

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

A FOTOREFLETÂNCIA NA CARACTERIZAÇÃO
DE HETEROESTRUTURAS E DISPOSITIVOS DE
HETEROESTRUTURAS SEMICONDUTORAS

Júlio Antônio Nieri de Toledo Soares

Orientador: Prof. Dr. Rolf Enderlein

Co-orientador: Prof. Dr. José Roberto Leite

Banca Examinadora: Prof. Dr. Eliermes Arraes Meneses

Prof^ª. Dr^ª. Maria Aparecida Godoy Soler Pajanian

Prof^ª. Dr^ª. Patrícia Lustosa de Souza

Prof. Dr. Yuri Pusep

Tese apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo para
a obtenção do título de Doutor em
Ciências

São Paulo
1997



Quil
16/09/97

Sylvio Canuto
Prof. Iberê Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Rolf Enderlein

SBI-IFUSP



305M810T2711

537.622

5676F

D
ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Soares, Júlio Antonio Nieri de Toledo
A Fotorefletância na Caracterização de
Heteroestruturas e Dispositivos de Heteroestruturas
Semicondutoras. São Paulo, 1997.

Tese (Doutoramento) Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física dos Materiais
e Mecânica

Área de Concentração: Física da Matéria Condensada
Orientador: Prof. Dr. Rolf Enderlein

Unitermos: 1. Fotorefletância; 2. Semicondutores;
3. Heteroestruturas; 4. Dispositivos.

USP/IF/SBI - 70/97

No ouro sem fim da tarde morta,
Na poeira de ouro sem lugar
Da tarde que me passa à porta
Para não parar,

No silêncio dourado ainda
Dos arvoredos verde fim,
Recordo. Eras antiga e linda
E estás em mim. . .

Tua memória há sem que houvesse,
Teu gesto, sem que fosses alguém.
Como uma brisa me estremeces
E eu choro um bem. . .

Perdi-te. Não te tive. A hora
É suave para a minha dor.
Deixa meu ser que rememora
Sentir o amor,

Ainda que amar seja um receio,
Uma lembrança falsa e vã,
E a noite deste vago anseio
Não tenha manhã.

Fernando Pessoa.

Aos meus sobrinhos, Vívian, Renan,
Fyllip, Renata, Renato e à Aline, a
quem, mesmo antes de conhecer, já
amávamos.

Agradecimentos

A Deus, por me fazer possível.

A meus pais por ajudarem Deus nesse aspecto e por me ensinarem a ser desde então. Apesar de terem escolhido trilhar diferentes caminhos, caminharão sempre dentro de meu coração.

A minha esposa, Rosana, por tanto amor e dedicação e tantas coisas mais que descrevê-las seria uma outra tese por si só.

Ao meu orientador, Prof. Rolf Enderlein, pela paciência sem limites, pela orientação segura e principalmente pela amizade que sempre demonstrou.

Ao Prof. José Roberto Leite, por possibilitar meu trabalho, me orientando e auxiliando sempre, com muita paciência e amizade.

Саше, моему дорогому другу и классному игроку в настольный теннис за дружбу, постоянную помощь и поддержку. И кроме того, ясно дело, за то что учил меня играть в настольный теннис.

A toda minha família, na qual incluo André, Cris, Nestor, Vanessa e Wills, que já começa a ficar grande demais para enumerar um a um. Vocês sabem que são e sempre serão fundamentais para minha vida.

A todos os membros do grupo do LNMS que sempre foram solícitos e prestativos durante todo o meu trabalho e por criarem um ambiente de trabalho onde amizade é a palavra de ordem. Em especial à Euzi, pela paciência em ouvir meus problemas quando eu precisava e por inúmeras contribuições tanto profissionais quanto pessoais, e à Luisa, que contribuiu fundamentalmente em diversas ocasiões, e que estava pronta a auxiliar sempre que precisei e que sempre me dedicou sua amizade.

Дмитрию, помощь и дружба которого были фундаментальными для реализации этой диссертации.

Aos amigos Valdemar e Terezinha, pela amizade. Apesar de eu não ter estado fisicamente presente nas horas difíceis, tenham certeza de que sempre estiveram em minhas preces.

Ao CNPq, à FAPESP, ao prof. José Roberto Leite e aos meus pais pelo auxílio financeiro fundamental para levar este trabalho a cabo.

Índice

Resumo	vi
Abstract	viii
1 Introdução	1
I Descrição da técnica	5
2 A técnica de fotorefletância	6
2.1 Introdução	6
2.1.1 Fotorefletância e eletrorefletância	7
2.2 Princípios físicos	7
2.3 Implementação da técnica	12
2.3.1 Instrumentação utilizada	12
2.3.2 Descrição do aparato	12
2.3.3 Operação do sistema	18
2.3.4 Características técnicas do aparato	19
3 Método para o cálculo de espectros de fotorefletância	24
3.1 Perfil de potencial e de campo elétrico	25
3.2 Método híbrido para o cálculo de espectros de fotorefletância .	32
II Aplicação da técnica	42
4 Caracterização de heteroestruturas semicondutoras	43
4.1 Poços quânticos de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ / GaAs com dopagem planar	43
4.1.1 Descrição da estrutura	44
4.1.2 Resultados obtidos	44
4.2 Poços quânticos assimétricos de $\text{Ga}_{0,65}\text{Al}_{0,35}\text{As}$ / GaAs	46
4.2.1 Descrição da estrutura	50

<i>Índice</i>	v
4.2.2 Resultados obtidos	52
4.3 Conclusões	57
5 Estágio atual da fotorefletância na caracterização de dispositivos semicondutores de GaAs	59
6 Caracterização de dispositivos de heteroestruturas semicondutoras	67
6.1 Transistor de efeito de campo metal-semicondutor	67
6.1.1 Descrição da estrutura e do funcionamento do dispositivo	68
6.1.2 Resultados obtidos	71
6.2 Transistor de alta mobilidade eletrônica	74
6.2.1 Descrição da estrutura e do funcionamento do dispositivo	76
6.2.2 Resultados obtidos	78
6.3 Conclusões	98
7 Conclusões e discussões finais	99
Bibliografia	102

Resumo

Desde a invenção do transistor em 1947, uma verdadeira revolução tecnológica trouxe à realidade dispositivos e fatos que, há pouco tempo, pareciam ser possíveis somente em livros e filmes de ficção científica. Para que este desenvolvimento acontecesse, uma intensa pesquisa dos materiais semicondutores conhecidos foi necessária, juntamente com uma incessante busca por novos materiais, melhor adaptados a aplicações específicas.

Dentre as técnicas de caracterização usadas no estudo de materiais, estruturas e dispositivos semicondutores, a fotorefletância (FR) vem se tornando mais e mais importante, devido a sua versatilidade e baixo custo, características que fazem a FR apropriada para ser uma ferramenta de diagnóstico na linha de produção de uma fábrica de dispositivos com a mesma eficiência que é usada em laboratórios de pesquisa. Essa versatilidade da FR, juntamente com a comprovada habilidade na obtenção de importantes parâmetros dos dispositivos foram os fatores que motivaram o presente trabalho. Nesta tese nós demonstramos algumas das várias possibilidades da FR como técnica de caracterização de heteroestruturas semicondutoras e dispositivos baseados nestas estruturas.

Na parte I, uma breve apresentação da FR é dada, mostrando os princípios físicos nos quais esta se baseia e detalhando sua implementação. Também é descrito, um método de cálculo de perfis de campo elétrico e espectros de FR, que possibilitam uma extensiva interpretação de resultados experimentais.

Na parte II, os métodos teóricos e experimentais da parte I são aplicados. Começando com amostras de poços quânticos de InGaAs / GaAs, obtemos parâmetros importantes, como energias das transições inter sub-bandas de elétrons e buracos, composição de In na liga e o deslocamento de bandas para a heteroestrutura. Também verificamos as mudanças causadas nos espectros dessas estruturas pela inserção de um plano de cargas no meio do poço, como o encolhimento da energia da banda proibida. No caso de poços não dopados, podemos observar transições aos subníveis do poço, mesmo à temperatura ambiente, demonstrando a sensibilidade desta técnica. Ademais, apresentamos um estudo de poços quânticos assimétricos, feito através da

FR. Observamos o controle óptico do gás bidimensional de elétrons e separamos a contribuição ao espectro devida aos buracos leves e pesados. Este é o primeiro relato da observação de um controle óptico do gás bidimensional de elétrons através de FR feito neste tipo de estrutura, que temos conhecimento.

Investigações experimentais e teóricas foram feitas em dois tipos de dispositivos: um transistor de efeito de campo metal-semicondutor (MESFET) baseado em GaAs e transistores de alta mobilidade eletrônica (HEMT) baseados em GaAlAs / GaAs. Obtemos diversos parâmetros importantes para as propriedades ópticas e eletrônicas desses dispositivos, tais como perfis de campo elétrico interno e parâmetros de alargamento. Neste estudo, pela primeira vez a FR é usada na caracterização de um dispositivo tipo HEMT em funcionamento, nos possibilitando descobrir a origem de estruturas espectrais que têm gerado controvérsia.

Ainda, um resumo das publicações dos últimos anos sobre a aplicação de FR e espectroscopia de modulação na caracterização de dispositivos semicondutores é apresentado. É dada ênfase na caracterização de estruturas tipo HEMT, mas uma ampla bibliografia para aqueles que estejam interessados em outros dispositivos também é fornecida.

Abstract

Since the invention of the transistor in 1947, a true technological revolution has brought to reality such devices and facts that, little time ago, seemed to be only possible in science fiction books and films. For this development to happen, an intense research on known semiconductor materials was necessary, together with an ceaseless search for new materials better adapted to specific purposes.

Among the characterization techniques used to study semiconductor materials, structures and devices, photorefectance (PR) is getting more and more important, due to it's versatility and unexpensiveness, characteristics that make PR suitable to be a diagnostic tool in a production line of a device factory with the same efficiency it is used in research laboratories. This versatility of PR, besides its proven ability in the evaluation of important device parameters, is what motivated the present work. In this Thesis we demonstrate some of the various possibilities of PR as a characterization technique for semiconductor heterostructures and devices based on such structures.

In part I, a brief presentation of PR is given, showing the physical principles on which it is based and detailing it's implementation. Also described, is a calculation method for electric field profiles and PR spectra, which allows for a comprehensive interpretation of experimental results.

In part II, the experimental and theoretical methods of part I are applied. Starting with InGaAs / GaAs quantum well samples, we obtain important parameters as electron-hole subband transition energies, In alloy composition, and the band offset for the heterostructure. We also verify the changes caused to these structures spectra by the insertion of a charged plane at the middle of the well, such as the shrinkage of the energy gap. In the case of undoped wells, we can see transitions between well sublevels, even at room temperature, demonstrating the sensitivity of the technique. Furthermore we present a PR study of asymmetric quantum wells. We observe the optical control of the two-dimensional electron gas, and separate the contributions due to the light and heavy holes. This is the first PR report on the observation of an optical control of the two-dimensional electron gas in such

structures that we know.

Experimental and theoretical PR investigations are performed in two kinds of device structures: a GaAs based metal-semiconductor field effect transistor (MESFET) and GaAlAs / GaAs based high electron mobility transistors (HEMT). We obtain several important parameters for the optical and electronic properties of these devices, such as built in electric field profile and broadening parameters. For the first time PR is applied to a HEMT in operation, enabling us to reveal the origin of controversial spectral structures. The difficulty on the interpretation of such structures led us to first interpret them as arising from the two-dimensional electron gas. To confirm our interpretation we constructed a macroscopic device, which enabled to vary the gas concentration in the measured region of the sample. The results coming from this measurements shows that this interpretation is not true, in the case of our sample, and is a very conclusive method for testing similar structures.

Yet, a résumé of the last years publications on the application of PR and modulation spectroscopy for semiconductor device characterization is presented. Emphasis is given on the characterization of HEMT structures, but a broad bibliography to those interested in other devices is also provided.

Capítulo 1

Introdução

Desde a invenção do transistor¹ em 1947 no “Bell Laboratories”, uma verdadeira revolução tecnológica nos trouxe até o nível atual de desenvolvimento científico e tecnológico, prometendo, pelo ritmo em que novas técnicas se desenvolvem e novos materiais são descobertos, nos levar ainda a um futuro tão distante em termos de desenvolvimento quanto estamos de 1947, em um período bem mais breve de tempo, porém. Para essa revolução tecnológica acontecer foi necessária uma intensa pesquisa das propriedades físicas dos materiais semicondutores conhecidos e uma busca incessante a novos materiais, melhor adaptados a aplicações específicas. Para que esse ritmo de desenvolvimento não diminua é essencial que continuemos a investir nessa direção, descobrindo novas técnicas de caracterização de materiais e aperfeiçoando e adaptando as já conhecidas, para que possamos conhecer cada vez mais e melhor os materiais semicondutores. Com esse conhecimento podemos continuar a desenvolver dispositivos eletrônicos mais rápidos, menores e poderosos, dando continuidade ao atual desenvolvimento tecnológico.

Há duas vertentes principais na pesquisa experimental de semicondutores e demais áreas da física que têm direta aplicação tecnológica. A primeira é representada pela pesquisa da física do dispositivo em si, voltada para a caracterização do dispositivo pronto, visando melhorar as técnicas de fabricação deste e garantir o controle de qualidade dos dispositivos fabricados. A segunda vertente é a que estuda isoladamente as propriedades físicas dos materiais ou subestruturas que compõem os dispositivos, muitas vezes chamada de pesquisa básica devido ao seu aparente descompromisso com resultados de aplicação imediata à tecnologia de fabricação dos dispositivos.

Muitas técnicas vêm sendo utilizadas na pesquisa experimental de materiais, estruturas e dispositivos semicondutores. Podemos citar por exemplo,

¹“TRANsfer reSISTOR”

o efeito Hall, Shubnikov-de Haas, fotocorrente, fotoluminescência, difração de raios X, fotorefletância entre inúmeras outras. Neste trabalho aplicaremos a técnica de fotorefletância na caracterização de heteroestruturas e de dispositivos de heteroestruturas semicondutoras.

Este trabalho foi motivado pela riqueza de informações que a técnica de fotorefletância pode fornecer em determinados casos, das estruturas analisadas. Desde os primeiros trabalhos utilizando fotorefletância na caracterização de heteroestruturas semicondutoras^[1-3] centenas de publicações têm sido feitas por diversos grupos no mundo todo. Dentre os campos de aplicação podemos destacar: estudos da estrutura de bandas de hetero- micro- e nanoestruturas semicondutoras, verificação de tensionamento em heteroestruturas, concentração de portadores, avaliação de campos elétricos internos, nível de Fermi na superfície, dano induzido por processo, qualidade de dispositivos, estudos teóricos da forma de linha do espectro, obtenção de energias de transição, dentre outros.

Uma das principais vantagens da fotorefletância sobre outras técnicas de caracterização para a aplicação em dispositivos é o fato de ela ser uma técnica não destrutiva. Outra característica que garante uma grande versatilidade na caracterização de dispositivos é seu caráter derivativo, a exemplo das demais técnicas de espectroscopia de modulação, que nos permite obter resultados interessantes mesmo à temperatura ambiente. Na fotorefletância a modulação no espectro de refletância é obtida através da variação do campo elétrico interno da amostra. Essa modulação do campo elétrico é feita por meio de um feixe de luz modulado em intensidade, tornando a técnica fácil de ser aplicada, porque não exige nenhuma preparação prévia da amostra e torna o custo de implantação bastante baixo se comparado a outras técnicas. Este fato contribui também na versatilidade desta técnica permitindo sua aplicação nos mais variados sistemas, como na análise *in-situ* do crescimento epitaxial por feixes (CBE, MBE)², ou na análise de corrosão por banhos em soluções químicas, enfim, podemos aplicá-la a qualquer sistema no qual tenhamos acesso óptico à amostra.^[4-6] Uma consequência da versatilidade da fotorefletância é o surgimento de técnicas derivadas, como fotorefletância diferencial,^[7-9] fotorefletância por excitação,^[10] fotorefletância resolvida no tempo,^[11] dentre outras.

Embora a técnica seja de fácil implementação, os espectros de fotorefletância podem ser consideravelmente intrincados e novas metodologias e idéias que ajudem na interpretação destes são de extrema utilidade. Neste sentido esta tese vem propor o uso de uma metodologia de cálculo de espectros de fotorefletância desenvolvida por nós, na interpretação de espectros de

² "Chemical Beam Epitaxy" e "Molecular Beam Epitaxy" respectivamente.

dispositivos. Além disso, utilizamos um feixe de modulação com potência variável no estudo de uma amostra de poço quântico assimétrico, que permitiu um estudo abrangente do gás bidimensional de elétrons.

A apresentação desta tese está organizada como descrito abaixo.

O trabalho está dividido em duas partes. Na primeira parte detalhamos as características da técnica de fotorefletância, descrevendo os fenômenos físicos principais envolvidos e a implementação da técnica, e o sistema experimental para tomada dos dados que construímos no Laboratório de Novos Materiais Semicondutores (LNMS) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo e utilizamos neste trabalho. Ainda na primeira parte, descrevemos o método pelo qual calculamos os espectros de fotorefletância teoricamente. Na segunda parte apresentamos aplicações da técnica de fotorefletância na caracterização tanto de heteroestruturas semicondutoras quanto de dispositivos baseados em heteroestruturas semicondutoras.

A primeira parte está subdividida em dois capítulos. O primeiro deles trata dos principais efeitos físicos e propriedades ópticas de semicondutores envolvidos na técnica de fotorefletância e no mecanismo de modulação do campo elétrico interno da amostra por um feixe de luz com intensidade modulada. Este capítulo cobre também a implementação da técnica e detalha a construção de um sistema para medidas de espectros de fotorefletância. Desta última parte resultou um pequeno artigo com fins didáticos que publicamos na *Revista Brasileira de Física Aplicada e Instrumentação*,^[12] descrevendo a construção de um criostato para medidas ópticas. No segundo descrevemos a metodologia de cálculo do perfil de potencial interno de heteroestruturas semicondutoras a partir do material que as compõe e das concentrações de dopantes em cada uma de suas camadas. Para a realização deste cálculo resolvemos numericamente a equação de Poisson e as equações da estatística de portadores em semicondutores de uma forma autoconsistente. Em seguida descrevemos um algoritmo para o cálculo da refletância de uma heteroestrutura, desenvolvido por nós no LNMS, que usa de um modo eficiente, dois conhecidos métodos de cálculo: o método integral, sugerido por Aspnes e Froya^[13] e o método de matrizes de transferência. Nosso método permite minimizar o número de matrizes de transferência necessário, tornando o cálculo mais rápido. Finalmente, damos alguns detalhes na implementação dos programas. Estes programas geraram também artigos que foram publicados nas revistas *Superlattices and Microstructures*^[14] e *Physical Review B*.^[15]

A segunda parte se subdivide em quatro capítulos. No primeiro deles apresentamos a aplicação da técnica de fotorefletância na caracterização de heteroestruturas semicondutoras do tipo poços quânticos. Primeiramente apresentamos a caracterização de poços de InGaAs / GaAs intrínsecos e com dopagem planar em seu centro, os resultados dessa caracterização foram

também publicados na revista *Superlattices and Microstructures*.^[16] Ainda no mesmo capítulo usamos uma abordagem da técnica de fotorefletância em que variamos a intensidade do feixe de bombeamento em poços quânticos assimétricos, conseguindo pela primeira vez, segundo nosso conhecimento, evidências do controle óptico da densidade do gás bidimensional de elétrons no interior do poço por fotorefletância nessa estrutura. Essa abordagem é comumente usada na técnica de fotoluminescência, onde permite separar algumas estruturas espectrais com diferentes origens. Em 1995, Goldys *et al*.^[17] aplicaram essa abordagem a interfaces de GaAs / GaAlAs e GaAlAs / GaAs, porém não encontrou-se nenhuma transição que pudesse ser atribuída ao gás bidimensional de elétrons. Os resultados deste estudo foram publicados por nós na revista *Superlattices and Microstructures*.^[18] O segundo capítulo da segunda parte tenta situar o leitor com relação às pesquisas desenvolvidas atualmente na caracterização de dispositivos semicondutores utilizando a fotorefletância, tendo em vista a ênfase dada neste trabalho à caracterização de dispositivos tipo HEMT. O terceiro capítulo da segunda parte trata da aplicação da fotorefletância na caracterização de dispositivos, MESFET e HEMTs, sendo que com relação a estes últimos realizamos o primeiro estudo de fotorefletância em um dispositivo em operação. Os resultados mostrados neste capítulo foram parcialmente publicados na revista *Materials Science and Engineering B*,^[19] e mais uma publicação está sendo preparada com os resultados mais recentes. No último capítulo apresentamos as conclusões finais e algumas idéias para futuros projetos. Grande parte dos resultados apresentados aqui foram também expostos em conferências e congressos nacionais e internacionais que ocorreram durante a elaboração desta tese.

Parte I
Descrição da técnica

Capítulo 2

A técnica de fotorefletância

Neste capítulo descrevemos a técnica de fotorefletância, mostrando quais os princípios físicos envolvidos, detalhando a instrumentação básica necessária para a obtenção de espectros e o sistema que utilizamos para realizar as medidas apresentadas na parte II deste trabalho.^[20]

2.1 Introdução

A espectroscopia de modulação é um tipo de espectroscopia óptica onde se medem as mudanças no espectro óptico que se deseja analisar, causadas por variações nas condições de medida ou de parâmetros da amostra. Há, basicamente, dois processos distintos de se conseguir espectros de modulação: agindo diretamente sobre a amostra, ou modificando as condições nas quais a medida é realizada. Agindo diretamente sobre a amostra, a modulação é conseguida quando se altera diretamente as propriedades físicas da amostra, por meio da aplicação de uma perturbação ou da combinação de perturbações tais como campos magnéticos ou elétricos, pulsos de calor ou pressões uniaxiais. Neste processo, chamado de modulação externa, a repetição destas perturbações externas, causa mudanças periódicas nas propriedades ópticas da amostra, que podem ser medidas, gerando o espectro de modulação. Da mesma forma podemos obter tais mudanças alterando as condições de medida sem agirmos diretamente sobre a amostra, por exemplo, modulando o comprimento de onda da luz medida. Este método é conhecido como modulação interna. Essa medida direta das mudanças no espectro com relação a algum parâmetro, confere ao método um caráter derivativo, que permite observar pequenas variações nas propriedades da amostra. No caso da fotorefletância a propriedade observada é a refletância. Além disso, o método permite o uso da técnica de detecção sensível à fase, que, devido a sua grande relação

sinal / ruído, permite que resultados interessantes sejam obtidos mesmo à temperatura ambiente.

2.1.1 Fotorefletância e eletrorefletância

Nas técnicas de eletrorefletância e fotorefletância a propriedade física da amostra que é alterada é seu campo elétrico interno, porém, o método utilizado para conseguir essa alteração é distinto nas duas modalidades de espectroscopia. Na eletrorefletância a mudança no campo elétrico interno da amostra é conseguida através da aplicação de um campo elétrico modulador externo, perpendicular à superfície, que se soma ao campo interno. Para a aplicação deste campo externo, geralmente se faz contatos na superfície da amostra. Na fotorefletância, o método utilizado para provocar a mudança no campo elétrico interno da amostra é um pouco mais complexo, se encarado do ponto de vista dos fenômenos envolvidos, mas de muito mais simples execução. Este método consiste na aplicação de um segundo feixe de luz na superfície da amostra, que causa a formação de pares elétron - buraco adicionais nesta região. Os pares assim formados irão se separar, como será descrito na seção 2.2, compensando o campo interno da amostra. A alteração do campo elétrico superficial da amostra causa uma mudança na constante dielétrica do material, que acarreta numa modificação de sua refletância. O gráfico obtido pela variação relativa da refletância com a energia dos fótons da luz refletida é o espectro de fotorefletância ou de eletrorefletância.

2.2 Princípios físicos

Quando um semicondutor é iluminado por fótons de energia superior à largura de sua banda de energia proibida, os fótons incidentes excitam elétrons da banda de valência para a banda de condução. Este processo cria um par elétron - buraco, que se separa devido ao campo elétrico interno do semicondutor, recombinando-se com as cargas de superfície ou interfaciais, atenuando-o. Essa atenuação do campo é similar à ação de um campo externo sobre o semicondutor, oposto ao seu campo interno. O efeito deste fenômeno é que as bandas de energia do semicondutor tendem à condição de bandas planas como mostrado na figura 2.1, alterando os índices ópticos do material. A fotorefletância usa esse mecanismo de modificação do campo elétrico pelos pares fotogerados para modulá-lo.

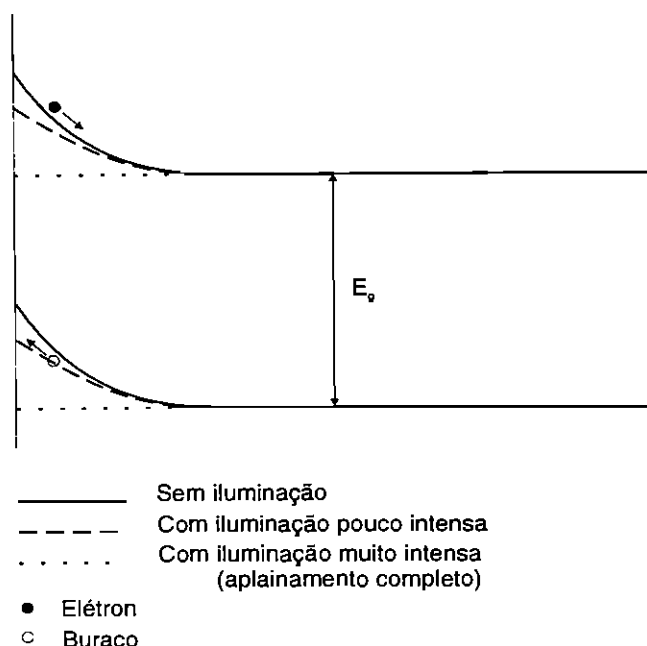


Figura 2.1: Ação da incidência de fótons sobre a forma das bandas eletrônicas próximo à superfície (do lado esquerdo) e separação dos pares foto gerados.

O espectro de modulação e a função dielétrica

O espectro de modulação é dado pela variação relativa da refletância em função da energia dos fótons refletidos. Para entendermos a influência da variação do campo elétrico no espectro de refletância, primeiramente vamos mostrar como se altera a refletância do material quando alteramos sua função dielétrica, depois, verificaremos qual o comportamento da função dielétrica na presença de um campo elétrico uniforme para, em seguida, calcularmos a variação sofrida por esta função dielétrica quando esse campo varia, obtendo, finalmente, a variação relativa da refletância como função desse campo.

No caso de uma onda eletromagnética plana que se propaga no vácuo incidindo perpendicularmente à superfície do material, a refletância pode ser escrita como^[21]

$$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2},$$

onde n e k são os índices ópticos de refração e extinção, respectivamente. Definindo $\epsilon = (n + ik)^2$ como a função dielétrica complexa do material e tomando $\epsilon_1 = n^2 - k^2$ e $\epsilon_2 = 2nk$ como suas partes real e imaginária, podemos rescrever R como função de ϵ

$$R = \frac{|\epsilon| - \sqrt{2(\epsilon_1 + |\epsilon|) + 1}}{|\epsilon| + \sqrt{2(\epsilon_1 + |\epsilon|) + 1}}. \quad (2.1)$$

A mudança do campo elétrico induz variações na função dielétrica que denotaremos através das variações de suas partes real e imaginária $\Delta\epsilon_1$ e $\Delta\epsilon_2$. A contribuição destas na variação relativa da refletividade pode ser obtida através de

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha \Delta\epsilon_1 + \beta \Delta\epsilon_2$$

onde os coeficientes α e β são conhecidos como coeficientes de Seraphin^[22] e definidos como

$$\alpha(\epsilon_1, \epsilon_2) = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \epsilon_1}$$

$$\beta(\epsilon_1, \epsilon_2) = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \epsilon_2}.$$

Seu comportamento com a energia do fóton é mostrado na figura 2.2. Nesta figura podemos observar que β é muito menor que α na região de energia próxima da banda de energia proibida do GaAs, de modo que nesta região $\Delta R/R$ é freqüentemente aproximado por $\alpha \Delta\epsilon_1$.

O efeito de Franz - Keldysh

O efeito de Franz - Keldysh^[23,24] é o efeito da mudança da absorção do semiconductor na presença de um campo elétrico intenso E . Essa mudança é devida ao entortamento das bandas do semiconductor causada pelo campo E . Um elétron movendo-se dentro de uma banda na presença do campo E e mantendo sua energia total ϵ adquire uma energia cinética eEz , seu momento é real e sua função de onda similar àquelas que descrevem a banda. No entanto, sendo possível para o elétron penetrar na banda de energia proibida mantendo sua energia total, este terá um momento imaginário, e sua função de onda decairá exponencialmente. Dessa forma, a probabilidade de encontrarmos esse elétron dentro da banda de energia proibida é não nula (ver figura 2.3) e proporcional a^[21]

$$e^{-3\sqrt{2}\frac{\epsilon - \epsilon_c}{\hbar\theta}}$$

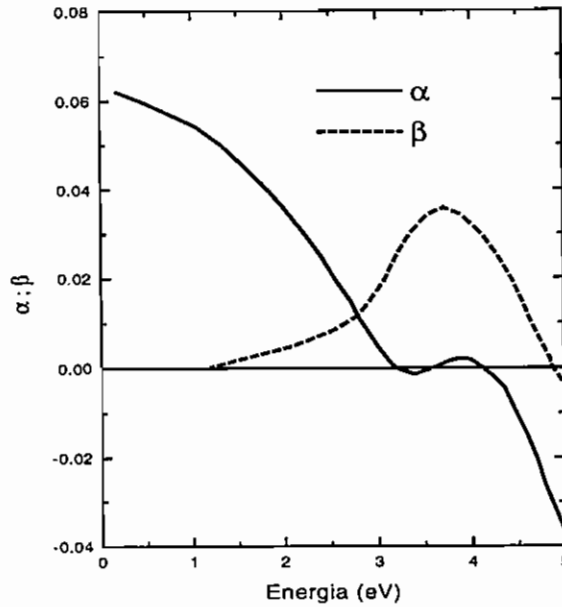


Figura 2.2: Comportamento dos coeficientes de Seraphin α e β para GaAs em função da energia do fóton, de acordo com a referência [22].

onde ε_c é a energia da fronteira da banda e θ é a frequência eletroóptica ou frequência característica do efeito Franz – Keldysh, e está relacionada com a intensidade do entortamento da banda pelo campo E . Essa frequência pode ser obtida a partir de E através da relação^[25]

$$\hbar\theta = \left(\frac{e^2 E^2 \hbar^2}{2m_{cv}^*} \right)^{1/3},$$

onde m_{cv}^* é a massa efetiva reduzida definida como $m_{cv}^* = (m_e^{-1} + m_h^{-1})^{-1}$, com m_e e m_h sendo as massas efetivas de elétrons e buracos respectivamente. Desta forma, é possível a absorção de fótons com energia menor do que a largura da banda proibida do material, devido a esse alargamento efetivo dos estados da fronteira das bandas pela aplicação do campo elétrico.

Outro aspecto do efeito de Franz – Keldysh é a modificação da densidade de estados na banda de condução. Portanto, para energias acima da energia da banda proibida, a densidade de estados se torna uma curva que oscila em torno da curva que representaria a densidade de estados na ausência do campo elétrico.^[22,26] Este aspecto do efeito de Franz – Keldysh é bem conhecido

pelos pesquisadores que trabalham com espectroscopia de modulação, onde se manifesta através de oscilações amortecidas conhecidas como oscilações de Franz – Keldysh.

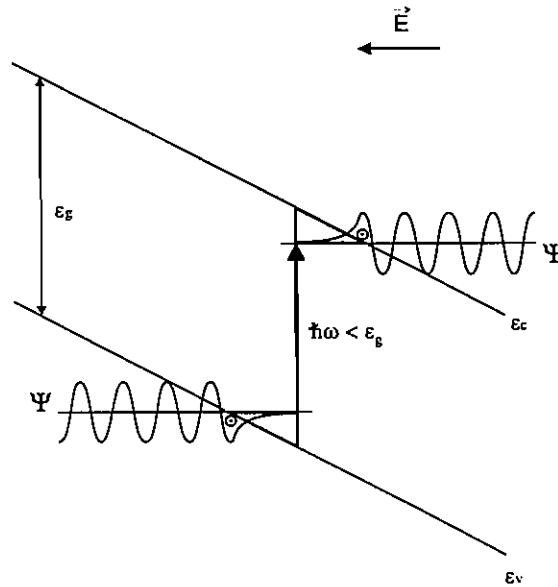


Figura 2.3: Devido ao entortamento das bandas pelo campo elétrico, é possível a absorção de um fóton com $\hbar\omega < \epsilon_g$ (efeito de Franz – Keldysh).

Assumindo ser o efeito de Franz – Keldysh o mecanismo principal que rege a absorção do material na presença de um campo elétrico E , a modificação da função dielétrica causada pelo campo E na proximidade de um ponto crítico M_0 pode ser determinada através da equação derivada por Aspnes^[27]

$$\Delta\epsilon(\omega) = C\left(\frac{\pi\sqrt{\theta}}{\omega^2}\right)\{[Ai'(\eta)Bi'(\eta) - \eta Ai(\eta)Bi(\eta)] + i[Ai'^2(\eta) - \eta Ai^2(\eta)] + \sqrt{\eta}\}, \quad (2.2)$$

com $Ai(\xi)$ e $Bi(\xi)$ definidas por

$$Ai(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \cos(x^3/3 + x\xi) dx, \quad Bi(\xi) = 2\pi i Ai(\xi e^{\pi i/6}) - 2\pi i Ai(\xi e^{-\pi i/6})$$

e

$$\eta = \frac{\omega_g - \omega - i\Gamma}{\theta}.$$

A frequência ω_g corresponde à banda proibida do material e Γ é um parâmetro de alargamento relacionado com o tempo de vida finito dos portadores de carga.

Munidos das expressões (2.1) e (2.2) podemos obter a influência do campo elétrico em $R(\omega)$.

2.3 Implementação da técnica

2.3.1 Instrumentação utilizada

O equipamento básico para se obter espectros de fotorefletância consiste em uma fonte de luz monocromática, cujo comprimento de onda pode ser variado, um sistema de acondicionamento da amostra, uma segunda fonte de luz modulada em intensidade e um sistema de detecção da luz refletida pela amostra.

Geralmente, a fonte monocromática de luz é obtida através de uma lâmpada incandescente e um monocromador. Para a segunda fonte de luz usa-se, normalmente, um laser com energia fora do intervalo de interesse e maior que a banda proibida dos materiais que se pretende analisar. Esta escolha dispensa o uso de lentes para focalizar o feixe de bombeamento na amostra, devido à sua baixa dispersão. Este feixe é modulado através de um “chopper” mecânico. O suporte para a amostra é o que mais varia de um aparato em relação a outro, pois depende das condições em que se pretende colocar a amostra para as medidas. Por exemplo, se desejamos fazer um estudo da modificação do espectro com a temperatura, este suporte será um criostato. Como sistema de detecção usa-se comumente ou uma fotomultiplicadora ou um fotodiodo, ligados a um amplificador “lock-in” e um microcomputador. A figura 2.4 mostra o equipamento que foi utilizado por nós na realização deste trabalho.

2.3.2 Descrição do aparato

Sistema de excitação

Por sistema de excitação entendemos toda a parte óptica do aparato, isto é, a parte do equipamento de fotorefletância que interage diretamente com o feixe de luz monocromática detectado (feixe de prova) e com o feixe de bombeamento, que descreveremos nesta ordem.

O feixe de prova é composto por uma lâmpada incandescente, pela fonte de alimentação desta lâmpada, pelo monocromador e pelas lentes que focalizam o feixe na entrada do monocromador. na amostra e no detetor. A

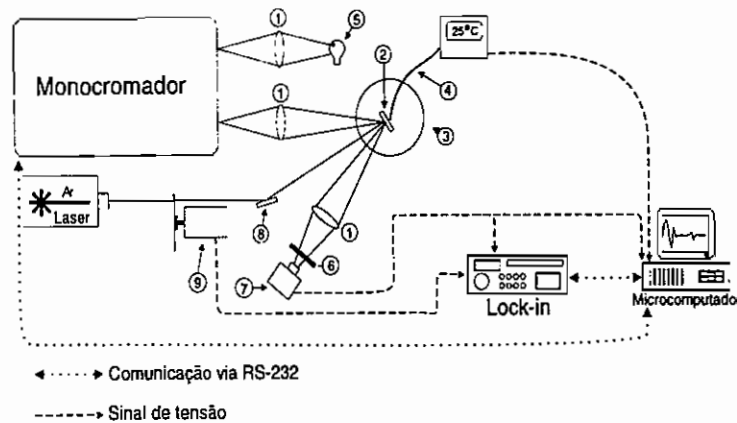


Figura 2.4: Sistema automatizado para a obtenção de espectros de fotorefletância.

- | | | |
|----------------------------|----------------|------------------------|
| 1 - Lentes focalizadoras . | 4 - Termopar . | 7 - Detetor. |
| 2 - Amostra. | 5 - Lâmpada. | 8 - Espelho regulável. |
| 3 - Criostato. | 6 - Filtro. | 9 - "Chopper". |

lâmpada que usamos é uma lâmpada halógena com filamento de tungstênio, de 150 W / 24 V. Esta lâmpada é alimentada por uma fonte estabilizada de tensão ajustável, que fornece tensões de 0,1 a 30 V. Para os espectros analisados neste trabalho foi utilizada uma tensão de 15 a 20 V, de forma que a intensidade do feixe na amostra fosse da ordem de poucos $\mu\text{W}/\text{mm}^2$.

A luz da lâmpada passa por uma lente com distância focal de 5 cm, que a focaliza na fenda de entrada do monocromador. Essa lente é acoplada numa das extremidades de um tubo, que serve como suporte da lâmpada. Na outra extremidade do tubo, mais próxima da lâmpada, há um ventilador para resfriamento. A lente foi escolhida com a distância focal mais curta possível, proporcionando a menor imagem, o que significa maior potência por unidade de área e melhor resolução do monocromador com minimização da perda de potência. uma vez que quanto menor a imagem obtida, menor a abertura necessária na fenda de saída do monocromador. Essa escolha minimiza, também, a entrada de luz espúria.

Após sair do monocromador, o feixe de luz atravessa uma segunda lente. Essa lente concentra o feixe numa área de aproximadamente 1 mm^2 , na superfície da amostra. Depois de ser refletido pela amostra o feixe passa por

uma última lente, que o focaliza no detetor, um transdutor formado por um fototransistor de silício com amplificador acoplado. Um filtro, colocado diante do transdutor, bloqueia o feixe do laser espalhado pelo vidro do criostato e pela amostra, não o deixando atingir o fototransistor, evitando a saturação do sinal no amplificador "lock-in". O filtro usado em nossos experimentos é um filtro OG515 da Oriel, que bloqueia comprimentos de onda menores que 500 nm.¹

Para o feixe de bombeamento foi usado um laser de argônio, cuja emissão principal tem um comprimento de onda de 488 nm, fora, portanto, da faixa de energia estudada, que corresponde a comprimentos de onda de 500 a 1.400 nm. O feixe do laser passa por um "chopper" mecânico, tornando-se pulsado. Esse feixe é, então, direcionado à superfície da amostra por um espelho de inclinação regulável, que permite fazer-se coincidir, na superfície da amostra, os dois feixes (o de prova e o de bombeamento). Tornar essa coincidência dos feixes o mais precisa possível é fundamental para se conseguir bons espectros. Para um eficiente ajuste dos feixes sobre a amostra em nosso sistema, projetamos uma peça que, acoplada à entrada do detetor, permite-nos realizar visualmente um melhor ajuste da posição relativa dos dois feixes. Esse ajuste tem que ser feito sem a última lente e o filtro, que são colocados e alinhados após a sua realização.

Sistema de condicionamento

O sistema de condicionamento da amostra é composto pelo criostato e pelos subsistemas acoplados a este, que permitem modificar as condições em que a amostra se encontra (estes subsistemas são o sistema de vácuo e o sistema de controle e medida da temperatura), e será descrito a seguir.

Em um experimento de fotorefletância, quando queremos realizar um estudo da amostra em condições que exijam o uso de um criostato, este tem que permitir o acesso óptico à amostra. No nosso caso queríamos estudar a amostra numa faixa de temperatura que ia de temperaturas próximas à temperatura de ebulição do nitrogênio até a temperatura ambiente, exigindo que a amostra estivesse em vácuo, evitando o contato térmico desta com o ambiente através da condução de calor pelo ar. Além disso, com a amostra exposta à atmosfera, condensar-se-ia água em sua superfície, impedindo o acesso da luz. Precisávamos, logo, de um criostato que deixasse a amostra em vácuo minimizando a condução do calor (um vácuo da ordem de 10^{-2} Torr era suficiente).

¹ Mesmo com a utilização do filtro, às vezes o sinal do laser no "lock-in" é mais forte que o sinal de fotorefletância da amostra. Uma solução para este caso foi apresentada por M. Pamplona Pires *et al.*^[28]

No período em que montávamos o aparato, desenvolvemos o criostato mostrado na figura 2.5.^[12] O material usado na construção deste criostato

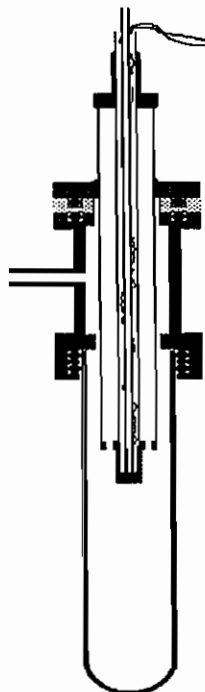


Figura 2.5: *Criostato. – Corte mostrando suas estruturas internas*

foi basicamente latão, dois tubos de diâmetros diferentes de aço inoxidável e um tubo de ensaio de trinta milímetros de diâmetro.

Neste criostato o resfriamento da amostra é feito por condução de calor, através do porta amostra (figura 2.6), que é, por sua vez, resfriado pela passagem de nitrogênio gasoso a baixa temperatura, através de seus canais internos. O sistema de controle da temperatura, mostrado na figura 2.7, é formado por um controlador de fluxo de gás, que estabelece o fluxo de nitrogênio gasoso e por um termopar. Antes de passar pelo criostato, o nitrogênio gasoso é resfriado ao passar por uma serpentina de cobre que se acha submersa num reservatório de nitrogênio líquido em ebulição. A temperatura do criostato é monitorada através de um termopar tipo K, soldado ao topo do porta amostra (vide figura 2.6).

A temperatura lida neste termopar e a temperatura do porta amostra não apresentam diferença dentro da precisão que podemos obter com o sistema (1 K) e os valores para as faixas de energia proibidas dos materiais, calculadas através da temperatura lida no termopar, coincidiram, dentro dos erros experimentais, com os valores obtidos através dos espectros de fotorefletância para essas mesmas grandezas.

Devido à sua propriedade de não tensionar a amostra quando resfriada à temperatura de ebulção do nitrogênio, além de ser mais econômica do que a tradicional cola de prata, usamos para a fixação da amostra, graxa de silicone para alto vácuo.

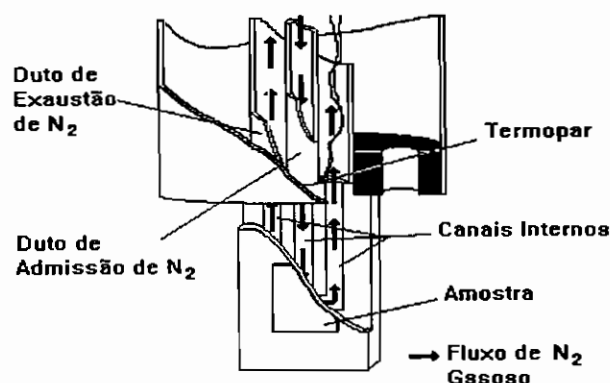


Figura 2.6: *Porta amostra.* - A amostra é mantida fixa no lugar através do uso de graxa de silicone para alto vácuo, evitando possíveis tensões criadas pelo congelamento de colas comuns.

Para se alterar a temperatura, modifica-se o fluxo de gás que atravessa o criostato. Quanto maior o fluxo, maior a massa de gás resfriado que entra em contato com o porta amostra, retirando uma quantidade maior de calor deste, o que faz com que a temperatura da amostra seja menor. A figura 2.8 mostra um gráfico onde aparecem relacionados o fluxo do nitrogênio gasoso e a temperatura da amostra para este sistema. Com o vácuo fornecido por uma bomba mecânica monitorado por um medidor de vácuo tipo termopar nesse sistema, conseguimos manter a amostra numa temperatura estável, num intervalo de $\pm 1\text{K}$. entre 80 K e a temperatura ambiente.

Sistema de detecção e eletrônica

O que chamamos de sistema de detecção e eletrônica corresponde ao sistema de tratamento do sinal e de controle do aparato. A descrição deste

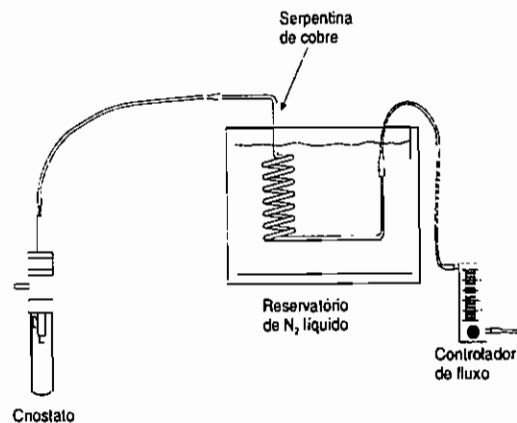


Figura 2.7: Sistema de controle da temperatura. – Através deste sistema e do gráfico mostrado na figura 2.8 podemos controlar a temperatura da amostra entre 80 K e a temperatura ambiente.

sistema será dividida em duas partes: o sistema de detecção e tratamento do sinal e o sistema de automatização e controle do aparato, que será discutido na seção 2.3.3.

O sistema de detecção é formado pelo transdutor e pelo “lock-in”. O transdutor utilizado nesta montagem é um fototransistor de Si com um amplificador interno. O sinal detectado pelo transdutor é enviado simultaneamente ao microcomputador e ao amplificador “lock-in”. Este sinal possui uma componente contínua (“DC”) e uma componente oscilatória (“AC”) de amplitude muito menor (cerca de uma parte em 10^5). Assim, o microcomputador, através de um conversor analógico digital, converte a componente “DC” recebida diretamente do transdutor e a intensidade da componente “AC” lhe é enviada através do amplificador “lock-in” em codificação ASCII, via interface serial (RS 232).

A técnica de detecção em fase é muito utilizada quando se precisa medir sinais em corrente alternada muito baixos, com nível de ruído muito alto e se dispõe de um sinal originário de uma excitação periódica, que é utilizada como referência para o amplificador “lock-in”. Este amplificador é capaz de fazer medidas acuradas de sinais muito pouco intensos, mesmo quando este sinal está obscurecido por ruído, o qual pode ser muito mais intenso que o próprio sinal (cerca de mil vezes). O amplificador “lock-in” é, essencialmente,

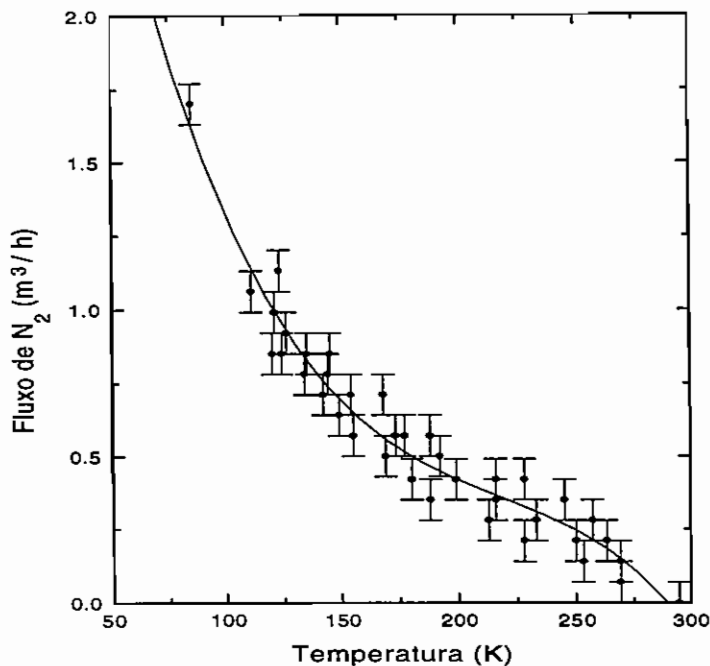


Figura 2.8: Gráfico do comportamento da temperatura da amostra em função do fluxo de nitrogênio gasoso.

um filtro passa banda com uma largura de banda estreita, sintonizado na frequência do sinal e um detetor de fase.

2.3.3 Operação do sistema

Tomando a razão entre as duas componentes, o microcomputador calcula a variação relativa da refletância. Esse procedimento é repetido para diversas energias do feixe incidente, formando o espectro de fotorefletância. O controle destas tarefas é realizado pelo microcomputador, através de um programa elaborado por nós e projetado para este sistema, mas que pode ser facilmente adaptado a outros aparatos semelhantes por ter uma estrutura modular. O diagrama de blocos desse programa é mostrado na figura 2.9. A seguir descreveremos resumidamente seu funcionamento e operação.

Ao ser inicializado o programa fornece instruções ao usuário para a configuração do monocromador. Em seguida, apresenta uma tela com a descrição

dos parâmetros do experimento, onde aparecem os parâmetros que influem no espectro de fotorefletância e que podem ser modificados pelo usuário.

Antes de iniciar o experimento é necessário, também, ajustar as condições que serão mantidas fixas durante a tomada do conjunto de curvas e que não são controladas pelo microcomputador. Essas condições são a intensidade dos feixes (de prova e de bombeamento), a temperatura (através do fluxo de gás) e a frequência do "chopper". Com exceção das intensidades dos feixes esses parâmetros não precisam ser informados ao programa, que os lê diretamente.

Quando a tomada de dados se inicia, a cada ponto adquirido o computador avança o comprimento de onda do monocromador de um certo $\Delta\lambda$, de forma a poder ler um novo ponto. Cada ponto armazenado é uma média de vários pontos adquiridos, diminuindo o nível de ruído, uma vez que estamos tomando a média do sinal no tempo. Tanto o número de aquisições feitas por ponto, quanto o intervalo entre cada aquisição são especificados pelo usuário. Além disso, o programa dá a opção de se construir várias curvas com as mesmas características, a fim de se verificar a repetitividade das estruturas que aparecem no espectro.

Uma vez gravadas todas as curvas semelhantes, podemos obter a curva média, após o experimento, ajudando a reduzir ainda mais o nível de ruído. Também é possível a comparação da curva que está sendo adquirida com outra gravada anteriormente.

Após a aquisição do espectro inteiro, o programa armazena-o em disco, para análise posterior. As várias curvas de um mesmo espectro são gravadas em arquivos diferentes para facilitar seu uso individualmente ou em conjunto.

2.3.4 Características técnicas do aparato

Neste tópico, damos as especificações técnicas do nosso sistema de fotorefletância.

- Feixe de prova
 - Resolução em energia (com abertura de 0,6 mm para comprimentos de onda de 400 a 1.000 nm): 1 a 3 meV.
 - Potência máxima estimada na superfície da amostra:
 $\sim 1 \mu\text{W}/\text{mm}^2$
 - Intervalo de Energia: 0,9 a 2,5 eV (490 a 1.400 nm).
- feixe de bombeamento

- Faixa de frequência de modulação: 20 a 4.000 Hz.
- Energia: 2,54 eV (488 nm).
- Potência máxima na amostra: 88,5 mW/mm².
- Área de iluminação: ~ 3 mm².

- Criostato

- Intervalo de temperatura: 80 a 305 K.
- Estabilidade da temperatura: 1 K.
- Pressão interna: < 50 mTorr.

- Microcomputador

- Resolução do conversor AD: 12 bits, c/ leitura de 0 a 5 V.
- Número máximo de pontos no espectro: 2.000 pontos. (limite do programa)

- Nível de Ruído

- Da ordem de 5×10^{-6} com uma constante de tempo de 0,4 s (vide figura 2.10).

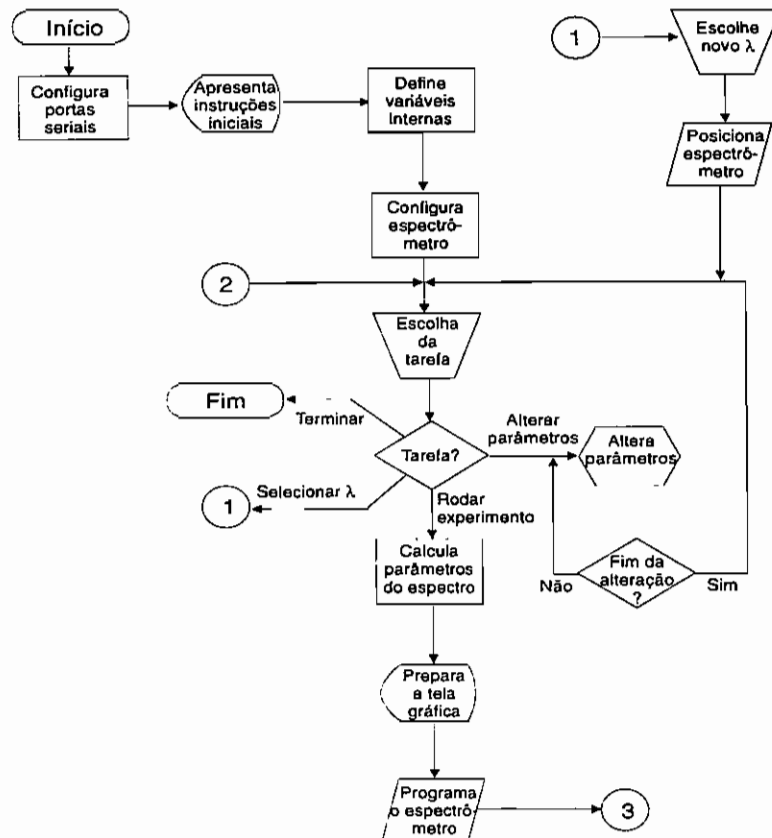


Figura 2.9: Fluxograma do programa de aquisição de dados. parte 1

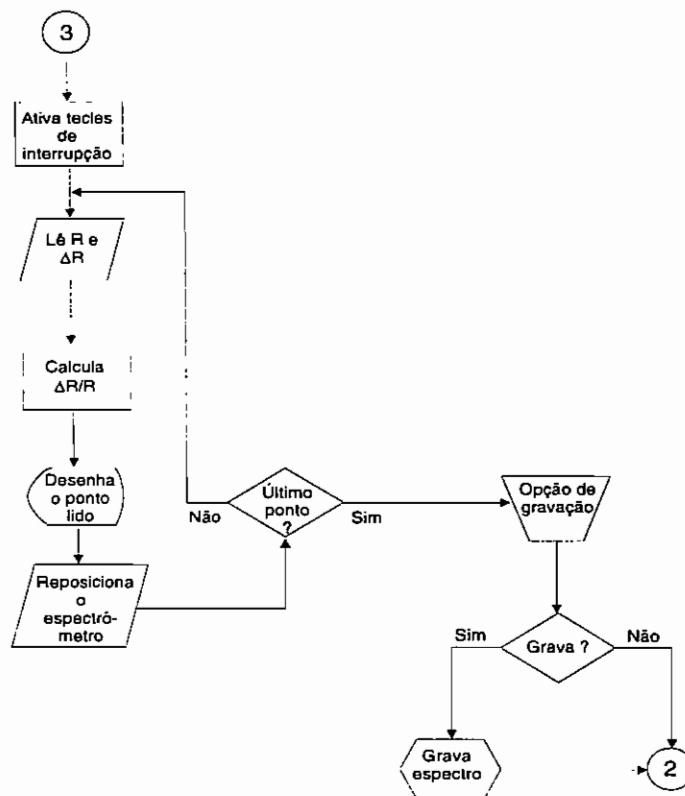


Figura 2.9: Fluxograma do programa de aquisição de dados. parte 2

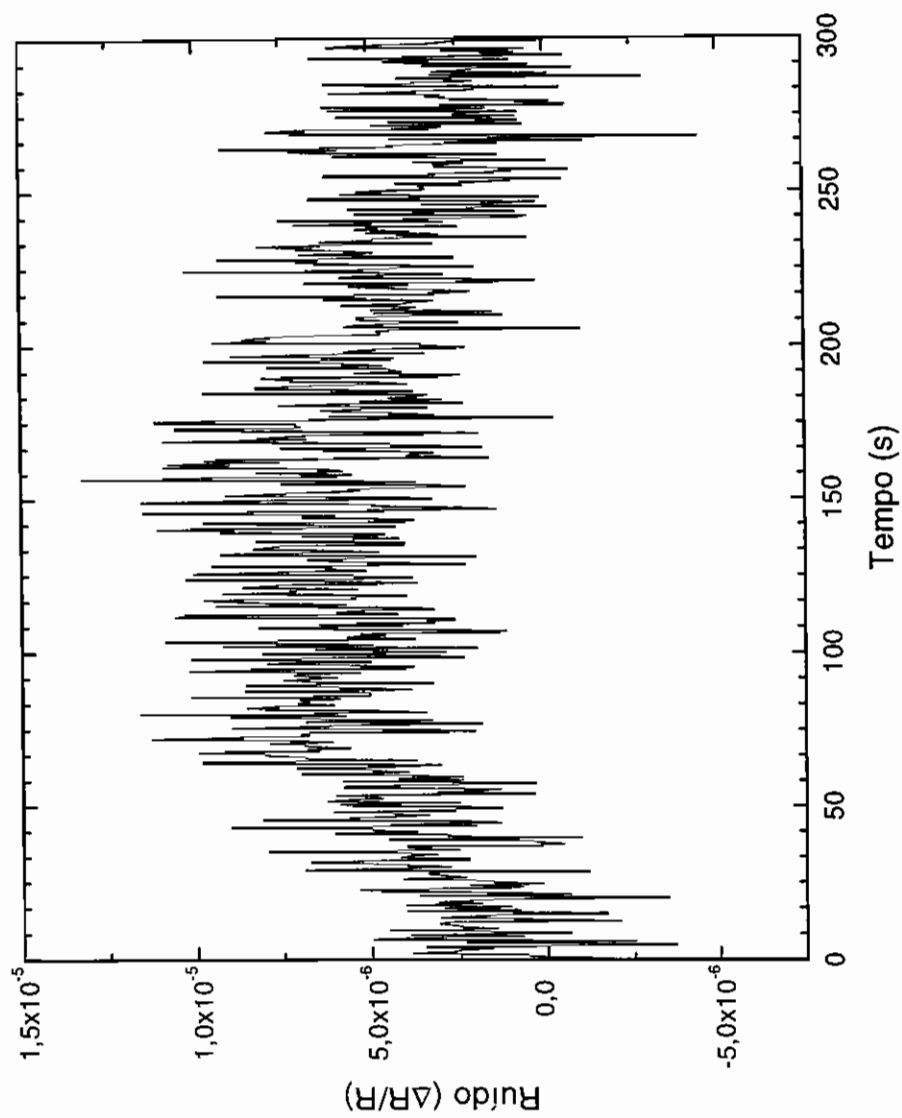


Figura 2.10: Gráfico do nível de ruído do aparato em função do tempo.

Capítulo 3

Método para o cálculo de espectros de fotorefletância

O conhecimento do perfil das bandas de condução e valência das estruturas semicondutoras desempenha um papel de fundamental importância na aplicação destas para a fabricação de dispositivos que se baseiam na modificação e aplicação de campos elétricos em seu interior, como os transistores de efeito de campo. Os campos elétricos internos de uma heteroestrutura semicondutora se estabelecem pelo rearranjo de cargas nas regiões próximas à superfície e às interfaces da heteroestrutura, devido à existência de estados superficiais e interfaciais correspondentes a níveis profundos dentro da banda proibida dos materiais.^[29]

Além disso, esse conhecimento da distribuição de campo e potencial elétrico no interior da amostra é essencial na interpretação de espectros de técnicas de espectroscopia de modulação de campo elétrico, como fotorefletância, eletrorefletância e fotorefletância diferencial, cujo princípio é a alteração do perfil de campo elétrico interno das estruturas investigadas, através da aplicação direta de um campo externo, ou da modificação das cargas superficiais e interfaciais pela separação de pares elétron – buraco fotogerados, como discutido no capítulo anterior. Deste modo, é inegável a necessidade de se poder calcular a distribuição espacial do potencial no interior de estruturas semicondutoras, seja para o desenvolvimento de dispositivos, seja para a interpretação de dados experimentais provenientes de medidas ópticas.

Uma vez se conhecendo o perfil de campo elétrico interno de uma heteroestrutura, é possível calcular seus espectros ópticos. Para as técnicas de espectroscopia de modulação o cálculo deste perfil tem que ser bastante preciso devido à grande sensibilidade inerente a elas. A simulação feita diretamente do perfil de campo calculado fornece uma grande ajuda na interpretação de espectros de modulação, principalmente quando os sinais originados em

diferentes regiões da amostra se sobrepõem, tornando sua identificação e separação uma tarefa bastante complexa, quando se analisa somente o espectro experimental.

Neste capítulo descrevemos o método usado por nós para o cálculo dos perfis de potencial e campo elétrico intrínseco a heteroestruturas semicondutoras e, a partir destes perfis, o método de simulação de espectros de refletância e fotorefletância para estas estruturas. Mostramos também o diagrama de blocos de cada um dos programas que desenvolvemos para estes cálculos.

3.1 Perfil de potencial e de campo elétrico

Em 1994 o Dr. Beliaev desenvolveu um programa que permitia calcular o perfil de potencial e de campo elétrico de heteroestruturas de GaAs / Ga_{0,7}Al_{0,3}As dopadas tipo n com Si. O algoritmo apresentado aqui (figura 3.1) foi modificado em relação ao usado no programa do Dr. Beliaev e o programa foi totalmente reconstruído por nós usando a linguagem de programação C.^[30] Este novo programa incorpora a possibilidade de cálculo de heteroestruturas de quaisquer materiais e dopantes (tipo p ou n), bastando informar ao programa as propriedades básicas destes. Alguns cálculos de estruturas de poço de dopagem planar são mostrados na figura 3.2 para exemplificar o uso do programa.

Consideraremos para os cálculos a seguir uma heteroestrutura com sua superfície em $z = 0$ e estendendo-se até $z = \infty$ (considerando o substrato infinito e as demais camadas com sua espessura real, como mostrado na figura 3.3). A camada n-ésima, que inicia-se em z_{n-1} e estende-se até z_n , é considerada homogeneamente dopada com impurezas tipo doadoras (n) ou tipo aceitadoras (p), cuja concentração é denotada por $N_D(z)$ e $N_A(z)$, respectivamente.

O campo elétrico pode ser calculado diretamente do potencial eletrostático, que obedece à equação de Poisson:

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = -\frac{4\pi}{\epsilon}\rho(z). \quad (3.1)$$

Para que esta equação tenha solução única, precisamos tomar duas condições de contorno. Podemos definir essas duas condições de contorno necessárias, como:

$$\varphi'(\infty) = 0 \quad (3.2)$$

e

$$\varphi(0) = V_s. \quad (3.3)$$

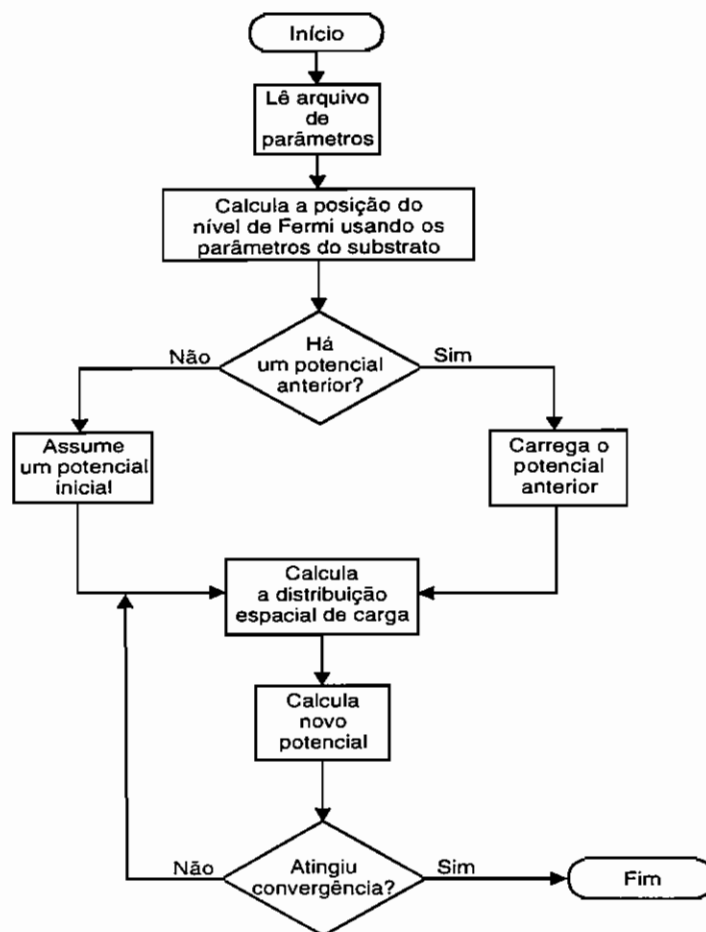


Figura 3.1: Diagrama de blocos do programa para o cálculo do perfil de potencial de heteroestruturas

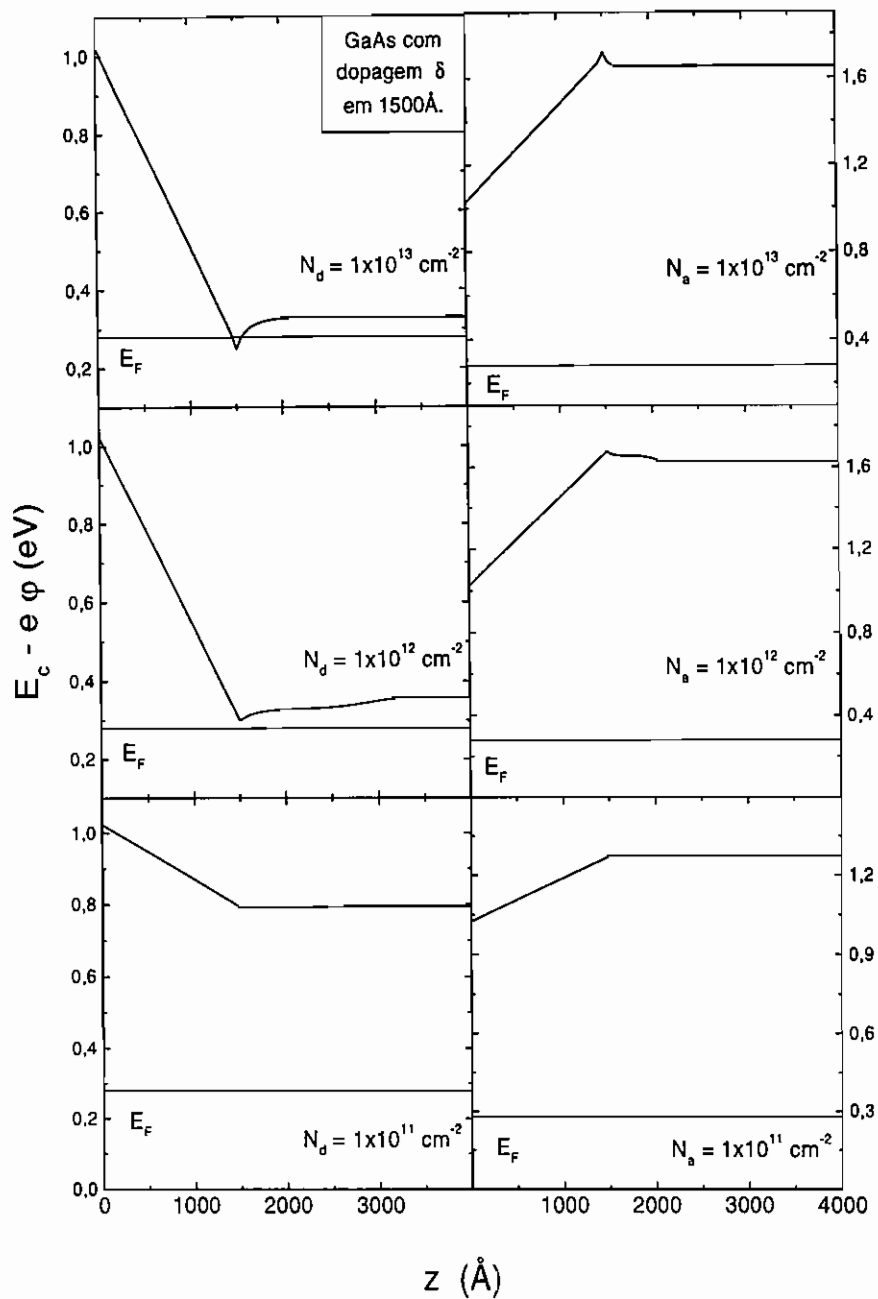


Figura 3.2: Perfil da banda de condução de estruturas tipo poços delta isolados, calculados para diferentes concentrações de dopantes no plano.

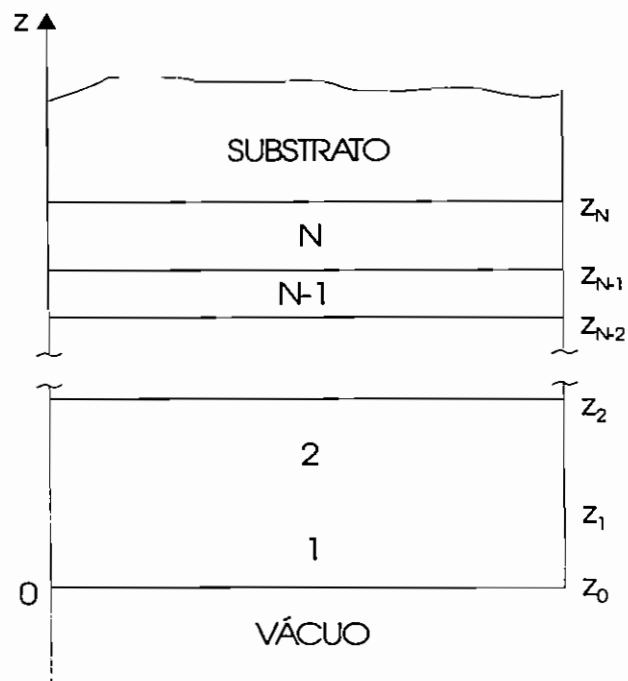


Figura 3.3: Esquema mostrando a heteroestrutura a ser calculada, o eixo z e as coordenadas das interfaces z_n .

A primeira condição significa tomarmos o campo elétrico em $z = \infty$ nulo, e a segunda assumir um potencial na superfície da heteroestrutura. Além disso, podemos tomar como referência para o potencial $\varphi(\infty) = 0$.

A densidade total de carga $\rho(z)$ pode ser escrita como^[31]:

$$\rho(z) = -e [n(z) - p(z) - N_D^+(z) + N_A^-(z)],$$

onde $n(z)$, $p(z)$, $N_D^+(z)$ e $N_A^-(z)$ são respectivamente as concentrações de elétrons, buracos, impurezas doadoras ionizadas e impurezas aceitadoras ionizadas. Podemos expressar estas concentrações em termos do potencial $\varphi(z)$ usando as equações da estatística de semicondutores^[32-34]:

$$n(z) = N_c(z) F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_c(z) + e\varphi(z)}{k_B T} \right),$$

$$p(z) = N_v(z) F_{1/2} \left(\frac{E_v(z) - E_F - e\varphi(z)}{k_B T} \right),$$

$$N_D^+(z) = N_D(z) \left[1 + 2 e^{\left(\frac{E_F - E_c(z) + e\varphi(z) + E_D(z)}{k_B T} \right)} \right]^{-1},$$

$$N_A^-(z) = N_A(z) \left[1 + \frac{1}{2} e^{\left(\frac{E_v(z) - E_F - e\varphi(z) + E_A(z)}{k_B T} \right)} \right]^{-1},$$

onde $E_c(z)$ e $E_v(z)$ denotam o fundo da banda de condução e o topo da banda de valência no ponto z , respectivamente; E_F é a energia de Fermi; $F_{1/2}(\eta)$ é a integral de Fermi - Dirac de índice 1/2; $N_c(z)$ e $N_v(z)$ representam a densidade efetiva de estados nas bandas de condução e de valência, nesta ordem; e $E_D(z)$ e $E_A(z)$ a energia de ionização dos estados doadores e aceitadores.

Para simplificar a resolução do problema, podemos transformar a equação (3.1) numa equação integral que já embute as condições de contorno (3.2) e (3.3), além da condição de o potencial se anular em $z = \infty$ ^[15,35]:

$$\varphi(z) = V_s + \frac{4\pi}{\epsilon} \int_0^z dz' \int_{z'}^{\infty} dz'' \rho(z''). \quad (3.4)$$

A normalização é garantida pelo fato de que, uma vez que o campo elétrico anula-se em $z = \infty$, segue que $\varphi(\infty)$ é uma constante, isso implica que $\rho(\infty)$ também seja constante e, para que a integral (3.4) não divirja $\rho(\infty) = 0 \Rightarrow \varphi(\infty) = 0$.

Como temos a presença do potencial $\varphi(z)$ em ambos os lados da equação (3.4) devemos resolvê-la iterativamente. Essa equação pode ser integrada por partes, dando-nos a seguinte expressão:

$$\varphi(z) = V_s + \frac{4\pi}{\epsilon} \left[\int_0^z dz' z' \rho(z') + z \int_z^{\infty} dz' \rho(z') \right]. \quad (3.5)$$

Segue dessa formulação, para $z = \infty$ o bem conhecido fato de que ao cruzar um dipolo o potencial varia proporcionalmente à densidade de momento desse dipolo:

$$V_s = \frac{4\pi}{\epsilon} \int_0^\infty dz z \rho(z).$$

Dopagens planares

Há dois meios de inserir no cálculo do perfil de potencial camadas de dopagem planar. O primeiro método consiste em se assumir que a dopagem planar é, na realidade, uma camada fina de espessura maior do que uma monocamada, de modo que se possa atribuir uma concentração tridimensional correspondente à concentração de dopantes no plano. O segundo método é definindo densidades planares de carga, causada pelo plano de dopantes.

Tomemos uma interface de dopantes tipo n, podemos escrever a concentração de doadores ionizados devida a essa interface como

$$N_D^{+if}(z) = N_D^{if}(z) \delta(z - z^{if}) \left[1 + 2e^{\left(\frac{E_F - E_c(z) + e\varphi(z) + E_D^{if}(z)}{k_B T} \right)} \right]^{-1}. \quad (3.6)$$

Da mesma forma, para uma interface de dopantes tipo p,

$$N_A^{-if}(z) = N_A^{if}(z) \delta(z - z^{if}) \left[1 + \frac{1}{2} e^{\left(\frac{E_v(z) - E_F - e\varphi(z) + E_A^{if}(z)}{k_B T} \right)} \right]^{-1}. \quad (3.7)$$

Deste modo,

$$\rho(z) = -e \left(n(z) - p(z) - N_D^+(z) + N_A^-(z) + \sum_i [N_{A_i}^{-if}(z) - N_{D_i}^{+if}(z)] \right). \quad (3.8)$$

Munidos das equações (3.5) e (3.8) podemos calcular iterativamente o perfil de potencial para uma heteroestrutura qualquer.

Para exemplificar o método descrito acima elaboramos um estudo de estruturas relativamente simples no qual verificamos o quanto o cálculo depende dos parâmetros da estrutura. A estrutura escolhida para tais testes foi a estrutura composta por uma monocamada de dopante mergulhada em um material com uma pequena dopagem residual tipo p. ou seja um poço delta isolado. Os dois métodos de cálculo levam ao mesmo resultado se não usamos uma dopagem residual na região do poço (no método de cálculo com uma camada não planar). e ligeiramente diferente se a utilizamos (ver figura 3.4). O motivo dessa diferença é que no cálculo através das equações (3.6) e (3.7)

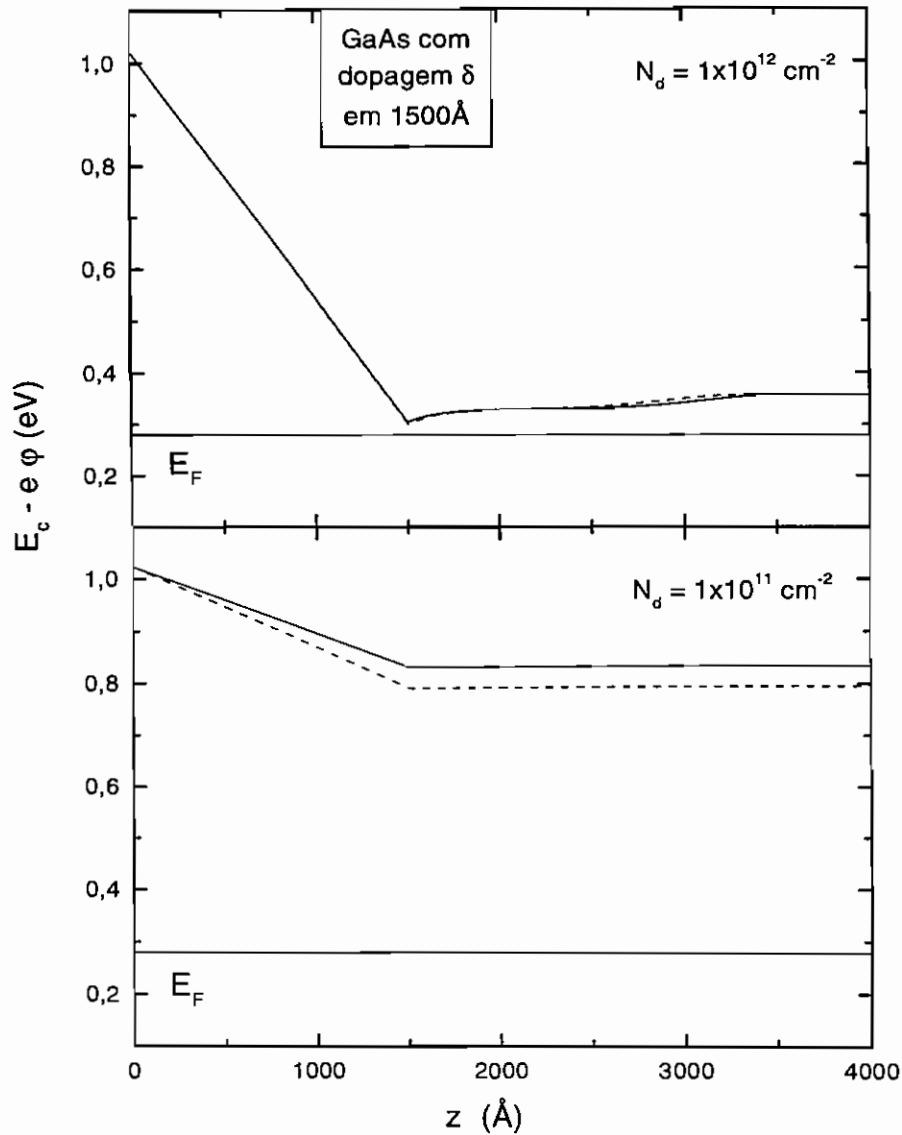


Figura 3.4: Perfil da banda de condução de estruturas tipo poços delta isolados, calculados através de cada um dos dois métodos descritos. O método de camada tridimensional, calculado para uma camada de 10 Å, é representado pela linha sólida e o método de camada bidimensional pela linha tracejada.

a dopagem residual não é levada em conta. Para que esta seja levada em consideração precisamos assumir e fornecer ao programa uma densidade de dopantes efetiva no plano, que a inclua.

Pode-se observar que quando aumentamos a concentração de dopantes no plano, a diferença entre as curvas calculadas diminui. Isto se deve ao fato de que a concentração residual torna-se pequena face à concentração de cargas do plano, vindo a ser desprezível quando esta última é suficientemente grande.

Nos cálculos mostrados na figura 3.2 para poços delta isolados tipo p e n para diversas concentrações de dopantes, a concentração residual foi considerada também na região do poço. Para este cálculo utilizamos o método com camadas tridimensionais.

Outra verificação que realizamos foi a de se estender o cálculo mais profundamente na amostra, observando se o perfil calculado sofria alguma mudança significativa. Para este teste tomamos uma estrutura um pouco mais complexa e os resultados do cálculo são mostrados na figura 3.5. Como pode ser visto, a influência de se estender o cálculo mais profundamente na amostra é muito pequena ou nula, desde que não hajam inomogeneidades de distribuição de cargas e ou de materiais mais profundas na amostra.

3.2 Método híbrido para o cálculo de espectros de fotorefletância

A análise dos espectros de fotorefletância para estruturas semicondutoras com portadores de carga não confinados é feita essencialmente através de dois métodos. O método proposto por Aspnes e Frova^[13] da teoria de perturbação com respeito à modificação da função dielétrica pelo campo elétrico. Este método usa a teoria de Franz – Keldysh^[23,24] para incluir o efeito de pequenas inomogeneidades espaciais do campo elétrico interno à estrutura (como mostrado no capítulo anterior). No início, este método foi utilizado na análise de espectros provenientes de amostras tipo “bulk”, vindo mais recentemente a ser utilizado em estruturas com camadas epitaxiais compostas do mesmo material do substrato^[36-41] ou mesmo readaptado para o caso de dopagens planares^[9,42] ou poços quânticos^[43] estarem presentes à estrutura. Este método apresenta problemas quando temos fortes inomogeneidades na função dielétrica, como no caso de heteroestruturas,^[44-47] sendo necessário cuidado na sua aplicação para análise de espectros provenientes destas estruturas. Devido a essa dificuldade na interpretação de espectros de modulação de heteroestruturas semicondutoras, a aplicação dessas técnicas em sua ca-

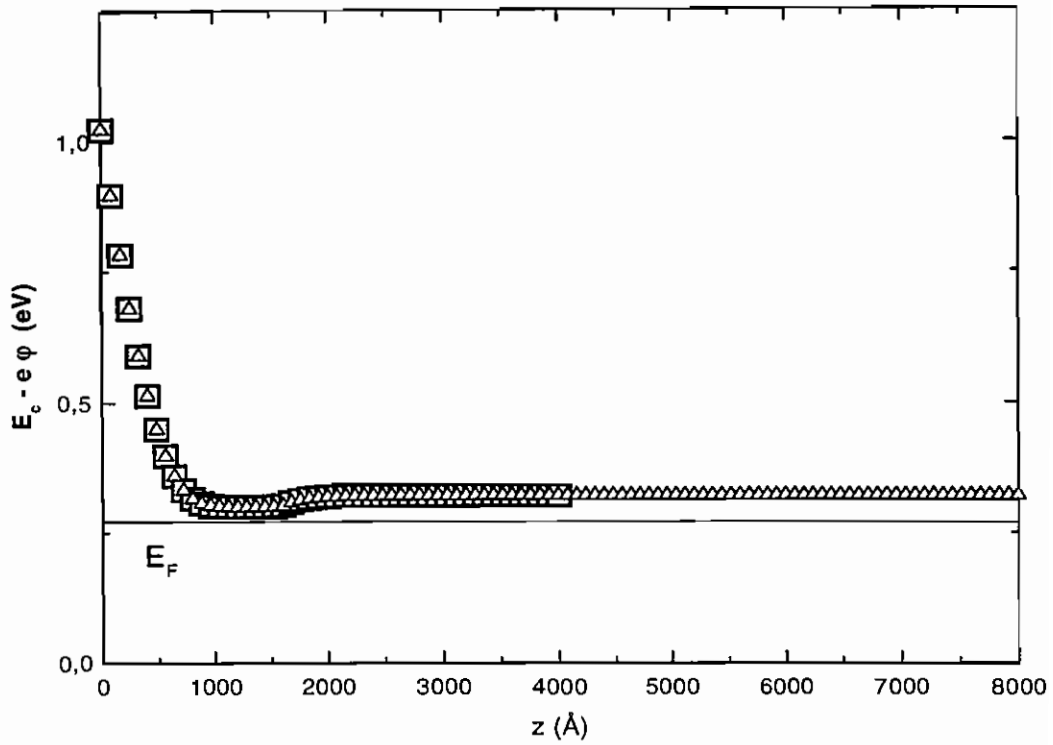


Figura 3.5: Cálculo do perfil da banda de condução para cálculos até diferentes profundidades na amostra (4.000 Å - □ e 8.000 Å - Δ), mostrando que o potencial não se altera quando se estende o em direção ao substrato.

racterização vinha gerando diversas controvérsias e discussões entre diferentes grupos atuando nessa área.

Desde 1988, surgiram algumas abordagens incluindo os efeitos interferenciais da luz refletida pelas diferentes camadas da estrutura,^[48-50] incentivados pela presença de detalhes espectrais que não podiam ser explicados simplesmente pelo método de cálculo proposto por Aspnes e Froya. No entanto, ainda assim alguns espectros mais complexos permaneciam não totalmente esclarecidos.^[50-54] Para explicar apropriadamente estas estruturas espectrais, precisamos levar em conta as perturbações da função dielétrica que causam efeitos interferenciais,^[55,56] mistura das partes real e imaginária e a separação das contribuições de campos elétricos fracos e fortes ao espectro. Como exemplos da influência dessas perturbações no espectro podemos citar o efeito de rotação da estrutura espectral em torno do eixo das energias quando se altera a distância da camada que a origina à superfície, causada pela diferença da fase óptica, e ainda o surgimento de oscilações e picos no espectro devidos à interferência dos feixes de luz refletidos pelas diferentes interfaces da heteroestrutura.

Os modelos de cálculo que têm se empregado para o cálculo de heteroestruturas e que tomam em consideração os efeitos interferenciais e a dependência espacial do campo elétrico são baseados no tradicional método de matrizes de transferência,^[57] onde o coeficiente de reflexão de uma heteroestrutura é calculado dividindo-a em múltiplas camadas de forma que a função dielétrica dentro dessas camadas possa ser considerada constante. Para homoeestruturas o método de Aspnes e Froya continua sendo aplicado. Levando em consideração as vantagens e desvantagens dos dois métodos de cálculo, tivemos a idéia de compor um método híbrido para o cálculo de espectros de fotorefletância consistente numa generalização do método integral através do uso de matrizes de transferência.

A idéia do método híbrido originou-se através do raciocínio que se segue. O método de cálculo de espectros de fotorefletância formulado por Aspnes e Froya é aplicável quando temos inhomogeneidades fracas na constante dielétrica da estrutura, como no caso de homoeestruturas ou de camadas isoladas de uma heteroestrutura. No entanto, este método apresenta problemas para tratar temos uma heteroestrutura que possui, nas interfaces entre diferentes materiais, uma forte inhomogeneidade em sua constante dielétrica. O método das matrizes de transferência consegue tratar fortes descontinuidades da função dielétrica, mas se definimos cada matriz considerando a função dielétrica constante (como usualmente é feito) este método irá consumir um grande tempo de cálculo, devido ao número elevado de matrizes de transferência. No entanto, podemos derivar matrizes de transferência para cada camada da heteroestrutura, utilizando o método proposto por Aspnes e Fro-

va, já que dentro de uma camada a constante dielétrica varia suavemente. Assim, a matriz de transferência total da heteroestrutura será o produto das matrizes de transferência de todas as suas camadas.^[15] No caso de considerarmos o semi-espaço infinito, esta formulação se reduz imediatamente à fórmula de Aspnes e Frova.

Como no caso do programa de cálculo de perfis de potencial, também para esse método foi elaborado um primeiro programa de teste que permitia o cálculo de estruturas de GaAs / Ga_{0,72}Al_{0,28}As preestabelecidas, pelo Dr. Beliaev. Para este trabalho fizemos um novo programa (figura 3.6) que superasse essas limitações do programa inicial de teste, aceitando os parâmetros da heteroestrutura e dos materiais que a compõem como entrada, de maneira que qualquer heteroestrutura pudesse ser calculada. Outra mudança significativa do programa atual, em relação ao anterior é que o campo elétrico é lido ponto a ponto, podendo ter qualquer perfil dentro de cada camada, enquanto no programa anterior esse perfil do campo no interior de uma camada tinha que ser linear. Este programa foi escrito em FORTRAN e usa a subrotina CBIRY.F da biblioteca SLATEC de domínio público, desenvolvida por D. E. Amos no cálculo das funções de Airy complexas. A seguir detalhamos a formulação do método utilizado para o cálculo dos espectros.

Do ponto de vista da propagação da luz, uma heteroestrutura semicondutora pode ser aproximada como uma série de camadas de diferentes materiais, entre dois semi-espaços infinitos preenchidos, um com vácuo e outro com o material do substrato. Denotamos as camadas da heteroestrutura por um índice inteiro n , partindo de 1, para a primeira camada e crescendo até N para a última. A n -ésima camada se estende de z_{n-1} até z_n , e $z_0 = 0$ (ver figura 3.3). Cada camada, na aproximação do método, é composta por um certo material semicondutor homogêneo, caracterizado por sua função dielétrica. Geralmente esta função varia espacial e temporalmente. O comprimento característico de sua variação espacial é dado pelo comprimento de onda de de Broglie dos elétrons e buracos excitados opticamente, que é pequeno, se comparado ao comprimento de onda da luz empregada. Para os materiais semicondutores dos quais tratamos, podemos desprezar essa variação espacial e considerar apenas suas variações temporais. Isso resulta em termos uma função dielétrica dependente da frequência do fóton incidente, que denotaremos por $\epsilon^{(n)}(\omega)$, para o material componente da n -ésima camada. Quando consideramos o campo elétrico interno da camada, teremos uma pequena contribuição $\Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)$ dependente de z à função dielétrica. Devido a isso nossa função dielétrica total é uma função de z e pode ser escrita como

$$\epsilon^{(n)}(\omega, z) = \epsilon^{(n)}(\omega) + \Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z). \quad (3.9)$$

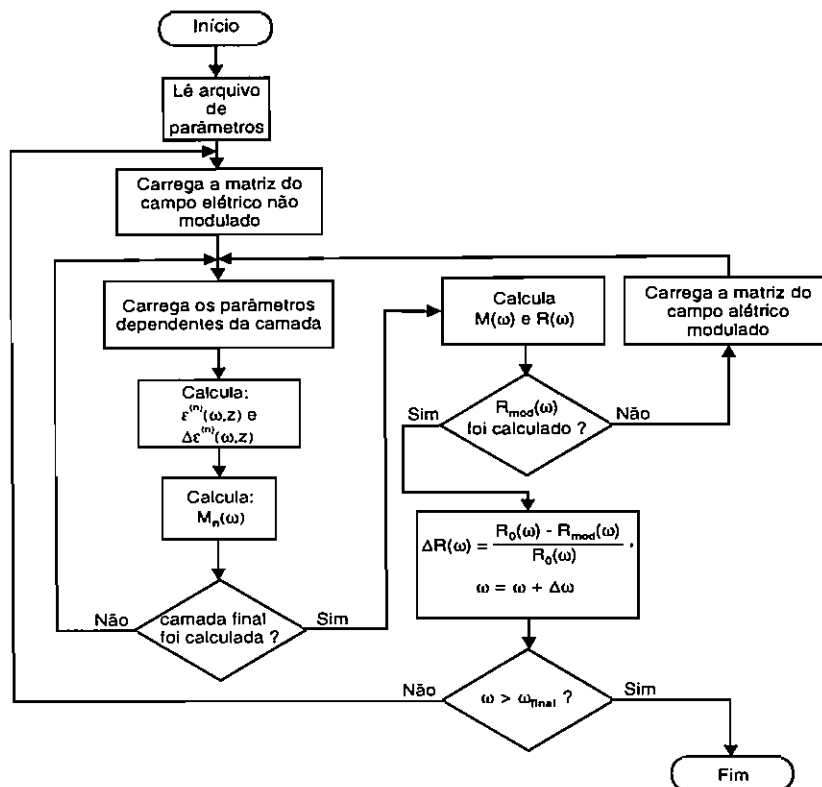


Figura 3.6: Diagrama de blocos do programa para cálculo de espectros de fotorefletância

Desta forma a função dielétrica para toda a heteroestrutura fica

$$\epsilon(\omega, z) = \epsilon^{(n)}(\omega, z), \text{ para } z_{n-1} < z < z_n.$$

Esta função dielétrica apresenta mudanças abruptas quando z cruza uma interface entre camadas, e mudanças suaves quando z varia dentro de uma camada. Para o vácuo e para o substrato as funções dielétricas serão 1 e $\epsilon^{sub}(\omega)$ respectivamente.

Supomos que a heteroestrutura é exposta à iluminação por um feixe de luz monocromático, vindo do vácuo, incidindo normalmente à superfície e linearmente polarizado paralelamente ao eixo coordenado x . Este feixe será refletido pela superfície da amostra em $z = 0$. Se tomamos E_0 como sendo a amplitude do campo elétrico incidente e E_R a do campo elétrico refletivo, podemos escrever o campo elétrico $\vec{E}(\vec{x}, t)$ se propagando no semi-espaço do vácuo como

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = (E(z), 0, 0)e^{-i\omega t}, \quad (3.10)$$

com

$$E(z) = E_0 e^{ik_0 z} + E_R e^{-ik_0 z}, \quad k_0 = \omega/c. \quad (3.11)$$

Da equação de Maxwell, segue o campo magnético

$$\vec{H}(\vec{x}, t) = (0, E'(z), 0)e^{-i\omega t}, \quad E'(z) = \frac{dE}{dz}. \quad (3.12)$$

A propagação do campo eletromagnético no interior da amostra obedece a equação de onda e às condições de contorno eletrodinâmicas. Desta maneira as componentes paralelas de $\vec{E}(\vec{x}, t)$ e $\vec{H}(\vec{x}, t)$ atravessam continuamente as interfaces, significando que a componente de $\vec{E}(\vec{x}, t)$ na direção de y e a componente de $\vec{H}(\vec{x}, t)$ na direção de x irão continuar se propagando sem alteração indefinidamente. As componentes de ambos os campos na direção de z serão nulas para assegurar a continuidade das componentes normais às interfaces dos campos $\vec{D}(\vec{x}, t)$ e $\vec{B}(\vec{x}, t)$. Portanto $\vec{E}(\vec{x}, t)$ e de $\vec{H}(\vec{x}, t)$ serão descritos pelas equações (3.10) e (3.12) em todo o espaço e $E(z)$ permanece como a única função independente a ser calculada. Tanto $E(z)$ quanto $E'(z)$ têm que ser contínuas na superfície e em todas as interfaces da heteroestrutura, porque $H_y(\vec{x}, t)$ o é. Então podemos escrever¹

$$\begin{aligned} E(z_n - 0) &= E(z_n + 0) \text{ e} \\ E'(z_n - 0) &= E'(z_n + 0). \end{aligned} \quad (3.13)$$

¹A notação $E(z_n \pm 0)$ é usada aqui como uma abreviação para $\lim_{\xi \rightarrow 0} E(z_n \pm \xi)$

Para $E(z)$ no semi-espaço do substrato temos

$$E(z) = E_T e^{ik_{sub}z}, \quad z > z_N, \quad (3.14)$$

sendo E_T a amplitude e k_{sub} o número de onda nessa região. Nas camadas da heteroestrutura $E(z)$ tem que ser calculado a partir da equação de onda

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + \epsilon(\omega, z)k_0^2 \right] E(z) = 0, \quad 0 < z < z_N. \quad (3.15)$$

Resolvendo esta equação com as condições de contorno dadas pela equação (3.13) obtemos as amplitudes E_T e E_R para as ondas transmitida e refletida pela amostra como funções da amplitude da onda incidente e podemos, então, calcular o coeficiente de reflexão R :

$$R = \frac{|E_R|^2}{|E_0|^2}. \quad (3.16)$$

O método da matriz de transferência

Tomamos para a equação (3.15) na camada n da heteroestrutura, duas soluções linearmente independentes $E_+(z)$ e $E_-(z)$ que obedecem as condições de contorno

$$\begin{aligned} E_+(z_{n-1}) &= 1, & E'_+(z_{n-1}) &= 0, \\ E_-(z_{n-1}) &= 0, & E'_-(z_{n-1}) &= 1. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Então, a solução $E(z)$ da equação de onda (3.15) e sua derivada $E'(z)$, tomadas em $z = z_n$ e tendo os valores iniciais $E(z_{n-1})$ e $E'(z_{n-1})$ em $z = z_{n-1}$, serão dadas pela equação vetorial

$$\begin{pmatrix} E(z_n) \\ E'(z_n) \end{pmatrix} = M_n \begin{pmatrix} E(z_{n-1}) \\ E'(z_{n-1}) \end{pmatrix}, \quad (3.18)$$

onde

$$M_n = \begin{pmatrix} E_+(z_n) & E_-(z_n) \\ E'_+(z_n) & E'_-(z_n) \end{pmatrix}$$

é a matriz de transferência para a camada n . Normalmente matrizes de transferência são aplicadas a camadas cuja função dielétrica é espacialmente constante. No entanto, elas podem ser usadas em camadas com funções dielétricas dependentes da posição, tornando apenas um pouco mais complexa a obtenção das soluções $E_+(z)$ e $E_-(z)$.

Aplicando recursivamente a relação (3.18) desde o substrato até a superfície, teremos a equação vetorial para todas as camadas da heteroestrutura

$$\begin{pmatrix} E(z_N) \\ E'(z_N) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} E(z_0) \\ E'(z_0) \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

com

$$M = M_N M_{N-1} \cdots M_1.$$

Determinação das matrizes de transferência

Para a camada n , usando para $\epsilon^{(n)}(\omega, z)$ a expressão (3.9), a equação de onda (3.15) toma a forma

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + k_n^2 + \Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)k_0^2 \right] E(z) = 0, \quad (3.20)$$

com $k_n = \sqrt{\epsilon^{(n)}}k_0$ sendo o número de onda para o material da camada n não perturbado. As soluções linearmente independentes $E_{\pm}(\omega, z)$ podem ser escolhidas tendo a forma geral

$$E_{\pm}(\omega, z) = E_{0\pm} e^{i\varphi_{\pm}(\omega, z)},$$

onde

$$\varphi_{\pm}(\omega, z) = \pm k_n(z - z_n) + \phi_{\pm}(\omega, z). \quad (3.21)$$

O termo $\phi_{\pm}(\omega, z)$ é a mudança de fase devido a $\Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)$.

A equação (3.20) nos leva a uma equação para $\phi_{\pm}(\omega, z)$ que toma a forma:

$$i\phi_{\pm}''(\omega, z) \pm 2k_n\phi_{\pm}'(\omega, z) - [\phi_{\pm}'(\omega, z)]^2 + \Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)k_0^2 = 0. \quad (3.22)$$

A grandeza $\phi_{\pm}'(\omega, z)$ tem a mesma ordem de magnitude que $\Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)k_n$ e a segunda derivada $\phi_{\pm}''(\omega, z)$ a mesma ordem que $\Delta\epsilon^{(n)'}(\omega, z)k_n$. Uma vez que $\Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)$ pode sofrer fortes variações numa distância comparável ao comprimento de onda da luz, o termo em que aparece a segunda derivada pode ser da mesma ordem de grandeza que $\Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)k_n^2$, que não pode ser desprezado frente aos segundo e quarto termos da equação (3.22). O terceiro termo $[\phi_{\pm}'(\omega, z)]^2$, no entanto, é comparável a $[\Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)k_n]^2$ e pode ser desprezado, já que a quantidade $\Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)$ é pequena comparada com a unidade. Da mesma forma que Aspnes e Froya,^[13] desprezaremos esse termo. Essa aproximação corresponde à expansão em teoria da perturbação de $\phi_{\pm}'(\omega, z)$ em relação a $\Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)$, tomando-se apenas os termos lineares e é o procedimento oposto ao adotado na aproximação WKB, no qual o termo de segunda derivada da fase é desprezado frente ao quadrado da primeira. Feita a aproximação, a expressão (3.22) torna-se

$$i\phi_{\pm}''(\omega, z) \pm 2k_n\phi_{\pm}'(\omega, z) + \Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z)k_0^2 = 0. \quad (3.23)$$

As soluções de (3.23) que obedecem às condições de contorno

$$\phi_{\pm}(\omega, z_{n-1}) = 0$$

e

$$\phi'_{\pm}(\omega, z_{n-1}) = 0$$

serão da forma

$$\phi_{\pm}(\omega, z) = \pm \frac{1}{2} k_n \int_{z_{n-1}}^z dz' [e^{\pm 2ik_n(z-z')} - 1] \frac{\Delta\epsilon^{(n)}(\omega, z')}{\epsilon^{(n)}(\omega)} \quad (3.24)$$

e, com essas soluções, podemos escrever as soluções de (3.20) $E_{\pm}(\omega, z)$ que obedecem as condições de contorno (3.17) como

$$E_+(\omega, z) = \frac{1}{2} [e^{i\varphi_+(\omega, z)} + e^{i\varphi_-(\omega, z)}],$$

$$E_-(\omega, z) = \frac{i}{2k_n} [e^{i\varphi_+(\omega, z)} - e^{i\varphi_-(\omega, z)}],$$

onde $\varphi_{\pm}(\omega, z)$ são dados por (3.21) e $\phi_{\pm}(\omega, z)$ determinados por (3.24).

Com isto podemos determinar M_n , que pode ser expressa em termos das funções $\varphi_{\pm}(\omega, z)$ como

$$M_n = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} [e^{i\varphi_+(\omega, z)} + e^{i\varphi_-(\omega, z)}] & \frac{i}{2k_n} [e^{i\varphi_+(\omega, z)} - e^{i\varphi_-(\omega, z)}] \\ \frac{i}{2} [\varphi'_+(\omega, z)e^{i\varphi_+(\omega, z)} + \varphi'_-(\omega, z)e^{i\varphi_-(\omega, z)}] & -\frac{1}{2k_n} [\varphi'_+(\omega, z)e^{i\varphi_+(\omega, z)} - \varphi'_-(\omega, z)e^{i\varphi_-(\omega, z)}] \end{pmatrix}.$$

Coefficiente de reflexão

Substituindo os valores de $E(z)$ dados pelas equações (3.11) e (3.14) na equação vetorial (3.19) obtemos

$$\begin{pmatrix} E_T \\ -ik_{sub}E_T \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} E_0 + E_R \\ -ik_0(E_0 - E_R) \end{pmatrix}, \quad (3.25)$$

se escolhermos os vetores

$$\begin{aligned} \vec{e}_0 &= (1, -ik_0), \\ \vec{e}_R &= (-ik_{sub}, 1), \\ \vec{e}_T &= (1, -ik_{sub}), \end{aligned}$$

podemos reescrever a equação (3.25) como

$$E_T \vec{e}_T - E_R M \vec{e}_0^* = E_0 M \vec{e}_0.$$

Tomando o produto escalar dessa equação com \vec{e}_R e usando a relação de ortogonalidade $(\vec{e}_R | \vec{e}_T) = 0$, obtemos

$$E_R = -\frac{(\vec{e}_R | M | \vec{e}_0)}{(\vec{e}_R | M | \vec{e}_0^*)} E_0$$

para a amplitude da luz refletida. Com esse valor para E_R , o coeficiente de reflexão R na equação (3.16) se torna

$$R = \frac{|(\vec{e}_R|M|\vec{e}_0)|^2}{|(\vec{e}_R|M|\vec{e}_0^*)|^2}.$$

Aplicando essa expressão para o semi-espaco infinito, recaímos no resultado obtido por Aspnes e Frova^[13] para o caso de monoestruturas.^[15,35]

Parte II

Aplicação da técnica

Capítulo 4

Caracterização de heteroestruturas semicondutoras

Heteroestruturas semicondutoras são estruturas formadas por diferentes camadas compostas por diversos materiais, ligas de diferentes materiais ou com várias concentrações de dopantes crescidas sobre um substrato, de forma que a estrutura resultante apresente algumas características eletrônicas especiais. Por exemplo, podemos crescer uma camada de um material semicondutor com banda proibida estreita entre duas camadas de outro material semicondutor de banda proibida larga, formando um poço de potencial para os portadores de carga da estrutura. No caso da largura da camada de material com banda proibida estreita ser pequena o suficiente, teremos uma forte quantização dos níveis eletrônicos dentro do poço (neste caso, este poço é chamado de poço quântico). A aplicação das heteroestruturas é extremamente ampla, sendo usadas desde pesquisa básica até na composição de dispositivos eletrônicos de alto desempenho ou de aplicação específica. Neste capítulo descreveremos a aplicação da técnica de fotorefletância na caracterização de heteroestruturas crescidas visando pesquisa básica. As estruturas estudadas aqui são de dois tipos de poços quânticos de diferentes materiais, com diferentes perfis de dopantes.

4.1 Poços quânticos de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ / GaAs com dopagem planar

Na última década tem-se demonstrado um interesse considerável no uso do conceito de dopagem planar devido à sua capacidade de confinamento

de portadores em uma região quase bidimensional, podendo-se atingir densidades de portadores de até 10^{13}cm^{-2} , principalmente em GaAs^[44] e AlGaAs^[58-60] e um pouco menos em InGaAs.^[61,62] Igualmente importantes na pesquisa básica ou aplicada têm se revelado os poços quânticos tensionados, como por exemplo os poços de InGaAs / GaAs.^[63] Nesta seção descrevemos o uso da fotorefletância para a obtenção de parâmetros importantes na caracterização de heteroestruturas compostas por poços quânticos de InGaAs / GaAs e poços quânticos de InGaAs / GaAs com dopagens planares de Si.

4.1.1 Descrição da estrutura

As três estruturas que estudamos nesta seção foram crescidas por um sistema de crescimento por feixe molecular epitaxial (MBE) instalado no LNMS (ver figura 4.1). Elas consistem de uma camada não dopada de GaAs com uma espessura de 7.000 Å, servindo como camada tampão seguida de uma barreira de GaAs não dopado com 500 Å de espessura, um poço quântico de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ com uma espessura de 100 Å e terminada com outra barreira não dopada de GaAs com 500 Å de espessura. Duas destas estruturas apresentam no centro do poço uma dopagem planar de Si com uma concentração de dopantes da ordem de 10^{12}cm^{-2} .

4.1.2 Resultados obtidos

Os espectros de fotorefletância das amostras descritas acima são mostrados nas figuras 4.2, 4.3 e 4.4. O segundo foi tomado à temperatura ambiente, enquanto os primeiro e último foram tomados à temperatura de 87 K, todos através do aparato descrito na seção 2.3 usando uma potência do feixe de bombeamento de 3 mW/mm^2 .

Para o poço não dopado (figura 4.2) o espectro de fotorefletância tomado à temperatura de 87 K mostra três estruturas que correspondem às transições entre os subníveis de elétrons e de buracos dentro do poço, que são mostrados no detalhe da figura 4.2. A transição entre o segundo subnível eletrônico (*e2*) e o primeiro subnível de buracos (*b1*) aparece no espectro, mesmo sendo proibida no caso do poço simétrico. Isso ocorre porque devido ao campo elétrico de superfície da amostra, o poço se torna assimétrico, possibilitando essa transição.

A posição em energia destas três transições está de acordo com a posição dos níveis obtida através de cálculos feitos tomando em consideração um deslocamento de bandas¹ de 58% para a banda de condução e 42% para a

¹ "Band offset"

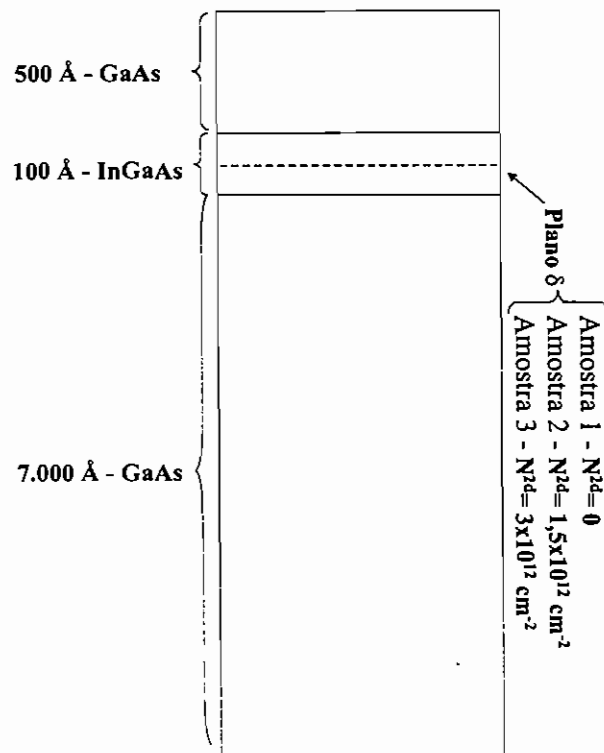


Figura 4.1: Estrutura esquemática das amostras de poços quânticos de InGaAs / GaAs medidas.

banda de valência e uma energia de banda proibida para o $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ tensionado a 87 K de 1,348 eV,^[16] o que comprova a correspondência entre as estruturas do espectro e as transições.

Mesmo à temperatura ambiente as transições aos subníveis do poço podem ser claramente observadas, como mostra a figura 4.3. As transições vistas nesta figura correspondem às transições $e1 - b2$ e $e2 - b2$. A transição fundamental não está presente porque, à temperatura ambiente, o primeiro subnível do poço está totalmente preenchido.

Nos espectros das amostras contendo a dopagem planar no interior do poço (Figura 4.4) pudemos observar que nenhuma transição entre subbandas do poço está presente, contrariamente ao que ocorreu com a amostra sem a dopagem planar. Devido ao fato de que a fotorefletância está relacionada à absorção da luz pelo material, só podemos observar com essa técnica transições que ocorrem devido a absorção de fótons, ou picos derivados da simples interferência óptica da luz refletida nas diversas interfaces e superfície da amostra. A adição do plano de dopantes no interior do poço preenche completamente as duas subbandas eletrônicas do poço, não sendo possível ocorrer transições para as mesmas, de forma que essas transições não estarão presentes no espectro de fotorefletância. A estrutura observada nos espectros corresponde ao sinal da banda proibida da barreira de GaAs.

Outro fenômeno que podemos observar nos espectros mostrados na figura 4.4 é o encolhimento da banda proibida para concentrações mais altas da dopagem planar, que é caracterizado pelo deslocamento da estrutura espectral relacionada com a banda proibida do GaAs para mais baixas energias quando aumentamos a concentração da dopagem. Apesar de o plano de dopantes estar localizado dentro do poço, o entortamento das bandas causada por esse plano se estende até as barreiras do poço.

4.2 Poços quânticos assimétricos de $\text{Ga}_{0,65}\text{Al}_{0,35}\text{As} / \text{GaAs}$

Outra estrutura semicondutora de grande interesse, baseada em poços quânticos é a estrutura de dopagem por modulação². Essa estrutura consiste em um ou mais poços quânticos com uma ou mais barreiras dopadas.

A vantagem de se dopar a barreira ao invés do poço em si é que separamos os portadores de carga confinados no interior do poço dos dopantes, reduzindo o espalhamento destes portadores e aumentando sua mobilidade na direção paralela ao poço. Quando temos uma estrutura com dopagem

²“Modulation doping”

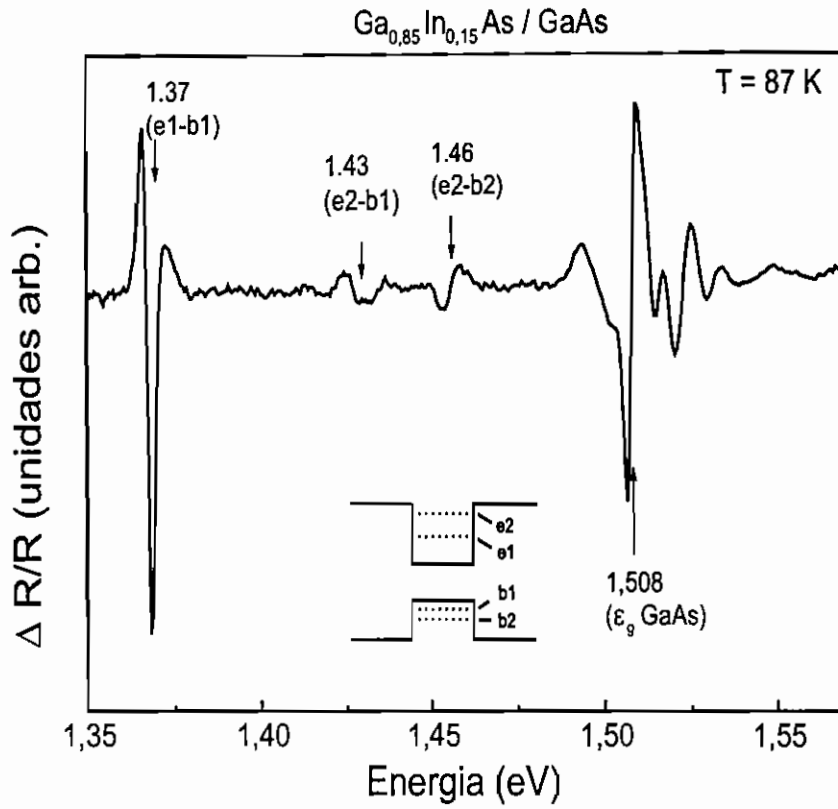


Figura 4.2: Espectro de fotorefletância a $T = 87\text{ K}$, de um poço quântico não dopado de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ de largura 100 \AA . As estruturas marcadas com setas correspondem a transições entre os subníveis de buraco e elétrons do poço.

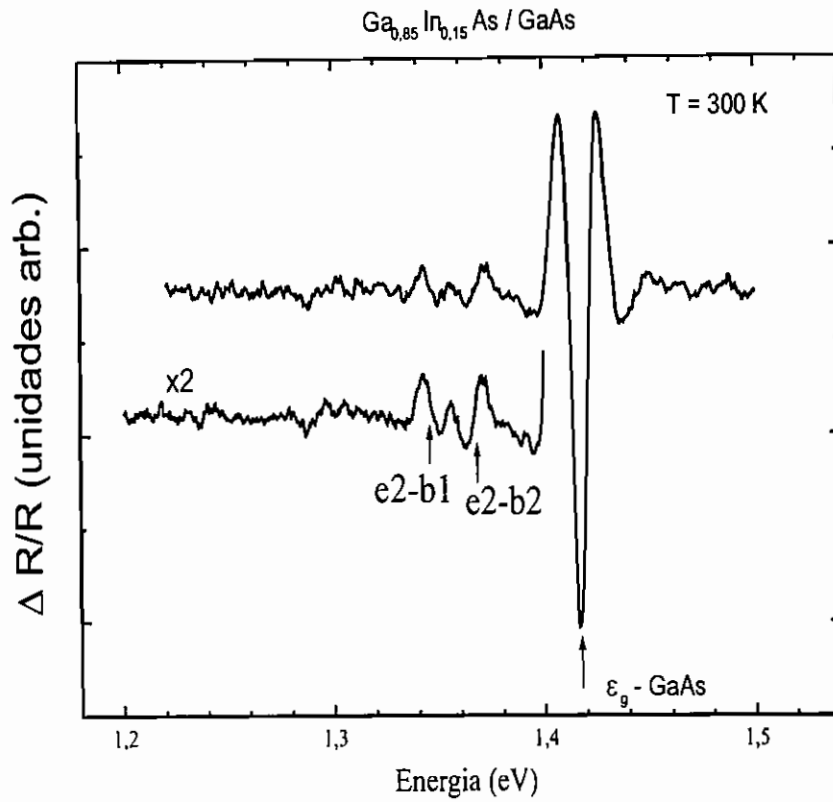


Figura 4.3: Espectro de fotorefletância à temperatura ambiente, de um poço quântico não dopado de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ de largura 100 \AA . As estruturas marcadas com setas correspondem a transições entre os subníveis de buracos e elétrons do poço.

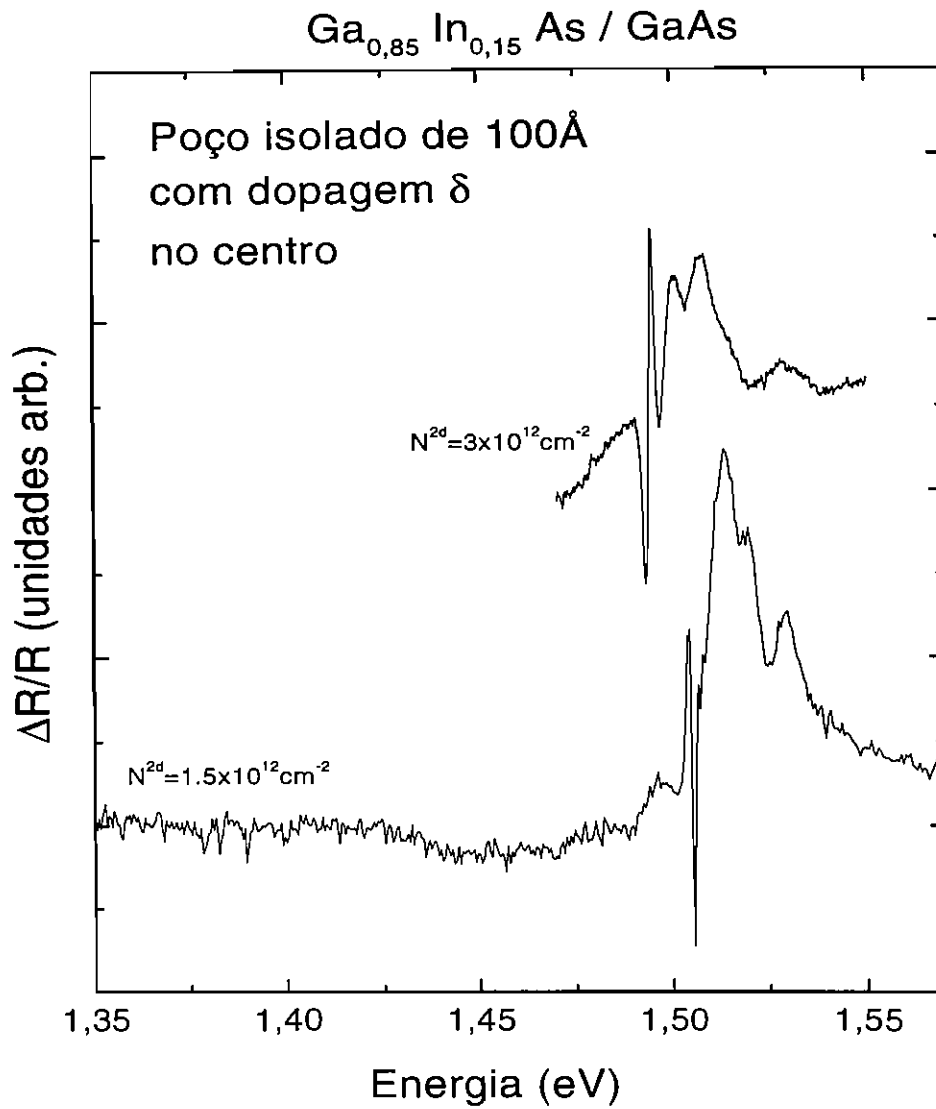


Figura 4.4: Espectro de fotorefletância a $T = 87 \text{ K}$, de poços quânticos de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ de largura 100 \AA com dopagem planar de Si no centro com concentrações de $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ e $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

por modulação que forme poços quânticos não simétricos em relação ao seu centro, a chamamos de estrutura de poços quânticos assimétricos.

Estruturas com dopagens moduladas que contém um único poço quântico assimétrico têm recebido grande atenção nos últimos anos, tanto por suas aplicações tecnológicas, como por exemplo o transistor por efeito de campo de dopagem modulada (MODFET³),^[64] quanto por ser um sistema relativamente simples que permite o estudo das propriedades fundamentais de um gás bidimensional de elétrons.^[65,66] Nestas estruturas o gás bidimensional de elétrons é formado pela difusão dos portadores fornecidos pelos dopantes intencionais localizados na barreira, para o poço. É usual se crescer uma camada do mesmo material que a barreira, porém não dopado, entre a camada com os dopantes e o poço, promovendo uma separação mais efetiva entre os portadores de carga e os centros espalhadores (impurezas), aumentando a mobilidade do gás bidimensional.

Alguns autores têm relatado conseguir um controle óptico da densidade do gás bidimensional de elétrons em poços quânticos assimétricos isolados com dopagem modulada de GaAs/GaAlAs^[67,68] e de InP / InGaAs^[69] usando diferentes técnicas experimentais. De acordo com estes autores, sob forte iluminação o gás bidimensional é expelido do poço, enquanto que, no escuro, sua densidade dentro do poço atinge seu valor máximo. Desta forma a densidade do gás dentro do poço pode ser controlada pela intensidade da excitação óptica na amostra. Na fotoluminescência este controle óptico é caracterizado por um deslocamento dos picos para mais altas energias sob forte iluminação.^[67,69] A variação da energia de recombinação banda a banda tem sido atribuída tanto à redução do entortamento das bandas quanto à renormalização da banda proibida de energia resultante dos efeitos de troca e correlação dos portadores.

Enquanto o espectro de fotoluminescência é fortemente dependente dos tempos de recombinação radiativa e não radioativa dos portadores, o sinal de fotorefletância é proporcional à absorção óptica na estrutura. Desta forma concentramos nossa atenção nas mudanças do perfil de bandas na região do poço, que tende à condição de bandas planas sob forte iluminação, ou a um poço triangular no escuro.

4.2.1 Descrição da estrutura

A amostra que foi alvo do estudo mostrado nessa seção é um poço quântico de 166 Å com uma barreira dopada (ver figura 4.5). Esta estrutura consiste de um substrato semi-isolante de GaAs sobre o qual foi crescida uma camada

³“MODulation Doping Field Effect Transistor”

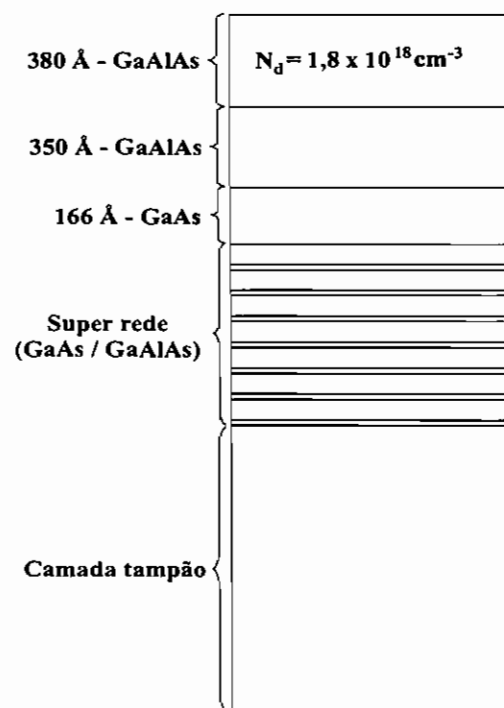


Figura 4.5: Estrutura esquemática da amostra de poço quântico assimétrico de GaAlAs / GaAs estudada nessa seção.

tampão de GaAs intrínseco, seguida por vários poços de GaAs com espessura de 36 Å e barreiras com 100 Å de GaAlAs, após os quais está o poço de GaAs de 166 Å terminado com uma camada espaçadora de 350 Å de GaAlAs não dopado seguida por 380 Å de GaAlAs dopado com Si ($N_d = 1,8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) e finalmente uma capa fina de GaAs (aproximadamente 100 Å), que foi removida para o presente estudo. Em todas as ligas de GaAlAs a concentração de Al usada foi de 35 %.

4.2.2 Resultados obtidos

Medidas anteriores feitas na amostra à temperatura de 77 K determinaram uma concentração de portadores no poço de $2,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (Shubnikov – de Haas), e sua mobilidade como sendo $7,4 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. A figura 4.6 mostra os espectros de fotorefletância obtidos a 80 K para diferentes potências do feixe de modulação. Como pode ser constatado nessa figura, para potências baixas do feixe de modulação duas estruturas espectrais igualmente intensas podem ser distinguidas (mostradas pelas setas), com energias de 1,504 eV e 1,508 eV. A transição de mais baixa energia (marcada *a*) é atribuída à transição óptica fundamental do poço quântico assimétrico, a qual corresponde à recombinação radioativa entre as primeiras sub-bandas de elétrons e de buracos pesados (e1-bp1). A estrutura *b* é associada à transição entre a primeira sub-banda eletrônica e a primeira sub-banda de buracos leves (e1-bl1).

Consideremos agora a intensidade das estruturas presentes nos espectros de fotorefletância do poço quântico assimétrico na figura 4.6. Quando aumentamos a potência do feixe modulador (e por conseguinte a densidade de potência P incidente na amostra), a intensidade da estrutura relacionada com a transição e1-bp1 aumenta, enquanto que a da estrutura relacionada com a transição e1-bl1 diminui. Para o valor máximo de P que usamos em nossos experimentos (8 W cm^{-2}), apenas a transição e1-bp1 está presente no espectro.

É bem conhecido que o elemento de matriz M de uma transição óptica interbandas é proporcional à sobreposição espacial das funções envelope do elétron e do buraco.^[70] Além disso, no caso de um poço quântico simétrico, correspondente à condição de bandas planas, a transição e1-bp1 é cerca de três vezes mais intensa que a transição e1-bl1. Assim as variações nas intensidades das estruturas espectrais relacionadas com essas transições podem ser qualitativamente interpretadas usando-se o fato de que $\Delta R/R \propto |M|^2$.^[1]

Como já mencionamos, o perfil de bandas na região do poço, na ausência de iluminação, é um potencial triangular, portanto, para baixas densidades de potência, o poço quântico permanece fortemente assimétrico. Desta forma, o entortamento das bandas e, conseqüentemente, o campo elétrico existente

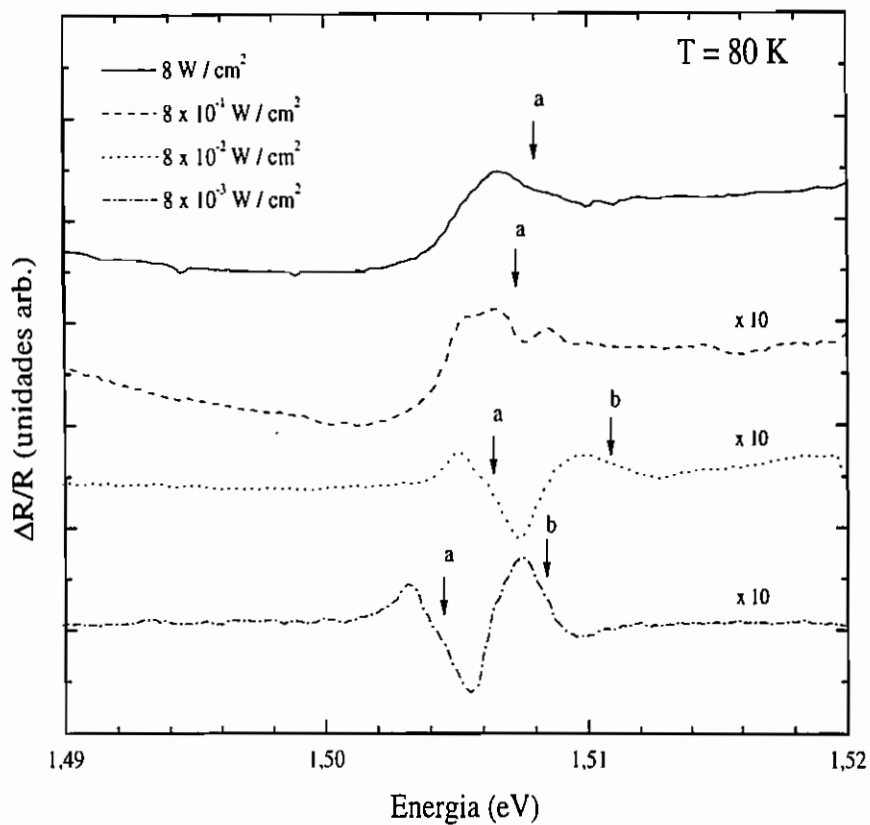


Figura 4.6: Espectros de fotorefletância tomados a 80 K para valores selecionados da densidade de potência do feixe modulador incidente na amostra. As setas indicam transições ópticas na região do poço quântico assimétrico.

no poço, induzem a um deslocamento espacial dos portadores na direção do campo para os buracos, e contrária a ele para os elétrons.^[71] Por causa de seus estados de energia quantizados no poço serem mais profundos que os dos buracos leves, os buracos pesados são mais fortemente afetados pela distorção causada na forma do poço de potencial pelo campo elétrico do que aqueles, como consequência a sobreposição das funções envelope dos elétrons e buracos leves torna-se da mesma ordem de grandeza que a das funções envelope dos elétrons e buracos pesados (ver esquema na figura 4.7). Assim, a transição óptica e1-b1l começa a competir com a transição e1-bp1, como verificamos em nossos espectros.

O mecanismo responsável pela diminuição do entortamento das bandas sob forte iluminação pode ser descrito como a seguir. Quando iluminamos a amostra com fótons de energia maior que a banda proibida de energia da barreira do poço, os portadores foto-gerados são separados pelo campo elétrico interno, sendo os elétrons recapturados pelos doadores ionizados da região dopada na barreira, enquanto os buracos migram para o poço, onde recombina radiativamente com os elétrons. Dessa maneira, quando aumentamos a densidade de potência do feixe modulador na amostra a densidade do gás bidimensional de elétrons no poço diminui, diminuindo o entortamento das bandas nessa região. Simultaneamente o deslocamento espacial das funções envelope dos portadores em relação à condição de bandas planas também é reduzido e o elemento de matriz da transição óptica e1-b1l diminui relativamente ao da transição e1-bp1, fazendo com que a intensidade da estrutura relacionada a esta transição também diminua, vindo a desaparecer para densidades de potência da ordem ou maiores que $0,8 \text{ W/cm}^2$, como é visto nos espectros da figura 4.6.

Além disso, quando a potência do feixe de modulação é aumentada por volta de quatro ordens de grandeza as transições observadas são ligeiramente deslocadas para mais altas energias. Isso era esperado, uma vez que quando a concentração de elétrons decresce, as energias de recombinação aumentam por causa da redução do encolhimento da banda proibida. O valor medido para esse deslocamento foi de cerca de 4 meV para a transição e1-bp1. Esse valor está bem próximo do valor obtido através de medidas de fotoluminescência por Chaves *et al* para uma faixa de densidade de potência similar.^[67]

Nossas interpretações qualitativas são fortemente apoiadas pelos cálculos auto consistentes para a determinação da estrutura de sub-bandas de nossa amostra. Os estados confinados para a banda de condução foram calculados através da resolução numérica das equações de Schrödinger e Poisson para o movimento unidimensional paralelo à direção de crescimento na aproximação de massa efetiva.^[59,72] Os efeitos de troca e correlação foram levados em con-

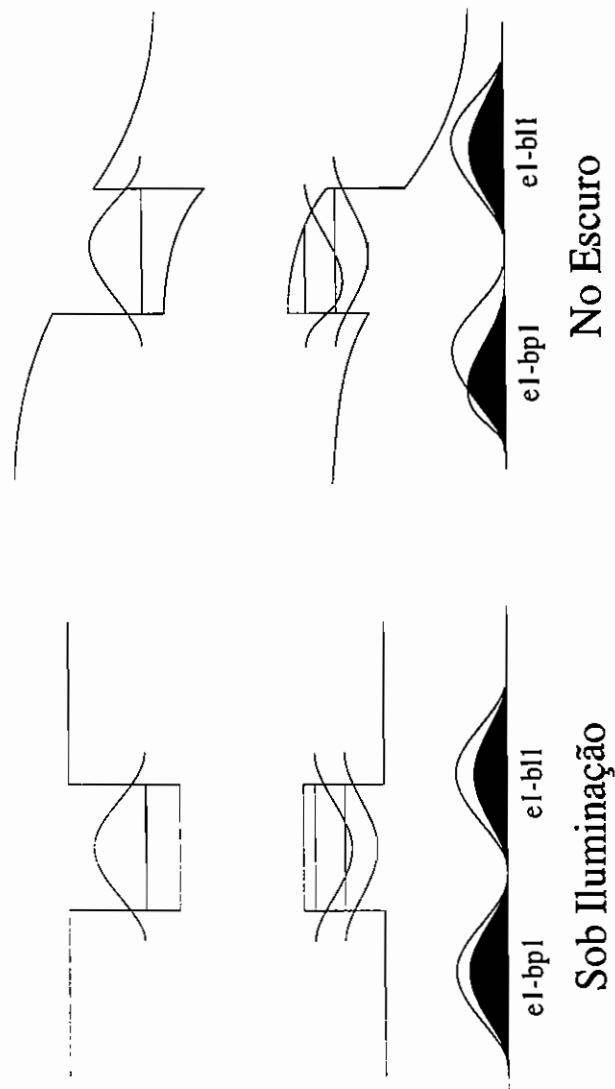


Figura 4.7: Diagrama esquemático do perfil de bandas do poço quântico assimétrico e das funções envelope para elétrons, buracos pesados e buracos leves no escuro (direita) e sob forte iluminação (esquerda). A sobreposição das funções envelope são esquematizadas na parte inferior da figura.

sideração dentro da aproximação de densidade local.^[73,74] As sub-bandas de energia confinadas para os buracos foram calculadas considerando o potencial da banda de valência modelados simetricamente em relação aos obtidos auto consistentemente para a banda de condução e usando a massa efetiva dos buracos na resolução da equação de Schrödinger. Os valores usados para as massas efetivas de buracos e elétrons foram os da referência 75. Para o deslocamento de bandas foi usada a regra de 60 % para a banda de condução e 40 % para a banda de valência.

n_s (cm ⁻²)	V (meV)	E_t (eV)	Δ (meV)
$2,5 \times 10^{11}$	36	1,527	8,7
$1,9 \times 10^{11}$	29	1,527	8,5
10^{10}	20	1,526	7,9
10^9	1,4	1,526	7,9

Tabela 4.1: Valores calculados para o entortamento das bandas V do poço assimétrico, para a energia de recombinação da transição fundamental E_t e a diferença de energia dos buracos leves e pesados Δ , para várias densidades de portadores n_s no poço.

A tabela 4.1 dá os valores calculados para as energias de recombinação para a transição e1-bp1 usando o valor de 1,507 eV para a banda proibida do GaAs a 80 K, para vários valores de densidade de portadores no interior do poço. A energia da transição foi calculada assumindo que esta ocorre em $k_{\perp} = 0$, onde k_{\perp} é o vetor de onda do portador no plano, que é assumido conservar-se.

A diferença obtida entre a energia calculada para uma densidade de portadores $n_s = 2,5 \times 10^{11}$ cm⁻² e o valor medido para baixa densidade de potência ($P = 8 \times 10^{-3}$ W cm⁻²) foi de 23 meV. No entanto, é importante ter em mente que nossos cálculos não incluíram efeitos de encolhimento da banda proibida nem energias de ligação de éxcitons. O valor de redução induzida por tal encolhimento foi discutido por Delalande *et al.*^[65] para várias concentrações de portadores. No caso de um poço similar ao de nossa amostra, para densidades entre 10^{10} e 4×10^{11} este valor varia de 10 a 20 meV. Apesar de o comportamento excitônico ser mais comum em poços quânticos não dopados, já se observou este tipo de comportamento em poços dopados.^[65] Tomando então em conta o valor da energia de ligação do éxciton formado pelo buraco pesado, da ordem de 8 meV no nosso caso,^[76] teremos a diferença obtida. Na tabela 4.1 também observamos que a diferença entre as energias de transição para buracos leves e pesados para uma concentração de $n_s = 2,5 \times 10^{11}$ cm⁻² é igual a 8,7 meV, o que representa uma diferença

de 4,7 meV para o valor encontrado experimentalmente. Isso provavelmente ocorre devido à energia de ligação do éxciton formado pelo buraco leve ser cerca de 2 meV maior que a do éxciton formado pelo buraco pesado, adicionalmente às aproximações feitas para os cálculos na banda de valência. De fato, não levamos em conta para os cálculos o acoplamento entre buracos leves e pesados, assumindo que a variação do potencial dentro do poço era a mesma que para os elétrons, de forma que a diferença entre as energias para as transições e1-bp1 e e1-bl1 deve ser menor do que a encontrada em nossos cálculos.

Outra conclusão a que podemos chegar é que a densidade de potência máxima que usamos não foi suficiente para ocorrer o completo esvaziamento do poço e, portanto, o aplainamento total das bandas. Comparando a variação das energias calculadas e medidas para várias densidades de potência (ou de portadores, no cálculo) o deslocamento para o azul esperado pelos cálculos seria de cerca de 15 meV caso a condição de bandas planas fosse atingida, mas o valor medido foi de 4 meV, indicando que essa condição não ocorre. No entanto o nível de excitação é suficiente para uma diminuição significativa do elemento de matriz da transição e1-bl1, observada nos espectros. Outras publicações feitas com medidas de fotoluminescência em amostras similares chegaram a detectar um deslocamento de 11 meV.^[67]

4.3 Conclusões

Pudemos constatar, através das medidas mostradas neste capítulo, que a técnica de fotorefletância pode ser usada com sucesso na caracterização de poços quânticos. Mostramos como a técnica pode ser aplicada a estas estruturas para se obter parâmetros como a energia das transições entre diversos subníveis de elétrons e buracos.

Verificamos, também, a mudança causada nos espectros de poços quânticos de InGaAs / GaAs, pela inserção de um plano de dopantes em seu interior, e o estreitamento da largura da banda proibida com o aumento da concentração de dopantes no plano.

Mostramos que a técnica de fotorefletância mostra as transições do poço mesmo à temperatura ambiente, comprovando essa característica de grande sensibilidade da técnica.

Para os poços quânticos assimétricos, através da variação da intensidade do feixe de modulação em quatro ordens de magnitude, mostramos o controle óptico da densidade do gás bidimensional de elétrons através do deslocamento para o azul da energia da transição para o estado fundamental do poço. Este deslocamento foi de 4 meV e está de acordo com outros resultados publicados

para medidas através de outras técnicas. Também mostramos a competição entre as transições envolvendo buracos leves e pesados para diferentes condições de assimetria do poço, comprovando a mudança na densidade do gás de elétrons.

Este foi o primeiro estudo sobre o controle da densidade do gás bidimensional de elétrons em amostras desse tipo, através de fotorefletância, que temos conhecimento.

Capítulo 5

Estágio atual da fotorefletância na caracterização de dispositivos semicondutores de GaAs

Nos últimos anos diversos trabalhos sobre a caracterização de dispositivos de heteroestruturas semicondutoras utilizando técnicas de espectroscopia de modulação têm sido publicados.^[4,19,48,77-114]

Com a expansão do mercado e aplicações da opto-eletrônica a necessidade do desenvolvimento de dispositivos melhores e mais rápidos, com características bastante específicas proporcionou uma intensa pesquisa nas técnicas de fabricação e análise destes dispositivos. Para se analisar uma estrutura candidata à fabricação de dispositivos a técnica ideal deve ser versátil e não destrutiva, preferencialmente permitindo uma caracterização das estruturas na própria linha de montagem. Além disso é necessário que essa técnica seja informativa, barata e de fácil operação e montagem. Diversas modalidades de espectroscopia de modulação tais como a fotorefletância, a eletrorefletância sem contato e fotorefletância diferencial, preenchem esses requisitos, sendo candidatas naturais ao auxílio do controle de qualidade na fabricação de dispositivos. É exatamente esse o motivo que impulsiona a intensa pesquisa que tem havido nesta área nos últimos anos. Para se ter uma idéia geral do que foi feito até 1994 pode-se ler as seguintes revisões sobre o assunto: "Modulation spectroscopy characterization of semiconductor device structures" H. Qiang, D. Yan, Y. Yin e F. H. Pollak (1993), *Asian Pacific Eng. J.* **A3**, 167.^[83] "Modulation spectroscopy characterization of semiconductor heterostructures" H. Qiang, D. Yan, Y. Yin e F. H. Pollak (1994), *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **326**, 513.^[84] "Modulation spectroscopy characterization of semi-

conductor microstructures and semiconductor devices" H. Shen (1994), *J. of Luminescence* **60&61**, 287^[4] e "Nondestructive room temperature analysis / qualification of wafer-sized semiconductor device structures using contactless electromodulation spectroscopy" F. H. Pollak, H. Qiang, D. Yan, W. Krystek e S. Moneger (1995), *Solid-State Electron.* **38**, 1121^[85]

Além destes, até o momento, uma extensa gama de artigos foi publicada sobre o uso da espectroscopia de modulação na caracterização de dispositivos. Dentre os artigos publicados, os transistores bipolares de heterojunção,^[83-99] juntamente com os transistores de alta mobilidade eletrônica,^[4,19,48,77-89] são os dispositivos mais estudados. Outros dispositivos também estudados são espelhos ópticos de super-redes,^[83,84,86,100,101] detetores de múltiplos poços quânticos,^[83-89,102,103] transistores de efeito de campo (D-FET, E-FET),^[88,104] células solares,^[83-86,88,89,105] estruturas de tunelamento ressonante,^[83,84,86] estruturas com configuração MOS (Si e HgCdTe),^[83,84,86] moduladores eletro-ópticos,^[106,107] lasers de poço quântico^[83-89,108,109] e estruturas de cavidade vertical.^[85,88,89,110-114] Sendo que estes dois últimos começam a ser os dispositivos que mais vêm recebendo a atenção dos pesquisadores nos últimos dois anos.

Apesar deste grande número de trabalhos na área, ainda há alguns pontos obscuros na interpretação de espectros de fotorefletância de algumas estruturas de dispositivos de heteroestruturas semicondutoras relativamente simples, como por exemplo a origem das estruturas presentes em espectros de amostras HEMT e sua relação com o gás bidimensional de elétrons, principalmente em amostras de GaAlAs / GaAs, como veremos abaixo. Sendo assim, julgamos importante um estudo mais aprofundado dessas lacunas ainda abertas na aplicação dessa técnica que vem se tornando um importante método de caracterização na fabricação de dispositivos, de forma que tenhamos um entendimento mais completo do dispositivo estudado.

Abaixo tentamos mostrar o que foi feito de mais importante, segundo nosso ponto de vista. na pesquisa sobre a caracterização das estruturas tipo HEMT por espectroscopia de modulação desde o seu início até os trabalhos mais recentes. Visando por o leitor a par dos últimos trabalhos nesse campo, para que possa melhor situar nosso trabalho em relação à pesquisa atual.

- "Photoreflectance of $Al_xGa_{1-x}As$ and $Al_xGa_{1-x}As / GaAs$ interfaces and high - electron mobility transistors"

M. Sydor, N. Jähren, W. C. Mitchel, W. V. Lampert, T. W. Haas, M. Y. Yen, S. M. Mudare e D. H. Tomich (1990), *J. Appl. Phys.* **67**, 7423^[77]

Foi o primeiro artigo sobre o uso da fotorefletância na caracterização de dispositivos tipo HEMT. Neste artigo os autores apresentam um estudo

da fotorefletância de estruturas baseadas em GaAlAs/GaAs, determinando a composição da liga, campo elétrico interno e parâmetros de alargamento. Através do campo elétrico a concentração de dopantes nas camadas da liga também é determinada. Neste estudo os autores tentam isolar a origem dos diversos sinais presentes no espectro das estruturas medidas. No caso do HEMT, dois tipos de estruturas são observadas nos espectros, uma oscilação de período curto e outra de período mais largo. As oscilações de período curto são associadas à presença do gás bidimensional de elétrons, enquanto as oscilações de período largo são relacionadas a oscilações de Franz – Keldysh oriundas da superfície da amostra.

- “Differential photoreflectance from modulation – doped heterojunctions”

M. Sydor, A. Badhakhshan, J. R. Engholm e D. A. Dale (1991), *Appl. Phys. Lett.* **58**, 948^[78]

Este artigo é o primeiro artigo a tratar da fotorefletância diferencial, sendo esta técnica o principal assunto tratado. Como ilustração da técnica é apresentada a sua aplicação na caracterização de duas amostras tipo HEMT, uma com baixa mobilidade e outra com alta mobilidade. Através dessa técnica os autores conseguem isolar o sinal proveniente das camadas que contém o canal ativo do dispositivo, podendo comparar melhor os espectros das duas amostras. Como conclusão os autores alegam poder ver fortes sinais do gás bidimensional de elétrons na amostra com alta mobilidade, enquanto este não está presente nos espectros da outra amostra. Na verdade a real interpretação desses sinais na região da banda proibida do GaAs tem suscitado controvérsia, referente à presença ou não do sinal proveniente do gás bidimensional de elétrons.^[48,115-117]

- “A Franz – Keldysh model for photoreflectance from GaAs / GaAlAs heterojunction structures”

R. A. Batchelor e A. Hamnett (1992), *J. Appl. Phys.* **71**, 2414^[48]

O método de matrizes de transferência é aplicado na simulação de espectros de fotorefletância de heteroestruturas semicondutoras de GaAs / GaAlAs. A teoria de Franz-Keldysh é usada na simulação da modulação das constantes ópticas através das heteroestruturas pelo campo elétrico. e o método de matrizes de transferência é usado para o cálculo da modulação da refletância na presença das heterojunções e

do campo elétrico espacialmente variante. Os resultados obtidos na referência [77] são analisados pelos autores. Os autores alegam uma ótima concordância entre os espectros calculados e os obtidos experimentalmente para a maior parte das heteroestruturas analisadas, porém este não foi o caso das estruturas tipo HEMT, cujo forte campo elétrico na camada capa da estrutura e a presença do gás bidimensional de elétrons segundo os autores devem levar a um significativo desvio do comportamento simples previsto pela teoria de Franz-Keldysh. Além disso os autores chegam à conclusão de que o espectro de fotorefletância de heteroestruturas pode ser significativamente alterado com o ângulo de incidência do feixe na amostra. Outra importante conclusão deste trabalho foi de que efeitos interferenciais desempenham um papel fundamental na interpretação de espectros de fotorefletância.

- “Two - dimensional electron gas effects in the electromodulation spectra of a pseudomorphic $\text{Ga}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As} / \text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As} / \text{GaAs}$ modulation - doped quantum well structure”

Y. Yin, H. Qiang, F. H. Pollak, D. C. Streit e M. Wojtowicz (1992), *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1579^[79]

Neste trabalho os autores analisam uma estrutura tipo HEMT pseudomórfica de $\text{GaAlAs} / \text{InGaAs} / \text{GaAs}$. Estruturas abaixo da banda proibida do GaAs são associadas a transições da banda de valência para sub-bandas do gás bidimensional de elétrons no canal. A partir dessa suposição e de ajustes por mínimos quadrados os autores determinam a posição do nível de Fermi e a densidade do gás. Os valores encontrados para estas grandezas estão de acordo com experimentos Hall feitos nessa amostra. Um estudo com a temperatura confirma os resultados apresentados. Adicionalmente uma pequena discrepância é observada quando se compara os dados obtidos para a densidade do gás bidimensional pela fotorefletância que apresenta um valor um pouco superior e pela eletrorefletância. Os autores explicam que essa discrepância se dá em virtude da presença dos pares fotogerados na região do poço triangular. essa tese é confirmada por experimentos em que se baixou a potência do feixe modulador, que resultou numa aproximação entre os dois valores.

- “Room-temperature characterization of a pseudomorphic $\text{GaAlAs} / \text{InGaAs} / \text{GaAs}$ high electron mobility transistor structures including the two - dimensional electron gas density”

Y. Yin, H. Qiang, D. Yan, F. H. Pollak, e T. F. Noble (1993), *Semic. Sci. Technol.* **8**, 1599^[80]

Neste trabalho são estudadas três amostras de estruturas tipo HEMT de GaAlAs / InGaAs / GaAs fabricadas por MBE, com mobilidade da ordem de $5000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}$ à temperatura ambiente. O espectro destas amostras exibem estruturas na região da liga de In que os autores classificam como não usuais, pelo fato de se apresentarem como um pico relativamente largo e simétrico, não se comportando como estruturas do tipo derivada de pico. Os autores explicam esse comportamento como resultado da blindagem dos éxcitons por um gás bidimensional de elétrons e um fator de preenchimento de Fermi. Ajustando a forma de linha do espectro tendo em vista a interpretação dada, os autores calculam a densidade do gás bidimensional de elétrons, através da posição do nível de Fermi. Além disso, são obtidas também algumas energias para transições intersub-bandas do poço de InGaAs, que comparados a cálculos auto-consistentes permitem a avaliação de outros parâmetros da amostra tais como composição de In na liga ou espessura do poço. No espectro de uma das amostras está presente uma estrutura espectral estreita que não pôde ser interpretada satisfatoriamente pelos autores. Adicionalmente, as oscilações do tipo Franz-Keldysh, observadas na região da banda proibida do GaAs e do GaAlAs permitiram a obtenção do campo elétrico nestas regiões da amostra, que comparados aos calculados, assumindo que a densidade de dopantes estivesse correta, levam à conclusão de que a região mais dopada da amostra não é observada no espectro e que o nível de Fermi encontra-se acima do meio da banda proibida.

- “Electroreflectance - photorefectance technique for studies of built-in electric field in layered materials”

M. Sydor, A. Badhakhshan, D. A. Dale, K. Alavi e R. Pathak (1993), *Appl. Phys. Lett.* **63**, 527^[81]

Neste trabalho os autores propõem um novo experimento (proposto simultaneamente por Yamaguchi *et al.*^[118]) no qual as técnicas de eletrorefletância e de fotorefletância são usadas em conjunto. No artigo esta técnica híbrida de espectroscopia de modulação é usada para se estudar uma monoestrutura de GaAlAs e uma amostra de uma estrutura tipo HEMT. Embora a ênfase do artigo seja na técnica em si, as estruturas espectrais que têm gerado controvérsia quanto à sua origem estão presentes nos espectros das amostras do segundo tipo. Os autores não se posicionam quanto à origem destas, simplesmente citando as duas possibilidades existentes.

- “Degenerate electron gas effects in the modulation spectroscopy of a

pseudomorphic $\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As} / \text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} / \text{GaAs}$ high electron mobility transistor structures”

A. Dimoulas, K. Zekentes, M. Androulidaki, N. Kornelios, C. Michalakos e Z. Hatzopoulos (1993), *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1417^[82]

São estudados os efeitos de um gás bidimensional degenerado de elétrons nas excitações ópticas que ocorrem no canal ativo de quatro HEMTs de $\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As} / \text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} / \text{GaAs}$ através de fototransmitância. Os autores citam a existência de uma forte controvérsia a respeito da presença de sinais oriundos do gás bidimensional de elétrons no espectro de fotorefletância de estruturas do tipo HEMT. Também citam a obtenção por outros autores^[79] de evidências conclusivas da existência desses sinais em espectros de fotorefletância de estruturas tipo poços quântico com dopagem modulada de $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As} / \text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As} / \text{GaAs}$. Os autores afirmam observar as transições fundamental e da primeira sub-banda de buracos à segunda de elétrons do gás bidimensional, além da transição da banda proibida das camadas de GaAs e do substrato do mesmo material. A transição fundamental aparece no espectro de fototransmitância como um degrau para as amostras dopadas e como uma transição excitônica na amostra não dopada, apontado pelos autores como resultado da blindagem dos éxcitons pelo gás bidimensional. Os resultados obtidos através da interpretação desses sinais como sendo transições do gás bidimensional concordam com os obtidos por efeito Hall para apenas duas das quatro amostras dopadas. Além disso, na amostra mais dopada, onde se espera que a blindagem dos éxcitons seja mais efetiva a transição fundamental aparece como uma transição excitônica. Os autores atribuem esse comportamento à formação de éxcitons de Mahan, devido à proximidade do nível de Fermi à segunda sub-banda eletrônica do gás. Um estudo dessa amostra com a temperatura também é feito, e parece estar de acordo com essa interpretação.

- “Analyzing semiconductor devices using modulation spectroscopy”

F. H. Pollak, H. Qiang, D. Yan, Y. Yin e W. Krystek (1994), *J. of the Miner. Met. & Mat. Soc.* **9**, 55^[86]

Neste trabalho é apresentada uma breve compilação do estudo feito pelo grupo do prof. Pollak através de espectroscopia de modulação em estruturas de HBT de GaAlAs / GaAs e de InP / InGaAs, HEMT de GaAlAs / InGaAs / GaAs pseudomórfico, lasers de poço quântico de InGaAsP e de GaAlAs, além de uma rápida revisão sobre a caracterização de alguns outros tipos de estruturas. No caso dos HEMT

são apresentados espectros de fotorefletância que mostram estruturas espectrais na região do InGaAs, oriundas das transições do gás bidimensional de elétrons através das quais os autores calculam a densidade do gás.

- “Photoreflectance investigations of semiconductor device structures”

J. A. N. T. Soares, D. Beliaev, R. Enderlein, L. M. R. Scolfaro, M. Saito e J. R. Leite (1995), *Mater. Sci. Eng.* **B35**, 267^[19]

Este artigo foi também apresentado na “First International Conference on Low Dimensional Structures & Devices” realizada em maio de 1995. Nele analisamos três estruturas tipo HEMT de GaAlAs/GaAs e uma tipo MESFET de GaAs. Nos espectros das amostras HEMT dois tipos de estruturas oscilatórias foram observadas, uma com período curto, outra com o período bastante largo. Com base nos dados fornecidos pelo crescimento das amostras, fizemos o cálculo teórico dos espectros de fotorefletância usando o método descrito no capítulo três desta tese. O resultado deste cálculo fornecia apenas as oscilações de período largo, provenientes da modulação do intenso campo superficial das amostras, que estavam de acordo com o experimento. Desta forma, considerando que estes cálculos não eram capazes de reproduzir estruturas espectrais oriundas de transições para sub-bandas de poços quânticos, e ainda, que a energia destas estruturas está de acordo com os valores esperados para transições do gás bidimensional do HEMT, julgamos que esta fosse a origem destas estruturas. Partindo dessa premissa, analisamos também a qualidade das interfaces na região do canal das amostras baseados na intensidade dessas transições. As conclusões a que chegamos através dessa análise: que a amostra que não tinha um espaçador entre o canal e a região dopada de GaAlAs apresentava uma melhor qualidade de interface, estavam de acordo com o esperado pelos crescedores.¹

No caso das estruturas tipo MESFET é difícil separar um conjunto de artigos significativos que possam resumir o quadro atual da pesquisa feita nessas estruturas ou estruturas similares a estas, isso porque esta estrutura se trata quase que de uma homoeestrutura, tendo diversos trabalhos publicados em estruturas semelhantes.^[36,119-125] No entanto, os trabalhos que abordam estas estruturas com um ponto de vista voltado para a análise destas como

¹Atualmente sabemos, através de novos experimentos descritos no próximo capítulo, que a origem destas oscilações não está relacionada com o gás bidimensional de elétrons, mas com a modulação de um campo elétrico, menos intenso que o de superfície, existente entre a camada tampão e o substrato.

dispositivos são muito poucos.^[19,31,126] O espectro obtido para estas estruturas é, em geral bastante simples, tratando-se basicamente de oscilações de Franz-Keldysh oriundas da modulação do campo superficial das amostras. Destas oscilações pode-se obter o campo elétrico superficial e, conseqüentemente a concentração de dopantes. Outro parâmetro que se pode estimar é a densidade de centros espalhadores para os pares fotogerados, através do parâmetro de alargamento Γ , relacionado com o amortecimento das oscilações de Franz-Keldysh.

Resumindo, apesar do esforço que vários grupos de pesquisa vêm fazendo na área, ainda restam alguns pontos que necessitam de um melhor esclarecimento. Nesse sentido é que elaboramos o presente estudo, apresentando um método de aplicação e interpretação da fotorefletância que vem trazer alguma luz aos pontos que ainda são obscuros e abrindo uma importante possibilidade de aplicação a outros tipos de estruturas, como as citadas acima e outras ainda não estudadas através dessa técnica.

Capítulo 6

Caracterização de dispositivos de heteroestruturas semicondutoras

6.1 Transistor de efeito de campo metal-semicondutor

O transistor de efeito de campo metal-semicondutor (MESFET¹) foi proposto inicialmente em 1966 por Mead e fabricado pela primeira vez por Hooper e Lehrer em 1967, usando uma camada epitaxial de GaAs sobre um substrato semi-isolante de GaAs.^[127,128] Os três tipos de transistor de efeito de campo (FET) são o JFET² (FET de junção), MESFET e MOSFET³ (FET-metal-óxido-semicondutor). Os principais campos de aplicação dos FETs são em chaveamento analógico, amplificadores de alta impedância de entrada, amplificadores na faixa de microondas e circuitos integrados. Tendo uma impedância de entrada consideravelmente maior do que os transistores bipolares, os FETs são mais facilmente adaptados aos sistemas padrão de microondas. Além disso os FETs apresentam um coeficiente negativo de temperatura para níveis altos de corrente, isto é, quando a temperatura aumenta a corrente diminui, o que implica numa distribuição mais uniforme de temperatura no dispositivo, tornando o FET menos suscetível ao aumento

¹Metal-Semiconductor Field Effect Transistor

²Junction Field Effect Transistor

³Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor

de temperatura do que os transistores bipolares. Adicionalmente os FETs têm uma velocidade de chaveamento maior do que os transistores bipolares, permitindo sua operação em frequências mais altas.

6.1.1 Descrição da estrutura e do funcionamento do dispositivo

Um diagrama esquemático da estrutura de um MESFET é mostrado na figura 6.1. Basicamente o MESFET consiste no crescimento de uma camada

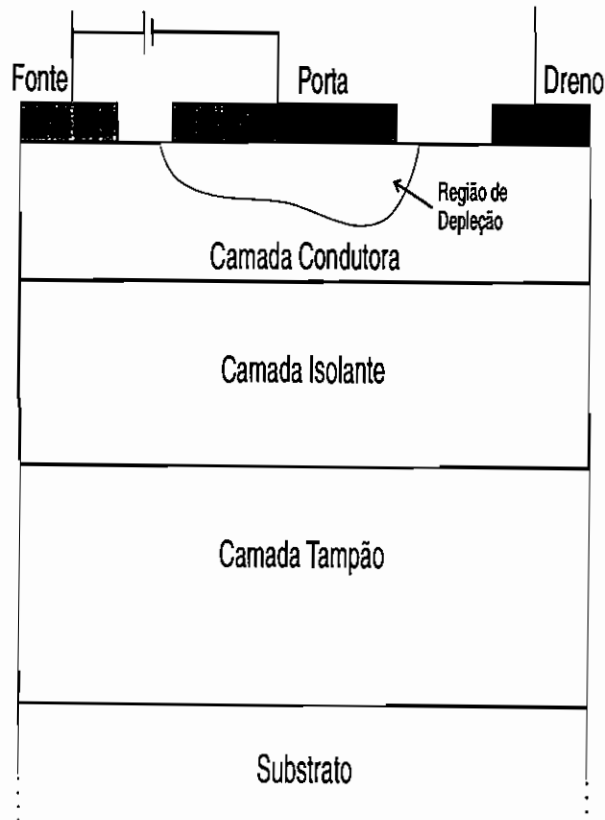


Figura 6.1: Estrutura típica de um MESFET.

semicondutora dopada, chamada canal sobre um substrato isolante. Entre essas duas camadas costuma-se crescer uma camada adicional do mesmo material do substrato, para minimizar a ocorrência de defeitos estruturais no

canal por onde passa a corrente. Para a confecção do MESFET, são feitos sobre esta estrutura dois contatos ôhmicos nas bordas do dispositivo, chamados de fonte e dreno, quando aplicamos uma tensão positiva no dreno em relação à fonte, os portadores irão fluir da fonte ao dreno através do canal, de forma que a fonte realmente se comporta como um fornecedor de portadores e o dreno como um escoadouro. Entre a fonte e o dreno é depositado um eletrodo chamado de porta, que é usado para variar a resistência do canal aplicando-se uma tensão entre este e a fonte. A resistência do canal varia porque a tensão aplicada entre a porta e a fonte causa uma variação do tamanho da zona de depleção dentro do canal^[129] (ver figura 6.2). Se considerarmos apenas um canal tipo N uniformemente dopado, sem a porta, sua condutância G pode ser escrita como a razão entre o produto de sua seção transversal A pela condutividade do material do qual é constituído σ e o comprimento do canal L , escrevendo a condutividade como $e\mu_n n$, onde μ_n é a mobilidade eletrônica e n é o número de elétrons livres no canal, temos:

$$G = \frac{e\mu_n n A}{L}. \quad (6.1)$$

com a adição da porta, adicionamos uma região de depleção dentro do canal, o que faz com que a área da seção transversal do canal que contribui para a sua condutividade diminua (b e b_0), diminuindo G . A profundidade da região de depleção dentro do canal W_N pode ser calculada através da equação para uma junção p-n^[130]:

$$W_N = \left[\frac{2\epsilon V}{eN_d \left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)} \right]^{1/2},$$

onde V é a tensão aplicada na porta, N_d é a concentração de doadores e N_a a de aceitadores na junção.

Desta forma, quando aumentamos a tensão na porta, a região de depleção no canal aumenta, aumentando a resistência do mesmo, até que esta se iguale à resistência do material de que é formado o canal em sua forma intrínseca. Controlando-se então a tensão na porta do transistor, podemos controlar a corrente que flui entre fonte e dreno quando uma dada tensão é aplicada entre eles.

Para uma mais profunda abordagem recomendo a referência [131].

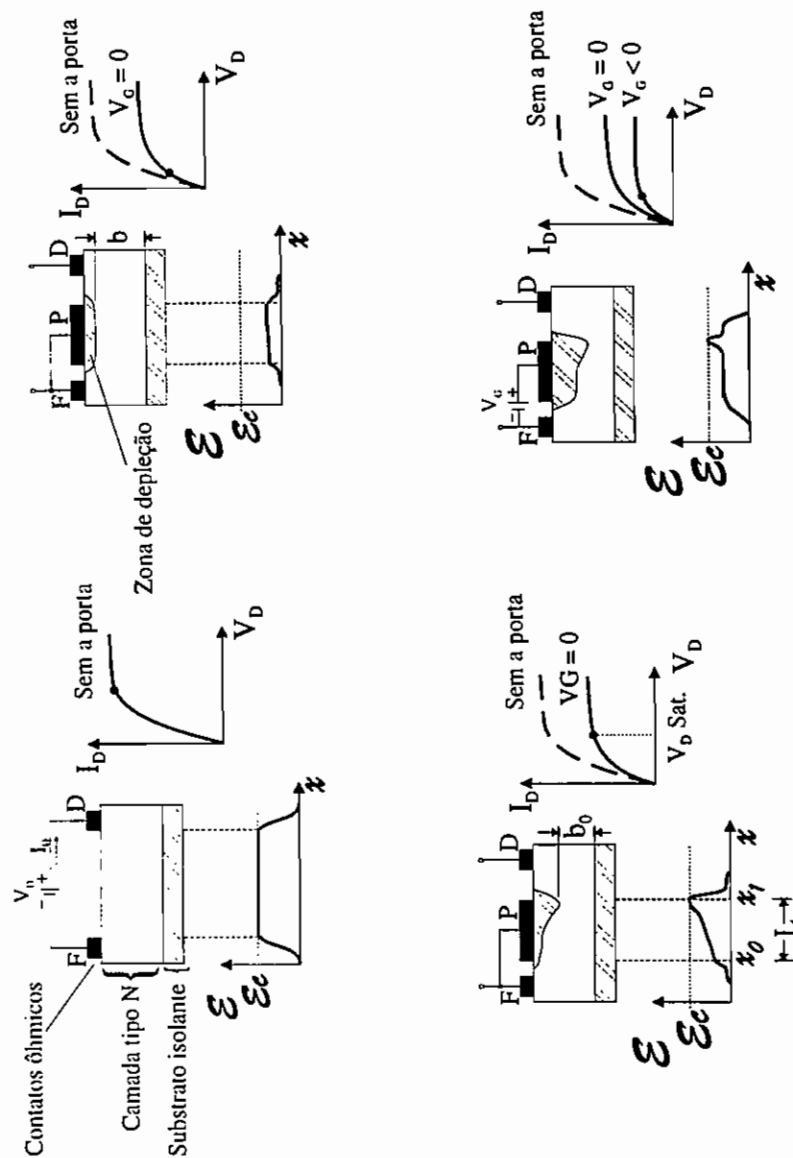


Figura 6.2: Perfis de zona de depleção e de campo elétrico e curvas características de corrente-tensão de um MESFET sob diversas tensões de porta e dreno.^[129]

6.1.2 Resultados obtidos

O espectro de fotorefletância obtido à temperatura ambiente para uma estrutura como a descrita acima, porém sem os contatos (fonte, porta e dreno), apresentou fortes oscilações indicativas do efeito de Franz - Keldysh (ver figura 6.3). Nossa amostra consistia, a partir da superfície, de uma camada com 1600 Å de espessura e uma concentração de doadores de $1,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ seguida por uma camada tampão⁴ nominalmente não dopada, também de GaAs, com uma concentração residual de dopantes de $1,4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, ambas crescidas sobre um substrato semi-isolante de GaAs. Esta amostra foi crescida através de epitaxia de feixe molecular (MBE) no Japão.^[132] Os perfis da banda de condução e de campo elétricos foram calculados assumindo-se um potencial superficial de 1.0 eV, em relação ao topo da banda de valência na região do substrato (0 eV). Os resultados desses cálculos são mostrados na figura 6.4. A intensidade do campo elétrico de 185 kV/cm na superfície decai rapidamente a zero dentro da região de depleção da superfície, que se estende por cerca de 1000 Å. Uma outra região com campo elétrico não nulo porém bem menor aparece cerca de 100 Å antes e depois da interface entre as duas camadas da heteroestrutura, formando uma região de depleção na camada ativa e uma região de acumulação na camada tampão.

No espectro experimental, o período aproximado das oscilações observadas é de 150 meV. Em se tratando de oscilações devidas ao efeito de Franz - Keldysh, seu período é dado pela energia eletroóptica $\hbar\theta$, $\theta = (e^2 E^2 / 2m_{cv}^* \hbar)^{1/3}$, com E sendo a intensidade do campo elétrico e m_{cv}^* a massa efetiva reduzida. Para $E = 185 \text{ kV/cm}$ temos de fato $\hbar\theta = 150 \text{ meV}$, o que reforça a hipótese de que as oscilações que aparecem no espectro experimental são oscilações de Franz - Keldysh. Desta forma, calculamos o espectro de fotorefletância da amostra em questão a partir de perfil de campo elétrico calculado. Para que o espectro calculado estivesse em perfeita concordância com o espectro experimental variamos os diversos parâmetros do cálculo, como o parâmetro de alargamento Γ ,⁵ que variado entre 5 e 20 meV não causou mudanças significativas no espectro, e a amplitude de modulação (ΔE),⁶ que também deu origem apenas a pequenas mudanças na intensidade das estruturas do espectro. Este fato é observado também na experiência, pela insensibilidade do espectro à intensidade do feixe de bombeamento. Isso ocorre para a maior parte das estruturas já estudadas por nós. Há, no en-

⁴ "Buffer layer"

⁵ O parâmetro Γ está relacionado com o tempo de vida dos pares fotogerados e define o amortecimento das oscilações de Franz - Keldysh

⁶ A condição de bandas planas é atingida quando temos $\Delta E = 100\%$.

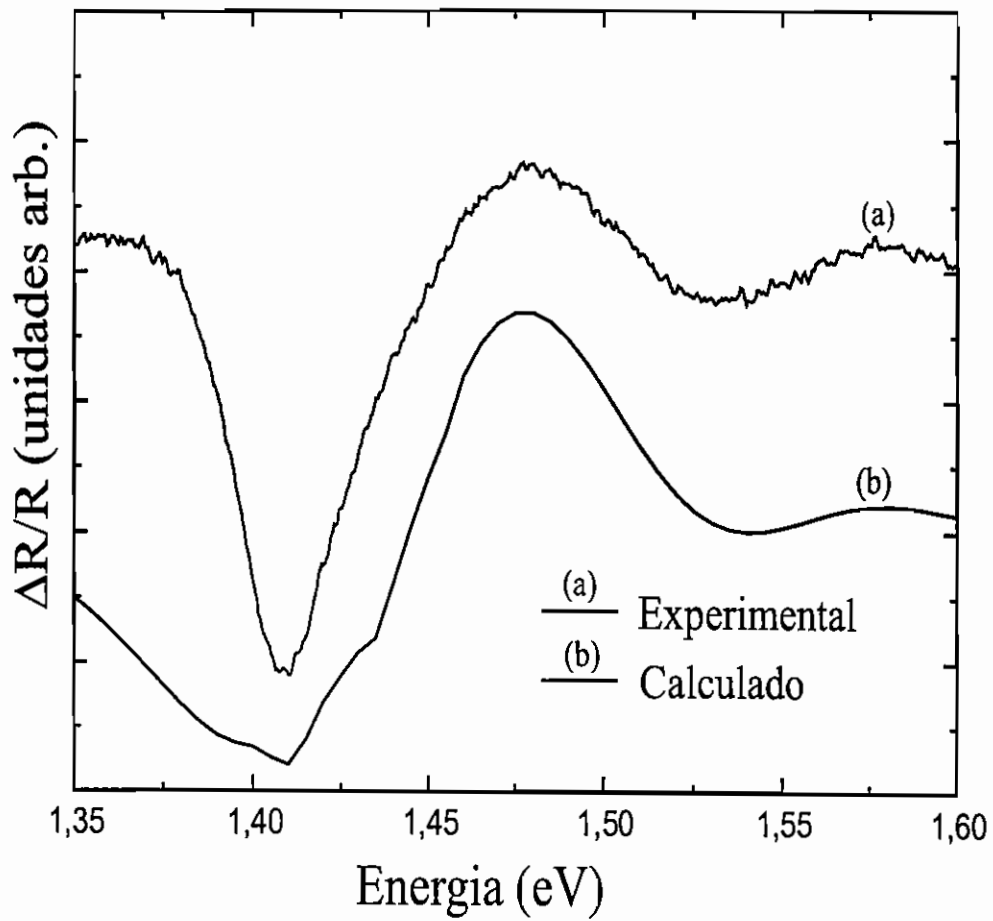


Figura 6.3: Espectros de fotorefletância experimental (a) e calculado (b) para uma estrutura do tipo MESFET.

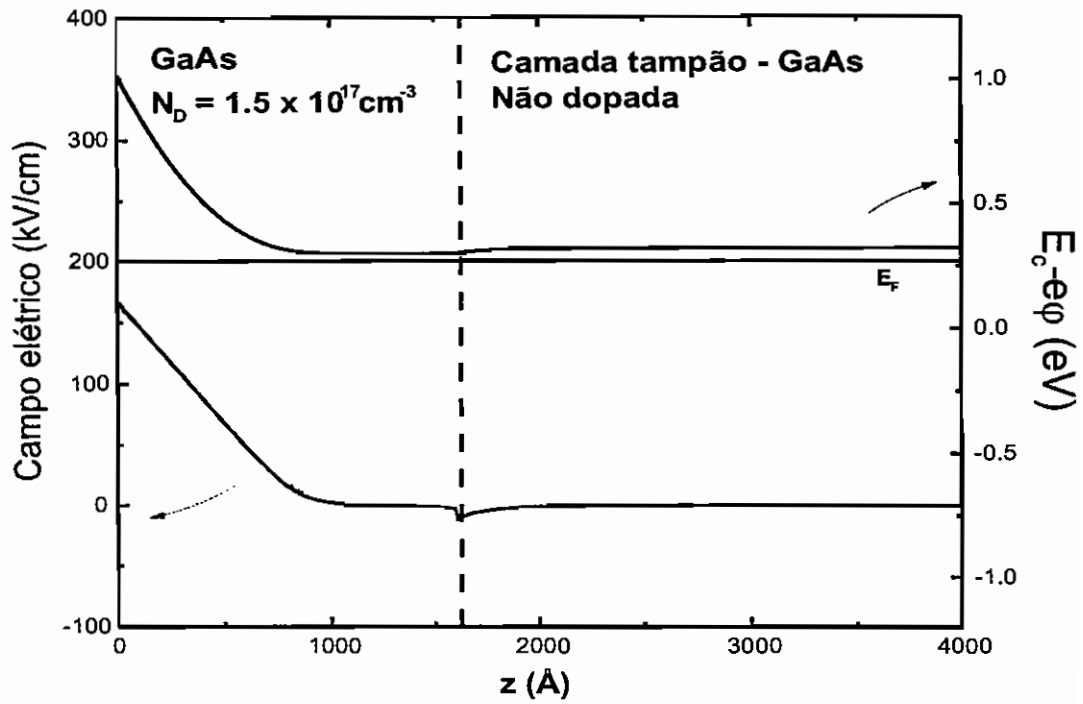


Figura 6.4: Perfis da banda de condução e campo elétrico para uma estrutura do tipo MESFET.

tanto, exceções, como os poços quânticos assimétricos, conforme foi exposto no capítulo 4.

O espectro calculado que melhor se ajustou ao experimental é mostrado junto com este último na figura 6.3. A boa concordância entre os dois espectros mostra que os parâmetros utilizados no cálculo são razoáveis e que, de fato, existe uma forte inomogeneidade espacial do campo elétrico perto da superfície, que os cálculos nos permitiram determinar. Essa Inomogeneidade afeta o desempenho do dispositivo, através da alteração das dimensões efetivas do canal do dispositivo.

Na figura 6.5 é mostrado, a título de ilustração, o cálculo para uma estrutura do mesmo tipo com uma concentração de dopantes mais alta. Como pode-se observar, nesse caso o campo elétrico, embora mais intenso, cai bem mais rapidamente, devido às cargas livres, aumentando a espessura efetiva do canal do dispositivo. Ao mesmo tempo, com a maior concentração de impurezas, o espalhamento dos portadores de carga nessa região aumenta, prejudicando o desempenho do dispositivo em relação a um dispositivo ideal que não possuísse estes centros espalhadores na região do canal. Com essa idéia em mente é que foi desenvolvido o transistor de alta mobilidade eletrônica, ao qual vamos agora nos deter.

6.2 Transistor de alta mobilidade eletrônica

Desde o seu aparecimento, as heteroestruturas com dopagens moduladas, têm sido intensamente investigadas. Em 1978 Dingle *et al*^[133] apresentaram a primeira implementação bem sucedida deste tipo de estrutura, mostrando o incremento na mobilidade dos portadores quando estes se mantêm espacialmente separados das impurezas doadoras. O primeiro transistor baseado em dopagem modulada em GaAs / GaAlAs foi fabricado em 1980.^[134,135] Desde então, um grande esforço vem sendo despendido na pesquisa e desenvolvimento de novos e mais eficientes dispositivos baseados em dopagem modulada, em diversos materiais. Destes dispositivos destacam-se os transistores de alta mobilidade eletrônica (HEMT⁷), também chamados de transistores de efeito de campo com dopagem modulada (MODFET⁸). Algumas das mais importantes aplicações destes dispositivos são amplificadores de baixo ruído para

⁷High Electron Mobility Transistor

⁸MOdulation Doping Field Effect Transistor. - Um resumo abrangente do desenvolvimento inicial dos transistores de alta mobilidade eletrônica desde seu surgimento, até seu estabelecimento em aplicações comerciais pode ser achado na referência [64], onde uma análise dos principais trabalhos publicados que contribuíram para esse desenvolvimento é feita de uma forma bastante objetiva.

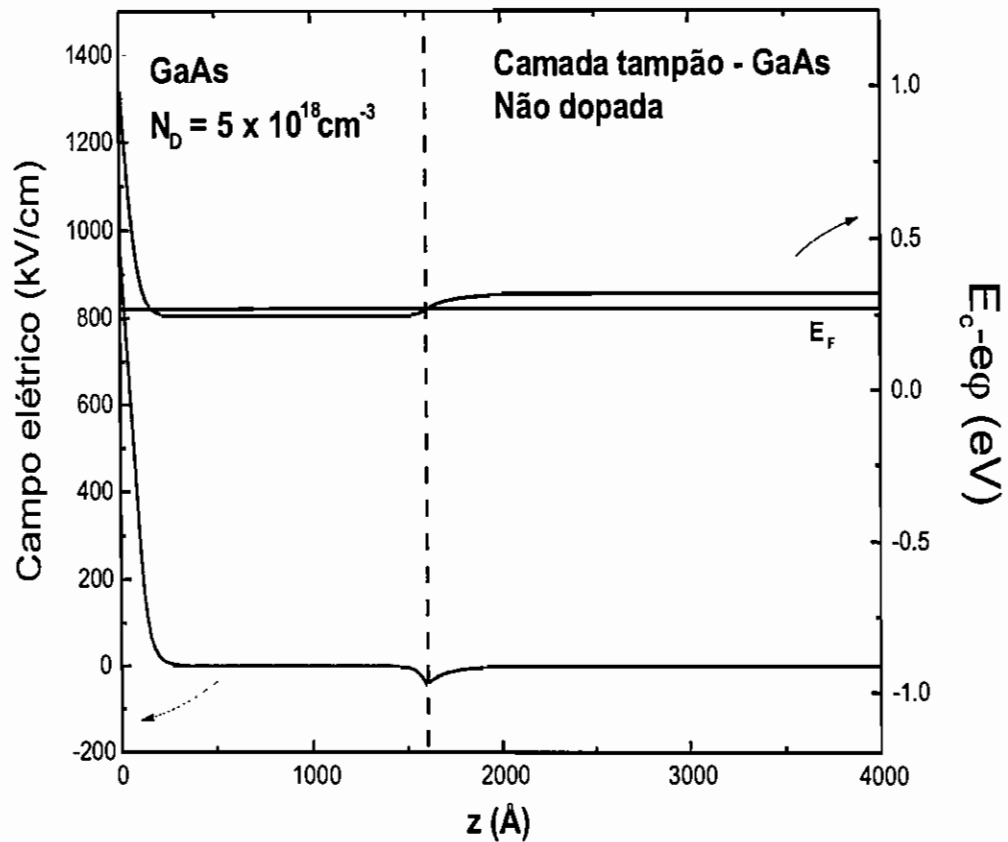


Figura 6.5: Perfis da banda de condução e do campo elétrico para uma estrutura do tipo MESFET com uma alta concentração no canal.

satélites de retransmissão direta, amplificadores de potência para radares e outras aplicações que exigem dispositivos que operem em alta frequência.

Os HEMTs são divididos atualmente em dois grupos principais, segundo o material sobre o qual é crescido: HEMTs baseados em GaAs e HEMTs baseados em InP. Nesta seção trataremos da caracterização de HEMTs baseados em GaAs por meio da técnica de fotorefletância.

6.2.1 Descrição da estrutura e do funcionamento do dispositivo

O principal ingrediente para se construir um HEMT é uma heterojunção

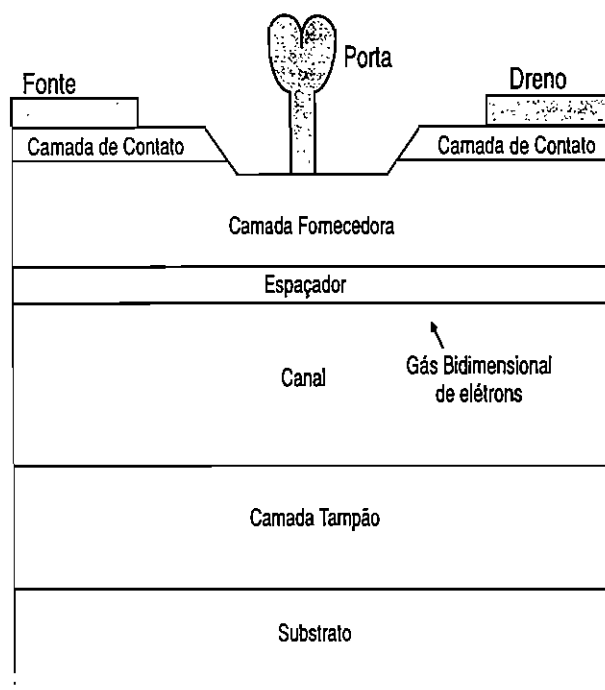


Figura 6.6: *Estrutura típica de um HEMT.*

abrupta e a injeção eficiente de elétrons no canal através da dopagem modulada. A dopagem modulada consiste em se crescer uma heterojunção entre dois materiais com bandas proibidas diferentes e colocar impurezas doadoras no material de banda proibida maior, a uma pequena distância da heterojunção. Essa camada de material que separa as impurezas doadoras da

heterojunção é freqüentemente chamada de camada espaçadora. Por causa de efeitos quanto mecânicos e de distribuição de carga, os elétrons se acumulam em uma região estreita próxima da heterojunção, formando um gás quase bidimensional. Essa região é chamada de canal, como veremos a seguir.

A estrutura típica de um HEMT, mostrada na figura 6.6, consiste de uma camada tampão, seguida por uma camada de um material cuja banda proibida é estreita (em relação aos outros materiais utilizados), na qual eventualmente se formará o gás bidimensional de elétrons a qual chamamos de canal. Com a finalidade de se aumentar a separação entre os portadores de carga que formam o gás bidimensional de elétrons e as impurezas doadoras, aumentando a mobilidade do gás bidimensional de elétrons, é crescida opcionalmente uma fina camada não dopada composta do material com mais larga banda proibida, chamada de espaçador. Continuando a estrutura segue-se uma camada altamente dopada também composta do material com a banda proibida mais larga, chamada de camada fornecedora. Terminando a estrutura é crescida uma capa altamente dopada do material de banda proibida mais estreita para facilitar a fabricação de contatos ôhmicos.

Numa estrutura com dopagem modulada em condições de equilíbrio, os elétrons provenientes das impurezas doadoras são transferidos para o canal, de banda proibida mais estreita, levando a um entortamento considerável das bandas, possibilitando a formação do gás bidimensional de elétrons nessa camada. Por causa da separação espacial entre o gás bidimensional de elétrons e as impurezas doadoras, essa estrutura apresenta uma alta mobilidade eletrônica, especialmente a baixas temperaturas.

A operação do HEMT é similar à operação de outros dispositivos de efeito de campo: uma tensão aplicada entre a fonte e a porta regula a corrente que passa entre fonte e dreno, através do controle do tamanho da zona de depleção sob a porta. A eficiência na operação de um HEMT pode ser medida através de uma grandeza chamada de eficiência de modulação.^[136] A eficiência de modulação relaciona diretamente o papel da modulação de carga eficiente com a freqüência de corte da corrente de ganho (f_T). A freqüência f_T é a característica mais importante dos dispositivos de alta velocidade relacionada com a física de dispositivos. Por definição, f_T é a freqüência na qual a corrente no dreno iguala a corrente na porta, a qual é uma corrente de deslocamento dependente da freqüência. Matematicamente podemos escrever a relação como^[136]

$$\left(2\pi f_T \frac{\partial Q_{TOT}}{\partial V_{GS}} \right) v_{GS} = \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right) v_{GS},$$

que pode ser resolvida para f_T :

$$f_T = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial I_D}{\partial Q_{TOT}}. \quad (6.2)$$

Para a operação mais eficiente e maior frequência possível de operação, seria desejável que todos os elétrons se movessem com sua velocidade de saturação sob toda a área da porta no canal, resultando num menor tempo possível de trânsito, neste caso a densidade de carga seria uniforme nesta região. Na operação normal do transistor, devido à não uniformidade do campo elétrico sob a porta, somente após uma certa distância todos os elétrons mover-se-ão com a velocidade de saturação. Deste modo, a carga total que é modulada sob o porta pode ser separada em duas componentes na região do canal, uma com densidade uniforme (Q_u) e outra que varia espacialmente (Q_g), que corresponde ao modo de operação gradual do canal. Há ainda uma terceira componente da carga sob a porta na camada fornecedora, chamada de corrente parasita (Q_p). Tomando apenas Q_u podemos escrever a corrente de dreno como

$$I_D = \frac{v_{SAT}}{L_G} Q_u. \quad (6.3)$$

Substituindo 6.2 em 6.3, e considerando que a carga total sob a porta será a soma das três componentes Q_u, Q_p e Q_g , temos

$$f_T = \frac{v_{SAT}}{2\pi L_G} \frac{\partial Q_u}{\partial (Q_u + Q_p + Q_g)},$$

que é a equação conhecida para a frequência de corte do ganho de corrente multiplicada por um termo que é a chamada eficiência de modulação, que é dada por

$$EM = \frac{\partial Q_u}{\partial (Q_u + Q_p + Q_g)}.$$

6.2.2 Resultados obtidos

Para analisar o espectro de fotorefletância de um dispositivo tipo HEMT, e a origem das diversas estruturas que nele aparecem, fabricamos um dispositivo HEMT com dimensões macroscópicas de forma que pudéssemos ter acesso óptico à região do dispositivo sob a porta (ver figura 6.7). Desta forma poderíamos realizar as medidas de fotorefletância com o dispositivo em operação e ao mesmo tempo verificar quais as contribuições provenientes do gás bidimensional de elétrons ao espectro, se efetivamente existissem. A idéia de se construir tal dispositivo teve origem na necessidade de alterarmos

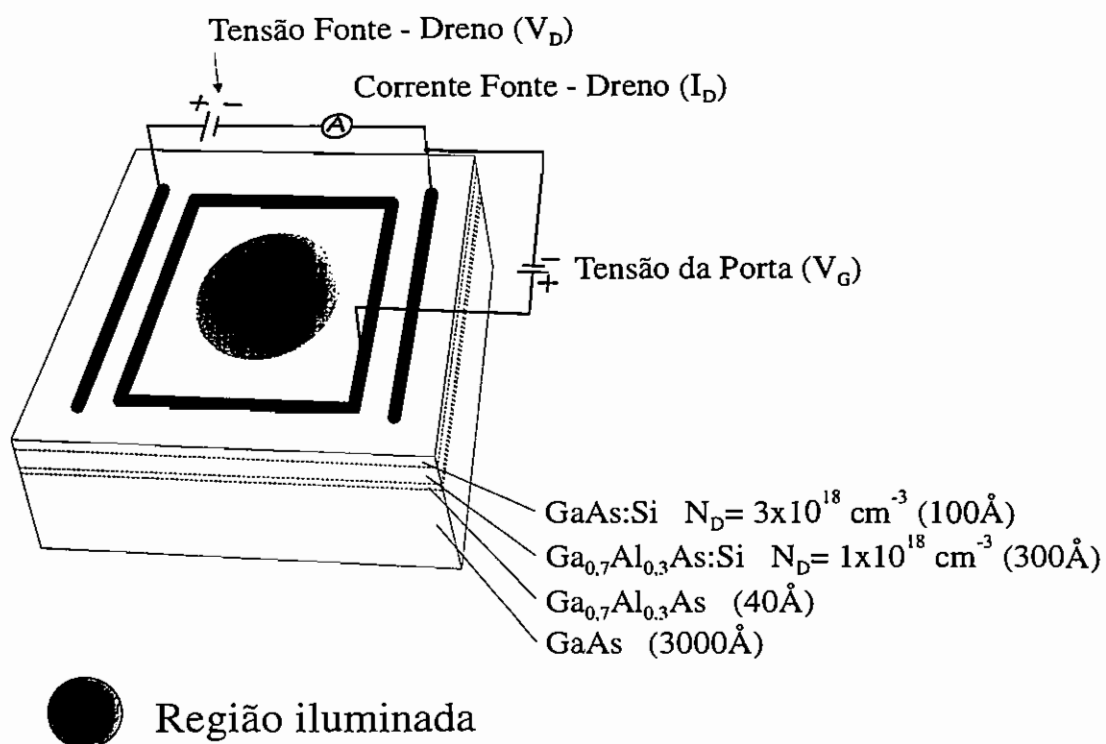


Figura 6.7: Dispositivo fabricado para estudar o efeito do gás bidimensional de elétrons no espectro de fotorefletância de estruturas tipo HEMT.

o gás bidimensional de elétrons, a fim de se demonstrar que as oscilações de período curto observadas nos espectros de fotorefletância destes dispositivos eram devidas a transições entre a banda de valência e os estados confinados no canal, como havíamos concluído em nossos primeiros estudos sobre estas estruturas.^[15,19]

As amostras tipo HEMT aqui estudadas foram crescidas por MBE no Japão.^[132] As estruturas esquemáticas de suas camadas assim como as respectivas concentrações de dopantes são mostradas nas figuras 6.8, 6.9 e 6.10, com exceção do substrato semi-isolante de GaAs que não aparece na figura 6.10. Nestas figuras são mostrados também os perfis de potencial e campo elétricos das amostras que havíamos calculado para os primeiros estudos que realizamos sobre este tipo de estrutura. Estes perfis mostram a formação do poço quântico triangular que dá origem ao gás bidimensional de elétrons na camada ativa, separado das impurezas que fornecem os elétrons do gás. Podemos ver ainda que o campo elétrico se apresenta mais intenso e que decai mais rapidamente nessa estrutura do que na estrutura MESFET apresentada na seção 6.1, isso se dá devido às mais altas concentrações de dopantes usadas, conforme já dissemos. Na figura 6.11 são mostrados os espectros de fotorefletância experimental e calculado das amostras esquematizadas nas figuras 6.8, 6.9 e 6.10.

Através da comparação entre esses espectros, como não pudemos obter estruturas mais estreitas em nossos espectros calculados, considerando que estes cálculos não eram capazes de reproduzir estruturas espectrais oriundas de transições para sub-bandas de poços quânticos, e ainda que a energia destas estruturas estava razoavelmente de acordo com os valores esperados para transições do gás bidimensional dos dispositivos, julgamos que a origem das oscilações de período mais curto não seria o efeito de Franz – Keldysh, mas sim transições para os estados confinados do gás bidimensional de elétrons.

Para obtermos evidências diretas e irrefutáveis da influência do gás bidimensional de elétrons no espectro de fotorefletância de dispositivos tipo HEMT, construímos o dispositivo da figura 6.7 a partir de uma estrutura crescida por MBE. Com este dispositivo, pudemos alterar a população de portadores do gás sob a porta e avaliar seus efeitos no espectro. Na figura 6.12 são mostradas as curvas características desse dispositivo macroscópico, ilustrando seu funcionamento.

A principal modificação que esperávamos nos espectros de fotorefletância de nosso dispositivo, quando submetido a diferentes tensões da porta era um deslocamento em energia do sinal originado no gás de elétrons, além do surgimento ou desaparecimento de alguns picos, dependendo do sinal da tensão aplicada na porta. Estas mudanças são esperadas devido ao aumento ou diminuição do nível de Fermi causados por essa variação da tensão na porta

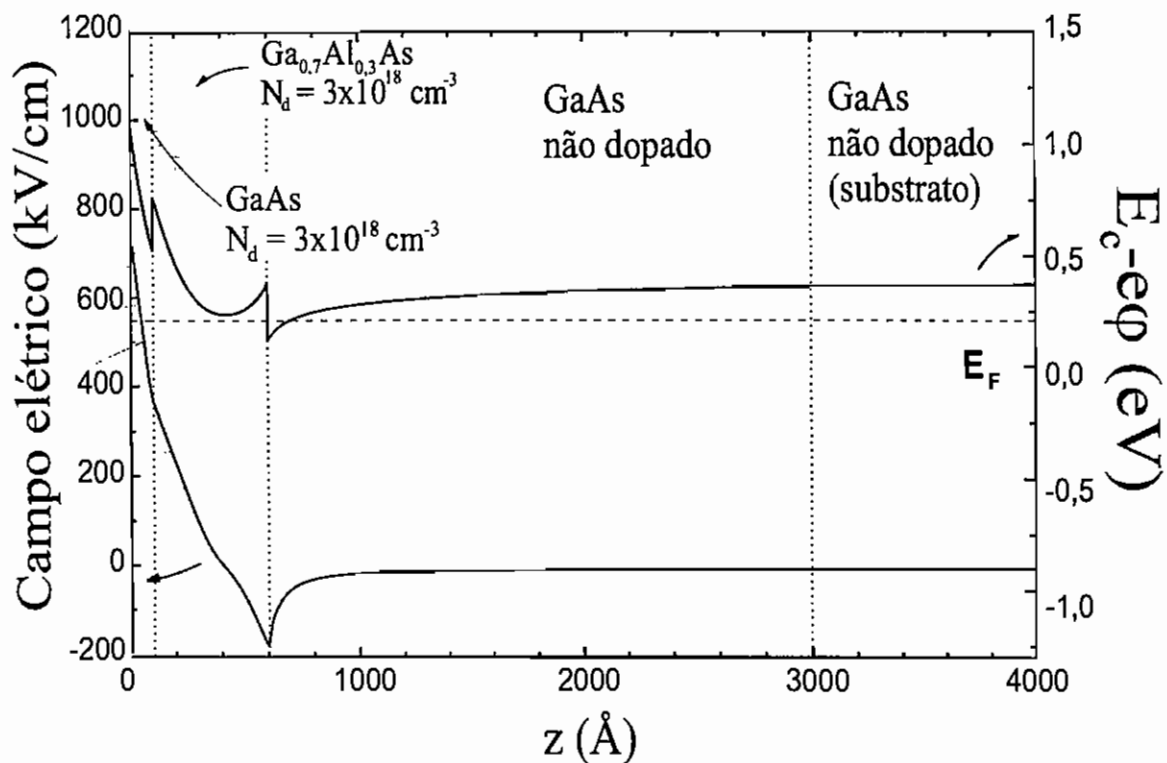


Figura 6.8: Perfis da banda de condução e do campo elétrico para uma estrutura do tipo HEMT sem camada espaçadora. Também são mostradas as interfaces entre as camadas dessa amostra.

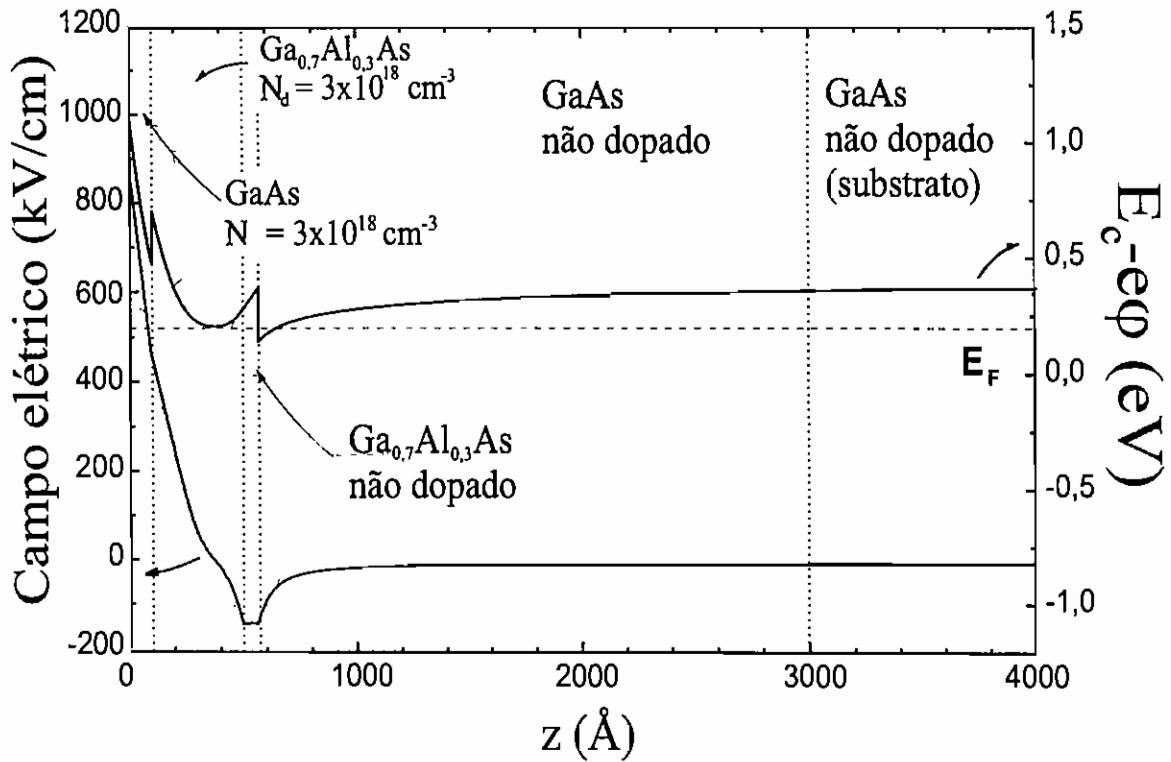


Figura 6.9: Perfis da banda de condução e do campo elétrico para uma estrutura do tipo HEMT com camada espaçadora de 40 \AA . Também são mostradas as interfaces entre as camadas dessa amostra.

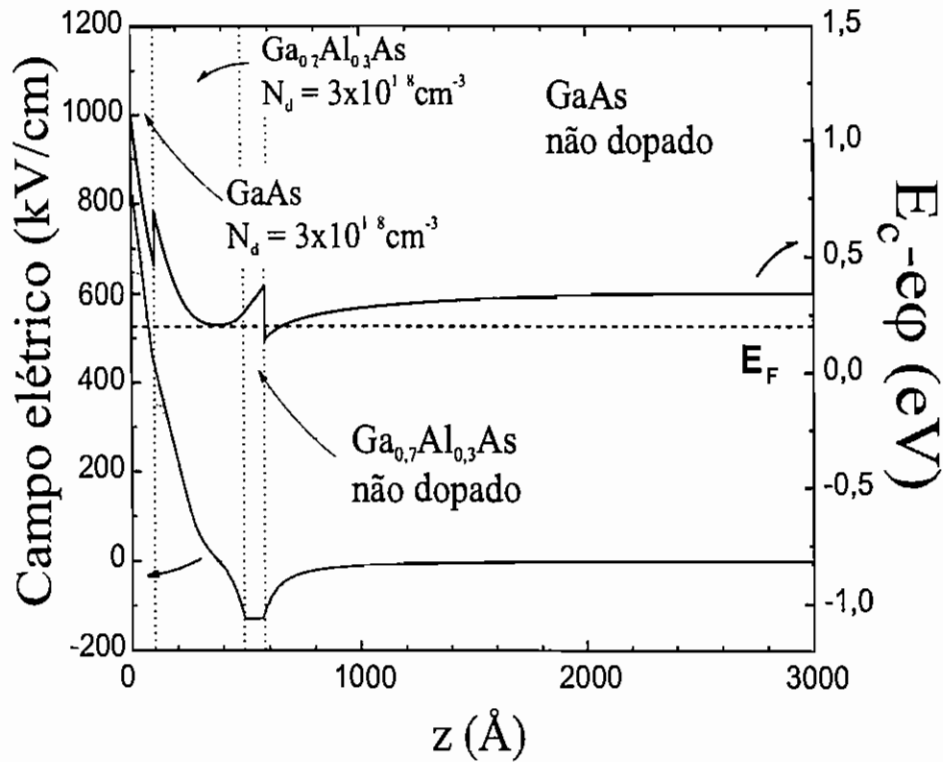


Figura 6.10: Perfis da banda de condução e do campo elétrico para uma estrutura do tipo HEMT com camada espaçadora de 60 Å. Também são mostradas as interfaces entre as camadas dessa amostra.

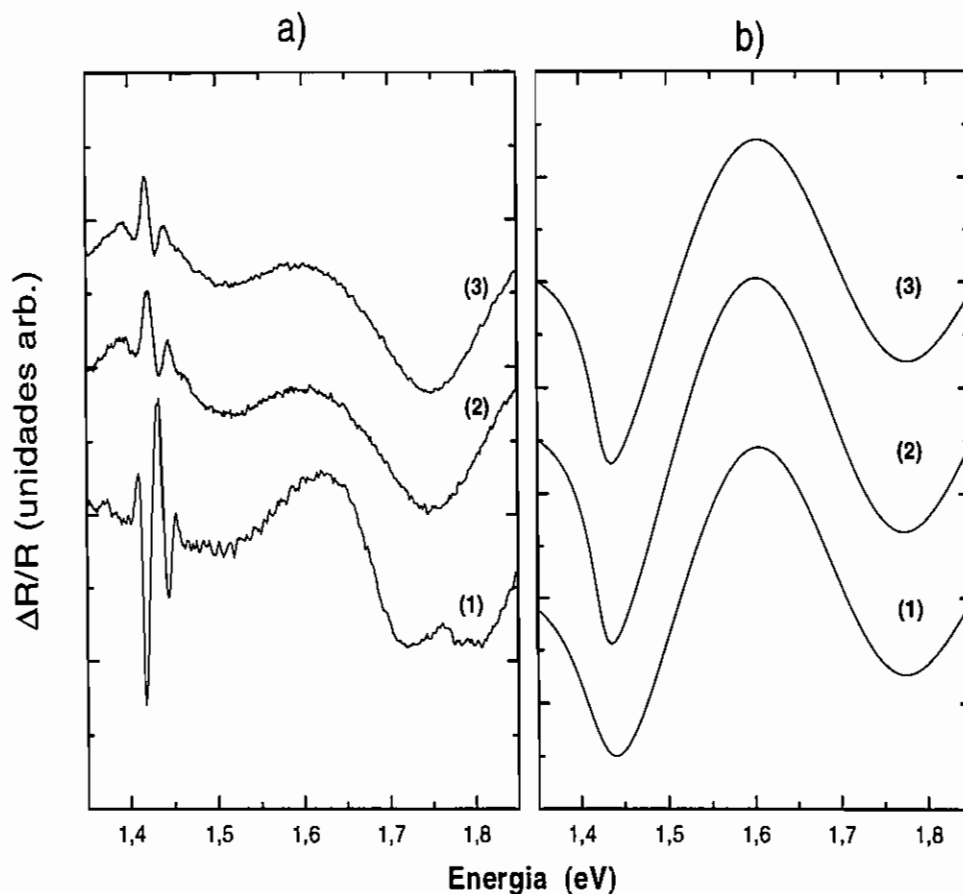


Figura 6.11: Espectros de fotorefletância experimentais (a) e calculados (b) para as amostras esquematizadas nas figuras 6.8 (1), 6.9 (2) e 6.10 (3). Através da comparação entre esses espectros pode-se observar que as oscilações de período mais curto não estão presentes nos espectros calculados, o que significa que a origem dessas oscilações não é o efeito de Franz - Keldysh, ou que existe alguma região de campo elétrico não nulo, que não foi considerada no cálculo.

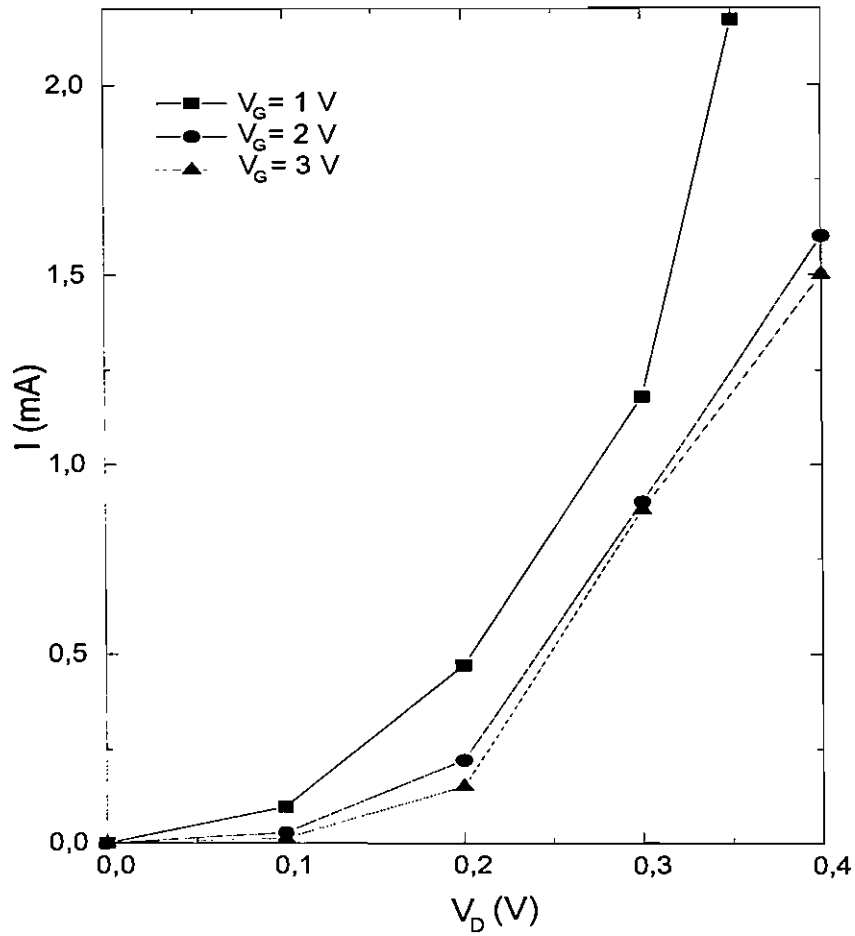


Figura 6.12: Curvas características de corrente-tensão de nosso dispositivo HEMT sob diversas tensões de porta e dreno.

do dispositivo, populando ou esvaziando o gás de elétrons do canal. Quando a energia do nível de Fermi se torna mais alta que a energia de alguma sub-banda do canal a transição relacionada a essa sub-banda no espectro desaparece, pois com todos os seus estados ocupados, não é possível a absorção de fótons com a energia correspondente a ela. Da mesma forma, quando esvaziamos o canal fazendo com que o nível de Fermi fique mais baixo que alguma sub-banda do canal a estrutura relativa a essa transição deve aparecer no espectro. Também poderia ocorrer um deslocamento das transições relativas ao gás de elétrons devido à modificação do perfil do poço do canal com o esvaziamento deste. Este mesmo efeito foi discutido anteriormente no capítulo 4 quando tratamos dos poços quânticos assimétricos de GaAlAs / GaAs.

Quando realizamos as medidas, no entanto, não observamos a alteração esperada nas oscilações de curto período em função da tensão na porta do dispositivo (ver figura 6.13). Esses resultados nos levaram a repensar a origem de tais oscilações. A alternativa era que fossem oscilações de Franz – Keldysh oriundas de uma região da amostra com um campo elétrico não nulo, porém bem menos intenso que o superficial (já que o período das oscilações de Franz – Keldysh é tanto maior quanto maior o campo elétrico que as origina). Através de sua energia pode-se concluir que estas oscilações são originadas em alguma camada de GaAs, no caso na camada tampão ou no substrato. Um campo elétrico nessa região teria que ser causado por uma concentração de cargas, e isto poderia mais provavelmente ocorrer, na interface entre a camada tampão e o substrato, devido a defeitos nessa interface que freqüentemente estão presentes em crescimentos deste e de outros tipos de estrutura. São estes defeitos que fazem necessário o crescimento da camada tampão, relativamente larga, de forma que eles não afetem significativamente as propriedades da amostra. Os defeitos nessa interface são geralmente aceitadores⁹, no entanto, fizemos um estudo de como seriam os espectros de fotorefletância de amostras tipo HEMT com defeitos aceitadores ou doadores nessa interface, para que pudéssemos confirmar esse fato.

As figuras 6.14 e 6.15 mostram os perfis de campo e potencial elétricos para amostras tipo HEMT como a usada para a fabricação de nosso dispositivo, para diversas concentrações de impurezas doadoras e aceitadoras na interface entre a camada tampão e o substrato. Pode-se observar que enquanto impurezas doadoras têm pouca ou nenhuma influência na região do gás bidimensional, o mesmo não ocorre para impurezas aceitadoras, que

⁹Devido ao processo de degasificação do substrato no interior da câmara de crescimento, a superfície deste incorpora impurezas tipo aceitadoras, presentes nos equipamentos de MBE.

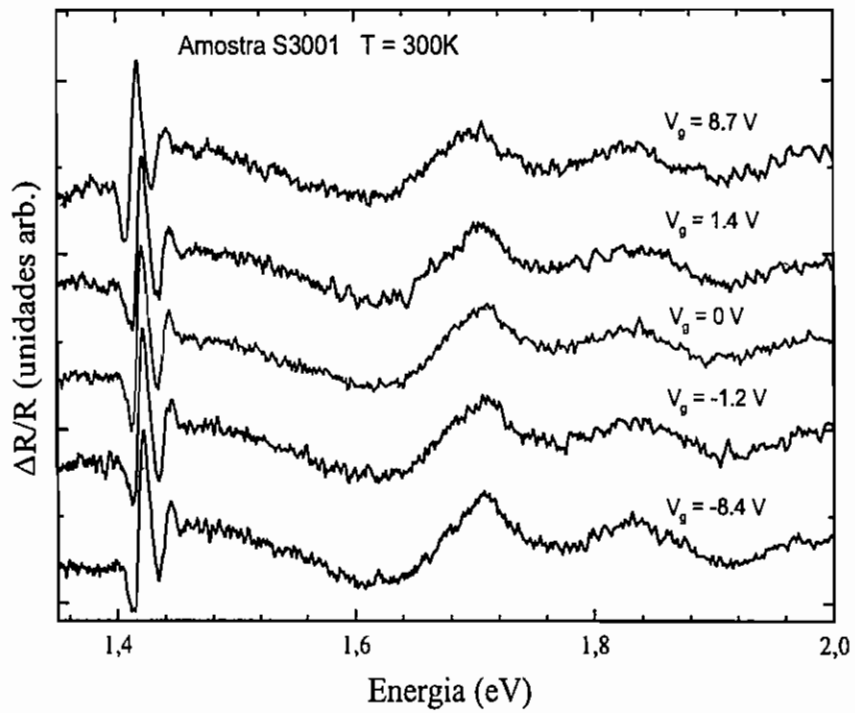


Figura 6.13: Espectros de fotorefletância do dispositivo esquematizado na figura 6.7, para diferentes tensões aplicadas.

estabelecem um campo elétrico não nulo em toda a camada tampão. Dessa forma é esperado um melhor confinamento para as amostras com a interface de aceitadores. Cabe-se notar que se o cálculo se estendesse a uma profundidade suficientemente grande todos os perfis de banda de condução tenderiam ao mesmo valor, igual ao valor da banda de condução do substrato, no infinito. Isto não é observado na figura 6.14 porque o cálculo não se estendeu até uma profundidade suficiente, no entanto, isso não afeta os resultados obtidos, como foi demonstrado no capítulo 3 (figura 3.5).

Os espectros de fotorefletância calculados a partir desses campos são mostrados na figura 6.16. Para diferentes concentrações de impurezas temos uma grande variação no período e forma das oscilações originadas na região dessas impurezas. O mesmo ocorrendo para diferentes tipos de impureza. Com estes novos cálculos, realizados considerando-se uma concentração de carga planar na interface camada tampão / substrato, espectros de fotorefletância nos quais estão presentes as oscilações de período mais curto foram obtidos. Variando a concentração de cargas na interface e outros parâmetros do cálculo, pudemos obter espectros que fossem o mais próximo possível dos obtidos experimentalmente, tanto para o novo dispositivo, quanto para as amostras anteriores. Como esperado pelas condições de crescimento, as impurezas que forneceram um espectro teórico que mais se assemelhava ao experimental, resultaram ser do tipo aceitadoras.

Para as amostras anteriores novos cálculos de perfil de banda de condução e de campo elétrico foram feitos (figura 6.17) levando-se em conta a carga interfacial entre a camada tampão e o substrato, a partir dos quais calculamos os espectros de fotorefletância dessas amostras, que são comparados aos espectros experimentais na figura 6.18. Para o novo dispositivo, o perfil de campo elétrico que permitiu o espectro calculado mais próximo ao experimental foi aquele correspondente a uma concentração de impurezas aceitadoras de 10^{11} cm^{-2} , mostrado na figura 6.15, considerando uma profundidade de modulação (ΔE) de 10% na superfície e de 100% na interface.

Os parâmetros usados para os cálculos que forneceram os melhores ajustes dos espectros experimentais das diferentes amostras são mostrados nas tabelas 6.1 (para o cálculo do perfil de campo) e 6.2 (para o cálculo do espectro). As concentrações de dopantes intencionais usadas para o cálculo foram as fornecidas pelo crescedor, para todas as amostras. Na figura 6.19 são comparados os cálculos dos espectros de fotorefletância para o nosso dispositivo com e sem as impurezas na interface entre camada tampão e substrato, mostrando, conclusivamente, que as oscilações de curto período são exclusivamente originadas pelo campo elétrico causado por essas impurezas.

HEMT 1 - Sem camada espaçadora				
Camada	Material	Espessura (Å)	N_a (cm ⁻³)	N_d (cm ⁻³)
Capa	GaAs	100	$1,4 \times 10^{14}$	3×10^{18}
Barreira	Ga _{0,70} Al _{0,30} As	400	$1,4 \times 10^{14}$	10^{18}
Canal (e tampão)	GaAs	2500	$1,4 \times 10^{14}$	0
Interface	GaAs	10	10^{18}	0
Substrato	GaAs	-	$1,4 \times 10^{14}$	0

HEMT 2 - Camada espaçadora de 40 Å				
Camada	Material	Espessura (Å)	N_a (cm ⁻³)	N_d (cm ⁻³)
Capa	GaAs	100	$1,4 \times 10^{14}$	3×10^{18}
Barreira	Ga _{0,70} Al _{0,30} As	400	$1,4 \times 10^{14}$	10^{18}
Espaçador	Ga _{0,70} Al _{0,30} As	40	$1,4 \times 10^{14}$	0
Canal (e tampão)	GaAs	2460	$1,4 \times 10^{14}$	0
Interface	GaAs	10	10^{18}	0
Substrato	GaAs	-	$1,4 \times 10^{14}$	0

Tabela 6.1: Parte 1 - Valores usados para os parâmetros do cálculo dos perfis de campo elétrico usados no cálculo dos espectros de fotorefletância que melhor se ajustaram aos espectros experimentais das amostras que possuíamos. Note que a concentração tridimensional usada para a interface corresponde a uma concentração bidimensional de 10^{11} cm⁻².

HEMT 3 - Camada espaçadora de 60 Å				
Camada	Material	Espessura (Å)	N_a (cm ⁻³)	N_d (cm ⁻³)
Capa	GaAs	100	$1,4 \times 10^{14}$	3×10^{18}
Barreira	Ga _{0,70} Al _{0,30} As	400	$1,4 \times 10^{14}$	10^{18}
Espaçador	Ga _{0,70} Al _{0,30} As	60	$1,4 \times 10^{14}$	0
Canal (e tampão)	GaAs	2440	$1,4 \times 10^{14}$	0
Interface	GaAs	10	10^{18}	0
Substrato	GaAs	-	$1,4 \times 10^{14}$	0

HEMT 4 - Dispositivo				
Camada	Material	Espessura (Å)	N_a (cm ⁻³)	N_d (cm ⁻³)
Capa	GaAs	100	10^{14}	3×10^{18}
Barreira	Ga _{0,70} Al _{0,30} As	300	10^{14}	10^{18}
Espaçador	Ga _{0,70} Al _{0,30} As	40	10^{14}	0
Canal (e tampão)	GaAs	2560	10^{14}	0
Interface	GaAs	10	10^{18}	0
Substrato	GaAs	-	10^{14}	0

Tabela 6.1: Parte 2 - Valores usados para os parâmetros do cálculo dos perfis de campo elétrico usados no cálculo dos espectros de fotorefletância que melhor se ajustaram aos espectros experimentais das amostras que possuíamos.

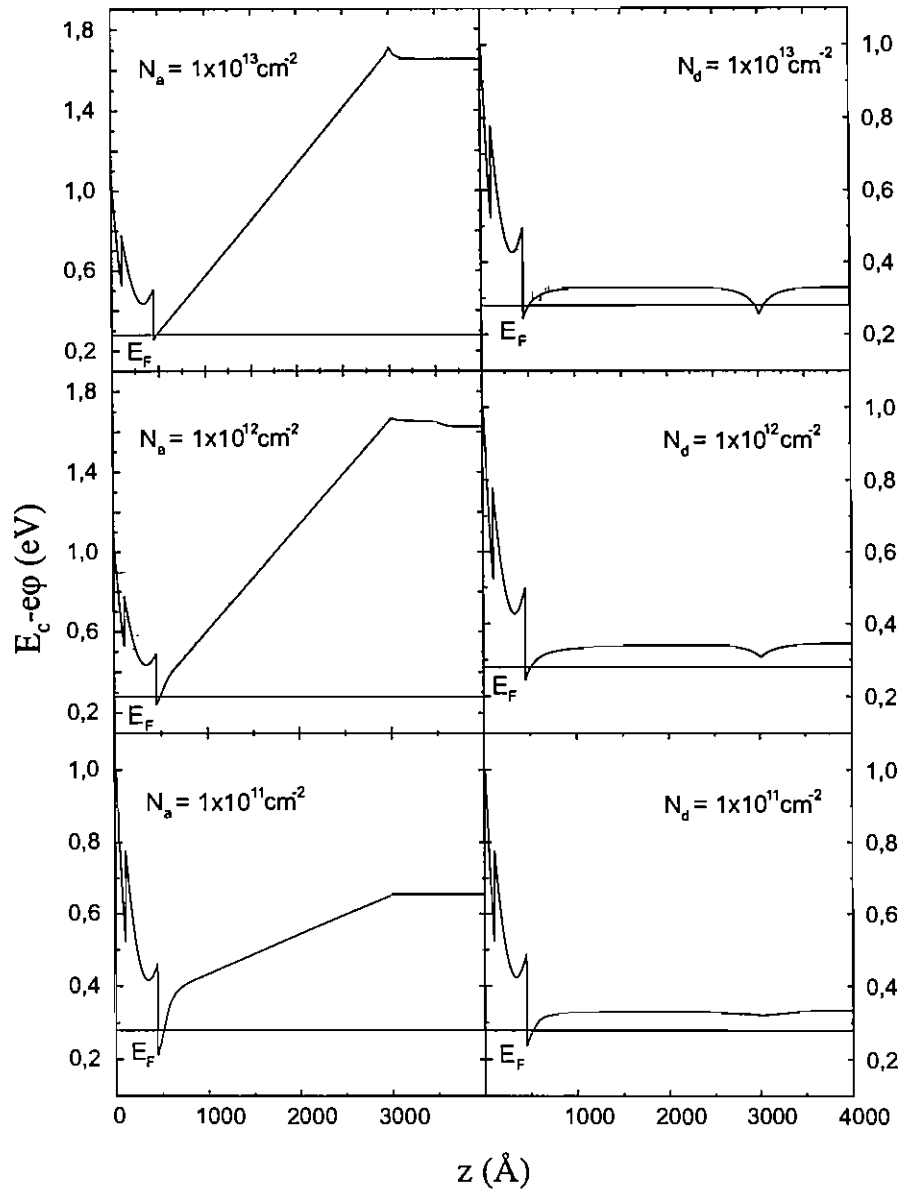


Figura 6.14: Perfis da banda de condução calculados para HEMTs com diferentes concentrações de cargas na interface camada tampão / substrato.

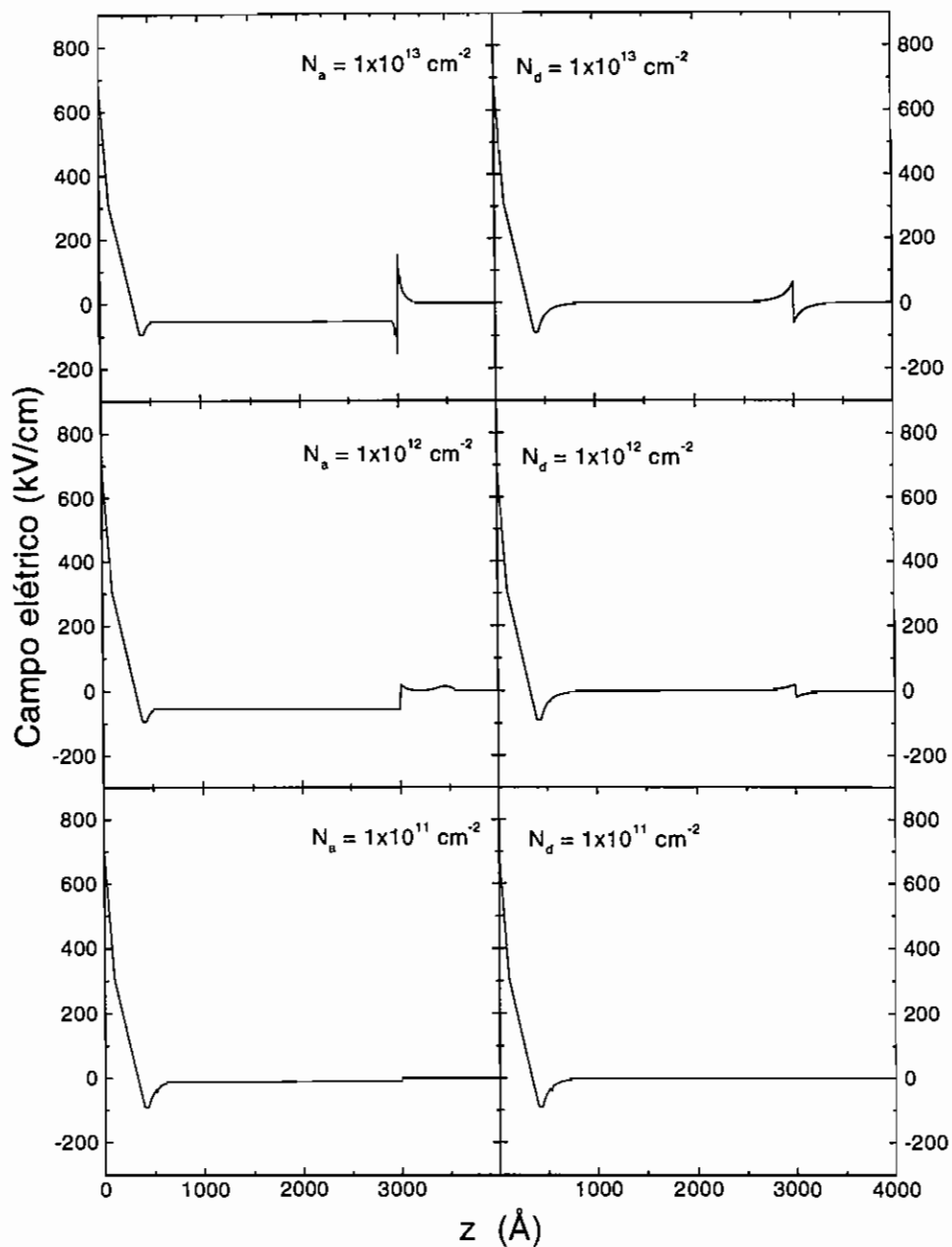


Figura 6.15: Perfis de campo elétrico correspondentes aos perfis de banda de condução mostrados na figura 6.14.

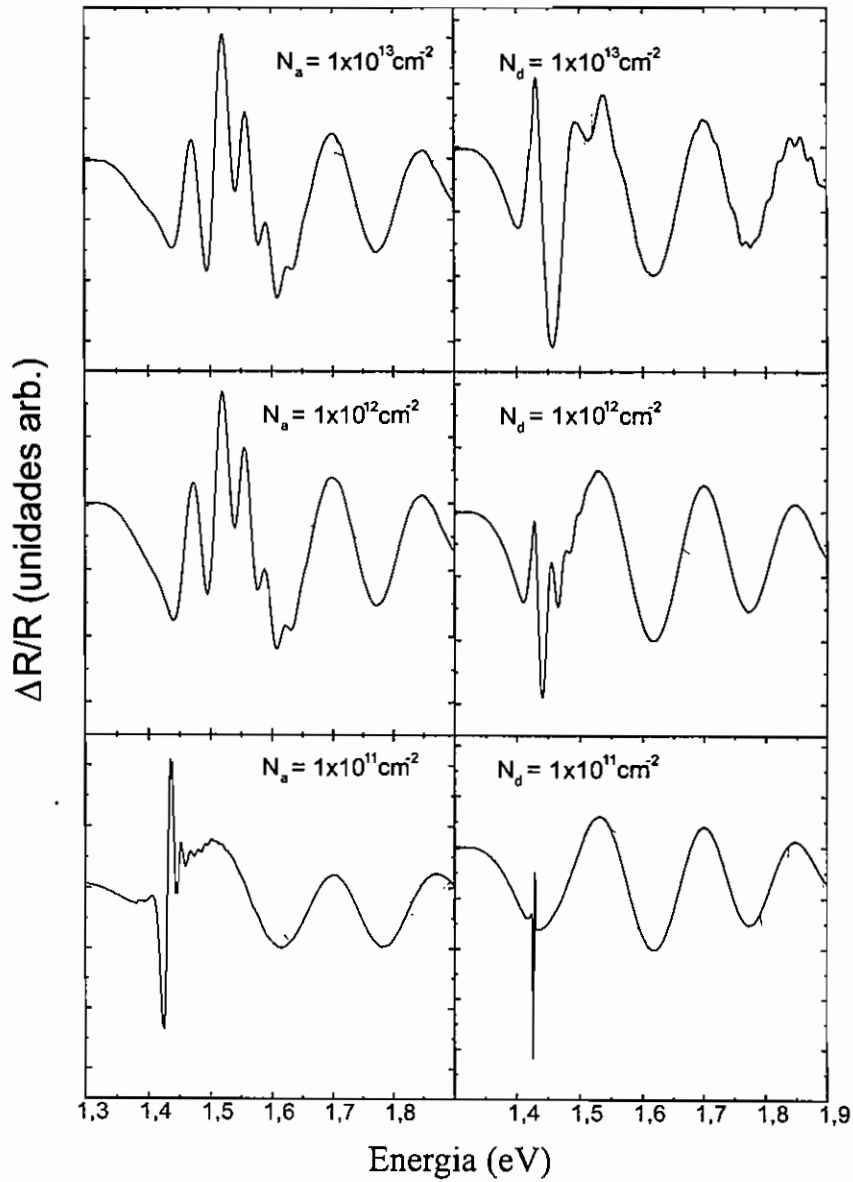


Figura 6.16: Espectros de fotoreflêtância calculados para os perfis de campo eléctrico da figura 6.15.

HEMT 1 - Sem espaçador			HEMT 3 - Espaçador de 60 Å		
Camada	Γ (meV)	ΔE (%)	Camada	Γ (meV)	ΔE (%)
Capa	81	5	Capa	100	10
Barreira	5	1	Barreira	50	1
Canal	10	1	Espaçador	50	1
Tampão	10	30	Canal	10	1
Substrato	10	30	Tampão	10	100
			Substrato	10	100

HEMT 2 - Espaçador de 40 Å			HEMT 4 - Dispositivo		
Camada	Γ (meV)	ΔE (%)	Camada	Γ (meV)	ΔE (%)
Capa	100	10	Capa	10	10
Barreira	50	1	Barreira	50	1
Espaçador	50	1	Espaçador	50	1
Canal	10	1	Canal	50	1
Tampão	10	100	Tampão	8	100
Substrato	10	100	Substrato	10	100

Tabela 6.2: Valores usados para o cálculo dos espectros que melhor se ajustaram aos espectros experimentais das amostras que possuíamos. Γ é o parâmetro de alargamento e ΔE a modulação do campo na região.

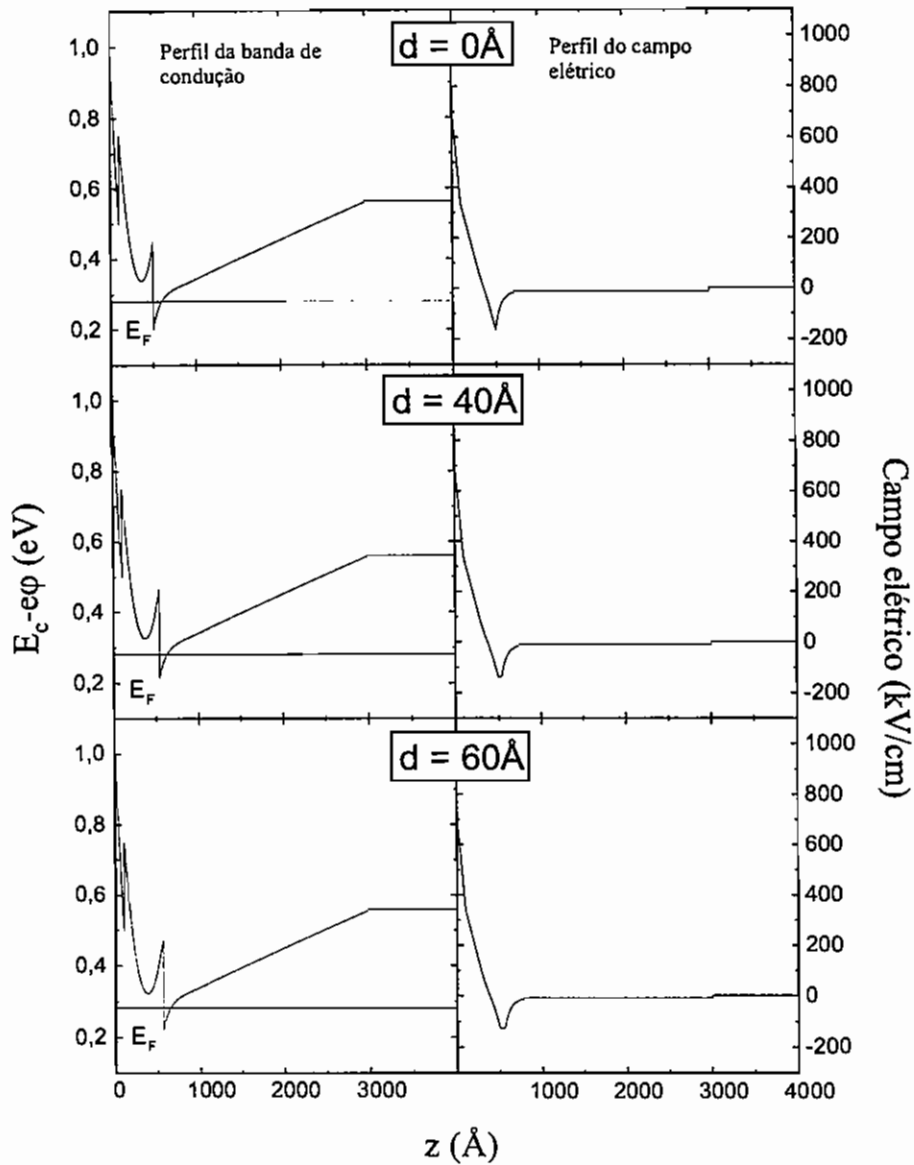


Figura 6.17: Perfis da banda de condução e do campo elétrico calculados para as amostras esquematizadas nas figuras 6.8, 6.9 e 6.10, com a inclusão da carga interfacial entre a camada tampão e o substrato.

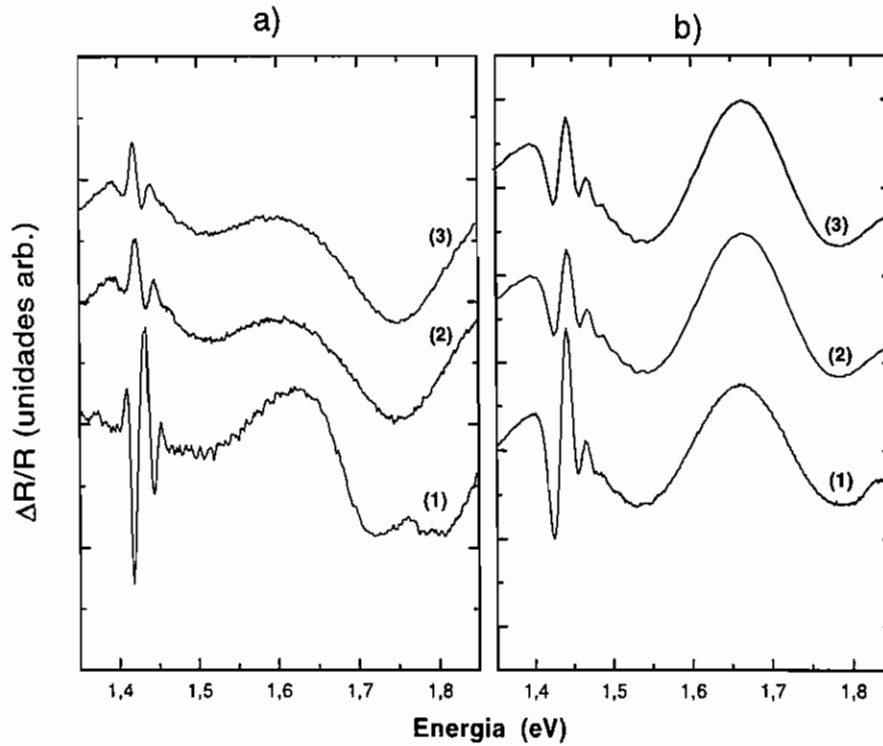


Figura 6.18: Espectros de fotorefletância calculados para as três amostras HEMT mostradas nas figuras 6.8 (1), 6.9 (2) e 6.10 (3), considerando o campo não nulo da interface camada tampão / substrato causado por impurezas aceitadoras. Os espectros calculados mostram que as oscilações de curto período, também para essas amostras, podem ser totalmente explicadas como oscilações de Franz - Keldysh oriundas dessa região.

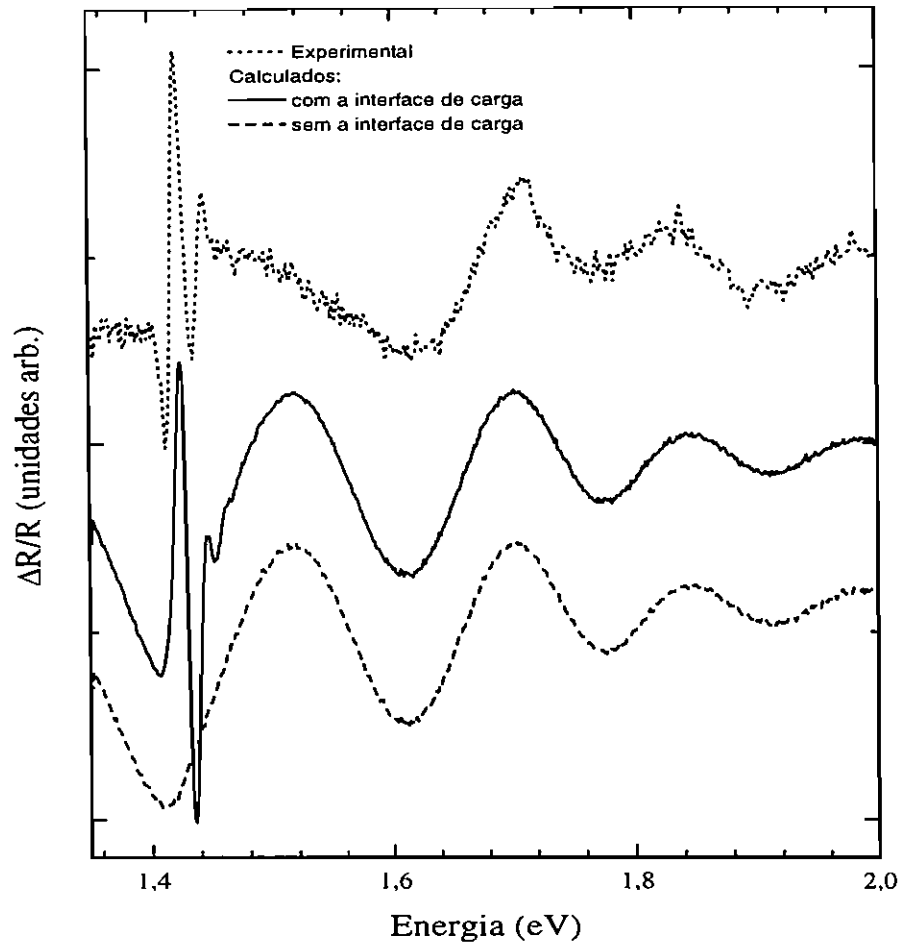


Figura 6.19: Espectros de fotorefletância experimental e calculado para o dispositivo tipo HEMT. Os espectros calculados mostram que as oscilações de curto período são totalmente devidas a oscilações de Franz - Keldysh oriundas do campo criado por impurezas aceitadoras na interface entre a camada tampão e o substrato.

6.3 Conclusões

Foram interpretados com sucesso os espectros de fotorefletância de dispositivos tipo MESFET e HEMT. Através dessa interpretação, parâmetros importantes na determinação das propriedades ópticas e eletrônicas destes dispositivos, como o perfil de campo elétrico interno, foram obtidos.

Fizemos, pela primeira vez, através da fotorefletância, o estudo de um dispositivo tipo HEMT em funcionamento. Este estudo nos permitiu verificar a insensibilidade do espectro de fotorefletância com a densidade do gás bidimensional de elétrons, que controlamos pela tensão aplicada à porta do dispositivo. Nosso estudo forneceu ainda meios para esclarecer a origem das estruturas espectrais que geravam controvérsia.

Capítulo 7

Conclusões e discussões finais

Neste trabalho apresentamos algumas das muitas possibilidades da fotorefletância como técnica de caracterização de heteroestruturas e de dispositivos de heteroestruturas semicondutoras. Inicialmente vimos os princípios físicos sobre os quais a técnica se baseia e detalhes de sua implementação, destacando que é uma técnica versátil e de implementação relativamente barata, podendo ser utilizada tanto em uma linha de fabricação de dispositivos de uma indústria quanto em um laboratório de pesquisa básica. Em seguida discutimos os métodos usados aqui no cálculo de espectros teóricos, que permitiu uma interpretação mais detalhada dos espectros.

Na aplicação da técnica na caracterização de poços quânticos de InGaAs / GaAs pudemos determinar a energia das transições entre diversos subníveis de elétrons e buracos, que nos permitiu aferir a concentração de In na liga e outros parâmetros da estrutura, como o deslocamento entre as bandas da barreira e do poço ("Band offset"). Pudemos também verificar a mudança causada nesse poço pela inserção de um plano de dopantes em seu interior, e o estreitamento da largura da banda proibida com o aumento da concentração de dopantes no plano. No caso do poço não dopado, as transições inter subbandas podem ser vistas mesmo à temperatura ambiente, comprovando essa característica de grande sensibilidade da técnica.

Para poços quânticos assimétricos foi-nos possível, através da variação da intensidade do feixe de modulação em quatro ordens de magnitude, observar controle óptico da densidade do gás bidimensional de elétrons através do deslocamento para o azul da energia da transição para o estado fundamental do poço, que foi de 4 meV, que está de acordo com outros resultados publicados para medidas através de outras técnicas. Também pudemos verificar a competição entre as transições envolvendo buracos leves e pesados para diferentes condições de assimetria do poço, comprovando a mudança na densidade do gás de elétrons. Este foi o primeiro estudo sobre o controle óptico

do gás bidimensional de elétrons através de fotorefletância que temos conhecimento. Um outro estudo interessante de amostras similares foi feito sobre o efeito da temperatura nos espectros de fotorefletância de poços quânticos assimétricos. ^[137]

Também apresentamos um resumo do que foi publicado nos últimos anos sobre a aplicação da técnica de fotorefletância e espectroscopia de modulação na caracterização e diagnóstico de amostras de heteroestruturas e dispositivos semicondutores. Nesse resumo demos ênfase na aplicação da técnica na caracterização de dispositivos do tipo HEMT, e apresentamos uma vasta bibliografia para quem tiver interesse em outros tipos de dispositivos.

Pudemos interpretar com sucesso os espectros de fotorefletância de dois tipos de dispositivos de heteroestruturas semicondutoras, obtendo vários parâmetros importantes na determinação de suas propriedades ópticas e eletrônicas, como o perfil de campo elétrico interno e parâmetros de alargamento, relacionados com o tempo de vida médio dos pares fotogerados.

Fizemos um estudo de um dispositivo tipo HEMT em funcionamento pela primeira vez através da técnica de fotorefletância. Este estudo nos permitiu verificar a insensibilidade do espectro de fotorefletância com a densidade do gás bidimensional de elétrons. A densidade do gás foi controlada por uma tensão aplicada à porta do dispositivo. A única outra referência que temos ciência, sobre a aplicação de técnicas de caracterização óptica de um dispositivo similar em funcionamento é um trabalho publicado em 1987 por I. Bar Joseph *et al.*, ^[138] onde se relata um experimento no qual o espectro de absorção de um transistor de efeito de campo fabricado a partir de um poço quântico com dopagem modulada é analisado para diversas densidades do gás bidimensional de elétrons dentro do poço.

Em nosso estudo pudemos esclarecer a origem de algumas estruturas espectrais que ainda causava controvérsias. Provamos que, ao menos em nossas amostras, nenhum sinal oriundo do gás bidimensional de elétrons está presente nos espectros de fotorefletância dos HEMTs e fornecemos um método de comprovação bastante eficiente para a verificação de estruturas similares.

A utilidade do método de interpretação dos espectros de fotorefletância aqui demonstrado não está limitada à caracterização de amostras, podendo ser aplicado no projeto de novas estruturas e previsão teórica de algumas de suas propriedades ópticas, permitindo aplicar a técnica experimental na verificação da qualidade das novas estruturas.

Atualmente estamos realizando um estudo similar em estruturas de dispositivos de cavidade vertical, dando continuidade ao trabalho exposto aqui, sobre a caracterização de dispositivos através da fotorefletância.

Outro projeto atualmente em desenvolvimento é um estudo de poços quânticos de InGaAs / GaAs e de GaAlAs / GaAs, que visa comprovar ex-



perimentalmente previsões teóricas feitas através de cálculos realizados com os programas descritos no capítulo 3.

Além destes projetos experimentais, dois trabalhos teóricos estão sendo desenvolvidos com base no programa para o cálculo de perfis de potencial. O primeiro deles incorpora o efeito da luz no perfil de potencial calculado, de forma que tenhamos automaticamente a modulação do campo elétrico. O segundo inclui a equação de Shrödinger na auto-consistência.

Bibliografia

- [1] O. J. Glembocki, B. V. Shanabrook, N. Bottka, W. T. Beard e J. Comas (1985), *Appl. Phys. Lett.* **46**, 970.
- [2] O. J. Glembocki e B. V. Shanabrook (1987), *Superlattices and Microstructures* **3**, 235.
- [3] B. V. Shanabrook, O. J. Glembocki e W. T. Beard (1987), *Phys. Rev.* **B35**, 2540.
- [4] H. Shen (1994), *J. of Luminescence* **60&61**, 287.
- [5] V. L. Alperovich, A. G. Paulish, H. E. Scheibler e A. S. Terekhov (1995), *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2122.
- [6] H. Nakanishi e K. Wada (1993), *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 6206.
- [7] M. Sydor, A. Badhakhshan e J. R. Engholm (1991), *Appl. Phys. Lett.* **59**, 677.
- [8] M. Sydor e A. Badhakhshan (1991), *J. Appl. Phys.* **70**, 2322.
- [9] D. Beliaev, L. M. R. Scolfaro e J. R. Leite (1994), *Bras. J. Phys.* **24**, 270.
- [10] H. Shen, X. C. Shen, F. H. Pollak e R. N. Sacks (1987), *Phys. Rev.* **B36**, 3487.
- [11] M. Pamplona Pires, P. L. Souza e J. P. von der Weid (1994), *Appl. Phys. Lett.* **65**, 88.
- [12] J. A. N. T. Soares e J. M. V. Martins (1994), *Rev. Fís. Apl. Inst.* **9(3)**, 79.
- [13] D. E. Aspnes e A. Frova (1969), *Solid-State Comm.* **7**, 155.

- [14] D. Beliaev, R. Enderlein, J. A. N. T. Soares, L. M. R. Scolfaro, A. Marti Ceschin, A. A. Quivy e J. R. Leite (1994), *Superlattices and Microstructures* **15**, 339.
- [15] R. Enderlein, D. Beliaev, J. A. N. T. Soares, L. M. R. Scolfaro e J. R. Leite (1995), *Phys. Rev.* **B52**, 2814.
- [16] A. Marti Ceschin, A. A. Quivy, J. A. N. T. Soares, R. Enderlein, A. Tabata, L. M. R. Scolfaro, E. C. F. da Silva, J. R. Leite, J. B. B. Oliveira e E. A. Meneses (1994), *Superlattices and Microstructures* **15**, 333.
- [17] E. M. Goldys, A. Mitchell, T. L. Tansley, R. J. Egan e A. Clark (1996), *Optics Comm.* **124**, 392.
- [18] M. A. G. Soler, J. Depeyrot, P. C. Morais, J. A. N. T. Soares, L. M. R. Scolfaro, E. C. F. da Silva, R. Enderlein, G. Weiman e G. Tranckle (1997), *Superlattices and Microstructures* **21**, 581.
- [19] J. A. N. T. Soares, D. Beliaev, R. Enderlein, L. M. R. Scolfaro, M. Saito e J. R. Leite (1995), *Mater. Sci. Eng.* **B35**, 267.
- [20] J. A. N. T. Soares, R. Y. Ikeda, J. M. V. Martins, J. R. Leite, L. M. R. Scolfaro, C. A. C. Mendonça e E. A. Meneses (1990), "Desenvolvimento de um sistema para medidas de espectros de fotorefletância", apresentado no *XIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada*, Caxambu, Brasil.
- [21] J. I. Pankove (1975), "Optical processes in semiconductors", Dover Publications, Inc. New York.
- [22] B. O. Seraphin e N. Bottka (1966), *Phys. Rev.* **145**, 628.
- [23] W. Franz (1958), *Naturforsch* **13a**, 484.
- [24] L. V. Keldysh (1958), *Soviet Phys. JETP* **7**, 788.
- [25] D. E. Aspnes (1980), "Handbook on semiconductors", vol. 2, North Holland, New York, p. 109-151.
- [26] J. C. Phillips e B. O. Seraphin (1965), *Phys. Rev. Lett.* **15**, 107.
- [27] D. E. Aspnes (1967), *Phys. Rev.* **153**, 973.
- [28] M. Pamplona Pires, P. L. Souza e J. P. von der Weid (1996), *Bras. J. Phys.* **26**, 252.

- [29] W. Shockley (1939), *Phys. Rev.* **56**, 317.
- [30] O novo programa, que foi elaborado por J. A. N. T. Soares e A. Levine, atualmente está sendo expandido mais uma vez, a fim de incluir automaticamente o efeito da diminuição do potencial de superfície pela incidência da luz. Esta expansão está sendo feita por A. M. Santos, sob a supervisão de J. A. N. T. Soares.
- [31] R. Enderlein (1996), *Phys. Stat. Sol. (b)***194**, 257.
- [32] S. M. Sze (1981), "Physics of Semiconductor Devices", 2ª Edição, A Wiley-Interscience publ., New York, p. 17-27.
- [33] R. Enderlein e A. Schenk (1992), "Grundlagen de Halbleiterphysik", Akademie Verlag, Berlin.
- [34] J. S. Blakemore (1962), "Semiconductor Statistics", Pergamon Press, London.
- [35] D. Beliaev (1994), Tese de doutoramento, "Propriedades eletrônicas de super-redes com dopagem planar e heteroestruturas epitaxiais semicondutoras", USP, São Paulo.
- [36] J. A. N. T. Soares (1993), Dissertação de mestrado, "Estudo de oscilações Franz-Keldysh oriundas de campos elétricos superficiais em GaAs dopado com Si", USP, São Paulo.
- [37] D. Beliaev (1992), Dissertação de mestrado, "A Influência da distribuição espacial do campo elétrico na forma de espectros de fotorefletância", USP, São Paulo.
- [38] H. Shen, M. Dutta, L. Fotiadis, P. G. Newman, R. P. Moerkirk, W. H. Chang e R. N. Sacks (1990), *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2118.
- [39] H. Shen, M. Dutta, R. Lux, W. Buchwald, L. Fotiadis e R. N. Sacks (1991), *Appl. Phys. Lett.* **59**, 321.
- [40] X. Yin, H. - M. Chen, F. H. Pollak, Y. Chan, P. A. Montano, P. D. Kirchner, G. D. Petit e J. M. Woodall (1991), *Appl. Phys. Lett.* **58**, 260.
- [41] X. Yin, H. - M. Chen, F. H. Pollak, Y. Cao, P. A. Montano, P. D. Kirchner, G. D. Petit e J. M. Woodall (1992), *J. Vac. Sci. Technol.* **A10**, 131.

- [42] D. Beliaev, L. M. R. Scolfaro e J. R. Leite (1993), *Semic. Sci. Technol.* **8**, 1479.
- [43] D. A. B. Miller, D. S. Chemla e S. Schmitt - Rink (1986), *Phys. Rev.* **B33**, 6976.
- [44] A. A. Bernussi, C. A. C. Mendonça, P. Motisuke, E. A. Meneses, F. Cerdeira, F. H. Pollak, P. Basmaji e I. F. L. Dias (1990), *Proc. 20th Int. Conf. on the Phys. of Semic.*, ed. E. M. Anastassakis e J. D. Joannopoulos, World Scientific, Cingapura, p.1065.
- [45] F. Cerdeira, E. Ribeiro, P. A. M. Rodrigues, V. Lemos, C. Vázquez - Lopez, M. A. Sacilotti e A. P. Roth (1990), *Proc. 20th Int. Conf. on the Phys. of Semic.*, ed. E. M. Anastassakis e J. D. Joannopoulos, World Scientific, Cingapura, p.1077.
- [46] J. M. V. Martins, L. M. R. Scolfaro, C. A. C. Mendonça, E. A. Meneses e J. R. Leite (1991), *Superlattices and Microstructures* **10**, 239.
- [47] R. L. Tober, G. W. Bryant, W. Q. Li, J. Pamulapati e P. K. Bhattacharya (1992), *Proc. of the SPIE*, Vol. 1675, 67.
- [48] R. A. Batchelor e A. Hamnett (1992), *J. Appl. Phys.* **71**, 2414.
- [49] X. L. Zheng, D. Heiman, B. Lax e F. A. Chambers (1988), *Appl. Phys. Lett.* **52**, 287.
- [50] Y. S. Huang, H. Qiang, F. H. Pollak, J. Lee e B. Elman (1991), *J. Appl. Phys.* **70**, 3808.
- [51] N. Pan, X. L. Zheng, H. Hendriks e J. Carter (1990), *J. Appl. Phys.* **68**, 2355.
- [52] M. Gal. R. Shi e J. Tann (1989), *J. Appl. Phys.* **66**, 6196.
- [53] H. Shen, F. H. Pollak e J. M. Woodall (1990), *J. Vac. Sci. Technol.* **B8**, 413.
- [54] M. Sydor, J. Angelo, J. J. Wilson, W. C. Mitchel e M. Y. Yen (1989), *Phys. Rev.* **B40**, 8473.
- [55] W. M. Theis. G. D. Sanders, C. E. Leak e H. Morkoç (1988), *Phys. Rev.* **B37**, 3042.
- [56] O. J. Glembocki e B. N. Shanabrook (1986), *Superlattices and Microstructures* **2**, 569.

- [57] M. Born, E. Wolf (1964), "Principles of Optics", Pergamon Press, Oxford.
- [58] C. A. C. Mendonça, F. Plentz, J. B. B. Oliveira, E. A. Meneses, L. M. R. Scolfaro, D. Beliaev, S. M. Shibli e J. R. Leite (1993), *Phys. Rev.* **B48**, 12316.
- [59] C. A. C. Mendonça, L. M. R. Scolfaro, J. B. B. Oliveira, F. Plentz, M. Micovic, J. R. Leite e E. A. Meneses (1992), *Superlattices and Microstructures* **12**, 257.
- [60] Mao-Long Ke, J. S. Rimmer, B. Hamilton, J. H. Evans, M. Missous, K. E. Singer e P. Zalm (1992), *Phys. Rev.* **B45**, 14114.
- [61] R. Richards, J. Wagner, M. Maier e K. Kohler (1993), *Semic. Sci. Technol.* **8**, 1412.
- [62] D. G. Liu, C. P. Lee, K. H. Chang, J. S. Wu e C. Liou (1990), *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1887.
- [63] D. J. Arent, K. Deneffe, C. Van Hoof, J. De Boeck e G. Borghs (1989), *J. Appl. Phys.* **66**, 1739.
- [64] W. J. Schaff, P. J. Tasker, M. C. Foisy e L. F. Eastman (1991), "Semiconductors and Semimetals - Vol. 33", Academic Press, New York, p. 73.
- [65] C. Delalande, J. Orgonasi, J. A. Brum, G. Bastard, M. Voos, G. Weimann e W. Schlapp (1987), *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1346.
- [66] H. Burkhard, W. Schlapp e G. Weimann (1986), *Surf. Sci.* **174**, 382.
- [67] A. S. Chaves, A. F. S. Penna, J. M. Worlock, G. Weimann e W. Schlapp (1986), *Surf. Sci.* **170**, 618.
- [68] M. H. Meynadier, J. Orgonasi, C. Delalande, J. A. Brum, G. Bastard, M. Voos, G. Weimann e W. Schlapp (1986), *Phys. Rev.* **B34**, 2482.
- [69] A. J. C. Carneiro, P. C. Morais e H. M. Cox (1996), *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1105.
- [70] G. Bastard (1988). "Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures". Les Editions de Physique, Les Ulis, p. 246.
- [71] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang e L. Esaki (1983), *Phys. Rev.* **B28**, 3241.

- [72] G. M. G. Oliveira, V. M. S. Gomes, A. S. Chaves, J. R. Leite e J. M. Worlock (1987), *Phys. Rev.* **B35**, 2896.
- [73] L. Hedin e X. Lundqvist (1971), *J. Phys.* **C4**, 2064.
- [74] L. M. R. Scolfaro, D. Beliaev, R. Enderlein e J. R. Leite (1994), *Phys. Rev.* **B50**, 8699
- [75] G. Harber (1982), "Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology", ed. O. Madelung, Landoldt-Bornstein, New Series, Group III, Vol. 17, Springer Verlag, Berlin.
- [76] G. Olegart, M. Proctor, D. Martin, F. Morrier-Genaud, F. -K. Reinhart, B. Orschel, L. C. Andreani e H. Rhan (1994), *Phys. Rev.* **B49**, 10456.
- [77] M. Sydor, N. Jahren, W. C. Mitchel, W. V. Lampert, T. W. Haas, M. Y. Yen, S. M. Mudare e D. H. Tomich (1990), *J. Appl. Phys.* **67**, 7423.
- [78] M. Sydor, A. Badhakhshan, J. R. Engholm e D. A. Dale (1991), *Appl. Phys. Lett.* **58**, 948.
- [79] Y. Yin, H. Qiang, F. H. Pollak, D. C. Streit e M. Wojtowicz (1992), *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1579.
- [80] Y. Yin, H. Qiang, D. Yan, F. H. Pollak, e T. F. Noble (1993), *Semic. Sci. Technol.* **8**, 1599.
- [81] M. Sydor, A. Badhakhshan, D. A. Dale, K. Alavi e R. Pathak (1993), *Appl. Phys. Lett.* **63**, 527.
- [82] A. Dimoulas, K. Zekentes, M. Androulidaki, N. Kornelios, C. Michalakis e Z. Hatzopoulos (1993), *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1417.
- [83] H. Qiang, D. Yan, Y. Yin e F. H. Pollak (1993), *Asian Pacific Eng. J.* **A3**, 167.
- [84] H. Qiang, D. Yan, Y. Yin e F. H. Pollak (1994), *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **326**, 513.
- [85] F. H. Pollak, H. Qiang, D. Yan, W. Krystek e S. Moneger (1995), *Solid-State Electron.* **38**, 1121.
- [86] F. H. Pollak, H. Qiang, D. Yan, Y. Yin e W. Krystek (1994), *J. of the Miner. Met. & Mat. Soc.* **9**, 55.

- [87] H. Qiang, D. Yan, Y. Yin e F. H. Pollak (1994), *Proc. of the SPIE*, Vol. 2141, 58.
- [88] F. H. Pollak, W. Krystek, M. Leibovitch, M. L. Gray e W. S. Hobson (1995), *IEEE J. of Selected. Topics in Quantum Electr.* **1**, 1002.
- [89] F. H. Pollak, W. Krystek, M. Leibovitch, S. Moneger, H. Qiang e D. Yan (1995), *IEEE J. of Selected. Topics in Quantum Electr.* **2397**, 92.
- [90] P. B. Smith, A. A. Allerman e W. M. Duncan (1996), "Semiconductor Characterization: Present Status and Future Needs", W. M. Bullis, D. G. Seiler e A. C. Diebold editores, AIP Press, Woodbury, NY, p. 678.
- [91] K. T. Hsu, Y. H. Chen, K. L. Chen, H. H. Lin e G. J. Jan (1994), *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1974.
- [92] X. Yin, F. H. Pollak, L. Pawlowicz, T. O'Neill e M. Hafizi (1990), *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1278.
- [93] D. Yan, F. H. Pollak, V. T. Boccio, C. L. Lin, P. D. Kirchner, J. M. Woodall, R. C. Gee e P. M. Asbeck (1992), *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2066.
- [94] R. A. Metzger, M. Hafizi, R. G. Wilson, W. E. Stanchina, J. F. Jensen e L. G. McCray (1992), *J. Vac. Sci. Technol.* **B10**, 2347.
- [95] N. Bottka, D. K. Gaskill, P. D. Wright, R. W. Kaliski e D. A. Williams (1991), *J. Crystal Growth* **107**, 893.
- [96] K. L. Chen, H. H. Lin, G. J. Jan, Y. H. Chen e P. K. Tseng (1995), *J. Appl. Phys.* **78**, 4035.
- [97] K. L. Chen, H. H. Lin, G. J. Jan, Y. H. Chen e P. K. Tseng (1995), *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2697.
- [98] Y. H. Chen, K. T. Hsu, K. L. Chen, H. H. Lin e G. J. Jan (1994), *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** Part 1, 2448.
- [99] P. B. Smith, T. S. Kim, L. K. Magel, W. M. Duncan, A. V. Ley e N. A. Brette (1996), *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **406**, 253.
- [100] P. W. Epperlein (1993), *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** Part 1, 5514.
- [101] I. J. Fritz, P. L. Gourley e T. J. Drummond (1989), *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1324.

- [102] P. A. Dafesh (1992), *J. Appl. Phys.* **71**, 5154.
- [103] M. Y. Frankel, J. -W. Huang e T. F. Kuech (1995), *Appl. Phys. Lett.* **66**, 634.
- [104] M. L. Gray e F. H. Pollak (1993), *J. Appl. Phys.* **74**, 3426.
- [105] R. G. Rodrigues, K. Yang, L. J. Schowalter e J. M. Borrego (1995), *Mater. Sci. Forum* **173-174**, 355.
- [106] I. J. Fritz, O. Blum, R. P. Schneider, Jr., A. J. Howard e D. M. Follstaedt (1994), *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1824.
- [107] M. S. Leeson (1994), *Int. J. Optoelect.* **5**, 405.
- [108] W. Krystek, M. Leibovitch, F. H. Pollak, G. Gumbs e T. Konopelski (1996), *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **406**, 241.
- [109] F. H. Pollak, W. Krystek, M. Leibovitch, L. Malikova, M. S. Hybertsein, R. Lum, J. M. Vanderberg e C. L. Reynolds (1996), *Proc. of the SPIE*, Vol. 2693, 442.
- [110] I. J. Fritz, B. E. Hammons, A. J. Howard, T. M. Brennan e J. A. Olsen (1993), *Appl. Phys. Lett.* **62**, 919.
- [111] P. D. Berger, C. Bru, T. Benyattou, G. Guillot, A. Chenevas-Paule, L. Couturier e P. Grosse (1996), *Appl. Phys. Lett.* **68**, 4.
- [112] D. H. Christensen, J. G. Pellegrino, R. K. Hickernell, S. M. Crochiere, C. A. Parsons e R. S. Rai (1992), *J. Appl. Phys.* **72**, 5982.
- [113] P. D. Berger, C. Bru, T. Benyattou, A. Chenevas-Paule e P. Grosse (1995), *Proc. of the SPIE*, Vol. 2397, 726.
- [114] D. H. Christensen, C. A. Parsons, J. G. Pellegrino, J. R. Hill, R. S. Rai, S. M. Crochiere, R. K. Hickernell e D. T. Schaafsma (1993), *Proc. of the SPIE*, Vol. 1850, 115.
- [115] F. H. Pollak e H. Shen (1993), *Mater. Sci. Eng.* **R10**, 275.
- [116] E. S. Snow, O. Glembocki e B. V. Shanabrook (1988), *Phys. Rev.* **B38**, 483.
- [117] N. Bottka, D. K. Gaskill, R. S. Sillmon, R. Henry e R. Glosser (1988), *J. Eletron. Mater.* **17**, 161.

- [118] M. Yamaguchi, H. Kubo, K. Taniguchi, C. Hamaguchi e T. Fuji (1993), *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** Part 1, 1259.
- [119] H. Shen e M. Dutta (1995), *J. Appl. Phys.* **78**, 2151.
- [120] C. Van Hoof, K. Deneffe, J. DeBoeck, D. J. Arent e G. Borghs (1989), *Appl. Phys. Lett.* **54**, 608.
- [121] H. Shen, M. Dutta, L. Fotiadis, P. G. Newman, R. P. Moerkirk, W. H. Chang e R. N. Sacks (1990), *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2118.
- [122] H. Shen, M. Dutta, R. Lux, W. Buchwald, L. Fotiadis e R. N. Sacks (1991), *Appl. Phys. Lett.* **59**, 321.
- [123] X. Yin, H. -M. Chen, F. H. Pollak, Y. Chan, P. A. Montano, P. D. Kirchner, G. D. Pettit e J. M. Woodall (1991), *J. Appl. Phys.* **58**, 260.
- [124] X. Yin, H. -M. Chen, F. H. Pollak, Y. Cao, P. A. Montano, P. D. Kirchner, G. D. Pettit e J. M. Woodall (1992), *J. Vac. Sci. Technol.* **A10**, 131.
- [125] V. L. Alperovich, A. S. Jaroshevich, H. E. Scheibler e A. S. Terekhov (1993), *Solid-State Electron.* **37**, 657.
- [126] Z. Q. Shi e W. A. Anderson (1993), *J. Vac. Sci. Technol.* **A11**, 985.
- [127] C. A. Mead (1966), *Proc. IEEE* **54**, 307.
- [128] W. W. Hooper e W. I. Lehrer (1967), *Proc. IEEE* **55**, 1237.
- [129] S. M. Sze (1981), "Physics of Semiconductor Devices", 2ª Edição, A Wiley-Interscience publ., New York, p. 336.
- [130] J. F. Pierce (1967), "Semiconductor Junction Devices", Charles E. Merrill Publishing Co., Columbus, Ohio.
- [131] S. M. Sze (1981), "Physics of Semiconductor Devices", 2ª Edição, A Wiley-Interscience publ., New York, p. 312-361.
- [132] Obtivemos as amostras de MESFET e HEMT junto ao Prof. Dr. M. Saito, da Escola Politécnica da USP. As amostras foram crescidas na Summitomo do Japão.
- [133] R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard e W. Weigman (1978), *Appl. Phys. Lett.* **33**, 665.

- [134] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fuji e K. Nambu (1980), *Jpn. J. Appl. Phys.* **19**, L225.
- [135] D. Delagebeaudeuf, P. Delesculse, P. Etienne, M. Laviro, J. Chaplart e N. T. Linh (1980), *Electron. Lett.* **16**, 667.
- [136] M. C. Foisy, P. J. Tasker, B. Hughes e L. F. Eastman (1988), *IEEE Trans. Electron Devices* **35**, 871.
- [137] Uma interessante leitura complementar sobre a utilização da técnica na caracterização deste tipo de estrutura é o trabalho publicado por H. Qiang, Y. - S. Huang, F. H. Pollak, W. S. Chi, D. L. Mathine e G. N. Maracas em 1994 na *Solid-State Electronics* **37**, pág. 893; sobre a investigação de poços quânticos assimétricos através de fotorefletância, que mostra a variação do espectro com a temperatura e identifica estruturas espectrais relacionadas com transições envolvendo buracos leves e buracos pesados. Outra referência a ser consultada é a referência [17], que estuda o espectro de fotorefletância de interfaces de GaAs / GaAlAs e GaAlAs / GaAs em função da intensidade do feixe de modulação.
- [138] I. Bar Joseph, J. M. Kuo, C. Kligshirn, G. Livescu, T. Y. Chang, D. A. B. Miller e D. S. Chemla (1987), *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1357.