 2\theta_s\xi/d \quad (IV.13)$$

Se $v_s \xi \ll d$, o efeito de recombinação superficial é pouco importante. Se, ao contrário, $v_s \xi \gg d$, a fotocondutividade torna-se $2 v_s \xi / d$ vezes menor do que para $v_s = 0$ sendo determinada apenas pelas condições na superfície do cristal :

$$1/\xi_f \approx 2\theta_s/d \quad (IV.14)$$

Quando os portadores recombinam-se tanto no volume do cristal quanto na sua superfície devemos levar em conta o processo de difusão dos portadores, pois a taxa de recombinação superficial depende da concentração de portadores na superfície. O comprimento de absorção $1/\alpha$ desempenha um papel importante no processo. Qualitativamente, espera-se que a recombinação superficial seja mais eficiente para menores comprimentos de absorção. Para o comprimento de onda dos pulsos do laser de nitrogênio utilizado (337,1 nm) o comprimento de absorção nos cristais utilizados é da ordem de $0.1 \mu m$ [4] de modo que o efeito de recombinação superficial deve ser significativo.

Dessa forma, a existência de recombinação superficial pode levar à diminuição das voltagens obtidas nos dispositivos, uma vez que dão origem a tempos de recombinação

efetivos menores que os volumétricos . Isso pode explicar as diferenças observadas . Em certos casos [5] o InP tipo n pode apresentar velocidade de recombinação superficial muito menor do que a do GaAs tipo n , de modo que espera-se uma eficiência maior para o InP .

4.4.2 - mobilidade

De acôrdo com a expressão (IV.11) vemos que a resistência do " gap " deve ser tanto menor quanto maior for a mobilidade dos portadores fotogerados . Na figura 36 são mostradas as curvas obtidas na simulação do dispositivo para a voltagem de saída em função da potência do laser com vários valores de mobilidade . Vemos que a eficiência do chaveamento aumenta com o valor da mobilidade . De acôrdo com a tabela 1 os valores de mobilidade dos elétrons na banda de condução (em $\vec{k} = 0$) para o GaAs e o InP são respectivamente $7000 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ e $2200 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$. Dessa forma , admitindo que o processo de recombinação seja determinado pela constante volumétrica , considerada aproximadamente igual para os dois semicondutores , deveríamos esperar uma eficiência maior para o GaAs , ao contrário do que foi obtido experimentalmente . Esse fato pode estar relacionado com a não validade da lei de Ohm para campos elétricos muito intensos . Um dos processos responsáveis por esse comportamento é o espalhamento entre vales no semicondutor [6] que pode causar o aparecimento de resistividades diferenciais negativas nos dispositivos [7] .

Para entendermos o processo físico que ocorre nesse caso [8] consideremos a estrutura de bandas do GaAs no espaço \vec{k} conforme mostra a figura 37a . A banda de condução

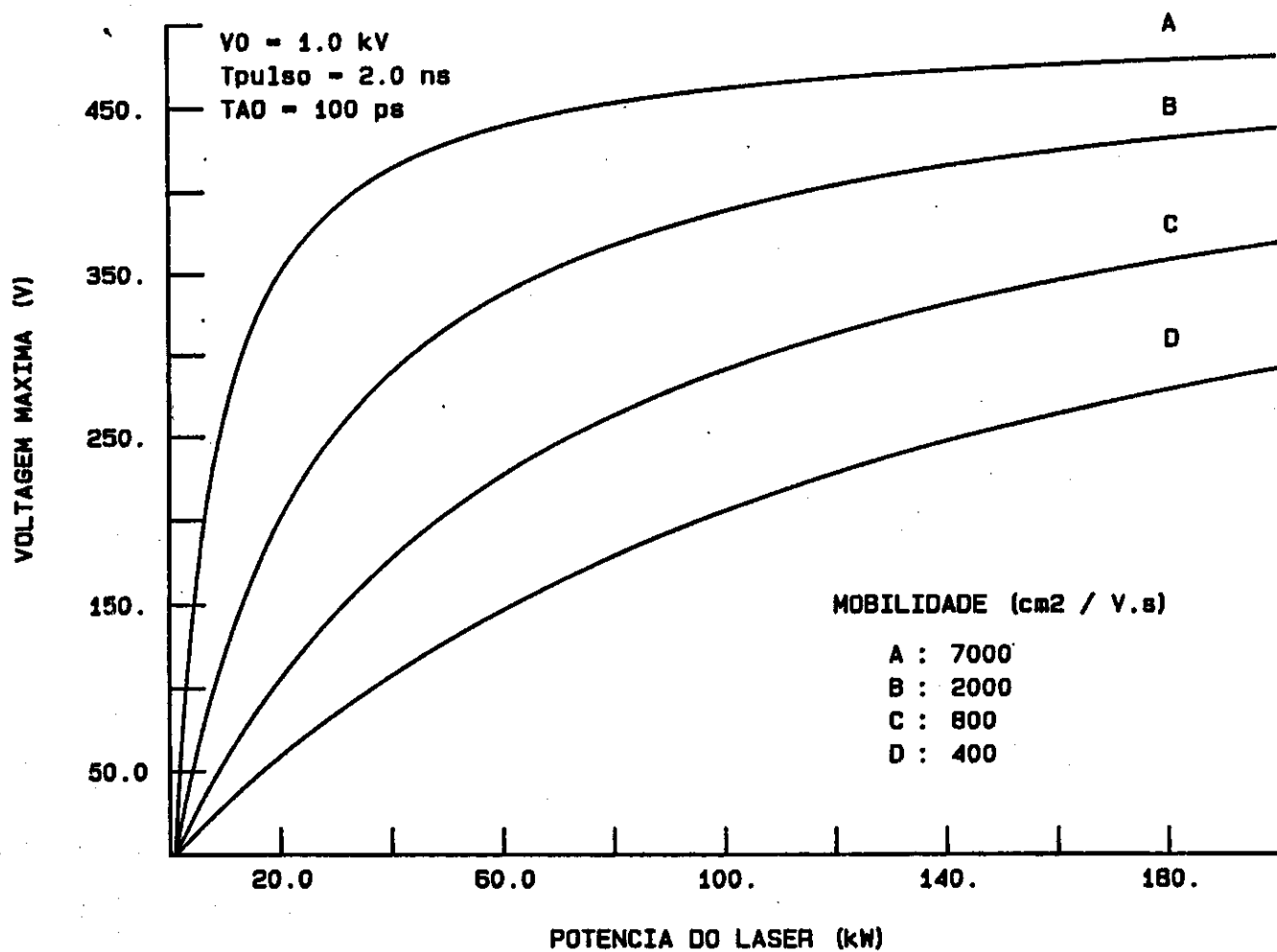


FIGURA 36 - Voltagem de saída em função da potência , calculada numericamente variando a mobilidade .

apresenta mais de um mínimo de energia . Quando os elétrons são excitados para a banda de condução absorvendo fótons de energia $1,4 \text{ eV} < h\nu < 1,7 \text{ eV}$ eles são levados da banda de valência ao vale central Γ ($\vec{k} = 0$) da banda de condução. Essas transições são chamadas diretas e envolvem pequenas trocas de momento com a rede cristalina .

A mobilidade dos elétrons no vale Γ é bastante alta ($7000 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$) de modo que eles serão os mais importantes para a fotocorrente . A resistência diferencial negativa aparece quando os elétrons também são excitados para o vale superior L que apresenta mobilidade bem menor ($400 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$) . A população do vale L pode ocorrer quando os elétrons absorvem fótons de energia maior que a energia do " gap " ($E_g = 1,4 \text{ eV}$) mais a separação de energia entre os mínimos ($\Delta E = 0,36 \text{ eV}$) . Esses elétrons com excesso de energia na banda de condução são chamados elétrons quentes (" hot - electrons ") pois não estão termalizados com a rede . Nesse processo podem ocorrer transições indiretas , que envolvem grandes trocas de momento por acoplamento com os fônons da rede . Como os elétrons no vale L não estão em equilíbrio térmico com o cristal , eles perdem o excesso de energia rapidamente ($\approx \text{ps}$) . Dessa forma , se não existe nenhum mecanismo que mantenha a população em L , ocorre a rápida termalização para o fundo do vale Γ , seguida da recombinação com os buracos na banda de valência .

No caso de termos um campo elétrico externo , após a ativação da chave e termalização dos elétrons para o vale Γ , estes interagem rapidamente com o campo ($\approx 10^{-13} \text{ s}$) . Se

esse campo é suficientemente intenso para que os elétrons ganhem uma energia superior à separação entre os dois mínimos , entre duas colisões sucessivas , passa a haver uma taxa de espalhamento de elétrons do vale Γ para o vale L competindo com o processo de termalização . Esse processo é bastante eficiente para campos elétricos $> 3,2 \text{ kV / cm}$. Ocorre , dessa forma , uma distribuição dos elétrons entre os dois vales de modo que a condutância total do dispositivo é bastante reduzida . O mesmo efeito ocorre para o InP , que também apresenta um segundo mínimo com mobilidade menor na banda de condução (figura 37b) . No entanto , o efeito deve ser observado para campos maiores que 6 kV / cm , uma vez que a separação entre os mínimos é $\Delta E = 0,7 \text{ eV}$ (o dobro do que no caso do GaAs) .

Para as chaves optoeletrônicas utilizadas no experimento , temos um " gap " de comprimento $l = 2,5 \text{ mm}$. Os valores de voltagem crítica para o GaAs e InP são , portanto , respectivamente iguais a 800 V e 1500 V . Estes valores concordam bastante bem com os resultados obtidos .

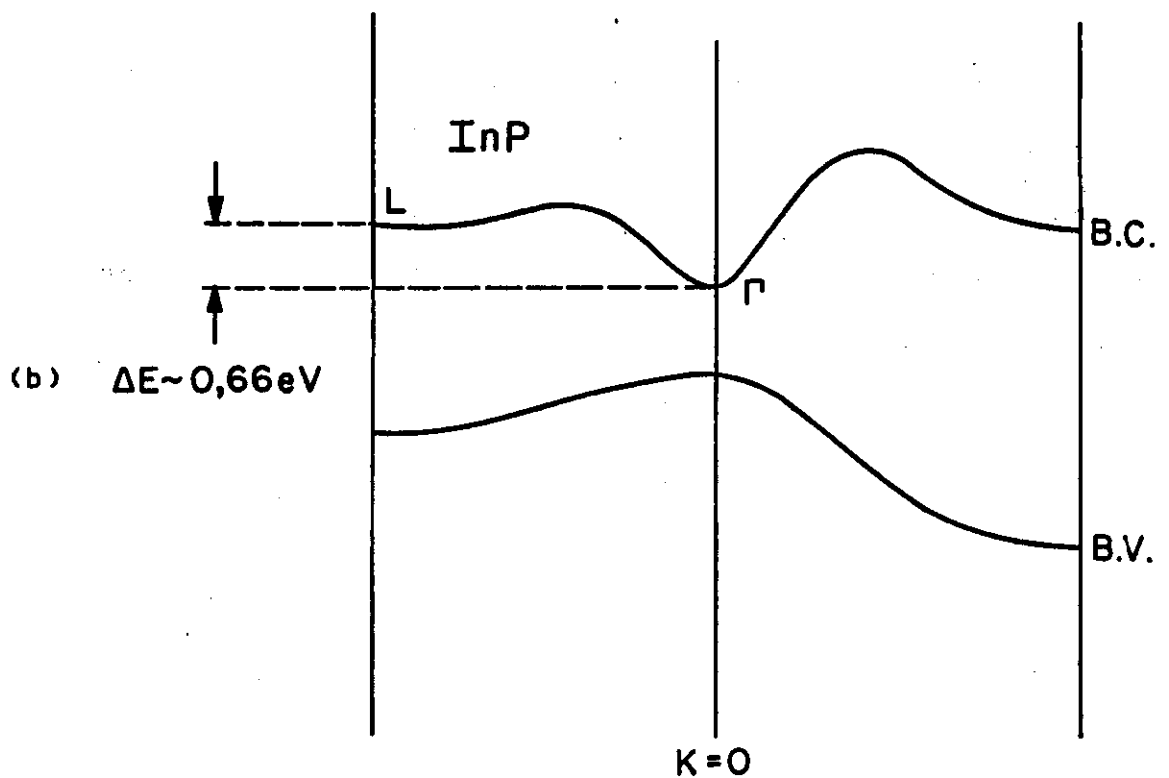
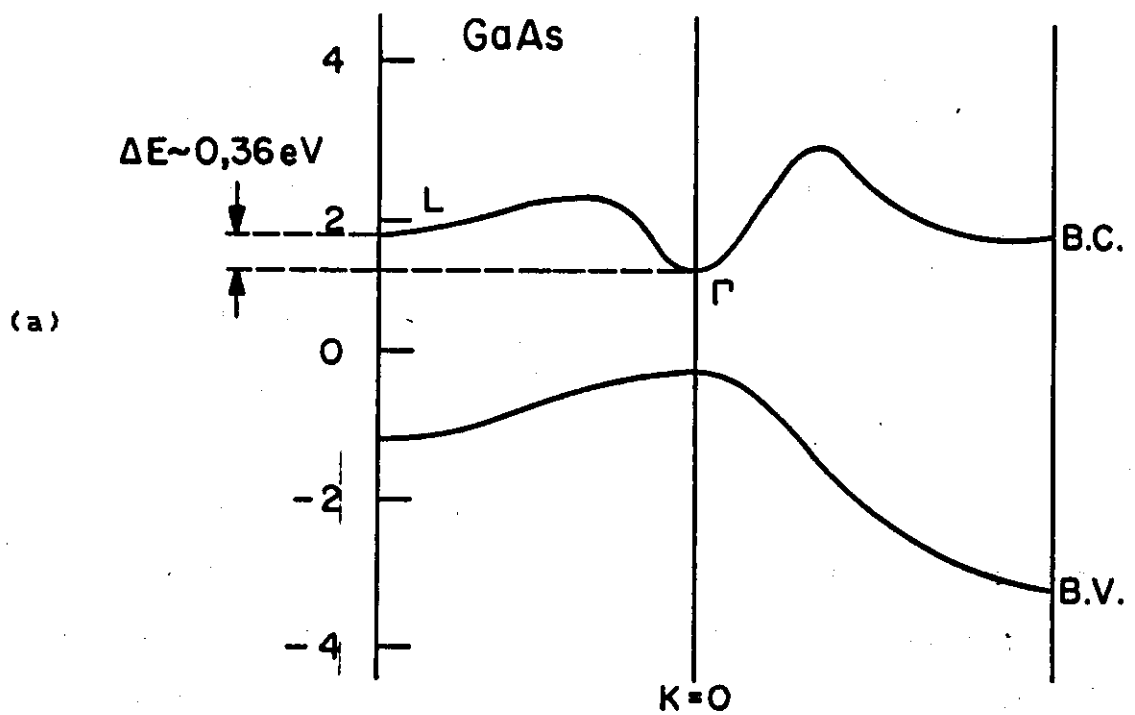


FIGURA 37 - Estrutura de bandas do GaAs (a) e InP (b), mostrando os dois vales, Γ e L , na banda de condução.

REFERÊNCIAS

1. W. Margulis , S. Laval ; Appl. Phys. Lett. 40 (9) , 829 (1982) .
2. J. P. Vasseur ; Properties and Applications of Transistors , Pergamon Press Limited , cap. 3 .
3. K. V. Shalíмова ; Física de los Semiconductores , ed. MIR-Moscú , cap. 11 .
4. K. K. Li , J. R. Whinnery , A. Dienes , Picosecond Optoelectronics Devices cap. 6 , ed. por C. H. Lee , Academic Press Inc. (1984) .
5. H. C. Casey , E. Buehler ; Appl. Phys. Lett. 30 (5) , 247 (1977) .
6. E. M. Conwell , M. O. Vassel , IEEE Transac. of Electron. Devices ED 13 (1) , 22 (1966) .
7. C. H. Lee ; Appl. Phys. Lett. 30 (2) , 84 (1977) .
8. W. Margulis ; Picosecond Semiconductor Switching Devices , Tese de Doutorado (1981) .

CAPÍTULO V

MEDIDAS DE TEMPO DE RECOMBINAÇÃO

5.1 - Modificação do sistema

Com o objetivo de analisar com maior detalhe os resultados descritos no capítulo IV, foi construído um outro dispositivo que permitisse caracterizar a fotocondutividade em regime ultra-rápido (ps), sendo possível estimar os tempos de recombinação dos cristais.

O esquema do experimento é basicamente o mesmo. A montagem da chave é feita de forma análoga à descrita anteriormente, mas a chave é ativada por pulsos laser ultracurtos (100 fs) fornecidos por um laser de corante. Uma vez que o intuito é caracterizar a fotocondutividade e não obter pulsos de alta tensão, como antes, a chave é construída para operar com baixa voltagem (< 100 V) e alta velocidade de resposta (< 100 ps).

O " gap " entre os eletrodos foi diminuído para $l = 50 \mu\text{m}$. Com esse gap bastante pequeno é necessário uma focalização melhor do laser sobre o cristal, que é feita com uma lente convergente de distância focal 5 cm. A figura 38 mostra uma foto do dispositivo. Conforme pode-se observar, a montagem é bem mais compacta. O semicondutor é colocado sobre a placa de circuito impresso entre a linha de entrada ($L = 13 \text{ cm}$) e a linha de saída ($L = 4 \text{ cm}$) que é ligada diretamente ao conector tipo SMA sem o divisor de tensão da montagem anterior. Eliminando

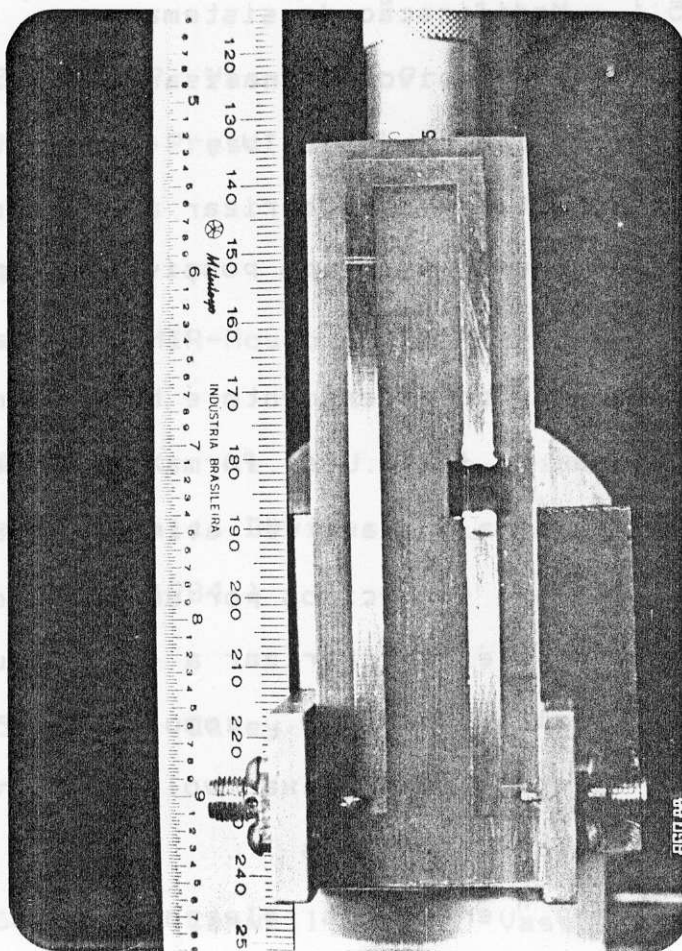


FIGURA 38 - Foto do dispositivo montado para medida de tempo de recombinação

este divisor e utilizando os conectores e cabos SMA o sistema fica mais adequado para operar com sinais de alta frequência [1] do que a montagem anterior que utilizava conectores tipo BNC e cabos RG58/U . A placa de circuito impresso é montada em um suporte de latão submetido a um banho de ouro . Este suporte funciona como " terra " do sistema .

A estimativa dos tempos de recombinação é feita através de medidas diretas com osciloscópio TEKTRONIX 7904 e gavetas 7511 (" sampling unit ") e 7T11 (" sampling sweep unit ") . A figura 39 mostra o perfil temporal dos pulsos elétricos calculados numericamente através da simulação para um pulso laser de largura FWHM de 2 ps , com vários tempos de recombinação . Vemos que no regime ultrarápido a duração do pulso é determinada pelo tempo de recombinação do semicondutor , de modo que é possível fazer uma estimativa do mesmo apartir do perfil obtido no osciloscópio . Para um tempo de resposta da ordem de 100 ps a subida do pulso , que deveria seguir o pulso laser (≈ 1 ps) , fica limitada . Este tempo de resposta fixa também um limite inferior para o tempo de recombinação possível de ser medido .

Do ponto de vista da amplitude dos pulsos , a simulação permite notar que a magnitude da fotocondutividade depende pouco do tempo de recombinação quando este é muito maior que a largura do pulso laser . Dizemos , nesse caso , que a fotocondutividade apresenta natureza transiente [2] .

Considerando o efeito da recombinação superficial devemos esperar que os pulsos obtidos não apresentem decaimento exponencial simples . Supondo que o tempo de recombinação

superficial é menor do que o volumétrico , o decaimento será mais rápido no início , quando é grande a concentração de portadores na superfície , e mais lento no final após os portadores terem se difundido . O pulso elétrico resultante terá a forma esquematizada na figura 40 [3] . Quanto maior a velocidade de recombinação superficial tanto menor será a duração do pulso elétrico conforme mostra a figura 41 [3] .

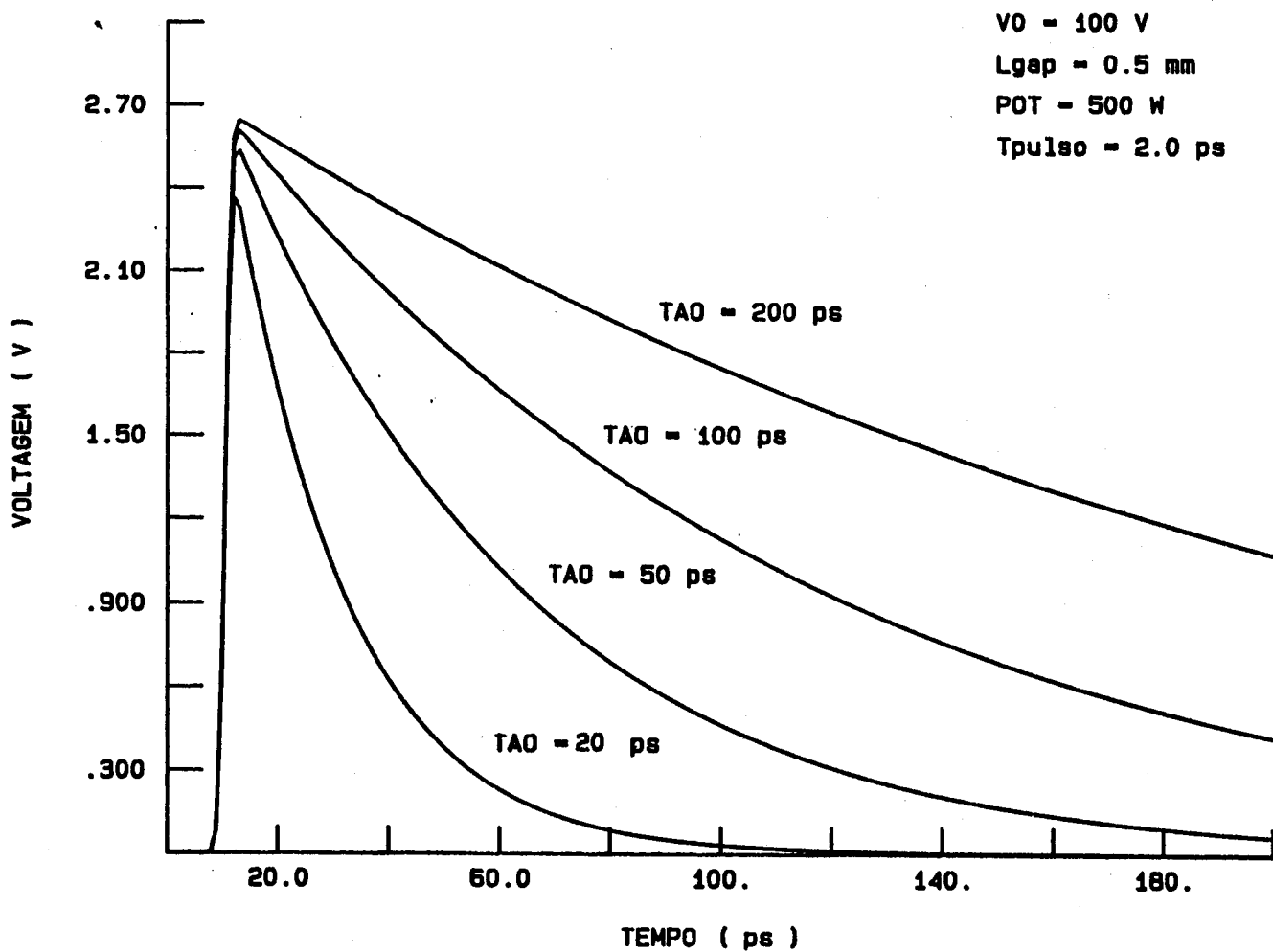


FIGURA 39 - Perfis temporais dos pulsos elétricos calculados numericamente para um pulso laser gaussiano de 2 ps (FWHM), variando o tempo de recombinação .

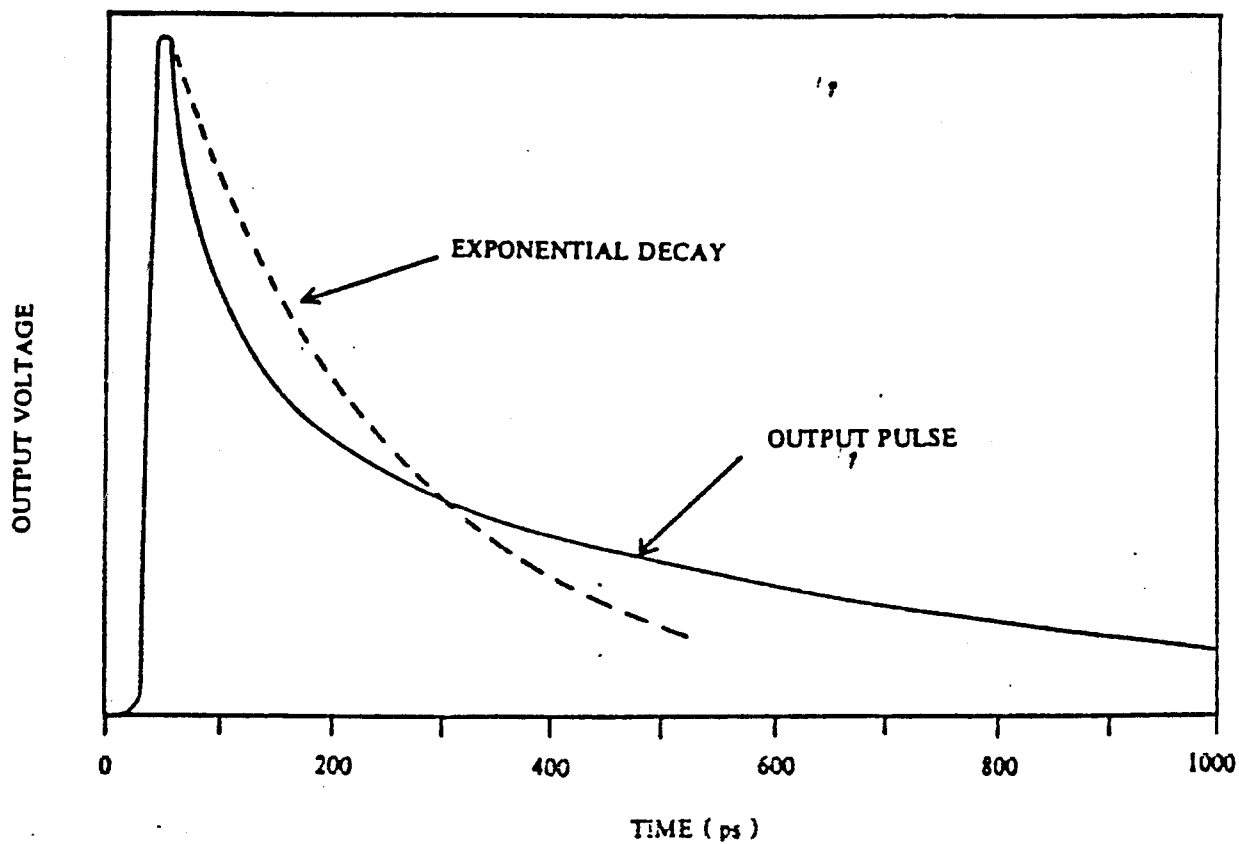


FIGURA 40 - Perfil típico de um pulso obtido com uma chave optoeletrônica em que o cristal apresenta recombinação superficial [3] .

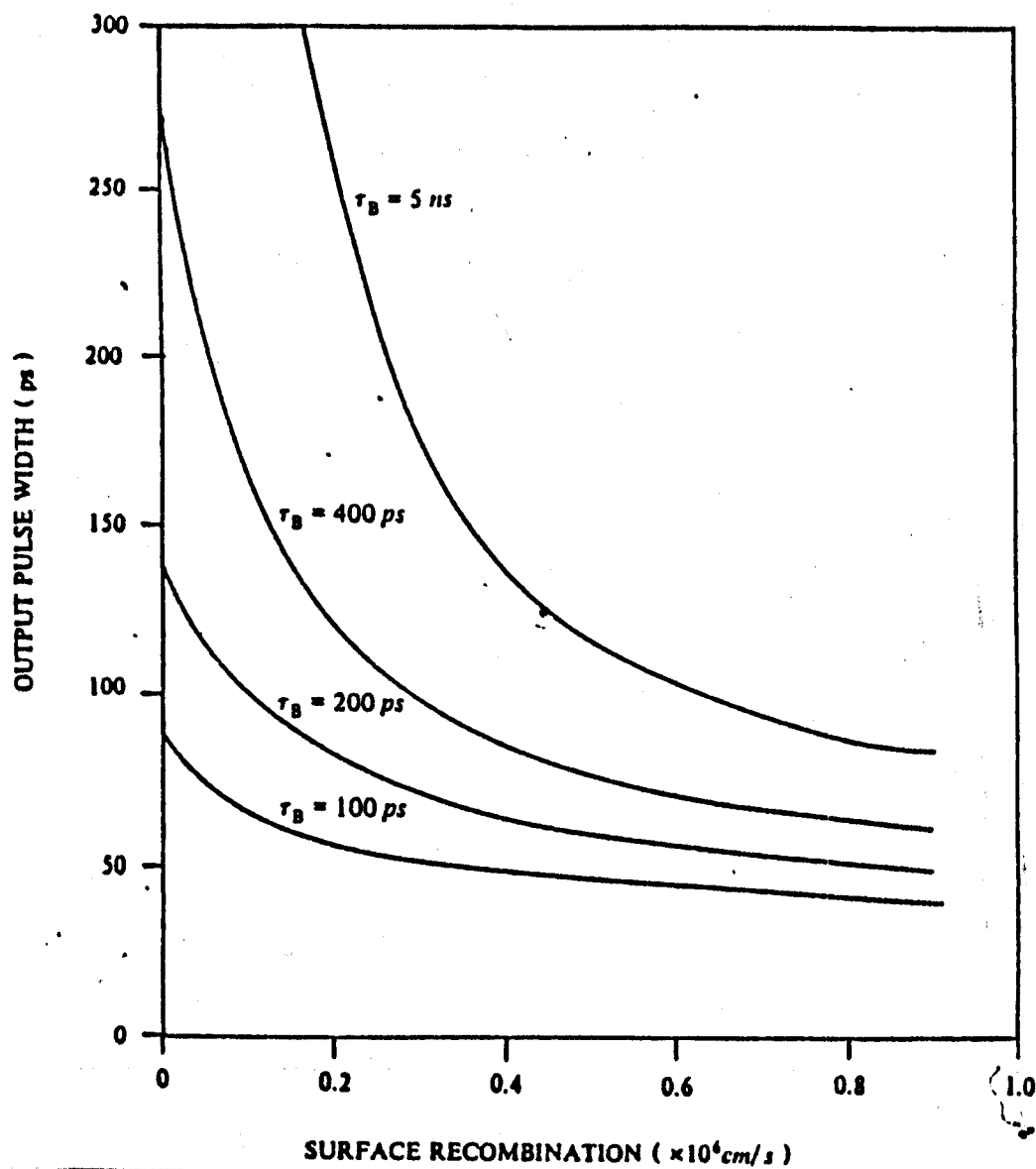


FIGURA 41 - Largura do pulso de saída em função da velocidade de recombinação superficial para vários valores do tempo de recombinação volumétrico τ_B [3] .

5.2 - Laser de corante

Para a ativação das chaves neste experimento são utilizados pulsos de um laser de corante com acoplamento de modos passivo e cavidade em anel em regime de pulsos contrapropagantes (" colliding pulse mode - locked ") [4] .

Na figura 42 é mostrado um esquema da cavidade do laser CPM . Os espelhos M5 e M6 são 100 % refletores para um ângulo de incidência de 45° e M7 é 97 % refletor para incidência a 0° fechando a cavidade . Os espelhos M1 , M2 , M3 e M4 são espelhos côncavos utilizados para focalizar o feixe no meio ativo e no absorvedor saturável . Estes espelhos são montados sobre bases com um estágio de translação micrométrica permitindo a focalização para a escolha do modo TEM 00 .

O meio ativo e o absorvedor saturável são a Rhodamina 590 e o DODCI , respectivamente , ambos dissolvidos em etileno - glicol . Os jatos e a circulação dos corantes são obtidos utilizando-se duas bombas sendo feita também uma filtragem para evitar o acúmulo de sujeira nos bicos dos jatos .

Projeta-se a cavidade de modo que a intensidade da radiação sobre o absorvedor saturável seja pelo menos quatro vezes maior que sobre o meio ativo . Nestas condições , consegue-se o equilíbrio entre a saturação do ganho (que atenua a cauda do pulso) e a saturação da absorção (que atenua a frente do pulso) . O resultado desses efeitos combinados é a compressão do pulso após sucessivas passagens pela cavidade (figura 43) [4] .

A cavidade contém , ainda , quatro prismas com ângulo de $68,9^\circ$, montados sobre bases com estágio de translação . A função dos prismas é comprimir os pulsos através do ajuste da

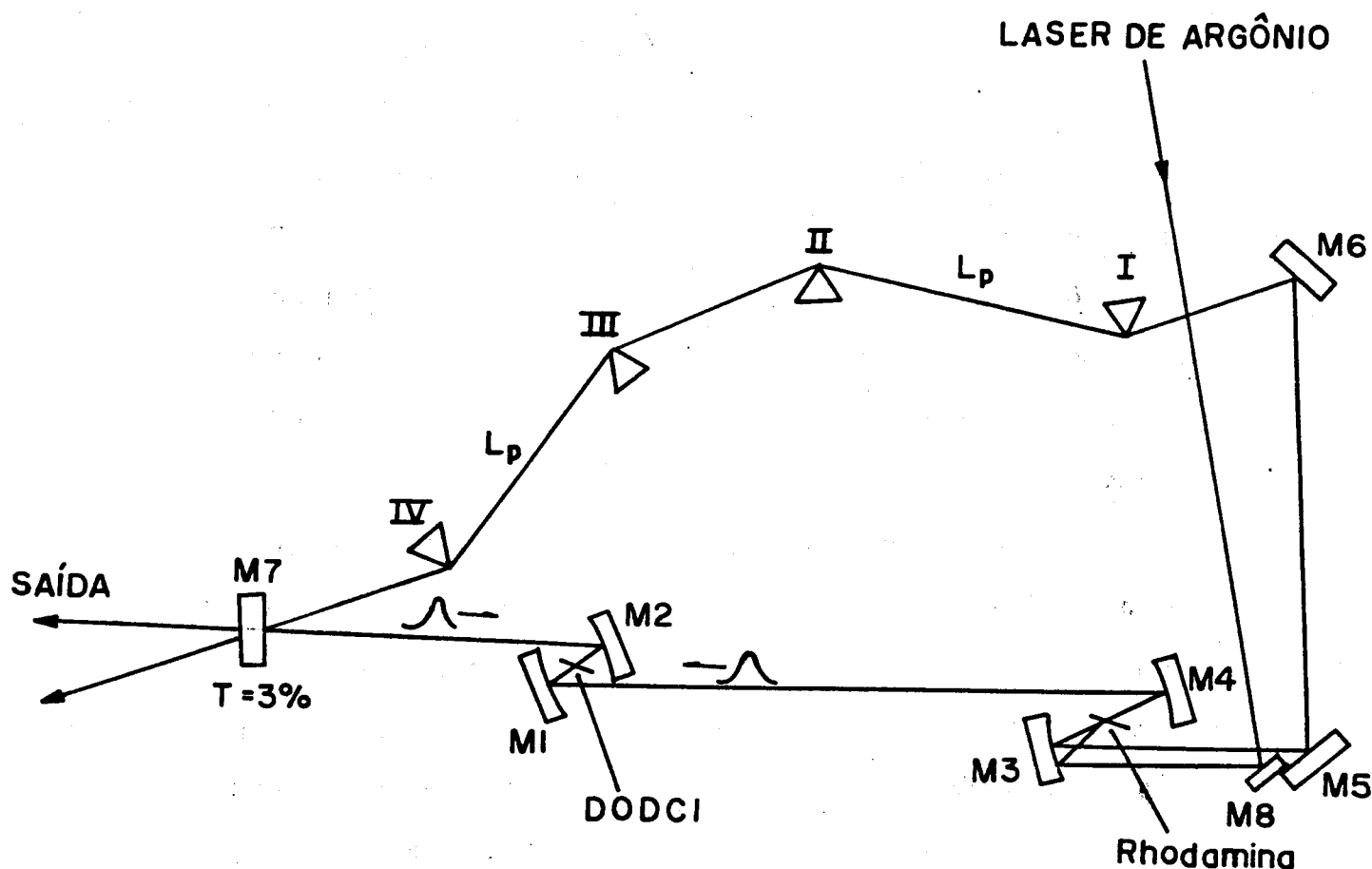


FIGURA 42 - Esquema do laser de corante com " mode-locking " passivo e cavidade em anel em regime de pulsos contrapropagantes (CPM) . Os prismas I , II , III e IV são colocados dentro da cavidade para compensar a dispersão , comprimindo o pulso .

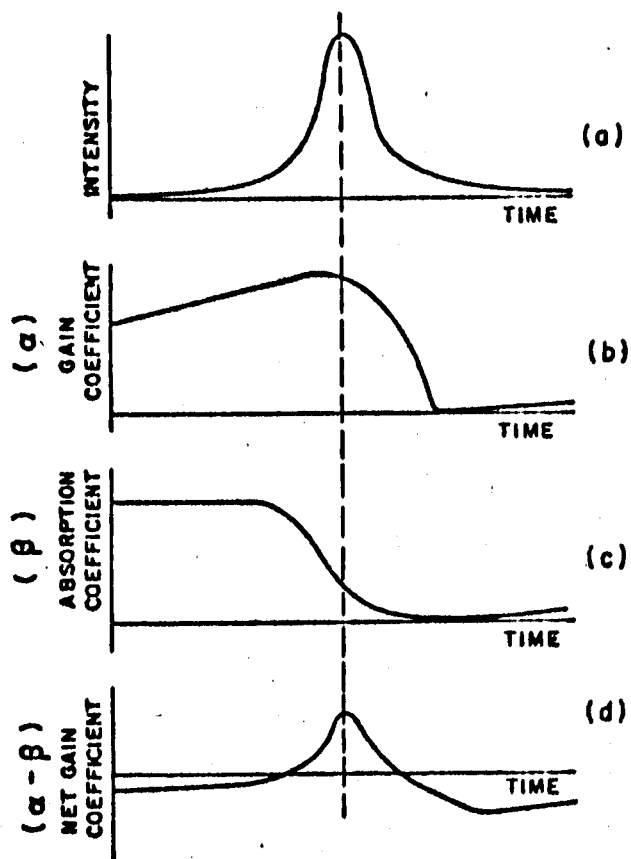


FIGURA 43 - Variação temporal das grandezas acopladas : (a) pulso dentro da cavidade , (b) coeficiente de ganho do corante , (c) coeficiente de ganho do absorvedor saturável , (d) ganho líquido [4] .

dispersão na cavidade do laser . Na tabela 2 são mostrados os resultados obtidos por De Silvestri [5] para vários elementos dispersivos na cavidade de um laser " mode-locked" . Para uma dispersão positiva na cavidade , ajusta-se a distância L_p de modo a obter-se uma dispersão negativa que compense a primeira . Desta forma , consegue-se pulsos mais curtos e mais estáveis .

A medida de duração dos pulsos é feita através de autocorrelação por geração de segundo harmônico em um cristal de KDP , conforme mostra a figura 44 . A montagem consiste basicamente de um interferômetro de Michelson em que o comprimento de um dos braços é variado deslocando-se o espelho $M2$. Desta forma , os pulsos são atrasados um em relação ao outro por $\tau = 2L / c$ e então focalizados no cristal de KDP . A intensidade de segundo harmônico gerada é máxima para atraso zero e cai para atrasos não nulos . Assim , variando o atraso obtemos a função de autocorrelação de segunda ordem :

$$G^{(2)}(\tau) = \int I(t+\tau) I(t) dt \quad (V.1)$$

Supondo conhecida a forma do pulso , podemos determinar sua duração .

A figura 45 mostra a autocorrelação para pulsos de 110 fs (assumindo que o pulso tem forma de uma secante hiperbólica) obtidos com o laser CPM , a uma repetição de 150 MHz e tendo comprimento de onda $\lambda = 610 \text{ nm}$ ($h\nu = 2,02 \text{ eV}$) .

Cavity components		ϕ'' (10^{-16} s ²)	Sign of frequency chirp
Ethylene glycol jet stream (100 μ m)	($\lambda_L = 610$ nm)	- 8.4	+
Quartz (1 mm)	(" " ")	- 54	+
Flint F2 glass (1 mm)	(" " ")	- 160	+
Anomalous dispersion in DODCI	(" " ")	7.5	-
Anomalous dispersion in DODCI photoisomer	(" " ")	- 32	+
Mirror on red shifted side (4% transmission)		240	-
Self-phase modulation in DODCI	($\lambda_L = 610$ nm)	36-300	-

TABELA 2 - Elementos dispersivos em uma cavidade de um laser " mode-locked" [5] .

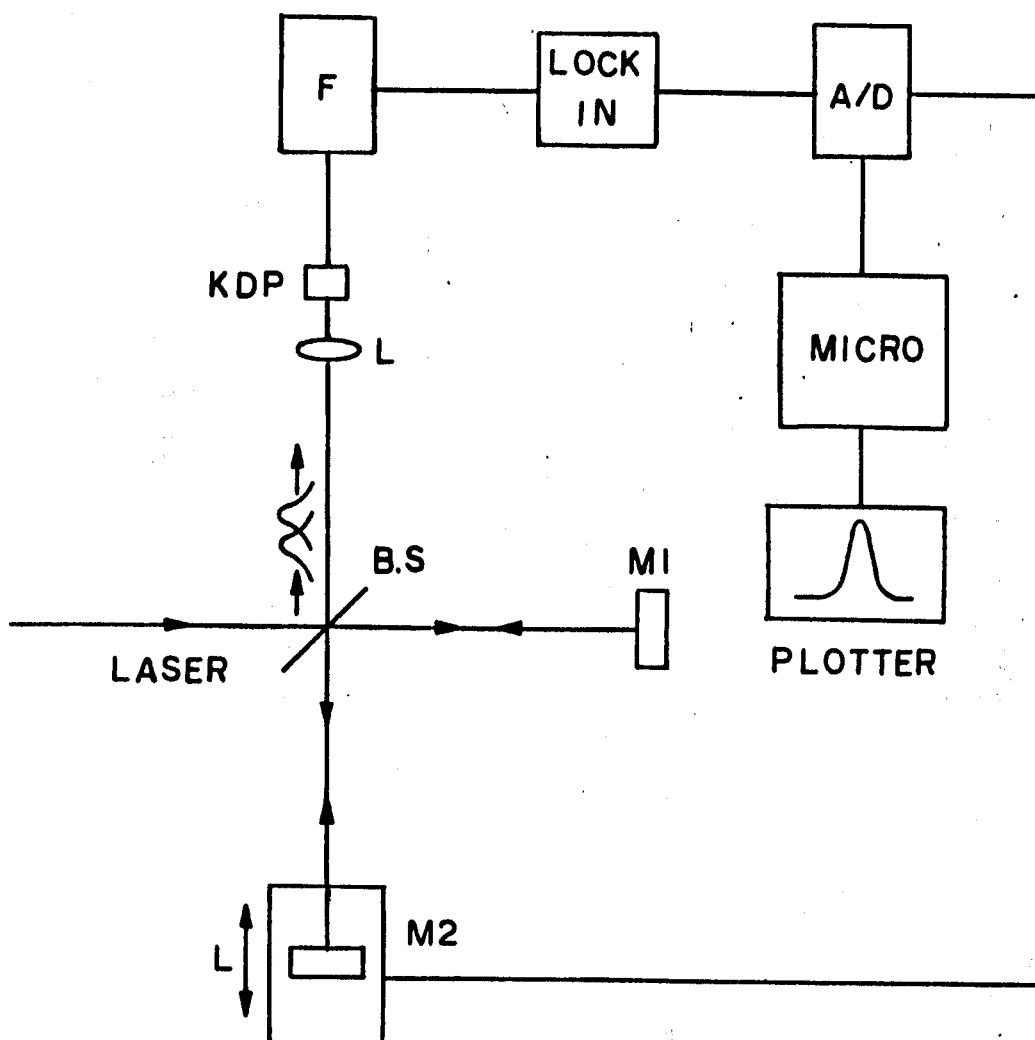


FIGURA 44 - Esquema do sistema de medida de autocorrelação : M1-espelho fixo , M2-espelho acoplado ao estágio de translação motorizado , L-lente focalizadora , A/D-interface analógico-digital . A medida é monitorada com um microcomputador e a figura de autocorrelação é traçada com um "plotter" .

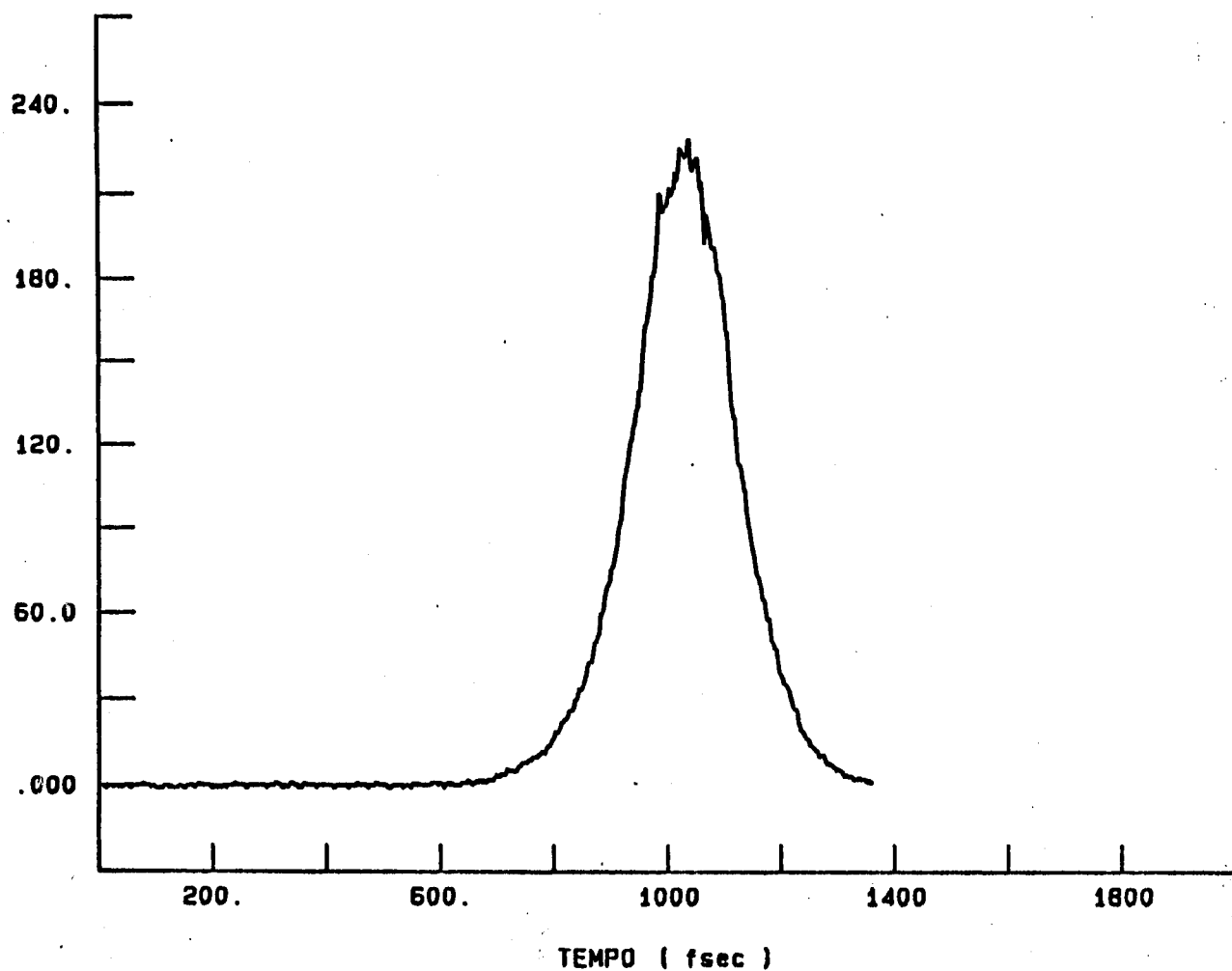


FIGURA 45 - Perfil de autocorrelação correspondendo a um pulso com forma de secante hiperbólica com FWHM de 110 fs .

5.3 - Resultados

Nas figuras 46a e 46b são mostrados os perfis temporais dos pulsos elétricos obtidos com GaAs e InP, respectivamente, para voltagem aplicada de 15 V e potência média do laser igual a 7 mW.

Em ambos os casos, o tempo de subida é aproximadamente 100 ps correspondendo ao tempo de resposta do sistema uma vez que os pulsos laser têm duração de 100 fs.

Podemos observar que o decaimento da fotocondutividade é mais rápido para o GaAs do que para o InP. O decaimento é típico de um cristal em que temos simultaneamente o processo de recombinação superficial e o volumétrico. Ajustando-se uma curva de decaimento exponencial simples,

$$f(t) = A e^{-t/\tau} \quad (V.2)$$

aos perfis obtidos experimentalmente, conforme mostra a figura 47, podemos estimar as constantes de decaimento.

Os valores obtidos são $\tau = 554$ ps para o InP e $\tau = 229$ ps para o GaAs.

Ajustando-se uma curva exponencial com duas constantes de decaimento,

$$f(t) = A_1 e^{-t/\tau_1} + A_2 e^{-t/\tau_2} \quad (V.3)$$

conforme mostra a figura 48 a concordância é melhor que no caso anterior. Obtemos uma constante de tempo rápida com os valores

$\tau_1^{\text{InP}} = 173$ ps ($A_1 = 50$ mV) e $\tau_1^{\text{GaAs}} = 111$ ps ($A_1 = 55$ mV) e uma lenta com os valores $\tau_2^{\text{InP}} = 1434$ ps ($A_2 = 69$ mV) e $\tau_2^{\text{GaAs}} = 365$ ps ($A_2 = 64$ mV). A constante rápida

relaciona-se com o processo de recombinação superficial enquanto que a constante lenta relaciona-se com o processo de recombinação no volume do cristal . É importante observar que as reflexões que se superpõem aos pulsos devido ao mal casamento das impedâncias no circuito podem resultar em constantes de tempo maiores do que as que seriam observadas no caso de termos um bom casamento de impedâncias .

O efeito das reflexões é mais significativo na cauda do pulso de modo que o valor da constante lenta é mais sujeito a erros . Uma vez que o efeito das reflexões é o mesmo para os dois cristais (pois a configuração das chaves é igual nos dois casos) a comparação entre os tempos de recombinação é válida .

A razão entre os tempos de recombinação obtida no caso do ajuste simples é $\tau_{\text{InP}} / \tau_{\text{GaAs}} \approx 2$ e no caso do ajuste com uma exponencial dupla a razão entre as constantes rápidas é $\tau'_{\text{InP}} / \tau'_{\text{GaAs}} \approx 1,7$.

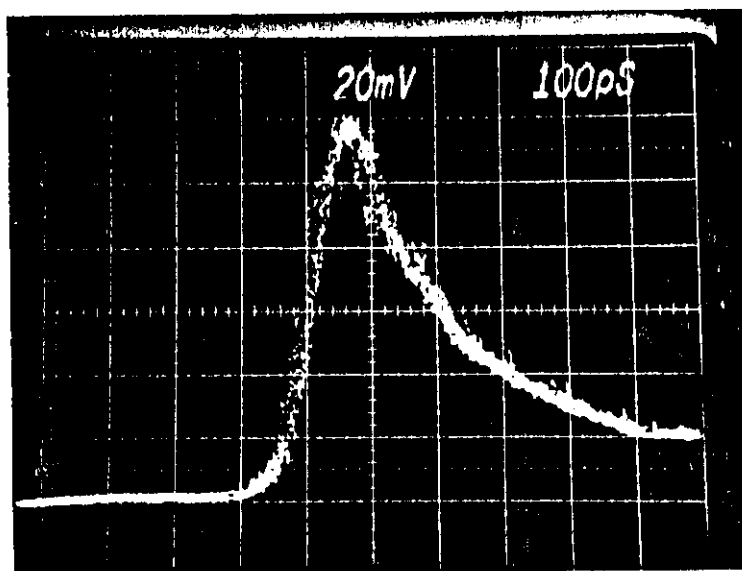
Esses valores estão de acordo com a diferença de eficiência observada entre as chaves com InP e GaAs ativadas por pulsos do laser de nitrogênio , conforme descrito no capítulo IV. Para um mesmo nível de iluminação , as voltagens obtidas com o InP foram aproximadamente duas vezes maiores do que com o GaAs . Como foi explicado anteriormente , quando opera em regime estacionário (duração do pulso laser maior do que o tempo de recombinação) a condutância do gap , G , é diretamente proporcional ao tempo de recombinação . Ainda , de acordo com a expressão (II.50) , no caso da chave operar em regime não saturado , a voltagem de saída deve variar linearmente com a condutância . Portanto , devemos ter :

$$V_s = \alpha \hat{\epsilon}$$

(V.4)

Dessa forma , o valor obtido para a razão entre os tempos de recombinação é coerente com a diferença de eficiência observada .

(a)



(b)

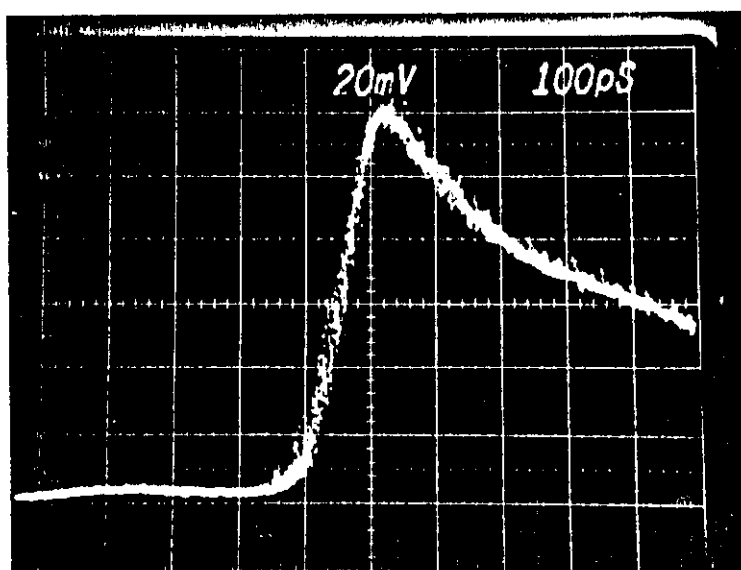


FIGURA 46 - Perfil temporal do pulso elétrico obtido com uma chave ativada por pulsos laser de duração 110 fs . Comprimento do gap igual a 50 m : (a) GaAs e (b) InP .

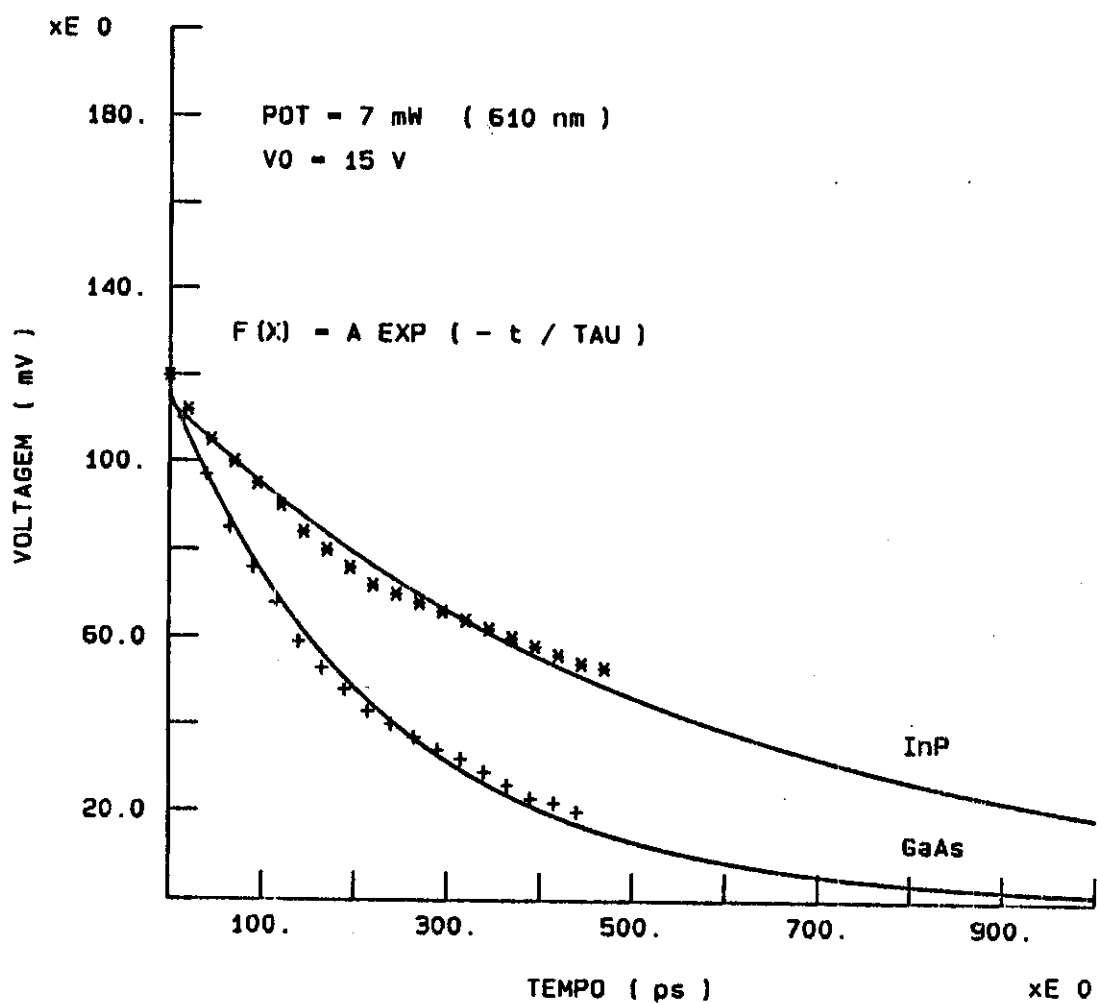


FIGURA 47 - Ajuste de uma exponencial simples ao perfil de decaimento dos pulsos elétricos para determinação do tempo de recombinação .

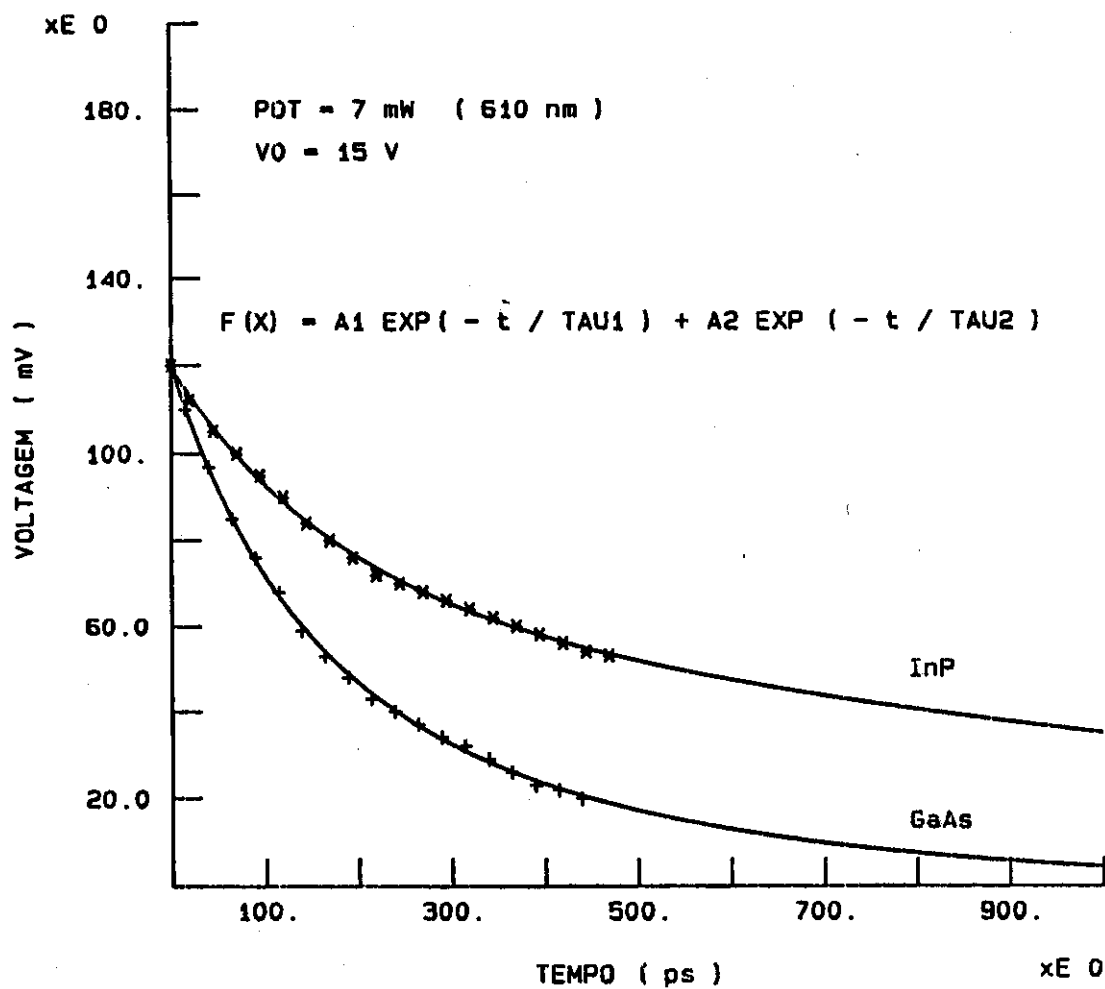


FIGURA 48 - Ajuste de uma exponencial com duas constantes de decaimento ao perfil dos pulsos elétricos .

REFERÊNCIAS

1. M. T. Portella ; Chaves Elétricas a Semicondutor Controladas por Laser de Picosegundos , Tese de Mestrado (1984) .
2. V. K. Mathur ; J. Appl. Phys. 49 (5) , 2845 (1978) .
3. K. K. Li , J. R. Whinnery , A. Dienes ; Picosecond Optoelectronics Devices cap. 6 , ed. por C. H. Lee , Academic Press Inc. (1984) .
4. C. H. Brito Cruz , M. A. F. Scarparo e R. Srivastava ; Rev. Bras. Fis. 13 (2) , 374 (1983) .
5. S. DeSilvestri et. al. ; IEEE J. of Q. Electron. QE-20 (1984) .

CAPÍTULO VI

CONCLUSÃO

Nesta tese estudamos um dispositivo optoeletrônico a semicondutor para chaveamento de pulsos elétricos de alta tensão .

Foram apresentados os resultados obtidos com chaves de GaAs e InP ativadas por pulsos de um laser de nitrogênio . Estudamos o efeito da potência do laser e do campo elétrico aplicado . Obtivemos uma eficiência de chaveamento significativamente maior com o InP do que com o GaAs . Esse resultado pode ser devido à diferença de tempo de recombinação dos cristais ou ao espalhamento entre vales que ocorre para campos elétricos muito intensos .

Utilizando um outro dispositivo com resposta mais rápida e ativando-o com pulsos de femtosegundos de um laser de corante CPM , obtivemos uma estimativa dos tempos de recombinação dos cristais . O valor obtido para o InP foi aproximadamente duas vezes maior do que para o GaAs . Esse resultado é compatível com a diferença de eficiência observada . Devemos observar que as limitações elétricas (tempo de resposta do sistema , reflexões , dispersão na linha , etc.) prejudicam a medida alargando os pulsos obtidos . Como estas limitações são iguais para os dois cristais , podemos fazer a comparação entre as duas medidas obtendo um resultado qualitativo .

Como sugestões para trabalhos futuros temos :

(i) otimização do dispositivo de alta tensão para obtenção de pulsos de maior voltagem .

(ii) utilização de outros semicondutores como fosfeto de gálio e seleneto de cádmio .

(iii) estudo específico da influência do campo elétrico aplicado e espalhamento entre vales na performance dos dispositivos .

(iv) otimização do dispositivo para caracterização da fotocondutividade em regime ultrarápido , o que permitiria obter um resultado mais preciso dos tempos de recombinação e distinção entre os processos de recombinação superficial e volumétrico .

(v) estudo da fotocondutividade em regime de absorção de dois fótons , para desenvolvimento de um sistema de medida de autocorrelação de pulsos laser ultracurtos .

UNIDADE	IP
PROC.	
DOAÇÃO, PREÇO ES.	
TIMATIVO	
DATA	25.11.88