Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Interações Rashba e Dresselhaus Induzidas por Deriva de Spin

Amina Solano Lopes Ribeiro

Orientador: Prof. Dr. Felix G. G. Hernandez

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Felix Guillermo Gonzlez Hernandez - Orientador (IF - USP)
Prof. Dr. Marcio Daldin Teodoro (DF - UFSCar)
Prof. Dr. Guilherme Matos Sipahi (IFSC - USP)

São Paulo
2018

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

Ribeiro, Amina Solano Lopes

Interações Rashba e Dresselhaus induzidas por deriva de spin.
São Paulo, 2018.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física dos Materiais e Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Félix Guillermo Gonzáles Hernandez
Área de Concentração: Spintrônica e Semicondutores

Unitermos: 1. Spintrônica; 2. Interações Rashba e Dresselhaus;
3. Deriva de spin

USP/IF/SBI-020/2018

University of São Paulo
Physics Institute

Rashba and Dresselhaus Interactions Induced by Spin Drift

Amina Solano Lopes Ribeiro

Supervisor: Prof. Dr. Felix G. G. Hernandez

Dissertation submitted to the Physics Institute of the
University of So Paulo in partial fulfillment of the re-
quirements for the degree of Master of Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Felix Guillermo Gonzlez Hernandez - Supervisor (IF - USP)
Prof. Dr. Marcio Daldin Teodoro (DF - UFSCar)
Prof. Dr. Guilherme Matos Sipahi (IFSC - USP)

São Paulo
2018

"A mente é que nem paraquedas, só funciona se abri-lo"

Albert Einstein

Dedico esta dissertação aos meus pais e irmão: Neusa, Eduardo e Amon.

Agradecimentos

Agradeço imensamente ao meu orientador, professor Felix G. G. Hernandez, pela oportunidade de realizar o mestrado, pela orientação, pelas chances de ir em congressos internacionais, pelas monitorias, pelas discussões sobre o trabalho, além da compreensão e cooperação nos diversos momentos em que, pra variar, assumi várias atividades extracurriculares.

Agradeço aos professores do grupo LNMS, ao professor Gennady Gusev pelas aulas de Transporte Quântico em Nanoestruturas e instruções nas monitorias e viagem; agradeço ao professor Sasha pela monitoria e por me ensinar a metodologia envolvida no processamento da barra *Hall* via litografia óptica na sala limpa, agradeço ao Eduard Levinson pela parceria no trabalho na sala limpa também. Agradeço ao professor Alain Quivy por disponibilizar o equipamento para efetuar a etapa de *annealing* em seu laboratório. Agradeço ao professor A. K. Bakarov pelo crescimento da amostra. Agradeço ao professor Antônio Carlos Seabra por permitir o uso da sala limpa e Ricardo Rangel pelos ensinamentos na sala limpa.

Agradeço aos meus companheiros de grupo pela amizade, companheirismo e pela disponibilidade para me explicar algum conceito físico, principalmente pela orientação e inicialização ao trabalho no laboratório, agradeço assim Saeed Ullah, Flavio Moraes e Nicolas Kawahala. Agradeço também meus companheiros de sala por manter uma boa atmosfera de trabalho: Vinicius Pena, Fernando Aliaga e Diana.

Agradeço aos técnicos de laboratório Paulinho, Eron, ao Wagner e Gilberto da Criogenia por cooperarem e serem solícitos com o tanque de He e de N na época em que fazia medidas, agradeço às secretárias Tatiana, Sandra e Rosana. Agradeço ao IFUSP por me acolher e todos os professores que tive durante minha estadia: Sylvio Canuto, Adilson J. da Silva, Daniela Provedel e Marília J. Caldas pelo eterno incentivo.

Agradeço às agências de fomento que financiaram o projeto CNPq, CAPES e FAPESP.

Agradeço sempre aos meus pais, Neusa e Eduardo por todo apoio e estrutura de vida!

Resumo

A spintrônica se beneficia do uso do grau de liberdade quântico que o elétron possui, o spin, para criar novos dispositivos eletrônicos exibindo novas funcionalidades. Para isso, foi estudado um gás de elétrons bidimensional confinado em um poço quântico de GaAs, dopado simetricamente com Si, contendo um sistema composto de duas subbandas no regime de espalhamento inter-subbanda forte. Utilizando-se técnicas de magnetotransporte, foi possível obter a mobilidade dos portadores de carga $\mu = 2.2 \cdot 10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$ bem como a densidade total $n_s = 6.9 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$. A amostra foi caracterizada opticamente através da técnica de rotação de Kerr com resolução temporal e espacial utilizando-se um esquema de bombeio-prova. Após a polarização de spin ser criada opticamente, ao aplicar um campo elétrico no material é produzida deriva de spins. Através de um modelo de deriva que incorpora a interação de Rashba e de Dresselhaus, além dos coeficientes inter-subbanda, a dependência do campo spin-órbita com a velocidade de deriva foi avaliada. Encontramos um valor para a interação de Rashba dado por $\alpha = 0.7 \text{ meV}\text{\AA}$ e a influência do termo cúbico de Dresselhaus β_3 na deriva de spins, como consequência do aquecimento da amostra devido à aplicação de altas correntes elétricas, nos possibilitou correlacionar a interação de Dresselhaus com a velocidade de deriva, obtendo-se um comportamento linear.

Palavras-chave: spintrônica, interações de Rashba e Dresselhaus, deriva de spin.

Abstract

Spintronics takes advantage of the quantum spin degree of freedom to create new electronic devices with new functionalities. Therefore, it was studied a two-dimensional electron gas confined in a GaAs quantum well, symmetrically doped with Si, producing a two-subband system in the strong intersubband scattering regime. The sample was characterized using magnetotransport techniques, where we obtained the electron mobility as $\mu = 2.2 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ and total charge densities as $n_s = 6.9 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$. The sample was optically characterized using time and space resolved Kerr rotation through a *pump-probe* scheme. Moreover, after optically creating a spin polarization, spin drift is produced by applying an electric field on the material. Using a drift model incorporating Rashba and Dresselhaus term and inter-subband spin-orbit couplings, the spin-orbit fields and drift velocity dependence were evaluated. We found a value for Rashba interaction given by $\alpha = 0.7 \text{ meV}\text{\AA}$ and the influence of cubic Dresselhaus term β_3 in spin drift, as consequence of sample heating due to high electrical currents applied, allowing to correlate Dresselhaus interaction with drift velocity, obtaining a linear behaviour.

Keywords: spintronics, Rashba and Dresselhaus interactions, spin drift.

Lista de Figuras

2.1	Imagem feita através de um microscópio eletrônico de varredura da nano-estrutura de um <i>chip</i> criado pela <i>Intel</i> com geração de 32 nm a esquerda e de 22 nm a direita. Extraída de [1].	5
2.2	Esquema usado no experimento de Stern-Gerlach. Temos as partículas provenientes da fonte, sofrem ação de um campo magnético não uniforme criado pelo imãs norte (N) e sul (S) e chegam ao anteparo sendo defletidas em apenas dois valores para o spin, $S_z = \pm \frac{\hbar}{2}$	6
2.3	Esquema que representa a interação spin-órbita pelo referencial do labora-tório em (a) e o referencial do elétron em (b).	7
2.4	Representação de um poço quântico assimétrico cuja direção de cresci-mento é $\hat{z}$ em (a) e respectiva relação de dispersão com as duas subbandas σ^+ e σ^- em (b).	9
2.5	Representação da estrutura cristalina do GaAs. Átomos de As em branco e de Ga em cinza. Extraída de [2].	10
2.6	Campos spin-órbita referentes a Rashba (azul), Dresselhaus (vermelho) e a soma de ambos (preto), ilustrando a formação de um campo spin-órbita uniaxial. Extraída de [3].	12
2.7	Observação da hélice de spin através do mapa da difusão da polarização de spin para tempos de excitações diferentes. [4]	13
2.8	Esquema ilustrativo do funcionamento do transistor de spin para o caso sem eletrodo de porta em (a) e com eletrodo de porta em (b) onde vemos a precessão dos spins pelo canal condutor.	14
3.1	Estrutura de banda para o GaAs <i>bulk</i> . Extraída de [5].	17

3.2	Diagrama da estrutura de banda do GaAs (a) <i>bulk</i> e (b) poço quântico, onde vemos uma diferença de energia entre a banda dos buracos leves e pesados.	17
3.3	Esquema da estrutura da amostra camada por camada ao longo da direção de crescimento com as respectivas espessuras. Embaixo do esquema temos representado a estrutura da banda de valência VB e condução CB, indicando-se a energia referente a barreira de AlAs E_b e a energia do poço dada pela energia do <i>gap</i> E_g	20
3.4	Perfil da banda de condução de um poço quântico simples como função da largura w , apresentando-se a distribuição das densidades de portadores de carga descritos pelas funções de onda referentes a 1° [$f_1(z)$ em preto], 2° [$f_2(z)$ em vermelho] e 3° [$f_3(z)$ em azul] subbandas. Extraída de [6]. . .	20
3.5	Ilustração da geometria dos dispositivos usados durante o projeto. (a) Barra <i>Hall</i> usada nas medidas de transporte e (b) <i>Van der Pauw</i> usada nas medidas ópticas.	21
4.1	Configuração experimental usada nas medidas de magnetotransporte longitudinal.	24
4.2	Observação experimental das oscilações SdH medida para a temperatura de 1.2 K.	24
4.3	Densidade de estados ocupados pelos níveis de Landau quando os elétrons estão na iminência de cruzar o nível de Fermi ou não, respectivamente ilustrado em (a) e (b).	26
4.4	Transformada de Fourier feita a partir das medidas de magnetorresistência longitudinal.	26
4.5	Configuração experimental usada nas medidas de magnetorresistência transversal.	27
4.6	Observação experimental do efeito Hall quântico medido para a temperatura de 1.2 K.	28

4.7	Medidas de magnetorresistência longitudinal (em azul) e transversal (em vermelho).	29
4.8	Representação da população de spins não balanceada na banda de condução à esquerda bem como a influência desta população na absorção, índice de refração e sinal de rotação de Kerr.	31
4.9	Esquema da rotação de Kerr com feixe de bombeio sendo circularmente polarizado e o de prova linearmente polarizado e Δt sendo a diferença temporal de ambos os feixes ao incidir na amostra.	31
4.10	Configuração óptica usada nas medidas de rotação de Kerr.	32
4.11	Rotação de Kerr em função do comprimento de onda para $B = 0$ T, $T = 10$ K e $P_{bombeio}/P_{prova} = 0.4/0.1$ mW.	33
4.12	Rotação de Kerr em função do campo magnético para 816.5 nm, $T = 10$ K e $P_{bombeio}/P_{prova} = 0.4/0.1$ mW.	34
4.13	Frequência de Larmor w_L em função do campo magnético B para $\lambda = 816.5$ nm.	35
4.14	Rotação de Kerr em função da potência do bombeio para 816.5 nm, $B = 0.25$ T, $T = 10$ K e $P_{prova} = 0.1$ mW.	35
4.15	Rotação de Kerr em função da temperatura para 816.5 nm, $B = 0.25$ T e $P_{bombeio}/P_{prova} = 0.4/0.1$ mW.	36
4.16	Esquema representando a técnica de RSA.	37
4.17	Esquema do sinal de Kerr representando a medida de sobreposição dos feixes.	38
4.18	Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{y}$ e $B_{so} \perp B_{ext}$. (a) Gráfico da medida de sobreposição para várias tensões observando o caráter gaussiano das curvas. (b) Para o espelho motorizado no pico central de cada curva em (a), apresentamos as respectivas curvas de RSA medidas.	41

4.19	Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{y}$ e $B_{so} \parallel B_{ext}$. (a) Gráfico da medida de sobreposição para várias tensões observando o caráter gaussiano das curvas. (b) Para o espelho motorizado fixo na posição do pico central de cada curva em (a), temos as respectivas curvas de RSA medidas.	42
4.20	Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{y}$. (a) Amplitude de RSA em função da posição do bombeio para três tensões: 0 V em azul, 0.5 V em amarelo e 1 V em verde. (b) Campo spin-órbita perpendicular em função da posição do bombeio para as mesmas tensões do item (a).	43
4.21	Campo spin-órbita perpendicular em função da posição do bombeio para tensão 0V na configuração $v_{dr} \parallel \hat{y}$	44
4.22	Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{y}$. (a) Campo spin-órbita paralelo em função da posição do bombeio três tensões: 0 V em azul, 0.5 V em amarelo e 1 V em verde. (b) Amplitude do fator g em função da posição para a mesma configuração do item (a).	45
4.23	Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Gráfico da medida de sobreposição para várias tensões observando o caráter gaussiano das curvas. (b) Para o espelho motorizado fixo na posição do pico central de cada curva em (a), temos as respectivas curvas de RSA medidas.	46
4.24	Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Amplitude de RSA em função da posição do bombeio para três tensões: 0 V em azul, 0.5 V em amarelo e 1 V em verde. (b) Campo spin-órbita perpendicular em função da posição do bombeio para as mesmas tensões do item (a).	46
4.25	Amplitude do sinal de Kerr em função da temperatura. Dados extraídos das medidas que compõem a caracterização óptica (Fig. 4.15).	47
4.26	Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Campo spin-órbita paralelo em função da posição do bombeio para 0 V em azul, 0.5 V em amarelo e 1 V em verde. Amplitude do fator g em função da posição para as mesmas tensões do item (a).	47

4.27	Configuração em que $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Amplitude de RSA em função da posição do bombeio para três tensões: 0 V em azul, -0.5 V em amarelo e -1 V em verde. (b) Campo spin-órbita perpendicular em função da posição do bombeio para as mesmas tensões do item (a).	48
4.28	Configuração em que $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Campo spin-órbita paralelo em função da posição do bombeio para três tensões: 0 V em azul, -0.5 V em amarelo e -1 V em verde. (b) Amplitude do fator g em função da posição para as mesmas tensões do item (a).	48
4.29	Velocidade de deriva em função da tensão na amostra. A escala em azul (esquerda) representa dados referentes a $v_{dr} \parallel \hat{x}$ e em preto (direita) os dados referentes a $v_{dr} \parallel \hat{y}$. Ambos na configuração em que $B_{so} \perp B_{ext}$. . .	50
4.30	Campo spin-órbita perpendicular em função da velocidade de deriva para (a) $v_{dr} \parallel \hat{y}$ e (b) $v_{dr} \parallel \hat{x}$	51
4.31	Coeficiente b em função da velocidade de deriva para $v_{dr} \parallel \hat{y}$ em preto, para $v_{dr} \parallel \hat{x}$ no caso de $V > 0$ V em vermelho e $V < 0$ V em azul.	53
4.32	Interação de Dresselhaus em função da velocidade de deriva considerando-se ambas as direções da amostra.	55
4.33	Correlação entre a diferença do termo cúbico de Dresselhaus com a velocidade de deriva.	55

Lista de Tabelas

4.1	Dados resultantes.	53
-----	----------------------------	----

Sumário

1	Motivação	1
2	Introdução à Spintrônica	4
2.1	Interação Spin-Órbita	7
2.1.1	Interação de Rashba	8
2.1.2	Interação de Dresselhaus	10
2.2	Hélice de Spin	11
2.3	Transistor de Spin	13
3	Materiais	16
3.1	Amostra	18
3.2	Dispositivos	20
3.2.1	Processamento de Dispositivos via Litografia Óptica	21
4	Transporte e Deriva de Portadores Eletrônicos	23
4.1	Transporte de Portadores de Carga	23
4.1.1	Oscilações Shubnikov-de Haas	23
4.1.2	Efeito Hall Quântico	27
4.2	Transporte de Spin	30
4.2.1	Rotação de Kerr	30
4.2.1.1	Caracterização Óptica	32

4.2.2	RSA	36
4.2.3	Deriva de Spin	38
4.2.3.1	Testando o sinal de Deriva de Spin	40
4.2.3.2	Relação entre a velocidade de deriva e as interações de Rashba e Dresselhaus	51
5	Considerações Finais	57
5.1	Artigos Publicados e Participações em Eventos Científicos	59

Capítulo 1

Motivação

Eletrônica representa uma área de conhecimento tecnológico que é baseada no domínio do movimento dos elétrons em um dispositivo eletrônico através da aplicação de agentes físicos externos como o campo elétrico, por exemplo. Em meados do século XX, a eletrônica era baseada no uso de válvulas que, além de serem grandes e instáveis, aqueciam muito durante seu funcionamento.

Com a criação do transistor em 1947, viabilizou-se a manipulação da corrente elétrica que flui em um material semicondutor e a partir de então criaram-se os circuitos integrados que além de transistores, possuíam outros dispositivos eletrônicos como os diodos, capacitores e resistores; todos conectados em uma mesma pastilha de microprocessadores que, por sua vez constituem a microeletrônica.

Assim, a base da eletrônica moderna consiste no armazenamento e fluxo de cargas em um material semicondutor para codificar informação digital. Esta melhoria é baseada no uso de transistores e está sujeita à Lei de Moore [7], que prediz que o número de transistores em um circuito elétrico dobraria a cada 18 meses, indicando um aumento exponencial da densidade de dispositivos nos microprocessadores que compõem um computador.

Este processo de miniaturização dos dispositivos faz com que seja cada vez mais difícil controlar o fluxo de elétrons e conseqüentemente, nos distanciamos de um regime cuja física descrita é clássica para um regime predominantemente quântico. É justamente neste contexto que se insere o tema particular de uma área da Física dos Materiais nomeada spintrônica, onde ao invés de usar a carga do elétron, pretende usar os spins dos elétrons para transmitir e armazenar informação [8, 9].

Em analogia com o sistema binário usado em computadores, representando quantidades de informação através dos números 0 e 1, podemos aproveitar a ideia dos spins poderem estar polarizados para cima ou para baixo com relação a um campo magnético definido e usar estas ambas configurações de polarização para obter um sistema

binário que considera os spins ao invés da carga do elétron, restaurando os mecanismos de funcionamento que governam os computadores atuais e consequentemente caminhando em direção à um novo tipo de transistor, alicerçado aos spins [10], bem como à inovação de um computador com maior capacidade de processamento, como os computadores quânticos [11, 12].

A ideia de tentar empregar conceitos físicos que englobem os spins significa usar e explorar os princípios baseados na Mecânica Quântica, que oferecem desafios científicos não apenas do ponto de vista teórico como do ponto de vista experimental também [8, 13]. Logo, surgem novas propriedades e fenômenos físicos relacionados aos spins que possuem potencial para criar novos dispositivos eletrônicos com várias aplicações tecnológicas, que economicamente incentivam as pesquisas básicas e aplicadas neste ramo da spintrônica [14–17].

Compreender a deriva e difusão de portadores de carga é uma das maneiras de descrever os fundamentos do transporte de informação em materiais semicondutores. No entanto, uma vez que há uma energia consumida para deslocar espacialmente um portador em um dispositivo eletrônico, considerar a polarização do spin do elétron para transportar informação diminui o custo energético associado ao processo de condução da informação. Inúmeros trabalhos relacionaram interação spin-órbita com deriva de spins [17–20] utilizando técnicas ópticas para induzir polarização de spins em sistemas bidimensionais não ferromagnéticos.

Para um gás de elétrons bidimensional confinado em um poço de potencial de um semicondutor não ferromagnético, diversas pesquisas exploraram a versatilidade da interação spin-órbita para produzir campos spin-órbita uniaxiais para a geração difusiva da hélice de spin [20, 21], que é obtida através do casamento entre as interações spin-órbita Rashba e Dresselhaus (descritas no próximo capítulo), podendo ser ajustadas através de um eletrodo de porta instalado no material.

A hélice é descrita no regime em há campos spin-órbita uniaxiais permitindo que haja conservação da polarização de spin, protegendo contra os mecanismos de relaxação que geram decoerência de spin. Este fenômeno é muito apreciável na área de spintrônica, uma vez que por preservar a polarização de spin, poderia ser usada para a criação de um transistor de spin.

Produzir deriva de spins e extrair as constantes de interação spin-órbita permite

estabelecer condições reais para a criação de um transistor de spin [18, 19]. Portanto, através de técnicas de medidas ópticas, este projeto tem como objetivo usar sistemas bidimensionais não ferromagnéticos compostos por um por duas subbandas e explorar a deriva de spins perante o efeito de campos elétricos criados por uma tensão elétrica aplicada e campos magnéticos oriundos da interação spin-órbita.

Capítulo 2

Introdução à Spintrônica

Com a celebração de 70 anos de criação em 2017, o transistor foi desenvolvido por J. Bardeen, W. Shockley e W. Brittain no *Bell Telephone Laboratories*. Este dispositivo é um componente eletrônico responsável por transmitir informação e funciona como uma chave lógica do sinal elétrico que carrega algum tipo de informação, além de poder ser usado como amplificador de sinal também.

Sabemos que computar informação com alta performance e baixos custos são dois alicerces que dirigem o progresso tecnológico moderno. Dessa maneira, quanto mais transistores forem possíveis de se acomodarem em espaços cada vez menores, o poder de processamento aumenta, ampliando conseqüentemente o custo energético para tal ganho tecnológico, proporcionando dissipação de energia no dispositivo, além de criar possíveis correntes de fuga, que comprometem a eficiência dos aparelhos eletrônicos [13].

Por exemplo, podemos considerar a tecnologia usada pela *Intel* na fabricação de processadores. Há menos de uma década atrás, se usavam processadores com geração de 32 *nm* de distância entre cada terminal do dispositivo como ilustrado na Fig. 2.1, onde a estrutura do *chip* pode ser visualizada através de um microscópio eletrônico de varredura. A *Intel* conseguiu sustentar esse processo de minimizar a distância entre dois terminais, criando a geração de 22 *nm* em meados de 2011, de 14 *nm* por volta de 2014 e ainda a geração de 10 *nm* é uma proposta que está em andamento [1]. Isso significa que os *chips* podem ter processamento de informação mais rápido enquanto consomem muito menos energia para transportar informação.

Indubitavelmente, há um impacto social na nossa vida em decorrência dessa melhoria tecnológica. Rapidamente mudamos a maneira como nos comunicamos com outras pessoas através de uma ligação pelo celular por exemplo; podemos ler livros na versão digital, armazenando vários conteúdos numa unidade só através de um *pen drive*; há maior acessibilidade de informação ao *GPS*; dentre várias outros impactos.

A tecnologia atual é baseada na carga do elétron como elemento transmissor de

Figura 2.1: Imagem feita através de um microscópio eletrônico de varredura da nanoestrutura de um *chip* criado pela *Intel* com geração de 32 nm a esquerda e de 22 nm a direita. Extraída de [1].

informação e spintrônica tem como objetivo aprimorar os futuros dispositivos eletrônicos usando o spin do elétron como elemento transportador de informação, investigando maneiras de minimizar a dissipação de energia inerente ao uso destes dispositivos e aumentando a capacidade de processamento de dados.

Podemos dividir as partículas existentes na natureza através do spin S , que representa o momento angular intrínseco que elas possuem, gerando duas categorias de partículas: bósons que possuem spin inteiro como os fótons, e férmions que possuem spin semi-inteiro como os elétrons.

O spin foi descoberto através do experimento de Stern-Gerlach em 1922, que consistia em incidir um feixe de átomos neutros de Ag através de um campo magnético B não uniforme produzido por ímãs, observando a deposição dos átomos em um anteparo.

Se o campo magnético fosse uniforme, a força eletromagnética exercida nas extremidades opostas do dipolo magnético se cancelam e a trajetória dos elétrons da fonte até o anteparo permanece inalterada. Caso o campo magnético não seja uniforme, a força em uma das extremidades será maior do que na outra e a força resultante (Eq. 2.1) irá alterar a trajetória das partículas, fazendo com que sofram uma depleção no espaço, sendo esperado classicamente que fosse formado um padrão contínuo no anteparo.

No entanto, no experimento foi observado que parte das partículas se depositam numa das extremidades do anteparo e a outra parte na extremidade oposta, como ilustrado na Fig. 2.2, não observando nenhuma partícula na posição intermediária do anteparo.

A energia da interação entre B e as partículas pode ser descrita por $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$, onde μ é o momento de dipolo magnético cujo módulo é dado por $\mu = \frac{eS}{m}$, que depende do momento angular de spin S , da carga e do elétron e da sua massa m [22].

Essa energia define uma força $\vec{F} = -\nabla U$. Se considerarmos o campo $B = B\hat{z}$, obtemos a seguinte força

$$F_z = \frac{e}{m} \frac{\partial B_z}{\partial z} S_z \quad (2.1)$$

ou seja, a depleção do feixe proveniente da fonte no experimento é uma medida da componente z do spin (S_z). O padrão observado por Otto Stern e Walther Gerlach diz que há apenas dois valores que a projeção do momento magnético intrínseco poderia assumir ao longo da direção z. Se a força (eq. 2.1) for positiva, o spin assume o valor de $S_z = +\frac{\hbar}{2}$ e caso seja negativa, o spin assume o valor de $S_z = -\frac{\hbar}{2}$ como vemos na Fig. 2.2, com $\hbar$ sendo a constante de Planck reduzida.

Figura 2.2: Esquema usado no experimento de Stern-Gerlach. Temos as partículas provenientes da fonte, sofrem ação de um campo magnético não uniforme criado pelo ímãs norte (N) e sul (S) e chegam ao anteparo sendo defletidas em apenas dois valores para o spin, $S_z = \pm\frac{\hbar}{2}$.

Portanto, o experimento de Stern-Gerlach foi muito importante uma vez que comprovou-se a existência do momento angular de spin de uma partícula além de se constatar que era uma grandeza física quantizada.

2.1 Interação Spin-Órbita

Para estudar os spins, manipulá-los e entender como se dá a sua dinâmica podemos considerar a interação spin-órbita que relaciona o spin com o caminho traçado pelo elétron ao percorrer um material.

Tomando como exemplo o átomo de Hidrogênio, escrevemos o Hamiltoniano do sistema considerando a energia cinética ($p^2/2m$) e potencial ($V(r)$) do sistema. Aplicando teoria de perturbação até a 1° ordem, obtemos um refinamento do Hamiltoniano que inclui correções que consideram os efeitos relativísticos do elétron; tais como a correção de 1° ordem da energia cinética do elétron (3° e 4° termo da Eq. 2.2) e o termo de interação spin-órbita (5° termo da Eq. 2.2), que é de nosso particular interesse, como vemos na seguinte equação [23]:

$$H \cong \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(r) + mc^2 - \frac{\vec{p}^4}{8m^3c^2} + \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S} + \dots \quad (2.2)$$

Especificamente, a interação spin-órbita pode ser entendida da seguinte forma: Seja um elétron orbitando ao redor do núcleo, caracterizando o referencial do laboratório; como temos cargas de sinais opostos, criamos um potencial de energia V aparecendo um campo elétrico $\vec{E}$ entre o elétron e o núcleo (Fig. 2.3a). Contudo, se estamos no referencial do elétron, temos o núcleo se movendo ao redor do elétron e, lembrando que carga em movimento gera uma corrente elétrica criando um campo magnético efetivo, a correção que descreve o quinto termo da eq. acima se dá quando o spin do elétron se comunica com este campo magnético que é o que qualifica a interação spin-órbita (Fig. 2.3b).

Figura 2.3: Esquema que representa a interação spin-órbita pelo referencial do laboratório em (a) e o referencial do elétron em (b).

Podemos notar então que o acoplamento spin-órbita de um sistema físico nos fornece informação sobre como o spin se relaciona com o trajeto que o elétron percorre. Essa interação por sua vez, está intimamente ligada com a assimetria de inversão da estrutura dos materiais, podendo acontecer de duas formas: a interação de Rashba e de Dresselhaus, descritas na sequência.

2.1.1 Interação de Rashba

O termo de interação de Rashba esta relacionado com a assimetria de inversão da estrutura do material [24, 25] e pode ocorrer por exemplo, como consequência da criação de uma nanoestrutura que não foi dopada com a mesma concentração do elemento dopante em ambos os lados, formando uma assimetria de potencial.

Esta assimetria de potencial, que pode ocorrer ao longo da direção de crescimento do material, nos traz inversão de sua estrutura, como por exemplo no caso de um poço quântico, nos informaria quão simétrico é o poço ou não (como na Fig. 2.4a). Neste exemplo, a assimetria do poço pode ser expressa pela seguinte relação de dispersão [26, 27]:

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha k \quad (2.3)$$

onde $\hbar$ é a constante de Planck reduzida, k e m são respectivamente, o momento e a massa do elétron e α representa o coeficiente Rashba da interação spin-órbita. Vemos que a relação de dispersão é dada pela energia que simboliza o estado fundamental transladada de um termo que é proporcional ao momento k , que nos oferece duas subbandas, σ^+ e σ^- ilustradas na Fig. 2.4b, representando um conjunto de spins orientados para cima ($\uparrow$) e para baixo ($\downarrow$), respectivamente.

Há uma outra maneira de se compreender a interação spin-órbita que é através da resolução da equação de Dirac, considerando-se as matrizes de Pauli, um potencial Coulombiano, um pseudovetor (spinor) que representa os estados de spin $\uparrow$ e $\downarrow$. Com várias manipulações matemáticas que podem ser verificadas em [23, 28] e com c sendo a velocidade da luz, chegamos ao seguinte Hamiltoniano:

Figura 2.4: Representação de um poço quântico assimétrico cuja direção de crescimento é $\hat{z}$ em (a) e respectiva relação de dispersão com as duas subbandas σ^+ e σ^- em (b).

$$H_{so} = \frac{\hbar^2}{4mc^2} \sigma \cdot (\vec{k} \times \nabla V) \quad (2.4)$$

Se considerarmos a direção de crescimento do poço quântico como sendo a direção $\hat{z}$ e usarmos esse fato no Hamiltoniano acima, obteremos

$$H_{so} = \frac{\hbar^2}{4mc^2} \nabla V_z (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) \quad (2.5)$$

com σ_x e σ_y sendo as matrizes de Pauli.

É importante mencionar que o termo de Rashba descrito por α , é definido como sendo justamente o termo de proporcionalidade da equação acima, podendo ser expresso por:

$$\alpha = \frac{\hbar^2}{4mc^2} \frac{\partial V}{\partial z} \quad (2.6)$$

ou seja, usando a assimetria de estrutura do material, nos é permitido manipular os spins simplesmente variando o potencial aplicado na amostra através de um eletrodo de porta, conforme observado experimentalmente em [29, 30].

2.1.2 Interação de Dresselhaus

Seja um cristal tetraédrico como a estrutura do GaAs (Fig. 2.5) por exemplo. Tomando um átomo de uma das arestas como sendo o átomo central, ao se aplicar um operação de inversão na estrutura, não conseguimos obter o mesmo arranjo atômico, de tal forma que este átomo central enxerga átomos em diferentes posições ao olhar para direções distintas. Este tipo de estrutura possui assimetria de inversão de *bulk*, sendo que este segundo tipo de interação spin-órbita é denominado de interação de Dresselhaus [31].

Figura 2.5: Representação da estrutura cristalina do GaAs. Átomos de As em branco e de Ga em cinza. Extraída de [2].

No caso de Dresselhaus, há dois termos importantes a serem destacados. Para tanto, consideremos o Hamiltoniano desta interação [23, 26]:

$$H_{so} = \gamma[k_x(k_y^2 - k_z^2)\sigma_x + k_y(k_z^2 - k_x^2)\sigma_y + k_z(k_x^2 - k_y^2)\sigma_z] \quad (2.7)$$

onde k_i com $i = x, y, z$, são os momentos do elétron para cada direção do espaço representado no sistema cartesiano de coordenadas; γ é o parâmetro de Dresselhaus e σ_i (com i nas mesmas condições acima) são as matrizes de Pauli.

Para sistemas bidimensionais como um poço quântico cuja direção de crescimento usualmente é $\hat{z}$, podemos notar pela equação 2.4 que se o momento estiver na mesma direção da variação do potencial externo aplicado, não haverá termo de interação spin-órbita, assim para viabilizar o estudo, podemos fazer a seguinte aproximação: $\langle k_z \rangle = 0$.

Substituindo esta condição na equação 2.7 e lembrando que $\langle k_z^2 \rangle$ é o valor esperado de k_z^2 com relação a função de onda do estado fundamental do poço quântico [4];

usando a aproximação para poços quânticos infinitos $\langle k_z^2 \rangle \approx (\frac{\pi}{w})^2$ [32] e de que o número de Fermi de um gás de elétrons bidimensional é $k = \sqrt{2\pi n_s}$ [19], obteremos o seguinte Hamiltoniano:

$$H_{so} \approx \beta_1(\sigma_y k_y - \sigma_x k_x) + \gamma(\sigma_x k_x k_y^2 - \sigma_y k_y k_x^2) \quad (2.8)$$

com

$$\beta_1 = -\gamma \langle k_z^2 \rangle \simeq \gamma \left(\frac{\pi}{w} \right)^2 \quad (2.9)$$

$$\beta_3 = -\gamma \frac{k^2}{4} \simeq \gamma \frac{\pi n_s}{2} \quad (2.10)$$

onde β_1 é o termo linear em k da interação de Dresselhaus que é dependente da largura w do poço quântico e definimos o respectivo termo cúbico em k como β_3 [19], que por sua vez é proporcional a densidade dos portadores de carga n_s . A manipulação das constantes spin-órbita de Rashba e Dresselhaus são determinantes na formação de texturas de spin no formato de hélice [27], por exemplo.

2.2 Hélice de Spin

Quando vinculamos o spin com a trajetória do elétron, permitimos que ocorra desorientação da polarização de spin como função do tempo e, conseqüentemente perdemos coerência de spin por mecanismos de relaxação, como o de Dyakonov-Perel [33] que é dominante em um sistema de gás de elétrons bidimensional com alta concentração de dopante.

Este efeito de decoerência de spin não é desejável tanto para a pesquisa em transporte como efetivamente para aplicações tecnológicas, sendo inerente ao sistema devido às colisões entre os elétrons do material.

Há dois tipos de regimes em que se ocorre o transporte de portadores de carga, um é o regime balístico e outro é o difusivo. O primeiro deles, o balístico, representa um caso em que não há espalhamento de elétrons por colisões, percorrendo o material sem resistividade e conduzindo informação de maneira rápida. Já o difusivo representa um caso fisicamente mais realista, onde as partículas espalham após a colisão com outros elétrons,

alterando-se a direção de sua trajetória e, conseqüentemente seu momento, acarretando perda de energia, além de aumentar o tempo que leva para transmitir alguma informação.

Usando a base dada pelas direções cristalográficas: $x \parallel [1\bar{1}0]$; $y \parallel [110]$ e $z \parallel [001]$, podemos descrever o campo spin-órbita B_{so} para a interação de Rashba e Dresselhaus da seguinte forma [3]:

$$B_R = \frac{2\alpha}{g\mu_B} \begin{bmatrix} k_y \\ -k_x \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

$$B_{D,1} = \frac{2\beta_1}{g\mu_B} \begin{bmatrix} -k_y \\ -k_x \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

com g sendo o fator g de Landé, μ_B o magneton de Bohr e onde B_R seja devido ao acoplamento Rashba e $B_{D,1}$ devido ao termo de 1° ordem da interação de Dresselhaus. Somando-se ambos os campos B_R e $B_{D,1}$, de acordo com a Fig. 2.6, podemos ver que para uma das direções, as parcelas do B_{so} se cancelam enquanto que para a outra, as componentes se somam, produzindo um campo de interação spin-órbita unidirecional.

Figura 2.6: Campos spin-órbita referentes a Rashba (azul), Dresselhaus (vermelho) e a soma de ambos (preto), ilustrando a formação de um campo spin-órbita uniaxial. Extraída de [3].

Vemos que o campo B_{so} para Rashba é sempre perpendicular ao movimento da partícula e no caso de Dresselhaus esse padrão não se mantém, como vemos na Fig. 2.6. Matricialmente, essa combinação da interação Rashba com Dresselhaus pode ser descrita através de $B_R + B_{D,1}$:

$$\frac{2\alpha}{g\mu_B} \begin{bmatrix} k_y \\ -k_x \end{bmatrix} + \frac{2\beta_1}{g\mu_B} \begin{bmatrix} -k_y \\ -k_x \end{bmatrix} = \frac{2}{g\mu_B} \begin{bmatrix} (\alpha - \beta_1)k_y \\ (-\alpha - \beta_1)k_x \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

Ou seja, se $\alpha = \beta_1$, o primeiro termo da matriz se cancela e a segunda componente se soma, ampliando a intensidade do campo spin-órbita, tornando-o uniaxial, que é exatamente o que vemos no 3º gráfico (em preto) da Fig. 2.6.

O fenômeno chamado de hélice de spin [21, 27, 34] ocorre exatamente quando o campo spin-órbita é uniaxial, ou seja, quando conseguimos ajustar o acoplamento Rashba com o termo de 1º ordem de Dresselhaus. Este evento foi observado experimentalmente em [4], onde vemos a difusão do pacote de spins excitados opticamente via rotação de Kerr, ilustrado na Fig. 2.7.

Figura 2.7: Observação da hélice de spin através do mapa da difusão da polarização de spin para tempos de excitações diferentes. [4]

Pela Fig. 2.7, vemos que para um tempo $t = 10$ ps que a excitação foi criada, o pacote de spins polarizados se difunde isotropicamente no espaço; para $t = 240$ ps ocorre a formação da hélice que está relacionada à precessão dos spins ao redor do B_{so} e, para $t = 840$ ps, a hélice permanece porém com frequência de precessão maior.

A interação spin-órbita permite manipular os spins através de eletrodos de porta, no entanto desfaz a coerência de spins devido aos mecanismos de relaxação. Esta decoerência pode ser corrigida com a formação da hélice, que preserva os spins polarizados através da criação de um campo spin-órbita uniaxial, protegendo o canal condutor do processo de relaxação de spin.

2.3 Transistor de Spin

Em 1990, Supriyo Datta e Biswajit Das propuseram a criação de um transistor baseado no transporte de spins no lugar de cargas eletrônicas [10]. Tal sugestão é co-

nhecida como a proposta do transistor de spin de Datta-Das e desde então vem sendo objetivo de estudo para muitos pesquisadores na área de spintrônica [35].

O transistor de spin consiste de dois eletrodos feitos de materiais ferromagnéticos que possuem uma magnetização definida, são chamados de fonte e dreno. No meio destes dois materiais temos o canal condutor feito de um material não ferromagnético (usualmente um material semiconductor), pelo qual os spins viajam e transportam a informação que vem da fonte.

Para entender o funcionamento deste dispositivo, tomamos a Fig. 2.8 como instrumento ilustrativo, onde vemos que podemos instalar um terminal com eletrodo de porta acima do canal condutor para podermos controlar a corrente aplicada no material, variando-se a simetria de estrutura via interação de Rashba, conforme Eq. 2.6.

Figura 2.8: Esquema ilustrativo do funcionamento do transistor de spin para o caso sem eletrodo de porta em (a) e com eletrodo de porta em (b) onde vemos a precessão dos spins pelo canal condutor.

Se não aplicamos voltagem no eletrodo de porta e injetamos spins polarizados, estes seriam conduzidos balisticamente pelo canal condutor e o dreno irá deixar passar exatamente a mesma informação que foi gerada pela fonte (Fig. 2.8a). Isso seria muito eficiente do ponto de vista eletrônico e consequentemente tecnológico, porém queremos poder manipular os spins a fim de criar um dispositivo ativo.

Ao aplicar voltagem no eletrodo de porta, os spins viajam pelo canal condutor precessionando ao redor do campo magnético criado devido à interação spin-órbita, permitindo a sua manipulação e corroborando com a criação de um instrumento ativo de transporte (Fig. 2.8b). Caso a polarização de spin seja condizente com a polarização que o dreno transmite, então a informação atravessa o dreno, caso contrário, não há transmissão.

Vemos que para os spins transportarem informação em um dispositivo com maior poder de processamento, seria eficaz que o meio de condução fosse balístico, uma vez que este regime implica que os spins não enfrentariam resistividade ao viajarem pelo canal condutor. No entanto, este cenário é ideal devido aos mecanismos de relaxação de spin decorrentes da interação spin-órbita, diminuindo as chances de efetivamente criar o transistor de spin de Datta-Das.

Uma maneira de corrigir esse problema seria obter um canal condutor que blindasse o fenômeno de relaxação, como no caso da formação da hélice, representada por um campo spin-órbita uniaxial. Logo, estudar a interação de Rashba e Dresselhaus é uma boa maneira de se aproximar da viabilidade de criação do transistor de spin, fazendo com que o objetivo deste trabalho seja tentar entender como é possível extrair informação sobre o acoplamento spin-órbita, usando técnicas ópticas de medidas.

Capítulo 3

Materiais

A versatilidade com que os materiais semicondutores podem conduzir corrente elétrica, e consequentemente transportar informação faz deste material uma área de pesquisa muito ativa, não apenas para desenvolver pesquisa básica para aprimorar os meios de transporte de informação, como também no ramo industrial, tentando implementar maneiras de desenvolver dispositivos eletrônicos acessíveis comercialmente.

Os materiais semicondutores, diferentemente dos condutores, possuem um *gap* de energia entre a banda de valência e a banda de condução variando entre 0 – 3 eV. Esta situação que caracteriza os semicondutores é vantajosa sob o ponto de vista de transporte eletrônico pois permite alterar sua condutividade elétrica através da ação de agentes externos como temperatura ou campo magnético por exemplo, podendo-se ainda ampliar a energia do gap, criando-se um material isolante, cujo *gap* é maior que 3 eV.

Se combinarmos elementos dos grupos III–V da tabela periódica teremos um material semicondutor, como InAs, GaP ou GaAs, por exemplo. Estes conjuntos de elementos cristalizam na estrutura atômica cúbica de face centrada ou FCC (*Face Cubic Centered*), representada na Fig. 2.5 (Capítulo 1), que é a mesma estrutura para materiais do grupo IV como Si, Ge ou diamante por exemplo.

Na Fig. 3.1 temos representado a estrutura de banda do GaAs. Ao olhar no ponto de maior simetria dado pela linha correspondente a letra Γ no diagrama, considerando a posição em que a energia é nula, vemos que o mínimo da banda de condução está na linha Γ e coincide com o topo da banda de valência, havendo conservação de momento na criação do par elétron-buraco, fornecendo uma transição eletrônica direta, caracterizando o *gap* do GaAs como direto.

As curvas que descrevem o diagrama para a banda de valência estão relacionadas com as massas efetivas dos buracos, quanto mais larga a curvatura da banda, maior é a massa, o que corresponde ao buraco pesado (*heavy holes*–*hh*) e quanto mais estreita for a curvatura da banda, menor será a massa, descrevendo os buracos leves (*light holes*–*lh*).

Figura 3.1: Estrutura de banda para o GaAs *bulk*. Extraída de [5].

A curvatura relativa à quebra de degenerescência dada pelo acoplamento spin-órbita, fornece os estados referentes à banda *split-off*.

Se considerarmos um poço quântico de GaAs, no diagrama da estrutura de banda vemos que a diferença de energia potencial descrita pelo poço separa a banda do buraco leve e pesado, como visto na Fig. 3.2b.

Figura 3.2: Diagrama da estrutura de banda do GaAs (a) *bulk* e (b) poço quântico, onde vemos uma diferença de energia entre a banda dos buracos leves e pesados.

Regras de Seleção

A polarização de spin pode ser induzida opticamente usando as regras de seleção da seguinte forma: para fazer uma transição de energia de um elétron da banda p para a banda s, como no caso do GaAs, consideramos estados com número quântico referente ao momento angular orbital do elétron L , o momento angular de spin S e o momento angular total dado por: $|L - S| \leq J \leq L + S$, lembrando que m_J é o número quântico magnético definido por: $m_J = m_L + m_S$.

Se estamos estudando as transições de estados da banda p para a s, temos $L = 1$ e $S = 1/2$, fazendo com que o momento angular total esteja compreendido entre $1/2 \leq J \leq 3/2$ e consequentemente teremos os seguintes valores para o número quântico magnético: $m_J = \pm 3/2; \pm 1/2$, conforme vemos representado no diagrama da Fig. 3.2. As possíveis transições eletrônicas ocorrem ao satisfazerem as seguintes condições:

$$\Delta J = \pm 1 \quad (3.1)$$

$$\Delta m = 0, \pm 1 \quad (3.2)$$

quando $\Delta m = +1$, obtemos luz circularmente polarizada para a direita, denotada por σ^+ indicando spins polarizados para cima $\uparrow$, se $\Delta m = -1$, teremos polarização circular para a esquerda, dada por σ^- e os spins polarizados para baixo $\downarrow$, e se $\Delta m = 0$, a polarização é linear e a população de spins $\uparrow$ é na média igual a população de spins $\downarrow$, de tal forma que ambas componentes se cancelam e obtemos polarização linear neste, denotada por π .

3.1 Amostra

A amostra utilizada neste trabalho consiste de um gás de elétrons bidimensional confinado em um poço quântico simples de GaAs, simetricamente dopado com Si e com 45 nm de largura. Devido à repulsão Coulombiana entre os elétrons, a distribuição de carga cria uma barreira dentro do poço gerando duas subbandas representadas pelas funções de onda simétricas e antissimétrica, expostas na Fig. 3.4. A separação entre estas duas subbandas é de aproximadamente 2 meV [6].

O fato da separação em energia entre ambas as subbandas ser muito pequena estabelece a singularidade do material usado neste trabalho, permitindo que os eventos

descritos pelo espalhamento aleatório das partículas viabilizem que os elétrons visitem rapidamente o círculo de Fermi das duas subbandas [19, 35], definindo o regime de espalhamento inter-subbanda forte.

A amostra foi crescida pelo pesquisador A. K. Bakarov, na Universidade de Novosibirsk, Rússia; utilizando-se a técnica de epitaxia de feixe molecular (*MBE - Molecular Beam Epitaxy*), que consiste em depositar átomos ou moléculas no material que compõe o substrato de forma altamente controlada, sob atmosfera de ultra alto vácuo, podendo-se controlar a concentração de elementos dopantes durante o crescimento do material. Esta técnica produz um material com estrutura atômica cristalina e compondo assim uma técnica muito sofisticada de crescimento de heteroestruturas como um poço quântico, por exemplo.

O esquema geral da estrutura da amostra usada neste trabalho é ilustrado na Fig. 3.3, onde descrevemos da esquerda para a direita e observamos o substrato de GaAs onde a nanoestrutura do poço quântico será crescida, na sequência temos as camadas do *buffer* que serve para homogeneizar a superfície das camadas tornando-a mais uniforme, a super-rede de GaAs/AlAs para bloquear a migração de impurezas na nanoestrutura de interesse. Outra camada de *buffer* para promover maior isolamento do poço quântico e proteger contra impurezas. Em seguida, uma camada com $Al_xGa_{1-x}As$ variando-se a concentração de 0 a 0.3 chamada de *graded layer* que serve pra inibir a migração de elétrons da primeira camada de dopante $\delta - Si$ para a camada anterior. Na sequência, uma camada de $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ chamada de barreira anterior para proteger a migração de portadores para a *graded layer*. Uma segunda super-rede para isolar o poço do substrato e a camada de dopagem para fornecer elétrons para o poço quântico e novamente uma super-rede, chamada de *spacer* que separa a nanoestrutura da camada de dopagem.

O poço quântico contém 45 nm de largura, sendo separado da segunda camada de dopagem por uma nova super-rede também chamada de *spacer*, então novamente temos a camada de dopagem e uma nova super-rede para que os elétrons da segunda camada de dopagem não migrem para a superfície da amostra. Logo, temos uma camada de $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ para isolar o poço quântico da superfície e permitir a deposição de uma terceira camada de dopagem que irá saturar as ligações pendentes na superfície da amostra. A penúltima camada serve para separar a superfície da última camada dopada e por fim, a camada de cobertura que protege contra a migração do As para a superfície, evitando oxidação do material.

Figura 3.3: Esquema da estrutura da amostra camada por camada ao longo da direção de crescimento com as respectivas espessuras. Embaixo do esquema temos representado a estrutura da banda de valência VB e condução CB, indicando-se a energia referente a barreira de AlAs E_b e a energia do poço dada pela energia do *gap* E_g .

Figura 3.4: Perfil da banda de condução de um poço quântico simples como função da largura w , apresentando-se a distribuição das densidades de portadores de carga descritos pelas funções de onda referentes a 1° [$f_1(z)$ em preto], 2° [$f_2(z)$ em vermelho] e 3° [$f_3(z)$ em azul] subbandas. Extraída de [6].

3.2 Dispositivos

Para este trabalho, foram utilizados dois dispositivos eletrônicos. Um contendo a barra *Hall*, sendo processado através da técnica de litografia óptica cujos contatos

elétricos foram feitos nos terminais do perfil da barra. Esta geometria foi usada para as medidas de transporte de portadores de carga.

Já no segundo dispositivo, não foi feita litografia óptica e os contatos elétricos foram depositados nos vértices da amostra, caracterizando a geometria *Van der Pauw* (VDP). As dimensões de ambos os dispositivos estão representadas na Fig. 3.5.

Figura 3.5: Ilustração da geometria dos dispositivos usados durante o projeto. (a) Barra *Hall* usada nas medidas de transporte e (b) *Van der Pauw* usada nas medidas ópticas.

3.2.1 Processamento de Dispositivos via Litografia Óptica

O processamento de uma barra *Hall* ocorre em uma sala limpa, devido à necessidade de um ambiente isolado, onde há um controle rigoroso da temperatura, da umidade do ar, pressão e principalmente do número de partículas contidas no ar, responsáveis por proporcionar defeitos indesejáveis no processo de deposição da estrutura.

Após o crescimento da amostra, a barra *Hall* foi processada numa sala limpa onde primeiramente é preciso limpar a superfície da amostra com acetona e álcool puro para retirar o maior número possível de resíduos e impurezas. Na sequência, aplicamos uma camada fotorresistiva que deve estar uniformemente distribuída sobre a amostra.

Para obter um filme de fotorresiste com espessura da ordem de $\sim 2\ \mu m$, é usado um equipamento chamado *spinner* que consiste de uma pequena centrífuga capaz de rotacionar a amostra numa determinada frequência. A velocidade com que se gira a amostra delimita a espessura do filme. Tais parâmetros são tradicionalmente descritos no manual do fotorresiste.

Assim, após o *spinner*, usamos uma máscara contendo o perfil da barra *Hall* e

uma vez alinhada com a amostra, expomos a amostra à luz ultravioleta que irá sensibilizar a região exposta com o fotorresiste, criando o perfil da gravura desejada. Então usamos um revelador para visualizar o perfil produzido e em seguida submetemos a superfície da amostra ao ataque químico.

A execução desse processo até aqui, permite criar apenas o desenho da barra na superfície da amostra, fazendo com que a etapa do ataque químico seja responsável por isolar do substrato as regiões em que o gás de elétrons irá conduzir corrente elétrica.

A qualidade da mistura usada no ataque químico e a pureza do material estudado determinam a velocidade da corrosão, que é da ordem de 800 Å por minuto no presente caso. Devemos expor a amostra à solução química por um tempo tal que seja possível corroer até se formar uma estrutura que de perfil se equipara com uma espécie de 'mesa' sobre o substrato, uma vez que o fotorresiste usualmente é positivo neste caso de estudos de transporte.

Após o ataque químico, removemos o fotorresiste, colocamos os contatos elétricos feitos com In nos terminais da barra *Hall* e submetemos a amostra a um processo de *annealing*, que consiste em aquecê-la num forno sob atmosfera de N_2 para que os contatos difundam até o gás de elétrons.

Por fim, após esta etapa de difusão dos contatos elétricos, a última etapa é colocar os fios que conectam a amostra com o circuito exterior e só então a amostra está pronta para ser usada nas medidas que envolvem o trabalho.

O processo de fabricação da barra *Hall* descrito acima foi realizado na sala limpa do Laboratório de Microeletrônica (LME) da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, em parceria com o Prof. Dr. Antônio Carlos Seabra.

Capítulo 4

Transporte e Deriva de Portadores Eletrônicos

Este capítulo 4 será dividido em dois subcapítulos, onde separamos as informações referentes às medidas de transporte de carga, utilizando a barra *Hall* e os conhecimentos provenientes das medidas ópticas, onde usamos a amostra cuja geometria era a *Van der Pauw* (VDP) para estudar transporte de spin.

4.1 Transporte de Portadores de Carga

A primeira etapa do trabalho consiste em extrair informação acerca da mobilidade e densidade de portadores de carga. Esta caracterização é feita através de medidas de magnetotransporte.

4.1.1 Oscilações Shubnikov-de Haas

Utilizamos um equipamento *lock-in* para fornecer corrente elétrica entre os terminais do canal central da barra *Hall*, limitamos em $1\mu A$ a corrente aplicada através de um resistor de $1M\Omega$ ligado em série com o *lock-in* e medimos tensão entre os terminais que são paralelos ao canal onde foi aplicada a corrente elétrica, definindo a magnetorresistência longitudinal, como ilustrado na configuração experimental da Fig. 4.1.

Ao aplicarmos campo magnético B nesta configuração, observamos as oscilações relacionadas às transições eletrônicas entre dois níveis de Landau, que por sua vez, são chamadas de oscilações Shubnikov-de Haas (SdH), visto no gráfico da Fig. 4.2.

Nós podemos tentar entender a física envolvida considerando a densidade de estados (DOS), onde cada pico da DOS descreve a população de portadores de carga

Figura 4.1: Configuração experimental usada nas medidas de magnetotransporte longitudinal.

Figura 4.2: Observação experimental das oscilações SdH medida para a temperatura de 1.2 K.

que preenche um nível de Landau. Assim, olhando a Fig. 4.3, quando os elétrons estão na iminência de cruzar o nível de Fermi, ε_F , observamos experimentalmente um mínimo DOS (Fig. 4.3a), que corresponde à um mínimo da oscilação SdH e quando os portadores de carga estão cruzando o ε_F , ou seja, apenas uma parcela da população já cruzou o ε_F e

está apta a participar do processo de condução elétrica, observamos um máximo da DOS (Fig. 4.3b), que analogamente corresponde à um máximo da oscilação SdH.

Para temperaturas baixas e campos magnéticos altos, os portadores se comportam como osciladores harmônicos oscilando com frequência ciclotrônica $w_c = eB/mc$, sendo c a velocidade da luz, e e m sendo a carga e massa do elétron, respectivamente. Conforme aumentamos o campo magnético, cada vez que a energia de um nível (que é proporcional a w_c) supera o valor a energia do nível de Fermi ε_F , a população de portadores que ocupa um nível de Landau decresce. Esse processo de depopulação produz oscilações no transporte fazendo com que a magnetoresistência longitudinal seja periódica em $1/B$.

Este efeito oscilatório pode ser explicado através da existência de estados localizados e estendidos (ou delocalizados) da amostra. Os estados estendidos encontram-se muito próximos do valor central do pico que representa um nível de Landau no gráfico da densidade de estados (Fig. 4.3), enquanto que os estados localizados ficam próximos às extremidades desse pico.

Se o nível de Fermi encontra-se numa região onde há estados estendidos, ocorre a depopulação do nível de Landau devido ao espalhamento com impurezas e defeitos da amostra, contribuindo para o transporte e aumentando-se a magnetoresistência, fazendo com que apareça um máximo da oscilação SdH. Por outro lado, toda vez que o nível de Fermi encontra-se na região em que há um estado localizado, a magnetoresistência é mínima.

Para extrair informação sobre a densidade de portadores de carga e sua respectiva mobilidade, podemos efetuar uma transformada de Fourier (FFT) no gráfico da Fig. 4.2 e obter as frequências relativas a cada oscilação, podendo relacionar estas frequências com a densidade de portadores através da seguinte relação:

$$\frac{1}{f} = \frac{2e}{n_s h} \quad (4.1)$$

Onde f é a frequência, e é a carga do elétron, n_s é a densidade de portadores de carga e h é a constante de Planck. Logo, as densidades referentes a cada subbanda da amostra estão indicadas como n_1 e n_2 na Fig. 4.4.

Ao somarmos ambos os valores de densidades encontradas n_1 e n_2 , obtemos uma

Figura 4.3: Densidade de estados ocupados pelos níveis de Landau quando os elétrons estão na iminência de cruzar o nível de Fermi ou não, respectivamente ilustrado em (a) e (b).

Figura 4.4: Transformada de Fourier feita a partir das medidas de magnetorresistência longitudinal.

densidade total de $n_s = 6.9 \cdot 10^{11}/cm^2$.

Outra informação a ser extraída é a mobilidade de carga, μ . Considerando o modelo de Drude, onde associamos a mobilidade com a densidade de portadores e resistência através da seguinte equação:

$$\mu = \frac{1}{n_s R_e} \quad (4.2)$$

com R sendo a razão entre a magnetorresistência longitudinal medida para campo magnético nulo ($\sim 10\Omega$) dividida pelo fator geométrico da barra *Hall* definido por $500\mu m/200\mu m = 2.5$. A mobilidade de portadores de carga pode ser dada por $\mu = 2.2 \cdot 10^6 cm^2/Vs$.

4.1.2 Efeito Hall Quântico

Analogamente à seção anterior, podemos medir tensão entre contatos que são perpendiculares ao canal que a corrente elétrica percorre, caracterizando a magnetorresistência transversal, conforme a Fig. 4.5.

Figura 4.5: Configuração experimental usada nas medidas de magnetorresistência transversal.

Novamente aplicamos campo magnético e observamos neste caso o aparecimento de platôs relativos aos níveis de Landau. Cada platô pode ser caracterizado por um número que chamamos de fator de preenchimento, ν , que representa a quantidade de portadores de carga que ocupa um específico nível de Landau, conforme ilustrado na Fig. 4.6.

Novamente, a física envolvida pode ser descrita utilizando-se a densidade de estados (Fig. 4.3). Se olharmos o gráfico da Fig. 4.6, vemos que se os elétrons estão na iminência de cruzar o nível de Fermi (Fig. 4.3a), obtemos um platô, indicando estabilidade de energia do sistema, enquanto que ao cruzarem (Fig. 4.3b), obtemos um "morro",

Figura 4.6: Observação experimental do efeito Hall quântico medido para a temperatura de 1.2 K.

havendo diferença de energia entre um nível de Landau e outro, que é justamente onde ocorre a transição do nível de Fermi.

A relação entre campo magnético e o fator de preenchimento ν é dada pela seguinte equação:

$$B_\nu = \frac{n_s h}{e \nu} \quad (4.3)$$

Podemos observar na Fig. 4.6 a presença de fatores de preenchimento pares para campos magnéticos altos e o aparecimento de fatores ímpares para campos magnéticos próximos a 1T, o que pode estar relacionado com o fato do poço quântico ser largo e possuir duas subbandas [36].

Outro ponto interessante a ser notado no gráfico da Fig. 4.6 é o não aparecimento dos fatores $\nu = 11, 13, \dots$, ou seja, os fatores que são intermediários aos apresentados aqui e que formam a sequência de números em ordem crescente até se alcançar o regime do efeito Hall clássico, cuja relação entre campo magnético e magnetorresistência é linear.

Em [36, 37] foram feitas medidas de magnetotransporte para a mesma amostra utilizando-se temperaturas mais baixas ($\sim mK$), onde foi possível verificar a ocorrência destes fatores de preenchimento intermediários, nos informando que efetuar medidas com temperaturas da ordem de mK, fornece informação mais completa e refinada da população dos níveis de Landau, justificando a diferença com os dados apresentados.

Observamos que quanto maior o campo magnético aplicado, mais largo é o platô e, de acordo com a equação acima (Eq. 4.3), menor é a respectiva população que ocupa o nível de Landau. Se temos menos elétrons na banda de condução, menor será a probabilidade de transição e por sua vez maior será a energia necessária para mobilizar os elétrons a cruzarem o nível de Fermi.

Essa energia que é necessária para transição é proporcional a $\hbar w_c$, onde $\hbar$ é a constante de Planck reduzida e w_c é a frequência ciclotrônica do elétron. Por isso, a amplitude das oscilações SdH é cada vez maior para campos altos, conforme vemos a correspondências de ambas as medidas de transporte na Fig. 4.7.

Figura 4.7: Medidas de magnetorresistência longitudinal (em azul) e transversal (em vermelho).

4.2 Transporte de Spin

A partir desta segunda parte, descrevemos a montagem experimental utilizada para efetuar a caracterização óptica através da técnica de rotação de Kerr, bem como as medidas referentes ao estudo de deriva de spin utilizando a amostra cuja geometria era a *Van der Pauw* (VDP) para todo o estudo de transporte de spin.

4.2.1 Rotação de Kerr

Se temos uma banda de condução com spins polarizados para cima, os elétrons com essa polarização ocupam um nível de energia mais alto do que elétrons com spin para baixo. Essa separação dos níveis de energia faz com que haja uma diferença na energia necessária para excitar um elétron com spin polarizado para cima ou para baixo, conforme ilustrado à esquerda da Fig. 4.8.

Considerando-se as regras de seleção, a energia de absorção para o elétron com spin para cima é maior do que a do spin para baixo, conforme vemos no gráfico de absorção em função da energia representado à direita da Fig. 4.8. Para estas energias, pode-se relacionar os índices de refrações de cada polarização através da relação de Kramers-Kronig. O sinal de rotação de Kerr é proporcional à diferença entre os picos que descrevem os índices de refrações relativos a polarização σ^+ e σ^- , que por sua vez possui picos de sinais opostos próximos à energia de ressonância.

Para medir rotação de Kerr, precisamos de dois feixes do laser para manipular os spins. O feixe de bombeio, que irá excitar os spins através de uma luz circularmente polarizada e o feixe de prova que é responsável por medir a polarização induzida pelo bombeio ao ser refletido pela amostra. O ângulo entre a polarização incidente e a refletida do feixe de prova nos fornece o sinal de Kerr, θ_k . Isto é o que define a técnica de rotação de Kerr (Fig. 4.9).

Segundo a Fig. 4.10, para separar o feixe proveniente da cavidade óptica em bombeio e prova, usamos um *beam splitter* (BS). O feixe de bombeio, diferentemente do de prova, percorre um trajeto que possui um comprimento que pode ser ajustado através de um estágio motorizado chamado de linha de atraso, permitindo variar o instante em que o feixe de bombeio e de prova incidem na amostra, o que nos fornece resolução temporal.

Figura 4.8: Representação da população de spins não balanceada na banda de condução à esquerda bem como a influência desta população na absorção, índice de refração e sinal de rotação de Kerr.

Figura 4.9: Esquema da rotação de Kerr com feixe de bombeio sendo circularmente polarizado e o de prova linearmente polarizado e Δt sendo a diferença temporal de ambos os feixes ao incidir na amostra.

Transformamos a luz do bombeio em luz circularmente polarizada usando-se um modulador fotoelástico (MFE). Após passar por este elemento, ambos os feixes se encontram no 1° BS (Fig. 4.10) e seguem em direção à amostra localizada dentro de um criostato, onde podemos aplicar campo magnético B gerado por bobinas, sendo refletidos pela amostra em direção ao 2° BS, que por sua vez são orientados para o detector, onde o sinal de polarização é convertido em intensidade.

Adicionalmente à resolução temporal, o arranjo experimental possui resolução espacial dado que há um espelho motorizado (EM da Fig. 4.10) que é capaz de variar a posição do feixe de prova com relação à onde ocorreu a excitação induzida pelo bombeio.

Figura 4.10: Configuração óptica usada nas medidas de rotação de Kerr.

4.2.1.1 Caracterização Óptica

Utilizando-se a amostra com geometria VDP e atrelando a explicação da técnica de rotação de Kerr com as respectivas medidas experimentais, caracterizamos a amostra opticamente com a finalidade de eleger e quantificar os parâmetros necessários para executar as medidas de deriva de spin. Logo, medimos o sinal de Kerr como função do comprimento de onda λ , campo magnético B , temperatura T e potência do bombeio $P_{bombeio}$.

Apresentamos os resultados no caso do comprimento de onda, onde foi medido sinal de Kerr para as energias entre 820 nm e 815 nm, com intervalos de 0.5 nm entre cada comprimento, temperatura de 10 K; campo magnético nulo e potência do bombeio/prova como sendo 0.4/0.1 mW, respectivamente.

Checando a diferença de sinal antes e depois da chegada do feixe de bombeio na amostra, representado através do eixo de tempo nas curvas apresentadas na Fig. 4.11, escolhemos a energia relativa à 816.5 nm devido ao sinal ser mais intenso.

Fixando o comprimento de onda em $\lambda = 816.5$ nm e mantendo-se os mesmos valores para potência e temperatura já descritos, medimos o sinal de Kerr como função do campo magnético, apresentado na Fig. 4.12. Ao aplicar campo magnético na amostra, os spins dos elétrons começam a precessionar ao redor deste campo e por isso vemos as

Figura 4.11: Rotação de Kerr em função do comprimento de onda para $B = 0$ T, $T = 10$ K e $P_{\text{bombeio}}/P_{\text{prova}} = 0.4/0.1$ mW.

oscilações características do sinal de rotação de Kerr.

Escolhemos a curva cujo sinal de Kerr em função de B era o mais claro para prosseguir com a caracterização, sendo igual a $B = 0.25$ T. O comportamento ilustrado na Fig. 4.12 pode ser descrito pelo seguinte modelo:

$$\theta_k = Ae^{-\left(\frac{\Delta t}{T_2^*}\right)} \cos(w_L \Delta t + \phi) + Y_0 \quad (4.4)$$

com

$$w_L = \frac{g\mu_B}{\hbar} B \quad (4.5)$$

onde A é a amplitude da precessão dos spins ao redor do campo magnético; Δt é o tempo de atraso entre a incidência do feixe de bombeio e prova; T_2^* é o tempo de decoerência de spin, w_L é a frequência de Larmor relativa à precessão ao redor de B ; ϕ é a diferença de fase associada ao cosseno e Y_0 representa o sinal residual do sistema.

Podemos observar que ao incrementar a intensidade do campo magnético (Fig. 4.12), a frequência dessa precessão w_L , aumenta. Para checar a natureza do compor-

Figura 4.12: Rotação de Kerr em função do campo magnético para 816.5 nm, $T = 10$ K e $P_{\text{bombeio}}/P_{\text{prova}} = 0.4/0.1$ mW.

tamento entre w_L e campo magnético B , podemos fazer uma transformada de Fourier em cada uma das curvas de Kerr em função de B , extrair a frequência de precessão e graficá-las em função do campo magnético, dada pela Fig. 4.13.

Percebemos o caráter linear entre w_L e B e de onde ainda podemos distinguir o fator giromagnético g de Landé igualando o coeficiente angular do gráfico ao termo de proporcionalidade descrito pela Eq. 4.5, obtendo-se o fator g para 816.5 nm igual a $g = 0.451 \pm 0.001$.

Apresentamos as medidas em função da potência do bombeio mantendo-se o feixe de prova fixo em 0.1 mW, temperatura de 10 K, $B = 0.25$ T e $\lambda = 816.5$ nm.

Ao visualizar as curvas medidas nesta etapa, decidimos usar a menor potência para o *pump*, no caso 0.4 mW, uma vez que o sinal na Fig. 4.14 para essa potência é o mais claro e não possui ruídos.

Por último, os dados em função da temperatura foram extraídos de maneira análoga mantendo-se os outros parâmetros fixos no valor escolhido, variando-se a tempe-

Figura 4.13: Frequência de Larmor w_L em função do campo magnético B para $\lambda = 816.5$ nm.

Figura 4.14: Rotação de Kerr em função da potência do bombeio para 816.5 nm, $B = 0.25$ T, $T = 10$ K e $P_{prova} = 0.1$ mW.

ratura de 5 K a 100 K em passos mais curtos para temperaturas baixas e mais espaçados para temperaturas maiores, visto na Fig. 4.15.

Figura 4.15: Rotação de Kerr em função da temperatura para 816.5 nm, $B = 0.25$ T e $P_{\text{bombeio}}/P_{\text{prova}} = 0.4/0.1$ mW.

É possível constatar que para temperaturas altas, a partir de ~ 50 K, as oscilações referentes a precessão dos spins começam a perder sua forma, produzindo decoerência de spin, expressa através dos ruídos do sinal de Kerr.

Foi decidido utilizar temperatura de 10 K devido à estabilidade do sinal. Portanto, os parâmetros escolhidos para dar seguimento no trabalho foram: $\lambda = 816.5$ nm; $B = 0.25$ T; $P_{\text{bombeio}}/P_{\text{prova}} = 0.4/0.1$ mW e $T = 10$ K.

4.2.2 RSA

Notando-se a caracterização em função do comprimento de onda (Fig. 4.11), podemos observar o tempo longo de decaimento do sinal de Kerr para todas as curvas, reparando-se que há polarização para tempo negativo também. Por isso, há a necessidade de usar uma metodologia que considere o tempo de vida longo de spin.

Podemos considerar uma técnica que se baseia no fato de que os feixes bombeio e prova são injetados na amostra através de uma frequência estabelecida pelo tamanho da cavidade do laser, de tal forma que um primeiro pulso de bombeio a ser incidido na

amostra, é submetido à um campo magnético e consequentemente os spins polarizados precessionam ao redor desse campo obtendo-se o sinal de Kerr. Contudo, um segundo pulso de bombeio atinge a amostra apenas 13 ns após o primeiro, dada pela taxa de repetição do laser como sendo de 76 MHz.

Uma vez que o tempo de decaimento é longo, o segundo pulso acessa a amostra enquanto ainda existe polarização de spin induzida pelo primeiro bombeio, o que por exemplo pode ser observado nas oscilações para tempos negativos no gráfico da Fig. 4.11.

Se o tempo de decaimento T_2^* é comparável com a taxa de repetição do laser t_{rep} , isso faz com que a frequência de precessão seja um múltiplo da t_{rep} , então a polarização de spin associada ao segundo pulso irá fortalecer a polarização referente ao pulso anterior, amplificando o sinal de Kerr (esquerda da Fig. 4.16). Caso contrário, se o tempo T_2^* não for parecido com t_{rep} , o sinal será atenuado (direita da da Fig. 4.16).

Figura 4.16: Esquema representando a técnica de RSA.

Semelhante comportamento pode ser descrito através do seguinte modelo [38, 39]:

$$\theta_k(B) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos \left(\frac{g\mu_B(\Delta t + nt_{rep})}{\hbar} \sqrt{(B_{ext} + B_{\parallel})^2 + B_{\perp}^2} \right) \quad (4.6)$$

Podemos observar que de acordo com o modelo acima, podemos extrair a amplitude do sinal de Kerr, A_n , onde n é o número de pulsos acumulados na amostra; g é o fator giromagnético de Landé; μ_B é o magneton de Bohr; Δt é tempo relativo entre bombeio e prova, escolhido no caso, para ser medido com a linha de atraso fixa em 12

ns; t_{rep} é a taxa de repetição do laser que é 13 ns; as componentes do campo spin-órbita B_{so} são descritas acima por $B_{so}^{\parallel}$ sendo a paralela e $B_{so}^{\perp}$ a perpendicular, além de B_{ext} ser o campo magnético externo aplicado na amostra.

Esta técnica é chamada de Amplificação Ressonante de Spin, (ou *Resonant Spin Amplification* - RSA) e pode ser usada com o mesmo arranjo experimental descrito na Fig. 4.10, no entanto ao invés de mantermos o campo magnético constante e variarmos o tempo relativo entre bombeio e prova através da linha de atraso; agora fixamos o tempo relativo entre ambos os feixes na linha de atraso e variamos o campo magnético. Assim, RSA é uma medida do sinal de Kerr em função do campo magnético, enquanto que rotação de Kerr é uma medida do sinal de Kerr em função do tempo.

4.2.3 Deriva de Spin

Para correlacionar as constantes de interação spin-órbita com transporte, precisamos medir deriva de spin que consiste em explorar o fato do arranjo experimental possuir resolução espacial (Fig. 4.10).

Havendo a disponibilidade de variar a posição relativa entre o feixe de bombeio e prova através do uso de espelho motorizado, representamos o local de incidência de ambos os feixes através dos círculos em azul para o de bombeio e em vermelho para o de prova, ilustrado na Fig. 4.17.

Figura 4.17: Esquema do sinal de Kerr representando a medida de sobreposição dos feixes.

Visualizando a Fig. 4.17, em uma primeira medida de rotação de Kerr, os locais de incidência de ambos os feixes estão lado a lado, ou seja, não sobrepostos e, uma vez nessa configuração, experimentalmente não é detectado praticamente nenhuma polarização, fornecendo um mínimo na intensidade do sinal de Kerr, ilustrado pela extrema

esquerda da curva do sinal de Kerr.

Na sequência, se movemos o bombeio através do espelho motorizado em direção ao feixe de prova, que se mantém fixo, com certeza este irá detectar uma polarização maior do que na configuração anterior, e temos um acréscimo no sinal de Kerr. Prosseguimos transladando o bombeio em direção ao de prova e obtemos uma configuração onde ambos os locais de incidência estão sobrepostos e, conseqüentemente o sinal será máximo. Podemos acompanhar esse raciocínio e continuar agora afastando o feixe de bombeio do de prova e como resultado a intensidade do sinal irá diminuir até ser mínima e simétrica ao início da medida, ilustrado pela extrema direita da curva do sinal de Kerr na Fig. 4.17.

Nesta medida de sobreposição dos feixes usando o espelho motorizado, notamos que o formato do sinal é uma curva gaussiana, que representa justamente o pacote de spins que foi polarizado pelo bombeio.

Ao aplicar uma diferença de potencial no sistema, este pacote de spins desloca espacialmente e produzimos deriva de spin. Se repetirmos a mesma medida de sobreposição usando o espelho motorizado, podemos checar onde estão os spins para um instante de tempo fixo, o que nos possibilita calcular a sua velocidade de deriva, v_{dr} .

Devido à pequena separação em energia entre as funções de onda simétrica e antissimétrica do poço quântico, conforme descrito anteriormente, estamos estudando o regime de espalhamento forte inter-subbanda. A dinâmica da magnetização de spins neste caso é descrita por uma média entre os campos spin-órbita [35], que por sua vez tem relação com a v_{dr} da seguinte forma:

$$\langle B_{so}^x \rangle = \left[\frac{m}{\hbar g \mu_B} \sum_{\nu=1}^2 (+\alpha_{\nu} + \beta_{\nu}^*) \right] v_{dr}^y, \quad (4.7)$$

$$\langle B_{so}^y \rangle = \left[\frac{m}{\hbar g \mu_B} \sum_{\nu=1}^2 (-\alpha_{\nu} + \beta_{\nu}^*) \right] v_{dr}^x, \quad (4.8)$$

o acoplamento spin-órbita relativo à Dresselhaus é dado por: $\beta_{\nu}^* = \beta_{1,\nu} - 2\beta_{3,\nu}$, com ν contabilizando as duas subbandas da amostra, onde $m = 0.067m_0$ é a massa efetiva do elétron para o GaAs.

Uma vez que $B_{so}^{x(y)} \propto v_{dr}^{y(x)}$, definimos o termo entre colchetes como

$$b^y = \frac{m}{\hbar g \mu_B} \sum_{\nu=1}^2 (+\alpha_\nu + \beta_\nu^*), \quad (4.9)$$

$$b^x = \frac{m}{\hbar g \mu_B} \sum_{\nu=1}^2 (-\alpha_\nu + \beta_\nu^*), \quad (4.10)$$

de tal forma que temos a razão $b^{y(x)} = B_{so}^{x(y)} / v_{dr}^{y(x)}$. Logo, conseguimos acessar as constantes spin-órbita por meio de duas grandezas físicas mensuráveis, que são a velocidade de deriva $v_{dr}^{y(x)}$, obtida ao se deslocar o pacote de spin gaussiano e, ambas as componentes do campo spin-órbita para cada direção cristalográfica $B_{so}^{x(y)}$, extraído do modelo que descreve a medida de RSA (Eq. 4.6), efetuada durante as medições de deriva de spin.

4.2.3.1 Testando o sinal de Deriva de Spin

Recordamos que a medida de deriva de spin consiste em aplicar uma tensão no material e variar a posição relativa entre bombeio e prova através do espelho motorizado verificando se o pacote de spins foi transladado espacialmente.

Antes de aplicar uma tensão no sistema, é preciso checar o alinhamento óptico e ainda se o feixe realmente é gaussiano. Para isso, suponhamos novamente o local de incidência do laser; sabemos que o sinal tem maior intensidade se medido no centro deste local. Podemos manter o espelho motorizado fixo em uma direção e fazer uma varredura de sinal de Kerr com o bombeio ao longo de outra direção. Uma vez identificado um sinal gaussiano e a posição do espelho que fornece maior intensidade de sinal, alocamos o espelho nesta posição e repetimos a varredura em outra direção, obtendo assim as posições que o sinal é mais intenso em ambas as direções.

Podemos fazer esse teste usando a amostra com geometria VDP, aplicando corrente entre dois contatos elétricos, que por sua vez são paralelos à direção $\hat{y}$ e também paralelos ao campo magnético externo (B_{ext}), estudando o caso em que B_{so} é perpendicular ao B_{ext} .

Uma vez testado o sinal gaussiano, realizamos a medida de sobreposição dos feixes (Fig. 4.17) para várias tensões com o intuito de checar se os spins são sensíveis ao

Figura 4.18: Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{y}$ e $B_{so} \perp B_{ext}$. (a) Gráfico da medida de sobreposição para várias tensões observando o caráter gaussiano das curvas. (b) Para o espelho motorizado no pico central de cada curva em (a), apresentamos as respectivas curvas de RSA medidas.

potencial elétrico aplicado. No caso, medimos de -1 a 1 V com passos de 0.25 V, mas por termos didáticos apresentamos na Fig. 4.18a apenas três tensões, onde já é possível ver que o pacote de spins se desloca horizontalmente no espaço.

Em seguida, para as curvas de sobreposição em cada tensão, posicionamos o espelho motorizado na posição central de cada curva e executamos a medida de RSA para a respectiva tensão, segundo ilustrado na Fig. 4.18b. A medida de RSA neste caso é feita com a posição do espelho motorizado fixa.

Estes testes como sobreposição para várias tensões e RSA para posição fixa do espelho motorizado, podem ser feitos dentro de alguns minutos. No entanto, tais testes nos fornecem apenas uma referência de sinal de deriva de spins, não compondo uma medida muito precisa para o estudo de transporte de spins, por causa da base do sinal sofrer flutuações de amplitude.

Portanto, o que pretendemos fazer é uma medida de RSA em função da posição do espelho motorizado, que nos permite obter uma varredura mais fina e mais precisa da medida de sobreposição para várias tensões diferentes. Porém, essa varredura mais fina demanda algumas horas de medição, o que torna estes testes preliminares realmente preciosos de serem executados para otimizar o trabalho no laboratório.

O modelo do RSA descreve o comportamento físico dos spins, no entanto a informação do campo spin-órbita é expressa pelo pico central da curva, onde o campo

magnético externo é nulo, pois assim há efetivamente a presença dos campos spin-órbita paralelo e perpendicular atuando sobre os spins.

Apenas olhando o pico central da curva de RSA, podemos dizer que há uma espécie de competição entre as duas componentes do B_{so} de modo que, se estudamos o B_{so} perpendicular ao B_{ext} , o pico central irá diminuir de amplitude (Fig. 4.18b), pois a componente perpendicular do B_{so} tem maior influência sobre os spins do que a componente paralela. Por outro lado, se estudamos o caso em que o B_{so} é paralelo ao B_{ext} , a componente paralela domina fazendo com que o pico central seja deslocado da posição central onde $B_{ext} = 0$ T como vemos na Fig. 4.19b.

Figura 4.19: Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{y}$ e $B_{so} \parallel B_{ext}$. (a) Gráfico da medida de sobreposição para várias tensões observando o caráter gaussiano das curvas. (b) Para o espelho motorizado fixo na posição do pico central de cada curva em (a), temos as respectivas curvas de RSA medidas.

De fato, nas curvas de RSA apresentadas, podemos ver que o pico central diminui de amplitude conforme aumentamos a tensão aplicada quando $B_{so} \perp B_{ext}$, ou seja, nesta direção a componente perpendicular $B_{so}^{\perp}$ tem maior intensidade que na outra direção, uma vez que é capaz de minimizar a amplitude do pico central da curva de RSA (Fig. 4.18b). Notamos um leve deslocamento do pico central ao variar a tensão aplicada na amostra para o caso em que $B_{so} \parallel B_{ext}$ conforme Fig. 4.19b, ambas as configurações com $v_{dr} \parallel \hat{y}$.

Deriva de spin para $v_{dr} \parallel \hat{y}$ e $B_{so} \perp B_{ext}$

Com as medidas de sobreposição para várias tensões, foi possível estabelecer um intervalo de varredura da posição do bombeio que seria usado nas medidas de deriva. Então discretizamos agora os resultados referentes ao RSA medido em função da posição

do espelho motorizado onde foi aplicada corrente elétrica no terminais da amostra VDP que eram paralelos à direção $\hat{y}$, caracterizando essa configuração com velocidade de deriva $v_{dr} \parallel \hat{y}$ que por sua vez também é $\parallel$ ao B_{ext} , na configuração em que $B_{so} \perp B_{ext}$; mantendo-se os mesmos parâmetros físicos elencados no final da caracterização óptica.

Assim, no gráfico de amplitude de RSA em função da posição que o bombeio incide (Fig. 4.20a), cada ponto experimental na verdade é o resultado do ajuste teórico de uma curva de RSA feita para uma posição específica do bombeio, onde podem ser extraídos vários parâmetros, sendo um deles a amplitude A_n do sinal de RSA, que é justamente o que nos permite verificar o caráter gaussiano do pacote de spin além do seu deslocando espacial para três tensões aplicadas, 0; 0.5 e 1 V.

Figura 4.20: Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{y}$. (a) Amplitude de RSA em função da posição do bombeio para três tensões: 0 V em azul, 0.5 V em amarelo e 1 V em verde. (b) Campo spin-órbita perpendicular em função da posição do bombeio para as mesmas tensões do item (a).

Observamos pelo gráfico de amplitude acima que a polarização de spin de fato desloca espacialmente para a esquerda com relação a posição central da curva de sobreposição para tensão nula, que é o ponto de referência onde bombeio e prova estão sobrepostos e o sinal seria máximo. Vemos também que para 0.5 V a amplitude do sinal é maior que para 0 V e ainda que para 1 V.

Se isolamos o gráfico do campo spin-órbita perpendicular em função da posição para a tensão nula apresentado na Fig. 4.21, podemos observar o caráter parabólico da curva, que está associado ao processo de difusão dos spins e não de deriva, uma vez que não há tensão aplicada neste caso. Vemos que para essa tensão, o ponto que corresponde a posição de amplitude de RSA máxima (visto no gráfico da Fig. 4.20a) equivale a posição mínima do campo spin-órbita, ao mover o espelho motorizado para ambos os lados, o

valor do campo spin-órbita aumenta similarmente, indicando que os spins se difundiram de maneira isotrópica no espaço.

Já quando se aplica uma tensão de 0.5 ou 1V (gráficos da Fig. 4.20b) os spins que possuem velocidade de deriva maior, apresentam um campo spin-órbita maior, e devido ao processo de deriva decorrente da tensão aplicada, os spins deslocam-se espacialmente diminuindo sua velocidade de deriva e, conseqüentemente o campo spin-órbita, de tal forma que para a posição central, ou seja, onde os feixes de bombeio e prova estão sobrepostos e a amplitude de RSA é máxima, os spins apresentam uma velocidade média, sem predominância dos spins mais ou menos rápidos.

Figura 4.21: Campo spin-órbita perpendicular em função da posição do bombeio para tensão 0V na configuração $v_{dr} \parallel \hat{y}$.

Outro parâmetro que podemos extrair do ajuste teórico da curva de RSA é o campo spin-órbita perpendicular ($B_{so}^{\perp}$) e paralelo ($B_{so}^{\parallel}$), além do fator g. Assim, na Fig. 4.20b, vemos que para tensões diferentes de zero, há uma linearidade ao relacionar a componente perpendicular do campo spin-órbita como função do espaço, sendo que vemos também que a intensidade de $B_{so}^{\perp}$ é da ordem de 4 mT para esta direção. É importante ressaltar aqui que no caso da tensão nula (em azul), observamos que a relação entre o campo spin-órbita $B_{so}^{\perp}$ não é linear e sim parabólica.

Pela Fig. 4.22a, é interessante notar também que a componente paralela do campo spin-órbita ($B_{so}^{\parallel}$) se mantém constante durante toda a medida de RSA em função do espaço para cada tensão aplicada. Assim, decidimos analisar os dados mantendo essa grandeza física fixa em $B_{\parallel} \simeq 0.85$ mT, que foi calculada como sendo a média dos valores de $B_{so}^{\parallel}$ para cada tensão medida na posição do *overlap*.

Figura 4.22: Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{y}$. (a) Campo spin-órbita paralelo em função da posição do bombeio três tensões: 0 V em azul, 0.5 V em amarelo e 1 V em verde. (b) Amplitude do fator g em função da posição para a mesma configuração do item (a).

Por estarmos medindo sempre no mesmo comprimento de onda de $\lambda = 816.5$ nm, é natural se esperar que o fator g possa ser uma variável que talvez poderia ser tratada como fixa, até vemos que há uma invariabilidade da amplitude do fator g durante a medição para uma tensão específica; mas ao mudar a tensão, o valor do fator g se altera, sendo um pouco maior que para 0 V (Fig. 4.22b).

Deriva de spin para $v_{dr} \parallel \hat{x}$ e $B_{so} \perp B_{ext}$

Observando as Eqs. 4.7 e 4.8 que descrevem a dinâmica da magnetização de spins, para obter os coeficientes de interação spin-órbita Rashba e Dresselhaus, precisamos medir deriva na configuração $v_{dr} \parallel \hat{x}$ para descrever a anisotropia do B_{so} .

Uma vez que desejamos manter a condição do campo spin-órbita perpendicular ao campo magnético externo, $B_{so} \perp B_{ext}$, pois é mais claro obter o comportamento do B_{so} nesta configuração do que no caso em que $B_{so} \parallel B_{ext}$ e lembrando que não conseguimos alterar a direção do B_{ext} , devido ao criostato que contém as bobinas estar fixo na mesa óptica; para medir na configuração $v_{dr} \parallel \hat{x}$, precisamos girar a amostra para acessar a direção $\hat{x}$.

Analogamente, aplicando corrente paralela à direção $\hat{x}$, primeiro executamos os testes do sinal de deriva através das medidas de *overlap* puras para tentar achar a posição onde o sinal é mais intenso, na sequência, aplicamos uma tensão e checamos se os spins são sensíveis a essa diferença de potencial aplicada (Fig. 4.23a) e então para cada posição central da curva de *overlap* obtida, fixamos o espelho motorizado nessa posição

Figura 4.23: Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Gráfico da medida de sobreposição para várias tensões observando o caráter gaussiano das curvas. (b) Para o espelho motorizado fixo na posição do pico central de cada curva em (a), temos as respectivas curvas de RSA medidas.

e efetuamos a medida de RSA nesta situação. Similarmente a direção $\hat{y}$, vemos uma leve diminuição da amplitude do pico central nas curvas de RSA para três tensões aplicadas, visualizadas na Fig. 4.23b.

Figura 4.24: Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Amplitude de RSA em função da posição do bombeio para três tensões: 0 V em azul, 0.5 V em amarelo e 1 V em verde. (b) Campo spin-órbita perpendicular em função da posição do bombeio para as mesmas tensões do item (a).

Correspondentemente à análise da direção $\hat{y}$, extraímos do ajuste teórico do RSA, a amplitude do RSA (A_n), ambas as componentes do campo spin-órbita $B_{so}^{\parallel}$ e $B_{so}^{\perp}$, além do fator g como parâmetros experimentais. O comportamento de cada grandeza física está representado nos gráficos das Fig. 4.24 e 4.26.

Novamente observamos o deslocamento para a esquerda do pacote de spins con-

forme aumentamos a tensão aplicada, entretanto podemos notar que no geral a amplitude do RSA para esta direção é sutilmente menor do que no caso anterior, mas a curva para tensão de 0.5 V permanece tendo maior amplitude de sinal.

Figura 4.25: Amplitude do sinal de Kerr em função da temperatura. Dados extraídos das medidas que compõem a caracterização óptica (Fig. 4.15).

Figura 4.26: Configuração: $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Campo spin-órbita paralelo em função da posição do bombeio para 0 V em azul, 0.5 V em amarelo e 1 V em verde. Amplitude do fator g em função da posição para as mesmas tensões do item (a).

Os dados referentes a caracterização óptica (Fig. 4.15) permitem comparar a amplitude do sinal de Kerr em função da temperatura. O aumento da amplitude do sinal de RSA nos gráficos das Figs. 4.20a e 4.24a para a tensão de 0.5 V pode estar associado ao comportamento do sinal de Kerr como função da temperatura (Fig. 4.25), onde vemos

Figura 4.27: Configuração em que $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Amplitude de RSA em função da posição do bombeio para três tensões: 0 V em azul, -0.5 V em amarelo e -1 V em verde. (b) Campo spin-órbita perpendicular em função da posição do bombeio para as mesmas tensões do item (a).

que a temperatura para a qual se obtém maior amplitude, não corresponde à menor temperatura (5 K) ou à temperatura medida (10 K), indicando um possível aquecimento da amostra.

Figura 4.28: Configuração em que $v_{dr} \parallel \hat{x}$. (a) Campo spin-órbita paralelo em função da posição do bombeio para três tensões: 0 V em azul, -0.5 V em amarelo e -1 V em verde. (b) Amplitude do fator g em função da posição para as mesmas tensões do item (a).

Para a configuração de medida em que $v_{dr} \parallel \hat{x}$, analogamente repetimos as medidas apresentadas, mas agora para tensão $V < 0$ V, isto é, 0 V; -0.5 V e -1 V. Na Fig. 4.27a observamos que houve um deslocamento espacial do pacote de spins para o outro sentido, ou seja, para a direita. Já na Fig. 4.27b, vemos que o campo spin-órbita $B_{so}^{\perp}$ permanece pequeno ($\simeq 1$ mT), mantendo-se a consistência com os dados para tensão positiva. Por último, vemos na Fig. 4.28b que o fator g se manteve constante ao longo

de uma tensão, análogo para o caso de tensão positiva. Da mesma maneira que foi feito anteriormente, mantivemos o campo paralelo fixo em $B_{\parallel} \simeq 0.9$ mT para analisar os dados.

Apresentamos também os dados relativos ao fator g como função da posição na Fig. 4.26b e vemos que ao longo de uma tensão específica, ambos os parâmetros se mantêm constantes. O fator g ainda aumenta um pouco sua amplitude para tensões diferentes de zero que nem para a direção $\hat{y}$. Fixamos o valor de $B_{\parallel} \simeq 0.9$ mT com o mesmo raciocínio anterior.

Mobilidade de Spin

Podemos ainda determinar a mobilidade de spin apenas lembrando que a mobilidade μ , é a resposta dos portadores de carga ao experienciar um campo elétrico dependendo da velocidade com que esses portadores se deslocam; podendo ser transcrita como a razão entre a velocidade de deriva dos portadores de carga e o campo elétrico aplicado E , dada por:

$$\mu_{spin}^{x(y)} = \frac{v_{dr}^{x(y)}}{E} = \frac{v_{dr}^{x(y)}}{V} l \quad (4.11)$$

onde V é o potencial aplicado ao sistema que gera o campo elétrico e l é a largura da amostra.

É importante esclarecer aqui como a velocidade de deriva foi determinada. Para ambas as direções e para cada tensão usada (0, 0.5 e 1 V), foi ajustada uma curva gaussiana no gráfico de amplitude de RSA em função da posição (Fig. 4.20a e 4.24a) afim de estabelecer o valor da posição central (d_c) para 0V e a posição central das outras tensões, atribuindo como ponto de referência a curva para tensão nula.

Para definir a velocidade de deriva, precisamos saber a diferença entre a posição central d_c de cada tensão com relação ao ponto de referência, logo temos que:

$$v_{dr} = \frac{(d_c^{V=0} - d_c^{V \neq 0})}{\Delta t} \quad (4.12)$$

onde Δt é o tempo usado nas medidas de RSA, relativo à posição que fixamos a linha de atraso, sendo de 12 ns no caso. Não podemos esquecer que a tensão usada é aquela sentida pela amostra dada por

$$V = V_c \frac{R_a}{R_c} \quad (4.13)$$

com V_c sendo a tensão medida pelo *lock-in*, R_a a resistência da amostra para campo magnético nulo ($10 \, \Omega$) e R_c sendo a resistência entre os terminais elétricos que foi aplicada corrente elétrica para medir deriva.

Figura 4.29: Velocidade de deriva em função da tensão na amostra. A escala em azul (esquerda) representa dados referentes a $v_{dr} \parallel \hat{x}$ e em preto (direita) os dados referentes a $v_{dr} \parallel \hat{y}$. Ambos na configuração em que $B_{so} \perp B_{ext}$.

Desse jeito, relacionamos a velocidade de deriva com a tensão que a amostra está submetida através do gráfico da Fig. 4.29 e cujo coeficiente angular nos fornece a mobilidade de spin para cada direção cristalográfica:

$$\mu_{spin}^y \cong 0.9 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 / V s \quad (4.14)$$

$$\mu_{spin}^x \cong 1.2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 / V s \quad (4.15)$$

Com estes resultados de mobilidade ainda podemos comentar que para a direção $\hat{y}$, que é a direção cujo campo spin-órbita é mais intenso ($\sim 4mT$), obtivemos

mobilidade de spin menor e, para a direção $\hat{x}$ cujo campo spin-órbita é menor ($\sim 1mT$), obtivemos mobilidade de spin maior. Tal comportamento é consistente com o observado experimentalmente em [35].

4.2.3.2 Relação entre a velocidade de deriva e as interações de Rashba e Dresselhaus

Como estamos interessados em extrair as constantes de acoplamento spin-órbita para a posição em que o sinal é máximo e, visto que obtemos o campo spin-órbita perpendicular $B_{so}^\perp$ e a v_{dr} para ambas as direções, podemos plotar estas grandezas (Fig. 4.30) e substituir os respectivos coeficientes angulares nas equações que descrevem a magnetização de spins (Eqs. 4.7 e 4.8) para descobrir as constantes de interação spin-órbita Rashba (α_ν) e Dresselhaus (β_ν^*).

Figura 4.30: Campo spin-órbita perpendicular em função da velocidade de deriva para (a) $v_{dr} \parallel \hat{y}$ e (b) $v_{dr} \parallel \hat{x}$.

Observamos que para ambas as direções da amostra $[1\bar{1}0]$ e $[110]$, há uma relação linear entre o campo spin-órbita e a velocidade de deriva. Logo, se substituirmos os respectivos coeficientes angulares nas duas equações (Eqs. 4.7 e 4.8) introduzidas previamente e somarmos ambas, obteremos o coeficiente spin-órbita relativo a interação de Dresselhaus e se subtrairmos as duas equações, obteremos o coeficiente relativo a interação Rashba; encontrando os seguintes valores:

$$\sum_{\nu=1}^2 \beta_{\nu}^* = (0.5 \pm 0.2) meV \text{\AA} \quad (4.16)$$

$$\sum_{\nu=1}^2 \alpha_{\nu}^* = (0.0 \pm 0.2) meV \text{\AA} \quad (4.17)$$

Estes coeficientes são válidos para ambas as subbandas e vemos que no caso de Dresselhaus, o valor obtido está condizente com valores bem estabelecidos para a literatura [35, 40].

Fisicamente, o valor nulo para a interação de Rashba nos indicaria que o poço quântico utilizado neste trabalho é simétrico e que a interação que prevalece no material seria a transcrita pela assimetria de inversão de *bulk* (β_{ν}^*).

Para checar tal aspecto, podemos substituir o valor nulo para Rashba nas mesmas equações que descrevem a magnetização de spins, das quais extraímos os coeficientes e analisar as consequências. Uma vez feito isso, o que encontramos é que o campo spin-órbita para ambas as direções pode ser o mesmo SE a velocidade de deriva for a mesma.

Para tentar entender um pouco mais sobre a veracidade dos resultados, nos apoiamos em um artigo publicado pelo *NTT Basic Research Lab.* no Japão [40], cujo trabalho consistiu em estudar a relação entre a velocidade de deriva e o termo cúbico que descreve a interação de Dresselhaus (β_3), onde foi encontrado que aquecimento é um fator experimental que aumenta o termo β_3 .

Como a velocidade de deriva depende da corrente elétrica que os elétrons sentem e, quanto mais corrente aplicamos consequentemente, maior será a temperatura experimentada pela amostra, assim podemos dizer que o termo (β_3) depende da velocidade de deriva e, consequentemente as interações spin-órbita dependem da velocidade de deriva e este é o problema do nosso modelo físico: ele não assume esta dependência e por isso usamos apenas o coeficiente angular do gráfico do $B_{so}^{\perp}$ em função de v_{dr} para achar as constantes de interação spin-órbita.

Assim, para cada velocidade de deriva, precisamos calcular as constantes de interação spin-órbita separadamente. Então, podemos organizar os dados resultantes em uma tabela, exposta na sequência pela Tab. 4.1, onde temos as informações relativas a cada configuração que foi medida deriva de spin, as tensões usadas, as magnitudes do $B_{so}^{\perp}$ junto das respectivas velocidades e, por último temos a razão definida previamente $b^{y(x)}$

dadas nas eqs. 4.9 e 4.10.

Configuração	Tensão (V)	$B_{so}^\perp$ (mT)	v_{dr} ($\mu m/ns$)	b ($mTns/\mu m$)
$v_{dr} \parallel y$	0.5	1.83	0.42	4.37
	1	2.61	1.19	2.18
$v_{dr} \parallel x$	0.5	0.37	0.18	2.06
	1	0.47	0.38	1.21
	-0.5	0.24	-0.16	1.54
	-1	-0.35	-0.39	0.88

Tabela 4.1: Dados resultantes.

O gráfico da razão $b^{y(x)}$ em função da velocidade v_{dr} obtemos o gráfico da Fig. 4.31 onde vemos que de fato o acoplamento varia com a v_{dr} .

Figura 4.31: Coeficiente b em função da velocidade de deriva para $v_{dr} \parallel \hat{y}$ em preto, para $v_{dr} \parallel \hat{x}$ no caso de $V > 0$ V em vermelho e $V < 0$ V em azul.

Um argumento importante que [40] fornece e que nos é conveniente é que o aquecimento afeta apenas o termo cúbico de Dresselhaus (β_3), não influenciando o termo linear (β_1) e nem o termo de Rashba (α), uma vez que o confinamento quântico referente ao efeito Stark pode modificar o termo β_1 (eq. 2.9), exigindo altos campos elétricos

verticais que por sua vez induziriam uma grande variação no termo de Rashba, o que elimina alterações em β_1 e α devido ao aquecimento.

Se o termo referente à Rashba não é afetado pelo aquecimento, então ainda podemos calcular esse termo considerando o modelo de deriva. Para isso, podemos notar na tabela que há um valor de v_{dr} que é aproximadamente comum para ambas as direções, $\sim 0.4\mu m/ns$. Substituindo este valor na equação e novamente apenas subtraindo as duas equações (Eqs. 4.7 e 4.8), obtemos o termo α dado por

$$\sum_{\nu=1}^2 \alpha_{\nu} = (0.7 \pm 0.2) meV \text{Å} \quad (4.18)$$

que é um valor muito mais próximo da literatura [40].

Com esse valor de Rashba, calculou-se assim a contribuição de Dresselhaus β^* neste ponto onde a velocidade era comum e também para as outras tensões, graficando-o como função de v_{dr} (Fig. 4.32), vendo que a relação entre ambas as grandezas físicas é de certa forma linear. Precisariamos de mais pontos para obter ser mais assertivo no padrão comportamental.

Apenas para esclarecer, um detalhe a ser adicionado é que o termo β^* na configuração $v_{dr} \parallel \hat{x}$ foi calculado como sendo a média dos β^* para $\pm 0.5V$.

Existe a possibilidade de ainda tentar descobrir como apenas o termo (β_3) se relaciona com v_{dr} , uma vez que (β_1) não interfere na v_{dr} . Para isso, podemos atribuir um ponto de referência no gráfico da Fig. 4.32, suponhamos o mais próximo da velocidade nula e subtrair o valor dos outros dois pontos de (β^*) com relação a este, da seguinte forma:

$$\Delta\beta^* = (\beta_1 - 2\beta_3)^{ref} - (\beta_1 - 2\beta_3)' \Rightarrow \Delta\beta^* = -2(\beta_3^{ref} - \beta_3') \quad (4.19)$$

Para o cálculo de Δv_{dr} foi mantida a mesma ordem: $\Delta v_{dr} = v_{dr}^{ref} - v_{dr}'$. A relação entre a diferença do termo cúbico de Dresselhaus $\Delta\beta_3$ e a velocidade de deriva é apresentada no gráfico da Fig. 4.33. Precisamos de mais pontos experimentais para poder inferir sobre o padrão de correlação entre a diferença do termo cúbico de Dresselhaus com a velocidade de deriva. Pelo menos, apresentamos uma metodologia de acesso as estas grandezas físicas ainda observando uma possível dependência das mesmas com a

Figura 4.32: Interação de Dresselhaus em função da velocidade de deriva considerando-se ambas as direções da amostra.

Figura 4.33: Correlação entre a diferença do termo cúbico de Dresselhaus com a velocidade de deriva.

velocidade de deriva.

Portanto, através das medidas de deriva de spin, foi possível obter os campos spin-órbita e relacioná-los com a velocidade de deriva do pacote de spins, que por sua vez nos forneceu as constantes de interação spin-órbita e ainda nos revelou a dependência destas com a velocidade de deriva, podendo ser ainda objeto de futuros trabalhos do grupo de pesquisa.

Capítulo 5

Considerações Finais

Como parte final deste trabalho, a conclusão nos traz uma reflexão sobre todas as grandezas físicas que puderam ser acessadas ao longo do projeto, permitindo maior entendimento sobre a dinâmica da magnetização de spin em um gás de elétrons bidimensional confinado em um poço quântico simples de GaAs simetricamente dopado com Si e peculiarmente composto por duas subbandas.

Então, uma vez que pretendíamos estudar a dinâmica dos spins através de técnicas ópticas, iniciamos o trabalho através de medidas cuja execução era simples, no caso de transporte de carga, em direção ao que era mais complicado, envolvendo mais parâmetros físicos como as medidas de deriva de spin apresentadas.

Portanto, iniciamos o trabalho apoiando-se nos conceitos de magneto-transporte de portadores de carga, onde não é necessário utilizar de procedimentos ópticos para extrair a densidade de portadores de carga e a respectiva mobilidade, por essa ordem dadas por: $n_s = 6.91 \cdot 10^{11}/cm^2$ e $\mu = 2.2 \cdot 10^6 cm^2/Vs$. Tais grandezas determinam quão valiosa é a amostra que escolhemos para trabalhar.

Na sequência, realizamos a caracterização óptica da amostra através da técnica de Rotação de Kerr, onde claramente se inicia a medida estudando o comprimento de onda como parâmetro inicial, uma vez que precisamos distinguir qual sinal é proveniente do material *bulk* e qual advém do poço quântico. Só então variamos os outros parâmetros permitidos pelo arranjo experimental como campo magnético, potência do feixe que magnetiza os spins e por fim a temperatura. Tal caracterização nos permitiu distinguir os parâmetros a serem utilizados durante as medidas de deriva de spin, que foram os seguintes: $\lambda = 816.5$ nm; $B = 0.25$ T; $P_{pump} = 0.4$ mW e $T = 10$ K.

Com relação às medidas de deriva de spin, foi possível observar o deslocamento espacial do pacote de spins que foi excitado opticamente pelo *pump*; conseguimos calcular a velocidade de deriva dos spins da qual alcançamos a mobilidade de spins dada por $\mu_{spin}^y = 0.9 \cdot 10^5 cm^2/Vs$ e $\mu_{spin}^x = 1.2 \cdot 10^5 cm^2/Vs$, onde a mobilidade é menor para a

direção cujo $B_{so}^\perp$ é maior e vice-versa.

Também foi possível avaliar o comportamento do campo spin-órbita em função da posição e em função da velocidade de deriva onde, contra intuitivamente, encontramos a dependência dessa velocidade com as constantes de interação spin-órbita, em particular a correlação com o termo cúbico de Dresselhaus β_3 , característica proveniente do aquecimento da amostra devido à aplicação de altas correntes elétricas [40].

Podemos nos perguntar até que ponto é relevante estudar a influência do aquecimento do material e podemos pensar que experimentalmente, ainda não temos muito controle sobre inúmeros fatores que envolvem a situação física do sistema em estudo e um destes fatores é o aquecimento proveniente da corrente elétrica aplicada. No entanto, se experimentarmos um valor de corrente capaz de aquecer a amostra um tanto que influencie a física do sistema, então é significativo que esta situação seja considerada e documentada.

Vale lembrar que de acordo com [40], se queremos implementar a eletrônica atual, investindo em pesquisa básica para o estudo de dispositivos baseados na spintrônica, o objetivo seria ampliar a velocidade de processamento de informação para obter um transporte que seja rápido, eficiente e com o mínimo de dissipação de energia possível, então precisamos aplicar uma corrente grande capaz de obter uma velocidade de deriva maior para processar mais informação e de maneira mais rápida.

Dessa forma, testar até que ponto esse transporte ainda é eficiente no sentido de ser operacional e viável para os dispositivos eletrônicos comerciais se faz um estudo que contribui para o avanço da pesquisa em spintrônica, não apenas sendo importante para o conhecimento horizontal relativo aos materiais estudados para substituírem os transistores atuais, bem como contribuindo para o conhecimento vertical sobre o escopo da Spintrônica.

A partir daí, temos recursos para estimar um limite tal que um estudo ou investimento é promissor ou não, lembrando que a propagação dos spins num material está relacionada com a frequência de operação dos futuros dispositivos spintrônicos [40], assim como temos hoje computadores operando com frequência da ordem de GHz de processamento, que é relativa ao transporte de portadores de carga.

Este trabalho contribuiu para o conhecimento científico uma vez que nos permitiu entender um pouco mais sobre a dinâmica dos spins em sistemas bidimensionais

não ferromagnéticos composto por duas subbandas, além de ser um estudo de um caso realista onde quando aumentamos a tensão aplicada para obter maiores velocidades de deriva, o que aumentaria a velocidade do processamento da informação, observamos um aquecimento do material alterando o termo cúbico de Dresselhaus. este efeito do aquecimento é importante de ser considerado ao construir um novo dispositivo eletrônico para que um dia vire comercial.

5.1 Artigos Publicados e Participações em Eventos Científicos

- Luengo-Kovac, M.; Moraes, F. C. F.; Ferreira, G. J.; Ribeiro, A. S.L.; Gusev, G. M.; Bakarov, A. K.; Sih, V.; Hernandez, F. G.G. *Gate control of the spin mobility through the modification of the spin-orbit interaction in two-dimensional systems*. PHYSICAL REVIEW B , v. 95, p. 245315, 2017.
- Brazilian Workshop on Semiconductor Physics (BWSP). *Tailoring Quantum Wells for the Implementation of Two-Subband Persistent Spin Helices*. 2017.
- Electronic Properties of Two Dimensional Semiconductors (EP2DS). *Tailoring Quantum Wells for the Implementation of Two-Subband Persistent Spin Helices*. 2017.

Referências Bibliográficas

- [1] site: <https://www.intel.com.br/content/www/br/pt/homepage.html>. acessado: 08/01/2018, às 16:14h, 2018.
- [2] Thomas Ihn. *Semiconductor Nanostructures: Quantum states and electronic transport*. Oxford University Press, 2010.
- [3] Matthias Walser. *Spin-orbit interaction and the persistent spin helix in two-dimensional electron gases*. PhD thesis, ETH Zurich, 2013.
- [4] MP Walser, C Reichl, W Wegscheider, and G Salis. Direct mapping of the formation of a persistent spin helix. *Nature Physics*, 8(10):757–762, 2012.
- [5] James R Chelikowsky and Marvin L Cohen. Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors. *Physical Review B*, 14(2):556, 1976.
- [6] Niko Churata Mamani. *Magnetotransporte em poços-quânticos de AlGaAs/GaAs com diferentes formas de potencial*. PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2009.
- [7] Gordon E Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Proceedings of the IEEE*, 86(1):82–85, 1998.
- [8] Igor Žutić, Jaroslav Fabian, and S Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. *Reviews of modern physics*, 76(2):323, 2004.
- [9] Daniel Loss and David P DiVincenzo. Quantum computation with quantum dots. *Physical Review A*, 57(1):120, 1998.
- [10] Supriyo Datta and Biswajit Das. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Applied Physics Letters*, 56(7):665–667, 1990.
- [11] Hans-Andreas Engel and Daniel Loss. Fermionic bell-state analyzer for spin qubits. *Science*, 309(5734):586–588, 2005.
- [12] CWJ Beenakker, DP DiVincenzo, C Emary, and M Kindermann. Charge detection enables free-electron quantum computation. *Physical review letters*, 93(2):020501, 2004.

- [13] David D Awschalom and Michael E Flatté. Challenges for semiconductor spintronics. *Nature Physics*, 3(3):153–159, 2007.
- [14] FGG Hernandez, LM Nunes, GM Gusev, and AK Bakarov. Observation of the intrinsic spin hall effect in a two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, 88(16):161305, 2013.
- [15] G Salis, DT Fuchs, JM Kikkawa, DD Awschalom, Y Ohno, and H Ohno. Optical manipulation of nuclear spin by a two-dimensional electron gas. *Physical review letters*, 86(12):2677, 2001.
- [16] Vanessa Sih, RC Myers, YK Kato, WH Lau, AC Gossard, and DD Awschalom. Spatial imaging of the spin hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases. *Nature Physics*, 1(1):31–35, 2005.
- [17] SA Crooker and Darryl L Smith. Imaging spin flows in semiconductors subject to electric, magnetic, and strain fields. *Physical review letters*, 94(23):236601, 2005.
- [18] Y Kunihashi, H Sanada, H Gotoh, K Onomitsu, M Kohda, J Nitta, and T Sogawa. Drift transport of helical spin coherence with tailored spin–orbit interactions. *Nature communications*, 7:10722, 2016.
- [19] Gerson J Ferreira, Felix GG Hernandez, Patrick Altmann, and Gian Salis. Spin drift and diffusion in one-and two-subband helical systems. *Physical Review B*, 95(12):125119, 2017.
- [20] P Altmann, FGG Hernandez, GJ Ferreira, M Kohda, C Reichl, W Wegscheider, and G Salis. Current-controlled spin precession of quasistationary electrons in a cubic spin-orbit field. *Physical review letters*, 116(19):196802, 2016.
- [21] Jake D Koralek, CP Weber, Joe Orenstein, BA Bernevig, Shou-Cheng Zhang, Shawn Mack, and DD Awschalom. Emergence of the persistent spin helix in semiconductor quantum wells. *Nature*, 458(7238):610–613, 2009.
- [22] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, Gilbert Grynberg, and Patricia Thickstun. *Atom-photon interactions: basic processes and applications*. Wiley Online Library, 1992.
- [23] Frank Laloe Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu. *Quantum Mechanics, Vol. 1*. 1977.

- [24] Yu A Bychkov and VI Mel'nikov and EI Rashba. Effect of spin-orbit coupling on the energy spectrum of a 2d electron system in a tilted magnetic field. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 98:726, 1990.
- [25] Yu A Bychkov and Emmanuel I Rashba. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. *Journal of physics C: Solid state physics*, 17(33):6039, 1984.
- [26] Supriyo Datta. *Electronic transport in mesoscopic systems*. Cambridge university press, 1997.
- [27] John Schliemann. Colloquium: Persistent spin textures in semiconductor nanostructures. *Reviews of Modern Physics*, 89(1):011001, 2017.
- [28] Roland Winkler. Origin of spin-orbit coupling effects. *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, pages 61–68, 2003.
- [29] Junsaku Nitta, Tatsushi Akazaki, Hideaki Takayanagi, and Takatomo Enoki. Gate control of spin-orbit interaction in an inverted i n 0.53 g a 0.47 as/i n 0.52 a l 0.48 as heterostructure. *Physical Review Letters*, 78(7):1335, 1997.
- [30] Florian Dettwiler, Jiyong Fu, Shawn Mack, Pirmin J Weigele, J Carlos Egues, David D Awschalom, and Dominik M Zumbühl. Stretchable persistent spin helices in gaas quantum wells. *arXiv preprint arXiv:1702.05190*, 2017.
- [31] Gene Dresselhaus. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures. *Physical Review*, 100(2):580, 1955.
- [32] MP Walser, U Siegenthaler, V Lechner, Dieter Schuh, SD Ganichev, Werner Wegscheider, and G Salis. Dependence of the dresselhaus spin-orbit interaction on the quantum well width. *Physical Review B*, 86(19):195309, 2012.
- [33] MI D'yakonov and VI Perel. Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 33:1053, 1971.
- [34] Makoto Kohda and Gian Salis. Physics and application of persistent spin helix state in semiconductor heterostructures. *Semiconductor Science and Technology*, 2017.

- [35] M Luengo-Kovac, FCD Moraes, GJ Ferreira, ASL Ribeiro, GM Gusev, AK Bakarov, V Sih, and FGG Hernandez. Gate control of the spin mobility through the modification of the spin-orbit interaction in two-dimensional systems. *Physical Review B*, 95(24):245315, 2017.
- [36] GM Gusev, Celso de Araujo Duarte, Tomás Erikson Lamas, AK Bakarov, and JC Portal. Interlayer interference in double wells in a tilted magnetic field. *Physical Review B*, 78(15):155320, 2008.
- [37] Gennady Mikhailovich Gusev, Askhat K Bakarov, Tomás Erikson Lamas, and Jean Claude Portal. Reentrant quantum hall effect and anisotropic transport in a bilayer system at high filling factors. *Physical review letters*, 99(12):126804, 2007.
- [38] M Luengo-Kovac, M Macmahon, S Huang, RS Goldman, and V Sih. g-factor modification in a bulk ingaas epilayer by an in-plane electric field. *Physical Review B*, 91(20):201110, 2015.
- [39] S Ullah, GM Gusev, AK Bakarov, and FGG Hernandez. Large anisotropic spin relaxation time of exciton bound to donor states in triple quantum wells. *Journal of Applied Physics*, 121(20):205703, 2017.
- [40] Yoji Kunihashi, Haruki Sanada, Yusuke Tanaka, Hideki Gotoh, Koji Onomitsu, Keita Nakagawara, Makoto Kohda, Junsaku Nitta, and Tetsuomi Sogawa. Drift-induced enhancement of cubic dresselhaus spin-orbit interaction in a two-dimensional electron gas. *Physical review letters*, 119(18):187703, 2017.