

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física Gleb Wathagin

Filtros de SPIN Não-Magnéticos Controlados por Voltagem

Hugo Bonette de Carvalho

ORIENTADORA:

Profa. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil

TESE DE DOUTORADO APRESENTADA
AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB
WATAGHIN" PARA A OBTENÇÃO
DO TÍTULO DE DOUTOR EM FÍSICA.

Campinas, Dezembro de 2006



**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

C253f

Carvalho, Hugo Bonette de
Filtros de *spin* não-magnéticos controlados por voltagem /
Hugo Bonette de Carvalho. -- Campinas, SP : [s.n.], 2006.

Orientador: Maria José Santos Pompeu Brasil.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Spintrônica. 2. Diodos de dupla barreira. 3. Materiais
não-magnéticos. 4. Filtros de spin. I. Brasil, Maria José
Santos Pompeu. II. Universidade Estadual de Campinas.
Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

(vsv/ifgw)

- **Título em inglês:** Voltage controlled non-magnetic spin filters
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Spintronics
 2. Double barrier diodes
 3. Non-magnetic materials
 4. Spin filters
- **Área de concentração:** Física da Matéria Condensada
- **Titulação:** Doutor em Ciências
- **Banca examinadora:**

Prof^a Maria José Santos Pompeu Brasil
Prof. Evaldo Ribeiro
Prof. Flávio Orlando Plentz Filho
Prof. Peter Alexander Bleinroth Schulz
Prof. Newton Cesário Fratashi
- **Data da defesa:** 01.12.2006
- **Programa de Pós Graduação em:** Física



40



Secretaria de Pós-Graduação - Tel: (19) 3521-5305 - FAX: (19) 3521-4142

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **HUGO BONETTE DE CARVALHO - RA 950815**, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN" DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 01/12/2006.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof.ª. Dr.ª. Maria José Santos Pompeu Brasil (Orientadora do Candidato)
DFMC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Evaldo Ribeiro - UFPR

Prof. Dr. Flávio Orlando Plentz Filho - UFMG

Prof. Dr. Peter Alexander Bleinroth Schulz - DFMC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi - DFA /IFGW/UNICAMP

**... a meu pai, sempre presente
mesmo depois da partida...**

SE

SE, AO FINAL DESTA EXISTÊNCIA,
ALGUMA ANSIEDADE ME RESTAR
E CONSEGUIR ME PERTURBAR;
SE EU ME DEBATER AFLITO
NO CONFLITO, NA DISCÓRDIA...

SE AINDA OCULTAR VERDADES
PARA OCULTAR-ME,
PARA OFUSCAR-ME COM FANTASIAS POR MIM CRIADAS...

SE RESTAR ABATIMENTO E REVOLTA
PELO QUE NÃO CONSEGUI
POSSUIR, FAZER, DIZER E MESMO SER...

SE EU RETIVER UM POUCO MAIS
DO POUCO QUE É NECESSÁRIO
E PERSISTIR INDIFERENTE AO GRANDE PRANTO DO MUNDO...
SE ALGUM RESENTIMENTO,

ALGUM FERIMENTO
IMPEDIR-ME DO IMENSO ALÍVIO
QUE É O IRRESTRITAMENTE PERDOAR,

E, MAIS AINDA,
SE AINDA NÃO SOUBER SINCERAMENTE ORAR
POR QUEM ME AGREDIU E INJUSTIÇOU...

SE CONTINUAR A MADIOCREMENTE
DENUNCIAR O CISCO NO OLHO DO OUTRO
SEM CONSEGUIR VENCER A TREVA E A TRAVE
EM MEU PRÓPRIO...

SE SEGUIR PROTESTANDO
RECLAMANDO, CONTESTANDO,
EXIGINDO QUE O MUNDO MUDE
SEM QUALQUER ESFORÇO PARA MUDAR EU...

SE, INDIGENTE DA INCONDICIONAL ALEGRIA INTERIOR,
EM QUEIXAS, AIS E LAMÚRIAS,
PERSISTIR E BUSCAR CONSOLO, CONFORTO, SIMPATIA
PARA A MINHA AINDA IMPERIOSA ANGÚSTIA...

SE, AINDA INCAPAZ
PARA A BEATITUDE DAS ALMAS SANTAS,
PRECISAR DOS PRAZERES MEDÍOCRES QUE O MUNDO VENDE...
SE INSISTIR AINDA QUE O MUNDO SILENCIE
PARA QUE POSSA EMBEBER-ME DE SILÊNCIO,
SEM SABER REALIZÁ-LO EM MIM...

SE MINHA FORTALEZA E SEGURANÇA
SÃO AINDA CONSTRUÍDAS COM OS MATERIAIS
GROSSEIROS E FRÁGEIS
QUE O MUNDO EMPRESTA,
E EU NELES AINDA ACREDITO...

SE, IMPRUDENTE E CEGAMENTE,
CONTINUAR DESEJANDO
ADQUIRIR,
MULTIPLICAR,
E RETER
VALORES, COISAS, PESSOAS, POSIÇÕES, IDEOLOGIAS,
NA ÂNSIA DE SER FELIZ...

SE, AINDA PRESA DO GRANDE EMBUSTE,
INSISTIR E PERSISTIR ILUDIDO
COM A IMPORTÂNCIA QUE ME DOU...

SE, AO FIM DE MEUS DIAS,
CONTINUAR
SEM ESCUTAR, SEM ENTENDER, SEM ATENDER,
SEM REALIZAR O CRISTO, QUE,
DENTRO DE MIM,
EU SOU,
TEREI ME PERDIDO NA MULTIDÃO ABORTADA
DOS PERDULÁRIOS DOS DIVINOS TALENTOS, OS TALENTOS QUE A VIDA
A TODOS CONFIA,
E SEREI UM FRACO A MAIS,
UM TRAIADOR DA PRÓPRIA VIDA,
DA VIDA QUE INVESTE EM MIM,
QUE DE MIM ESPERA
E QUE SE VÊ FRUSTRADA
DIANTE DE MEU FIM.

SE TUDO ISTO ACONTECER
TEREI PARASITADO A VIDA
E INUTILMENTE OCUPADO
O TEMPO
E O ESPAÇO
DE DEUS.
TEREI MERAMENTE SIDO VENCIDO
PELO FIM,
SEM TER ATINGIDO A META.

José Hermógenes de Andrade Filho

AGRADECIMENTOS

Produzir e escrever essa tese não foi uma das tarefas mais fáceis que realizei até hoje... Foi para mim um caminho de grande aprendizado, amadurecimento profissional e pessoal, descobertas, realizações e muito trabalho e dedicação. Tive a sorte de poder contar o tempo todo ao longo dessa caminhada com grande apoio, encorajamento, amizade e carinho daqueles que estiveram a minha volta.

Gostaria de agradecer a minha orientadora Maria José, por sempre acreditar em meu trabalho, pela paciência, respeito, incentivo e amizade.

A minha família que apesar da distância sempre me incentivou e apoiou.

A linda e doce Renata, que com seu carinho, vontade e dedicação me ensinou o que é ser querido e amado.

Aos professores Gilmar Eugênio Marques, Yara Galvão Gobato e Victor Lopez-Richard e aos amigos Helder V. A. Galeti e Lara F. dos Santos, todos da Universidade Federal de São Carlos, ao professor Ihosvany Camps da Universidade Federal de Alfenas e ao professor Fernando Iikawa da Unicamp, pela cooperação, pelas esclarecedoras discussões e pela grande ajuda dada no desenvolvimento desta tese.

Gostaria de agradecer aos amigos Milton, André e Marilene pelo imprescindível apoio técnico. A vocês três meu muito obrigado e estimado respeito.

Aos amigos da Unicamp: Aline, Ana Luiza, Cabelo, Carol, Dracena, Gerivaldo, Manoel, Marcelo Nakaema, Marco Baiano, Michel e Ana, Ney e Abdalla, Paulo, Pancada, Rodolfo,... A todos vocês, meus sinceros agradecimentos pela simpatia e disposição com a qual sempre me ajudaram.

Aos amigos e companheiros de caminhada: João Ricardo e Silvana, André, Andres e Flavinha, Cezinha, Gabriel e Érica, Gisele, Maria Rita, Nali, Nilson, Patrícia, Poka, Sakai, Romaric, Pe. Toninho..., a vocês meu sincero muito obrigado.

Ao anônimo contribuinte brasileiro, meus sinceros agradecimentos.

Gostaria ainda de agradecer também ao CNPq pelo apoio financeiro.

RESUMO

O objetivo deste trabalho consiste no estudo das propriedades de transporte através de estruturas semicondutoras não-magnéticas: diodos de dupla barreira de potencial – DBD (*Double Barrier Diode*). Nossa atenção é focada na polarização de *spin* da corrente de portadores através do dispositivo. Discutimos primeiramente a fenomenologia associada ao transporte e como os DBD podem atuar como filtros de *spin*. Na sequência apresentamos os procedimentos experimentais utilizados. Combinamos técnicas ópticas e de transporte para caracterizar completamente o transporte através do DBD. Apresentamos os resultados experimentais obtidos na investigação de DBD com poço de GaAs e barreiras simétricas de AIs com dopagens *p-i-p* e *p-i-n* sob ação de campos magnéticos. Para ambos os diodos, demonstramos que os processos de tunelamento através do DBD associados ao efeito Zeeman resultam na seleção da natureza de *spin* dos portadores. Ainda para o diodo *p-i-p*, reportamos uma modulação da energia de separação para diferentes *spins* pela voltagem externa aplicada ao DBD. Esta modulação é uma evidência experimental do acoplamento entre o campo elétrico efetivo e o grau de liberdade de *spin* dos portadores. Por fim, concluímos que DBD não-magnéticos podem ser utilizados como filtros de *spin* controlados por voltagem no desenvolvimento de dispositivos spintrônicos.

ABSTRACT

The aim of this work was to study the transport properties of nonmagnetic semiconductor heterostructures: double barrier diodes - DBD. Our attention was focused on the carrier *spin* polarization through the structure. First we present the phenomenology behind the carrier transport and how the DBD can act as a *spin* filter. In the sequence, we present the experimental procedures. We combine optical and transport measurements to completely characterize the transport through the DBD. We present the results of the investigation of a *p-i-p* and a *p-i-n* symmetric GaAs/AlAs DBD under a magnetic field. For both diodes, we show that the tunneling processes through the DBD associated to Zeeman effect can result in the selection of the carriers *spin*. For the *p-i-p* sample, we also report a modulation of the *spin*-splitting energy by an external bias which is an experimental evidence of coupling between the electric field and the *spin* degree of freedom of carriers. These results demonstrate that a nonmagnetic DBD can be used as a voltage-controlled *spin* filter for the development of spintronic devices.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO	I.1
CAPÍTULO 1 – FENOMENOLOGIA	1.1
1.1 - O DIODO DE DUPLA BARREIRA – DBD	1.1
1.2 - O TRANSPORTE ATRAVÉS DO DBD	1.4
1.3 - CAMPOS MAGNÉTICOS	1.11
1.3.1 - EFEITO ZEEMAN	1.11
1.3.2 - NÍVEIS DE LANDAU	1.15
1.4 - O DBD COMO FILTRO DE SPIN	1.18
1.5 - ACOPLAMENTO SPIN-ÓRBITA	1.24
1.6 - MECANISMOS DE RELAXAÇÃO DE SPIN	1.26
CAPÍTULO 2 – TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	2.1
2.1 - MEDIDAS ELÉTRICAS	2.1
2.2 - MEDIDAS ÓPTICAS – LUMINESCÊNCIA	2.2
2.3 - MEDIDAS ÓPTICAS – MAGNETO-LUMINESCÊNCIA	2.7
2.4 - PARÂMETROS EXPERIMENTAIS	2.11
2.5 - MONTAGEM EXPERIMENTAL	2.12
CAPÍTULO 3 – AMOSTRA P-I-P	3.1
3.1 - O DBD P-I-P	3.1
3.2 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS	3.3
3.2.1 - CURVAS DE CORRENTE POR VOLTAGEM	3.3
3.2.2 - A FOTOCORRENTE	3.4
3.2.3 - CURVAS I(V) COM CAMPO MAGNÉTICO (B)	3.6
3.2.4 - FOTOLUMINESCÊNCIA	3.7
3.3 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	3.11
3.4 - MODELO TEÓRICO	3.15
3.4.1 - RESULTADOS DO MODELO TEÓRICO	3.17
CAPÍTULO 4 – EFEITO RASHBA E STARK	4.1
4.1 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS	4.1
4.2 - MODELO TEÓRICO	4.4
4.2.1 - DETERMINAÇÃO DO CAMPO ELÉTRICO EFETIVO	4.7
4.2.2 - RESULTADOS DO MODELO TEÓRICO	4.10
CAPÍTULO 5 – AMOSTRA P-I-N	5.1
5.1 - O DBD P-I-N	5.1
5.2 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS	5.3
5.2.1 - CURVAS DE CORRENTE POR VOLTAGEM	5.3
5.2.2 - ELETROLUMINESCÊNCIA	5.5
5.3 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	5.10
CONCLUSÕES	C.1
REFERÊNCIAS	R.1
TRABALHOS	T.1

INTRODUÇÃO

O comportamento ondulatório, e portanto quântico, de portadores de carga em estruturas semicondutoras é esperado e em dimensões menores que 100 nm . Neste sentido, a física dos sistemas de dimensões espaciais menores que o comprimento de coerência de fase dos portadores, chamados de sistemas mesoscópicos, pode conduzir a diferentes regimes de transporte. Os sistemas mesoscópicos são suficientemente pequenos, comparados com os sistemas clássicos, para que os efeitos quânticos tenham influência nas propriedades de transporte e suficientemente grandes comparados com as dimensões atômicas para que os efeitos microscópicos sejam desprezíveis. O rápido desenvolvimento nas últimas décadas das técnicas de crescimento de cristais e microfabricação na escala nanométrica permitiu implementar uma gama considerável de novos dispositivos no lugar dos dispositivos eletrônicos convencionais (transistores de efeito de campo e bipolares).

Neste panorama quântico, o tunelamento ressonante de elétrons e buracos através de barreiras de potencial é um dos mais interessantes fenômenos. O tunelamento de elétrons foi pela primeira vez discutido e apresentado em 1973 e em 1974 [Tsu73, Cha74], enquanto que o tunelamento de buracos foi observado somente em 1985 [Wan85]. Ambos foram observados em estruturas semicondutoras formadas por uma dupla barreira de potencial. Tais estruturas foram denominadas de **Diodos de Dupla Barreira - DBD** (*Double Barrier Diode*). De forma geral, dispositivos semicondutores que exploram as propriedades quânticas de portadores através do tunelamento por múltiplas barreiras são denominados de **Diodos de Tunelamento Ressonante - RTD** (*Resonant Tunneling Diode*).

Portanto, um DBD é constituído basicamente de um poço quântico limitado por duas barreiras de potencial. Dentro do poço, os níveis de energia são discretos devido ao confinamento. Assim, a passagem de um portador através dessa estrutura é condicionada ao tunelamento deste portador através das barreiras de potencial. O tunelamento ressonante somente se dá quando a energia do portador dentro e fora do poço se igualam. Podemos, então, mediante a aplicação de voltagens elétricas externas,

alterar a relação entre estas energias, selecionando o nível energético dentro do poço através do qual se dá a passagem do portador.

Os DBD foram exaustivamente estudados durante a década de 80 e 90. Apesar de sua simplicidade, os DBD ainda são um excelente laboratório do ponto de vista teórico e experimental para se investigar a natureza quântica de portadores de carga em estruturas nanométricas. A simplificada descrição do funcionamento de um DBD, apresentada anteriormente, nos permite inferir que a quantidade e, portanto, a densidade de portadores dentro do poço quântico pode ser modulada pela voltagem aplicada ao dispositivo. Tal acúmulo de carga leva a fenômenos físicos particularmente interessantes, tais como a biestabilidade nas curvas de transporte perpendicular através da estrutura [Gol87] e à formação de complexos excitônicos [Buh95]. Tais fenômenos são basicamente estudados através de medidas elétricas (curvas de corrente por voltagem), de medidas ópticas (eletroluminescência, fotoluminescência e fotoluminescência resolvida no tempo) [You88] e magnetotunelamento [Eav88]. Esta última técnica, magnetotunelamento, foi desenvolvida com o objetivo de medir diretamente a densidade de carga dentro do poço quântico; ela ainda permite, em conjunto com as curvas de corrente por voltagem, determinar a relação de dispersão dos portadores paralela ao plano do poço quântico [Hay91].

O grande atrativo dessas estruturas está relacionado a sua enorme e variada gama de aplicações, dentre elas destacamos: 1] Osciladores de alta frequência [Miz95]; 2] Dispositivos eletrônicos: transistores (dispositivos lógicos), memórias, conversores analógico-digital [Ber03, Maz98, Sai96, Cap89]; 3] Dispositivos optoeletrônicos: moduladores ópticos, chaves ópticas, fotodetectores, flip-flopes ópticos, etc. [Guo04, San01, Mar01, San99] e 4] Dispositivos spintrônicos: memórias magnéticas, filtros e injetores de *spin*, etc. [Tet04, Slo03, Tak02, Gru01]. Esta última categoria de dispositivos é a que merece atenção especial de nossa parte.

Dispositivos microeletrônicos cujo funcionamento depende também do *spin*, e não somente da carga do elétron, anunciam um novo segmento industrial. Essa classe radicalmente nova de dispositivos, conhecidos como spintrônicos, têm o potencial de conseguir vantagens únicas com relação às tecnologias atuais de dispositivos. O interesse em dispositivos spintrônicos cresceu rapidamente desde a invenção das

cabeças de leitura magnetorresistivas gigantes em *Hard-Disks* nos anos 90 [Pri95]. São também quase realidade as memórias voláteis magnéticas (*Magnetic Tunneling Junction - MTJ*) [Par99]. Entretanto, dispositivos spintrônicos baseados em transporte de corrente *spin*-polarizada em semicondutores, como por exemplo um *spin*-transistor [Dat90], ainda são uma promessa. O grande problema é a injeção eficiente de *spin* em semicondutores. Em 1999, dois grupos mostraram ser possível injetar correntes *spin*-polarizadas em GaAs a partir de semicondutores magnéticos [Fie99, Ohn99a]. Porém, ainda há muito a se fazer até que tenhamos dispositivos spintrônicos em escala comercial. Outro objetivo importante a ser alcançado é desenvolver dispositivos que permitam controlar a orientação da polarização de *spin* através da ação de uma voltagem externa e, nesse sentido, o DBD se apresenta como um dispositivo viável.

Lembrando que o DBD nos permite selecionar, através da voltagem aplicada ao dispositivo, o estado ressonante através do qual o transporte se dá, a idéia básica se resume em quebrar a degenerescência de *spin* destes estados ressonantes. Uma vez atingido esse intuito, temos estados ressonantes com *spin* definidos e o tunelamento através do DBD será dependente do *spin*. Aplicando então um valor apropriado de voltagem ao DBD, selecionaremos um estado ressonante com polarização de *spin* desejada, funcionando assim o DBD como um filtro de *spin*. Neste intuito, dois caminhos têm sido propostos: 1] Utilizando-se materiais semicondutores magnéticos no interior do poço ou nos contatos, como por exemplo (Ga, Mn)As, valendo-se do *Efeito Zeeman Gigante* [Ohn98, Slo03] e 2] Utilizando-se material semicondutor padrão, tirando vantagem de efeitos relacionados ao acoplamento *spin*-órbita, como o *Efeito Rashba* [Sil99] ou de campos magnéticos externos, *Efeito Zeeman* [Car06a].

NOSSO OBJETIVO PRINCIPAL É INVESTIGAR A FÍSICA ENVOLVIDA E ANALISAR A VIABILIDADE DA APLICAÇÃO DOS DIODOS DE DUPLA BARREIRA (DBD) COMO FILTROS DE SPIN CONTROLADOS POR VOLTAGEM. PARA TANTO, ESTUDAMOS DETALHADAMENTE O TRANSPORTE ATRAVÉS DE DUAS ESTRUTURAS DBD DE POÇOS DE GAAS E BARREIRAS SIMÉTRICAS DE ALÁS DIFERENTES: O PRIMEIRO COM DOPAGEM TIPO-P NOS CONTATOS (P-I-P); O SEGUNDO, COM UM DOS CONTATOS DOPADOS TIPO-P E O OUTRO CONTATO TIPO-N (P-I-N).

No capítulo 1, discutimos com maiores detalhes a fenomenologia associada ao transporte através de um DBD. No capítulo 2, descrevemos brevemente os procedimentos experimentais adotados. No capítulo 3, apresentamos resultados experimentais, obtidos para a amostra $p-i-p$ simétrica, que comprovam sua eficiência no processo de seleção de $spin$. No capítulo 4, em complemento ao capítulo 3, apresentamos os resultados obtidos também na amostra $p-i-p$ simétrica, porém no regime de altos campos elétricos. Mostramos, neste capítulo, a primeira detecção óptica do efeito Rashba. No capítulo 5, apresentamos os resultados obtidos na amostra $p-i-n$ também no enfoque da seleção de $spin$. E por fim, apresentamos nossas conclusões.

CAPÍTULO 1 – FENOMENOLOGIA:

Neste capítulo, abordamos sucintamente os aspectos teóricos utilizados em nosso trabalho. Apresentamos a estrutura do diodo de dupla barreira, os fenômenos de transporte e discutimos como podemos utilizá-lo como filtro de *spin* controlado por voltagem.

1.1 – O DIODO DE DUPLA BARREIRA – DBD:

O DBD é um “empilhamento” apropriado de materiais com diferentes energias de *gap*, E_g ($E_g \equiv$ Diferença de energia entre o fundo da banda de condução e o topo da banda de valência). A figura 1.1-a ilustra uma heteroestrutura típica de AlAs/GaAs/AlAs (barreira/poço/barreira) processada e metalizada (contatos). O contato superior é aberto de modo a permitir excitação e detecção óptica. Na figura 1.1-b temos o perfil do fundo da banda de condução e do topo da banda de valência na direção do crescimento para essa mesma heteroestrutura. A altura da barreira de potencial para elétrons (ΔE_C) é igual à diferença entre as energias do fundo da banda de condução e igual à diferença entre as energias do topo da banda de valência (ΔE_V), para os buracos.

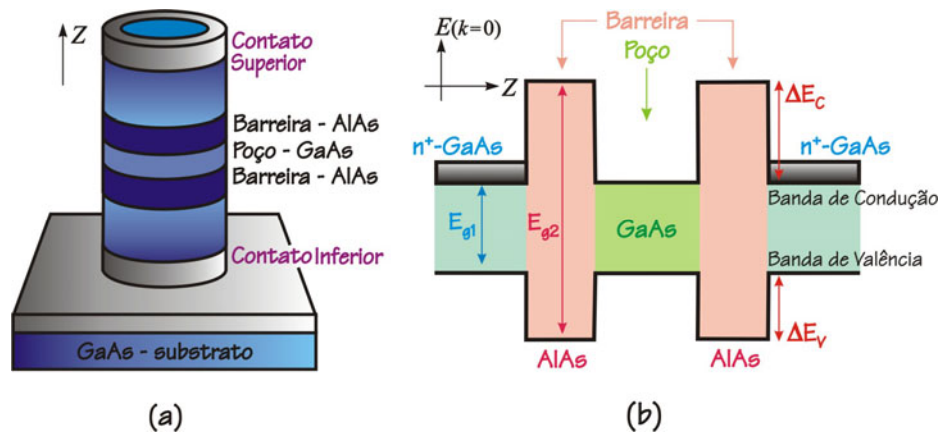


Fig. 1.1: (a) Heteroestruturas de AlAs/ GaAs crescida por MBE. (b) Perfil de potencial do fundo da banda de condução e topo da banda de valência com contatos com dopagem tipo-n.

O crescimento destas heteroestruturas é feito principalmente através da técnica de MBE (*Molecular-Beam Epitaxy*). Esta técnica permite uma deposição controlada de material

durante o crescimento da estrutura, monocamada por monocamada. Assim, as espessuras dos componentes das estruturas na direção de crescimento (z) são precisamente controladas.

No transporte através de um DBD, temos uma região de espalhamento composta por um poço quântico confinado por duas barreiras ligadas a dois contatos (emissor e coletor). Exatamente como em um interferômetro de Fabry-Perot, a partícula-onda que incide através do emissor sobre a dupla barreira tunela para dentro do poço, permanecendo ali determinado tempo antes de escapar mediante novo tunelamento, para a região do coletor. O emissor e coletor são em geral materiais idênticos ao do poço, porém dopados (n ou p). A figura 1.1-b mostra um DBD onde ambos os contatos possuem dopagem tipo- n . Neste caso, dizemos ser o DBD do tipo $n-i-n$. Porém, essa não é única alternativa. Podemos ter ambos os contatos dopados tipo- p ($p-i-p$) ou um com dopagem tipo- p e outro tipo- n ($p-i-n$). No caso de DBD com dopagens $n-i-n$ ($p-i-p$), a corrente é majoritariamente devido a elétrons (buracos) e no caso de dopagens $p-i-n$, temos como portadores majoritários tanto elétrons quanto buracos. Em nosso trabalho utilizamos amostras $p-i-p$ e $p-i-n$. A minimização dos efeitos das impurezas doadoras no transporte é conseguida colocando-se uma camada espaçadora não-dopada entre o emissor/coletor e a heteroestrutura [Tsu86].

Para casos ideais (sem rugosidades nas interfaces que espalhem a função de onda dos portadores, acoplando os modos transversais com os perpendiculares), podemos separar as variáveis transversais (x,y) da variável perpendicular à interface (z) em cada um dos componentes da heteroestrutura. Assim, na aproximação de banda parabólica para um portador com massa efetiva isotrópica m^* , podemos expressar a energia total (E) de um portador no interior do poço da seguinte forma:

$$E = E_z + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \quad (1.1)$$

Ou seja, com o desacoplamento das componentes perpendiculares e paralelas, interpretamos a estrutura simplesmente como um poço de potencial finito (ΔE) de largura (L) ao longo da direção de crescimento (z). Assim, com a localização espacial das funções de onda dos portadores dentro do poço, teremos estados quasi-estacionários com energias discretas associada ao confinamento ao longo da direção z . A cada um

destes estados discretos temos associado uma banda parabólica no plano xy . Estes estados estão presentes tanto na banda de condução (e_1, e_2, \dots) quanto na banda de valência (hh_1, lh_1, hh_2, \dots) e, no contexto dos RTD, são denominados de *estados ressonantes*. Assim, para uma dada energia dos portadores (E), as propriedades de transporte através da heteroestrutura são dadas pelos coeficientes de transmissão $T(E)$ e de reflexão $R(E)$ das funções de onda. Estes coeficientes são calculados usando a equação de Schroedinger.

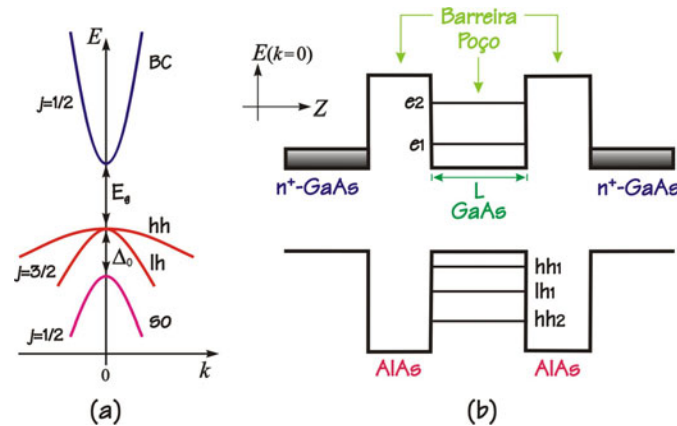


Fig. 1.2: (a) Estrutura de bandas para GaAs bulk (3D) próximo ao centro da Zona de Brillouin. (b) Perfil das bandas de condução e valência ao longo da direção de crescimento.

Especificamente para o GaAs *bulk* (3D), a relação de dispersão de energia no espaço recíproco \mathbf{k} exibe uma característica interessante: o máximo da banda de valência e o mínimo da banda de condução coincidem em $k=0$, caracterizando o chamado *gap direto*. Considerando-se a interação *spin-órbita*, os orbitais ligantes p da banda de valência neste ponto são quatro vezes degenerados, para $j=3/2$, dando origem às chamadas sub-bandas de buracos-pesados (hh - *heavy hole*) e buracos-leves (lh - *light hole*), com $m_j = \pm 3/2$ e $m_j = \pm 1/2$, respectivamente; e duplamente degenerados para $j=1/2$, com $m_j = \pm 1/2$, a chamada banda *split-off* (SO). As sub-bandas de buracos leves e pesados são separadas da banda de *split-off* por uma energia Δ_0 , sendo que para o GaAs, $\Delta_0 = 340 \text{ meV}$. A figura 1.2-a esquematiza a estrutura de bandas para o GaAs próximo ao centro da zona de Brillouin. Porém, o confinamento quântico em poços quânticos, como nos RTD, quebra a degenerescência no topo da banda de valência, separando as sub-bandas de buracos leves e pesados. Tal quebra se dá devido à redução de simetria translacional na direção de crescimento dos poços. O confinamento leva também à

discretização em energia destas mesmas sub-bandas, resultando nos estados ressonantes descritos anteriormente. A figura 1.2-b ilustra o perfil do fundo da banda de condução e do topo da banda de valência na direção do crescimento com estados ressonantes das sub-bandas de elétrons (e_1 e e_2) e de buracos (lh_1 , lh_1 e lh_2). Em GaAs o estado fundamental para buracos corresponde a sub-banda de buracos pesados (lh_1) devido a sua massa efetiva ser maior que a de buracos leves (lh_1).

1.2 – O TRANSPORTE ATRAVÉS DO DBD:

O transporte em um DBD é governado pelo fenômeno de tunelamento ressonante do emissor para o interior do poço quântico através da primeira barreira. Dessa forma, a corrente através do DBD pode ser descrita através da probabilidade de transmissão $T(E)$ mencionada na seção anterior. Aplicando uma diferença de potencial (V) entre emissor e coletor, o campo elétrico entre os contatos entorta as bandas, abaixando o valor absoluto das energias dos estados ressonantes. A corrente ressonante de tunelamento tem seu início quando o estado ressonante fundamental dos portadores majoritários, E_R , atinge o valor do quase-nível de Fermi do contato emissor, E_F^E . Considerando um DBD simétrico, a relação entre a voltagem aplicada (V) e a energia E_R , é dada em primeira ordem de aproximação por:

$$E_R(V) = E_R(0) - \frac{eV}{2} \quad (1.2)$$

Onde $E_R(0)$ é a energia do estado ressonante não-perturbado, ou seja, quando a diferença de potencial aplicada é zero. A figura 1.3 mostra a banda de condução de um DBD $n-i-n$ (transporte majoritário de elétrons na banda de condução) para cinco voltagens diferentes aplicadas ao contato coletor em relação ao contato emissor. Sem voltagem não há fluxo de elétrons através da barreira, figura 1.3-a. À medida que aumentamos V , E_R diminui em relação à energia do elétron no contato emissor. Quando E_R entra em ressonância com a energia de Fermi no emissor, $E_F^E = E_R(V_1)$, os elétrons no emissor começam a tunelar através da heteroestrutura, figura 1.3-b ($V = V_1$). Com o aumento de V , cada vez mais elétrons participam do tunelamento, aumentando assim a corrente, figura 1.3-c ($V_1 < V < V_2$). O máximo de corrente se dá quando E_R chega ao

fundo da banda de condução do emissor ($E_R = E_C^E$), figura 1.3-d ($V = V_2$). A partir daí, os elétrons não podem mais satisfazer a condição de conservação de momento e energia no tunelamento e a corrente vai a zero, figura 1.3-e ($V > V_2$). Essa última condição é, portanto, uma região de resistência diferencial negativa - NDR (*Negative Differential Resistance*). É a NDR que faz este dispositivo tão útil em aplicações tecnológicas. Se houver outros estados ressonantes com energia maior, aumentando-se ainda mais a voltagem aplicada, o processo volta a se repetir. Assim, cada pico da curva $I(V)$ deve-se ao tunelamento através de um estado ressonante do poço.

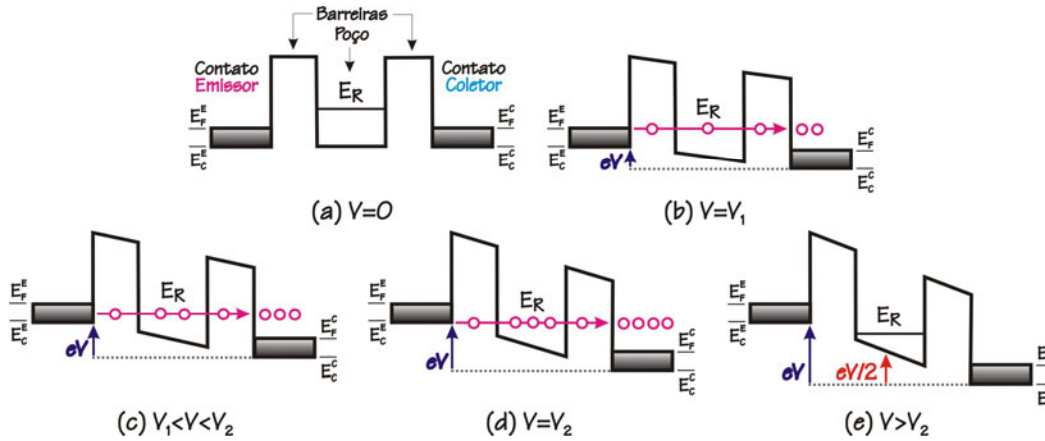


Fig. 1.3: Perfil simplificado da banda de condução para 5 diferentes voltagens aplicadas entre coletor e emissor.

O tunelamento ressonante através do DBD depende basicamente das características da probabilidade de transmissão ($T(E)$) que introduzimos na seção anterior. Entretanto, podemos inferir algumas características da relação entre corrente e voltagem a partir de algumas considerações simples. Para a estrutura da figura 1.3 a ~ 0 K, os elétrons ocupam os estados dentro da esfera de Fermi de raio k_F (figura 1.4). No caso de interfaces perfeitas, o tunelamento para dentro do poço quântico deve conservar as componentes laterais do momento (k_x e k_y) e a componente de energia vertical, E_Z . Sendo assim, os estados eletrônicos que participam do processo de tunelamento podem ser representados pela intercessão do plano $k_Z=q_R$ com a esfera de Fermi (figura 1.4), onde q_R é o número de onda associado com a energia do estado ressonante (E_R) relativa à energia do fundo da banda de condução (E_C^E). Assim:

$$q_R = \frac{\sqrt{2m^*(E_R - E_C^E)}}{\hbar} \quad (1.3)$$

À medida que aumentamos a voltagem aplicada ao DBD, variamos o valor absoluto de E_R conforme a equação 1.2, variando assim o valor de q_R . A figura 1.4 ilustra três situações diferentes, correspondentes às voltagens $V=V_1$, $V_1 < V < V_2$ e $V=V_2$ da figura 1.3-b, 1.3-c e 1.3-d respectivamente.

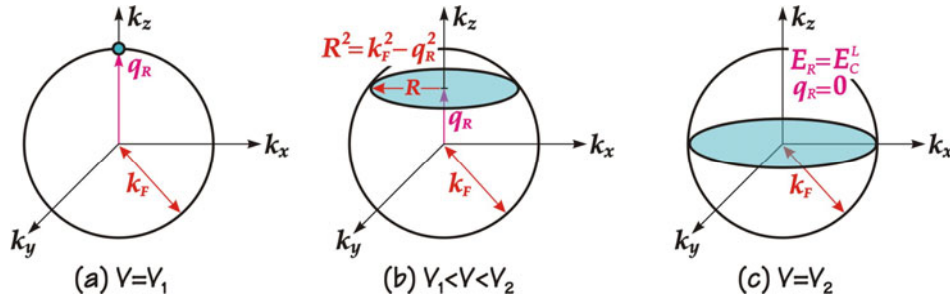


Fig. 1.4: Esfera de Fermi no emissor com a interseção $k_z=q_R$ para as voltagens aplicadas ao DBD (a) $V=V_1$, (b) $V_1 < V < V_2$ e (c) $V=V_2$.

A densidade de corrente através do DBD será proporcional à densidade de estados indicada pelo círculo de intercessão marcado em azul na figura 1.4. Admitindo que a probabilidade de tunelamento seja aproximadamente constante para os portadores que satisfazem as condições de conservação de momento e energia no intervalo de voltagem considerado, a densidade de corrente de tunelamento pode então ser expressa como:

$$J \propto \pi(k_F^2 - q_R^2) \propto (E_F^E - E_R) = [E_F^E - E_R(0) + \frac{eV}{2}] \tag{1.4}$$

A figura 1.5 apresenta um gráfico esquemático da corrente através do DBD em função da diferença de potencial aplicada $I(V)$ para as cinco condições apresentadas na figura 1.3 e 1.4, respectivamente.

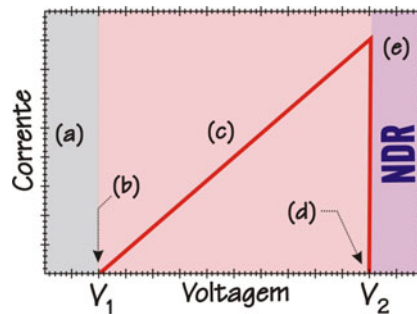


Fig. 1.5: Curva característica de $I(V)$ para um DBD ilustrando seu perfil triangular.

Obviamente estamos tratando de condições ideais. Em casos reais existem sempre processos de tunelamento incoerente em superposição ao tunelamento coerente. No tunelamento incoerente os elétrons tunelam para dentro do poço quântico através de interações com fônons acústicos ou ópticos, impurezas, rugosidade das interfaces, etc. Estas interações carregam parte do momento dos elétrons de modo que no tunelamento não haja mais conservação de momento. Estes processos aumentam a largura de linha dos estados envolvidos, de modo que a curva $I(V)$ perde suas características lineares, o pico se alarga e a corrente na região após a ressonância, o vale, aumenta. Aplicações técnicas exigem uma grande relação entre as correntes de pico e vale (P/V).

Admitimos até agora que elétrons, tanto no coletor quanto no emissor, ocupavam estados 3D com uma densidade contínua clássica e cuja ocupação era definida pela distribuição de Fermi-Dirac. Esta consideração não mais se aplica quando a estrutura do DBD conta com camadas espaçadoras não-dopadas adjacentes às barreiras. Nestes casos, há uma queda de voltagem ao longo destas regiões não-dopadas, levando à formação de poços triangulares, como mostra a figura 1.6-a. Devido ao acúmulo de carga no poço triangular esta região é denominada de *camada de acumulação*.

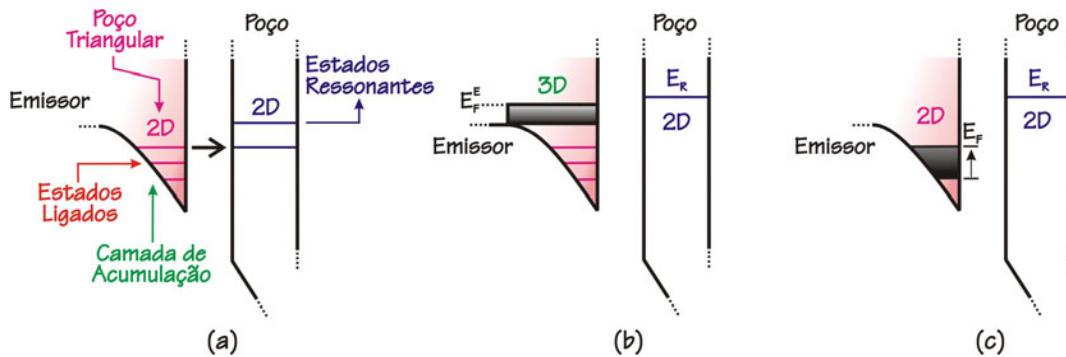


Fig. 1.6: (a) Detalhe da banda de condução com o poço triangular 2D e formação da *Camada de Acumulação*.

(b) Caso balístico em que não há termalização dos elétrons para os estados ligados do poço triangular (tunelamento 3D-2D) e (c) caso com termalização para os estados do poço triangular (tunelamento 2D-2D).

Os estados de menor energia do poço triangular são localizados e quase 2D, enquanto que os estados de maior energia são mais estendidos e quase 3D. O peso destes estados nas características da curva $I(V)$ depende da distribuição dos elétrons nos estados quase 2D e 3D. No limite de transporte balístico (figura 1.6-b) os elétrons injetados pelo emissor não chegam a termalizar para os estados de menor energia do poço triangular.

Nesta condição temos uma situação equivalente ao tunelamento 3D-2D discutido anteriormente. No limite oposto, consideramos que os elétrons injetados termalizam para os estados de menor energia do poço triangular formando um gás bi-dimensional (2D) caracterizado por uma distribuição de quase-equilíbrio, o que nos permite definir um *quase-nível de Fermi* associado a essa distribuição (figura 1.6-c). Nesta condição os elétrons ocupam níveis discretos ao longo da direção perpendicular às barreiras (z), de forma que o tunelamento passa a ser 2D-2D. A representação da superfície de Fermi no espaço \mathbf{k} para os estados do poço triangular é apresentada na figura 1.7-a. Como consequência da quantização espacial ao longo da direção z , a superfície de Fermi é “fatiada” em discos concêntricos nesta mesma direção. Da mesma maneira que no caso 3D-2D, o tunelamento para dentro do poço quântico deve conservar as componentes laterais do momento (k_x e k_y) e a energia vertical. Sendo assim, os estados eletrônicos que participam do processo de tunelamento são representados pela interseção do plano $k_z=q_R$ com os discos da superfície de Fermi (figura 1.7-a). Como consequência, as curvas de $I(V)$ devem apresentar ressonâncias simétricas e estreitas (figura 1.7-c) com suas intensidades proporcionais às áreas dos discos ($J \propto \pi^2(k_{\parallel}^2 + q_R^2)$). Aqui, como nas ressonâncias 3D-2D, as curvas $I(V)$ reais são alargadas devido a processos de espalhamento. Na prática, a introdução das camadas espaçadoras não-dopadas resulta em picos de ressonância de corrente mais estreitos e uma relação P/V consideravelmente maior com relação ao tunelamento 3D-2D

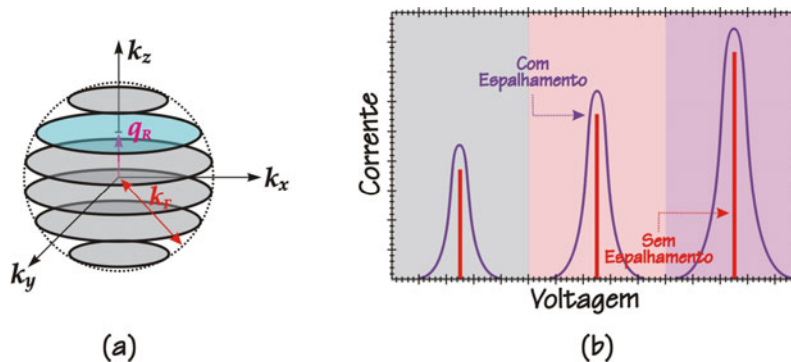


Fig. 1.7: (a) Esfera de Fermi “fatiada” devido à quantização na direção z e com a interseção $k_z=q_R$ para uma dada voltagem. (b) Curva $I(V)$ mostrando 3 ressonâncias consecutivas.

Entretanto, a situação real deve ser descrita por uma distribuição de não-equilíbrio intermediária entre estes dois extremos, tunelamento 3D-2D e 2D-2D. Resultados

experimentais [Gob91, Gol87] comprovam que os elétrons que tunelam para os estados ressonantes no interior do DBD vêm de estados que recaem entre uma destas duas condições: balisticamente através do emissor (3D–2D) ou através da camada de acumulação (2D–2D).

Em 1973, Tsu e Esaki [Tsu73] propuseram um modelo para descrever os processos descritos anteriormente de forma mais quantitativa. Nesse modelo, os contatos (emissor e coletor) são considerados reservatórios de elétrons distribuídos em energia de acordo com a estatística de Fermi-Dirac, sendo que a diferença em energia dos quase-níveis de Fermi dos dois reservatórios é igual a voltagem aplicada ao DBD. Admite-se a formação de camadas de acumulação e que, assim, o tunelamento seja 2D–2D. A corrente do emissor para coletor é dada pela soma de todos os estados ocupados na camada de acumulação multiplicada pela respectiva probabilidade de transmissão ($T(E)$) através da estrutura. Uma vez que a transmissão depende apenas do movimento perpendicular (z) às interfaces, é possível agrupar os estados que têm a mesma energia no movimento perpendicular (E_z), mas que têm diferentes energias no movimento paralelo às interfaces (E_{\parallel}). Assim [Wei91]:

$$N(E_z) = \int_0^{\infty} \frac{\rho_{2D}(E_{\parallel})}{1 + \exp\left(\frac{E_z + E_{\parallel} - E_F^E}{kT}\right)} dE_{\parallel} = \frac{kTm^*}{\pi\hbar^2} \ln\left[1 + \exp\left(\frac{E_F^E - E_z}{kT}\right)\right] \quad (1.5)$$

A equação (1.5) é conhecida como a *Função de Fornecimento*. Aqui ρ_{2D} é a densidade de estados bi-dimensionais, $\rho_{2D} = m^* / \pi\hbar^2$. A corrente de emissor para coletor fica dada então pela soma:

$$J = e \sum_{k_z > 0} \frac{\hbar k_z}{m^*} T(E_z) N(E_z) = \frac{e}{2\pi\hbar} \int_{E_c}^{\infty} T(E_z) N(E_z) dE_z \quad (1.6)$$

Onde E_c é a energia do fundo da banda de condução. Para altas voltagens, $eV \gg E_F^E - E_c$ e $eV \gg kT$, podemos desconsiderar a corrente reversa, de coletor para emissor. Assim a densidade de corrente total através do DBD fica simplesmente:

$$J = \frac{em^*kT}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} T(E_z) \ln\left[1 + \exp\left(\frac{E_F^E - E_z}{kT}\right)\right] dE_z \quad (1.7)$$

A equação (1.7) descreve muito bem as características da curva $I(V)$ nas regiões de voltagem próximas às ressonâncias, ou seja, nos picos de corrente. Em (1.7) a dependência da corrente com a voltagem aparece apenas na variação da probabilidade de transmissão à medida que o campo elétrico através da estrutura aumenta. Em geral, próximo às ressonâncias, $T(E_z)$ varia muito mais rapidamente que $N(E_z)$. Substituindo $T(E_z)$ por $\delta(E_z - E_R)$, é fácil mostrar que, a 0 K e altas voltagens, a equação (1.7) se reduz a equação (1.4).

O que é importante ressaltar é que tal dispositivo nos permite selecionar, através da voltagem aplicada aos contatos, o estado ressonante através do qual o transporte é efetivado. Como apresentado na introdução deste trabalho, nossa intenção é quebrar a degenerescência de *spin* ao longo da direção de transporte e a partir daí, através da voltagem aplicada ao DBD, selecionar o estado de *spin* desejado. A degenerescência de níveis de energia está diretamente relacionada às simetrias espaciais experimentadas pelos portadores. Para quebrar a degenerescência destes níveis basta quebrar a simetria do sistema. Em heteroestruturas, a degenerescência de *spin* pode ser quebrada diretamente através da aplicação externa de campos magnéticos – *Efeito Zeeman* ou, indiretamente, através do acoplamento *spin-órbita*. As assimetrias introduzidas no sistema através do acoplamento *spin-órbita* podem ter duas origens distintas: 1) devido à assimetria da estrutura cristalina do material em questão, como por exemplo em estruturas tipo blenda de zinco – *Efeito Dresselhaus* [Dre55]; ou 2) devido à presença de campos elétricos intrínsecos ou extrínsecos – *Efeito Bychkov-Rashba* [Byc84].

Em todos os casos anteriores, para otimizarmos o funcionamento do DBD como filtro de *spin*, necessitamos da maior separação possível de energia (ΔE_z) entre os diferentes estados de *spin*. Para se quebrar a degenerescência de *spin* através do *Efeito Zeeman*, necessitamos de altos campos magnéticos, já que $\Delta E_{z(\text{Zeeman})} \propto B$. Nesse contexto, os trabalhos mais promissores empregam estruturas híbridas com metais ferromagnéticos [Ham99, Gar99, Zhu01], dispositivos com contatos semicondutores magnéticos [Ohn98, Ohn99a, Fie99] e com semicondutores magnéticos no interior dos poços quânticos [Slo03]. Por outro lado, a utilização do *Efeito Rashba*, pelo menos do ponto de vista teórico, mostra-se relativamente mais vantajosa, já que os processos podem ser

controlados através apenas de voltagens externas [Vos98, Sil99]. Porém, experimentalmente ainda não há dispositivos que tenham conseguido implementar essa proposta.

Em nosso trabalho nos valemos do efeito Zeeman para quebrarmos a degenerescência de *spin*. Portanto, devemos analisar as propriedades de transporte, descritas anteriormente, mediante a presença de campos magnéticos ao longo da direção *z* (perpendicular às barreiras). Adiante, detalharemos como o DBD, com a degenerescência de *spin* quebrada, pode ser utilizado como filtro de *spin*. Na sequência trataremos dos efeitos Dresselhaus e Rashba associados ao acoplamento *spin*-órbita. Este últimos efeitos serão importantes na discussão dos resultados experimentais a serem apresentados no capítulo 4. Por fim, apresentamos uma breve discussão a respeito dos processos que levam a quebra de degenerescência de *spin*.

1.3 – CAMPOS MAGNÉTICOS:

Vamos analisar as propriedades do DBD sob a aplicação de campos magnéticos. Distinguimos duas situações: primeira, o portador livre tunelando a partir do contato emissor para dentro do poço quântico e, segunda, a formação de complexos excitônicos, que descreveremos com maiores detalhes no próximo capítulo, no interior do poço quântico. Em ambos os casos há quebra de degenerescência de *spin* devido ao efeito Zeeman, a diferença se dá com relação ao confinamento lateral (direções *x* e *y*). No primeiro caso temos a quantização em níveis de Landau e no segundo caso temos o efeito Diamagnético. Apresentaremos primeiro os efeitos Zeeman e Diamagnético, na sequência trataremos da quantização em níveis de Landau.

1.3.1 – EFEITO ZEEMAN [Gri95]:

Quando um átomo é colocado em um campo magnético uniforme seus níveis de energia são alterados. Consideramos, neste caso, dois efeitos básicos: o *Zeeman* e o *Diamagnético*. O efeito Zeeman é o responsável pela quebra de degenerescência de *spin* dos estados quânticos. Vamos discutir estes efeitos para o átomo de hidrogênio. Este modelo se justifica, uma vez que, como veremos no próximo capítulo, as medidas

ópticas estão relacionadas à recombinação excitônica entre um par elétron-buraco que pode ser tratado de maneira aproximada como um átomo de hidrogênio.

Consideremos inicialmente uma partícula de massa m_e e carga $q=-e$ sem *spin*, na presença simultânea de um potencial escalar central $V(r)$ e um potencial vetor $\mathbf{A}(\mathbf{r})$. Seu *hamiltoniano*, utilizando o calibre de Coulomb, é:

$$H = \frac{1}{2m_e} [\mathbf{P} + e\mathbf{A}(\mathbf{R})]^2 + V(\mathbf{R}) \quad (1.8)$$

Quando o campo magnético $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{R})$ é uniforme, o potencial vetor pode ser colocado na forma:

$$\mathbf{A} = -\frac{1}{2} \mathbf{r} \times \mathbf{B} \quad (1.9)$$

Substituindo em (1.8) podemos calcular o termo:

$$[\mathbf{P} + e\mathbf{A}(\mathbf{R})]^2 = \mathbf{P}^2 - \frac{e}{2} [\mathbf{P} \cdot (\mathbf{R} \times \mathbf{B}) + (\mathbf{R} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{P}] + \frac{e^2}{4} (\mathbf{R} \times \mathbf{B})^2 \quad (1.10)$$

\mathbf{B} é verdadeiramente uma constante e não um operador. Portanto, todos os observáveis comutam com \mathbf{B} . Então podemos escrever usando as regras do cálculo vetorial:

$$[\mathbf{P} + e\mathbf{A}(\mathbf{R})]^2 = \mathbf{P}^2 - \frac{e}{2} [\mathbf{B} \cdot (\mathbf{P} \times \mathbf{R}) - (\mathbf{R} \times \mathbf{P}) \cdot \mathbf{B}] + \frac{e^2}{4} (\mathbf{R} \times \mathbf{B})^2 \quad (1.11)$$

Lembrando que

$$\mathbf{L} = \mathbf{R} \times \mathbf{P} = -\mathbf{P} \times \mathbf{R} \quad (1.12)$$

Podemos escrever o hamiltoniano total da partícula da seguinte forma:

$$H = H_0 + H_Z + H_D \quad (1.13)$$

Onde H_0 , H_D e H_Z são definidos como:

$$H_0 = \frac{\mathbf{P}^2}{2m_e} + V(\mathbf{R}) \quad (1.14a)$$

$$H_{Dia} = \frac{e^2 \mathbf{B}^2}{8m_e} \mathbf{R}_\perp^2 \quad (1.14b)$$

$$H_Z = \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{B} \cdot \mathbf{L} \quad (1.14c)$$

H_0 é o termo do hamiltoniano sem a presença do campo magnético. H_{Diam} , que apresenta uma dependência quadrática com o campo magnético, é o que denominamos de termo *Diamagnético*. O operador \mathbf{R}_\perp é a projeção de \mathbf{R} no plano perpendicular a \mathbf{B} :

$$\mathbf{R}_\perp^2 = \mathbf{R}^2 - \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{B})^2}{B^2} \quad (1.15)$$

Se escolhermos os eixos ortogonais $Oxyz$ tal que \mathbf{B} seja paralelo ao eixo z temos:

$$\mathbf{R}_\perp^2 = X^2 + Y^2 \quad (1.16)$$

O efeito Diamagnético tem como resultado apenas um aumento da energia da partícula com o campo magnético. De (1.16), podemos concluir que este efeito depende diretamente dos valores médios quadráticos da extensão da função de onda da partícula no plano perpendicular a \mathbf{B} [Wal98] e, portanto, carrega uma informação importante sobre a extensão da função de onda.

O termo H_Z é denominado de *Efeito Zeeman*. Aqui μ_B é o chamado *Magneton de Bohr* e suas dimensões são de momento magnético:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 5,788 \times 10^{-5} eV/T \quad (1.17)$$

Vamos analisar agora o efeito adicional devido ao momento magnético intrínseco da partícula (*spin*), que consideramos, a partir de agora, um elétron. Para isto, basta substituímos $\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L} + 2\mathbf{S}$ em (1.14c). O fator 2 em frente de \mathbf{S} reflete o fato do fator-g do elétron no vácuo ser 2. H_Z , então, fica:

$$H_Z = \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{B} \cdot (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \quad (1.18)$$

A natureza do efeito Zeeman depende criticamente da magnitude do campo magnético *externo* comparado com o campo *interno* efetivo gerado pela interação *spin-órbita*. Para $B_{ext} \ll B_{int}$ as correções da estrutura fina dominam e H_Z pode ser tratado como uma perturbação. Neste caso, o termo de correção de energia é dado, em primeira ordem de aproximação, por:

$$E_Z^1 = \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{B} \cdot \langle \mathbf{L} + 2\mathbf{S} \rangle \quad (1.19)$$

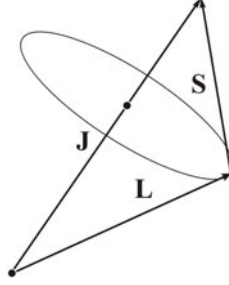


Fig. 1.8: na presença de acoplamento Spin-órbita, \mathbf{L} e \mathbf{S} não são mais separadamente conservados; eles precessionam ao redor do momento angular total \mathbf{J} .

Não conhecemos os valores esperados de \mathbf{S} , mas o momento angular total $\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}$ é constante (figura 1.8); \mathbf{S} e \mathbf{L} precessionam ao redor de \mathbf{J} , de modo que o valor médio de \mathbf{S} é justamente sua projeção sobre \mathbf{J} . Portanto:

$$\mathbf{S}_{med} = \frac{(\mathbf{S} \cdot \mathbf{J})}{J^2} \mathbf{J} \quad (1.20)$$

Mas $\mathbf{L} = \mathbf{J} - \mathbf{S}$, então $L^2 = J^2 + S^2 - 2\mathbf{S} \cdot \mathbf{J}$ e, portanto,

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{2}(J^2 + S^2 - L^2) = \frac{\hbar^2}{2}[j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)] \quad (1.21)$$

Utilizando $s=1/2$, segue-se que:

$$\langle \mathbf{L} + 2\mathbf{S} \rangle = \langle (1 + \frac{\mathbf{S} \cdot \mathbf{J}}{J^2}) \mathbf{J} \rangle = [1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + 3/4}{2j(j+1)}] \langle \mathbf{J} \rangle \quad (1.22)$$

O termo entre chaves é o *Fator-g de Landé* no vácuo de um elétron ligado ao átomo:

$$g_J = 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + 3/4}{2j(j+1)} \quad (1.23)$$

Assim, o termo relativo ao efeito Zeeman em correção de primeira ordem para um campo magnético ao longo da direção z , fica:

$$E_Z^1 = m_J g_J \mu_B B \quad (1.24)$$

Fora do vácuo, o fator-g de Landé deixa de ser dado por (1.23) e passa a depender intrinsecamente do meio em que se realizam as medidas, mas a forma da energia dada por (1.24) permanece aproximadamente inalterada.

1.3.2 – NÍVEIS DE LANDAU [Per01]:

Classicamente, o efeito de um campo magnético intenso sobre o movimento de portadores livres é forçá-los a realizar órbitas circulares de raio ciclotrônico $R_C = mv/eB$ e frequência ciclotrônica $\omega_c = eB/m$. Entretanto, a mecânica quântica prevê a quantização da energia do sistema, que se manifesta como a quantização das órbitas permitidas aos portadores. Quanticamente, os níveis de energia do sistema no plano perpendicular (plano xy) ao campo magnético, passam a ser definidos por $E_N = (N+1/2)\hbar\omega_c$. Onde $N=0, 1, 2, 3, \dots$ e $\omega_c = eB/m^*$, conhecidos como os níveis de Landau. A representação da superfície de Fermi no espaço recíproco \mathbf{k} de um sistema bi-dimensional na presença de campo magnético é apresentada na figura 1.9.

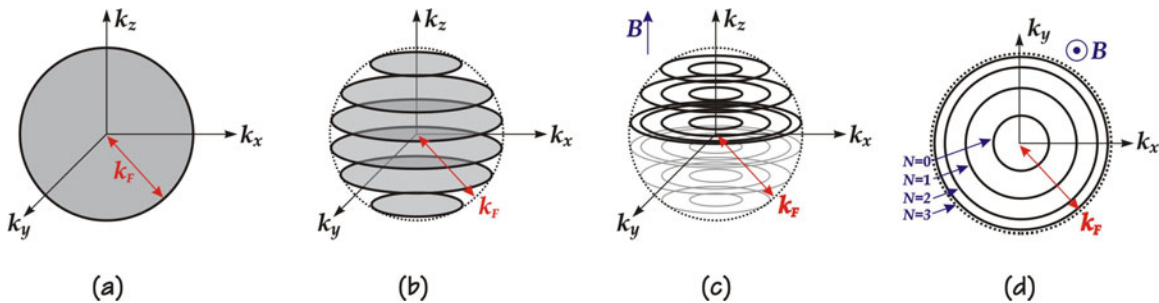


Fig. 1.9: Representação da esfera de Fermi no espaço recíproco \mathbf{k} : (a) em 3D e sem campo magnético; (b) com quantização espacial ao longo da direção z (2D) e sem campo magnético, (c) sistema 2D com campo magnético, os discos se quebram em circunferências concêntricas e (d) vista superior dos níveis de Landau.

A quantização do movimento dos portadores na direção perpendicular ao campo magnético é equivalente a um confinamento espacial, de modo que sistemas 2D na presença de campos magnéticos perpendiculares ao confinamento se tornam 0D. A estrutura dos níveis de energia é composta de um conjunto de níveis ciclotrônicos para cada estado confinado, com cada nível tendo uma densidade de estados singular (função Delta de Dirac) com degenerescência dada por $d=eB/h$. A figura 1.10 mostra a densidade de estados e os níveis de energia para um poço triangular sem campo magnético (figura 1.10-a) e com campo magnético (figura 1.10-b).

Com o aumento do campo magnético aumentamos a degenerescência e consequentemente aumentamos o número de estados que cabem em cada nível de Landau, de forma que, se tivermos um campo suficientemente alto, todos os portadores poderão estar apenas no primeiro nível de Landau. Outro detalhe a ser mencionado é

a separação em energia dos níveis de Landau, $\Delta E_L = \hbar\omega_c = \hbar eB/m^*$. Para um dado valor de campo magnético ΔE_L é inversamente proporcional à massa efetiva (m^*) do portador.

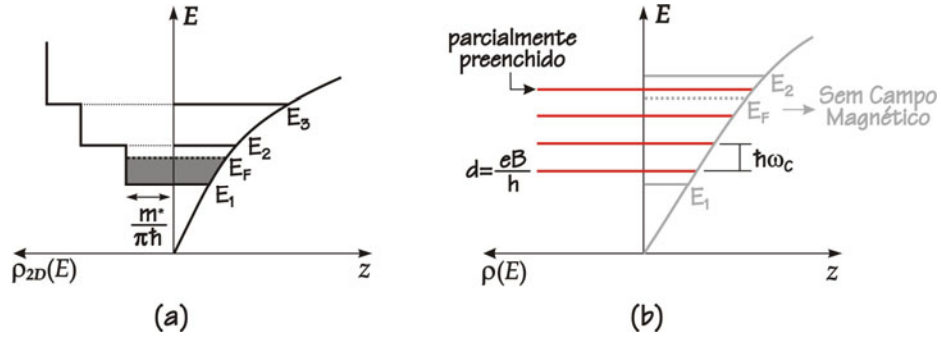


Fig. 1.10: Efeito do campo magnético em um sistema 2D. (a) Níveis de energia e densidade de estados de um poço triangular sem campo magnético; (b) Níveis de energia e densidade de estados com campo magnético (em vermelho).

No contexto dos DBD a presença de campo magnético na direção (z) quantiza o movimento lateral dos portadores tanto no emissor quanto no poço quântico. A energia cinética dos portadores no plano xy ($\hbar^2 k_{||}^2 / 2m^*$) deve ser trocada pelos níveis de Landau e, portanto, a energia de um estado ressonante passa a ser expressa por:

$$E_{R,N} = E_R(V) + (N + 1/2)\hbar\omega_C \tag{1.25}$$

Da mesma forma que nos casos de tunelamento 3D–2D e 2D–2D sem campo magnético, as componentes do vetor de onda no plano xy devem ser conservadas. Neste caso, o número quântico de Landau (N) deve, portanto, ser conservado durante o tunelamento. A quantização em níveis de Landau reduz a dimensionalidade do sistema para 0D–0D, de forma que a curva de $I(V)$ deve apresentar, então, picos de ressonância simétricos e estreitos, cada um relacionado a um dado nível ressonante e seus diferentes níveis de Landau. Devemos considerar que em casos reais a presença de processos de espalhamento devido à existência de desordens no sistema (rugosidade das interfaces, presença de impurezas, etc.) dá origem à formação de vales e picos na energia potencial ao longo das interfaces da heteroestrutura. Os portadores podem ficar presos a estes estados localizados, de modo que sua energia pode apresentar um desvio em relação a E_N (equação (1.25)) dos níveis de Landau. Este desvio será maior ou menor dependendo

da intensidade da flutuação do potencial. O conceito da localização das funções de onda dos portadores com o alargamento dos níveis de Landau em bandas foi introduzido por P. W. Anderson [And58], figura 1.11. Os estados no centro dos níveis de Landau correspondem a estados estendidos que contribuem para o transporte. Os estados nas caudas dos níveis são localizados e não contribuem, portanto, para o transporte.

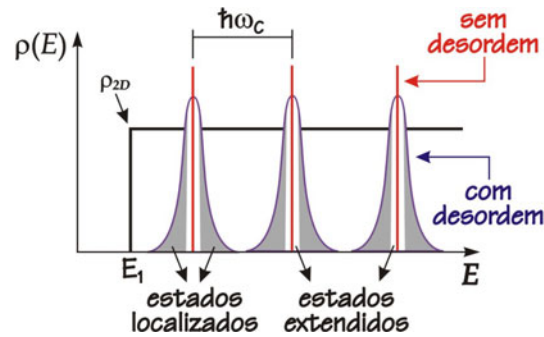


Fig. 1.11: Densidades de estados dos níveis de Landau com e sem desordem. A desordem leva ao alargamento em energia dos níveis de Landau através da localização das funções de onda dos portadores (estados localizados).

Em conclusão, na presença de campos magnéticos os picos de ressonância associados aos estados ressonantes se dividem em picos associados aos níveis de Landau. Este fenômeno já foi claramente observado em sistemas cujo transporte é eletrônico [Goo94]. No caso de buracos, os resultados experimentais não são tão evidentes devido à diferença de massas efetivas para elétrons e buracos. Normalmente os buracos têm massas efetivas muito maiores que as dos elétrons, de modo que para buracos os níveis de Landau estão muito próximos ($\Delta E_L = \hbar\omega_c = \hbar eB/m^*$), o que os torna de difícil resolução.

Dessa forma, a expressão completa para a energia de um estado ressonante em um DBD é dada por:

$$E_{R,N} = E_R(V) + (N + 1/2)\hbar\omega_C \pm g^*\mu_B B \quad (1.26)$$

Onde ω_c é a frequência ciclotrônica eB/m^* , $g^*\mu_B B$ é a energia magnética de *spin*, g^* é o fator-g de Landé efetivo do meio e E_R é a energia associada ao movimento do portador na direção z .

1.4 – O DBD COMO FILTRO DE SPIN:

Como dito anteriormente, o DBD nos permite selecionar, variando a voltagem externa aplicada, o estado ressonante através do qual o transporte de cargas pelo dispositivo acontece e a utilização deste dispositivo como filtro de *spin* depende da quebra da degenerescência de *spin* dos estados ressonantes do poço quântico e/ou do contato emissor do DBD. Nessa condição, podemos aplicar voltagens externas e selecionar os estados ressonantes com *spins* definidos, através dos quais os portadores atravessarão a estrutura do DBD.

A seguir apresentamos com mais detalhes a física envolvida no funcionamento de um DBD como filtro de *spin*. Em nosso trabalho nos valemos do *Efeito Zeeman* para a quebra de degenerescência de *spin* dos estados do poço quântico e dos contatos. Para tanto é importante lembrar que a separação em energia devido à quebra de degenerescência de *spin* é diretamente proporcional ao Fator-*g* de Landé (*g*) e ao campo magnético (**B**) sobre o dispositivo. Para efeito de simplificação, vamos considerar o caso de tunelamento 3D–2D com uma dada relação entre as energias de separação Zeeman do poço quântico e do contato emissor.

Nossas análises serão feitas apenas para a banda de condução, a extensão do raciocínio para a banda de valência é automática. Utilizamos as seguintes considerações: 1) Seguindo resultados experimentais obtidos para os fatores-*g* de elétrons em poços quânticos de GaAs [Sne91, Mal01], consideramos os fatores-*g* dos estados ressonantes do interior do poço quântico ($g_{(QW)}$) e do contato emissor ($g_{(CE)}$) ambos negativos com a seguinte relação: $|g_{(QW)}| > |g_{(CE)}|$; 2) Vamos considerar o caso mais geral quando a energia de Fermi no contato emissor (medida a partir do fundo da banda de condução) é maior ou da ordem da separação de energia devido ao efeito Zeeman, o que implica na presença de portadores com as duas naturezas de *spin* neste contato; 3) Os portadores são injetados ressonantemente no poço quântico e relaxam para os estados fundamentais através de processos que preservam o *spin*, este é o caso ideal simplificado, discutiremos os processos de relaxação de *spin* na próxima seção.

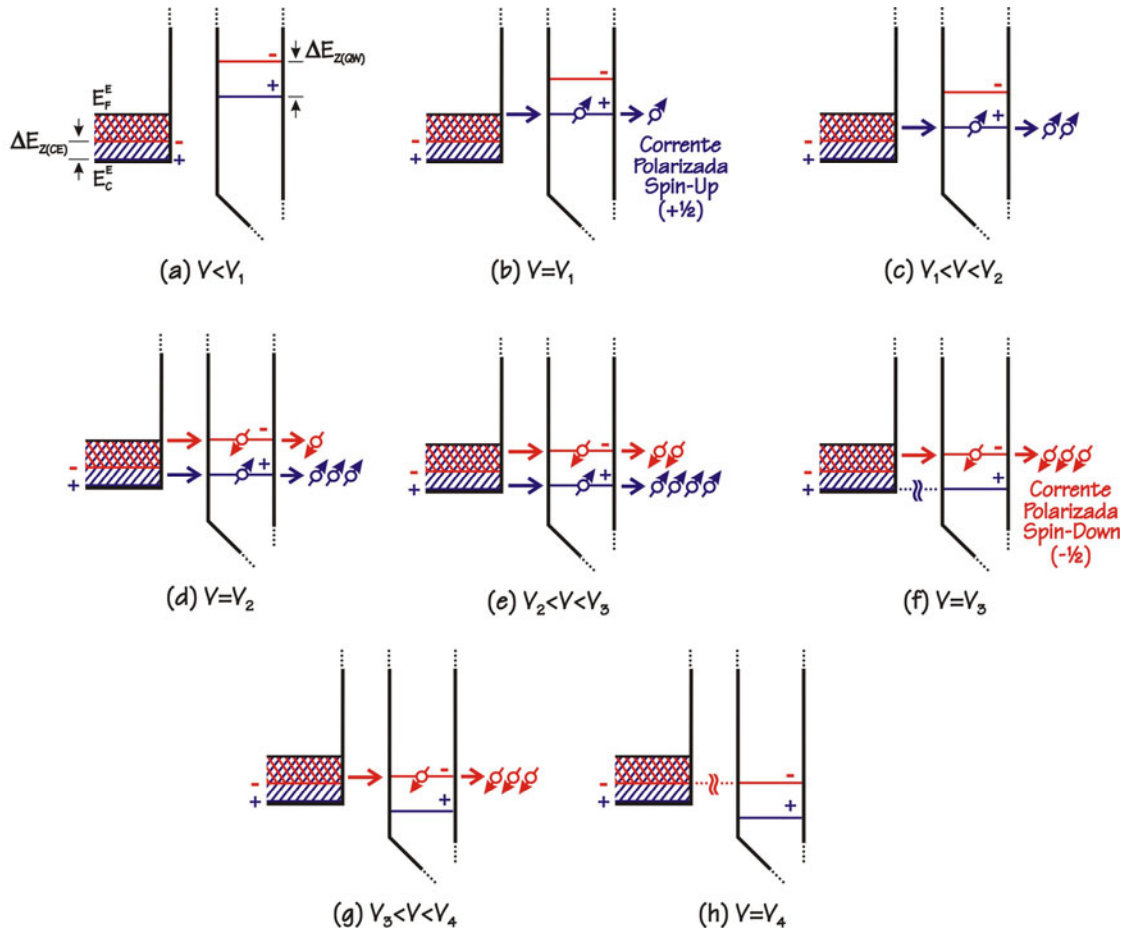


Fig. 1.12: Detalhe da **banda de condução** mediante voltagem aplicada com as respectivas ressonâncias de spin.

A figura 1.12 mostra um detalhe da banda de condução onde vemos a distribuição de elétrons no contato emissor e os níveis ressonantes no interior do poço na presença de um campo magnético perpendicular às barreiras, de acordo com as condições adotadas anteriormente. À medida que aumentamos a voltagem aplicada ao DBD as bandas se entortam até que o estado ressonante *spin-up* do poço se alinha com o nível de Fermi do contato emissor ($V = V_1$) e, a partir daí, começamos a ter corrente através do dispositivo, figura 1.12-b. Aumentando mais ainda a voltagem, o estado ressonante *spin-down* também entra em ressonância ($V = V_2$) e a corrente através do dispositivo passa a ter duas contribuições: uma devido ao estado ressonante *spin-down* e outra devido ao estado ressonante *spin-up*, figura 1.12-d. Na sequência ($V \geq V_3$), o estado ressonante *spin-up* sai de ressonância, enquanto ainda temos transporte através do estado ressonante *spin-down*, figura 1.12-f. Finalmente ($V \geq V_4$), o estado ressonante *spin-down*

também sai de ressonância e a corrente cai, no caso ideal, a zero, figura 1.12-h. A figura 1.13 mostra a corrente devido às duas polarizações de *spin* dos portadores em função da voltagem, como descrito no parágrafo anterior. As condições denominadas (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g) e (h) correspondem aos diagramas da figura 1.12.

Observamos que:

1) A diferença entre as intensidades dos picos de corrente (ΔI_{max}) é proporcional a $\Delta E_{Z(CE)}$: Demonstramos essa colocação a partir da equação 1.4: $J^{\uparrow\downarrow} \propto E_F^E - E_{(QW)}^{\uparrow\downarrow}$ ($E_{(QW)}^{\uparrow\downarrow}$ são as energias dos estados ressonantes associados a *spin-up* e *spin-down*). Como discutido na seção 1.2, o máximo de corrente ocorre quando o nível de energia do estado ressonante atinge o fundo da banda de condução do contato emissor. Nessa condição temos que $E_{(QW)}^{\uparrow\downarrow} = E_{(CE)}^{\uparrow\downarrow}$, assim a densidade de corrente passa a ser dada por: $J_{max}^{\uparrow\downarrow} \propto E_F^E - E_{(CE)}^{\uparrow\downarrow}$. A diferença entre os máximos de corrente para as duas polarizações é então:

$$\Delta J_{max} \propto (E_F^E - E_{(CE)}^{\uparrow}) - (E_F^E - E_{(CE)}^{\downarrow}) = E_{(CE)}^{\uparrow} - E_{(CE)}^{\downarrow} = \Delta E_{Z(CE)} \quad (1.27)$$

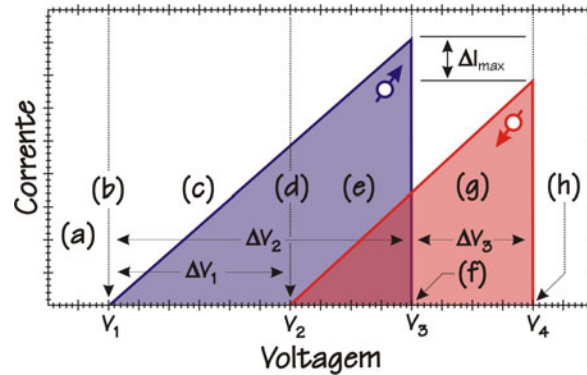


Fig. 1.13: Curva de corrente por voltagem ideal associada à figura 1.12 – ressonância na **banda de condução**.

2) A área em baixo da curva $I(V)$ é proporcional ao número de portadores com um dado *spin* no contato emissor: O número de portadores, por sua vez, é dado pela integral da densidade de estados em função da energia, desde a energia fundamental até a energia de Fermi. Em sistemas 3D a densidade de estados é proporcional a \sqrt{E} . De forma que número de portadores com um dado *spin* é:

$$N^{\uparrow\downarrow} \propto (E_F^E)^{3/2} - (E_{(CE)}^{\uparrow\downarrow})^{3/2} \quad (1.28)$$

Se E_F^E for muito maior que $\Delta E_{Z(CE)}$, as densidades de estado para os diferentes *spins* serão aproximadamente iguais, de forma que as áreas das correntes *spin-up* e *spin-down* serão aproximadamente iguais. Por outro lado, se $\Delta E_{Z(CE)}$ for maior que E_F^E teremos apenas um estado de *spin* ocupado e portanto teríamos apenas um pico de corrente associado a apenas essa polarização de *spin*.

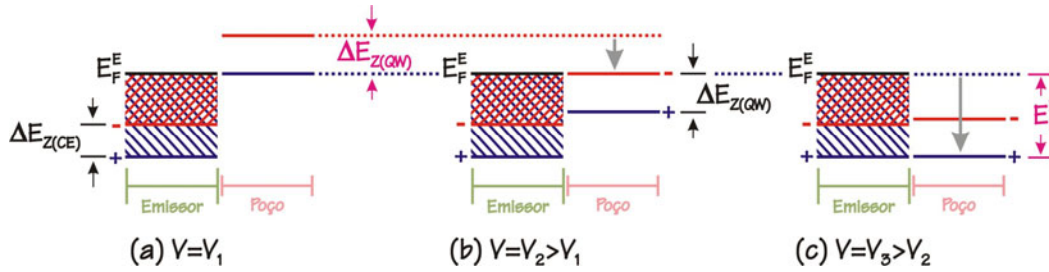


Fig. 1.14: O deslocamento em energia entre o início das correntes spin-polarizadas. (a) alinhamento do nível spin-up; (b) alinhamento do nível spin-down; o deslocamento em energia (cinza) é igual a separação em energia Zeeman do poço quântico. (c) desalinhamento do nível spin-up; o deslocamento em energia (cinza) é igual a Energia de Fermi com relação ao fundo da banda de condução.

3) Na aproximação de campo elétrico constante (equação 1.2), o deslocamento de energia dos estados do poço quântico é diretamente proporcional ao deslocamento em voltagem: $\Delta V_1 \propto \Delta E_{Z(QW)}$ e $\Delta V_2 \propto E_F^E$. Na figura 1.14-a representamos a condição de início da corrente *spin-up* ($V=V_1$) e, na figura 1.14-b, o início da corrente *spin-down* ($V=V_2 > V_1$). Na figura 1.14-b fica evidente que o deslocamento em energia (seta cinza na figura 1.14-b) dos estados do poço entre estas duas voltagens é igual a $\Delta E_{Z(QW)}$. Na figura 1.14-c representamos a condição de fim da corrente *spin-up* ($V=V_3 > V_2$) o deslocamento em energia (seta cinza na figura 1.14-c) dos estados do poço entre estas duas voltagens é neste caso igual a E_F^E .

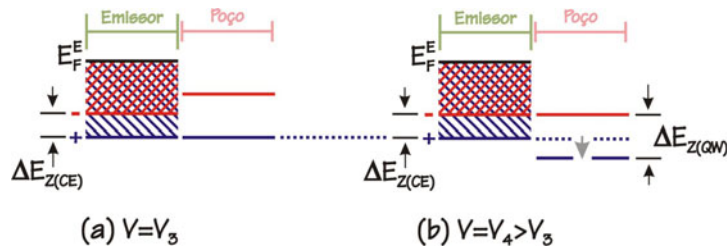


Fig. 1.15: O deslocamento em energia entre o fim das correntes spin-polarizadas. (a) desalinhamento do nível spin-up; (b) desalinhamento do nível spin-down. O deslocamento em energia (cinza) é exatamente igual diferença da separação em energia Zeeman do poço quântico e do contato emissor.

4) De maneira similar, ΔV_3 é proporcional à diferença entre $\Delta E_{Z(QW)}$ e $\Delta E_{Z(CE)}$. A figura 1.15-a mostra a condição equivalente ao final da corrente *spin*-polarizada *up* ($V=V_3$) e na figura 1.15-b, o fim da corrente *spin-down* ($V=V_4>V_3$). O deslocamento em energia (seta cinza na figura 1.15-b) dos estados do poço entre estas duas voltagens, V_3 e V_4 , é evidentemente igual à diferença $\Delta E_{Z(QW)} - \Delta E_{Z(CE)}$.

A curva $I(V)$ medida é a soma das duas curvas apresentadas na figura 1.13. Deveríamos observar, portanto, dois picos de ressonância com intensidades diferentes, cada um associado a uma natureza de *spin*. Neste modelo, na região (c) ($V_1 < V < V_2$), a corrente se deve unicamente a portadores com polarização *spin-up*; na região (e) ($V_2 < V < V_3$), a corrente é majoritariamente associada a portadores com polarização *spin-up* e na região (g) ($V_3 < V < V_4$) a corrente é associada exclusivamente a portadores com polarização *spin-down*. Portanto, a passagem por uma ressonância na banda de condução, nas condições consideradas, deveria levar a uma inversão da polarização da corrente eletrônica passando de uma polarização positiva (*spin-up*) para uma negativa (*spin-down*).

Na condição em que a E_F^E é muito maior que $\Delta E_{Z(CE)}$, os picos de corrente para as diferentes polarizações de *spin* terão picos de intensidades ($\Delta I_{max} \approx 0$) e áreas abaixo das curvas $I(V)$ aproximadamente iguais. Entretanto, mesmo nessa condição, ainda poderia haver inversão de polarização em função da voltagem se as correntes cessarem em voltagens diferentes ($\Delta V_3 \neq 0 \rightarrow \Delta E_{Z(CE)} \neq \Delta E_{Z(QW)} \rightarrow g_{(QW)} \neq g_{(CE)}$). Neste caso, a condição principal para que haja inversão de polarização é que tenhamos fatores- g diferentes para o contato emissor e poço quântico.

Vamos considerar agora o caso de não haver diferença entre os fatores- g do poço quântico e do contato emissor ($g_{(QW)} = g_{(CE)}$). A curva $I(V)$ apresentará nesta condição apenas um pico de ressonância e não haverá inversão da polarização da corrente. A figura 1.16 ilustra a situação. Para ambos os fatores- g negativos e iguais, a polarização majoritária da corrente através do DBD, em uma ressonância na banda de condução, seria sempre positiva. Aqui, de acordo com a observação (2), temos duas condições em que podemos observar uma polarização da corrente eletrônica. Se E_F^E for maior que $\Delta E_{Z(CE)}$ as áreas em baixo das curvas de $I(V)$ para cada polarização serão diferentes

(figura 1.16-b) e, portanto uma polarização se sobressai à outra. No outro extremo, se $\Delta E_{Z(CE)}$ for maior que E_F^E , apenas um estado de *spin* estará ocupado no contato emissor e, portanto, teremos apenas um pico de ressonância associado ao estado de *spin* ocupado. Assim, quando $g_{(QW)}=g_{(CE)}$, a corrente assume apenas uma polarização de *spin* majoritária e não devemos observar inversão de polarização de *spin* da corrente através da ressonância.

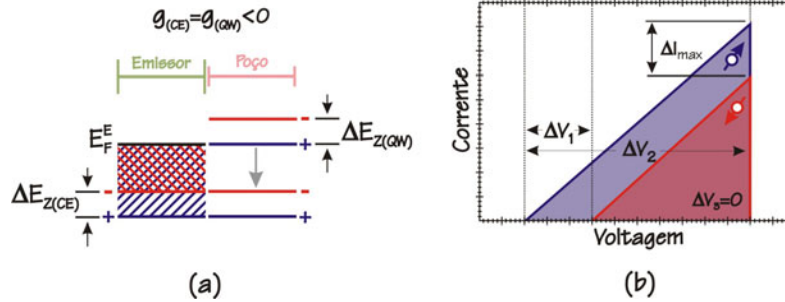


Fig. 1.16: (a) Diagrama dos níveis de energia na **banda de condução** mediante voltagem aplicada. (b) Curva de corrente por voltagem associada as condições descritas em (a).

Em conclusão, para qualquer relação entre os fatores-*g* para o poço quântico e o contato emissor podemos associar, em um dada voltagem, uma polarização de *spin* à corrente, o que caracteriza uma filtragem de *spin* devida ao efeito Zeeman em conjunto com as características de transporte através do DBD; uma vez que, sem as barreiras não observaríamos o efeito da filtragem. O controle da polarização de *spin* através da voltagem aplicada ao dispositivo somente se dá na condição de diferentes fatores-*g* para o poço quântico e o contato emissor. Além disso, é necessário também que a energia de Fermi (E_F^E) no contato emissor seja maior que a separação em energia devido ao efeito Zeeman ($\Delta E_{Z(CE)}$), o que garante a presença de portadores com as duas naturezas de *spins* no contato emissor.

Satisfeitas as condições anteriores, a otimização do funcionamento do DBD como filtro de *spin* com possibilidade do controle da polarização de *spin* da corrente através da voltagem aplicada ao dispositivo depende da diminuição da região de superposição entre as duas curvas de $I(V)$, região (e) da figura 1.13. Isto significa maximizar $\Delta V_1 \propto \Delta E_{Z(QW)}$ e/ou $\Delta V_3 \propto \Delta E_{Z(QW)} - \Delta E_{Z(CE)}$, ou seja, precisamos do maior valor possível para $\Delta E_{Z(QW)}$. No caso extremo, em que $\Delta E_{Z(QW)}$ do poço quântico é maior que E_F^E do contato emissor ($\Delta V_1 > \Delta V_2$) teríamos a total supressão dessa região de superposição. Já que

$\Delta E_{Z(QW)}$ é diretamente proporcional ao campo magnético (\mathbf{B}) e ao fator-g de Landé do poço quântico (equação (1.24)), temos duas alternativas para satisfazermos esta condição: utilizar-mos altos campos magnéticos ou poços quânticos com fatores-g de Landé grandes, o que, do ponto de vista prático, é uma opção viável. Assim, a maioria dos esforços, na implementação de um DBD como filtro de *spin*, se concentra na utilização de materiais magnéticos no interior do poço quântico para se obter os grandes fatores-g. Por outro lado, sistemas bi-dimensionais em que o transporte majoritário se deve a buracos têm recebido recentemente grande atenção [Hab04, Win04]. A forte interação entre os níveis de energia na banda de valência leva a relações de dispersão altamente não-parabólicas e fatores-g relativamente anômalos, em contraste com dispersões parabólicas para a banda de condução. Medidas de fatores-g para portadores em poços quânticos de GaAs têm sido realizadas através de diferentes técnicas experimentais, tais como fotoluminescência resolvida no tempo [Mar99], espalhamento Raman [Sap92], efeito Hanle [Sne91], etc. A maior parte destes trabalhos focam atenção na medida do fator-g de elétrons ($g_e = -0,40$) [Sne91, Mal01]. Estes resultados demonstram que o fator-g de elétrons em poços quânticos depende da espessura dos poços, assumindo valores positivos para espessuras menores de 50 Å. Porém, tem-se pouca informação a respeito de buracos. Medidas para a sub-banda de buracos pesados no estado fundamental (hh_1) demonstraram forte anisotropia com relação à direção do campo magnético aplicado e à direção de crescimento do poço quântico ($g_{\parallel} = +2,3$ [Sap92] e $g_{\perp} = +0,04$ [Mar99]). Nesse sentido, o fator-g para os estados excitados das sub-bandas de buracos-leves e pesados do poço quântico podem variar significativamente em relação ao fator-g do estado fundamental do contato emissor, já que os estados de buracos são muito sensíveis ao acoplamento entre as sub-bandas [Sap92].

1.5 – ACOPLAMENTO SPIN-ÓRBITA:

Em sistemas onde não há simetria de inversão espacial os níveis de energia dos diferentes estados de *spin* não são degenerados em $k \neq 0$. A falta de simetria de inversão espacial pode estar presente no material base, ou ser induzida pela estrutura do dispositivo. A falta de simetria afeta diretamente os graus de liberdade de *spin* e de

momento linear (\mathbf{k}) através do acoplamento *spin-órbita*, causando quebra da degenerescência de *spin* dos estados eletrônicos, de forma semelhante ao efeito causado pela presença de um campo magnético ao longo do eixo de quantização. O Hamiltoniano relacionado à falta de simetria pode ser descrito por um campo magnético intrínseco dependente do momento, $\mathbf{B}_i(\mathbf{k})$, através do qual os elétrons precessionam com uma frequência de Larmor dada por $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})=(e/m)\mathbf{B}_i(\mathbf{k})$. O Hamiltoniano que descreve o acoplamento *spin-órbita* ficaria então:

$$H(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\hbar\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{\Omega}(\mathbf{k}) \quad (1.29)$$

Onde $\boldsymbol{\sigma}$ são as matrizes de Pauli.

As assimetrias de inversão podem ser divididas em dois termos denominados: *Bulk Inversion Assimetry* (BIA) e *Structure Inversion Assimetry* (SIA). A BIA se deve à estrutura cristalina do material, de onde vem o termo *bulk*. Já a SIA se deve à estrutura do dispositivo, de modo que o termo *structure* é usado no sentido da dependência espacial do perfil do potencial das bandas que compõem o dispositivo.

O BIA está presente em cristais com simetria tipo blenda de zinco, como os materiais do grupo III-V (GaAs, InSb, InAs) ou do grupo II-VI (HgCdTe, ZnSe). Nestas estruturas, a troca entre os átomos das sub-rede *fcc* do tipo III (II) com os da tipo V (VI) não é invariante, como no caso de materiais do grupo IV (Si, Ge, Sb) que possuem átomos idênticos ocupando as duas sub-redes *fcc*. O vetor frequência de Larmor devido ao BIA da rede cristalina de semicondutores do grupo III-V é dado por [Dya71]:

$$\mathbf{\Omega}(\mathbf{k}) = \beta\hbar^2(2m_c^3E_g)^{-1/2}\boldsymbol{\kappa} \quad (1.30)$$

Onde $\boldsymbol{\kappa} = [k_x(k_y^2 - k_z^2), k_y(k_z^2 - k_x^2), k_z(k_x^2 - k_y^2)]$. Aqui k_i são as componentes do vetor de onda do cristal na direção dos eixos principais do cristal; E_g é a energia de *gap* do material; m_c é a massa do elétron na banda de condução e β é um parâmetro adimensional que especifica a intensidade do acoplamento *spin-órbita* e é característico de cada material, especificamente para o GaAs $\beta \cong 0,07$ [Mar84]. O Hamiltoniano pode então ser escrito na forma:

$$H_D = \alpha_D[\sigma_x k_x(k_y^2 - k_z^2) + \sigma_y k_y(k_z^2 - k_x^2) + \sigma_z k_z(k_x^2 - k_y^2)] \quad (1.31)$$

A separação em energia obtida a partir de (1.31) é, portanto, proporcional ao cubo do momento. Esta expressão foi deduzida pela primeira vez por Dresselhaus em 1955 [Dre55], de modo que esta propriedade é comumente denominada de *Efeito Dresselhaus*. Os parâmetros característicos do material ficam agrupados em uma constante α_D , denominada coeficiente *Dresselhaus*.

A origem do SIA pode estar relacionada com campos elétricos intrínsecos relacionados ao potencial de confinamento e/ou extrínsecos relacionados a voltagens aplicadas ao dispositivo. Estes campos agem sobre elétrons que se movimentam no plano perpendicular à direção de crescimento do dispositivo [Sil99]. Em seu referencial, estes elétrons experimentam um campo magnético efetivo (transformação relativística) que age sobre seu *spin* (interação *spin*-órbita). Neste caso, o vetor frequência de Larmor é dado por:

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) = 2\gamma(\mathbf{k} \times \mathbf{n}) \quad (1.32)$$

O hamiltoniano (equação (1.29)) fica:

$$H_{BR}(\mathbf{k}) = \alpha_{BR}(\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{n} \quad (1.33)$$

A separação em energia obtida a partir de (1.33) foi deduzida por Bychkov e Rashba em 1984 através de argumentos de simetria [Byc84], de modo que o resultado é denominado *Efeito Bychkov-Rashba*. α_{BR} , denominado coeficiente *Bychkov-Rashba*, é um parâmetro dependente do acoplamento *spin*-órbita e da assimetria do potencial de confinamento e, portanto, é proporcional ao campo elétrico a que os portadores estão sujeitos. Sendo assim, α_{BR} pode ser, a princípio, controlado por uma voltagem aplicada ao dispositivo [Lev03, Ras03], o que permitiria a implementação de dispositivos spintrônicos sem a necessidade de campos magnéticos, como o *spin*-transistor proposto por Datta e Das [Dat90].

Em sistemas semicondutores bi-dimensionais do grupo III-V, o hamiltoniano completo contém as contribuições da BIA e da SIA (H_D e H_{BR}). Ambos levam à quebra de degenerescência de *spin* e dão origens a uma grande variedade de fenômenos dependentes do *spin*, podendo cancelar-se para determinados momentos (\mathbf{k}) [Gan03]. Observamos que em geral não é possível determinar experimentalmente a contribuição individual dos termos H_D e H_{BR} .

1.6 – MECANISMOS DE RELAXAÇÃO DE SPIN:

Na seção 1.4 consideramos que durante o tunelamento e a relaxação em energia para os níveis fundamentais no interior do poço a polarização de *spin* era conservada. Nesta seção apresentaremos brevemente os processos que levam à perda de polarização de *spin* (relaxação de *spin*) e resultados experimentais que mostram que a consideração de conservação de *spin* durante o tunelamento e a relaxação em energia é uma simplificação razoável para um modelo básico de nosso sistema. Definimos de forma geral como tempo de relaxação de *spin* (τ_s), o tempo para uma população de *spin* entrar em equilíbrio térmico com a rede cristalina.

São quatro os principais mecanismos de relaxação de *spin* encontrados para elétrons de condução em semicondutores *não-magnéticos*: Elliot-Yafet (EY), D'yakonov-Perel' (DP), Bir-Aronov-Pikus (BAP) e Interação Hiperfina (IH). Todos os quatro mecanismos se aplicam tanto para semicondutores *bulk* quanto para poços quânticos, porém a dependência de cada um com relação as propriedades do sistema variam consideravelmente e, portanto, a importância relativa de cada mecanismo para uma dada faixa de temperatura e densidade de portadores são diferentes.

No EY [Ell54] a relaxação de *spin* está relacionada com a mistura de funções de onda de elétrons associadas a diferentes *spins* devido ao acoplamento *spin*-órbita induzido por íons. Impurezas e fônons espalham os elétrons para diferentes valores de \mathbf{k} . A combinação do acoplamento *spin*-órbita com o mecanismo de relaxação de momento induzido pelos íons torna possível a relaxação de *spin* do portador.

Um outro eficiente mecanismo de relaxação de *spin*, também devido ao acoplamento *spin*-órbita, foi descrito por D'yakonov e Perel' (DP) [Dya71]. Como mostramos anteriormente, em sistemas onde não há simetria de inversão, os estados eletrônicos de *spin-up* e *spin-down* não são degenerados e a separação em energia dos estados de *spin* pode ser descrita por um campo magnético efetivo dependente do momento, $\mathbf{B}_i(\mathbf{k})$. A precessão de *spin* em torno do campo $\mathbf{B}_i(\mathbf{k})$ dependente do momento descrita pela equação (1.29), combinada com o espalhamento de momento caracterizado pelo tempo de relaxação de momento τ_p , leva a uma defasagem de *spin*.

No mecanismo BAP [Bir75], a relaxação de *spin* dos elétrons (buracos) em sistemas dopados tipo-*p* (tipo-*n*) ocorre devido ao espalhamento com a população de buracos (elétrons) através da interação de troca de longo alcance.

Finalmente, em heteroestruturas baseadas em semicondutores com momento magnético nuclear não-nulo, a IH se torna um mecanismo importante na defasagem de *spin* de elétrons localizados, como aqueles confinados em pontos quânticos (*quantum dots*) ou ligados a impurezas doadoras. A IH é a interação magnética entre momentos magnéticos do núcleo e dos elétrons.

A determinação dos mecanismos de relaxação dominantes em cada sistema é uma questão complexa. Porém, resumimos as condições em que cada mecanismo se sobressai aos demais. Experimentalmente tem-se observado que o EY é mais relevante em semicondutores com E_g pequena e, portanto, com acoplamento *spin*-órbita forte, enquanto que o DP é o maior responsável pela perda de fase de precessão de *spin* em materiais de E_g médio, como é o caso do GaAs, especialmente em altas temperaturas. Em semicondutores fortemente dopados tipo-*p*, o BAP domina em baixas temperaturas e o DP em altas temperaturas. Em sistemas com baixa dopagem, o DP domina para qualquer temperatura. Já elétrons localizados, como em pontos quânticos (QD - *Quantum Dots*), em materiais com momento magnético nuclear não-nulo, relaxam preferencialmente através da IH.

Os sistemas baseados em GaAs já foram muito estudados. A primeira medida do tempo de relaxação de *spin* em *n*-GaAs *bulk* ($N_d \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) à temperatura de 4,2 K, foi realizada em 1971 [Eki71], obtendo um valor de $\tau_s \approx 1,2 \text{ ns}$. Recentemente, foram observados tempos de relaxação de *spin* da ordem de 300 ns [Dzh02] para amostras com baixa dopagem ($N_d \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) à temperatura de 4,2 K. Já em poços quânticos de GaAs/AlGaAs, os tempos de relaxação vão desde *picosegundos* até *nanosegundos* dependendo de parâmetros experimentais como a temperatura, largura do poço quântico ou energia de confinamento, concentração de portadores, mobilidade, campo magnético e voltagem [Mal00, Ada01, San01, Ohn99b, Zhi93].

É bem conhecido que, em *bulk*, os buracos perdem sua polarização de *spin* quase que instantaneamente [Hil02]. Isso é devido a degenerescência no topo a banda de valência. Entretanto, tempos de relaxação de *spin* para buracos confinados se tornam

relativamente grandes devido à quebra da degenerescência da banda valência. Os tempos de relaxação de *spin* para buracos apresentados na literatura variam desde 4 ps até 1 ns, mais uma vez dependendo da estrutura e das condições experimentais [Mai98, Uen90a, Mat03, Rou92, Bar92, Dam91, Bay95]. Trabalhos em poços quânticos de GaAs com dopagem tipo-*p* e tipo-*n* mostraram que o processo de inversão de *spin* de buracos é mais lento que o tempo de recombinação dos pares elétron-buraco e que o processo de inversão de *spin* ocorre basicamente através da emissão de fônons acústicos [Uen90a, Uen90b]. Cálculos teóricos dos tempos de inversão de *spin* para buracos em poços quânticos, considerando interações com impurezas ionizadas e interações de troca *s-d* em semicondutores semimagnéticos, mostram também que a quantização espacial diminui consideravelmente os processos de inversão, aumentando o tempo de coerência de *spin* [Fer91, Bas92a]. Além disso, na presença de campo magnético, como em nossas medidas, os tempos de coerência de *spin* aumentam consideravelmente devido à quantização de energia paralela ao poço em níveis de Landau [Pot89, Wil04].

Em conclusão, apesar da importância relativa dos mecanismos de relaxação de *spin* ser uma questão com pontos em aberto, resultados experimentais demonstram que estes tempos podem ser relativamente longos (até nanossegundos), tanto para elétrons quanto para buracos em estruturas com confinamento e campo magnético. Isto torna possível que informações armazenadas no *spin* destes portadores possam atravessar distâncias macroscópicas, condição necessária para implementação de dispositivos spintrônicos.

Os tempos de relaxação de *spin* longos em conjunto com os fatores-*g* anômalos em sistemas de baixa dimensionalidade para buracos, nos levam a considerar que DBD com dopagens tipo-*p* (transporte majoritários por buracos) podem ser de grande interesse no estudo de efeitos de polarização de *spin*. No capítulo 3 apresentamos os resultados experimentais obtidos no estudo do transporte de *spin* através de uma amostra *p-i-p* e no capítulo 5 os resultados para uma amostra *p-i-n*. No próximo capítulo descrevemos as técnicas experimentais utilizadas neste estudo.

CAPÍTULO 2 – TÉCNICAS EXPERIMENTAIS:

Neste capítulo apresentaremos brevemente as técnicas experimentais utilizadas neste trabalho.

2.1 – MEDIDAS ELÉTRICAS:

Cada dispositivo eletro-eletrônico possui um comportamento característico. Assim, por exemplo, um *resistor* opõe-se à passagem de corrente elétrica, reduzindo a corrente através de um sistema. Algumas grandezas elétricas podem ser usadas para definir classes de dispositivos, baseado na forma da função matemática (denominada *função resposta* ou *resposta* do dispositivo) que estes dispositivos definem sobre as grandezas. As grandezas elétricas mais relevantes são a voltagem e a corrente elétrica. De acordo com as relações entre voltagem, corrente e impedância, pode-se classificar os dispositivos eletro-eletrônicos em *lineares* ou *não-lineares*, dependendo se eles apresentam ou não uma função linear (ôhmica) entre a voltagem e a corrente. Como evidenciado no capítulo anterior, os DBD são não-lineares. A caracterização básica de um dispositivo eletrônico se faz através das curvas de corrente por voltagem aplicada ao dispositivo. Em nosso trabalho, as curvas de corrente por voltagem são obtidas com auxílio de dois equipamentos básicos: uma fonte de voltagem (Keithley 230 – *Programmable Voltage Source*) e um amperímetro (Keithley 175A – *Autoranging Mutimeter*). A figura 2.1 ilustra o esquema elétrico utilizado. Durante as medidas, a amostra é mantida sempre imersa em *He* superfluido.

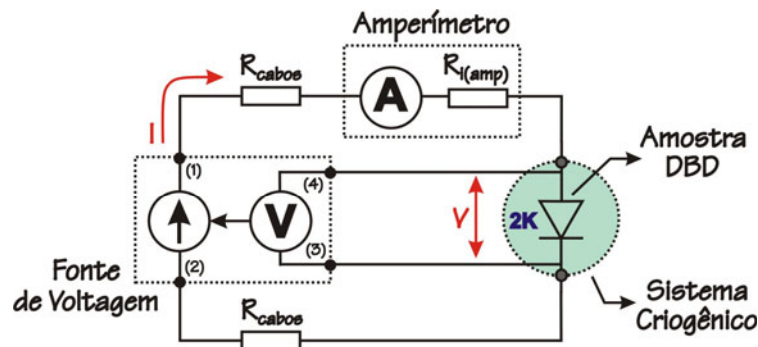


Fig. 2.1: Diagrama elétrico para as medidas de corrente por voltagem com as resistências dos cabos (R_{cabos}) e interna ao amperímetro ($R_{i(amp)}$). A fonte de voltagem mostra as quatro pontas utilizadas na medida, (1) e (2) fornecem a corrente e (3) e (4) medem a queda de voltagem sobre o DBD.

Foi tomado cuidado especial quanto às resistências internas dos equipamentos e dos cabos de conexão que alteram a relação correta entre a corrente e a voltagem do dispositivo. O problema principal vem do amperímetro que é colocado em série no circuito e que, para cada escala de medida, introduz uma resistência parasita diferente. Para eliminarmos estas resistências parasitas utilizamos um sistema de medidas a quatro pontas [Gir02], onde quatro contatos são colocados sobre a amostra, dois contatos são responsáveis pela injeção de corrente e os outros dois contatos realizam a medida da queda de voltagem sobre o dispositivo.

2.2 – MEDIDAS ÓPTICAS – LUMINESCÊNCIA:

Descrevemos agora os fenômenos físicos relacionados às medidas ópticas em DBD, discutimos as informações que podem ser obtidas a partir destas medidas, incluindo a fotoluminescência e a eletroluminescência. Ambos os fenômenos têm sua origem na recombinação de um elétron e um buraco, porém a maneira como estes portadores são gerados os distinguem.

Um semiconductor não dopado possui, no estado fundamental, a banda de condução completamente vazia (sem elétrons) e a banda de valência completamente preenchida. Podemos através da iluminação deste semiconductor com luz apropriada promover um elétron da banda de valência à banda de condução, deixando um buraco na banda de valência. Para que isto ocorra, o fóton deve ter energia maior que a diferença de energia entre o fundo da banda de condução e o topo da banda de valência - E_g ($E_{Fóton} > E_g$). Uma vez na banda de condução, este elétron relaxa rapidamente até o fundo da banda de condução. A partir daí, este elétron pode recombinar com o buraco deixado na banda de valência emitindo um fóton, ou seja, luminescendo. Neste caso os pares de elétrons e buracos que se recombinam emitindo a luminescência foram gerados por excitação óptica. Por isso, denominamos esta luminescência de *Fotoluminescência* - PL (*Photoluminescence*).

Em estruturas mais complexas podemos ter portadores (elétrons ou buracos) já disponíveis na estrutura do dispositivo, de acordo com as dopagens utilizadas. Dispositivos com apenas um tipo de dopagem (tipo-*n* ou tipo-*p* somente) apenas

luminescem mediante iluminação externa, ou seja, fotoluminescem. Porém, dispositivos que possuem dopagens tipo-*n* e tipo-*p* podem luminescer desde que injetemos os portadores em uma mesma região espacial. Para tanto, é necessário a ação de campos elétricos e por isso, nesse caso, a emissão de fótons é denominada de *Eletroluminescência* - EL (*Electroluminescence*).

O espectro óptico obtido em ambos os casos (PL e EL) a baixas temperaturas é dominado pela interação coulombiana entre as cargas dos elétrons e buracos. Em geral a luminescência é dominada pelo complexo formado pela atração entre um elétron e um buraco, denominado de *éxciton* (*X*). Um *éxciton* livre em um semiconductor de *gap* direto III-V é formado por um elétron na banda de condução e um buraco na banda de valência ligados pela interação coulombiana no meio dielétrico, análogo a um átomo de hidrogênio. Utilizando a mesma notação de estrutura eletrônica em átomos, o estado fundamental $1s$ é formado por um elétron com momento angular total caracterizado pelos números quânticos $j = 1/2$ ($l = 0$) e $m_j = \pm 1/2$, associado ao mínimo da banda de condução e um buraco no máximo da banda de valência, com $j = 3/2$ ($m_j = \pm 3/2$ e $\pm 1/2$) no centro da zona de Brillouin. Obtém-se, assim, *éxcitons* com momento angular total $J_z = 0, \pm 1\hbar$ e $\pm 2\hbar$. A energia de ligação do *éxciton* em GaAs *bulk* é da ordem de 5 meV [Lan82, Bas92b]. Há ainda a possibilidade da formação de *éxcitons* carregados, denominados de *tríons*. Os *tríons* podem ter carga positiva ou negativa. No primeiro caso são formados pela ligação, através da atração coulombiana, de dois elétrons e um buraco (X^-); no segundo caso, por dois buracos e um elétron (X^+). O primeiro trabalho a mostrar a estabilidade dos *éxcitons* carregados em semicondutores tipo *bulk* foi Lampert [Lam58] já em 1958. No entanto, os valores da energia de ligação são muito pequenos para serem verificados experimentalmente. Em 1974, Munschy e Stébé [Mun74] mostraram que este valor é aumentado em uma ordem de grandeza quando há confinamento de cargas em uma direção, ou seja, em amostras de poços quânticos. Apesar disto, a energia de ligação ainda é da ordem de poucos *meV* exigindo amostras de alta qualidade que permitem resolver os picos de luminescência para o *éxciton* e para o *tríon*. A primeira verificação experimental de um *tríon* só ocorreu em 1993. Kheng *et al.* [Khe93] fizeram esta verificação em poços quânticos de materiais II-VI onde a energia de

ligação do trión é mais que o dobro da verificada nos III-V. A presença dos trions em poços de GaAs foi mostrada pouco tempo depois [Shi95, Fin96].

Nas amostras estudadas em nosso trabalho ($p-i-p$ e $p-i-n$) a luminescência do poço quântico observada é principalmente relacionada à recombinação excitônica. Apenas na amostra $p-i-n$ temos as condições necessárias para observar a formação dos trions.

Vamos discutir agora os processos descritos acima para o caso específico dos DBD. Primeiramente vamos ilustrar o caso da dopagem tipo $p-i-p$ onde temos apenas fotoluminescência e depois o caso de dopagem $p-i-n$ para a qual podemos ter eletroluminescência e fotoluminescência. Para representar a dinâmica dos portadores utilizaremos diagramas de bandas. Nestas representações utilizaremos como padrão voltagens aplicadas no contato inferior (próximo ao substrato) em relação ao contato superior, e desenharemos sempre o contato superior à esquerda e o inferior à direita da figura.

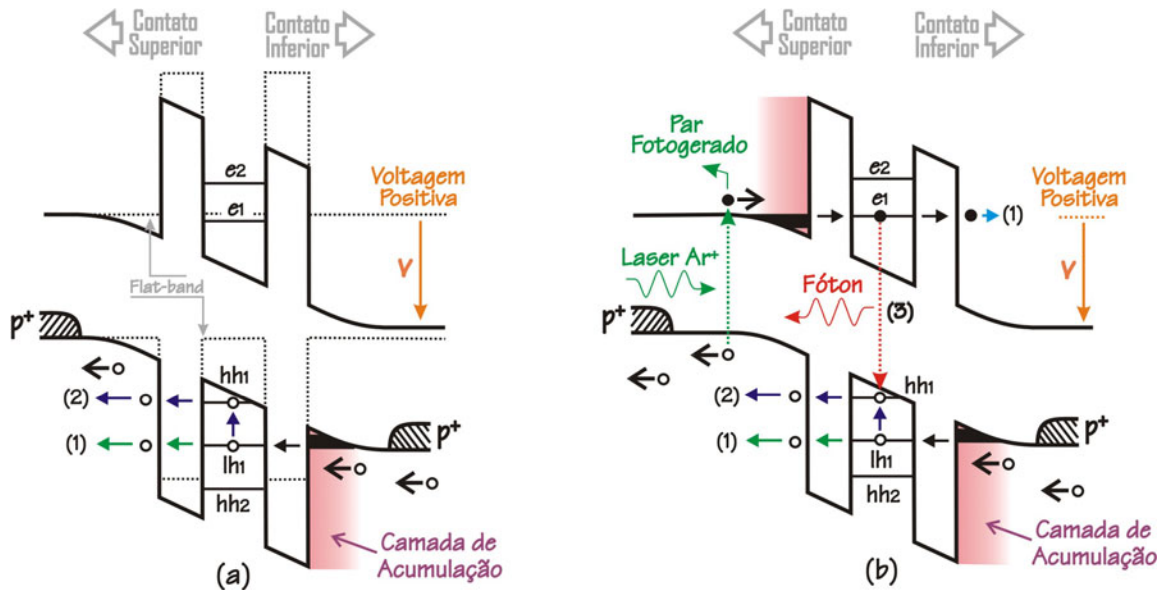


Fig. 2.2: Diagrama de bandas do DBD com dopagem tipo-p nos dois contatos ($p-i-p$) (a) sob tensão aplicada a seus contatos e (b) com iluminação gerando fotoelétrons responsáveis pela fotoluminescência (aqui não ilustramos a fotoluminescência dos contatos).

Tomemos inicialmente o caso em que há tensão aplicada ao DBD sem iluminação. Estabelece-se assim um fluxo de portadores majoritários através da estrutura, ou seja, uma corrente. A figura 2.2-a ilustra a dinâmica para uma tensão positiva usando a convenção definida acima. No caso de dopagem tipo-p, os buracos presentes no contato

inferior, ligado ao maior potencial elétrico, são impelidos pelo campo elétrico contra as barreiras. Na região não-dopada adjacente à barreira, forma-se um poço triangular onde os buracos tendem a se acumular formando um gás bi-dimensional de portadores (camada de acumulação). A partir da camada de acumulação os buracos tunelam para dentro do poço quântico. Como discutimos na seção 1.2 do capítulo anterior, o tunelamento para o interior do poço pode englobar dois tipos de tunelamento limites: balístico (3D-2D) ou através da camada de acumulação (2D-2D). Uma vez dentro do poço, os buracos podem seguir dois caminhos: (1) tunelar através da segunda barreira para fora do poço ou (2) relaxar para níveis de energia inferiores (hh_1) antes de eventualmente tunelarem para fora do poço. Neste caso não há luminescência devido à ausência de elétrons livres na estrutura.

Quando iluminamos o contato superior, figura 2.2-b, criamos pares de elétrons e buracos. Os elétrons fotogerados são portadores minoritários na estrutura. É importante ressaltar que dependendo da relação entre o comprimento de penetração desta luz, a espessura do contato superior e a energia dos fótons de excitação, poderíamos ter portadores fotogerados dentro do poço e, até mesmo, no contato oposto à iluminação. Em nossas estruturas esta geração é, no entanto, desprezível. Em nossos experimentos utilizamos como fonte de excitação um Laser de Ar^+ ($488 \text{ nm} \sim 2,5 \text{ eV}$) e realizamos medidas em duas estruturas: amostra $p-i-p$, cuja distância do contato superior até a primeira barreira e a espessura do poço quântico são, respectivamente, 8000 \AA e 42 \AA ; amostra $p-i-n$, cujas dimensões são, respectivamente, 2500 \AA e 90 \AA . O coeficiente de absorção óptico do GaAs, para a energia de excitação de $2,5 \text{ eV}$, é de $8 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ [Lan82]. Nessas condições a intensidade de luz no poço quântico é de $\sim 10\%$ da intensidade incidente na superfície da amostra $p-i-n$ e de apenas $\sim 0,2\%$ no caso da amostra $p-i-p$. A probabilidade de excitação óptica no poço quântico é, portanto, em ambos os casos, relativamente pequena considerando também que a espessura do poço é muito menor que a dos contatos. Experimentalmente não observamos nenhuma luminescência na condição de *flat-band* e com voltagens negativas. Desse modo, consideraremos apenas a geração óptica de portadores no contato iluminado. Com uma voltagem positiva os elétrons fotogerados no contato iluminado são, então, impelidos contra as barreiras, tendendo a formar também uma camada de acumulação de onde os elétrons podem

tunelar para dentro poço de maneira similar aos buracos. Os buracos fotogerados seguem um caminho oposto. Dentro do poço, os elétrons podem (1) tunelar através da segunda barreira para fora do poço contribuindo assim com a corrente através do DBD, ou (3) recombinarem com os buracos emitindo fótons (fotoluminescência). A princípio, a recombinação dos elétrons fotogerados e os buracos dentro do poço, pode se dar a partir de qualquer um dos estados ressonantes. Porém, observa-se somente a recombinação dos estados fundamentais de elétrons e buracos (e_1 e hh_1) mesmo quando o tunelamento ocorre através de estados excitados, indicando que o tempo de relaxação para o estado fundamental é muito menor que o tempo de recombinação.

A luminescência do poço carrega informações importantes a respeito do transporte através da estrutura. A fotoluminescência é limitada pela geração dos fotoelétrons (portadores minoritários), portanto a intensidade integrada da fotoluminescência é modulada fortemente pela densidade destes portadores minoritários dentro poço. A energia de emissão da luminescência fornece informação da energia dos estados fundamentais do poço e a presença de bandas adicionais nos informa a respeito da formação de trions e, portanto, das densidades relativas de elétrons e buracos no poço quântico. Finalmente, nas medidas com campos magnéticos, nas quais a degenerescência de *spin* dos estados ressonantes no interior do poço é quebrada, a medida da polarização da luminescência dá informação sobre o spin dos portadores que tunelam a primeira barreira e sobre o fator-g de Landé dos estados do poço quântico.

No caso do DBD *p-i-n* os processos são idênticos, porém, com a ressalva de que não há a necessidade de iluminação, uma vez que já dispomos de elétrons e buracos na estrutura. A figura 2.3-a nos mostra o diagrama de bandas para esta amostra sem voltagem aplicada. As bandas são intrinsecamente desniveladas devido ao campo elétrico gerado pela diferença de dopagens dos contatos. Com a aplicação de voltagem positiva no contato inferior próximo ao substrato, elétrons e buracos são impelidos contra as barreiras formando camadas de acumulação em lados opostos do poço quântico, figura 2.3-b, e podem tunelar ressonantemente através da primeira barreira para dentro do poço.

Dentro do poço, destacamos, mais uma vez, os possíveis processos: (1) O elétron e o buraco tunelam para fora do poço através da segunda barreira; os portadores injetados

no estados excitados relaxam para níveis de energia fundamentais onde podem (2) tunelar para fora do poço ou (3) recombinar radiativamente. Os portadores que tunelam através da segunda barreira podem ainda (4) recombinar nos contatos opostos com os portadores majoritários. Temos então, neste caso, três eletroluminescências distintas: a recombinação do poço (EL_{QW}); a recombinação no contato tipo- n entre buracos vindos do contato p que tunelaram através das barreiras e elétrons gerados pelas impurezas doadoras (EL_{n-GaAs}) e a recombinação no contato tipo- p entre elétrons vindos do contato tipo- n que tunelaram através das barreiras e buracos gerados pelas impurezas aceitadoras (EL_{p-GaAs}). É interessante que, neste caso, podemos analisar separadamente o transporte de elétrons e buracos através da análise da eletroluminescência dos contatos.

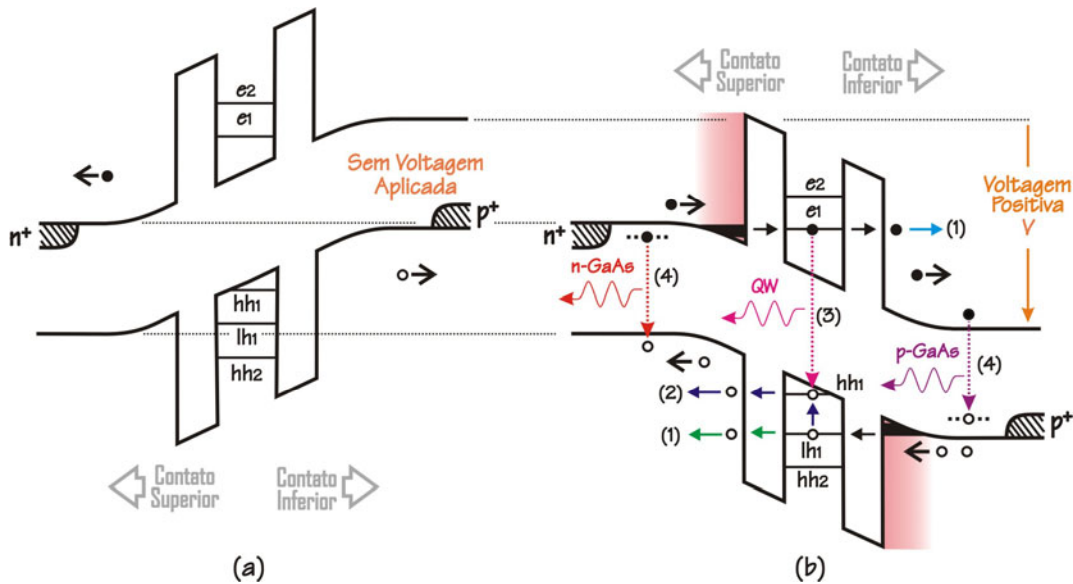


Fig. 2.3: (a) Diagrama de bandas do DBD com dopagem tipo- n em um contato e p no outro contato ($n-i-p$) sem tensão aplicada. (b) Com tensão aplicada a seus contatos os elétrons e buracos são impulsionados contra as barreiras. A recombinação pode ocorrer dentro do poço e nos contatos.

A seguir, apresentamos uma breve descrição do comportamento de éxcitons na presença de campos magnéticos.

2.3 – MEDIDAS ÓPTICAS – MAGNETO-LUMINESCÊNCIA:

Como demonstrado no capítulo anterior, a presença de um campo magnético externo gera dois efeitos básicos sobre um estado excitônico: o efeito diamagnético e o Zeeman. Para campos magnéticos baixos, tratamos o éxciton como um sistema tipo

átomo de hidrogênio isotrópico. Neste limite, considera-se o campo magnético como uma perturbação do estado ligado excitônico, onde a variação em energia com relação ao campo, para o éxciton, é dada por:

$$E_{\pm}(B) = E_0 \pm \mu_B g_{exc} B + \alpha_{dia} B^2 \quad (2.1)$$

Onde E_0 é a energia do éxciton em $B=0$, o termo linear em B está relacionado ao efeito Zeeman e o termo quadrático ao efeito diamagnético. Aqui g_{exc} é o fator-g de Landé do éxciton e é definido como $g_{exc} = g_e + g_h$. Temos dessa forma dois fatores-g efetivos, um devido ao éxciton de buraco leve e outro devido ao éxciton de buraco pesado. Aqui não consideramos o acoplamento *spin*-órbita. α_{Dia} é denominado de *Coefficiente Diamagnético*.

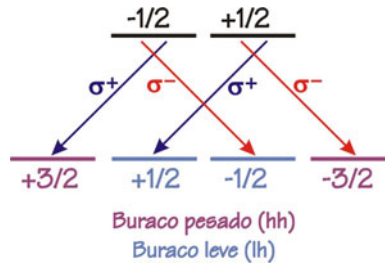


Fig. 2.4: Regras de seleção para transições entre bandas para luz polarizada σ^+ e σ^- .

Por conservação de momento angular, a absorção ou emissão óptica dos éxcitons ocorre tal que $m_e + m_h = m_{exc} = m_{fóton}$, onde m_{exc} , m_e , m_h e $m_{fóton}$ são os números quânticos associados às componentes do momento angular na direção do campo magnético do éxciton, do elétron, do buraco e do fóton, respectivamente. É importante lembrar que, na banda de valência, $m_h = -m_e$. Em semicondutores de *gap* direto com simetria da blenda de zinco, em $k = 0$, temos éxcitons de buracos pesados ($m_{hh} = \pm 3/2$) e de buracos leves ($m_{lh} = \pm 1/2$) que seguem a regra de seleção ilustrada na figura 2.4. As transições permitidas opticamente são aquelas em que $m_{fóton} = \pm 1$. As transições ópticas dos éxcitons associados aos números quânticos $m_{exc} = 0$ e ± 2 são proibidas, por isso, estes são conhecidos como *éxcitons escuros*. Trataremos aqui apenas dos éxcitons opticamente ativos. Os fótons emitidos nas transições permitidas são polarizados circularmente: para $m_{fóton} = +1$ a polarização é circular à direita (σ^+) e para $m_{fóton} = -1$ a polarização é circular à esquerda (σ^-).

A figura 2.5 ilustra o DBD $p-i-p$ na presença de campo magnético com voltagem aplicada em seus terminais e iluminado. Mais uma vez, os portadores majoritários – buracos – na banda de valência e os minoritários (fotogerados) – elétrons – na banda de condução tunelam para dentro do poço. Uma vez dentro do poço, elétrons e buracos podem se recombinar emitindo fótons (luminescência). Estes fótons, de acordo com as regras de seleção apresentadas acima, carregam a informação da polarização de $spin$ dos pares elétrons-buracos em sua própria polarização.

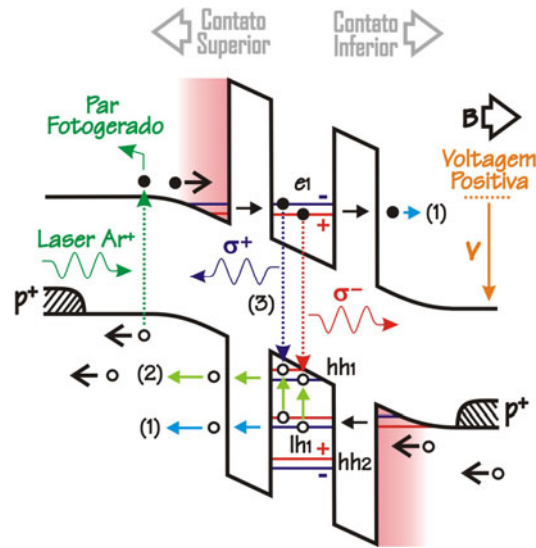


Fig. 2.5: Diagramas de bandas do DBD iluminado, com voltagem aplicada aos terminais e na presença de campo magnético B . Os níveis de energia não são mais degenerados em $spin$ (efeito Zeeman). De acordo com a voltagem aplicada selecionamos estados de $spin$ diferentes. A verificação da eficiência da filtragem se dá através da análise da polarização (σ^+ ou σ^-) da fotoluminescência..

Como apresentado no capítulo anterior, consideramos uma alta probabilidade de conservação do $spin$ durante o processo de tunelamento ressonante. Fora da ressonância, a probabilidade de transmissão através das barreiras cai muito, porém em casos reais onde há espalhamento, este valor não chega a zero, nesta condição esperamos que a conservação de $spin$ seja bem menos provável durante o processo de tunelamento. Portanto, podemos admitir que, fora da ressonância, no interior do poço quântico os portadores estejam, basicamente, distribuídos homogeneamente nos diferentes estados de $spin$. A polarização óptica depende, portanto, fortemente do balanço das densidades de portadores injetados no poço quântico com uma dada polarização de $spin$, de forma

que associamos as variações da polarização óptica às variações das densidades de população destes níveis à medida que variamos a voltagem.

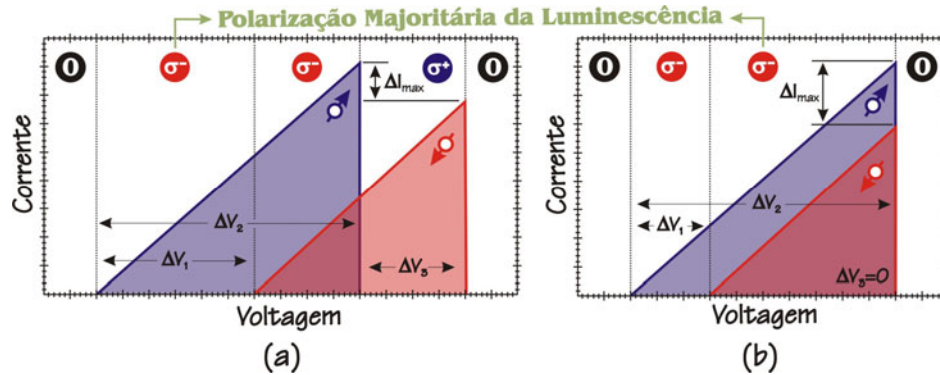


Fig. 2.6: Curva de corrente por voltagem ideal com as polarizações majoritárias, em correspondência à figura 2.4 – ressonância na **banda de CONDUÇÃO**.

Na figura 2.6 voltamos a apresentar as curvas modelos $I(V)$ apresentada no capítulo anterior. Para o caso de diferentes fatores- g para o poço quântico e o contato emissor, a corrente apresenta dois picos relacionados cada um a uma polarização de *spin* separados por uma diferença de voltagem ΔV_3 ($\Delta V_3 \propto g_{(QW)} - g_{(CE)}$). Concluimos que nestas condições a passagem através de uma dada ressonância de elétrons deveria levar a uma inversão da polarização da corrente majoritária, de *spin-up* para *spin-down*. Por outro lado, caso os fatores- g fossem iguais ($g_{(QW)} = g_{(CE)}$), não observaríamos inversão de polarização e a polarização de *spin* seria sempre majoritariamente *spin-up* através de ressonância, figura 2.6-b. Se ao longo destas ressonâncias da banda de condução, houver uma distribuição homogênea de buracos pesados (hh_1) *spin-down* e *spin-up* na banda de valência, a polarização da emissão seria governada pela densidade de portadores na banda de condução. Assim, uma corrente de elétrons majoritariamente *spin-up* nos conduziria a uma luminescência com polarização circular à esquerda (σ^-) (figura 2.4), enquanto uma corrente majoritariamente *spin-down* nos conduziria a uma luminescência com polarização circular à direita (σ^+). A figura 2.6 também indica a polarização da luminescências.

Assim, analisando a dependência da polarização da fotoluminescência com a voltagem aplicada ao DBD, obtemos informação a respeito da polarização de *spin* dos portadores nos processos envolvidos no transporte através do dispositivo.

2.4 – PARÂMETROS EXPERIMENTAIS:

A análise dos fenômenos das medidas magneto-ópticas em DBD se caracteriza pela complexa interdependência de vários parâmetros, sendo os principais: 1) a voltagem aplicada a amostra; 2) a corrente resultante; 3) a intensidade de excitação nas medidas de fotoluminescência; 4) a energia e a intensidade da luminescência; 5) o campo magnético; 6) a polarização da luminescência (σ^+ e σ^-) e 7) a temperatura. A seguir estabelecemos, resumidamente, as relações entre estes parâmetros e suas importâncias para nossas amostras.

Mediante a aplicação da voltagem temos corrente através do dispositivo de acordo com o apresentado no capítulo anterior. A curva $I(V)$ nos permite indexar as ressonâncias e contabilizar suas contribuições ao transporte efetivo. Com a iluminação da amostra $p-i-p$ geramos os portadores minoritários – elétrons – que passam a contribuir com a corrente. A variação da corrente em função da intensidade de iluminação nos dá informação a respeito das ressonâncias de elétrons existentes nos mesmos intervalos de voltagem em que observamos as ressonâncias de buracos. Uma vez que o espectro óptico de emissão é governado pela recombinação excitônica do par elétron-buraco, a intensidade de emissão será diretamente proporcional ao produto das densidades de elétrons (n) e buracos (p) no interior do poço. Portanto, a intensidade de emissão será fortemente modulada pela densidade de portadores minoritários, em nosso caso elétrons. Em adição às curvas $I(V)$ em função da iluminação, a curva de intensidade integrada da luminescência também permite identificar as posições das ressonâncias de elétrons. Já a análise da energia de emissão, para diferentes polarizações (σ^+ e σ^-), em função da voltagem nos permite identificar fenômenos como o *Efeito Stark*, *Efeito Rashba* e a formação de complexos excitônicos. Com a presença de campo magnético, através do *Efeito Zeeman*, poderíamos observar, também, efeitos como a quebra de degenerescência de spin através do desdobramento das ressonâncias nas curvas $I(V)$ e através da polarização da luminescência. As medidas em função da temperatura nos permitem estimar as ordens de grandeza das energias envolvidas em estados ligados.

Portanto, nossa montagem experimental deverá permitir um total controle e acesso a esses parâmetros. A seguir, descrevemos com detalhes nossa montagem experimental.

2.5 – MONTAGEM EXPERIMENTAL:

A figura 2.6 esquematiza a montagem experimental utilizada neste trabalho. O DBD é colocado no interior de um magneto-criostato da Oxford que atinge campos até 15T e temperaturas de 2K. O magneto-criostato possui janelas ópticas que permitem a excitação óptica e a coleta da luminescência. Utilizamos como fonte de excitação óptica um laser de Ar^+ na linha 488 nm contínua com polarização linear natural. O feixe é focado no DBD que, absorvendo a radiação incidente, emite a fotoluminescência. A mesma lente é utilizada para colimar a fotoluminescência. O magneto ainda permite estabelecermos contatos elétricos na amostra de forma a aplicarmos as voltagens desejadas à estrutura.

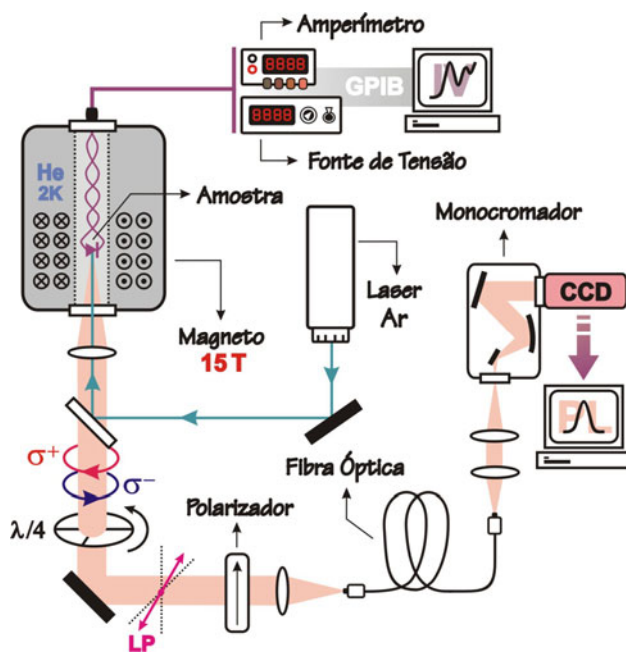


Fig. 2.7: Esquema básico da montagem experimental

Na detecção, separamos a emissão de cada polarização utilizando um retardador de $\lambda/4$ e um polarizador linear. Luz circularmente polarizada incidente sobre um retardador emerge linearmente polarizada a 45° com relação aos eixos principais do retardador. A luz linearmente polarizada emergente devido às luzes incidentes com polarizações σ^+ e σ^- é ortogonal. Portanto, colocando-se um polarizador linear após o retardador ajustado a 45° com relação a um dos eixos principais, selecionamos uma das

polarizações circulares. Rodando 90° o retardador, selecionamos a outra polarização circular. Experimentalmente, definimos as polarizações σ^+ e σ^- através do efeito Zeeman sobre a emissão do InP *bulk*, onde o fator- g é bem conhecido. Uma vez separadas as emissões σ^+ e σ^- , estas são focadas em uma fibra e encaminhadas a um monocromador de $0,7\text{ m}$ acoplado a uma câmera CCD (*Charge Coupled Device*) para detecção.

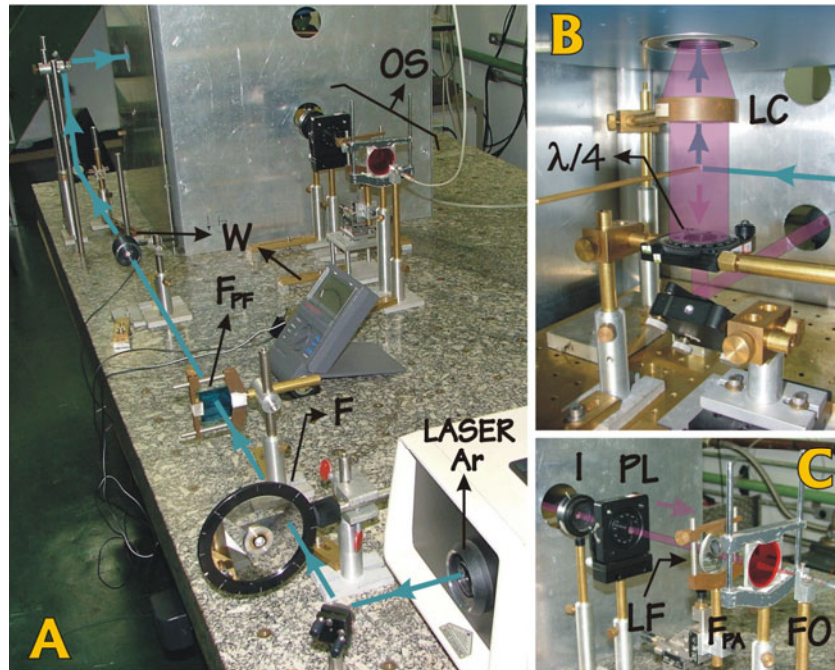


Fig. 2.8: Foto da montagem óptica de excitação e seleção de polarização.
 F - Filtro de densidade óptica neutra variável; F_{PF} - Filtro Passa-Faixa na região do azul;
 W - Wattímetro; OS - Óptica de Seleção de Polarização; LC - Lente Colimadora;
 $\lambda/4$ - Retardador de quarto de onda; I - Íris; PL - Polarizador Linear; LF - Lente Focal;
 F_{PA} - Filtro Passa-Alta e FO - Fibra-Óptica.

A figura 2.7 mostra três fotos da montagem óptica. Em 2.7-a, um Laser de Ar^+ fornece a luz de excitação, o controle de potência é realizado com um filtro de densidade óptica neutra variável (F) e com a ajuda de um wattímetro (W). Utilizamos ainda um filtro de passa-faixa (F_{PF}) na região do azul para filtragem das componentes de alto comprimento de onda do laser. Através de um conjunto de espelhos, o laser é levado à figura 2.7-b. Aqui, com um pequeno prisma o laser é refletido em direção a janela óptica do magneto que dá acesso ao DBD, uma lente (LC) é usada para focar sobre o DBD. A luminescência do dispositivo é coletada através da mesma lente e o retardador ($\lambda/4$) transforma a polarização de circular para linear. Um espelho remete a luminescência à figura 2.7-c.

Aqui a luminescência passa pelo polarizador linear (PL) e é focada (LF) sobre a fibra-óptica (FO), que a leva até o monocromador acoplado à câmera CCD. Colocamos, ainda, antes da fibra-óptica, um filtro passa-alta (F_{PA}) para eliminamos o laser refletido no caminho óptico da luminescência.

CAPÍTULO 3 – AMOSTRA P-I-P:

Demonstramos anteriormente que diodos de dupla barreira (DBD) poderiam, mediante o controle da voltagem aplicada, selecionar a natureza de *spin* majoritária da corrente através de sua estrutura, ou seja, poderiam ser utilizados como filtros de *spin*. Este efeito poderia ser obtido em estruturas DBD, inclusive utilizando semicondutores tradicionais não-magnéticos com fatores-*g* relativamente pequenos, desde que as estruturas e materiais resultassem em fatores-*g* diferentes para o poço quântico e o contato emissor. A análise apresentada na seção 1.4 a respeito do fator-*g* de elétrons e buracos indica que esta condição pode ser obtida devido aos efeitos de variação do fator-*g* com o confinamento e a densidade do gás, especialmente para buracos.

Neste capítulo apresentamos os resultados experimentais obtidos para um DBD *p-i-p*. A estrutura analisada já foi investigada em trabalhos anteriores [Hay91, Hay92], nos quais foi demonstrado, através de magneto-tunelamento, uma forte mistura das sub-bandas de valência. Este resultado é interessante para nosso trabalho, pois sugere que o fator-*g* dos buracos pode assumir valores bastante diferentes para o poço quântico e o contato emissor.

Em nosso trabalho observamos que a polarização da fotoluminescência do poço é fortemente dependente da voltagem aplicada ao DBD, e que apresenta dois regimes distintos. Um regime de baixas voltagens ($V \leq 1V$), no qual a polarização da fotoluminescência apresenta inversões de sinal perto dos picos de ressonância de buracos e elétrons. E um regime de altas voltagens ($V \geq 1V$), no qual a polarização tende a saturar em um valor positivo constante. Para análise e interpretação dos resultados obtidos foi desenvolvido um modelo teórico simples que considera a conservação de *spin* durante o tunelamento e a relaxação em energia dos portadores nas sub-bandas do poço quântico.

3.1 – O DBD P-I-P:

O dispositivo aqui estudado foi crescido na Universidade de Nottingham na Inglaterra pelo grupo do Prof. M. Henini. Os processos de litografia e metalização foram

realizados no grupo do Prof. G. Hills na Universidade de Sheffield, também na Inglaterra. O DBD foi crescido por MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) sobre um substrato de GaAs (001) dopado tipo-*n*, com barreiras de AlAs e poço quântico de GaAs. A estrutura é apresentada na tabela 3.1. O diodo foi processado em mesas de 400 μm de diâmetro com contato superior anular de AuGe que permite medidas ópticas simultaneamente com medidas elétricas (figura 3.1-a).

Tabela 3.1: Estrutura do diodo de dupla barreira *p-i-p* crescido por MBE.

Espessura	Material	Dopagem	
0,6 μm	GaAs	$p = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	contato superior
100 nm	GaAs	$p = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
100 nm	GaAs	$p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
5,1 nm	GaAs	não dopado	
5,1 nm	AlAs	não dopado	barreira
4,2 nm	GaAs	não dopado	poço
5,1 nm	AlAs	não dopado	barreira
5,1 nm	GaAs	não dopado	
100 nm	GaAs	$p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
100 nm	GaAs	$p = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
3,0 μm	GaAs	$p = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	contato inferior
n^+ GaAs (001) substrato			

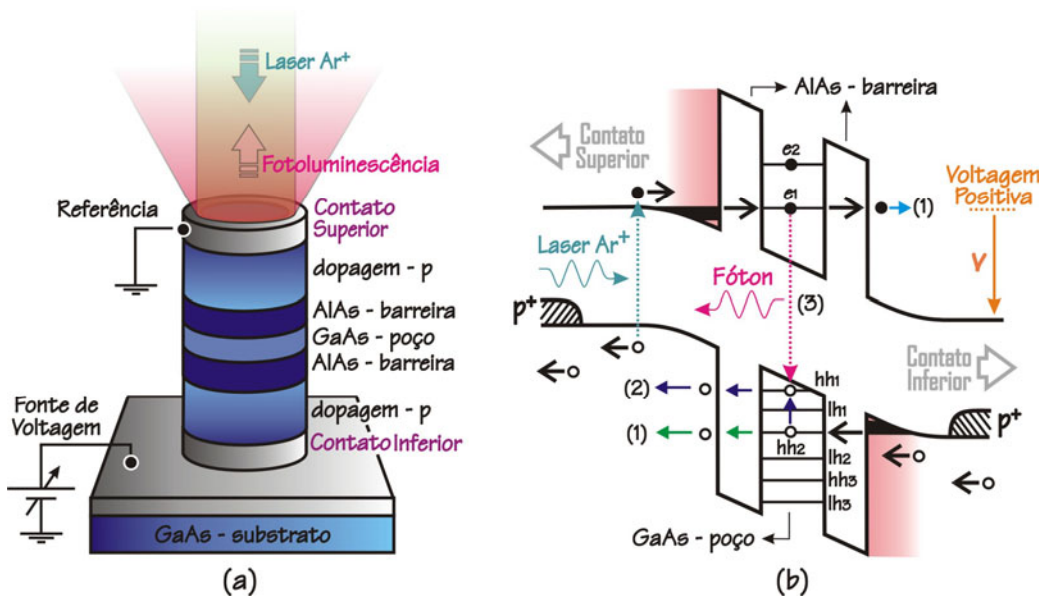


Fig. 3.1: (a) Heteroestrutura de AlAs/GaAs crescida por MBE. (b) Perfil de potencial do fundo da banda de condução e topo da banda de valência com contatos com dopagem tipo-*p*. Os processos (1), (2) e (3) são idênticos aos descritos no capítulo anterior.

A figura 3.1-a representa o dispositivo processado e a figura 3.1-b mostra um diagrama das bandas de condução e valência com uma voltagem V aplicada aos contatos, indicando os estados ressonantes de elétrons (e_1 e e_2) e buracos (hh_1 , lh_1 , hh_2 , lh_2 , hh_3 e lh_3) observados em nossas medidas. Como colocado no capítulo anterior, usaremos como referência para a voltagem aplicada o contato superior (contato iluminado) e adotaremos como convenção representar sempre o contato superior à esquerda e o inferior à direita do diagrama.

3.2 – RESULTADOS EXPERIMENTAIS:

O DBD foi montado em um magneto-criostato. Contatos elétricos permitem a aplicação de voltagem ao dispositivo em temperaturas criogênicas simultaneamente a aplicação de campos magnéticos na direção paralela à de crescimento do dispositivo. Um laser de Ar^+ foi utilizado como fonte de excitação para geração de portadores próximos à superfície do DBD (contato superior). Utilizamos a linha 488 nm do laser de Ar^+ linearmente polarizada, garantindo que os portadores foto gerados não possuam uma polarização de *spin* bem definida. A fotoluminescência foi coletada através de uma óptica de seleção de polarização (σ^+ e σ^-) e um monocromador de $0,7 \text{ m}$ acoplado a uma CCD de Si.

3.2.1 – CURVAS DE CORRENTE POR VOLTAGEM I(V):

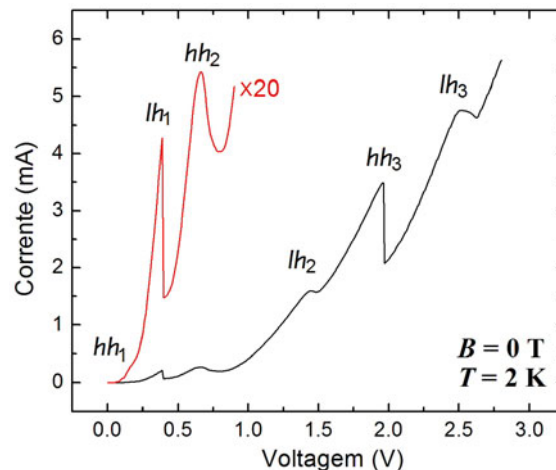


Fig. 3.2: Curva de corrente por voltagem sem iluminação - I(V) - a 2 K e 0 T.

Na figura 3.1-b temos o diagrama das bandas de condução e valência com voltagem aplicada aos contatos. Sem iluminação temos apenas o transporte através da banda de valência devido a buracos provenientes dos contatos dopados. A figura 3.2 mostra a curva de corrente versus voltagem para nossa amostra à temperatura de 2 K sem iluminação. A indexação dos picos de ressonância foi estabelecida através de medidas de magnetotunelamento [Hay91].

3.2.2 – A FOTOCORRENTE:

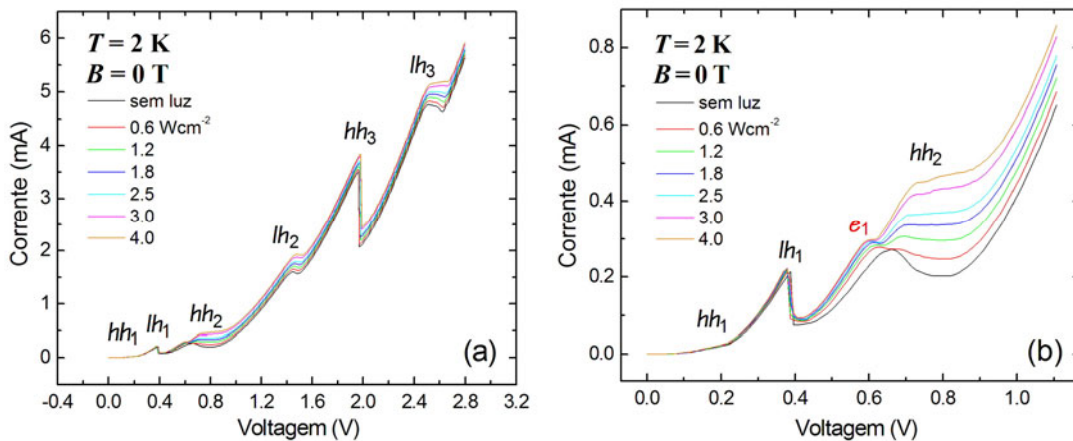


Fig. 3.3: (a) Curva de corrente por voltagem para diferentes potências de excitação óptica a 2K e 0T. (b) Detalhe da curva $I(V)$ para baixas voltagens mostrando a primeira ressonância de elétron.

Iluminando o contato superior geramos pares de elétrons e buracos. Nestas condições, portadores majoritários (buracos) na banda de valência e portadores minoritários (elétrons) na banda de condução são impulsionados contras as barreiras de onde tunelam ressonantemente para dentro do poço. À medida que aumentamos a voltagem, o alinhamento entre os níveis de energia confinados no poço e os níveis de energia dos estados do contato emissor produz picos de corrente. A corrente através do DBD é composta de duas contribuições, uma devido aos elétrons fotogerados e outra devido aos buracos provenientes dos contatos dopados.

Na figura 3.3-a apresentamos curvas $I(V)$ para diferentes potências de excitação. Observamos um acréscimo na corrente total devido aos elétrons fotocriados e um deslocamento relativo dos picos de ressonância devido à alteração do campo elétrico efetivo na estrutura em função do acúmulo de carga na camada de acumulação da

banda de condução. Outra constatação imediata que observamos diretamente das curvas $I(V)$ é o aparecimento em $\sim 0,57V$ de um pico adicional (pico e_1 , figura 3.3-b) atribuído ao tunelamento de elétrons na banda de condução. Nossa atribuição é apoiada por análise mais detalhada do acréscimo de corrente gerado pelo laser que denominamos aqui de *fotocorrente*. O valor desse acréscimo é facilmente obtido pela simples subtração das curvas $I(V)$ com iluminação e sem iluminação. Em nosso caso a fotocorrente é devida basicamente aos elétrons fotogerados e seu perfil, em função da voltagem aplicada, carrega informação a respeito do comportamento do dispositivo na presença destes elétrons. Portanto, é de se esperar que a fotocorrente apresente picos de ressonância eletrônicos. A figura 3.4 mostra a fotocorrente para as mesmas potências de excitação da figura 3.3-a. Os picos P_1 , P_2 , P_3 e P_4 se devem na verdade ao deslocamento dos picos de ressonância (lh_2 , lh_2 , lh_3 e lh_4 respectivamente) em função do acúmulo de carga na banda de condução. Em $\sim 0,57V$ temos o pico e_1 , associado ao primeiro tunelamento de elétrons. A indexação desta ressonância também é corroborada pelos resultados obtidos para a intensidade integrada da fotoluminescência do poço quântico como veremos adiante.

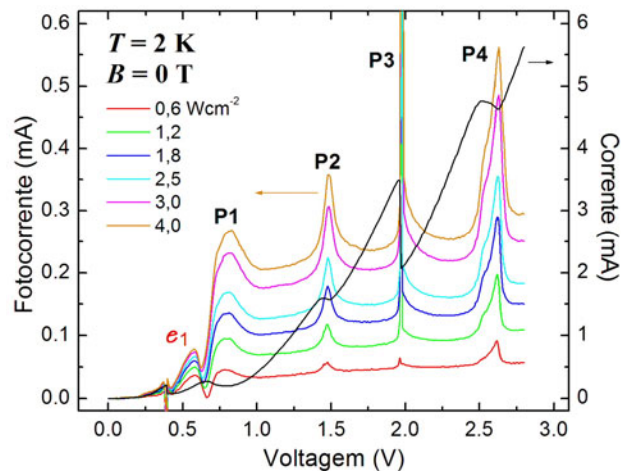


Fig. 3.4: Fotocorrente para diversas potências de excitação óptica a 2 K e 0 T.

Um efeito adicional interessante na figura 3.4 são os platôs, observados a partir do pico P_1 . Desconsiderando os picos (P_1 , P_2 , P_3 e P_4), a fotocorrente tende a saturar formando um platô, cuja altura aumenta com a potência de iluminação. Este efeito pode ser explicado pela exaustão do número de elétrons do contato emissor na banda de

condução. O número de elétrons no contato emissor é uma função direta da potência de excitação e, portanto, limitado a um valor relativamente baixo. Para uma dada potência de iluminação, aumentando-se a voltagem aplicada drenamos cada vez mais portadores do contato emissor, aumentando assim a corrente na banda de condução até que a partir de certa voltagem não conseguimos mais aumentar a corrente simplesmente pelo fato de não dispormos mais de portadores minoritários. Este comportamento é similar ao funcionamento de um fotodetector tipo fotodiodo. Teoricamente é prevista uma segunda ressonância de elétrons (e_2) em $\sim 2,6 V$, porém, devido a este efeito não observamos esta ressonância.

3.2.3 – CURVAS I(V) COM CAMPO MAGNÉTICO (B):

Com a aplicação de campo magnético paralelo à direção de crescimento da amostra, ou seja, paralelo à corrente, quebramos a degenerescência de *spin* para os níveis de energia tanto do poço quântico quanto do contato emissor. Como colocado no capítulo 1, as diferenças de confinamento e densidade de portadores no poço e no contato emissor podem implicar em diferentes fatores-g para os níveis energéticos dentro e fora do poço quântico, o que, por sua vez, leva necessariamente a diferentes separações em energia devido ao efeito Zeeman (ΔE_z). Sendo assim, caso não ocorra inversão de *spin* durante o processo de tunelamento esperamos observar o desdobramento das ressonâncias em dois picos distintos associados cada um a uma polarização de *spin*.

A figura 3.5 mostra curvas I(V) para diferentes campos magnéticos sem excitação óptica no regime de baixas voltagens. As curvas estão deslocadas em $30 \mu A$ para melhor visualização. O resultado mais significativo são as mudanças na ressonância hh_2 . Observamos um claro desdobramento desta ressonância em dois picos. Associamos essas mudanças ao tunelamento através de distintos estados de *spin* devido ao desdobramento Zeeman. Para as demais ressonâncias, não observamos comportamento semelhante, o que indica que os fatores-g do contato emissor e os fatores-g destes estados ressonantes não são significativamente diferentes, considerando a resolução de nossas medidas.

De acordo com as análises apresentadas na seção 1.4, a separação em voltagem dos picos em que se desdobra a ressonância hh_2 é proporcional à diferença do fator-g de

Landé do poço quântico e do contato emissor ($\Delta V_3 \propto g_{(QW)} - g_{(CE)}$). Baseados em cálculos usando a aproximação de massa efetiva, Turner *et al* [Tur94] determinaram as energias de confinamento dos estados ressonantes e sua relação com a voltagem aplicada ao DBD em um diodo com as mesmas características da amostra estudada aqui. A partir deste trabalho, estimamos a separação em energia dos dois picos da ressonância hh_2 em $\sim 8,7 meV$ o que nos leva a uma diferença de fatores- g para o estado hh_2 e o estado fundamental do contato emissor de 9,6.

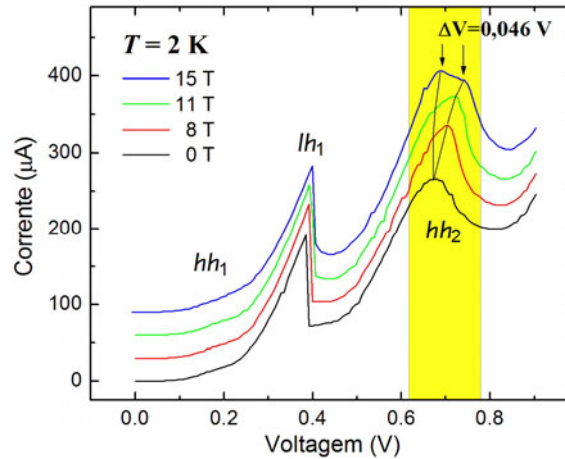


Fig. 3.5: Curvas de $I(V)$ para diferentes campos magnéticos tomadas a 2 K sem excitação óptica com detalhe do desdobramento da ressonância hh_2 mediante aumento do campo magnético.

3.2.4 – FOTOLUMINESCÊNCIA:

As medidas de fotoluminescência fornecem maiores detalhes sobre a estrutura eletrônica e, portanto, complementam as informações obtidas através das curvas de corrente por voltagem. Realizamos medidas de fotoluminescência em função da voltagem aplicada para polarizações circulares à direita (σ^+) e à esquerda (σ^-) para analisarmos a polarização de elétrons e buracos durante o tunelamento e o acúmulo de carga no interior do poço quântico.

Enfatizamos que para voltagem zero e para voltagens negativas não detectamos nenhum sinal de fotoluminescência. Isto demonstra que a densidade de portadores fotogerados por absorção direta no poço é desprezível dentro de nossas condições experimentais. Para voltagens maiores que zero, elétrons fotogerados no contato superior e buracos originários da dopagem p no contato inferior tunelam para dentro do poço em seus respectivos níveis energéticos. A partir daí, obtemos um sinal de

fotoluminescência (figura 3.1-b). A fotoluminescência observada corresponde sempre à transição entre os estados e_1^\pm e hh_1^\pm , mesmo quando injetamos portadores através dos estados excitados, como, por exemplo, através dos níveis lh_1 ou hh_2 .

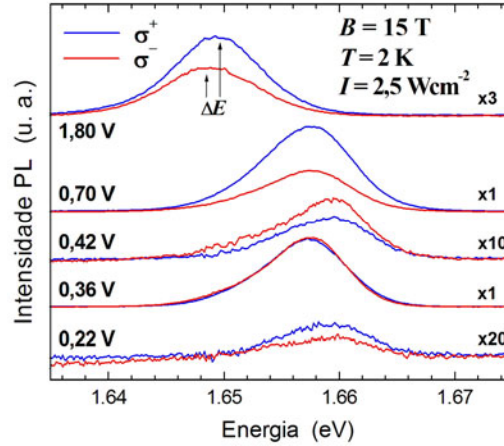


Fig. 3.6: Fotoluminescências para as polarizações σ^+ e σ^- para diferentes voltagens.

A figura 3.6 mostra alguns espectros de fotoluminescências (σ^+ e σ^-) para diferentes voltagens. Observamos variações da intensidade e da energia do pico da fotoluminescência em função da voltagem aplicada. A intensidade da fotoluminescência depende diretamente das densidades de portadores no interior do poço, que variam de acordo com a voltagem aplicada ao dispositivo. No regime de baixas voltagens (abaixo de 1 V) a separação em energia entre aos picos das bandas de emissão correspondentes às polarizações σ^+ e σ^- é basicamente nula. Porém, no regime de altas voltagens (acima de 1 V), como indicado nos espectros obtidos para 1,80 V, podemos observar uma pequena separação de energia (ΔE) entre as bandas σ^+ e σ^- . Analisamos esse resultado considerando o Efeito *Rashba* devido à ação do campo elétrico aplicado sobre a interação *spin-órbita*, o Efeito *Stark* e o acoplamento das sub-bandas de buracos devido a Efeito *Zeeman* [Car06b], trataremos deste tema no próximo capítulo. Outra observação importante é a variação relativa das intensidades das polarizações circulares σ^+ e σ^- em função da voltagem. Para analisarmos este comportamento utilizamos o parâmetro definido como *grau de polarização* (P). O grau de polarização é calculado a partir das intensidades integradas para as polarizações circulares (I^{σ^+} e I^{σ^-}) como:

$$P(V) = (I^{\sigma^+} - I^{\sigma^-}) / (I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-}) \quad (3.1)$$

Na figura 3.7 temos a intensidade integrada da fotoluminescência para as polarizações circulares em função da voltagem. A correlação entre a intensidade integrada e a densidade de portadores no interior do poço fica bem evidenciada nesta figura.

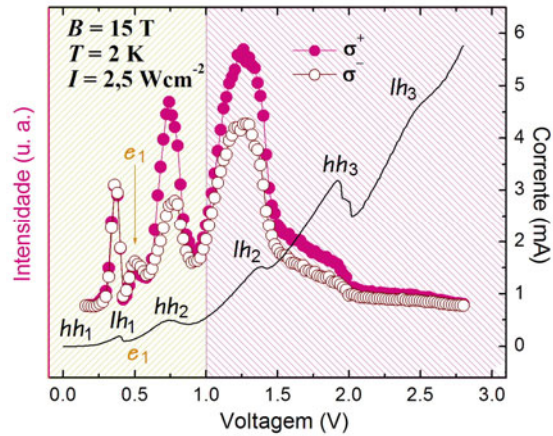


Fig. 3.7: Intensidade integrada da fotoluminescência para as polarizações σ^+ e σ^- em função da voltagem.

Observamos três picos mais fortes correspondentes às ressonâncias dos níveis lh_1 , lh_2 e lh_3 . Observamos também um pico mais fraco ao redor de $\sim 0,5V$ atribuído à ressonância de elétrons fotogerados com o nível e_1 , corroborando nossa análise da fotocorrente. É importante lembrar que os resultados apresentados na figura 3.3 foram obtidos sem campo magnético, enquanto que a fotoluminescência (figura 3.7) foi obtida com $B=15 \text{ T}$. Este pico é mais facilmente observado na curva da intensidade integrada da fotoluminescência do que nas curvas $I(V)$, pois a corrente total através do DBD é proporcional a soma das densidades de elétrons e buracos ($n + p$) e, em nossas condições experimentais, temos $n \ll p$. Já a intensidade da fotoluminescência é proporcional ao produto entre as densidades ($n \times p$) e, portanto, é muito mais sensível a variações da densidade de portadores minoritários. A intensidade da fotoluminescência próxima à ressonância hh_1 é muito fraca, pois, para estas baixas voltagens, a probabilidade de injeção de elétrons em e_1 ainda é extremamente pequena, uma vez a ressonância através do primeiro nível de elétrons (e_1) só ocorre a partir de $\sim 0,5V$.

Outra característica importante a ser observada na figura 3.7 é o rápido decaimento da intensidade da fotoluminescência para valores de voltagem acima de $1,5 \text{ V}$. À medida que aumentamos a voltagem aplicada ao DBD o tunelamento não-ressonante através da

segunda barreira que compõe o poço quântico aumenta exponencialmente, já que as alturas relativas das barreiras para os estados excitados do poço nos quais os portadores são injetados diminuem. Portanto o tunelamento para fora do poço no regime de altas voltagens se torna mais efetivo do que a recombinação radiativa fazendo com que a intensidade da fotoluminescência tenda a diminuir para voltagens muito altas.

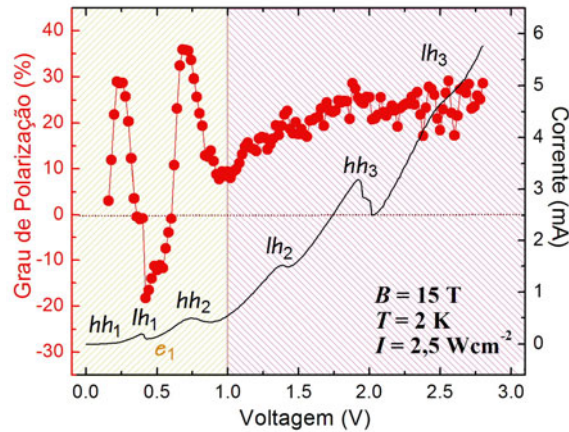


Fig. 3.8: Grau de Polarização em função da voltagem.

A dependência do grau de polarização com a voltagem é apresentada na figura 3.8. Destacamos aqui os dois regimes mencionados anteriormente. Para baixos valores de voltagem (abaixo de 1 V) $P(V)$ apresenta um comportamento oscilatório com um valor máximo de 36% com reversão do sinal da polarização próximo às ressonâncias. Para altos valores de voltagem (acima de 1 V) a polarização não oscila, tendendo a um valor de saturação de $\sim 25\%$.

Inicialmente vamos focar nossa atenção no regime de baixas voltagens (menores de 1 V). A figura 3.9-a mostra em detalhes a intensidade integrada da fotoluminescência para as polarizações circulares para diferentes campos magnéticos (5 T, 10 T e 15 T). É interessante notar o crescente aumento da diferença entre I^{σ^+} e I^{σ^-} para voltagens críticas como 0,2; 0,5 e 0,75 V à medida que aumentamos o campo. Na ressonância hh_2 , observamos que I^{σ^+} atinge seu máximo em uma voltagem menor que a voltagem para a qual I^{σ^-} alcança seu máximo. Para as demais ressonâncias esta diferença não é observada. Este resultado é uma evidência, assim como na análise das curvas $I(V)$, de uma diferença não-desprezível apenas entre os fatores-g do buraco no estado ressonante hh_2 e no contato emissor, o contrário se conclui para as demais ressonâncias.

A figura 3.9-b mostra o grau de polarização para diferentes campos magnéticos em função da voltagem. O resultado mais interessante é a inversão do sinal da polarização à medida que variamos a voltagem através das ressonâncias. Para $B = 0 \text{ T}$ não há quebra de degenerescência dos estados fundamentais *spin-up* e *spin-down* e portanto nenhuma diferença de polarização é observada. Mas a polarização cresce gradativamente com o aumento de B , atingindo 36% para $B = 15 \text{ T}$ perto da ressonância hh_2 .

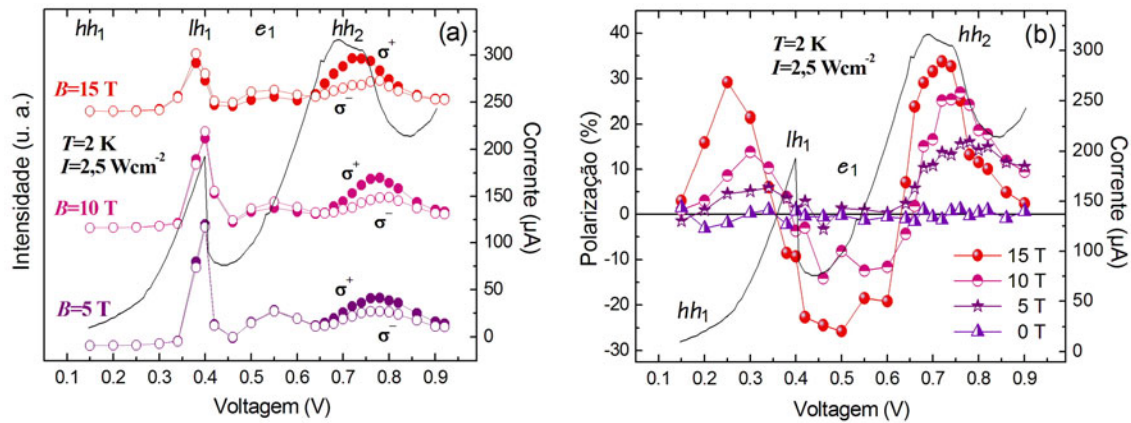


Fig. 3.9: (a) Intensidade integrada da fotoluminescência para as polarizações circulares e (b) Grau de polarização para diferentes campos magnéticos em função da voltagem.

3.3 – DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS:

Podemos analisar primeiramente, a partir da curva $I(V)$, os casos ideais (tunelamento 2D–2D) do efeito da quebra de degenerescência de *spin* nos processos de transporte através do DBD. Se houvesse perda total de informação de *spin* durante o tunelamento e se os buracos do contato emissor tivessem o mesmo fator- g do nível ressonante no poço quântico deveríamos observar três picos de ressonância nas curvas de corrente por voltagem: um quando os estados de *spin-up* e *spin-down* se alinham simultaneamente e outros dois simétricos relacionados às ressonâncias com mudança de *spin* (*up* \rightarrow *down* e *down* \rightarrow *up*). Ainda considerando perda significativa de *spin* durante o tunelamento, porém para o caso de diferentes fatores- g entre o contato emissor e o estado ressonante, deveríamos observar quatro picos de ressonância nas curvas de corrente por voltagem: dois máximos relacionados às ressonâncias dos níveis de *spin-up* e dos níveis *spin-down* e outros dois máximos adicionais correspondentes às ressonâncias onde há inversão de

spin. Na figura 3.5, resolvemos apenas a quebra de degenerescência da ressonância hh_2 em dois picos. Este resultado é, portanto, uma indicação de que buracos no contato emissor e no estado hh_2 do poço quântico possuem fatores-g diferentes e que há uma memória significativa do *spin* durante o processo de tunelamento.

A polarização da emissão correspondente à recombinação dos níveis e_1^\pm e hh_1^\pm do poço quântico pode ser produzida por dois efeitos básicos: 1) A ocupação preferencial dos estados fundamentais e_1^\pm e hh_1^\pm seguindo uma distribuição térmica a partir do estado de mais baixa energia e 2) a injeção preferencial de portadores diretamente em estados definidos de *spin*. O primeiro caso se torna dominante quando o tempo de tunelamento, relaxação para os estados fundamentais e recombinação é muito maior que o tempo de relaxação de *spin* (τ_s), especialmente para injeção de portadores sem polarização de *spin* definida. O segundo caso se torna dominante quando ao menos um dos portadores, elétron ou buraco, é injetado com polarização de *spin* definida e seu tempo de relaxação de *spin* é maior que os outros tempos envolvidos nos processos de tunelamento, relaxação e recombinação.

O primeiro caso exige uma diferença de energia entre os estados excitônicos relacionados às polarizações σ^+ e σ^- . Além disso, qualquer polarização residual devido ao primeiro caso deve ser independente da voltagem, desde que o fator-g não varie com a voltagem neste intervalo. No regime de baixas voltagens, observamos nas figuras 3.8 e 3.9 uma forte dependência da polarização com a voltagem aplicada, enquanto que a separação em energia das bandas σ^+ e σ^- se mantém basicamente nula. Portanto, o primeiro caso não se aplica aos nossos resultados no regime de baixas voltagens.

Assim, para a amostra estudada, a polarização óptica no regime de baixas voltagens se deve ao balanço das densidades de portadores, elétrons e buracos, injetados no poço quântico com diferentes polarizações de *spin*, de forma que associamos as inversões da polarização às variações das densidades de população destes níveis à medida que variamos a voltagem. Uma vez que a emissão é sempre devida à recombinação dos estados fundamentais do poço quântico para todas as voltagens analisadas, os portadores injetados nos níveis excitados do poço devem relaxar rapidamente para os níveis e_1^\pm e hh_1^\pm antes de recombinarem, mantendo em grande parte sua polarização de *spin* durante os processos tunelamento, relaxação e recombinação. Baseados em nossos

resultados, concluímos, portanto, que o tempo de relaxação de *spin* dos portadores injetados deve ser da mesma ordem ou maior que os tempos de tunelamento, relaxação e recombinação justificando a aproximação que utilizamos em nosso modelo.

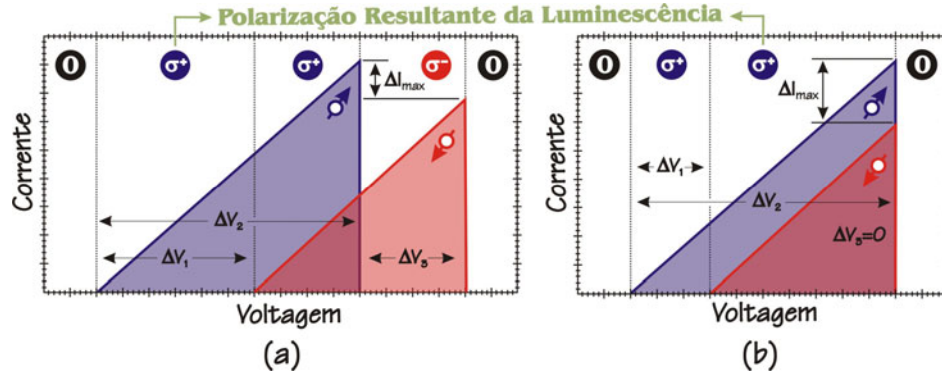


Fig. 3.10: Curva de corrente por voltagem ideal com as polarizações resultantes, em correspondência à figura 2.4 – ressonância na **banda de VALÊNCIA**.

Na seção 1.3 introduzimos um modelo simples para o transporte através do DBD que utilizamos, agora, para interpretar os resultados obtidos para a amostra *p-i-p*. Observamos que, no regime de baixas voltagens, não há separação em energia para as bandas de emissão σ^+ e σ^- (figura 3.6) de modo que $g_{exc} \cong 0$, usando a definição $g_{exc} = g_e + g_h$, temos, portanto, que $g_h = -g_e$. Considerando o fator-g para elétrons negativo, baseado nos valores obtidos para o GaAs *bulk*, o fator-g dos buracos deve ser positivo. Nessas condições, utilizando o mesmo modelo apresentado para a banda de condução no capítulo 1, podemos analisar a forma da curva $I(V)$ para uma ressonância na banda de valência. A figura 3.10-a apresenta o caso em que $g_{(QW)} > g_{(CE)}$ (ambos positivos) e a figura 3.10-b apresenta o caso $g_{(QW)} = g_{(CE)}$ ($\Delta V_3 = 0$), em ambas as figuras apresentamos também a polarização resultante da luminescência para cada caso. Aqui, mais uma vez, ΔV_1 é proporcional a $\Delta E_{Z(QW)}$, ΔV_2 é proporcional a E_F^E e ΔV_3 é proporcional a diferença entre $\Delta E_{Z(QW)}$ e $\Delta E_{Z(CE)}$, ou seja, $\Delta V_3 \propto g_{(QW)} - g_{(CE)}$. Na condição em que $g_{(QW)} > g_{(CE)}$, através de uma ressonância na banda de valência, a polarização da corrente passa de *spin-up* para *spin-down*, da mesma forma que em uma ressonância na banda de condução. Porém, de acordo com as regras de seleção apresentadas no capítulo 2 (figura 2.1), a polarização resultante da luminescência através de uma ressonância na banda de

valência se inverte com relação à análise baseada no *spin* do elétron, passando da polarização positiva (σ^+) para negativa (σ^-).

Observamos na figura 3.8 que, para voltagens em torno de ressonâncias de buraco, a polarização medida é sempre positiva, o que reforça o sinal dos fatores-g considerados acima. Assim, uma ressonância na banda de condução levaria a uma polarização negativa para a luminescência, como discutido na análise apresentada no capítulo 1. Em concordância com essa análise, a polarização se torna negativa exatamente sobre um ressonância de elétrons. A primeira inversão de sinal de polarização ($+ \rightarrow -$) ocorre na passagem da ressonância lh_1 para e_1 . A segunda inversão de sinal de polarização ($- \rightarrow +$) segue da ressonância e_1 para a hh_2 .

Lembramos que o caso da ressonância hh_2 é singular, pois apenas essa ressonância apresenta um perfil duplo nas curvas de $I(V)$ (figura 3.5) e também, apenas neste caso, a intensidade integrada da fotoluminescência para a emissão σ^+ atinge seu máximo antes do máximo da emissão σ^- (figura 3.9-a). Para explicar estes resultados para a ressonância hh_2 , deveríamos ter $g_{(QW)} > g_{(CE)}$. Mas neste caso, esperaríamos mais uma inversão do sinal da polarização, de positivo para o negativo ao longo da ressonância hh_2 . Esta inversão não é observada, entretanto podemos notar uma tendência a esse comportamento. No final da ressonância hh_2 a polarização cai abruptamente, porém sem chegar a inverter seu sinal (figura 3.8 e 3.9-a). O fato da polarização não mudar de sinal pode ser atribuído às ressonâncias reais não serem idealmente abruptas como em nosso modelo. Os processos de espalhamento nos casos reais misturam os picos de ressonância para os diferentes *spins* de modo que a emissão da banda σ^+ deve se sobrepor parcialmente à emissão da banda σ^- . Precisamos considerar também que o fim da ressonância hh_2 encontra-se numa região de transição para altas voltagens. No regime de altas voltagens não observamos inversões do sinal da polarização ($P(V) > 0$) nem correlações com as ressonâncias. Nesta região, os mecanismos de injeção de portadores *spin*-polarizados no poço ainda devem continuar válidos, porém outros efeitos, como o aumento da taxa de tunelamento para fora do poço, a exaustão de elétrons e a polarização do gás de buracos na camada de acumulação, passam a contribuir significativamente para o favorecimento da polarização positiva.

Resumindo, as inversões de sinal observadas para a polarização nas figuras 3.8 e 3.9-b podem ser explicadas pela alternância de ressonâncias de portadores com fatores-g que reforçam diferentes *spins*. Assim, a primeira ressonância de elétrons (e_1) entre as ressonâncias de buracos lh_1 e hh_2 ($\sim 0,5V$) é provavelmente a origem da polarização negativa nessa região de voltagem. Uma inversão de polarização ao longo de uma única ressonância não chega a ser observada, mas observamos evidências de uma diferença significativa entre o fator-g do contato emissor e do poço quântico para o estado hh_2 .

3.4 – MODELO TEÓRICO:

Com base na discussão dos resultados experimentais realizada anteriormente, desenvolvemos um modelo teórico simples, em colaboração com os professores Gilmar Eugênio Marques e Victor Lopez-Richard da Universidade Federal de São Carlos, a fim de simularmos as variações da intensidade e a polarização da fotoluminescência em função da voltagem aplicada ao DBD. O modelo é baseado nas seguintes considerações: 1) a fotoluminescência origina-se da recombinação de pares de elétrons e buracos nos níveis fundamentais e_1^\pm e hh_1^\pm ; 2) injeção seletiva de *spin* no poço quântico através de estados excitados seguida por processos de relaxação para os estados fundamentais com conservação de *spin*; 3) probabilidade de tunelamento para fora do poço quântico através da segunda barreira dependente da voltagem.

A intensidade da fotoluminescência é diretamente proporcional ao produto das densidades de portadores nos estados e_1^\pm e hh_1^\pm do poço quântico, cujas transições são permitidas pelas regras de seleção. A densidade efetiva de portadores nos estados fundamentais do poço com um dado *spin* é dada, por sua vez, pela soma das contribuições dos portadores injetados em todos os estados com este *spin*, modulada pela probabilidade de tunelamento para fora do poço através da segunda barreira antes da relaxação para o estado fundamental. Tanto a densidade de portadores injetados em um dado estado no interior do poço, quanto a probabilidade de tunelamento para fora do poço são funções diretas da voltagem aplicada ao DBD. Assim, a intensidade da luminescência pode ser expressa de maneira geral por:

$$I^\sigma(V_d) = \pi D |P^\sigma|^2 \sum_{\alpha, \beta} p_\alpha^\sigma(V_d) (1 - \zeta_\alpha^\sigma) n_\beta^\sigma(V_d) (1 - \zeta_\beta^\sigma) \quad (3.2)$$

Os índices α e β se referem respectivamente à banda de valência e condução. Aqui $D = (eB)/(2\pi\hbar)$ é a degenerescência por unidade de área da separação de *spin* dos níveis de Landau do poço. $|P^s| = |\langle \text{cond}_j | \sigma^s p | \text{val}_j \rangle|$ é a força de oscilador de cada uma das transições dipolares entre os estados da banda de condução ($|\text{cond}_j\rangle$) e valência ($|\text{val}_j\rangle$) permitidos pelas regras de seleção; σ^s define a polarização circular da luz emitida. $\zeta_{\alpha(\beta)}^s$ é a probabilidade de tunelamento para fora do poço quântico a partir de um estado da banda de valência (condução). p_α^s (n_β^s) é a densidade de buracos (elétrons) dependente da voltagem (V_d) com *spin* (s) injetados nos estados α (β) do poço quântico. V_d é a diferença de voltagem entre o contato emissor e o poço quântico.

Consideramos que apenas o estado hh_1 no contato emissor esteja ocupado. Assim, a densidade de buracos injetados no poço quântico, pode ser escrita como:

$$p_\alpha^s(V_d) = \frac{\Gamma_\alpha^2}{(eV_d - \Delta E_\alpha - s\mu_B \Delta g_\alpha B/2)^2 + \Gamma_\alpha^2} \quad (3.3)$$

Onde $\Delta E_\alpha + s\mu_B \Delta g_\alpha B/2$ é a diferença de energia entre um estado de buraco α ($\alpha = hh_1^s, hh_2^s, \dots, lh_1^s, lh_2^s, \dots$) dentro do poço quântico e a energia do estado fundamental de buraco (hh_1^s) no contato emissor, ambos com o mesmo *spin* s ; Δg_α é a diferença entre os fatores- g destes dois níveis. A separação Zeeman foi deixada explícita em (3.3) de forma a ressaltarmos a idéia de que a injeção é dependente do *spin*, mas a energia dos níveis de Landau é deixada implícita em ΔE_α . Γ_α é a largura de linha efetiva, associada ao tempo de vida do estado em questão, que define o alinhamento entre os níveis de energia do contato emissor e o poço. Cada ressonância de buraco na curva $I(V)$ está associada a um determinado valor da variável V_d . Discutiremos, mais adiante, a relação entre a voltagem externa aplicada (V) e a diferença de voltagem local (V_d).

De maneira similar, a função probabilidade de ocupação que determina a densidade de elétrons injetados com polarização de *spin* pode ser definida como:

$$n_\beta^s(V_d) = \frac{\Gamma_\beta^2}{(eV_d - \Delta E_\beta - s\mu_B \Delta g_\beta B/2)^2 + \Gamma_\beta^2} \quad (3.4)$$

Onde $\Delta E_\beta + s\mu_B\Delta g_\beta B/2$, s , Δg_β , ΔE_β , Γ_β e V_d têm significado equivalente ao caso da banda de valência.

Como dito anteriormente, precisamos determinar a relação entre a voltagem aplicada ao DBD (V) e a diferença de voltagem efetiva entre o contato emissor e o poço quântico (V_d). Para uma relação exata, seria necessário realizar um cálculo da distribuição total de cargas ao longo do DBD através de cálculos auto-consistentes, complicado pelo fato da estrutura não estar numa situação de equilíbrio e apresentar uma corrente de elétrons e buracos. No próximo capítulo, demonstraremos que uma relação aproximada pode ser obtida considerando a formação de gases bi-dimensionais de portadores no poço quântico e no contato emissor. Nessa etapa de nosso trabalho, nos valem dos resultados experimentais anteriormente obtidos por Hayden *et al.* [Hay92] para as densidades bi-dimensionais de carga e a relação resultante entre V e V_d para nossa estrutura obtidos através de medidas de magnetotunelamento. Descrevemos a relação geral resultante com base num parâmetro eletrostático ξ , tal que:

$$V_d = \xi V \tag{3.5}$$

Onde ξ foi obtido da referência [Hay92].

3.4.1 – RESULTADOS DO MODELO TEÓRICO:

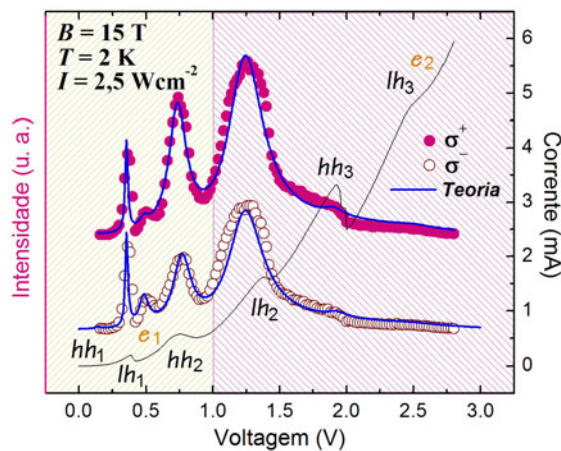


Fig. 3.11: Intensidade integrada da fotoluminescência para as polarizações circulares (pontos) e intensidade da fotoluminescência a partir do modelo teórico (traço contínuo).

A figura 3.11 mostra a comparação entre a intensidade integrada da fotoluminescência para as polarizações σ^+ e σ^- em função da voltagem aplicada obtida experimentalmente para $B=15\text{ T}$ simulada através de nosso modelo.

A figura 3.12 apresenta o grau de polarização calculado e o obtido experimentalmente. No regime de baixas voltagens obtemos a inversão de sinal da polarização devido à passagem do estado de injeção pelos níveis definidos de *spin* do poço quântico.

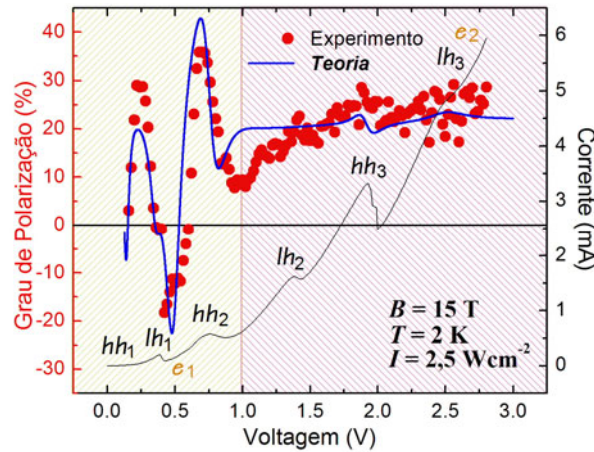


Fig. 3.12: Grau de polarização em função da voltagem (pontos) e polarização obtida a partir do modelo teórico (traço contínuo).

No regime de baixas voltagens a probabilidade de tunelamento para fora do poço é muito pequena devido às barreiras efetivas relativamente altas que compõem o poço. Nesta região de voltagem a intensidade integrada da fotoluminescência é determinada principalmente pelas densidades de portadores no interior do poço através de injeção seletiva de *spin* tanto para elétrons quanto para buracos. Para o regime de altas voltagens, a altura efetiva das barreiras diminui e a probabilidade de tunelamento para fora do poço aumenta, resultando na diminuição da intensidade integrada da fotoluminescência como discutido anteriormente.

Na região de altas voltagens, incluindo as ressonâncias de hh_3 e lh_3 e e_2 , as probabilidades de tunelamento para fora do poço quântico (ζ_α^s e ζ_β^s) através da segunda barreira tornam-se significativas e devem ser consideradas. Portanto, a fração de portadores que relaxam para os níveis fundamentais (e_1 e lh_1) diminui consideravelmente. O modelo teórico reproduz este comportamento através dos fatores

$n_{\beta}^s(V_d)(1-\zeta_{\beta}^s)$ para a banda de condução e $p_{\alpha}^s(V_d)(1-\zeta_{\alpha}^s)$ para a banda de valência, onde ζ_{α}^s e ζ_{β}^s crescem com a voltagem.

A tabela 3.2 mostra o conjunto de parâmetros que melhor reproduzem os dados experimentais usando nosso modelo. Os fatores-g de estados excitados são em geral pouco conhecidos. Nossa simulação oferece apenas os valores efetivos da diferença entre o fator-g do estado fundamental do contato emissor que participa mais efetivamente na injeção de portadores e dos estados confinados do poço quântico (Δg) que melhor representam os resultados experimentais. O valor obtido para Δg na ressonância hh_2 (7,66) concorda relativamente bem com o valor experimentalmente observado (9,6). O mesmo se pode afirmar a respeito das Δg para as ressonâncias e_1 , e_2 , hh_1 , lh_1 e lh_2 , cujos valores obtidos são praticamente nulos, também em concordância com os resultados obtidos experimentalmente através da análise realizada na seção 3.3. Já os valores de Δg para as ressonâncias hh_3 e lh_3 são relativamente grandes, porém o erro na região de voltagens em que estas ressonâncias se encontram é também relativamente grande devido à pequena intensidade da fotoluminescência nessa região e ao fato de neste regime de voltagens outros efeitos se tornarem significativos.

Tabela 3.2: Δg calculados a partir do modelo teórico.

<i>Estado QW</i>	Δg
e_1	0,000
e_2	0,018
hh_1	0,000
lh_1	0,250
hh_2	7,660
lh_2	0,240
hh_3	3,460
lh_3	6,630

Em nossa simulação teórica não levamos em consideração os processos que levam à perda parcial da coerência de *spin*. Entretanto, como já discutimos anteriormente, nossos resultados são na verdade uma evidência de que os tempos de relaxação de *spin* são relativamente longos comparados com os tempos de tunelamento e recombinação

radiativa. Em conclusão, o modelo teórico simples fornece uma descrição adequada para a dependência em voltagem da polarização óptica da emissão do poço quântico.

Estes resultados demonstram a possibilidade de serem desenvolvidos dispositivos spintrônicos com o controle por voltagem da polarização de *spin* dos portadores.

CAPÍTULO 4 – EFEITO RASHBA E STARK [Car06b]

O efeito de interação *spin*-órbita (SO) em sistemas bi-dimensionais (2D) tem atraído grande atenção nos últimos anos. Este tema tem estado no foco de estudos ópticos e de transporte relacionados a fenômenos de *spin* em sistemas nanoscópicos [Mis04, Tar04, Gan04], uma área de grande interesse fundamental e tecnológico [Ste04, Kat04, Ras03, Kog02]. Neste capítulo apresentaremos evidências experimentais do acoplamento do campo elétrico e do grau de liberdade de *spin* em DBD. Os resultados experimentais são fortemente dependentes dos efeitos de interação *spin*-órbita e do efeito Stark, interações fundamentais no estudo de dispositivos com campos elétricos internos e acúmulo de carga, como é o caso da estrutura do DBD.

A novidade de nossos resultados consiste na observação de uma correlação evidente entre os resultados de medidas ópticas, através dos quais obtivemos a separação em energia dos níveis de *spin-up* e *spin-down* do poço quântico do DBD, com os efeitos atribuídos ao acúmulo de carga e o campo elétrico efetivo no poço quântico, em geral observados por medidas de transporte.

4.1 – RESULTADOS EXPERIMENTAIS:

No capítulo anterior apresentamos a amostra estudada neste capítulo: um DBD simétrico *p-i-p* com poço quântico de GaAs e barreiras de AlAs, com larguras respectivas de 4,2 nm e 5,1 nm. Os resultados experimentais nos permitiram distinguir dois regimes de voltagem. Um regime de baixas voltagens ($V \leq 1V$) em que o grau de polarização da emissão do poço quântico apresenta inversões de sinal e um regime de altas voltagens ($V \geq 1V$) em que a polarização tende à saturação em um valor positivo. Na região de altas voltagens, observamos uma pequena separação em energia das bandas de emissão σ^+ e σ^- apresentadas na figura 3.6 e repetido aqui na figura 4.1. Neste capítulo analisaremos em detalhes a energia de emissão das bandas σ^+ e σ^- , que dependem de vários efeitos interligados: o Efeito *Rashba*, o Efeito *Stark* e o Efeito *Zeeman*.

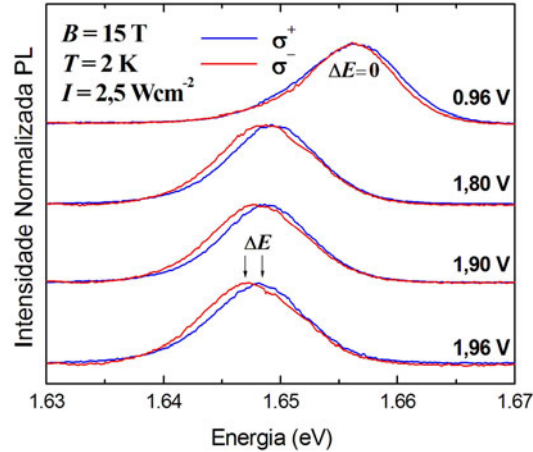


Fig. 4.1: Fotoluminescências para as polarizações σ^+ e σ^- para diferentes voltagens evidenciando a separação energia para as duas polarizações em altas voltagens.

A figura 4.2-a mostra a dependência da energia das fotoluminescências das bandas σ^+ e σ^- em função da voltagem aplicada ao DBD. De maneira geral, à medida que aumentamos a voltagem, aumentando, portanto, o campo elétrico efetivo no poço quântico, a energia das bandas σ^+ e σ^- decresce devido ao efeito Stark. Observamos também descontinuidades nas voltagens correspondentes às ressonâncias de buraco, atribuídas às variações abruptas das densidades de carga no interior do poço nestas ressonâncias. As variações da densidade de carga também induzem variações abruptas no campo elétrico efetivo ao longo da estrutura do DBD [Fis94], contribuindo para os saltos observados na energia de emissão.

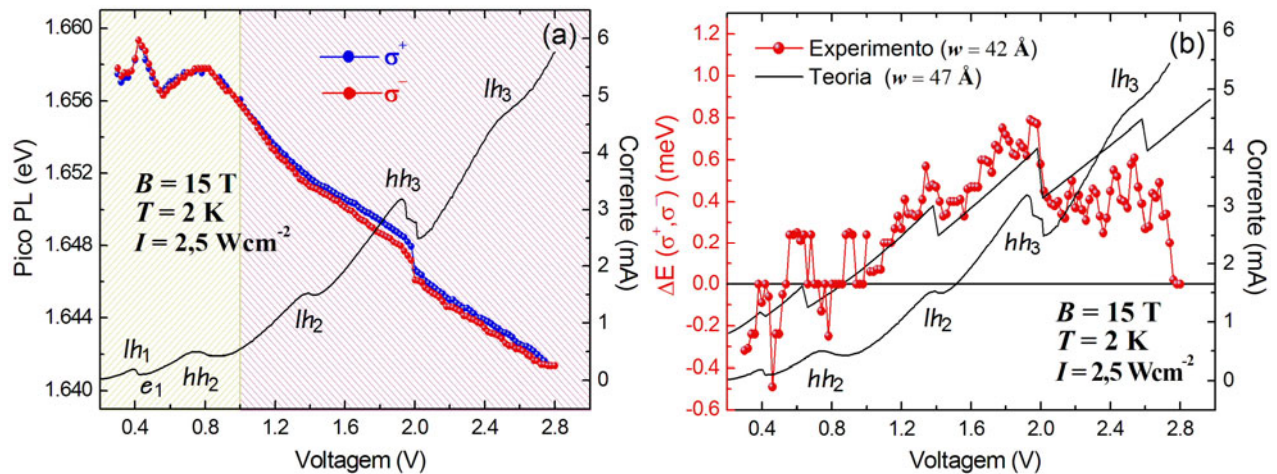


Fig. 4.2: (a) Posição em energia do pico de emissão da Fotoluminescência para as polarizações σ^+ e σ^- . (b) Separação em energia obtida a partir de (a) em função da voltagem aplicada ao DBD - ΔE (σ^+ , σ^-). Como guia mostramos junto aos resultados experimentais uma curva teórica. O desenvolvimento teórico utilizado na análise dos resultados será apresentado na seção seguinte.

Ressaltamos também que a emissão do poço quântico pode envolver a recombinação de éxcitons neutros (X^0) ou de éxcitons positivamente carregados (tríons, X^+) [Ver05, Ter05], dependendo da densidade de buracos no interior do poço quântico. Este efeito também contribui com uma variação da energia de emissão do poço, pois a energia de ligação dos diferentes complexos excitônicos envolvidos na recombinação são diferentes, mas seus valores para $B=15 T$ e diferentes campos elétricos não são bem definidos [Dac02]. Um cálculo preciso destes efeitos para nossa estrutura é, portanto, extremamente complexo. Por outro lado, a separação em energia das emissões das bandas σ^+ e σ^- não é afetada em primeira ordem por estes efeitos. Assim, limitaremos a analisar a modulação da energia de separação das bandas σ^+ e σ^- com a voltagem aplicada ao DBD.

Outra observação importante na figura 4.2-a é a crescente separação em energia das bandas σ^+ e σ^- entre as ressonâncias, a figura 4.2-b explicita esta separação em energia ($\Delta E(\sigma^+, \sigma^-)$). Observamos que entre duas ressonâncias a separação aumenta de maneira aproximadamente continua com a voltagem. Além do efeito Zeeman, outros dois efeitos relacionados ao acoplamento *spin*-órbita afetam a separação em energia para estados com diferentes *spins*: o efeito Dresselhaus (BIA) e o efeito Rashba (SIA), discutidos no capítulo 1. Ambas as contribuições dependem dos parâmetros do material relativos ao acoplamento *spin*-órbita e podem ser intensificados com a aplicação de campos magnéticos. Em nossas condições experimentais, estes dois efeitos podem ter contribuições comparáveis, entretanto, somente a contribuição do efeito Rashba tem uma dependência explícita com a voltagem aplicada ao dispositivo. Uma vez que estamos interessados principalmente na variação da separação em energia para diferentes estados de *spin* em função da voltagem aplicada ao DBD, vamos considerar aqui somente o efeito Rashba. Como veremos adiante, esta aproximação não afeta qualitativamente os resultados de nossa análise e pode ser interpretada como resultando em uma densidade de carga efetiva que inclui a contribuição constante devido ao efeito Dresselhaus.

4.2 – MODELO TEÓRICO:

O modelo teórico utilizado para descrever o comportamento complexo de nosso dispositivo é baseado nos estados confinados de um poço quântico quadrado de barreiras infinitas. Este modelo é fruto, mais uma vez, da colaboração com os professores Gilmar Eugênio Marques e Victor Lopez-Richard da Universidade Federal de São Carlos. Consideramos que os portadores nestes estados estão sujeitos a um campo elétrico uniforme resultante da distribuição de cargas ao longo da estrutura do DBD e, portanto, dependente da voltagem aplicada ao dispositivo. O acoplamento entre este campo elétrico e o *spin* se dá através do acoplamento *spin*-órbita (SO). Utilizamos o Hamiltoniano de Luttinger por obter uma descrição acurada da mistura dos estados na banda de valência e tratar em aproximação da mesma ordem o campo magnético (\mathbf{B}), o campo elétrico (\mathbf{F}) e o efeito Rashba. O Hamiltoniano completo é dado por:

$$H = H^L \pm I_{2j+1} \cdot eFz + H^{SO} \quad (4.1)$$

Aqui o Hamiltoniano é decomposto em três partes: 1) H^L descreve a dinâmica da quantização de Landau e do efeito Zeeman; 2) $I_{2j+1} \cdot eFz$ contém o termo relacionado ao efeito Stark responsável pela assimetria de inversão induzida pelo campo elétrico (\mathbf{E}), onde I_{2j+1} é uma matriz unitária de ordem $2j+1$ e 3) H^{SO} é o termo devido ao efeito Rashba que acopla o momento linear (\mathbf{k}) com o *spin*. O termo Rashba do Hamiltoniano é tratado na representação de ordem $2j+1$, onde $j=1/2$ para elétrons e $j=3/2$ para buracos [Pal04] como:

$$H^{SO} = \alpha_{c(v)} \frac{\sqrt{2}F}{\lambda_c} i(aJ_+ - a^\dagger J_-) \quad (4.2)$$

Aqui $\alpha_{c(v)}$ é o parâmetro Rashba para a banda de condução (valência), λ_c é o raio magnético ciclotrônico e $J_\pm = (J_x \pm J_y)/2$, onde J_i é a matriz 4×4 (2×2) de momento angular para buracos (elétrons). A vantagem de utilizar essa representação para o acoplamento *spin*-órbita é que ela permite uma expansão das funções de onda em uma sequência bem estabelecida de componentes. Esta base combina as funções periódicas de Bloch na representação de momento angular total: $|s\uparrow\downarrow\rangle$, $|hh\uparrow\downarrow\rangle$, $|lh\uparrow\downarrow\rangle$; os auto-estados verticais

$A_{2k-1}(z)$ com paridade par e $A_{2k}(z)$ com paridade ímpar para $k = 1, 2, 3, \dots$ e os estados laterais de Landau $|N\rangle$. As autofunções, Φ_c e Φ_v , para os estados das bandas de condução e valência respectivamente têm a forma geral de:

$$\Phi_c = \begin{bmatrix} A_1^c |N\rangle |s \uparrow\rangle \\ A_1^c |N+1\rangle |s \downarrow\rangle \\ A_2^c |N\rangle |s \uparrow\rangle \\ A_2^c |N+1\rangle |s \downarrow\rangle \\ A_3^c \dots \end{bmatrix}, \Phi_v = \begin{bmatrix} A_1^v |N-2\rangle |hh \uparrow\rangle \\ A_1^v |N-1\rangle |lh \uparrow\rangle \\ A_1^v |N\rangle |lh \downarrow\rangle \\ A_1^v |N+1\rangle |hh \downarrow\rangle \\ A_2^v |N-2\rangle |hh \uparrow\rangle \\ A_2^v |N-1\rangle |lh \uparrow\rangle \\ A_2^v |N\rangle |lh \downarrow\rangle \\ A_2^v |N+1\rangle |lh \downarrow\rangle \\ A_3^v \dots \end{bmatrix}. \quad (4.3)$$

Onde $N = -1, 0, 1, 2, \dots$ são os índices efetivos de Landau [Lop03]. A sequência dos estados periódicos de Bloch na banda de valência é determinada pela sequência escolhida para escrever o Hamiltoniano de Luttinger. O vetor de estados tem, a princípio, infinitas dimensões, uma vez que o índice k , utilizado para enumerar as funções $A_{2k-1}(z)$ e $A_{2k}(z)$, corre sobre todos os números inteiros positivos.

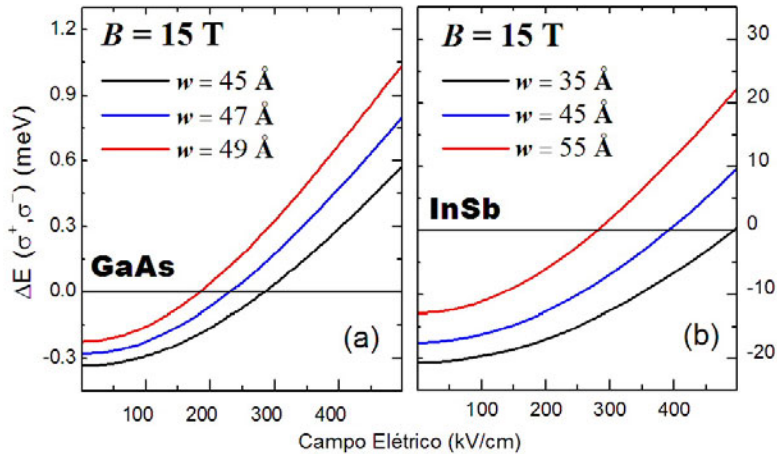


Fig. 4.3: Cálculo da separação em energia para recombinação excitônica de diferentes estados de spin para diferentes espessuras de poços quânticos de (a) GaAs e (b) InSb.

A figura 4.3 mostra a separação em energia para estados de *spin* distintos para a recombinação excitônica em poços quânticos de diferentes espessuras de GaAs (figura 4.4-a) e InSb (figura 4.3-b) em função de um campo elétrico uniforme (F) no poço. A diferença em energia dos dois estados de *spin* pode, portanto, ser controlada através da ação de um campo elétrico externo aplicado ao dispositivo. Este resultado

reflete a grande mistura de estados gerados pelos efeitos Rashba (SO) e Stark, especialmente, para a banda de valência. Observamos que a intensidade da modulação da separação em energia é consideravelmente maior para materiais com grandes parâmetros de acoplamento *spin*-órbita, como o InSb.

É importante observar que este efeito somente pode ser observado opticamente na presença de um campo magnético externo, pois a separação em energia entre os níveis de *spin* devido ao efeito Rashba vai a zero quando o momento linear (\mathbf{k}) vai a zero. Para correlacionar os cálculos teóricos para a separação em energia obtida experimentalmente devemos determinar a relação entre a voltagem aplicada ao DBD e o campo elétrico efetivo sobre o poço quântico, que discutiremos na próxima seção.

4.2.1 – DETERMINAÇÃO DO CAMPO ELÉTRICO EFETIVO:

Uma estimativa precisa do campo elétrico experimentado pelos portadores no interior do poço quântico para uma dada voltagem aplicada ao DBD só pode ser obtida através de cálculos auto-consistentes considerando todas as cargas distribuídas através de toda a estrutura do dispositivo. No entanto, um modelo simples, considerando a formação de gases bi-dimensionais de buracos no poço quântico e na camada de acumulação no lado do contato emissor adjacente à primeira barreira, pode fornecer uma relação aproximada entre o campo elétrico médio (F) no poço e a voltagem aplicada (V) suficiente para nossa análise.

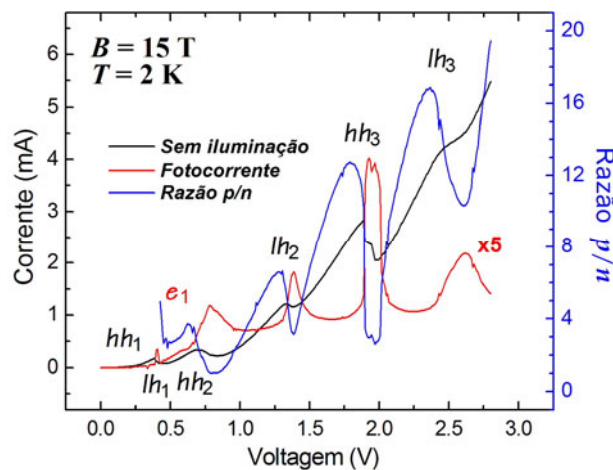


Fig. 4.4: Curva $I(V)$ sem iluminação, fotocorrente obtida a partir da curva $I(V)$ com iluminação ($2,5 \text{ W/cm}^2$) e a razão entre as densidades de portadores p^w/n^w .

Considerando uma taxa de tunelamento para fora do poço quântico similar para elétrons e buracos, a razão entre as densidades de portadores majoritários (p^w) e minoritários (n^w) no interior do poço é dada aproximadamente pela razão entre a corrente devida somente a buracos e a corrente devida somente a elétrons (fotocorrente). A figura 4.4 apresenta a corrente e a fotocorrente obtida experimentalmente e mostra a razão entre as densidade de buracos e elétrons (p^w/n^w), mencionada anteriormente. Notamos que a densidade de buracos é sempre maior que a densidade de elétrons. A razão p^w/n^w cresce suavemente nos intervalos de acúmulo de carga (antes das ressonâncias) e decresce abruptamente ao redor das ressonâncias. As variações abruptas são atribuídas às quedas abruptas das densidades de portadores quando a voltagem de ressonância é ultrapassada, e aos deslocamentos das voltagens de ressonância devido ao acúmulo da carga na banda de condução mediante iluminação, de modo que vamos considerar apenas a distribuição dos portadores majoritários, buracos, ao longo da estrutura do dispositivo.

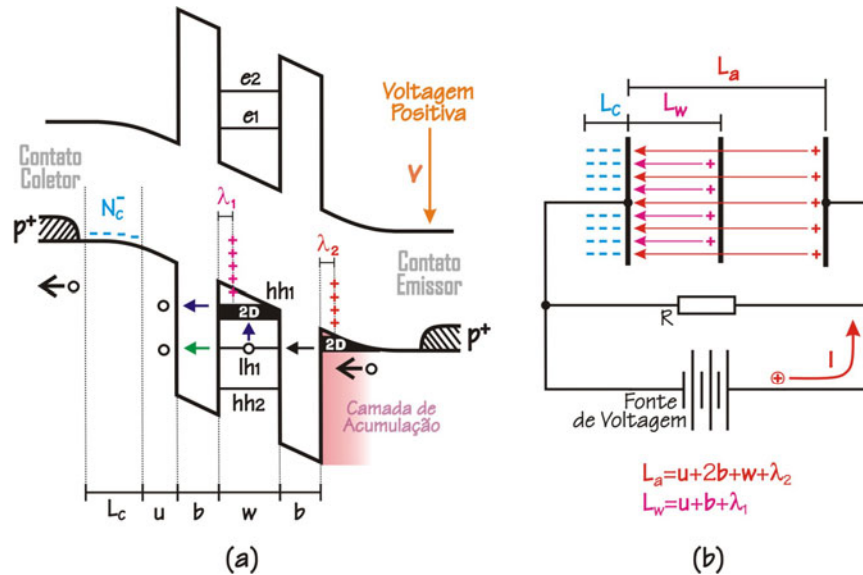


Fig. 4.5: (a) Diagrama das bandas de condução e valência com a da distribuição de cargas no DBD com suas respectivas distâncias relativas. (b) Circuito elétrico equivalente do DBD: um resistor (R) em paralelo a uma associação de capacitores.

A figura 4.5-a apresenta a estrutura de bandas para o DBD. Com voltagem aplicada, forma-se na região adjacente à primeira barreira um poço triangular (camada de acumulação). Nessa região, os buracos do contato emissor acumulam-se formando um gás bi-dimensional. Da camada de acumulação, os buracos tunelam para dentro do poço

quântico de onde podem recombinar com os elétrons fotogerados que também foram injetados no interior do poço, ou tunelarem para fora do poço contribuindo para a corrente através do DBD. Os buracos também se acumulam no interior do poço formando um segundo gás 2D. Devemos considerar ainda a distribuição de cargas devido aos íons aceitadores parcialmente depletados ao longo do contato coletor. Dessa forma, podemos representar esquematicamente o dispositivo por um circuito formado por uma resistência, que representa o canal para a corrente através do DBD, em paralelo a uma associação de capacitores devido à distribuição espacial das cargas ao longo do próprio DBD, figura 4.5-b. A partir do circuito equivalente calculamos o campo elétrico efetivo sobre o poço quântico e a queda de voltagem total sobre o DBD para as densidades superficiais de cargas na camada de acumulação (n_a), no poço (n_w) e da densidade volumétrica de cargas ao longo do contato coletor depletado (N_c).

Se considerarmos um capacitor de placas paralelas com distância entre as placas d , com uma densidade superficial de carga igual à densidade do gás de portadores formados na camada de acumulação (poço quântico), a queda de voltagem através dessa região espacial será dada por:

$$\Delta V_{a(w)} = F_{a(w)}d = \frac{en_{a(w)}d}{\epsilon\epsilon_0} \quad (4.4)$$

Em nosso caso, o campo elétrico total no poço quântico ($F_{total-w}$) é dado, aproximadamente, pela soma dos campos elétricos obtidos acima para a camada de acumulação e o poço quântico, onde o contato depletado faz o papel da placa negativa dos dois capacitores. Assim:

$$F_{total-w} = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0}(n_a + n_w) \quad (4.5)$$

O cálculo da queda de voltagem ao longo da região depletada do contato coletor, onde os aceitadores estão ionizados, pode ser obtida resolvendo a equação de Poisson simples, idêntica ao de uma junção $p-n$. Para uma densidade volumétrica de cargas igual à densidade de dopagem N_c a equação a ser resolvida é:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\rho(z)}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{eN_c}{\epsilon\epsilon_0} \quad (4.6)$$

Obtemos como solução de (4.6):

$$\Delta V_c = \frac{eN_c}{2\epsilon\epsilon_0} z^2 \quad (4.7)$$

Podemos expressar a queda de voltagem ao longo da região depletada do contato coletor invocando a condição de conservação de carga. O número total de íons negativos no contato coletor deve ser igual ao número de buracos distribuídos no poço quântico e na camada de acumulação, assim:

$$N_+ = N_- \quad (4.8-a)$$

$$(n_a + n_w)A = N_c L_c A \quad (4.8-b)$$

$$n_a + n_w = N_c L_c \quad (4.8-c)$$

Aqui A é a área do dispositivo e L_c é o comprimento do contato depletado. Assim, podemos reescrever (4.7) da seguinte forma:

$$\Delta V_c = \frac{eN_c}{2\epsilon\epsilon_0} L_c^2 = \frac{e(n_a + n_w)^2}{2\epsilon\epsilon_0 N_c} \quad (4.9)$$

A figura 4.6 mostra, mais uma vez, a distribuição de cargas sobre a associação de capacitores equivalentes do dispositivo e as respectivas quedas de voltagem em cada região espacial. Portanto, a queda de voltagem total (V) sobre o DBD é dada pela soma destas quedas de potencial:

$$V = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \left[\frac{(n_a + n_w)^2}{2N_c} + n_w L_w + n_a L_a \right] \quad (4.10)$$

Onde as distâncias L_w e L_a estão representadas na figura 4.5 e correspondem a: $L_w = u + b + \lambda_2$ e $L_a = u + 2b + w + \lambda_1$; n_w e n_a são as densidades superficiais de carga no poço quântico e na camada de acumulação, respectivamente; $w = 4,2 \text{ nm}$ é a largura do poço quântico; $b = 5,1 \text{ nm}$ é a largura das barreiras; $u = 5,1 \text{ nm}$ a largura da camada espaçadora e $N_c = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ é a densidade volumétrica nominal de aceitadores ionizados no contato coletor depletado; λ_1 é a distância média entre os portadores do gás 2D no poço quântico e a barreira adjacente e λ_2 é a distância média entre os portadores do gás 2D da camada de acumulação e a barreira adjacente.

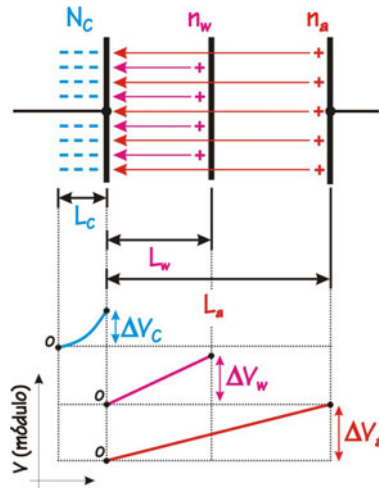


Fig. 4.6: Distribuição de cargas e quedas de tensão respectivas.

4.2.2 – RESULTADOS DO MODELO TEÓRICO:

Em nossos cálculos utilizamos os valores nominais para as espessuras das camadas do DBD apresentados anteriormente. Admitimos $\lambda_1 \approx 0$ e $\lambda_2 = 5 \text{ nm}$ foi estimado a partir da função de onda de Fang-Howard [Fan66]. A partir das equações (4.5) e (4.10) estabelecemos a relação entre a tensão (V) aplicada ao DBD e o campo elétrico efetivo (F) no poço quântico, que por sua vez está relacionado diretamente com a separação em energia através de nosso modelo teórico.

Em nossa análise, para cada tensão (V), obtemos o campo elétrico efetivo (F) no poço quântico a partir da separação em energia de emissão das bandas σ^+ e σ^- obtidas experimentalmente. Assim, obtemos um par de equações (equação (4.5) para F e equação (4.10) para V), que dependem de duas variáveis, as densidades n_w e n_a . Resolvendo o sistema obtemos os valores de n_w e n_a . Na verdade, ao invés de calcular o campo elétrico efetivo sobre o poço quântico gerado pelo valor exato da separação medida experimentalmente, trabalhamos com campos elétricos aproximados com uma dependência contínua com a tensão entre dois estados ressonantes que representam bem a dependência da separação em energia das bandas σ^+ e σ^- com a tensão, como mostra a figura 4.7, mantendo a condição de que os valores de n_w e n_a sejam sempre positivos.

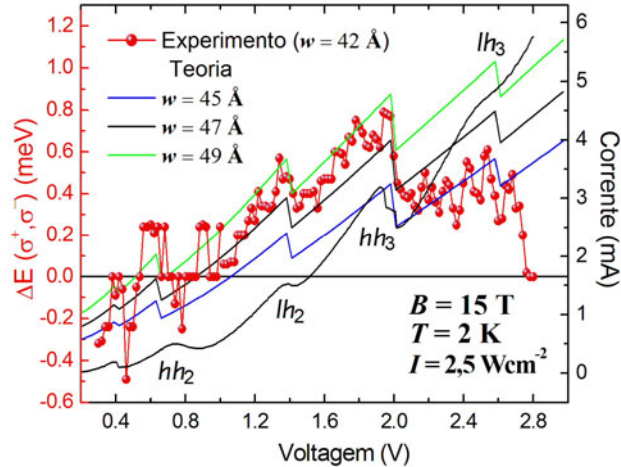


Fig. 4.7: Separação em energia calculada para diferentes larguras de poços quânticos em conjunto com os resultados experimentais .

A figura 4.7 apresenta o resultado teórico da separação em energia para três larguras de poços quânticos diferentes. Todos os demais parâmetros para o GaAs utilizados nestes cálculos (massa efetiva, parâmetros de Luttinger e Rashba) foram retirados dos valores reportados na literatura. A curva teórica representa bem o comportamento experimental para poços de espessuras próximas à nominal.

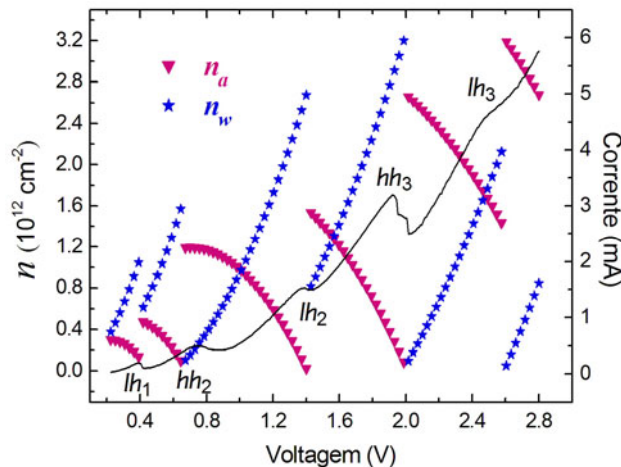


Fig. 4.8: Densidades de carga no poço quântico (n_w) e na camada de acumulação (n_a) obtidas a partir do modelo teórico.

A densidade de portadores no poço (n_w) resultante deste ajuste, figura 4.8, cresce de maneira contínua para valores de voltagem entre as ressonâncias, enquanto que a densidade de portadores na camada de acumulação (n_a) decresce nestes mesmos intervalos de voltagem. Ambas exibem mudanças abruptas à medida que passamos

pelas ressonâncias associadas aos buracos. Os valores das densidades obtidas estão dentro da faixa esperada para este tipo de estrutura e ligeiramente menores que os valores obtidos através da análise de medidas de magneto-transporte para esta amostra [Hay92]. Esta pequena discrepância pode estar associada ao fato de termos ignorado em nossas contas o termo relacionado ao efeito Dresselhaus.

Em conclusão, demonstramos uma forte correlação entre a separação em energia para as bandas σ^+ e σ^- do poço quântico da estrutura do DBD medida opticamente e a voltagem aplicada ao dispositivo. Este resultado é uma evidência clara de que a separação em energia para diferentes estados de *spin* pode ser modulada através de efeitos relacionados ao acoplamento *spin*-órbita. O simples modelo desenvolvido em nossas análises, que simulam os resultados experimentais, validam essa afirmação. A dependência da energia de emissão para diferentes *spins*, que depende de uma combinação dos efeitos Rashba, Zeeman e da misturas das bandas de valência, pode também ser vista como um teste sensível das relações entre o campo elétrico efetivo (F) no poço quântico, a voltagem (V) aplicada externamente ao DBD e as densidades de carga acumuladas na estrutura. A modulação da separação em energia dos estados com *spins* distintos por campos elétricos externos abre a possibilidade de desenvolvimento de dispositivos spintrônicos sem a necessidade de aplicar campos magnéticos externos. Nossos resultados demonstram que o grau de liberdade de *spin* pode ser acoplado a estes campos elétricos externos em dispositivos não-magnéticos e otimizados utilizando materiais com parâmetros de acoplamento *spin*-órbita maiores.

CAPÍTULO 5 – AMOSTRA P-I-N:

No capítulo 3 apresentamos os resultados experimentais que comprovam a possibilidade de utilizar um DBD $p-i-p$ como um filtro de $spin$. Em complemento ao capítulo 3, apresentamos aqui os resultados experimentais obtidos para um DBD com dopagem $p-i-n$. Diferente da amostra $p-i-p$, onde a densidade de elétrons é relativamente pequena devido ao fato de serem fotogerados, na amostra $p-i-n$ a densidade de elétrons é superior a de buracos devido à pequena energia de ionização das impurezas doadoras. Para esta amostra a emissão do poço quântico é sempre negativa com variações de módulo próximo das ressonâncias, indicando a predominância de elétrons nos processos de transporte. Observamos uma forte polarização negativa para a emissão do contato tipo- n e uma polarização basicamente nula para a eletroluminescência do contato tipo- p . Analisamos separadamente a contribuição das bandas associadas à recombinação de portadores que atravessam a estrutura do DBD com portadores dos gases bidimensionais nas camadas de acumulação e com os portadores no contato 3D (recombinação 3D). Chamaremos a recombinação de buracos com o elétrons no gás bidimensional de recombinação h -2DEG (*Bidimensional Electron Gas*) e a recombinação de elétrons com o buracos no gás bidimensional de recombinação e -2DHG (*Bidimensional Hole Gas*). A emissão do contato tipo- n é dominada pela recombinação associada ao gás de elétrons na camada de acumulação (recombinação h -2DEG) e sua polarização negativa se deve à forte polarização deste gás. Uma análise quantitativa da polarização da emissão associada à recombinação 3D é dificultada pelo fato das bandas não poderem ser resolvidas, mas observamos evidência de uma polarização positiva. Quando iluminamos o contato tipo- n próximo da superfície da amostra, a polarização da fotoluminescência desse contato se torna basicamente nula. Este resultado indica uma polarização residual da corrente de buracos que atravessaram as duas barreiras do DBD.

5.1 – O DBD P-I-N:

Este dispositivo também foi crescido na Universidade de Nottingham na Inglaterra pelo grupo do Prof. M. Henini e processados no grupo do Prof. G. Hills na Universidade de Sheffield. O DBD foi crescido por MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) sobre um substrato de GaAs (001) semi-isolante, com barreiras de AlAs e poço quântico de GaAs. A estrutura é

apresentada na tabela 5.1. As medidas apresentadas também foram realizadas em diodos com mesas de 400 μm de diâmetro com contato superior anular de AuGe. A figura 5.1-a representa o dispositivo processado e a figura 5.1-b um diagrama das bandas de condução e valência sem voltagem aplicada (linha pontilhada) e com uma voltagem V aplicada aos contatos na condição de polarização direta.

Tabela 5.1: Estrutura do diodo de dupla barreira p-i-n crescido por MBE.

Espessura	Material	Dopagem	
0,1 μm	GaAs	$n = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	contato superior
80,5 nm	GaAs	$n = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
50,8 nm	GaAs	$n = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	
20,4 nm	GaAs	não dopado	
5,9 nm	AlAs	não dopado	barreira
9,0 nm	GaAs	não dopado	poço
5,9 nm	AlAs	não dopado	barreira
29,6 nm	GaAs	não dopado	
39,8 nm	GaAs	$p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
80,5 nm	GaAs	$p = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
0,2 μm	GaAs	$p = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	contato inferior

Semi-isolante GaAs (001) substrato

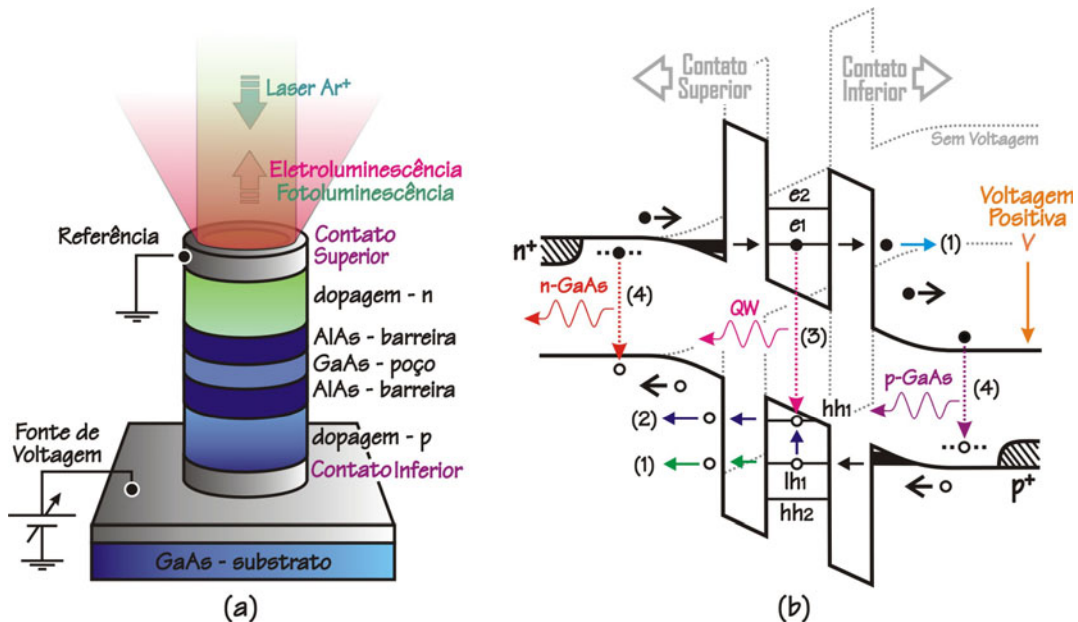


Fig. 5.1: (a) Heteroestrutura de AlAs/GaAs crescida por MBE. (b) Perfil de potencial do fundo da banda de condução e topo da banda de valência com contatos com dopagem tipo-n e tipo-p. Os processos (1), (2) e (3) são idênticos aos descritos no capítulo 2.

A eletroluminescência observada apresenta três regiões de emissão: uma emissão associada ao poço quântico (emissão QW); uma emissão associada à recombinação no contato tipo- n envolvendo buracos vindos do contato p que tunelaram através das duas barreiras (emissão n -GaAs) e uma emissão associada à recombinação no contato tipo- p envolvendo elétrons que, movendo-se no sentido contrário ao de buracos, vêm do contato tipo- n e também tunelam através das barreiras (emissão p -GaAs).

5.2 – RESULTADOS EXPERIMENTAIS:

A montagem experimental utilizada neste estudo foi a mesma empregada no estudo do DBD p - i - p apresentada no capítulo 2. Toda as medidas foram realizadas em $\sim 2\text{ K}$ e em campos magnéticos de 15 T . A eletroluminescência e fotoluminescência foram medidas utilizando-se um monocromador de $0,7\text{ m}$ acoplado a uma CCD de silício. Para as medidas de fotoluminescência utilizamos como fonte de excitação um laser de Ar^+ com potência de $\sim 1,8\text{ Wcm}^{-2}$. As polarizações σ^+ e σ^- foram selecionadas utilizando-se uma lâmina de $\lambda/4$ e um polarizador linear.

5.2.1 – CURVAS DE CORRENTE POR VOLTAGEM I(V):

Para um DBD p - i - n , a diferença entre as dopagens dos contatos introduz um campo elétrico intrínseco na estrutura que entorta as bandas mesmo sem voltagem aplicada ao DBD. Para o amostra p - i - n estudada aqui, a condição de *flat-band* é atingida para uma voltagem aplicada de $\sim 1,5\text{ V}$. Na figura 5.1-b temos o diagrama das bandas do dispositivo sem voltagem aplicada (linha pontilhada) e com uma voltagem maior que $1,5\text{ V}$. Para voltagens maiores que $1,5\text{ V}$, elétrons do contato tipo- n e buracos do contato tipo- p são impulsionados contra as barreiras. Estes portadores tunelam para o interior do poço quântico de onde podem relaxar para os níveis de energia fundamentais e recombinarem, emitindo uma eletroluminescência (QW), ou tunelarem para fora do poço contribuindo para a corrente através do DBD. Os portadores que atravessam o dispositivo podem também recombinar no contato oposto emitindo outras bandas de eletroluminescência (n -GaAs e p -GaAs).

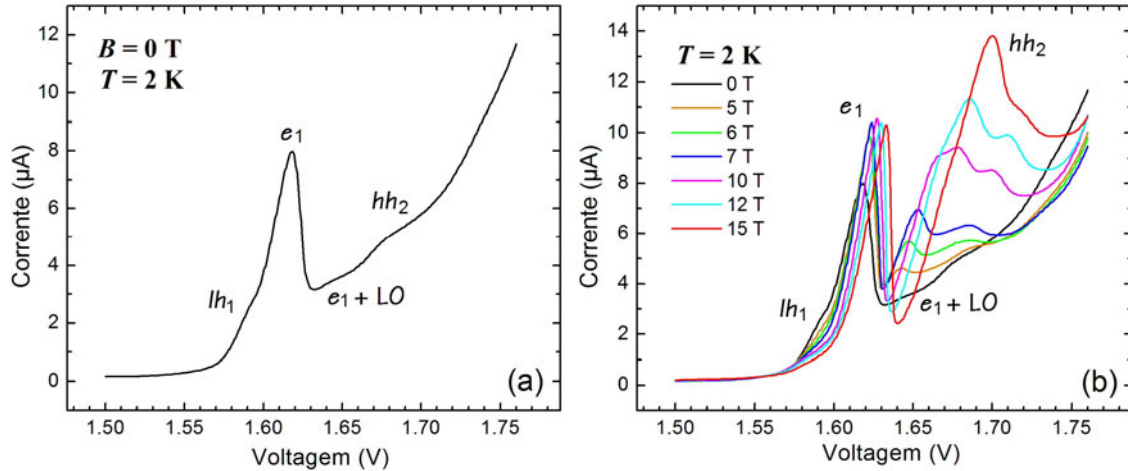


Fig. 5.2: (a) Curva de corrente por voltagem I(V). (b) Curva I(V) para diferentes campos magnéticos.

A figura 5.2-a apresenta a curva I(V) para a amostra a 2 K e 0 T desta estrutura. Os picos em 1,59 V e em 1,62 V são atribuídos, respectivamente, à primeira ressonância de buraco leve (lh_1) e à primeira ressonância de elétrons (e_1) [Buh95]. As ressonâncias se tornam menos evidentes a partir da ressonância e_1 , porém identificamos ainda uma ressonância de elétrons assistida por fônons (e_1+LO) em 1,64 V e uma segunda ressonância de buracos pesados (hh_2) em 1,68 V. Para esta amostra, a primeira ressonância de buracos pesados (hh_1) é relativamente pequena, de forma que não conseguimos observá-la na curva I(V). A figura 5.2-b mostra as curvas I(V) para diferentes campos magnéticos e a figura 5.3 mostra um diagrama com a evolução do desdobramento das ressonâncias à medida que aplicamos o campo magnético.

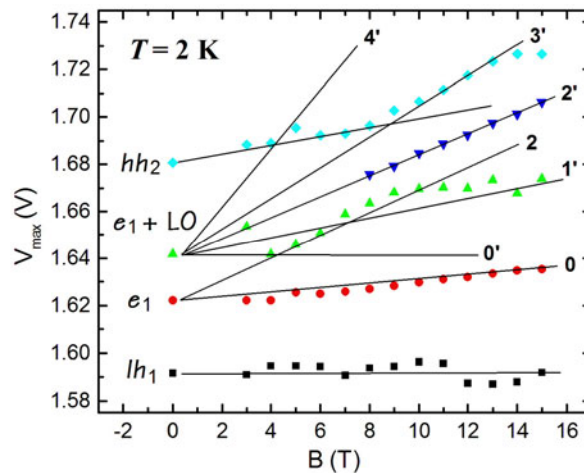


Fig. 5.3: Diagrama de voltagem máxima associada a uma dada ressonância em função do campo magnético. Os índices se referem aos índices dos níveis de Landau respectivos.

Com a aplicação do campo magnético observamos um pequeno deslocamento, aproximadamente linear das ressonâncias lh_1 e e_1 de acordo com a dependência com o campo magnético esperada para níveis fundamentais de Landau. Na região de voltagem além da ressonância e_1 , observamos vários picos não muito bem resolvidos relacionados com as ressonâncias atribuídas a elétrons assistidos por fônons (e_1+LO) e a segunda ressonância de buracos pesados (hh_2). Com base no diagrama de voltagens da figura 5.3 identificamos a possível origem destes picos envolvendo diferentes níveis de Landau associados ao estado e_1 , como discutido na seção 1.3.1. Portanto, para voltagens maiores que a voltagem da ressonância e_1 , a corrente através do DBD se deve a uma mistura de ressonâncias de elétrons e de buracos.

5.2.2 – ELETROLUMINESCÊNCIA:

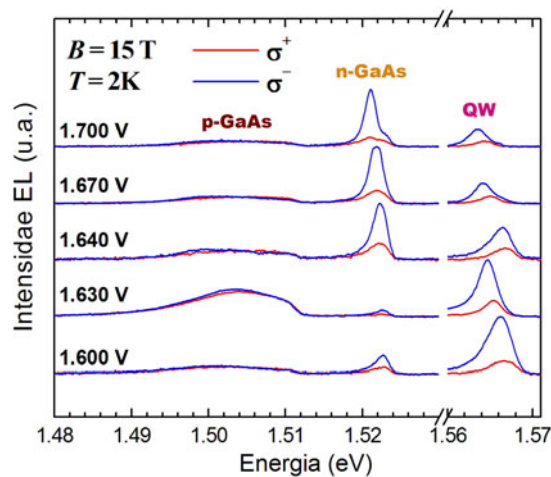


Fig. 5.4: Eletroluminescências do poço e dos contatos para as polarizações σ^+ e σ^- para diferentes voltagens.

A figura 5.4 mostra os espectros de eletroluminescência com as bandas de emissão associadas ao poço quântico (QW) e aos contatos (n -GaAs e p -GaAs) para as polarizações σ^+ e σ^- quando a estrutura é submetida a diferentes voltagens. Aqui também a eletroluminescência do poço quântico está sempre associada aos níveis de energia fundamentais do poço (e_1^\pm e hh_1^\pm) e sua posição em energia oscila consideravelmente devido ao efeito Stark e à formação de complexos excitônicos. A formação dos complexos excitônicos se dá à medida que variamos a densidade de portadores no interior do poço

mediante a injeção ressonante de portadores [Buh95, Ter05], como já discutido no caso da amostra $p-i-p$. As emissões dos contatos, por outro lado, permanecem aproximadamente constantes em energia na escala da figura 5.4. Estudamos a dependência desta emissão com a voltagem em mais detalhes a seguir.

A eletroluminescência atribuída ao contato tipo- n (p) se deve basicamente à recombinação dos buracos (elétrons) que atravessaram a dupla barreira do DBD vindos do contato tipo- p (n) com elétrons (buracos) do contato tipo- n (p). A análise da dependência da intensidade integrada da eletroluminescência dos contatos com a voltagem corrobora nossa identificação das bandas de eletroluminescência. Apresentamos na figura 5.5 a intensidade integrada das bandas de eletroluminescência atribuída aos contatos. Observamos um comportamento bastante distinto para a emissão proveniente dos contatos p e n . A emissão associada ao contato tipo- p (p -GaAs) apresenta uma forte correlação com a ressonância de elétrons (e_1). Seu pico de máxima intensidade ocorre exatamente na primeira ressonância de elétrons (e_1), quando a injeção de elétrons do contato tipo- n para o contato tipo- p é maximizada. Por outro lado a emissão associada ao contato tipo- n (n -GaAs) não apresenta correlação com a ressonância de elétrons (e_1), porém, possui claramente um máximo na voltagem correspondente à primeira ressonância de buracos leves (lh_1), quando a injeção de buracos do contato tipo- p para o contato tipo- n é máxima.

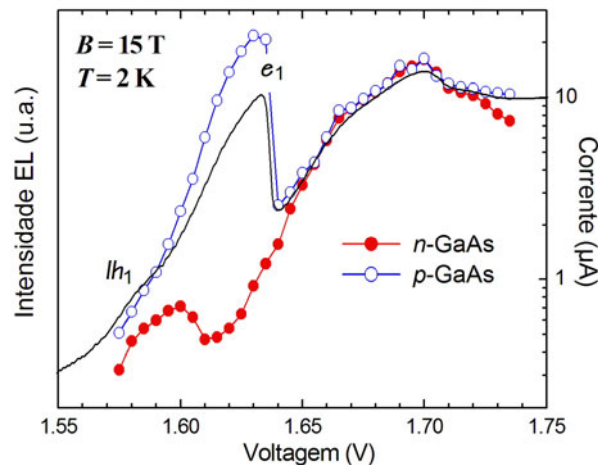


Fig. 5.5: Intensidade integrada das eletroluminescências dos contatos. Para melhor visualização das ressonâncias, as escalas verticais estão em formato logarítmico.

Para a região de voltagens acima da ressonância e_1 , a intensidade da emissão dos dois contatos cresce. Como dissemos anteriormente, esta região de voltagem é caracterizada por uma mistura entre ressonâncias de elétrons e buracos, justificando o comportamento da intensidade da eletroluminescência nessa mesma região. Os resultados demonstram claramente que podemos associar a eletroluminescência do contato tipo- n (p) com os buracos (elétrons) que tunelaram através da estrutura do DBD.

Quando analisamos em detalhe as emissões provenientes dos contatos, observamos que elas incluem dois tipos de recombinações: uma recombinação direta no contato (3D) e uma recombinação entre portadores livres e portadores dos gases bidimensionais nas camadas de acumulação (h -2DEG e e -2DHG). Na figura 5.6 temos um detalhe do diagrama de bandas com as emissões mencionadas anteriormente para o contato tipo- n .

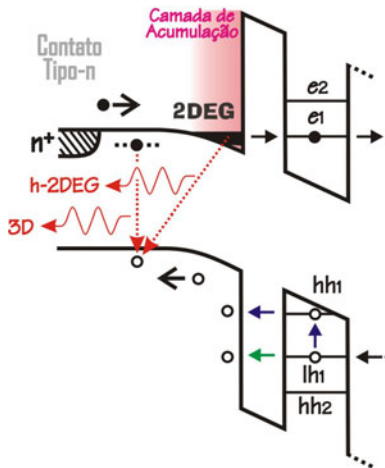


Fig. 5.6: Detalhe das bandas de condução e valência para o contato tipo- n com as emissões 3D e h -2DEG.

Estas emissões são mais evidentes para o contato tipo- n , pois os efeitos de acumulação de elétrons na camada de acumulação no lado n são mais significativos que no caso de buracos devido à menor energia de ionização dos doadores em comparação com os aceitadores e à maior energia dos estados do poço quântico para elétrons, o que implica em maiores voltagens para alcançar a condição de tunelamento ressonante para o primeiro estado eletrônico. A figura 5.7-a apresenta o espectro de emissão do contato tipo- n (emissão n -GaAs) para diferentes voltagens. Observamos duas bandas de emissão atribuídas à recombinação h -2DEG e a uma recombinação 3D tipo excitônica provavelmente envolvendo éxcitons livres e ligados à impurezas doadoras, banda de

emissão dominada em GaAs tipo-*n*. A recombinação 3D ocorre numa região do contato de GaAs onde o campo elétrico deve ser basicamente nulo e, portanto, não é sensível à voltagem aplicada, de modo que sua posição permanece constante em $\sim 1,523$ eV. Por outro lado, espera-se que a recombinação *h*-2DEG seja fortemente dependente da densidade do gás de elétrons e, portanto, fortemente dependente da voltagem aplicada ao DBD. Realmente, observamos que a banda atribuída à recombinação *h*-2DEG desloca-se para menores energias quando aumentamos a voltagem e, portanto, aumentamos a densidade de elétrons do gás bidimensional, num efeito similar ao efeito Stark confinado. Observamos também que a emissão da recombinação *h*-2DEG é sempre mais intensa que a da recombinação 3D. A princípio poderíamos pensar que os buracos que tunelam a dupla barreira do DBD são rapidamente arrastados pelo campo elétrico na região da camada de acumulação, de modo que a sobreposição das funções de onda do buraco livre e do elétron do gás se tornaria nula no tempo característico de recombinação e a recombinação *h*-2DEG seria muito pequena em comparação com a recombinação excitônica 3D entre os buracos e os elétrons na região de baixa dopagem do contato tipo-*n*. No entanto, em heteroestruturas com gases bidimensionais foi observado que na presença de um campo magnético a recombinação *h*-2DEG se torna dominante devido a uma variação da dinâmica excitônica com o campo magnético [Ash05]. Em baixas voltagens não é possível resolver as emissões 3D e *h*-2DEG. A emissão 3D só se torna claramente evidente a partir de $\sim 1,7$ V.

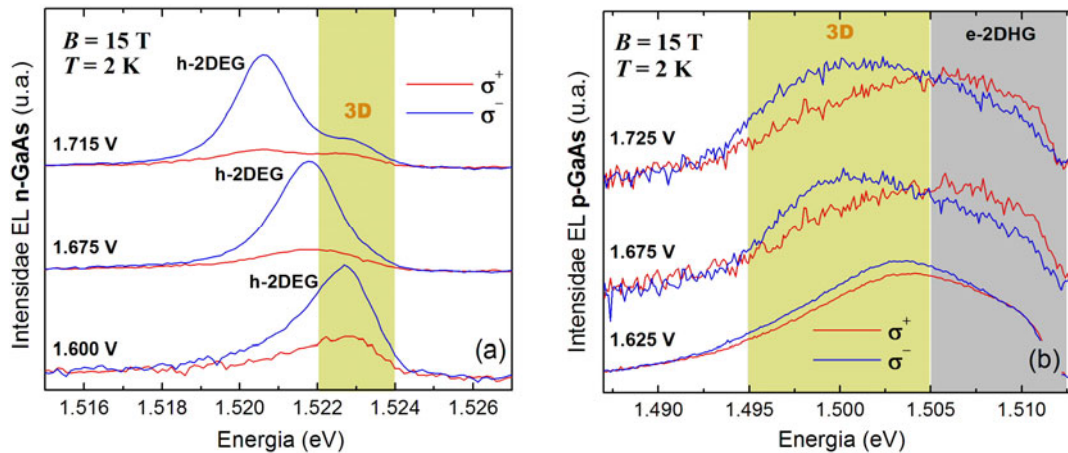


Fig. 5.7: (a) Emissão n-GaAs com as emissões 3D e *h*-2DEG. (b) Emissão p-GaAs com as emissões 3D e e-2DHG.

A figura 5.7-b apresenta a emissão do contato tipo-*p* (emissão *p*-GaAs) para diferentes voltagens. Neste caso, a emissão *e*-2DHG não chega a se tornar dominante, provavelmente porque a densidade do gás de buracos não é significativa no intervalo de voltagem analisado, de modo que o espectro de emissão *p*-GaAs varia pouco com a voltagem. Aqui também, a separação das duas bandas de emissão é uma tarefa difícil, mas a presença de várias bandas fica evidente pela assimetria das emissões e pela variação da polarização em função da energia. A emissão 3D no contato tipo-*p*, que envolve elétrons livres e os íons aceitadores, é menos energética que a recombinação *e*-2DHG devido ao fato dos níveis aceitadores estarem em aproximadamente 30 *meV* acima do topo da banda de valência.

O grau de polarização das emissões da eletroluminescência é mostrado na figura 5.8. A polarização dos contatos foi calculada para a emissão integrada total, incluindo todas as recombinações envolvidas. A eletroluminescência do poço quântico atinge um valor de -65% e a eletroluminescência do contato tipo-*n* atinge -55%. Em toda a faixa de voltagem estudada ambas permanecem sempre negativas. Em contraste, a polarização da eletroluminescência do contato tipo-*p* é praticamente nula. Iluminando o contato tipo-*n* com um laser, a emissão passa a ser proveniente principalmente da recombinação de buracos foto gerados neste contato (PL). Nesta condição a emissão do contato tipo-*n* aumenta significativamente, de modo que a fotoluminescência se torna dominante. Observamos também que a polarização da fotoluminescência da emissão atribuída ao contato tipo-*n* é praticamente nula (figura 5.8).

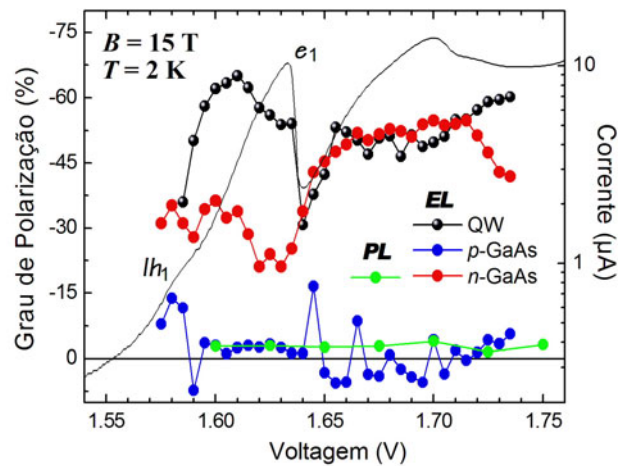


Fig. 5.8: Grau de Polarização em função da voltagem para as Eletroluminescências poço (QW), do contato tipo-*p* (*p*-GaAs) e tipo-*n* (*n*-GaAs) e a Fotoluminescência do contato tipo-*n*. A curva contínua é a *I*(*V*).

5.3 – DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS:

Para compreendermos as polarizações observadas para a amostra *p-i-n*, devemos considerar a polarização dos gases bidimensionais que se formam nas camadas de acumulação. Com base em nossas análises e resultados anteriores, esperamos que o fator-*g* do gás bidimensional de elétron seja negativo ($g_e < 0$), de modo que o estado *spin-up* ($m_j = +1/2$) seja o estado fundamental o que, de acordo com as regras de seleção apresentadas no capítulo 2, levaria a uma emissão polarizada negativamente. No caso do gás bidimensional de buracos, teríamos, por outro lado, um fator-*g* positivo ($g_h > 0$), de modo que o estado *spin-up* ($m_j = +3/2$) seria o estado fundamental que, portanto, levaria a uma emissão polarizada positivamente.

Nossos resultados mostram que a polarização da emissão do contato tipo-*n*, dominada pela recombinação *h-2DEG*, é predominantemente negativa, o que concorda com a polarização do gás de elétrons na camada de acumulação. Para voltagens superiores a 1,7V, podemos analisar também a contribuição da emissão da recombinação 3D de modo qualitativo. A figura 5.9 mostra os espectros de emissão das bandas σ^+ e σ^- do contato tipo-*n* para duas voltagens nessa região.

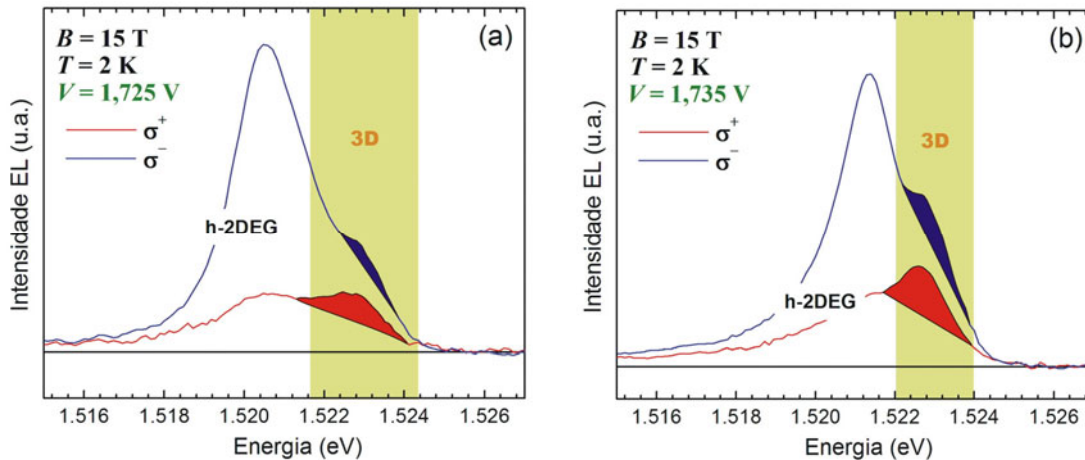


Fig. 5.9: Apresentação das áreas associadas a emissão da recombinação 3D para as polarizações σ^+ e σ^- para as voltagens (a) 1,725V e (b) 1,735V.

Não é possível resolver as duas bandas de emissão (3D e *h-2DEG*) pois desconhecemos as funções que descrevem estas bandas, mas podemos observar claramente, numa análise

gráfica simples, que a polarização da emissão da banda 3D, ao contrário da polarização da banda h -2DEG, é positiva, já que a área associada a emissão 3D para a polarização σ^+ é maior que para a polarização σ^- . Atribuímos esse resultado à polarização do gás de buracos na camada de acumulação no lado p que privilegia esta polarização para os portadores que tunelam através da dupla barreira do DBD.

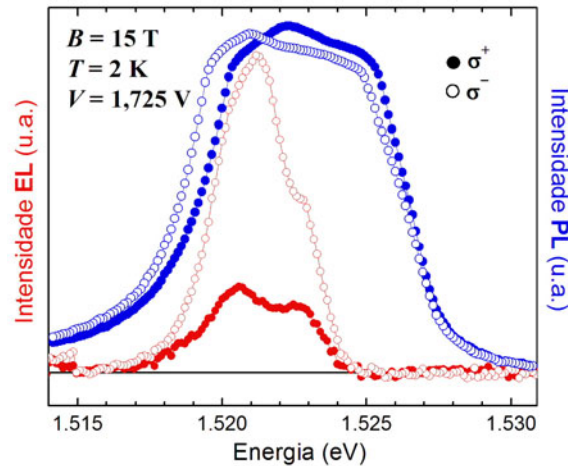


Fig. 5.10: Eletroluminescência e fotoluminescência do contato tipo- n para as bandas σ^+ e σ^- na voltagem de 1,725 V

Quando iluminamos o contato tipo- n os buracos são fotogerados ao longo da estrutura do DBD em função da penetração do laser, de acordo com a análise apresentada na seção 2.2. Nesta condição, a emissão ocorre principalmente nas camadas de alta dopagem do contato tipo- n . No entanto, parte da recombinação ainda ocorre nas camadas menos dopadas do contato e, inclusive, na camada de acumulação. Mas, neste caso, o peso destas camadas fica basicamente invertido se comparado com a situação da eletroluminescência, onde os buracos são injetados diretamente na região da camada de acumulação de elétrons. No caso da fotoluminescência apresentada na figura 5.10, a banda de emissão se torna bastante alargada incluindo energias relativamente altas, com uma forma atípica, que deve envolver a soma da emissão das camadas de GaAs com três dopagens distintas e a camada não-dopada, como descrito na tabela 5.1. Apesar de não ser possível deconvoluir as bandas envolvidas nesta emissão, fica evidente que a polarização é praticamente nula, variando ao redor de pequenos valores negativos e positivos em diferentes voltagens.

Acreditamos, portanto, que a polarização positiva da emissão 3D entre os buracos que atravessam a estrutura do DBD e os elétrons das camadas dopadas de GaAs observada na figura 5.9 seja indicação que a seleção de *spin* destes portadores pela estrutura do DBD é parcialmente preservada, mesmo quando os buracos tunelam não-ressonantemente a segunda barreira do poço quântico.

Ao contrário da polarização do contato tipo-*n*, a polarização do contato tipo-*p* é, de maneira geral, praticamente nula. Entretanto podemos observar na figura 5.7-b que a polarização para as energias da emissão atribuída à recombinação *e*-2DHG é ligeiramente positiva, enquanto que para a banda 3D, pelo contrário, é ligeiramente negativa. De maneira similar, mas invertida ao caso da polarização da emissão do contato tipo-*n*, acreditamos que a polarização negativa da recombinação 3D se deve à polarização residual dos elétrons que tunelam o DBD e a polarização positiva da recombinação *e*-2DHG se deve à polarização do gás de buracos no contato tipo-*p*. Se comparada à polarização da emissão *h*-2DEG a polarização da emissão *e*-2DHG é consideravelmente menor, indicando que polarização do gás de buracos deve ser relativamente menor que a do gás de elétrons. Este fato em conjunto com a observação da polarização positiva para a recombinação 3D do contato tipo-*n* é uma indicação que os processos de transporte através do DBD são mecanismos que contribuem na seleção e na filtragem de *spin*.

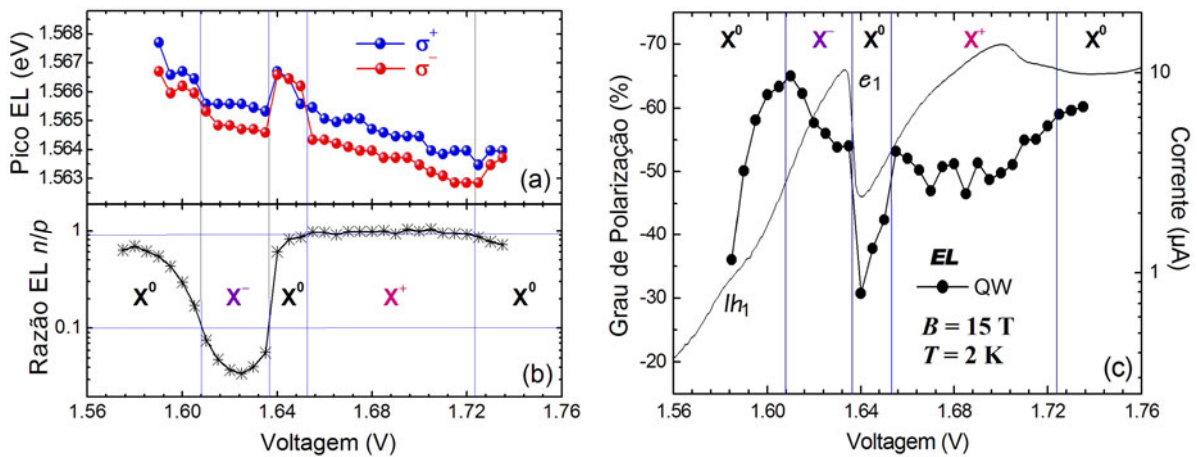


Fig. 5.11: (a) Posição do máximo da emissão da eletroluminescência do poço quântico. (b) Razão entre as intensidades integradas das eletroluminescências dos contatos tipo-*n* e tipo-*p* evidenciando as regiões de voltagem com o respectivo complexo excitônico. (c) Grau de polarização do poço quântico. A curva contínua é a $I(V)$.

Analizamos agora a emissão associada ao poço quântico que depende do efeito Stark e da formação de complexos excitônicos. A figura 5.11-a apresenta a dependência do máximo de emissão do poço quântico (QW) em função da voltagem. De um modo geral, observamos um deslocamento para o vermelho à medida que aumentamos a voltagem devido ao efeito Stark, mas para determinadas voltagens observamos saltos abruptos de aproximadamente 1 meV marcados pelas linhas verticais em azul. Atribuímos estes saltos à formação de trions. A figura 5.11-b mostra a razão entre as intensidades das bandas de eletroluminescência dos contatos tipo- n e tipo- p . Os saltos coincidem exatamente com as voltagens na qual a razão entre as intensidades das eletroluminescências atingem dois valores determinados marcados pelas linhas horizontais em azul, $\sim 0,9$ e $\sim 0,1$. Razões grandes (pequenas) indicam excessos de buracos (elétrons) tunelando para o interior do poço quântico. Atribuímos, portanto, a eletroluminescência para razões maiores que $0,9$ à trions positivos (X^+) e para razões menores que $0,1$ à trions negativos (X^-). Para razões intermediárias, entre $0,1$ e $0,9$, a emissão deve estar relacionada a éxcitons neutros (X^0).

As razões onde os éxcitons neutros dominam não são centradas em 1 , como poderíamos esperar se a razão entre as intensidades das eletroluminescências dos contatos fosse exatamente proporcional à razão entre as densidades de elétrons e buracos no poço quântico, mas sim deslocada para valores menores do que 1 . Podemos atribuir este fato a taxas de escape distintas para fora do poço quântico para elétrons e buracos e/ou a eficiências de recombinação distintas dos contatos. A figura 5.11-c mostra novamente o grau de polarização da eletroluminescência do poço quântico, onde as linhas verticais em azul indicam as voltagens onde ocorrem as mudanças na origem da emissão com a formação dos complexos excitônicos, de acordo com a análise anterior. Podemos observar que a polarização do poço apresenta uma correlação com a formação destes complexos. O módulo do grau de polarização tende a ser maior quando a emissão é associada aos éxcitons carregados (X^- e X^+) em comparação com a polarização nas voltagens onde a emissão é dominada por éxcitons neutros (X^0), com exceção da região de altas voltagens. Este resultado pode estar relacionado com as diferentes energias de separação Zeeman observadas na figura 5.8-a: $\sim 1\text{ meV}$ para os trions e praticamente zero para o éxciton neutro [Gla99, Van02]. Apesar dos portadores provavelmente não atingirem uma distribuição de equilíbrio no interior do poço quântico, os fatores- g dos trions, maiores que

o do éxciton neutro, podem contribuir em parte para o aumento da polarização da eletroluminescência do poço quântico. A baixa polarização da emissão do poço logo antes e após a ressonância de elétrons pode estar relacionada também com a injeção relativamente maior de buracos no poço que, nestas voltagens, deveriam privilegiar a polarização positiva da luminescência conforme nossa análise.

CONCLUSÕES:

Apresentamos ao longo deste trabalho os resultados de uma investigação das propriedades ópticas e de transporte através de heteroestruturas semicondutoras não-magnéticas; mais especificamente diodos de dupla barreira de potencial – DBD (*Double Barrier Diode*) – constituídos de um poço de GaAs e barreiras simétricas de AlAs e dopagens tipo *p-i-p* e *p-i-n*. Nosso foco principal foi o estudo da polarização de *spin* da corrente de portadores através da estrutura para um possível desenvolvimento de filtros de *spins* não-magnéticos.

Mostramos que a característica fundamental destes dispositivos é a seleção do estado ressonante no interior poço quântico pelo qual fluem os portadores através da voltagem aplicada a seus contatos. A utilização dos DBD como filtros de *spin* é baseada na quebra da degenerescência de *spin* dos estados envolvidos no tunelamento. Uma vez separados em energia, diferentes estados de *spin* poderiam ser selecionados através da voltagem aplicada aos contatos do dispositivo. A quebra de degenerescência de *spin* é obtida, em geral, quebrando-se a simetria espacial do sistema através da ação de campos magnéticos (*Efeito Zeeman*) ou campos elétricos (*Efeito Dresselhaus e Rashba*).

Mostramos que uma inversão de polarização da emissão do poço quântico do DBD pode ser obtida mediante variação da voltagem aplicada ao DBD, se o contato emissor e o poço quântico apresentarem fatores-*g* significativamente diferentes para um dado portador, ou alternando ressonâncias que privilegiam diferentes *spins*. De maneira geral, a otimização destes efeitos e, portanto, a otimização do DBD como filtro de *spin*, pode ser conseguida maximizando a separação em energia dos diferentes estados de *spin*. Esta condição impõe a utilização de altos campos magnéticos ou de materiais e estruturas com grandes fatores-*g*. A segunda possibilidade pode ser satisfeita utilizando materiais magnéticos na estrutura. Outra alternativa é explorar a variação do fator-*g* devido a variações do confinamento do portador e da densidade de portadores nos estados envolvidos no tunelamento, especialmente para o caso da banda de valência onde a forte interação entre estados excitados pode levar a comportamentos anômalos para o fator-*g*. Uma última alternativa é a utilização do efeito Rashba, que mostra-se vantajosa do ponto de vista prático, já que os processos podem ser controlados simplesmente através

de voltagens externas. Entretanto, experimentalmente ainda não foram desenvolvidos dispositivos que tenham conseguido implementar essa proposta. Em nosso trabalho utilizamos o efeito Zeeman para quebra de degenerescência, mas mostramos também evidência experimental da modulação da separação dos níveis de *spins* diferentes através da voltagem externa aplicada ao dispositivo.

Observamos uma forte dependência da polarização óptica da emissão dos níveis fundamentais do poço quântico com a voltagem para a amostra *p-i-p*, com inversões de sinais próximas às ressonâncias no regime das baixas voltagens e com uma saturação numa polarização positiva no regime de altas voltagens. Propusemos um modelo teórico simples baseado no balanço dinâmico entre a injeção de portadores no interior do poço e a relaxação em energia que simula a dependência da polarização da fotoluminescência do poço com a voltagem, tanto no regime de baixas voltagens, quanto no regime de altas voltagens. Nossos resultados são consistentes com a suposição que os fatores-*g* e os tempos de coerência de *spin* de buracos em estados confinados podem assumir valores relativamente grandes devido ao confinamento quântico. A alta sensibilidade da polarização da fotoluminescência com a voltagem, incluindo inversões de sinais próximos às ressonâncias, é uma manifestação direta da possibilidade de controle da injeção de portadores com polarização de *spin* por voltagem usando heteroestruturas semicondutoras não-magnéticas.

Ainda para a amostra *p-i-p*, observamos uma forte correlação entre a separação em energia das bandas de emissão σ^+ e σ^- em função da voltagem aplicada ao dispositivo. Analisamos esse resultado considerando vários efeitos: o efeito *Stark*, o efeito *Rashba* devido à ação do campo elétrico aplicado sobre a interação *spin*-órbita e o acoplamento das sub-bandas de buracos devido ao efeito *Zeeman*. Através de um modelo teórico considerando estes efeitos, estimamos as densidades de cargas acumuladas no DBD a partir da separação em energia medida opticamente. Os valores para as densidades de carga apresentam comportamento e a ordem de grandeza similares aos obtidos por magnetotunelamento, corroborando nossa análise. Este resultado é uma evidência clara que a separação em energia destas bandas poderia ser modulada pelo acoplamento *spin*-órbita.

Estudamos também a polarização da eletroluminescência do poço quântico e dos contatos n e p numa estrutura $p-i-n$. Neste caso, o transporte é dominado por elétrons de modo que a polarização do poço quântico é predominantemente negativa. Observamos uma polarização significativa da eletroluminescência dos contatos atribuída diretamente à polarização dos gases bidimensionais nas camadas de acumulação adjacentes às barreiras. A análise da polarização de emissão do contato tipo- n indicou uma polarização residual da corrente de buracos através das duas barreiras do DBD.

De forma geral, mostramos nesse trabalho que dispositivos baseados em estruturas semicondutoras não-magnéticas têm um grande potencial a ser explorado como base no desenvolvimento de dispositivos de filtragem de $spin$.

Como continuidade imediata deste trabalho, estão sendo estudadas outras estruturas com diferentes espessuras de poços quânticos e diferentes barreiras (barreiras assimétricas) de modo a analisar as relações entre os parâmetros estruturais e as diferenças de fatores- g entre o contato emissor e os estados ressonantes (Δg) e o efeito do acúmulo de carga no interior do poço quântico. Também já foi iniciado o estudo da dinâmica de $spin$ dos portadores nestas estruturas através de medidas de fotoluminescência e eletroluminescência resolvidos no tempo. Como perspectivas futuras, seria importante aprofundar a investigação sobre o efeito de separação em energia dos estados de $spin$ devido ao acoplamento $spin$ -órbita utilizando DBD fabricados com diferentes materiais.

REFERÊNCIAS:

- [Ada01] T. Adachi, Y. Ohno, F. Matsukura e H. Ohno, *Physica E* **10**, 36 (2001).
- [Ash05] B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, V. V. Rudenkov, P. C. M. Christianen, J. C. Mann e L. N. Pfeiffer, *Phys. Rev. B* **72**, 075332 (2005).
- [And58] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958).
- [Bas92a] G. Bastard e R. Ferreira, *Surf. Sci.* **267**, 335 (1992).
- [Bas92b] G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures* (Les Editions de Physique, Paris, 1992).
- [Bar92] S. Bar-Ad e I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 349 (1992).
- [Bay95] B. Baylac, T. Amand, X. Marie, B. Dareys, M. Brousseau, G. Bacquet, e V. Thierry-Mieg, *Solid State Commun.* **93**, 57 (1995).
- [Ber03] J. A. Berashevich, A. L. Danilyuk, A. N. Kholod e V. E. Borisenko, *Mater. Sci. Eng. B* **101**, 111 (2003).
- [Bir75] G. L. Bir, A. G. Aronov e G. E. Pikus, *Sov. Phys. JETP* **42**, 705 (1975).
- [Buh95] H. Buhmann, L. Mansouri, J. Wang, P. H. Beton, N. Mori, L. Eaves, M. Henini e M. Potemski, *Phys. Rev. B* **51**, 7969 (1995).
- [Byc84] Y. A. Bychkov e E. I. Rashba, *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984).
- [Car06a] H. B. de Carvalho, Y. Galvão Gobato, M. J. S. P. Brasil, V. Lopez-Richard, G. E. Marques, I. Camps, M. Henini, L. Eaves e G. Hill, *Phys. Rev B* **73**, 155317 (2006).
- [Car06b] H. B. de Carvalho, M. J. S. P. Brasil, V. Lopez-Richard, I. Camps, Y. Galvão Gobato, G. E. Marques, L. C. O. Dacal, M. Henini, L. Eaves e G. Hill, *Phys. Rev B* **74**, 041305 (2006).
- [Cha74] L. L. Chang, L. Esaki e R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 593 (1974).
- [Coh77] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu e F. Laloë - *Quantum Mechanics, v.1 e v.2*, John Wiley & Sons (1977).
- [Dac02] L. C. O. Dacal e J. A. Brum, *Phys. Rev. B* **65**, 115324 (2002); J. A. Brum, G. Bastard e C. Guillemot, *Phys. Rev. B* **30**, 905 (1984); L. C. O. Dacal e J. A. Brum, *Physica E (Amsterdam)* **12**, 546 (2002).
- [Dam91] T. C. Damen, L. Vina, J. E. Cunningham, J. Shah e L. J. Sham, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3432 (1991).
- [Dat90] S. Datta e B. B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [Dre55] G. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).
- [Dya71] M. I. D'yakonov e V. I. Perel, *Sov. Phys. JETP* **33**, 1053 (1971).

- [Dyk71] M. I. D'yakonov e V. I. Perel, *Sov. Phys. Solid State* **13**, 3023 (1971).
- [Dzh02] R. I. Dzhioev, V. L. Korenev, I. A. Merkulov, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, A. L. Efros e D. S. Katzer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 256801 (2002).
- [Eav88] L. Eaves, G. A. Toombs, F. W. Sheard, C. A. Payling, M. L. Leadbeater, E. S. Alves, T. J. Foster, P. E. Simmonds, M. Henini, O. H. Huges, J. C. Portal, G. Hill e M. A. Pate, *Appl. Phys. Lett.* **52** (3), 212 (1988).
- [Eki71] I. A. Ekimov e V. I. Safarov, *Sov. Phys. JETP* **15**, 177 (1971).
- [Ell54] R. J. Elliott, *Phys. Rev.* **98**, 266 (1954).
- [Fan66] F. F. Fang e W. E. Howard, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 797 (1966).
- [Fer91] R. Ferreira e G. Bastard, *Phys. Rev. B.* **43**, 9687 (1991).
- [Fie99] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag e L. W. Molenkamp, *Nature* **402**, 787 (1999).
- [Fin96] G. Finkelstein, H. Shtrikman e I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. B* **53**, R1709 (1996).
- [Fis94] T. A. Fisher, P. D. Buckle, P. E. Simmonds, R. J. Teissier, M. S. Skolnick, C. R. H. White, D. M. Whittaker, L. Eaves, B. Usher, P. C. Kemeny, R. Grey, G. Hill e M. A. Pate, *Phys. Rev. B* **50**, 18469 (1994).
- [Gan03] S. D. Ganishev e W. Prettl, *J. Phys. Condens. Matter* **15**, R935 (2003).
- [Gan04] S.D. Ganishev, V. V. Bel'kov, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, P. Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss e W. Prettl, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 256601 (2004).
- [Gar99] S. Gardelis, C. G. Smith, C. H. W. Barnes, E. H. Linfield e D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **60**, 7764 (1999).
- [Gir02] E. M. Giroto e I. A. Santos, *Quim. Nova* **25** (4), 639 (1002).
- [Gla99] S. Glasberg, G. Finkelstein, H. Shtrikman e I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. B* **59**, R10425 (1999).
- [Gob91] Y. G. Gobato, F. Chevoir, J. M. Berroir, P. Bois, Y. Guldner, J. Nagle, J. P. Vieren e B. Vinter, *Phys. Rev. B* **43**, 4843 (1991).
- [Gol87] V. J. Goldman, D. C. Tsui e J. E. Cunningham, *Phys. Rev. Lett.* **58** (12), 1256 (1987).
- [Goo94] C. J. Goodings, H. Mizuta e J. R. A. Cleaver, *J. Appl. Phys.* **75**, 363 (1994).
- [Gri95] D. J. Griffiths, *Introduction to Quantum Mechanics* (Academic Press Inc., Upper Saddle River, 1995).
- [Gru01] T. Gruber, M. Keim, R. Fiederling, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp e A. Waag, *Appl. Phys. Lett.* **78** (8), 1101 (2001).

- [Guo04] D.-F. Guo, J.-Y. Chen, H.-M. Chuang, C.-Y. Chen e W.-C. Liu, *IEEE J. Quantum Electron.* **40** (4), 413 (2004).
- [Hab04] B. Habib, E Tutuc, S. Melinte, M. Shayegan, D. Wasserman, S. A. Lyon e R. Winkler, *Phys. Rev. B.* **69**, 113311 (2004).
- [Ham99] P. R. Hammer, P. R. Bennett, M. J. Yang e M. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 203 (1999)
- [Hay91] R. K. Hayden, D. M. Maude, L. Eaves, E. C. Valadares, M. Henini, F. W. Sheard, O. H. Huges, J. C. Portal e L. Curry, *Phys. Rev. Lett.* **66** (13), 1749 (1991).
- [Hay92] R. K. Hayden, L. Eaves, M. Henine, D. K. Maude, J. C. Portal e G. Hill, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1474 (1992).
- [Hil02] D. J. Hilton e C. T. Lang, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 146601 (2002).
- [Kat04] Y. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard e D. D. Awschalom, *Nature* **427**, 50 (2004).
- [Khe93] K. Kheng, R. T. Cox, Y. M. d'Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar e S. Tatarenko, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1752 (1993).
- [Kog02] T. Koga, J. Nitta e H. Takayanagri, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 126601 (2002).
- [Lam58] M. A. Lampert, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 450 (1958).
- [Lan82] Landolt - Börnstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, volume **17**, editores: O. Madelung, M. Schulz e H. Weiss (Springer - Verlag Berlin, Heidelberg, NY, 1982).
- [Lev03] L. S. Levitov e E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* **67**, 115324 (2003).
- [Lop03] V. Lopez-Richard, G. Q. Hai, C. Trallero-Giner e G. E. Marques, *Phys. Rev. B* **67**, 155320 (2003).
- [LuC06] C. Lü, J. L. Cheng e M. W. Wu, *Phys. Rev. B.* **73**, 125314 (2006).
- [Mai98] M. Z. Maialle, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 852 (1998).
- [Mai00] A. Mailowski, R. S. Britton, T. Grevatt, R. T. Harley, D. A. Ritschie e M. Y. Simmons, *Phys. Rev. B* **62**, 13034 (2000).
- [Mal01] A. Malinowski e R. T. Harley *Phys. Rev. B.* **62**, 2051 (2001).
- [Mar83] V. A. Marushchack, M. N. Stepanova e A. N. Titkov, *Sov. Phys. Solid State* **25**, 2035 (1983).
- [Mar99] X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, M. Paillard, P. Renucci, L. E. Golub, V. D. Dymninkov e E. L. Ivchenko, *Phys. Rev. B.* **60**, 5811 (1999).
- [Mat03] R. Mattana, J.-M. George, H. Jaffres, F. N. vanDau, A. Fert, B. Lepine, A. Guivarch e G. Jezequel, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 166601 (2003).
- [Mis04] E. G. Mishchenko, A. V. Shytov e B. I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 226602 (2004).

- [Miz95] H. Mizuta e T. Tanoue, *The Physics and Application of Resonant Tunnelling Diodes* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [Mun74] G. Munsch e B. Stébé, *Phys. Status Solidi (b)* **64**, 213 (1974).
- [Ohn98] H. Ohno, N. Akiba, F. Matsukura, A. Shen, K. Ohtani e Y. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 363 (1998).
- [Ohn99a] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukara, H. Ohno e D. D. Awschalom, *Nature* **402**, 790 (1999).
- [Ohn99b] Y. Ohno, R. Terauchi, F. Matsukara e H. Ohno, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4196 (1999).
- [Pal04] M. G. Pala, M. Governale, J. König, U. Zülicke e G. Iannaccone, *Phys. Rev. B* **69**, 045304 (2004).
- [Par99] S. S. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheurlein, E. J. O'Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Yu Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner e W. J. Gallagher, *J. Appl. Phys.* **85**, 5828 (1999).
- [Per01] A. L. C. Pereira, *Levitações de Estados Estendidos em Sistemas que Apresentam Efeito Hall Quântico*, (Tese de Mestrado, Instituto de Física Gleb Wataghin, Unicamp, 2001).
- [Pri95] G. A. Prinz, *Phys. Today* **48**, 58 (1995).
- [Ras03] E. I. Rashba e A. L. Efros, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 126405 (2003).
- [Rou92] P. Roussignol, P. Rolland, R. Ferreira, C. Delalande, G. Bastard, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, L. Carraresi, M. Colocci, J. F. Palmier e B. Etienne, *Phys. Rev. B* **46**, R7292 (1992).
- [Sai96] W. Saithory, K. Yamazaki, M. Asada e M. Watanabe, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, L1104 (1996).
- [San99] K. Sano, K. Murata, T. Otsuji, T. Akeyoshi, N. Shimizu e E. Sano, *Electron. Lett.* **35** (16), 1376 (1999).
- [San01] J. S. Sanhu, A. P. Herbale, J. J. Baumberg e J. R. A. Cleaver, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2150 (2001).
- [Sap92] V. F. Sapega, M. Cardona, K. Ploog, E. L. Ivchenko e D. N. Mirlin, *Phys. Rev. B* **45**, 4320 (1992).
- [Sch04] P. Schneider, J. Kainz, S. D. Ganichev, S. N. Danilov, U. Rössler, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, V. V. Bel'kov, M. Glazov, L. E. Golub e D. Schuh, *J. Appl. Phys.* **96**, 420 (2004).
- [Shi95] A. J. Shields, J. L. Osborne, M. Y. Simmors, M. Pepper e D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **52**, R5523 (1995).
- [Sil99] E. A. A. Silva e G. C. La Rocca, *Phys. Rev. B* **59**, R15583 (1999).

- [Slo03] A. Slobodskyy, C. Gould, T. Slobodskyy, C. R. Becker, G. Schmidt e L.W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **90** (24), 246601(2003).
- [Sne91] M. J. Snelling, G. P. Flinn, A. S. Plaut, R. T. Harley, A. C. Tropper, R. Eccleston e C. C. Phillips, *Phys. Rev. B.* **44**, 11345 (1991).
- [Ste04] D. Stepanenko e N. E. Bonesteel, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 140501 (2004).
- [Tak02] T. Koga, J. Nitta, H. Takayanagi e S. Datta, *Phys. Rev. Lett.* **88** (12), 126601 (2002).
- [Tar04] S. A. Tarasenko, V. I. Perel' e I. N. Yassievich, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 056601 (2004).
- [Ter05] F. J. Teran, L. Eaves, L. Mansouri, H. Buhmann, D. K. Maude, M. Potemski, M. Henini e G. Hill, *Phys. Rev. B* **71**, 161309 (2005).
- [Tet04] T. Uemura, S. Honma, T. Marukame e M. Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, L1035 (2001).
- [Tur94] T. S. Turner, L. Eaves, C. R. H. White, M. Henine e G. Hill, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 552 (1994).
- [Tsu73] R. Tsu e L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 562 (1973).
- [Tsu86] M. Tsuchiya e H Sakai, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 88 (1986).
- [Uen90a] T. Uenoyama e L. J. Sham, *Phys. Rev. B.* **42**, 7114 (1990).
- [Uen90b] T. Uenoyama e L. J. Sham, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3070 (1990).
- [Van02] T. Vanhoucke, M. Hayne, M. Henini e V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **65**, 041307 (2002).
- [Ver05] A. Vercik, Y. Galvão Gobato, I. Camps, G. E. Marques, M. J. S. P. Brasil e S. S. Makler, *Phys. Rev. B* **71**, 075310 (2005).
- [Vos98] A. Voskoboynikov, S. S. Liu e C. P. Lee, *Phys. Rev. B.* **58**, 15397 (1998).
- [Wal98] S. N. Walck e T. L. Reinecke – *Phys. Rev B* **57**, 9088 (1998).
- [Wan85] W. I. Wang, E. E. Mendez, B. Ricco e L. Esaki, *J. Vac. Sci. Technol.* **B3**, 1149 (1985).
- [Wei91] C. Weisbuch e Borge Vinter, *Quantum Semiconductor Structure* (Prentice Hall Inc., San Diego, 1991).
- [Win04] R. Winkler, *Phys. Rev. B.* **69**, 045317 (2004).
- [You88] J. F. Young, B. M. Wood, G. C. Aers, R. L. S. Devine, H. C. Liu, D. Landheer, e M. Buchanan, *Phys. Rev. Lett.* **60** (20), 2085 (1988).
- [Zhi93] V. E. Zhitomirskii, V. E. Kirpichev, A. I. Filin, V. B. Timofeev, B. N. Shepel e K. von Klitzing, *Sov. Phys. JETP* **58**, 439 (1993).
- [Zhu01] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr e K. H. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 016601 (2001).

TRABALHOS:

1 – ARTIGOS:

ACEITOS:

- 1 **H. B. de Carvalho**, M. J. S. P. Brasil, V. Lopez-Richard, I. Camps, Y. Galvão Gobato, G. E. Marques, L. C. O. Dacal, M. Henini, L. Eaves e G. Hill, “**Electric Field Inversion Asymmetry: Rashba and Stark Effects for Holes in Resonant Tunneling Devices**”, Physical Review B – Rapid Communication **74** (4), 041305 (2006).
- 2 **H. B. de Carvalho**, Y. Galvão Gobato, M. J. S. P. Brasil, V. Lopez-Richard, G. E. Marques, I. Camps, M. Henini, L. Eaves e G. Hill, “**Voltage-controlled Hole Spin Injection in Non-magnetic Resonant Tunneling Structures**”, Physical Review B **73**, 155317 (2006).
- 3 Y. G. Gobato, M.J.S.P. Brasil, I. Camps, **H. B. de Carvalho**, L.F. dos Santos, G.E. Marques, M. Henini, L. Eaves e G. Hill, “**Charge Buildup Effects in Asymmetric p-type Resonant Tunneling Diodes**”, Microelectronics Journal **36**, 356 (2005).

SUBMETIDOS:

- 4 **H. B. de Carvalho**, M. J. S. P. Brasil, Y. G. Gobato, G. E. Marques, H. V. A. Galeti, M. Henini e G. Hill, “**Spin Polarization in Non-magnetic P-I-N Resonant Tunneling Diode**”, Applied Physics Letters.

2 – TRABALHOS APRESENTADOS EM CONGRESSOS:

- 1 Hole Spin Polarization in Symmetric and Asymmetric p-type GaAs/AIAs Resonant Tunneling Diodes – 28th International Conference on the Physics of Semiconductor, 2006, Viena, 2006.
- 2 Evidence of Hole Spin-polarized Current Through a Non-magnetic Resonant Tunneling Diode – 28th International Conference on the Physics of Semiconductor, 2006, Viena, 2006.
- 3 Spin-dependent Tunneling in Asymmetric Resonant Tunneling Diodes – 17th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, 2006, Wurzburg, 2006.
- 4 Spin Polarization in Asymmetric p-type Resonant Tunneling Diodes – XXIX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2006, São Lourenço, 2006.
- 5 Evidence of Spin-polarized Current through a p-i-n GaAs/AIAs Resonant Tunneling Device – XXIX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2006, São Lourenço, 2006.
- 6 Excitonic Complexes and Spin Polarization in p-i-n GaAs/AIAs Resonant Tunneling Diodes – 12th Latin American Congress of Surface Science and its Applications, 2005, Angra dos Reis.
- 7 Rashba Spin-orbit Effects on Resonant Tunneling Devices – 12th Latin American Congress of Surface Science and its Applications, 2005, Angra dos Reis.
- 8 Optical Detection of Hole Spin Injection in Non-magnetic Resonant Tunneling Structures – 12th Latin American Congress of Surface Science and its Applications, 2005, Angra dos Reis.
- 9 Hole Spin Selection in GaAs/GaAIAs Double Barrier Diodes – Workshop Semiconductor Spintronics, 2005, Brasília.
- 10 Spin Polarization of Holes in Nonmagnetic Resonant Tunneling Diodes – 9th Optics of Excitons in Confined Systems, 2005, Southampton.
- 11 Voltage-controlled Hole Spin Injection in Non-magnetic Resonant Tunneling Diodes – 12th Brazilian Workshop on Semiconductor Physics, 2005, São José dos Campos, SP.

