



*Ministério da Educação*  
**UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ**  
*Criada pela Lei nº 10435, de 24 de abril de 2002*

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**ELIANE APARECIDA MORAIS**

*Investigação das propriedades elétricas em  
poços quânticos de PbTe do tipo p*

Itajubá, Julho de 2020



*Ministério da Educação*  
**UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ**  
*Criada pela Lei nº 10435, de 24 de Abril de 2002*

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**ELIANE APARECIDA MORAIS**

*Investigação das propriedades elétricas em  
poços quânticos de PbTe do tipo p*

*Dissertação submetida ao Programa de Pós-  
Graduação em Física como parte dos requisitos  
para obtenção do título de Mestre em Ciências  
em Física.*

*Área de Concentração: Matéria Condensada  
Linha de Pesquisa: Semicondutores*

*Orientador: Dr. Marcelos Lima Peres*

Itajubá, julho de 2020



*Ministério da Educação*  
**UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ**  
*Criada pela Lei nº 10435, de 24 de Abril de 2002*

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**ELIANE APARECIDA MORAIS**

*Investigação das propriedades elétricas em  
poços quânticos de PbTe do tipo p*

*Dissertação aprovada por banca examinadora em 23  
de Julho de 2020, conferindo à autora o título de  
Mestre em Ciências em Física.*

***Banca Examinadora:***

*Prof. Dr. Marcelos Lima Peres (Orientador)*

*Prof. Dr. Horácio Wagner Leite Alves - UFSJ*

*Prof. Dr. Roberto Shigueru Nobuyasu Júnior - UNIFEI*

Itajubá, julho de 2020

*Dedico este trabalho à minha família.*

## Agradecimentos

Agradeço, primeiramente, a Deus por sempre iluminar meus caminhos e escolhas.

À minha mãe, pelo incentivo, apoio e o amor de sempre.

Ao meu pai, pelo apoio nos momentos de desespero.

Aos meus avós pelo enorme carinho e pelas orações.

Aos meus tios e irmã pelo apoio.

Às “Bunitinhas”, à Paula e à Gislaine pela amizade de anos, pela compreensão da distância, pela ajuda e incentivo de sempre.

Ao Prof. Marcelos que aceitou me orientar, obrigada pela paciência, pelos ensinamentos e pelas conversas nos bares de Itajubá.

Aos professores Paulo Henrique O. Rappl e Eduardo Abramof, do INPE, pelo fornecimento das amostras.

Aos membros da banca, por terem aceitado o convite para participar desta defesa e pelos conselhos dados que acrescentaram a este trabalho.

Ao Daniel, Thaísa e Fernando pelo companheirismo, ajuda e muitas risadas no laboratório.

Ao grupo de pesquisa, aos demais professores que de alguma forma me ajudaram e ao Leandro pela amizade.

À Eloísa, Fernando, Carine, Fabiana, Jussara e Amanda, que moraram comigo durante este período e que me agraciaram com suas conversas leves e com suas companhias em meus momentos de desânimo. Gratidão à vocês!

À Fapemig pelo apoio financeiro.

*“A tarefa não é tanto ver aquilo que ninguém viu, mas pensar o que ninguém ainda pensou sobre aquilo que todo mundo vê”.*

(Arthur Schopenhauer)

## RESUMO

Neste trabalho foram investigadas as propriedades de transporte elétrico e o efeito Rashba em poços quânticos PbTe/Pb<sub>0.9</sub>Eu<sub>0.1</sub>Te do tipo *p*, com e sem dopagem de BaF<sub>2</sub>, com 10nm de espessura. As medições foram realizadas na faixa de temperatura de 1.9K a 40K, usando um led azul com comprimento de onda de 460nm e intensidade de 276 mW/m<sup>2</sup>. Nas medições de magnetorresistência para a amostra dopada, com e sem iluminação, observamos que para valores abaixo de  $B \sim 4$  T não há oscilações significativas em qualquer temperatura medida, mas acima de  $B \sim 4$  T há oscilações em temperaturas mais baixas na faixa de 1.9K a 10K e para as temperaturas acima de 15 K as oscilações se tornam evidentes em  $B \sim 7$  T. Estas oscilações são compostas por três componentes com frequências bem próximas. A concentração de portadores e sua mobilidade também foram analisadas para a amostra na temperatura de 4.2 K, que apresentou uma mínima diminuição na concentração de portadores e um aumento na mobilidade quando iluminada. As medições de magnetorresistência para a amostra não dopada, com e sem iluminação, apresentaram oscilações a partir de  $B \sim 4$  T para as temperaturas na faixa de 1.9 K a 15 K e para temperaturas acima de 20 K as oscilações são bem discretas acima de  $B \sim 7$  T. Sem iluminação, as oscilações da amostra não dopada são compostas por duas componentes oscilatórias e quando iluminada, são compostas por três componentes com frequências bem diferentes. Na temperatura de 6 K, a amostra não dopada apresentou um aumento na concentração de portadores e uma diminuição da mobilidade quando iluminada. As massas efetivas ciclotrônicas e o fator *g* de Landé também foram obtidos para as amostras. A análise das frequências encontradas indica o aparecimento do efeito Rashba (ou SO). A amostra dopada apresentou um *splitting* Rashba dos elipsoides maior do que a da amostra não dopada, chegando a 50%. A energia de Rashba encontrada para a amostra dopada foi de 13meV.

**Palavras-chave:** Poços quânticos, Efeito Rashba, acoplamento *spin*-órbita, PbTe

## ABSTRACT

In this work, the properties of electric transport and the Rashba effect were investigated in *p* type PbTe / Pb<sub>0.9</sub>Eu<sub>0.1</sub>Te quantum wells, with and without BaF<sub>2</sub> doping, with 10nm thickness. The measurements were carried out in the temperature range from 1.9K to 40K, using a blue LED with a wavelength of 460 nm and intensity of 276 mW / m<sup>2</sup>. In magnetoresistance measurements for the doped sample, with and without illumination, we observed that for values below  $B \sim 4$  T there are no significant oscillations at any measured temperature, but above  $B \sim 4$  T there are oscillations at lower temperatures in the range of 1.9 K at 10K and for temperatures above 15 K the oscillations become evident in  $B \sim 7$  T. The concentration of carriers and their mobility were also analyzed for the sample at temperature of 4.2 K, which showed a minimal decrease in the concentration of carriers and an increase in mobility when illuminated. The magnetoresistance measurements for the doped sample, with and without illumination, showed oscillations from  $B \sim 4$  T for temperatures in the range of 1.9 K to 15 K and for temperatures above 20 K the oscillations are very discrete above  $B \sim 7$  T. Without light, the oscillations of the undoped sample are composed of two oscillatory components and when illuminated, they are composed of three components with very different frequencies. At temperature of 6 K, the non-doped sample showed an increase in the concentration of carriers and a decrease in mobility when illuminated. The effective cyclotronic masses and the Landé  $g$  factor were also obtained for the samples. The analysis of the frequencies found indicates the Rashba effect (or SO). The doped sample showed a greater splitting Rashba of ellipsoids than the non-doped sample, reaching 50%. The energy of Rashba found for the doped sample was 13 meV.

**Keywords:** Quantum wells, Rashba effect, Spin-orbit interaction, PbTe

## Lista de Figuras

Figura 2.1 Célula unitária do PbTe. Estrutura cúbica de face centrada (CFC), onde as esferas azuis e maiores representam os átomos de Pb e as menores e cinzas são os de Te. ....	3
Figura 2.2 Ilustração dos elipsoides de revolução para o PbTe orientados nas direções $[1\ 1\ 1]$ , $[\bar{1}\ 1\ 1]$ , $[1\ 1\ \bar{1}]$ e $[1\ \bar{1}\ 1]$ para a banda de valência na primeira zona de Brillouin, a respectiva indicação das massas efetivas: longitudinal ( $m_l$ ) e oblíqua ( $m_o$ ) e sua projeção ( $m_l^{2D}$ ) e ( $m_o^{2D}$ ) no plano $xy$ . Os elipsoides rachurados em verde representam os vales oblíquos e o elipsoide rachurado em vermelho o vale longitudinal.....	4
Figura 2.3 Representação da degenerescência dos níveis de energia. Todos os orbitais com o mesmo $n$ têm a mesma energia. O $n=1$ é, no limite quântico, o primeiro mínimo da oscilação, com $n=0,1,2, \dots$ Quanto mais alto o nível de energia, mais excitado os elétrons estão. Cada nível de Landau pode acomodar um grande número de elétrons, todos à mesma energia. A seta verde indica a emissão de fóton quando um elétron vai do nível mais energético para um menos energético. A seta vermelha indica a absorção de fóton quando o elétron vai de um nível menos energético para um mais energético.....	6
Figura 2.4 Componentes oscilatórios normalizados da resistividade versus $1/H$ ( $H$ é o campo magnético). A duplicação dos picos deve-se à divisão do spin do nível do Landau. No diagrama, a divisão de spin da energia Zeeman varia com $g\mu_B B/2$ , com os níveis de Landau $n$ e $(n-1)$ se dividindo nos estados <i>spin down</i> (-) e <i>spin up</i> (+).....	8
Figura 2.5 Diagrama de um poço quântico com valores de gaps de energia dados em meV.....	9
Figura 2.6 Representação das seções transversais, áreas hachuradas, das superfícies de Fermi elipsoidais formadas pelo vale longitudinal (a) e oblíquo (b), sendo o ângulo de inclinação entre elas de $70,5^\circ$ . A relação entre as áreas da seção transversal intermediária dos elipsoides é $S_F^o = 2,1 S_F^l$ . A orientação de elipsoides de energia constante dos vales longitudinal e oblíquo é na direção $[111]$ .....	11
Figura 2.7 Quantização das orbitas eletrônicas. Em (a), o movimento ciclotrônico dos elétrons é devido à ação do alto campo magnético ( $\mu B > 1$ ) e em (b) é uma representação no espaço recíproco dos tubos de Landau dentro de uma superfície de Fermi esférica. Com separação entre os níveis de $\hbar\omega_c$ . ....	16

Figura 2.8 Representação da divisão do extremo da banda de valência. A linha tracejada é a posição original da banda no ponto $L$ da zona de Brillouin. A quebra de simetria é dada pela variação do vetor de onda $k_F$ e $E(k)$ é a energia do elétron. Devido ao efeito Rashba, cada metade possui um momento de <i>spin</i> diferente, sendo ilustrados pelas setas vermelha e azul.....	19
Figura 3.1 Ilustração da vista superior do equipamento MBE Riber 32P. O equipamento é formado por três câmaras: a) carregamento, (b) preparação e (c) crescimento e (d) estrutura do equipamento MBE. Todas as câmaras são isoladas por válvulas de ultra-alto vácuo, representadas pela cor laranja. A envergadura do equipamento, representada pela cor azul, é de 2,8m.....	23
Figura 3.2 Imagem do PPMS modelo EverCool II do Laboratório de Magnetotransporte em Baixas Temperaturas usado para medições de magnetorresistência.....	24
Figura 3.3 Esquematização das ligações feitas pelo método de Van der Pauw na amostra. Para realizar as medidas de resistividade são necessárias ao todo 16 operações de permuta dos contatos de forma a eliminar uma série de potenciais concorrentes ao efeito Hall, levando-se a um valor mais exato.....	25
Figura 3.4 Esquema da montagem do porta-amostras para a realização das medidas de magnetorresistência. A amostra é conectada ao porta-amostras, através de fios de ouro, na configuração de Van Der Pauw em um canal de condução e o <i>led</i> também é soldado no porta-amostra, mas conectado em outro canal. O <i>led</i> fica posicionado de forma que consiga iluminar totalmente a amostra.....	26
Figura 3.5 Esquema da estrutura do poço quântico $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}:\text{BaF}_2\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ .....	27
Figura 3.6 Esquema da estrutura do poço quântico $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ .....	28
Figura 4.1 Resistência elétrica em função da temperatura para a amostra com e sem iluminação. É possível verificar que em ambos os casos, a amostra de $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}:\text{BaF}_2\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ apresenta comportamento metálico e os valores de resistência são praticamente os mesmos.....	29
Figura 4.2 Oscilações quânticas na magnetorresistência da amostra tanto para led desligado quanto para led ligado. O gráfico da resistência longitudinal em função do campo magnético mostra as magnetorresistências presentes na amostra. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.....	30

- Figura 4.3 Medidas da  $d^2R_{xx}/dB^2$  de magnetorresistência em relação ao campo magnético para temperaturas de 1.9K a 40K. As oscilações sob iluminação são maiores do que as sem iluminação. A altas temperaturas, as oscilações em ambos os gráficos ficaram cada vez menores, tendendo ao um comportamento linear. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada..... 31
- Figura 4.4 Medidas da  $d^2R_{xx}/dB^2$  de magnetorresistência em relação ao inverso do campo magnético para as temperaturas de 1.9K a 40K. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada..... 32
- Figura 4.5 Transformada de Fourier em função da frequência para as temperaturas de 1.9K a 40K. (a) amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada. É possível perceber que há diferença nas amplitudes correspondentes às três frequências..... 33
- Figura 4.6 A massa efetiva de ciclotron  $m_c^*$  dos portadores associada às oscilações de SdH podem ser extraídas por um ajuste linear da segunda parte da equação de Lifshitz-Kosevich. As linhas são os melhores ajustes do termo termodinâmico da equação de LK. (a) Amostra não iluminada, onde há duas frequências encontradas,  $f_{60.3}$  correspondente ao vale longitudinal e  $f_{74.4}$  ao Efeito Rashba e (b) amostra iluminada, onde há três frequências,  $f_{60.3}$  correspondente ao vale longitudinal,  $f_{74.9}$  ao Efeito Rashba e  $f_{126.6}$  ao vale oblíquo..... 34
- Figura 4.7 Diagramas de Landau. A figura (a) mostra as componentes oscilatórias referentes as temperaturas 1.9K e 4.2K com os respectivos números inteiros  $N$  para os níveis de Landau encontrados e (b) os ajustes feitos que indicam somente a participação do vale longitudinal na amostra sem iluminação. Já a figura (c) mostra as componentes oscilatórias para as mesmas temperaturas na amostra iluminada e (d) os ajustes feitos que indicam a participação do vale longitudinal..... 37
- Figura 4.8 Segunda derivada da resistência  $R_{xx}$  em função do inverso do campo magnético  $1/B$  mostrando a duplicação dos picos devido ao *spin splitting* dos níveis de Landau e os picos associados a  $n_i \pm$  referente ao spin *down* e ao spin *up* utilizados para calcular o fator  $g$  de Landé. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada..... 38
- Figura 4.9 - Resistência elétrica em função da temperatura para a amostra sem iluminação. A amostra não dopada possui uma menor concentração de elétrons e, conseqüentemente, maiores valores de resistência em comparação com os valores de resistências  $R_{xx}$  medidos para a amostra dopada (figura 4.1)..... 39
- Figura 4.10 Oscilações quânticas da magnetorresistência da amostra tanto para led desligado quanto para led ligado. O gráfico da resistência longitudinal em função do campo magnético

mostra as magnetorresistências presentes na amostra. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.....	40
Figura 4.11 Medidas da $d^2R_{xx}/dB^2$ de magnetorresistência em relação ao campo magnético para temperaturas de 1.9K a 40K. As oscilações sem iluminação são muito maiores em relação às iluminadas. Para altas temperaturas, as oscilações em ambos os gráficos ficam cada vez menores, tendendo ao um comportamento linear. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.....	41
Figura 4.12 Medidas da $d^2R_{xx}/dB^2$ de magnetorresistência em relação ao inverso do campo magnético para as temperaturas de 1.9K a 40K. É possível perceber que as medidas de magnetorresistência para a amostra não iluminada dez vezes maior do que a amostra iluminada. (a) Amostra não iluminada e (b) amostra iluminada.....	42
Figura 4.13 Transformada de Fourier em função da frequência para as temperaturas de 1.9K a 40K. (a) amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada. É possível perceber que há diferença nas amplitudes correspondentes às frequências encontradas.....	43
Figura 4.14 A massa efetiva de ciclotron $m_c^*$ dos portadores associada às oscilações de SdH podem ser extraídas por um ajuste linear da segunda parte da equação de Lifshitz-Kosevich. As linhas são os melhores ajustes do termo termodinâmico da equação de LK. (a) Amostra não iluminada, onde há duas frequências encontradas $f_{19.66}$ correspondente ao vale longitudinal e $f_{39.19}$ ao Efeito Rashba e (b) amostra iluminada, onde há três frequências, $f_{42.71}$ correspondente ao vale longitudinal, $f_{53.84}$ ao Efeito Rashba e $f_{88.68}$ ao vale oblíquo.....	44
Figura 4.15 Diagramas de Landau. A figura (a) mostra as componentes oscilatórias referentes as temperaturas 3.1K e 6K com os respectivos números inteiros $N$ para os níveis de Landau encontrados e (b) os ajustes feitos que indicam somente a participação do vale longitudinal na amostra sem iluminação. Já a figura (c) mostra as componentes oscilatórias para as mesmas temperaturas para a amostra iluminada e (d) os ajustes feitos indicam a participação do vale longitudinal.....	47
Figura 4.16 Segunda derivada da resistência $R_{xx}$ em função do inverso do campo magnético $1/B$ , mostrando a duplicação dos picos devido ao <i>spin splitting</i> dos níveis de Landau e os picos associados a $n_i \pm$ referente ao spin <i>down</i> e ao spin <i>up</i> utilizados para calcular o g de Landé. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.....	48
Figura 4.17 Diagrama que representa a separação $\Delta k_R$ do elipsoide longitudinal causada pelo Efeito Rashba. As duas áreas das seções transversais são representadas por $S_{F1}$ e $S_{F2}$ .....	51

## Lista de Tabelas

Tabela I Informações sobre as amostras de poços quânticos tipo p de 10nm de $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}:\text{BaF}_2\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ e $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ relacionadas às medições de pressão equivalente do feixe (BEP) ao final do crescimento, o tempo de crescimento de cada camada e sua respectiva espessura.....	27
Tabela II Concentração de portadores e mobilidade para as temperaturas de 1.9K e 4.2K para a amostra sem iluminação.....	36
Tabela III Relação dos dados para o cálculo do fator $g$ de Landé para a temperatura de 4.2K para a amostra com led desligado e ligado.....	39
Tabela IV Concentração de portadores e mobilidade para a temperatura de 6K para a amostra sem iluminação e iluminada.....	45
Tabela V Comparação dos dados obtidos de concentração e mobilidade de portadores $FFT$ para ambas as temperaturas sob as temperaturas de 4.2 K e 6 K.....	46
Tabela VI Relação dos dados para o cálculo do fator $g$ de Landé para a temperatura de 6 K para a amostra não dopada sem iluminação e iluminada.....	49
Tabela VII Comparação dos dados obtidos de massa ciclôtrônica e fator $g$ de Landé para ambas as temperaturas sob as temperaturas de 4.2 K e 6 K .....	50

## Lista de abreviaturas

UNIFEI – Universidade Federal de Itajubá

INPE – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

IR – *Infrared*

LED – *Light Emitting Diode*

MBE – *Molecular Beam Epitaxy*

PPMS – *Physical Property Measurement System*

RHEED – Difração de elétrons refletidos de alta energia

LABAS - Laboratório Associado de Sensores e Materiais

UHV - *Ultra high vacuum*

BEP – *Equivalent beam pressure*

CFC – Cúbica de face centrada

PbTe – Telureto de Chumbo

BaF<sub>2</sub> – Fluoreto de Bário

NaCl – Cloreto de sódio

InSb – Antimoneto de Índio

SnTe – Telureto de estânio

CaF<sub>2</sub> – Fluoreto de Cálcio

Bi<sub>2</sub>T<sub>3</sub> – Telureto de Bismuto

Bi – Bismuto

Eu – Európio

2D – duas dimensões

3D – três dimensões

$m^*$  - massa efetiva ciclotrônica

$m_l$  - massa efetiva longitudinal

$m_t$  - massa efetiva transversal

$m_o$  - massa efetiva oblíqua

$m_e$  - massa do elétron livre

$\epsilon$  - constante dielétrica

B - Campo magnético

n - número quântico

$R_{xx}$  - resistência longitudinal

T - Temperatura

SdH – Shubnikov-de Haas

$E_g$  - energia de *gap*

$E_{gb}$  - energia de gap da barreira

$E_{gw}$  - energia de gap do poço

$S_F$  - área da seção transversal da superfície de Fermi

$k_F$  - raio da esfera de Fermi

LK - Lifshitz-Kosevich

*spin splitting* - divisão de spin

V - potencial

$\alpha_R$  - parâmetro de Rashba

## SUMÁRIO

Agradecimentos .....	V
RESUMO .....	VII
ABSTRACT .....	VIII
Lista de Figuras .....	IX
Lista de Tabelas .....	XIII
Lista de abreviaturas .....	XIV
<b>1.</b> CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO .....	1
<b>2.</b> CAPÍTULO 2: REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....	3
2.1 Propriedades elétricas e estrutura cristalina do PbTe .....	3
2.1.1 Níveis de Landau .....	5
2.1.2 Fator $g$ de Landé .....	7
2.2 Poço quântico de PbTe .....	9
2.3 Magnetorresistência .....	11
2.3.1 Magnetorresistência Clássica .....	12
2.4 Efeito Shubnikov – de Haas .....	16
2.5 Efeito Rashba .....	19
<b>3.</b> CAPÍTULO 3: MATERIAIS E MÉTODOS .....	21
3.1 MBE - Epitaxia por Feixe Molecular .....	21
3.2 Physical Properties Measurement System (PPMS) .....	24
3.3 Método Van der Pauw .....	25
<b>4.</b> CAPÍTULO 4: RESULTADOS E DISCUSSÕES .....	29
4.1 Amostra dopada $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}:\text{BaF}_2\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ .....	29
4.2 Amostra não dopada $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}$ .....	39
4.3 Efeito Rashba .....	51

<b>5.</b>	CAPÍTULO 5: CONCLUSÕES .....	53
<b>6.</b>	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	56

# CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO

Um dos desafios científicos atuais é a criação e investigação de materiais que possam dar suporte ao desenvolvimento e à inovação tecnológica. Os semicondutores são candidatos promissores para o desenvolvimento de novos sensores e dispositivos, ainda que já sejam objetos de estudos há muitos anos. Isso se deve a característica que os semicondutores têm de ter suas propriedades alteradas por estímulos externos e controladas de forma reversível. As propriedades elétricas destes materiais possuem características intermediárias aos materiais metálicos e isolantes apresentando a possibilidade de manipulação de suas propriedades elétricas para uma aplicação específica. Além disso, a combinação entre semicondutores com propriedades diferentes permite a criação de heteroestruturas que podem amplificar um determinado efeito ou dar origem a novos fenômenos [1].

Materiais semicondutores da família IV-VI da tabela periódica tem sido estudados devido suas propriedades físicas peculiares. Os processos de fabricação de tais estruturas são bastante conhecidos. Um dos processos é a técnica de epitaxia de feixe molecular (MBE – *Molecular Beam Epitaxy*) que permite obter interfaces abruptas na escala de uma camada atômica, sendo possível produzir um gás bidimensional de elétrons de grande qualidade [2]. Nestes materiais também é possível controlar a concentração de portadores, através da introdução de impurezas ou desvio da estequiometria durante o crescimento. No caso de semicondutores do tipo *p*, o propósito de introduzir impurezas, ou dopar, é criar um excesso de buracos em relação à quantidade de elétrons presentes na amostra [2].

O telureto de chumbo (PbTe) é um semicondutor de *gap* estreito ( $E_g = 0.19$  eV a 4.2 K) que possui uma pequena massa efetiva, um fator *g* de Landé muito elevado e uma grande constante de acoplamento spin-órbita do tipo Rashba [2]. O efeito Rashba dá origem a uma quebra de degenerescência dos níveis de spin, a campo magnético nulo, em um poço quântico que aumenta com a assimetria da estrutura e com a redução da largura do poço [2]. Poços quânticos são estruturas semicondutoras formadas por camadas finas, filmes, que permitem a análise de muitos efeitos, como magnetorresistência, efeito Hall, fotocondutividade, entre outros.

Neste trabalho foi feito uma análise dos efeitos de magnetorresistência, do efeito Rashba e como a dopagem interfere nestes efeitos em poços quânticos de PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Eu<sub>x</sub>Te do tipo *p* crescidos em um substrato de fluoreto de bário (BaF<sub>2</sub>), em um intervalo de temperatura de 1.9K a 50 K e submetidos à iluminação de um *LED* azul.

O presente trabalho é dividido em cinco capítulos. No segundo capítulo é apresentada a revisão bibliográfica onde constam todos os conceitos necessários para a análise dos dados obtidos experimentalmente, como as propriedades elétricas do PbTe e sua estrutura cristalina. As características relacionadas a heteroestrutura analisada também são apresentadas, bem como os efeitos presentes na análise das medidas obtidas.

No terceiro capítulo são apresentados os materiais e métodos utilizados neste trabalho. Inicialmente, uma breve explicação sobre o método de crescimento das amostras por meio da técnica de MBE (*Molecular Beam Epitaxy*). Logo, em seguida, é apresentado o PPMS (*Physical Property Measurement System*), o equipamento que auxiliou nas medições, seu esquema de montagem e a obtenção dos dados. Por fim, o método de Van der Pauw usado para a montagem da amostra.

No quarto capítulo são apresentados os resultados da análise de magnetorresistência e efeito Rashba dos poços quânticos. Com isso, é possível explicar como a amostra dopada se comporta em relação à amostra sem dopagem e analisar os efeitos causados.

No quinto e último capítulo, são apresentadas as considerações sobre os resultados e análises obtidas. São explicadas as diferenças entre as amostras e informado quais os próximos passos que serão tomados para que uma compreensão total dos efeitos seja realizada.

## CAPÍTULO 2: REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo serão apresentados os conceitos necessários para a investigação das propriedades elétricas e do efeito de magnetorresistência em poços quânticos de PbTe. O conteúdo descrito neste capítulo será utilizado como base para a análise que será apresentada do capítulo 4.

### 2.1 Propriedades elétricas e estrutura cristalina do PbTe

O PbTe é um semicondutor de *gap* estreito que pertence ao grupo IV-VI da tabela periódica. Dentre as propriedades interessantes, destacam-se no PbTe o pequeno valor da massa efetiva dos portadores de carga, o alto valor da constante dielétrica, seu *gap* de energia pequena e seus altos valores para os componentes do fator *g* de Landé [1,3].

Sobre sua estrutura cristalina, o PbTe se cristaliza na estrutura cúbica de face centrada (CFC), semelhante ao do NaCl. Sua célula unitária tem a base formada por íons de Pb na posição (0 0 0) e de Te na posição (1/2 0 0), separados pela metade da diagonal da aresta do cubo. Esta estrutura pode ser vista como a sobreposição de duas estruturas CFC's, onde cada átomo da célula unitária possui seis vizinhos mais próximos do tipo oposto e o seu parâmetro de rede é de 6,46Å [4,5]. A estrutura do PbTe é representada na figura 2.1, onde as esferas maiores e azuis são os átomos de Pb e as esferas menores e cinzas são os átomos de Te.

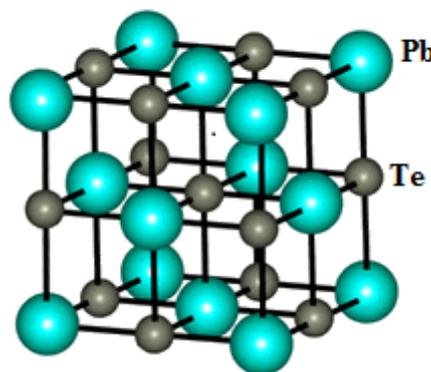


Figura 2.1 - Célula unitária do PbTe. Estrutura cúbica de face centrada (CFC), onde as esferas azuis e maiores representam os átomos de Pb e as menores e cinzas são os de Te.

O PbTe possui múltiplos vales de *gap* direto com uma superfície de Fermi que consiste em quatro elipsoides de revolução equivalentes, em torno do eixo  $\langle 111 \rangle$ . Há um elipsoide na direção  $[1\ 1\ 1]$  e os outros três fazem um ângulo de  $70.53^\circ$  com este eixo nas direções  $[\bar{1}\ 1\ 1]$ ,

$[1\ 1\ \bar{1}]$  e  $[1\ \bar{1}\ 1]$ , mostrados na figura 2.2, com os mínimos de energia no ponto  $L$  da primeira zona de Brillouin.

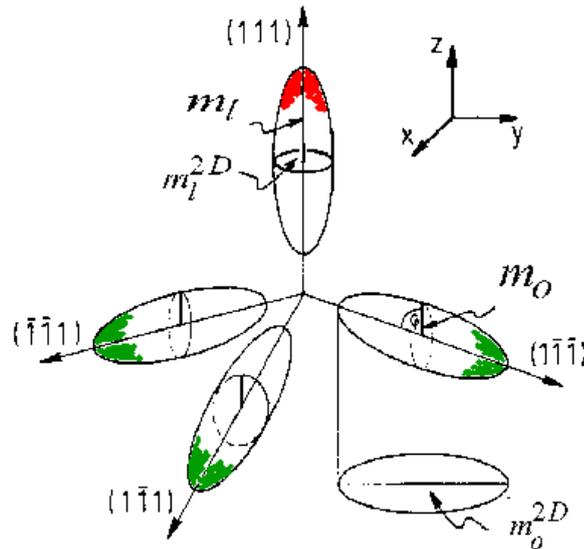


Figura 2.2 - Ilustração dos elipsóides de revolução para o PbTe orientados nas direções  $[1\ 1\ 1]$ ,  $[\bar{1}\ 1\ 1]$ ,  $[1\ 1\ \bar{1}]$  e  $[1\ \bar{1}\ 1]$  que formam a superfície de Fermi para a banda de valência na primeira zona de Brillouin, a respectiva indicação das massas efetivas: longitudinal ( $m_l$ ) e oblíqua ( $m_o$ ) e sua projeção ( $m_l^{2D}$ ) e ( $m_o^{2D}$ ) no plano  $xy$ . Os elipsóides rachurados em verde representam os vales oblíquos e o elipsóide rachurado em vermelho o vale longitudinal.

Como já dito anteriormente, o PbTe possui constante dielétrica com elevado valor que atinge  $\epsilon \sim 380$  à temperatura ambiente e  $\epsilon \sim 1400$  a temperatura de 4.2K [4]. Este valor decorre das contribuições da rede e leva a uma blindagem eficaz contra as impurezas ionizadas. Isso permite altos valores de mobilidade dos portadores [6] que podem atingir até  $2 \times 10^6$  cm<sup>2</sup>/Vs. Além disso, o PbTe possui altos valores para os componentes do fator  $g$  de Landé [7].

Para a maioria dos trabalhos apresentados na literatura, estruturas baseadas em PbTe são crescidas em substratos de BaF<sub>2</sub>. Devido à tensão decorrente da incompatibilidade da rede entre o substrato e o filme, o vale ao longo do eixo longitudinal orientado na direção  $[1\ 1\ 1]$  é deslocado para baixo, sofrendo uma redução de energia de cerca de 5 meV em relação aos outros três vales oblíquos [8]. Como consequência, para um filme de PbTe do tipo  $p$ , os três vales oblíquos sofrem povoamento dos elétrons que migram do vale longitudinal. No entanto, para altas concentrações de portadores ou altas temperaturas, todos os vales serão ocupados, ou seja, quando o nível de Fermi for superior a 5 meV [10]. O substrato de BaF<sub>2</sub> é escolhido com o objetivo de evitar que a diferença entre o parâmetro de rede do filme e do substrato,

de aproximadamente 4,1%, formem tensões na rede (*strain*) do PbTe. Em temperatura ambiente (~300 K), o parâmetro de rede do PbTe e BaF<sub>2</sub> são muito próximos, com valores de 6,46 Å e 6,20 Å, respectivamente [4]. Entretanto, os coeficientes de expansão térmica são diferentes (~8%) e conseqüentemente seus parâmetros de rede mudam com a temperatura a taxas diferentes. Isso pode ocasionar algumas alterações nas propriedades do PbTe para temperaturas muito baixas, como a quebra de degenerescência dos vales localizados no ponto *L* da zona de Brillouin, afetando assim a posição do nível de Fermi dentro da banda onde o transporte elétrico ocorre [9].

Para um sistema bidimensional, a concentração de portadores pode ser calculada considerando a anisotropia de massa e integrando a densidade de estados para todas as sub-bandas possíveis (um vale longitudinal e três vales oblíquos).

$$n = \int_0^{\varepsilon_F} d\varepsilon \frac{m_l}{\pi\hbar^2} + 3 \int_0^{\varepsilon_F} d\varepsilon \frac{m_o}{\pi\hbar^2} \quad (2.1)$$

A Energia de Fermi pode ser calculada como:

$$\varepsilon_F = \frac{n\pi\hbar^2}{(m_l+3m_o)} \quad (2.2)$$

Onde  $m_l$  e  $m_o$  são as massas efetivas longitudinais e oblíquas, respectivamente. Sendo que para o PbTe a massa efetiva longitudinal é  $m_l = 0,213 m_e$  e a transversal é  $m_t = 0,0207 m_e$ , onde  $m_e$  é a massa do elétron livre, para elétrons e buracos [9].

### 2.1.1 Níveis de Landau

A quantização de Landau é a quantização das órbitas de ciclotron de partículas carregadas em campos magnéticos. Com isso, as partículas carregadas só podem ocupar órbitas com valores discretos de energias, os chamados Níveis de Landau. Estes níveis são degenerados, ou seja, possuem vários estados quânticos distintos em um mesmo nível de energia, com o número de elétrons por nível diretamente proporcional à intensidade do campo magnético aplicado. A quantização de Landau é responsável pelas oscilações nas propriedades eletrônicas dos materiais em função do campo magnético aplicado [11] e a

análise deste efeito permite a obtenção de importantes parâmetros, como massa efetiva, formato da superfície de Fermi e fator  $g$  de Landé.

Para mostrar a periodicidade da energia que  $B$  é variado, usa-se o resultado da energia do nível de Landau do número quântico  $n$ :

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \quad (2.3)$$

Onde

$$\omega_c = eB/m^* \quad (2.4)$$

é a frequência de ciclotron e  $m^*$  é a massa efetiva ciclotrônica, e igualmente espaçados em energia por  $\hbar\omega_c$ , onde  $\hbar$  é a constante de Planck reduzida. O resultado para a energia  $E_n$  decorre da analogia entre as órbitas de ressonância de ciclotron e o oscilador harmônico simples. Cada nível de Landau pode acomodar um grande número de elétrons, todos à mesma energia [12]. A figura 2.3 mostra a representação da degenerescência dos níveis de energia.

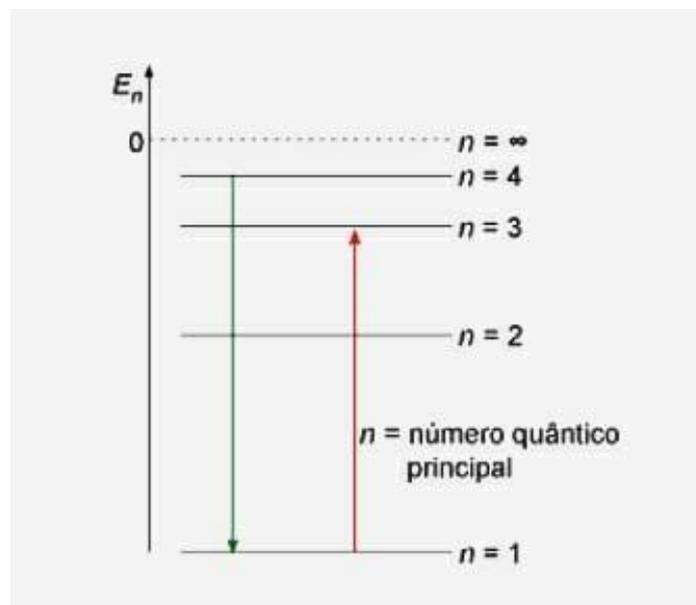


Figura 2.3 - Representação da degenerescência dos níveis de energia. Todos os orbitais com o mesmo  $n$  têm a mesma energia. O  $n=1$  é, no limite quântico, o primeiro mínimo da oscilação, com  $n=0,1,2,\dots$  Quanto mais alto o nível de energia, mais excitado os elétrons estão. Cada nível de Landau pode acomodar um grande número de elétrons, todos à mesma energia. A seta verde indica a emissão de fóton quando um elétron vai do nível mais energético para um menos energético. A seta vermelha

indica a absorção de fóton quando o elétron vai de um nível menos energético para um mais energético.

### 2.1.2 Fator $g$ de Landé

O fator  $g$  de Landé é uma propriedade intrínseca relacionada com as bandas de condução e valência do material. Devido à interação spin-órbita, o fator  $g$  de um elétron na banda de condução dos semicondutores ou heteroestruturas semicondutoras tem um valor diferente do fator  $g$  de um elétron livre.

A partir das oscilações de SdH é possível obter o valor do fator  $g$  de Landé, desde que o efeito Zeeman seja suficientemente forte para que a separação possa ser observada nas oscilações de  $R_{xx}$ . Considerando o nível de Landau e a divisão de spin (*spin splitting*), têm-se a energia eletrônica total, utilizando a equação 2.4.

$$\varepsilon_{n\pm} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \pm \frac{1}{2} g\mu_B B \quad (2.5)$$

Onde  $\mu_B = e\hbar/2m_0$  é o Magneton de Bohr. Os picos de oscilação de SdH devem corresponder à energia de Fermi ( $\varepsilon_F$ ) resolvendo a equação 2.5 para valores de  $1/B$ . Para isso acontecer, com valores de  $n$ , têm-se:

$$\frac{1}{B_{n+}} = \frac{1}{\varepsilon_F} \left[ \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e}{m^{cyc}} + \frac{1}{2} g \frac{e\hbar}{2m_0} \right] \quad (2.6)$$

$$\frac{1}{B_{n-}} = \frac{1}{\varepsilon_F} \left[ \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e}{m^{cyc}} - \frac{1}{2} g \frac{e\hbar}{2m_0} \right] \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{B_{(n+1)+}} = \frac{1}{\varepsilon_F} \left\{ \left[ \left(n - 1\right) + \frac{1}{2} \right] \frac{\hbar e}{m^{cyc}} + \frac{1}{2} g \frac{e\hbar}{2m_0} \right\} \quad (2.8)$$

Usando as equações 2.6, 2.7 e 2.8, obtêm-se:

$$\frac{1}{B_{n+}} - \frac{1}{B_{n-}} = \frac{1}{\varepsilon_F} g \frac{e\hbar}{2m_0} \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{B_{n+}} - \frac{1}{B_{(n+1)+}} = \frac{1}{\varepsilon_F} \frac{\hbar e}{m^{cyc}} \quad (2.10)$$

Fazendo a razão entre as equações 2.9 e 2.10, obtêm-se:

$$\frac{(\frac{1}{B})_{n+} - (\frac{1}{B})_{n-}}{(\frac{1}{B})_{n+} - (\frac{1}{B})_{(n+1)+}} = \frac{m^{cyc} g}{2m} \quad (2.11)$$

Onde o termo  $(\frac{1}{B})_n$  representa os picos existentes nas oscilações de magnetorresistência, com os níveis de rotação para cima e para baixo,  $m^{cyc}$  é massa efetiva ciclotrônica,  $m$  é a massa do electrón livre e  $g$  o fator de Landé [10].

Para campos magnéticos suficientemente altos, capazes de mostrar a separação do nível de Landau, o *spin-splitting* pode ser atribuída diretamente, uma vez que os picos de  $R_{xx}$  começam a se separar em dois picos diferentes. A relação desses picos, com os spins para cima e para baixo, é necessária. A figura 2.4 mostra a combinação feita por Burke *et al* [13] para um filme de PbTe do tipo *p*.

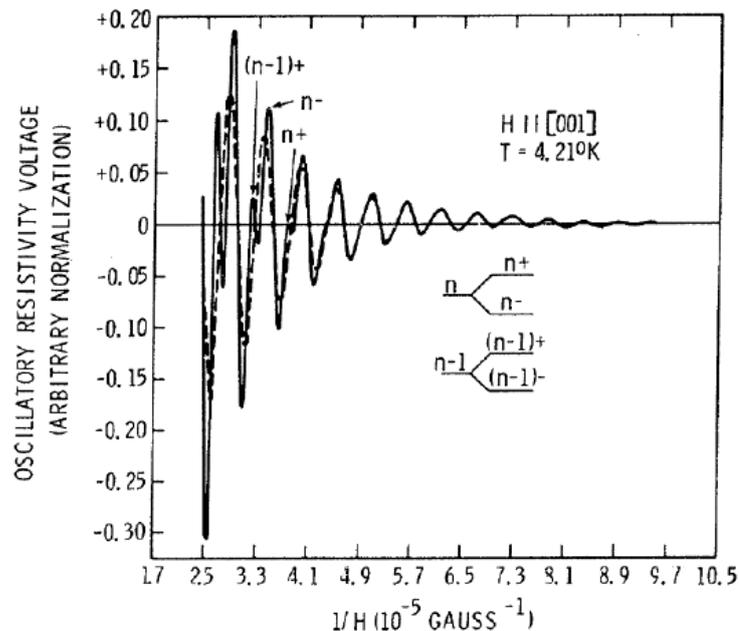


Figura 2.4 - Componentes oscilatórios normalizados da resistividade versus  $1/H$  ( $H$  é o campo magnético aplicado). A duplicação dos picos deve-se à divisão do spin do nível do Landau. No

diagrama, a divisão de spin da energia Zeeman varia com  $g\mu_B B/2$ , com os níveis de Landau  $n$  e  $(n-1)$  se dividindo nos estados *spin down* (-) e *spin up* (+). Fonte modificada de [13].

Os efeitos descritos nesta seção apoiarão a análise dos dados experimentais apresentados no capítulo 4.

## 2.2 Poço quântico de PbTe

Um poço quântico consiste em uma sobreposição de finas camadas, como um sanduíche, tipicamente da ordem de dezenas ou centenas de angstroms, de dois materiais semicondutores. O poço se localiza entre duas barreiras e possui um *gap* de energia menor do que o material que compõe estas barreiras. A figura 2.5 configura o perfil de um potencial para um poço quântico. Onde a linha amarela representa a banda de condução e a linha verde a de valência. De acordo com a figura, é possível perceber que o *gap* de energia entre estas bandas de condução e de valência das barreiras, formadas por uma camada de  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ , é de  $E_{gb} = 727$  meV. Para o poço de PbTe, o *gap* de energia existente entre as barreiras é  $E_{gw} = 190$  meV. Há também apresentados as diferenças de energia entre o fundo e o topo da banda de condução ( $\Delta E_c = 295$  meV) e entre o fundo e o topo da banda de valência ( $\Delta E_v = 242$  meV). O confinamento espacial dos portadores no interior do poço gera estados de energia quantizados para elétrons e buracos, além de também quebrar a degenerescência das bandas [14]. O perfil do poço quântico de PbTe é baseado nesta figura.

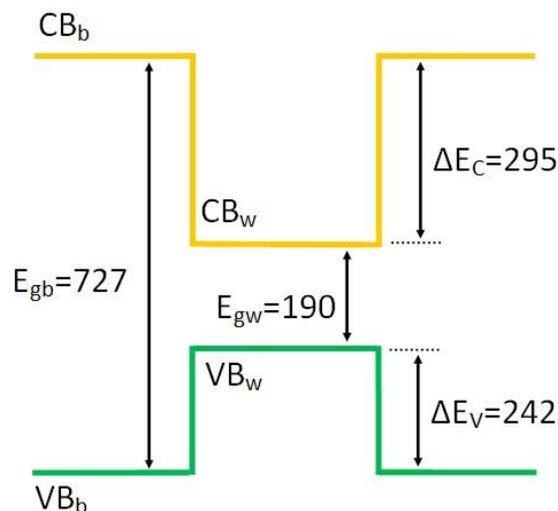


Figura 2.5 - Diagrama de um poço quântico com valores de gaps de energia dados em meV. Fonte [10].

A investigação sobre as propriedades de transporte de poços quânticos de PbTe foi realizada nas últimas décadas. Durante este período, foram fornecidas informações muito interessantes para possíveis aplicações. Uma das primeiras aplicações para poços quânticos de PbTe foi em dispositivos de diodos a laser, uma vez que possuem um pequeno *gap* na faixa espectral do infravermelho médio com comprimento de onda em torno de 2.5  $\mu\text{m}$  e 6  $\mu\text{m}$  [15,16]. Ishida *et al* (1986) [15] relatou medidas ópticas e de magnetorresistência em múltiplos poços quânticos de PbTe/EuTe crescidos por meio da técnica de parede quente e analisaram suas propriedades estruturais através da difração de raios-x. Com um laser pulsado de 4.4  $\mu\text{m}$ , a qualidade obtida não foi boa devido às variações das composições de EuTe e outras imperfeições resultantes do crescimento da amostra através da técnica usada. Partin *et al* [16,17] desenvolveu um único laser de diodo no regime pulsado usando a técnica MBE e descobriu o sinal sintonizado de 6.45 $\mu\text{m}$  a  $T\sim 13\text{K}$ , 4.41 $\mu\text{m}$  a  $T\sim 174\text{K}$  e 4.01 $\mu\text{m}$  a  $T\sim 241\text{K}$ . Além disso, experimentos preliminares mostraram que, para uma barreira energética mais alta, era possível atingir uma temperatura de operação de 260K. O que demonstra que a temperatura operacional depende da altura das barreiras energéticas. Trabalhos mais recentes envolvendo compostos de PbTe são encontrados na literatura utilizando dispositivos de diodo a laser desenvolvidos no regime pulsado usando a técnica MBE com amostras de melhor qualidade e temperatura de operação mais alta [18,19].

Outra aplicação de poços quânticos de PbTe é a utilização em dispositivos termoelétricos que operam na faixa de temperatura entre 500 a 700°C, crescidos através da técnica de crescimento MBE. Devido às instabilidades térmicas desses materiais pela evaporação do telúrio (Te), a sua utilidade nos termopares geradores de energia é limitada [20].

Devido à característica da superfície de Fermi apresentada pelos poços quânticos de PbTe e também ao alto valor do fator  $g$  de Landé alguns fenômenos físicos aparecem nestas estruturas que despertam grande interesse para a pesquisa envolvendo física básica como, por exemplo, o efeito Hall quântico e as oscilações de Shubnikov-de Haas..

A superfície de Fermi do poço de PbTe é composta de quatro elipsoides de revolução formadas pelos vales longitudinal e oblíquo que são projetados no plano (ver figura 2.2 da Seção 2.1). Para um campo magnético  $B$ , aplicado paralelo à direção [111], a área da seção

transversal do elipsoide oblíquo é uma elipse com o semi-eixo igual a  $a$  e o semi-eixo maior igual a  $b$ , representadas na figura 2.6.

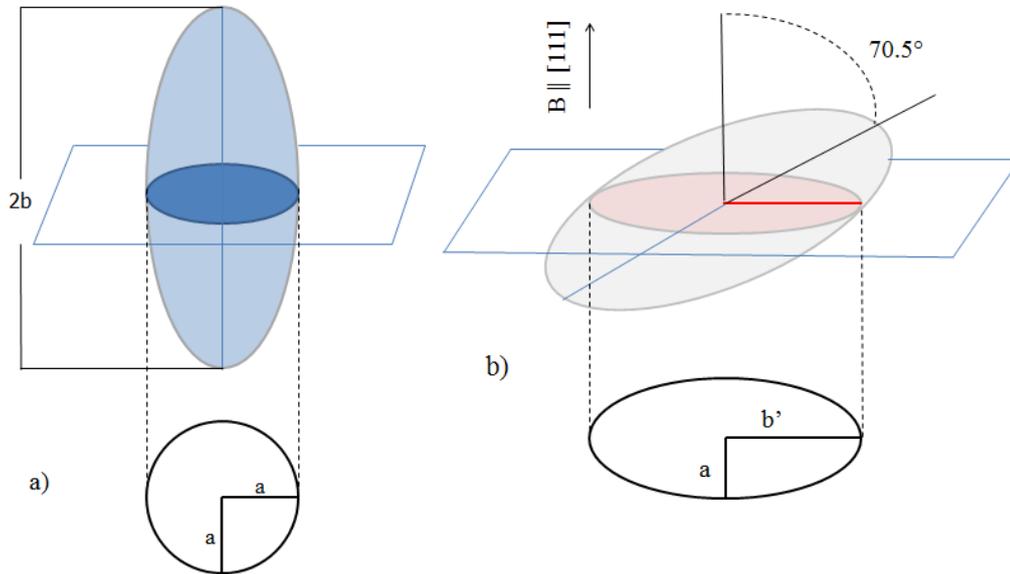


Figura 2.6 - Representação das seções transversais, áreas hachuradas, das superfícies de Fermi elipsoidais formadas pelo vale longitudinal (a) e oblíquo (b), sendo o ângulo de inclinação entre elas de  $70,5^\circ$ . A relação entre as áreas da seção transversal intermediária dos elipsoides é  $S_F^o = 2,1 S_F^l$ . A orientação de elipsoides de energia constante dos vales longitudinal e oblíquo é na direção [111].

Sabe-se que  $S_F^o = 2,1 S_F^l$ , onde  $S_F^o$  corresponde à área projetada na superfície de Fermi pelo vale oblíquo e  $S_F^l$  é a área projetada na superfície de Fermi pelo vale longitudinal para poços de PbTe e SnTe [21].

Nos poços analisados neste trabalho, serão realizadas investigações das propriedades elétricas e de magnetorresistência de poços quânticos de 10nm dopado com BaF<sub>2</sub> e sem dopagem, envolvidos por barreiras de Pb<sub>0,9</sub>Eu<sub>0,1</sub>Te.

## 2.3 Magnetorresistência

A magnetorresistência ocorre em metais e materiais semicondutores e é a mudança na resistência elétrica sob um campo magnético aplicado. Para materiais não magnéticos, a baixos campos, o efeito é pequeno, mas pode se tornar muito grande para altos campos e baixas temperaturas. A magnetorresistência pode também alterar o seu comportamento, dependendo do ângulo entre  $B$  (campo magnético aplicado) e a superfície da amostra [10]. Foi descoberta por Willian Thomson, embora ele não tenha conseguido diminuir a resistência de

nenhum material mais do que 5% e o primeiro tratamento teórico para este efeito foi realizado por R. Gans em 1906 [22]. Nesta seção será apresentado um dos tipos de magnetorresistência: a clássica.

### 2.3.1 Magnetorresistência Clássica

A magnetorresistência clássica apresenta um perfil quadrático em campos magnéticos baixos e saturados a um valor constante para campos mais altos. Sabe-se que a densidade de corrente em função da velocidade dos elétrons é  $\vec{J} = ne\vec{v}$ , onde  $n$  é o número de portadores por unidade de volume, então:

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = -ne \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} \text{ ou } \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} = -\frac{1}{ne} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Em condições de equilíbrio, quando um campo elétrico é aplicado no plano  $x$  e  $y$   $\vec{E} = \vec{E}_x\hat{i} + \vec{E}_y\hat{j}$  e um campo magnético é aplicado na direção  $z$  ( $B = B\hat{z}$ ), a aceleração das cargas é nula e, portanto, pode ser escrita da seguinte forma:

$$E_x\hat{i} + E_y\hat{j} = \left(-\frac{m}{e\tau}v_x - v_yB\right)\hat{i} + \left(v_xB - \frac{m}{e\tau}v_y\right)\hat{j} \quad (2.11)$$

Esta equação pode ser reescrita na forma de matricial como:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{m}{e\tau} & -B \\ B & -\frac{m}{e\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Substituindo (2.10) em (2.12), têm-se:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m}{ne^2\tau} & \frac{B}{ne} \\ -\frac{B}{ne} & \frac{m}{ne^2\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

A densidade de corrente é dada por  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ , sendo que  $\sigma$  é a condutividade elétrica e  $\rho = 1/\sigma$  é a resistividade elétrica. Para encontrar a matriz relacionada à condutividade, usa-se a regra matricial  $\sigma \times \sigma^{-1} = I_0$ , onde  $I_0$  é a matriz identidade:

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{m}{ne^2\tau} & \frac{B}{ne} \\ -\frac{B}{ne} & \frac{m}{ne^2\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$$\begin{vmatrix} \left( a \frac{m}{ne^2\tau} - \frac{bB}{ne} \right) & \left( \frac{bB}{ne} + b \frac{m}{ne^2\tau} \right) \\ \left( c \frac{m}{ne^2\tau} - \frac{dB}{ne} \right) & \left( \frac{cB}{ne} + d \frac{m}{ne^2\tau} \right) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (2.15)$$

Resolvendo a equação acima se encontra a matriz da condutividade:

$$\begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{vmatrix} = \frac{ne^2}{m} \begin{vmatrix} \left( \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} \right) & \left( -\frac{\omega_c\tau^2}{1+\omega_c^2\tau^2} \right) \\ \left( \frac{\omega_c\tau^2}{1+\omega_c^2\tau^2} \right) & \left( \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} \right) \end{vmatrix} \quad (2.16)$$

Onde  $\omega_c$  é a frequência ciclotrônica.

Quando um campo elétrico é aplicado em uma amostra cristalina na direção  $x$ , os elétrons e buracos presentes movem-se na mesma direção originando  $I_x$ . Entretanto, se o campo  $B$  aplicado na direção  $z$  for pequeno o suficiente para que  $\omega_c\tau \ll 1$ , os portadores são desviados pela força magnética resultante na direção perpendicular  $y$ . A densidade de corrente é  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$  e pode ser escrita na forma matricial como:

$$\begin{vmatrix} J_x \\ J_y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \end{vmatrix} \quad (2.17)$$

Pode-se obter uma relação matemática da forma:

$$J_x = E_y \left( \frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xy}} \right) \quad (2.18)$$

É possível obter:

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xy}} \quad (2.19)$$

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}} \quad (2.20)$$

Como  $\rho = \sigma^{-1}$ , então:

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.21)$$

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.22)$$

Para baixo campo magnético  $B$ , a variação da resistividade ( $\Delta\rho$ ) é baixa, sendo que  $\rho \rightarrow \rho_0$ , onde  $\rho_0$  é a resistividade quando  $B$  é igual a zero. Com esta suposição e usando a definição de magnetorresistência, têm-se:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{\sigma_0} = \frac{\sigma_{xx} - \sigma_0}{\sigma_0} = \frac{\frac{1}{\rho_{xx}} - \frac{1}{\rho_0}}{\frac{1}{\rho_0}} = \frac{\rho_0 - \rho_{xx}}{\rho_{xx}} \quad (2.23)$$

Fazendo  $\rho \rightarrow \rho_0$ :

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{\sigma_0} = \frac{\rho_0 - \rho_{xx}}{\rho_{xx}} = \frac{\rho_0 - \rho_{xx}}{\rho_0} = - \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \quad (2.24)$$

Usando as equações (2.22) e (2.24) e a relação  $\omega_c = eB/m$ , obtêm-se:

$$- \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\frac{ne^2}{m} \left( \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right) - \frac{ne^2}{m}}{\frac{ne^2}{m}} \quad (2.25)$$

$$- \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left( \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right) - 1 \quad (2.26)$$

Está é a equação que descreve matematicamente o comportamento da magnetorresistência.

Para baixos valores de campo  $B$ , o termo  $\omega_c^2 \tau^2$  é muito pequeno, com isso a equação (2.26) pode ser reescrita expandindo-a em série de Taylor até primeira ordem:

$$-\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{e^2 \tau^2}{m^2} B^2\right) - 1 \quad (2.27)$$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{e^2 \tau^2}{m^2} B^2 \quad (2.28)$$

Sabe-se que a mobilidade do elétron é  $\mu = \frac{e\tau}{m}$ , substituindo esta relação na equação acima, têm-se:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \mu^2 B^2 \quad (2.29)$$

A equação (2.29) prevê um comportamento parabólico da magnetorresistência na região de baixos campos magnéticos.

A condutividade elétrica longitudinal,  $\sigma_{xx}$ , também pode ser definida como:

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \quad (2.30)$$

Onde  $\sigma_0 = ne\mu$  é a condutividade quando  $B = 0$  e  $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$  [12].

A aplicação do campo magnético externo além de desviar a trajetória dos portadores, também causa a alteração na condutividade elétrica da amostra como segue:

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B)^2} \quad (2.31)$$

De modo que, quanto maior for a intensidade do campo magnético maior é a magnetorresistência do material.

## 2.4 Efeito Shubnikov – de Haas

Oscilações em magnetorresistência foram, primeiramente, observadas por Shubnikov e de Haas, em 1930, em amostras do semimetal Bi [23,24]. A explicação deste efeito é o comportamento oscilatório da resistência em função do campo magnético, observado experimentalmente, que evidencia o caráter quântico que o sistema apresenta na presença de um campo externo [25]. Em 1956, o mesmo tipo de oscilação foi observado no semicondutor InSb. Desde então, este efeito tem sido utilizado no estudo e caracterização dos semicondutores [24]. O interesse fundamental da medida de Shubnikov-de Haas é determinar a concentração de portadores nas diversas sub-bandas do sistema bidimensional [25]. É possível observar que estas oscilações fornecem informações quantitativas da massa efetiva ciclôtrônica  $m^*$ .

Considerando elétrons se movendo em um plano, quando é aplicado um campo magnético  $B$ , cada elétron estará no estado de Landau com energia  $\varepsilon$ , de acordo com a equação 2.3.

Sob a influência de campos magnéticos bem mais intensos, quando  $\omega_c \tau \gg 1$  ou quando  $\mu B \gg 1$ , o espalhamento dos portadores é desprezível e os elétrons podem se mover em órbitas ciclôtrônicas, como mostrado na figura 2.7(a), com frequência  $\omega_c$  e ficam quantizadas nos níveis de Landau antes do espalhamento, sendo que a degenerescência dos níveis aumenta com o aumento do campo magnético. O movimento do elétron, no espaço recíproco, é representado por superfícies cilíndricas concêntricas, conhecidas como tubos de Landau, ao longo da direção do campo como representado na Figura 2.7(b) [21].

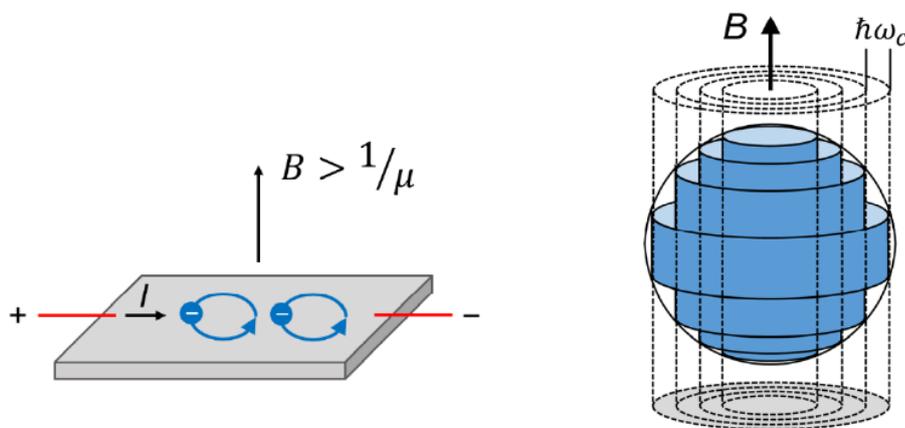


Figura 2.7 - Quantização das orbitas eletrônicas. Em (a), o movimento ciclôtrônico dos elétrons é devido à ação do alto campo magnético ( $\mu B > 1$ ) e em (b) é uma representação no espaço recíproco dos tubos de Landau dentro de uma superfície de Fermi esférica. Com separação entre os níveis de  $\hbar\omega_c$ .

Cada vez que um nível de Landau cruza um nível de Fermi com energia  $\varepsilon_F$ , a densidade de estados diminui, causando uma depleção de portadores no nível, fazendo com que a condutividade longitudinal  $\sigma_{xx}$  oscile periodicamente em  $1/B$  de acordo com a equação:

$$\sigma_{xx} \propto \cos \left[ 2\pi \left( \frac{f}{B} + \frac{1}{2} + \beta \right) \right] \quad (2.22)$$

onde  $f$  é a frequência de oscilações, definida pela relação de Onsager [26].

$$f = \frac{\hbar}{2\pi e} S_F \quad (2.23)$$

$S_F$  é a área da seção transversal da superfície de Fermi perpendicular ao campo magnético. Para uma superfície de Fermi esférica de raio  $k_F$  a superfície é dada como a área de um círculo  $S_F = \pi k_F^2$ , sendo  $S_F$  perpendicular ao campo magnético aplicado [26].

As oscilações SdH pode ser descrita pela fórmula completa de Lifshitz-Kosevich (LK):

$$\frac{\Delta R_{xx}}{R_0} = \left( \frac{B}{2f} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda}{\sin \lambda} e^{-\lambda_D} \cos \left[ 2\pi \left( \frac{f}{B} + \frac{1}{2} + \beta - \delta \right) \right] \quad (2.24)$$

Nesta equação  $\lambda = 2\pi^2 m^* k_B T / e \hbar B$  e  $\lambda_D = 2\pi^2 m^* k_B T_D / e \hbar B$  onde  $T_D$  é a temperatura de Dingle,  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $\beta$  é relacionado à mudança de fase de Berry das oscilações e  $\delta$  é parâmetro associado às dimensões da superfície de Fermi. Para sistemas 3D,  $\delta = \pm 1/8$  e 2D,  $\delta = 0$  [27,28].

A temperatura de Dingle relaciona o alargamento dos níveis de Landau que, em virtude do espalhamento dos elétrons, gera um fator de redução extra na amplitude das oscilações, obtendo um efeito equivalente ao amortecimento causado pelo aumento da temperatura [26].

A fase de Berry é uma fase geométrica da função de onda dos elétrons que surge como consequência da presença de estados topológicos. Pode ser escrita na forma de  $\Phi_B = 2\pi\beta$ . Corresponde aos férmions triviais,  $\beta = 0$  (ou equivalente a  $\beta = 1$ ) e aos férmions de Dirac  $\beta = 1/2$  sendo ( $\Phi_B = \pi$ ). O sinal positivo ou negativo de  $\delta$  corresponde aos máximos e mínimos das oscilações, respectivamente, descrevendo a área da seção transversal da superfície de Fermi [28,29,30].

A dependência da amplitude das oscilações com a temperatura pode ser usada para determinar a massa efetiva ciclotrônica dos elétrons,  $m_c^*$ . Este procedimento é feito pelo ajuste do termo termodinâmico da expressão de Lifshitz-Kosevich (segundo termo da equação (2.24)).

$$A_{FFT} = A_0 \left( \frac{2\pi^2 k_B}{e\hbar} \frac{m_c^* T}{\bar{B}} \right) / \sinh \left( \frac{2\pi^2 k_B}{e\hbar} \frac{m_c^* T}{\bar{B}} \right) \quad (2.24)$$

Onde  $A_{FFT}$  é a amplitude do pico da transformada rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform*),  $A_0$  é uma constante de ajuste e  $\bar{B} = 1/\frac{1}{2} \left( \frac{1}{B_1} + \frac{1}{B_2} \right)$  sendo que  $1/B_1$  e  $1/B_2$  são os extremos do intervalo usado para realizar a FFT. Este cálculo será realizado nos dados que serão apresentados no capítulo de resultados [21].

## 2.5 Efeito Rashba

O acoplamento *spin*-órbita é um efeito relativístico presente em um sistema com quebra de simetria, no caso do PbTe esta quebra de simetria ocorre na heteroestrutura, onde uma partícula carregada movendo-se em um campo elétrico experimenta um campo efetivo que interage com seu spin. Em sólidos cristalinos, os elétrons se movem em um potencial periódico e, se houver um gradiente de potencial, o acoplamento *spin*-órbita efetivo surge e se manifesta no *spin-splitting*. Esta separação dos spins foi descrita pela primeira vez, em 1959, pelos modelos de Dresselhaus para a estrutura de *zinc-blend* e de Rashba para a estrutura de wurtzita. Mais tarde, em 1984, o modelo de Bychkov-Rashba foi desenvolvido para investigar o efeito Rashba em superfície e interfaces [31].

O máximo da banda de valência e o mínimo da banda de condução são deslocados, no espaço de *momentum*, do ponto de simetria na zona de Brillouin, como representado na figura 2.8 [32].

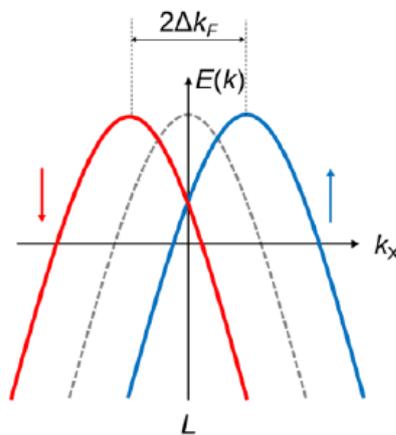


Figura 2.8 - Representação da divisão do extremo da banda de valência. A linha tracejada é a posição original da banda no ponto  $L$  da zona de Brillouin. A quebra de simetria é dada pela variação do vetor de onda  $k_F$  e  $E(k)$  é a energia do elétron. Devido ao efeito Rashba, cada metade possui um momento de *spin* diferente, sendo ilustrados pelas setas vermelha e azul. Fonte modificada [21].

A energia do elétron ao se movimentar em uma direção com *spin up* é igual a de um elétron se movimentando na direção contrária com *spin down*, ou seja:

$$E(k, \uparrow) = E(k, \downarrow) \quad (2.25)$$

O acoplamento spin-órbita Rashba ou Efeito Rashba surge como consequência do acoplamento spin-órbita sobre os sistemas de simetria de inversão estrutural (poços quânticos com barreiras assimétricas, por exemplo). Considerando  $V = V_{\perp}$  o potencial que confina os elétrons ao sólido no plano  $xy$ , ao considerar o acoplamento spin-órbita, o potencial leva a  $\nabla V = dV/dze_z$ , onde  $z$  é o eixo normal à superfície e  $e_z$  é um vetor unitário apontado na direção  $z$ . Neste modelo, o gradiente do potencial controla a força do acoplamento spin-órbita que assume a forma [33]:

$$H = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + H_R$$

$$H_R = \alpha_R (e_z \times p) \cdot \sigma = \alpha_R (k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) \quad (2.26)$$

Onde  $\alpha_R$  é o parâmetro (ou constante) de Rashba e  $H_R$  é o efeito Rashba.

A falta de simetria de inversão, além da diferença de potencial em  $z$ , poderia dar origem a contribuições de ordem maior para o efeito Rashba. Como observado na figura 2.8, este efeito acopla o spin com o momento linear e quebra a degenerescência do spin, que em seu lugar, surge duas sub-bandas de energia. Materiais que possuem este comportamento têm sido caracterizados experimentalmente em superfícies formadas por átomos pesados, como Bi e Pb [33]. Existem muitas evidências de que o efeito Rashba dá uma maior contribuição para a quebra de simetria em heteroestruturas de gap estreito devido a forte interação spin-órbita, como em semicondutores da família IV-VI. Os poços quânticos de PbTe apresentam vantagem em comparação a estruturas baseadas em III-IV, uma vez que sua estrutura cristalina apresenta inversão de simetria. Por este motivo, aumentam as possibilidades de aplicação destas estruturas no desenvolvimento de dispositivos spintrônicos [34].

A Energia de Rashba pode ser obtida pela equação:

$$E_{\pm} = \frac{\hbar^2 \Delta k_R^2}{2m_D} \quad (2.27)$$

Onde  $m_D = (m_l^2 + m_o)^{1/2}$  e  $\hbar$  é a constante de Planck [31].

O efeito Rashba também pode ser observado em relação às frequências bem definidas nas oscilações de Shubnikov-de Haas que dá origem a um padrão de batimentos observados e, com isso, a polarização dos *spins* da corrente aplicada na amostra pode ser analisada [35].

## CAPÍTULO 3: MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo são descritos os equipamentos utilizados para as medidas de caracterização elétrica das amostras e as condições em que elas foram submetidas para a obtenção dos resultados. É apresentado o método de crescimento das amostras, *Molecular Beam-epitaxy* (Epitaxia de feixe molecular) e, em seguida, são abordados os métodos de caracterização elétrica, detalhando a aplicação do Efeito Hall e o método usado para as medidas de magnetorresistência no *Physical Property Measurement System* (PPMS).

### 3.1 MBE - Epitaxia por Feixe Molecular

As amostras investigadas neste trabalho foram crescidas por meio da técnica de Epitaxia por feixe Molecular (MBE – *Molecular Beam Epitaxy*). O sistema MBE nasceu da demanda tecnológica do desenvolvimento de materiais de alta pureza e da necessidade de maior controle sobre determinadas propriedades. O uso desta técnica começou no final dos anos 60 e começo dos anos 70, causando impacto considerável para o crescimento de amostras para a aplicação na eletrônica. Em 1969, foi publicado um trabalho de alta relevância demonstrando que o MBE era capaz de crescer planos atômicos de camadas ordenadas com potencial aplicação em dispositivos [36].

A técnica MBE refere-se ao processo em que filmes ou estruturas tridimensionais são formados sobre substratos monocristalinos que possuem superfícies ordenadas e aquecidas. Devido às suas características, como periodicidade do arranjo atômico, parâmetro de rede e coeficiente de expansão térmica, os substratos influenciam na formação dos arranjos durante o crescimento. Os átomos ou moléculas que são depositados na superfície dos substratos são provenientes de fontes sólidas com alto grau de pureza [21].

O processo de crescimento sob a técnica MBE começa com o aquecimento de sólidos, liberando um feixe de partículas que atinge uma superfície quente do substrato. De forma geral, o processo de crescimento por esta técnica consiste na vaporização, em geral, de fontes de cargas sólidas, por meio de aquecimento resistivo. Para este processo é necessário um controle muito preciso de todas as condições do crescimento, tais como, temperatura (controlada pela presença de nitrogênio líquido) e pressão de vácuo, sendo este último controlado pelo sistema conhecido como sistema UHV (*Ultra high vacuum*) [37]. Este sistema garante que os caminhos livres médios das espécies vaporizadas sejam muito maiores que as

distâncias entre as fontes e o substrato. Além disso, o processo epitaxial ocorre fora do equilíbrio termodinâmico, sendo que a temperatura do substrato e a temperatura da fonte são diferentes. Desta forma, é possível compensar as diferenças entre o coeficiente de aderência dos compostos químicos e os valores de pressão de vapor dos materiais depositados. Este sistema também permite o controle preciso da espessura, composição e nível de dopagem das camadas epitaxiais [38].

O sistema MBE, em sua configuração básica, é composto por três câmaras, sendo elas: a) a câmara de carregamento que permite trocas rápidas de portas-amostras através da janela-porta sem afetar a condição de UHV nas câmaras posteriores (Figura 3.1(a)); b) a câmara de preparação que há uma desgaseificação prévia de elementos químicos que casualmente são absorvidos na superfície do substrato e passíveis de remoção por aquecimento (Figura 3.1(b)); e c) a câmara de crescimento, que é a principal do sistema, é onde é produzidos os feixes moleculares e depositados na superfície do substrato, sob condições controladas. O controle de formação das amostras foi realizado através da técnica de difração de elétrons emergentes de reflexão rasante de alta energia (*RHEED*), que analisa o modo e a dinâmica de crescimento das camadas. O equipamento utilizado (figura 3.1) para o crescimento de filmes, o MBE, é equipado com oito fontes contendo cargas sólidas de PbTe, duas com Te, BaF<sub>2</sub>, PbTe, SnTe, CaF<sub>2</sub>, Eu e Bi<sub>2</sub>Te [21].

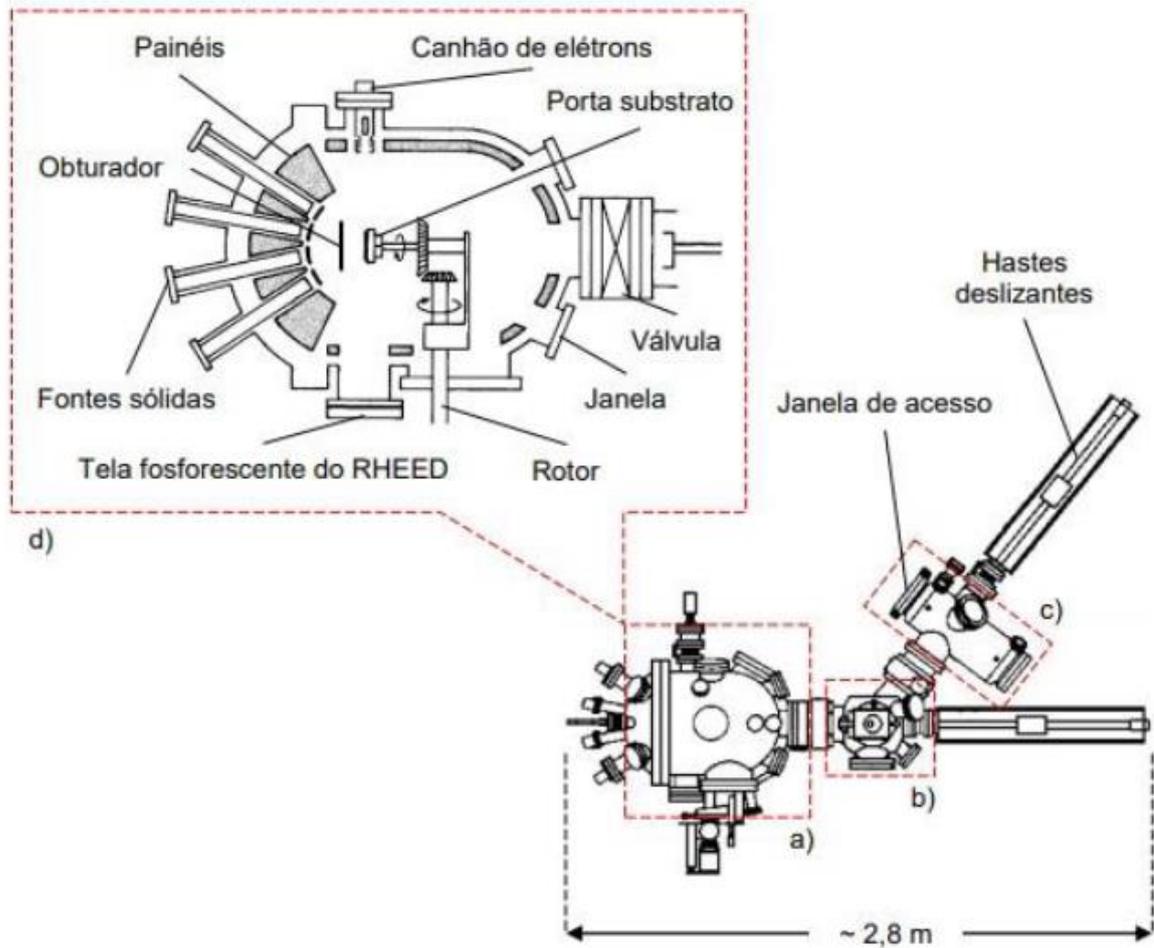


Figura 3.1 - Ilustração da vista superior do equipamento MBE Riber 32P. O equipamento é formado por três câmaras: a) carregamento, (b) preparação e (c) crescimento e (d) estrutura do equipamento MBE. Todas as câmaras são isoladas por válvulas de ultra-alto vácuo, representadas pela cor laranja. A envergadura do equipamento, representada pela cor azul, é de 2,8m. Fonte [21]

As amostras investigadas neste trabalho foram crescidas epitaxialmente em um sistema MBE, Riber 32P, localizado no Laboratório Associado de Sensores e Materiais (LABAS) do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), em São José dos Campos – SP. Este equipamento é dedicado aos compostos IV-VI da tabela periódica [38]. Neste equipamento foram crescidas as estruturas de  $\text{PbTe}/\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  em substrato de  $\text{BaF}_2$ , sendo uma amostra dopada com  $\text{BaF}_2$  e a outra sem dopagem.

### 3.2 Physical Properties Measurement System (PPMS)

As medições de magnetorresistência com e sem iluminação foram realizadas utilizando o equipamento PPMS (*Physical Property Measurement System*) do Laboratório de Transporte Elétrico em Baixas Temperaturas, na Universidade Federal de Itajubá (Unifei), em Itajubá – MG. O PPMS é fabricado pela *Quantum Design*, modelo *EverCool II*, capaz de alcançar temperaturas mínimas de 1.9 K e a campos magnéticos de até 9T.



Figura 3.2 - Imagem do PPMS modelo EverCool II do Laboratório de Magnetotransporte em Baixas Temperaturas usado para medições de magnetorresistência.

O sistema PPMS é composto por uma câmara criogênica onde há um reservatório para hélio líquido, sensores de monitoramento e controle de temperatura, aquecedor, uma bobina supercondutora capaz de gerar campos de até 9T e também uma bomba a vácuo. O sistema opera na faixa de temperaturas de 1.9K a 300K e o controle do mesmo é feito remotamente através de um aplicativo disponibilizado pelo próprio fabricante do equipamento. Consiste de uma estação para medidas de magnetorresistência, caracterização Hall e fotocondutividade.

As medidas de magnetorresistência foram realizadas para temperaturas na faixa de 1.9 K até 50K aplicando campos magnéticos de 0 a 9 T, utilizando um LED azul com comprimento de onda de 460 nm e intensidade de  $276\mu\text{W}/\text{m}^2$ . O equipamento utilizado fornece um controle de taxa de resfriamento e tempo de iluminação para acionamento e desligamento do LED, além de possuir componentes no sistema que otimizam a leitura dos dados.

### 3.3 Método Van der Pauw

Com o objetivo de realizar as medições das tensões longitudinais e transversais para se obter a resistividade e a tensão Hall utilizou-se, neste trabalho, o método de Van der Pauw. Este método pode ser aplicado em filmes finos com formato arbitrário desde que possuem espessura e superfícies homogêneas. Contudo, os contatos elétricos devem ser confeccionados tão pequenos quanto possível e serem distribuídos próximo das bordas da amostra [39].

Algumas condições devem ser seguidas para a aplicação deste método [39]: 1) os contatos devem estar próximos ao limite da amostra (limite circunscrito); 2) a amostra ser homogênea; 3) os contatos serem suficientemente pequenos; 4) a superfície estar totalmente conectada, sem espaços vazios. Seguindo estas condições, é possível medir amostras com qualquer formato. Na figura 3.3, é possível observar como são feitas as ligações pelo método de Van der Pauw.

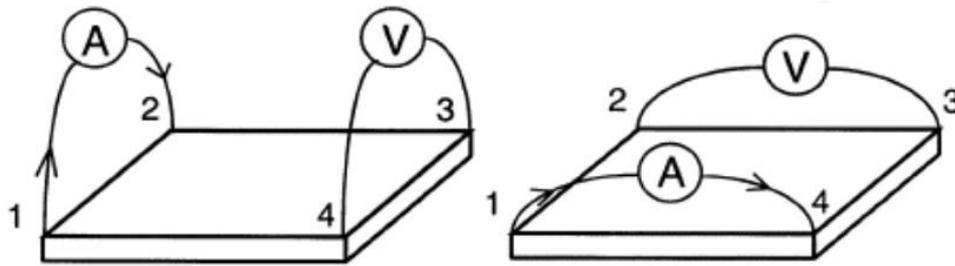


Figura 3.3 - Esquemática das ligações feitas pelo método de Van der Pauw na amostra. Para realizar as medidas de resistividade são necessárias ao todo 16 operações de permuta dos contatos de forma a eliminar uma série de potenciais concorrentes ao efeito Hall, levando-se a um valor mais exato.

Para medir a resistividade, a corrente é estabelecida entre pontos de contatos adjacentes e a tensão é medida nos contatos transversos, sem a presença de campo magnético. Pelo método, a resistência pode ser calculada pela equação:

$$R_{ij,kl} = \frac{V_{kl}}{I_{ij}} \quad (3.1)$$

A corrente é aplicada nos terminais  $i$  e  $j$  e a diferença de potencial entre os terminais  $k$  e  $l$  é dada por  $V_{kl} = V_k - V_l$ , onde  $i, j, k$  e  $l$  são os contatos representados na figura 3.3. Para obtenção dos valores de resistividade é utilizada a equação

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{1}{8} [(R_{21,34} - R_{12,34} + R_{32,41} - R_{23,41})f_A + (R_{43,12} - R_{34,12} + R_{14,23} - R_{41,23})f_B] \quad (3.2)$$

Nesta equação os valores de  $R$  são obtidos através da equação (3.1), os valores de  $f_A$  e  $f_B$  são fatores geométricos e se os contatos forem ôhmicos, seu valor se aproxima de 1 [40]. Para os cálculos da resistividade Hall, a equação torna-se:

$$R_H = \frac{d}{B} \frac{1}{8} [R_{31,42}(+B) - R_{13,42}(+B) + R_{42,13}(+B) - R_{24,13}(+B) + R_{13,42}(-B) - R_{31,42}(-B) + R_{24,13}(-B) - R_{42,13}(-B)] \quad (3.3)$$

Todas as medidas foram realizadas na configuração de Van Der Pauw, com os contatos soldados com In, e os fios de ouro conectados ao porta amostras. O *led* foi instalado próximo à superfície superior da amostra também soldado no porta-amostra, mas em outro canal, como representado na figura 3.4.

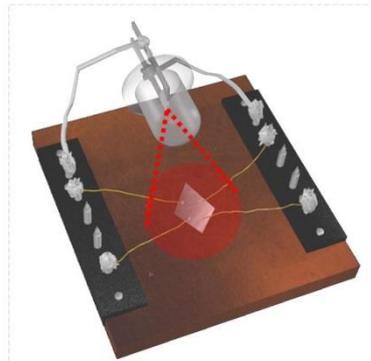


Figura 3.4 – Esquema da montagem do porta-amostras para a realização das medidas de magnetorresistência. A amostra é conectada ao porta-amostras, através de fios de ouro, na configuração de Van Der Pauw em um canal de condução e o *led* também é soldado no porta-amostra, mas conectado em outro canal. O *led* fica posicionado de forma que consiga iluminar totalmente a amostra.

As características do crescimento das amostras do tipo p analisadas neste trabalho podem ser descritas na tabela I. A tabela apresenta a pressão equivalente do feixe (BEP), o tempo de crescimento das barreiras e do poço e a espessura estimada da camada.

**Tabela I** - Informações sobre as amostras de poços quânticos tipo  $p$  de 10nm de  $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}/\text{PbTe}:\text{BaF}_2/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$  e  $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}/\text{PbTe}/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$  relacionadas às medições de pressão equivalente do feixe BEP (*Equivalent beam pressure*) ao final do crescimento, o tempo de crescimento de cada camada e sua respectiva espessura.

Estruturas de poços quânticos do tipo $p$ de $\text{PbTe}/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$								
Camada	ID	Espessura do poço (nm)	BEP (Torr), medição após o crescimento				Tempo (h:min:s)	Espessura estimada da camada
			PbTe	Te1	Te2	Eu		
Buffer	16021	10	$9.7 \times 10^{-7}$	$6.8 \times 10^{-8}$	$8.1 \times 10^{-8}$	$1.1 \times 10^{-7}$	03:26:00	2 $\mu\text{m}$
	16022	10	$9.6 \times 10^{-7}$	$6.7 \times 10^{-8}$	$7.3 \times 10^{-8}$	$1.1 \times 10^{-7}$	03:26:00	
Poço	16021	10	$9.4 \times 10^{-7}$	$7.0 \times 10^{-8}$	$8.2 \times 10^{-8}$	$1.6 \times 10^{-9}$	00:01:18	10nm
	16022	10	$9.3 \times 10^{-7}$	$5.0 \times 10^{-8}$	$6.0 \times 10^{-8}$	-----	00:01:18	
Barreira "Cap"	16021	10	$9.7 \times 10^{-7}$	$6.4 \times 10^{-8}$	$7.3 \times 10^{-8}$	$1.0 \times 10^{-7}$	03:26:00	2 $\mu\text{m}$
	16022	10	$9.7 \times 10^{-7}$	$6.6 \times 10^{-8}$	$7.4 \times 10^{-8}$	$1.0 \times 10^{-7}$	03:26:00	

Neste trabalho serão investigadas duas amostras de poços quânticos do tipo  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ . A primeira amostra é um poço quântico cuja estrutura é formada por duas barreiras de 2 $\mu\text{m}$  de  $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$  e entre elas existe o poço de 10nm dopado com 0.17% de  $\text{BaF}_2$ , obtendo característica do tipo  $p$ , tudo isso crescido em cima de um substrato de 2 $\mu\text{m}$  de  $\text{BaF}_2$ . Esta estrutura está representada na figura 3.5.

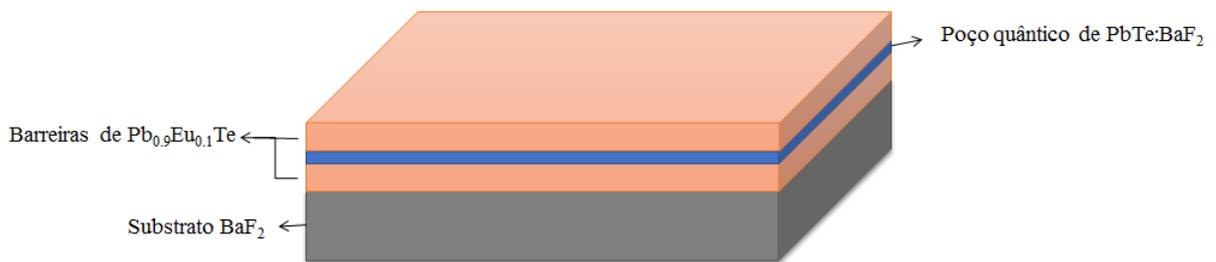


Figura 3.5 - Esquema da estrutura do poço quântico  $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}/\text{PbTe}:\text{BaF}_2/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ .

A figura 3.5 representa o esquema do primeiro poço quântico estudado. A camada cinza é o substrato de  $\text{BaF}_2$ , onde a heteroestrutura é crescida na direção (111) por epitaxia de

feixe molecular. As camadas laranjas são as barreiras de  $2\mu\text{m}$  dopadas com 10% de Európio e a placa azul é o poço quântico de PbTe de 10nm também dopado com 0.17% de BaF<sub>2</sub>.

A segunda amostra é um poço quântico cuja estrutura é formada por duas barreiras de  $2\mu\text{m}$  de Pb<sub>0,9</sub>Eu<sub>0,1</sub>Te e entre elas existe o poço de 10nm, tudo isso crescido em cima de um substrato de  $2\mu\text{m}$  de BaF<sub>2</sub>. A camada cinza é o substrato de BaF<sub>2</sub>, onde a heteroestrutura é crescida na direção (111) por epitaxia de feixe molecular. As camadas verdes são as barreiras dopadas com 10% de Európio e a placa roxa representa o poço quântico de PbTe. Esta estrutura está representada na figura 3.6.

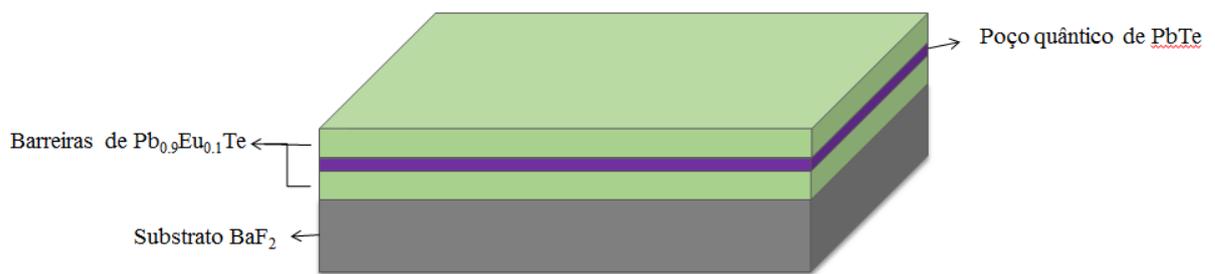


Figura 3.6 - Esquema da estrutura do poço quântico Pb<sub>0,9</sub>Eu<sub>0,1</sub>Te/PbTe/Pb<sub>0,9</sub>Eu<sub>0,1</sub>Te.

No capítulo seguinte são apresentados os resultados das medições de magnetotransporte realizadas nos dois poços quânticos de PbTe, sob as condições de iluminação e escuro, utilizando a montagem experimental descrita neste capítulo.

## CAPÍTULO 4: RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, serão discutidos os resultados encontrados para as medições de transporte elétrico feitas em poços quânticos de PbTe com espessura de 10 nm do tipo  $p$ . Será discutido também o efeito que a dopagem dos poços exerce nas propriedades elétricas investigadas neste trabalho. Para a análise dos dados experimentais, serão utilizados os conceitos apresentados no capítulo de revisão bibliográfica.

### 4.1 Amostra dopada $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}/\text{PbTe}:\text{BaF}_2/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$

A seguir, são apresentados os resultados das medições para a amostra de poço quântico com a estrutura do tipo  $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}/\text{PbTe}:\text{BaF}_2/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ .

Em um semiconductor, o comportamento esperado para apresentar um perfil metálico é que os valores de suas resistências diminuam com a queda da temperatura. De acordo com a figura 4.1, percebe-se que a resistência  $R_{xx}$  do poço quântico de  $\text{PbTe}:\text{BaF}_2$  cai em função da queda da temperatura, tanto para a amostra iluminada quanto sem iluminação. Isto significa que a amostra apresenta um comportamento metálico, ou seja, o transporte elétrico ocorre somente pelo poço já que as barreiras são isolantes.

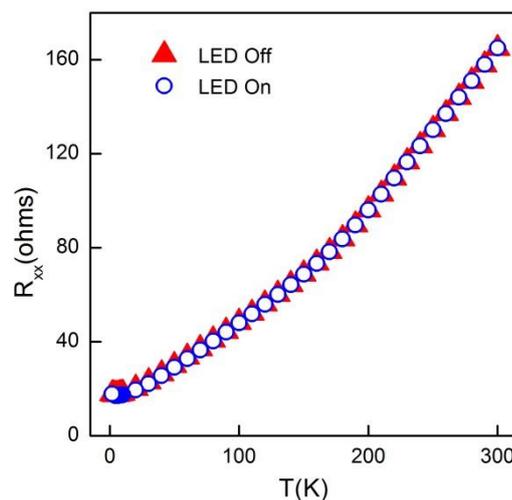


Figura 4.1 - Resistência elétrica em função da temperatura para a amostra com e sem iluminação. É possível verificar que em ambos os casos, a amostra de  $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}/\text{PbTe}:\text{BaF}_2/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$  apresenta comportamento metálico e os valores de resistência são praticamente os mesmos.

A figura 4.2 apresenta a resistência longitudinal  $R_{xx}$  medida em função da intensidade do campo magnético, aplicado perpendicularmente à superfície da amostra, para temperaturas

variando de 1.9 K a 40 K. A figura 4.2(a) apresenta os valores de  $R_{xx}$  em função do campo magnético quando a amostra está sem iluminação. Nesta figura, é possível perceber pequenas oscilações para campos maiores que 4 T e temperaturas menores que 40 K. O inset do gráfico indica a região onde as oscilações estão mais destacadas. A figura 4.2(b) apresenta os valores de  $R_{xx}$  em função do campo magnético para o LED ligado. É possível perceber que a amostra apresenta oscilações na mesma região de campo que a amostra sem iluminação. O inset do gráfico indica a região onde as oscilações estão mais destacadas. Estas oscilações observadas na figura 4.2 (a)-(b) são conhecidas como oscilações Shubnikov de-Haas, cuja definição foi descrita no capítulo de revisão bibliográfica.

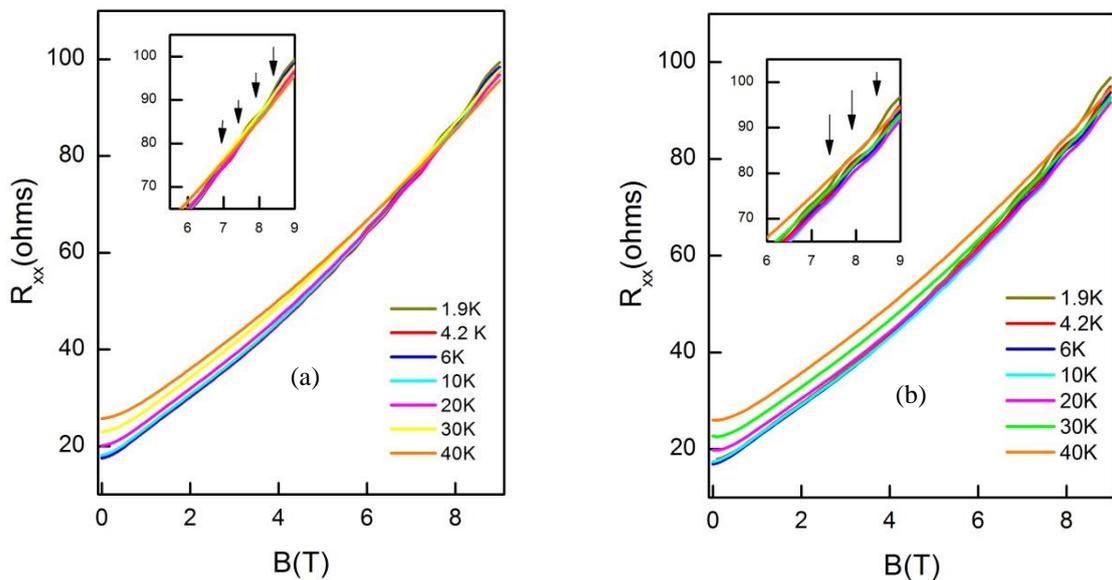


Figura 4.2 - Oscilações quânticas na magnetorresistência da amostra tanto para led desligado quanto para led ligado. O gráfico da resistência longitudinal em função do campo magnético mostra as magnetorresistências presentes na amostra. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.

Com o objetivo de evidenciar as oscilações observadas na figura 4.2 e eliminar qualquer componente linear presente nas oscilações, foi feita a derivada de segunda ordem da resistência longitudinal em função do campo magnético ( $d^2R_{xx}/dB^2$ ). A figura 4.3 apresenta os gráficos de  $d^2R_{xx}/dB^2$  em função de  $B$ , para as condições de iluminação, em (a), e sem iluminação, em (b), para temperaturas na faixa de 1.9 a 40 K.

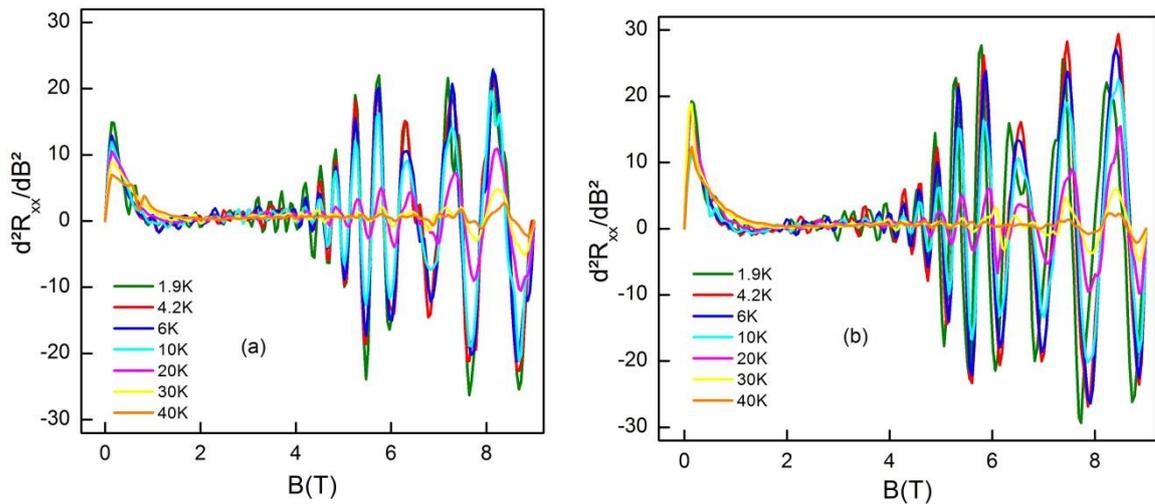


Figura 4.3 - Medidas da  $d^2R_{xx}/dB^2$  de magnetorresistência em relação ao campo magnético para temperaturas de 1.9K a 40K. As oscilações sob iluminação são maiores do que as sem iluminação. A altas temperaturas, as oscilações em ambos os gráficos ficaram cada vez menores, tendendo a um comportamento linear. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.

Na figura 4.3 (a), sem iluminação, percebe-se que as oscilações se tornam evidentes em campos acima de 4 T para temperaturas menores que 40 K. Sob iluminação, figura 4.3 (b), a amostra apresenta oscilações com amplitudes maiores na mesma região de campo e temperatura que no caso em que a amostra não está iluminada. Para temperaturas mais altas as oscilações são evidentes em campos acima de 7 T.

Quando duas oscilações com valores de frequências próximas são somadas, um padrão de interferência é gerado. A intensidade da onda resultante da interferência é um batimento que se repete a uma determinada frequência. Na figura 4.3, nota-se a formação de um padrão de batimentos, sendo um evidenciado.

Na figura 4.4 (a) e (b) é apresentada a segunda derivada de  $R_{xx}$  em relação a B em função de  $1/B$ , mostrando mais claramente o padrão de batimento presente na amostra.

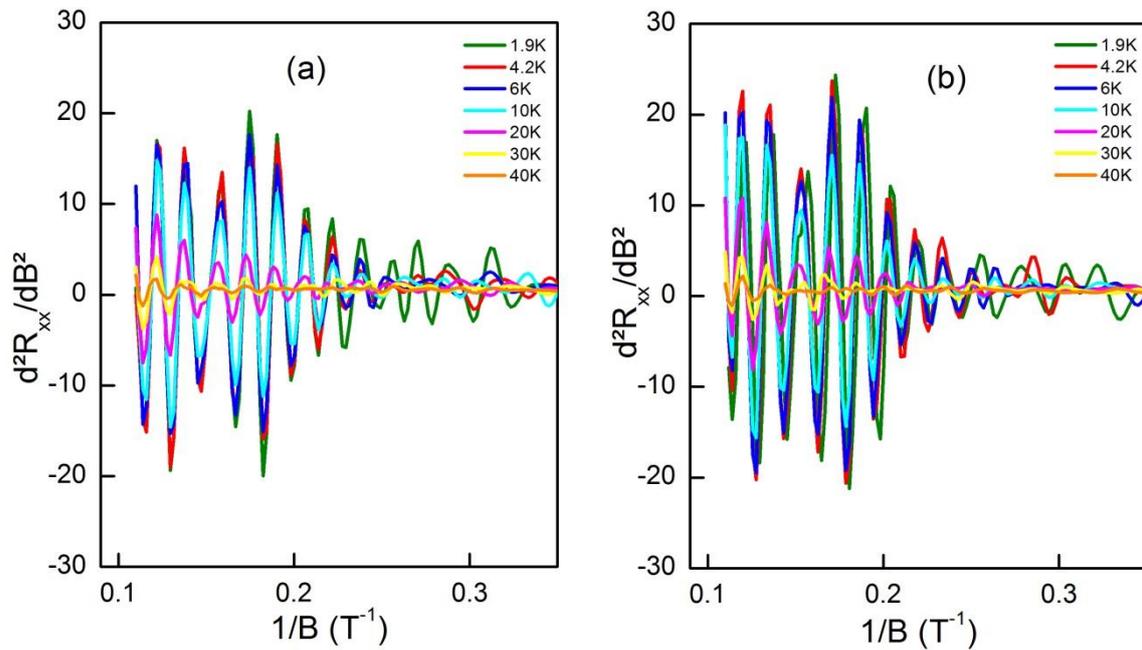


Figura 4.4 - Medidas da  $d^2R_{xx}/dB^2$  de magnetorresistência em relação ao inverso do campo magnético para as temperaturas de 1.9K a 40K. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.

A figura 4.4(a) e (b) apresenta  $d^2R_{xx}/dB^2$  em função de  $1/B$  onde é possível verificar que o período entre os picos das oscilações é diferente dependendo da região de campo magnético. É possível analisar as oscilações Shubnikov-de Haas realizando a Transformada de Fourier (FFT) nos gráficos apresentados nas figuras 4.4 (a)-(b) para extrair as componentes das frequências responsáveis pelos batimentos. Escolhendo a faixa de  $0.11T^{-1}$  até  $0.35T^{-1}$ , é calculada a FFT. Esse procedimento é realizado para todas as temperaturas (ver seção 2.4 Efeito de Shubnikov-de Haas) e está representado na figura 4.5.

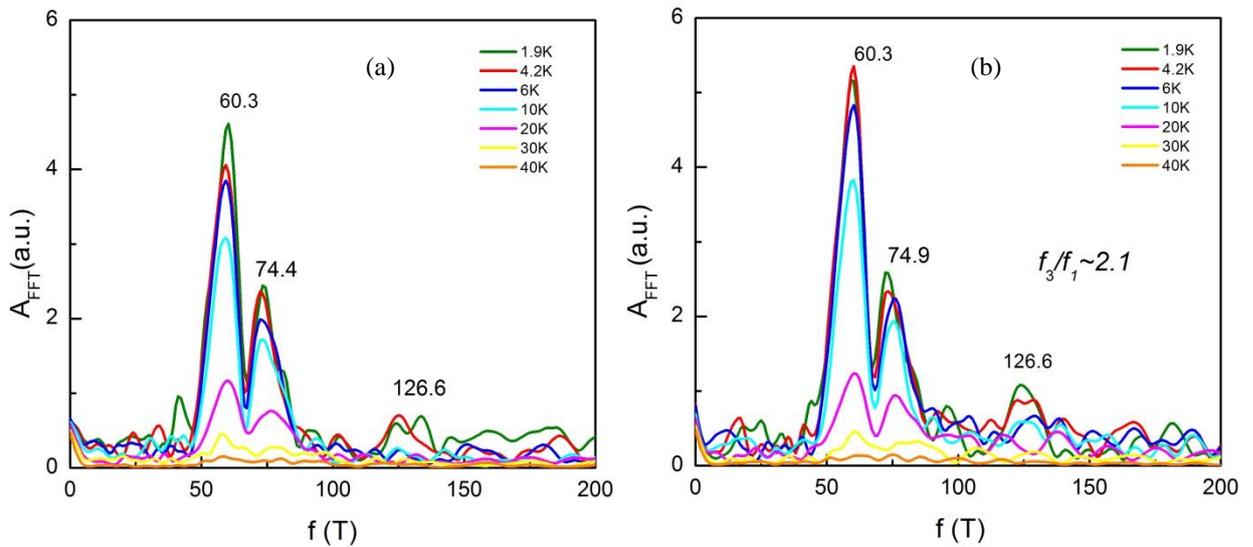


Figura 4.5. Transformada de Fourier em função da frequência para as temperaturas de 1.9K a 40K. (a) amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada. É possível perceber que há diferença nas amplitudes correspondentes às três frequências.

Na figura 4.5(a), na curva sem iluminação, é possível notar a presença de amplitudes de dois picos com duas frequências bem definidas,  $f_1 = 60.3 T$  e  $f_2 = 74.4 T$ . Há uma indicação de um terceiro pico para as temperaturas de 1.9 K e 4.2 K correspondendo à frequência  $f_3 = 126.6 T$ . Entretanto, é difícil afirmar que esse pico não é um artifício da FFT, já que não é possível verificar os picos nas demais temperaturas. Quando a amostra é iluminada, figura 4.5(b), elétrons ‘saltam’ para níveis de maior energia, gerando assim maior concentração de portadores majoritários, por este motivo as amplitudes referentes às frequências  $f_1$  e  $f_2$  são maiores em relação à amostra sem iluminação e há o aparecimento de um terceiro pico correspondendo à frequência  $f_3 = 126.6 T$  para as temperaturas 1.9 K a 10 K.

Após verificar a presença das amplitudes destes picos é preciso saber qual a origem das frequências  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_3$ . Como já foi dito anteriormente na seção 2.4 (Efeito de Shubnikov-de Haas), a superfície de Fermi é composta de quatro elipsoides de revolução formadas pelos vales longitudinal e oblíquo que são projetados no plano. De acordo com a relação de Onsager, a frequência  $f$  é diretamente proporcional à área da seção transversal da superfície de Fermi  $S_F$  que é projetada, perpendicular ao campo magnético. Sabe-se que  $S_F^o = 2,1 S_F^l$ , onde  $S_F^o$  corresponde à área projetada pelo vale oblíquo e  $S_F^l$  é a área projetada pelo vale longitudinal. Sob este aspecto, analisando a frequência  $f_1 = 60.3 T$  como sendo o vale longitudinal e levando em consideração a relação de Onsager, a frequência originária do vale

oblíquo deve ser 2,1 vezes maior que a frequência correspondente ao vale longitudinal. Então, têm-se que a frequência  $f_3$  corresponde ao vale oblíquo, já que calculando a razão  $f_3/f_1$  obtêm-se um valor de aproximadamente 2,1. Com base nestas informações, o vale oblíquo participa do transporte elétrico somente quando a amostra é iluminada, figura 4.5(b), devido ao aumento da concentração de portadores sob iluminação. A frequência  $f_2$ , possui valor muito próximo de  $f_1$ , de forma que  $f_2$  não deve ser uma contribuição de um segundo harmônico. Desta forma, é necessário investigar a origem da frequência  $f_2$ . Essa investigação será tratada mais detalhadamente na seção 4.3 deste mesmo capítulo.

A dependência da amplitude das oscilações com a temperatura pode ser usada para determinar a massa efetiva ciclôtrônica dos buracos,  $m_c^*$ , pelo ajuste do termo termodinâmico da expressão de Lifshitz-Kosevich (segundo termo da equação 2.24, na seção 2.4 Efeito Shubnikov-de Haas). Para calcular o campo magnético efetivo  $\bar{B}$  foram usados os extremos do intervalo de  $0.11 \text{ T}^{-1}$  e  $0.5 \text{ T}^{-1}$ . A figura 4.6 apresenta a dependência da amplitude das FFTs com relação à temperatura da amostra. As linhas indicam o ajuste realizado utilizando a equação 2.24.

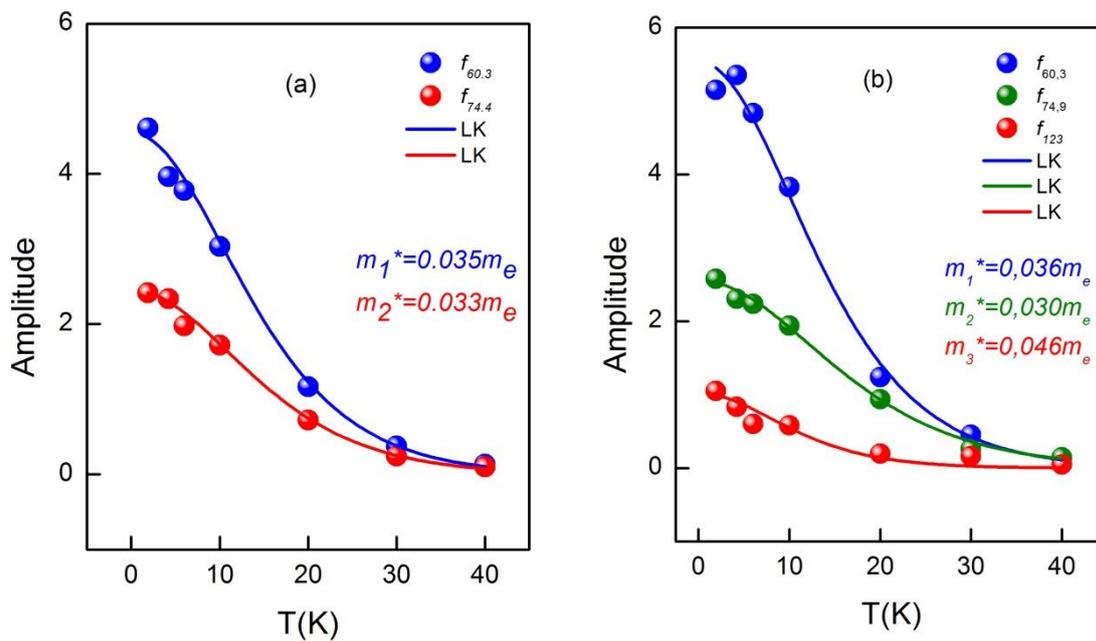


Figura 4.6 - A massa efetiva de ciclotron  $m_c^*$  dos portadores associada às oscilações de SdH podem ser extraídas por um ajuste linear da segunda parte da equação de Lifshitz-Kosevich. As linhas são os melhores ajustes do termo termodinâmico da equação de LK. (a) Amostra não iluminada, onde há duas frequências encontradas,  $f_{60.3}$  correspondente ao vale longitudinal e  $f_{74.4}$  ao Efeito Rashba e (b) amostra iluminada, onde há três frequências,  $f_{60.3}$  correspondente ao vale longitudinal,  $f_{74.9}$  ao Efeito Rashba e  $f_{126.6}$  ao vale oblíquo.

Para a amostra sem iluminação, figura 4.6(a), foram calculadas as massas efetivas ciclotrônicas referentes às frequências  $f_1$  e  $f_2$ . A massa efetiva ciclotrônica correspondente a frequência  $f_1$  é  $m_{f_1}^* = (0.035 \pm 0.008) m_e$  e a correspondente a frequência  $f_2$  é  $m_{f_2}^* = (0.033 \pm 0.008) m_e$ , onde  $m_e$  é a massa do elétron livre. Para a amostra iluminada, figura 4.6(b), há três massas efetivas ciclotrônicas correspondentes às frequências  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_3$ . As massas efetivas ciclotrônicas correspondentes as frequências  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_3$  são  $m_{f_1}^* = (0.036 \pm 0.005) m_e$ ,  $m_{f_2}^* = (0.030 \pm 0.005) m_e$  e  $m_{f_3}^* = (0.046 \pm 0.037) m_e$ , respectivamente. Como a frequência  $f_1$  é bem definida para ambas as curvas, é esperado que as massas relacionadas a esta frequência sejam iguais, mas é possível perceber que estão na mesma faixa de erro. As massas ciclotrônicas referentes às frequências  $f_2$  podem ser consideradas iguais, também estão na mesma faixa de erro.

Como já dito anteriormente, estas frequências são proporcionais à área da superfície de Fermi e estão relacionadas à concentração de portadores 2D de acordo com a equação 2.21 e 2.23 (ver seção 2.4 Efeito Shubnikov-de Haas). Usando a equação 2.1 é possível calcular a concentração de portadores e também a mobilidade de portadores. Utilizando os dados da figura 4.6 e a equação 2.1, é possível obter a concentração de portadores ( $p_{FFT}$ ) e também a mobilidade ( $\mu_{FFT}$ ) para cada temperatura medida. Para melhor análise as temperaturas 1.9 K e 4.2 K foram às escolhidas. A fim de comparação, também foi calculado a concentração de portadores ( $p_{Hall}$ ) e mobilidade ( $\mu_{Hall}$ ) Hall, para as mesmas temperaturas tanto para amostra sem iluminação quanto para a iluminada. A mobilidade dos portadores de carga na configuração do efeito Hall é altamente dependente da temperatura da amostra. Estes dados estão indicados na tabela II.

Tabela II - Concentração de portadores e mobilidade para as temperaturas de 1.9K e 4.2K para a amostra sem iluminação.

LED	T(K)	$p_{FFT} (m^{-2})$	$p_{Hall} (m^{-2})$	$\mu_{FFT} (m^2/V. s)$	$\mu_{Hall} (m^2/V.s)$
OFF	1.9	$(1.24 \pm 0.02) \times 10^{17}$	$(5.31 \pm 0.20) \times 10^{17}$	$2.8 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.4$
	4.2	$(1.24 \pm 0.02) \times 10^{17}$	$(4.98 \pm 0.18) \times 10^{17}$	$2.8 \pm 0.3$	$0.7 \pm 0.3$
ON	1.9	$(1.24 \pm 0.01) \times 10^{17}$	$(5.30 \pm 0.18) \times 10^{17}$	$2.8 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.3$
	4.2	$(1.24 \pm 0.01) \times 10^{17}$	$(5.13 \pm 0.17) \times 10^{17}$	$2.9 \pm 0.1$	$0.7 \pm 0.3$

Na Tabela II é possível verificar que os valores de concentração e mobilidade obtidas por FFT e efeito Hall diferentes entre si. Esta discrepância é uma indicação de que o

transporte elétrico tem condução paralela, onde uma pequena componente de corrente flui pelas barreiras que formam a estrutura do poço. Dessa forma, o efeito Hall detecta os portadores em movimento em toda a nanoestrutura enquanto que o efeito SdH é observado somente no poço, e a concentração obtida da FFT fornece apenas os valores de portadores confinado no gás bidimensional.

Para obter o melhor ajuste para os níveis de Landau é necessário investigar as componentes oscilatórias. Na figura 4.7 é mostrado o estudo de duas oscilações referentes as temperaturas 1.9K e 4.2K. O diagrama é obtido através de um ajuste linear atribuindo-se valores inteiros  $N$  aos mínimos das oscilações em função de  $1/B$ . Através destes ajustes é possível confirmar as frequências que são encontradas na figura 4.5.

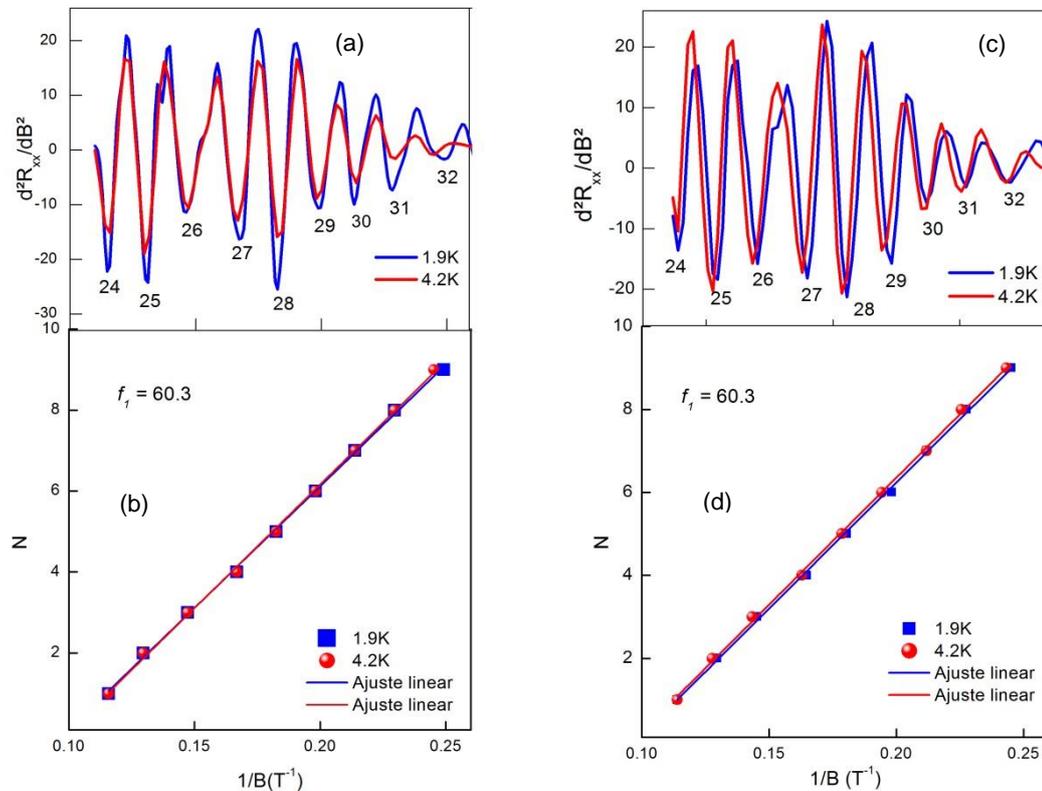


Figura 4.7 - Diagramas de Landau. A figura (a) mostra as componentes oscilatórias referentes as temperaturas 1.9K e 4.2K com os respectivos números inteiros  $N$  para os níveis de Landau encontrados e (b) os ajustes feitos que indicam somente a participação do vale longitudinal na amostra sem iluminação. Já a figura (c) mostra as componentes oscilatórias para as mesmas temperaturas na amostra iluminada e (d) os ajustes feitos que indicam a participação do vale longitudinal.

A figura 4.7(b), sem iluminação, mostra os níveis de Landau encontrados em função do inverso do campo magnético  $1/B$ . Para encontrar estes níveis foi feita a razão entre o máximo da interpolação das curvas de magnetorresistência, 0.5, e a subtração de dois vales

consecutivos destas curvas. O resultado encontrado desta razão foi de 32. Cada vale corresponde a um nível de Landau e como mostrado na figura 4.7 (a) eles são distribuídos em ordem decrescente, dos vales da direita para a esquerda. Os valores do inverso do campo magnético  $1/B$  são os mesmos para ambas as figuras. Analogamente, o mesmo procedimento foi feito para as figuras 4.7(c) e 4.7(d) referente a amostra iluminada. Na figura 4.7(a) é possível perceber que as oscilações nas temperaturas de 1.9 K e 4.2 K se comportam de forma similar as amplitudes apresentadas na figura 4.4(a), quando a temperatura aumenta, a amplitude diminui. Já na figura 4.7(c), iluminada, há uma defasagem entre as oscilações e as temperaturas apresentam um comportamento contrário ao da amostra sem iluminação. Isto ocorre pelo possível fato de os elétrons estarem no mesmo estado de energia na temperatura de 4.2 K, ou seja, a esta temperatura os elétrons não possuem energia suficiente para se deslocar para banda de condução. Através do ajuste linear realizado nos pontos encontrados na figura 4.7(b), a frequência obtida é  $f = (60.08 \pm 0.71)$  T, valor bem próximo da frequência  $f_1 = 60.3$  T, referente ao vale longitudinal, encontrada na figura 4.5(a). Para a figura 4.7(d), a frequência obtida foi de  $f = (60.81 \pm 0.65)$  T, valor bem próximo de  $f_1 = 60.3$  T encontrado também na figura 4.5(b). Era esperado que a frequência  $f_3 = 126.6$  T, relacionado ao vale oblíquo, também fosse encontrada nos ajustes, o que não ocorreu. A justificativa é que a participação de apenas duas temperaturas para o ajuste linear não foi suficiente para que esta frequência fosse encontrada.

Das curvas de magnetorresistência também é possível retirar os valores das cristas dos respectivos níveis de Landau, que junto com as massas ciclotrônicas, possibilitam o cálculo do fator  $g$  de Landé, de acordo com a equação 2.5 ( seção 2.1.2 Fator  $g$  de Landé).

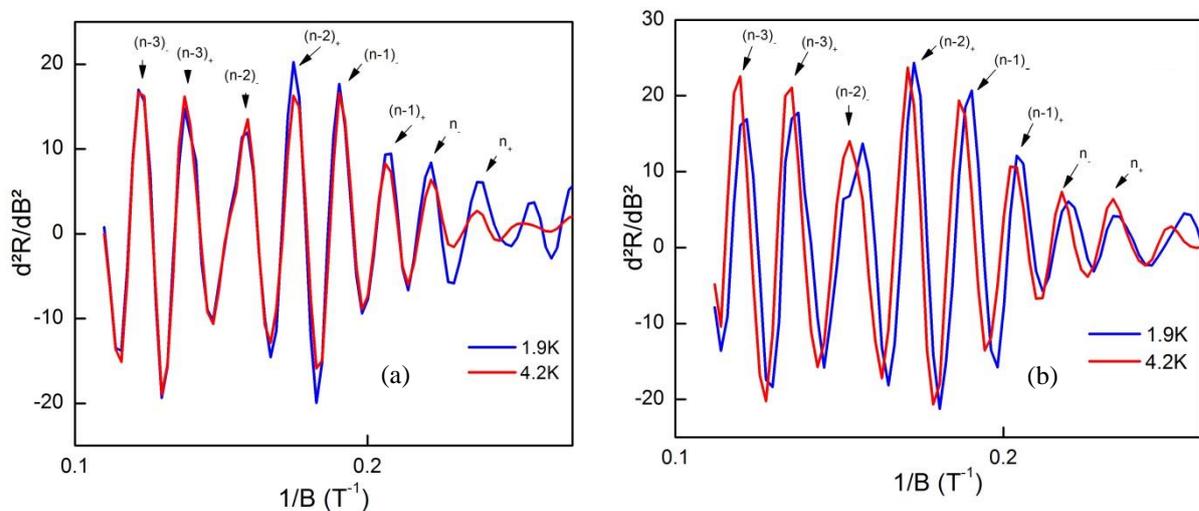


Figura 4.8 - Segunda derivada da resistência  $R_{xx}$  em função do inverso do campo magnético  $1/B$  mostrando a duplicação dos picos devido ao *spin splitting* dos níveis de Landau e os picos associados

a  $n_i \pm$  referente ao spin *down* e ao spin *up* utilizados para calcular o fator  $g$  de Landé. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.

A equação 2.5 (seção Fator  $g$  de Landé) é usada para calcular este fator. Os termos da equação são retirados dos picos das fig 4.8(a)-(b) e através dos ajustes lineares feitos em 4.7(b) e 4.7(d), a massa ciclôtrônica usada é referente a frequência  $f_1 = 60.3T$  encontrada através destes ajustes. A temperatura investigada para este cálculo é 4.2K e os fatores encontrados estão relacionados na tabela III.

**Tabela III** - Relação dos dados para o cálculo do fator  $g$  de Landé para a temperatura de 4.2K para a amostra com led desligado e ligado.

LED	Temperatura (K)	Fator $g$ de Landé	Massa ciclôtrônica ( $m_e$ )
OFF	4.2	$(26.32 \pm 0.01)$	$(0.035 \pm 0.008)$
ON	4.2	$(27.78 \pm 0.01)$	$(0.036 \pm 0.005)$

É possível notar que os fatores de Landé tem valores diferentes para a temperatura de 4.2 K, sendo que o fator é maior para a amostra sob iluminação. Burke *et al.*[13] em seu trabalho sobre filmes do tipo-*p* de PbTe relatou que para uma massa ciclôtrônica de  $(0.036 \pm 0.002)m_e$  o fator  $g$  Landé encontrado foi de  $32 \pm 2$ . Na amostra estudada neste trabalho, sem iluminação, a massa ciclôtrônica é de  $m_{f_1}^* = (0.035 \pm 0.008)m_e$  e o fator  $g$  de Landé foi de  $(26.32 \pm 0.01)$ . Para a amostra iluminada, a massa ciclôtrônica é de  $m_{60.3}^* = (0.036 \pm 0.005)m_e$  e o fator encontrado igual a  $(27.78 \pm 0.01)$ . O fato da amostra estudada ser um poço quântico e da amostra comparada ser um filme explica a diferença dos valores  $g$  de Landé encontrados, apesar das massas ciclôtrônicas serem semelhantes.

Yuan *et al.* [42] relataram em seu trabalho que a mobilidade a baixas temperaturas de  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  diminui drasticamente com o aumento da concentração de Eu. Em amostras com barreira única e mais espessa a 20 K, foi obtida uma mobilidade Hall de  $\mu = 700.000 \text{ cm}^2/\text{V}$  para o PbTe e um fator de 30, sendo um valor menor que o encontrado para o  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  ( $x=3\%$ ) com mobilidade de  $\mu = 20.000 \text{ cm}^2/\text{V}$ . Portanto, a contribuição das barreiras e do poço para a condução é significativamente menor do que a contribuição somente pelo poço de PbTe.

## 4.2 Amostra não dopada $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$

A seguir, são apresentados os resultados das medições para a amostra de poço quântico com a estrutura do tipo  $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ .

A figura 4.9 apresenta os valores experimentais de  $R_{xx}$  em função da temperatura na faixa de 1.9 até 300 K para o poço de PbTe sem dopagem de  $\text{BaF}_2$  e sem iluminação. De acordo com essa figura é possível notar que a resistência  $R_{xx}$  cai em função da queda da temperatura. Isto significa que a amostra apresenta um comportamento metálico, ou seja, o transporte elétrico ocorre somente pelo poço. É possível notar que a amostra apresenta valores de resistência  $R_{xx}$  muito elevados em comparação com a amostra dopada (figura 4.1). Isso ocorre, pois quando a amostra é dopada, a concentração de elétrons aumenta e, conseqüentemente, a resistência diminui. Como esta amostra não é dopada, ela possui comportamento intrínseco, onde a concentração de elétrons diminui e a resistência aumenta.

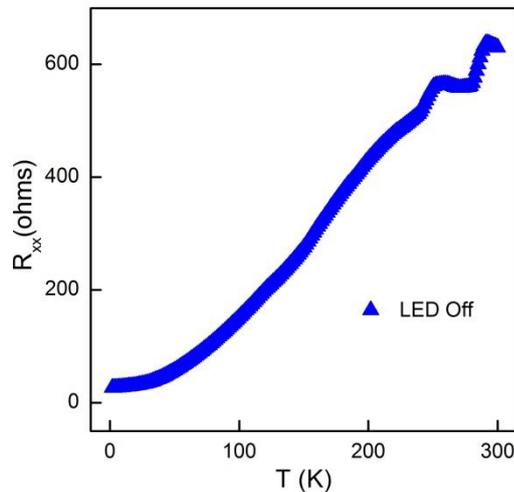


Figura 4.9 - Resistência elétrica em função da temperatura para a amostra sem iluminação. A amostra não dopada possui uma menor concentração de elétrons e, conseqüentemente, maiores valores de resistência em comparação com os valores de resistências  $R_{xx}$  medidos para a amostra dopada (figura 4.1).

A figura 4.10 apresenta a resistência longitudinal normalizada  $R_{xx}$  medida em função da intensidade do campo magnético, aplicado perpendicularmente à superfície da amostra de  $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}\backslash\text{PbTe}\backslash\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$ , para temperaturas variando de 1.9 K a 40 K. Na figura 4.10(a), onde o led está desligado, é possível perceber que as oscilações se tornam evidentes em campos acima de 4 T para temperaturas menores que 40 K. Para temperaturas maiores que

15 K é possível notar que as resistências são maiores que as demais e há poucas oscilações. Na figura 4.10(b), onde o led está ligado, a amostra apresenta oscilações na mesma região de campo, acima de 4T, porém com amplitudes bem menores que as da amostra sem iluminação para temperaturas até 6K. É possível perceber que para temperaturas maiores que 10K, as oscilações são evidentes a partir de 7T. As temperaturas 10K e 15K apresentam resistências bem maiores com a variação do campo magnético. Como a amostra apresenta perfil metálico, o esperado é que para estas temperaturas as resistências sejam menores, mas isto não aconteceu. Sabe-se que o aumento de temperatura de um semicondutor provoca um aumento da densidade de pares elétron-lacuna. Assim, devido à temperatura, é possível conseguir um número limitado de portadores de cargas livres [43]. Para as temperaturas 10 K e 15 K é possível perceber que não houve este aumento da densidade de pares elétron-lacuna, por este motivo elas apresentaram este comportamento inesperado. Estas oscilações bem evidentes observadas na figura 4.10 são conhecidas como oscilações de Shubnikov de-Haas, cuja definição foi descrita no capítulo de revisão bibliográfica.

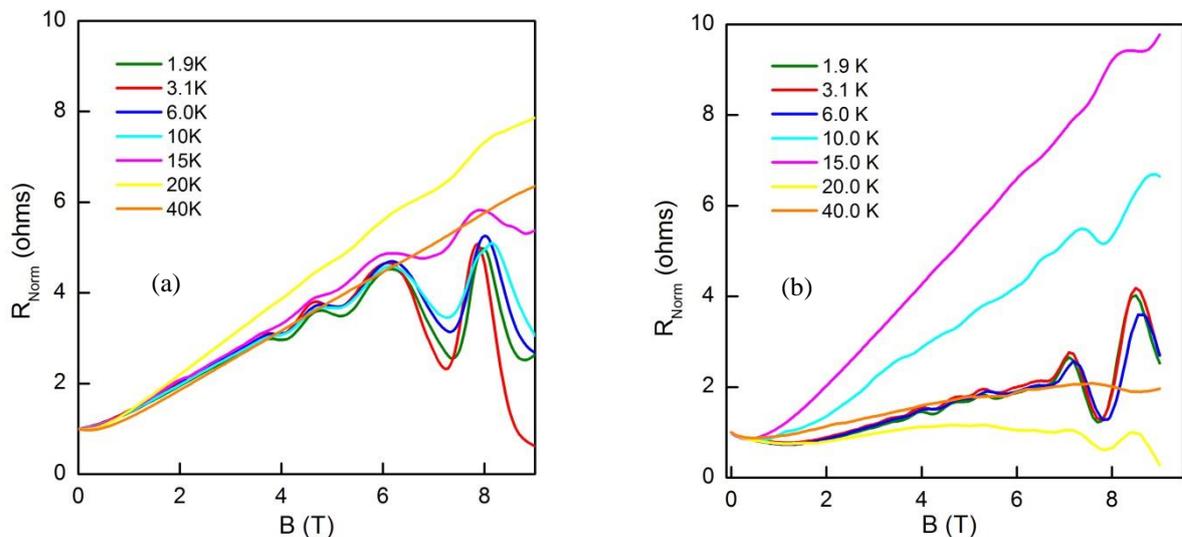


Figura 4.10. Oscilações quânticas da magnetorresistência da amostra tanto para led desligado quanto para led ligado. O gráfico da resistência longitudinal em função do campo magnético mostra as magnetorresistências presentes na amostra. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.

A figura 4.11 apresenta os gráficos de  $d^2R_{xx}/dB^2$  em função de  $B$ , para as condições de iluminação e sem iluminação.

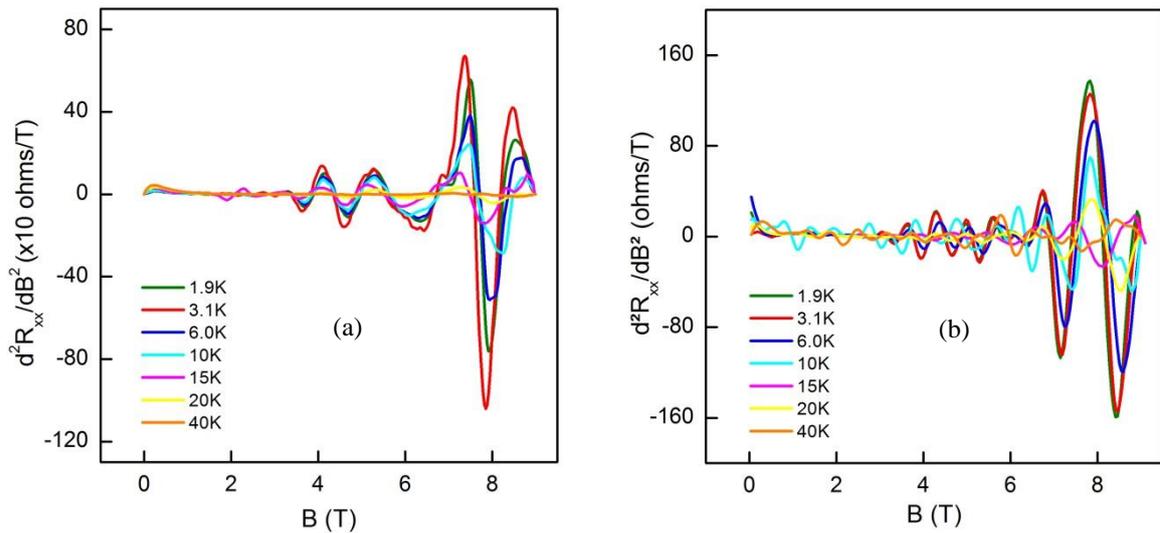


Figura 4.11. Medidas da  $d^2R_{xx}/dB^2$  de magnetorresistência em relação ao campo magnético para temperaturas de 1.9K a 40K. As oscilações sem iluminação são muito maiores em relação as iluminadas. Para altas temperaturas, as oscilações em ambos os gráficos ficam cada vez menores, tendendo ao um comportamento linear. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.

Na figura 4.11(a), onde o led está desligado, percebe-se que as oscilações se tornam evidentes em campos acima de 4 T para temperaturas menores que 15 K. Para campos menores que 4 T, as amplitudes de oscilação são muito menores. Para temperaturas maiores que 20 K é possível notar que as amplitudes de oscilação se tornam insignificantes. Outro fato a destacar sobre a amostra é que para temperaturas abaixo de 10 K, as amplitudes de oscilação são muito maiores na região de campo magnético 7 T a 9 T. Sob iluminação, figura 4.11(b), para temperaturas maiores que 20 K as oscilações são evidentes em campos acima de 7 T. É possível perceber que a amostra não iluminada possui derivada de segunda ordem de resistência em relação ao campo bem maiores que a amostra iluminada, sendo dez vezes maior.

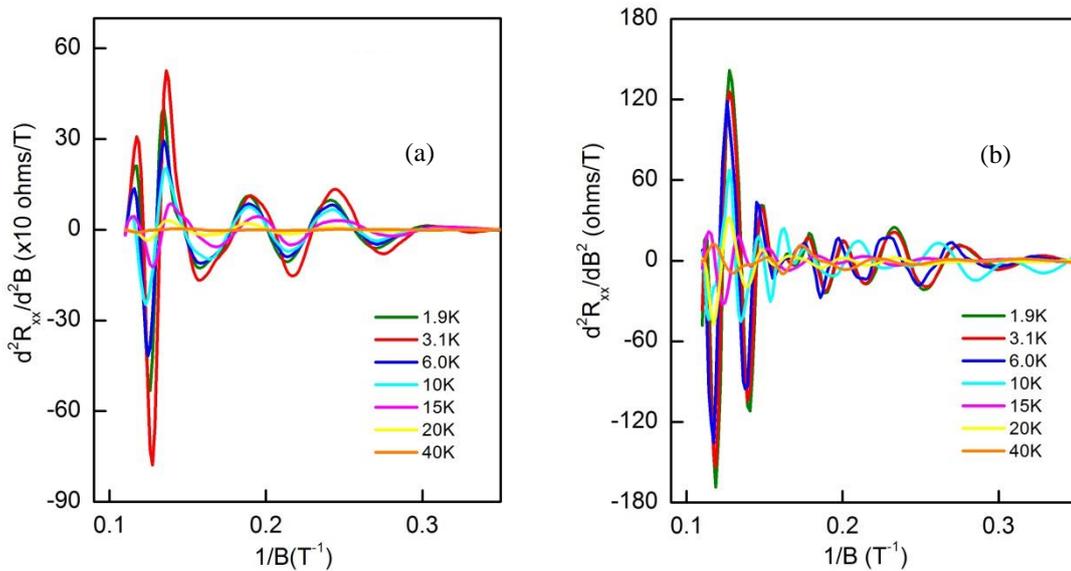


Figura 4.12. Medidas da  $d^2R_{xx}/dB^2$  de magnetorresistência em relação ao inverso do campo magnético para as temperaturas de 1.9K a 40K. É possível perceber que as medidas de magnetorresistência para a amostra não iluminada dez vezes maior do que a amostra iluminada. (a) Amostra não iluminada e (b) amostra iluminada.

A figura 4.12(a) e (b), apresenta  $d^2R_{xx}/dB^2$  em função de  $1/B$  onde é possível verificar que o período entre os picos das oscilações é diferente dependendo da região de campo magnético. Na figura 4.12(b), há presença de maior quantidade de oscilações aparentes do que na figura 4.12(a). É possível analisar as oscilações Shubnikov-de Haas realizando a Transformada de Fourier (FFT) nos gráficos apresentados nas figuras 4.12 (a)-(b) para extrair as componentes das frequências responsáveis pelos batimentos. Escolhendo a faixa de  $0.11T^{-1}$  até  $0.35T^{-1}$ , é calculada a FFT de onde é possível extrair as frequências das oscilações presentes nos gráficos. Esse procedimento é realizado para todas as temperaturas (ver seção 2.4 Efeito de Shubnikov-de Haas) e está representado na figura 4.13.

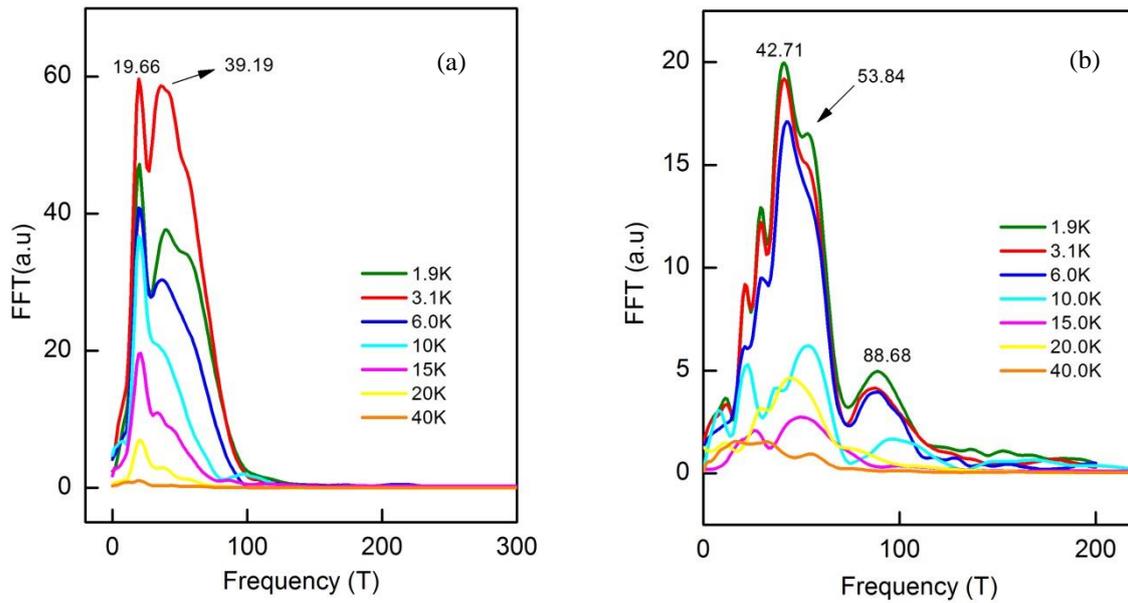


Figura 4.13. Transformada de Fourier em função da frequência para as temperaturas de 1.9K a 40K. (a) amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada. É possível perceber que há diferença nas amplitudes correspondentes às frequências encontradas.

Na figura 4.13(a), na curva sem iluminação, é possível notar a presença de amplitudes de dois picos com duas frequências bem definidas  $f_1 = 19.66$  T e  $f_2 = 39.19$  T. Quando a amostra é iluminada, figura 4.13(b), elétrons ‘saltam’ para níveis de maior energia, gerando assim maior concentração de portadores majoritários, por este motivo as amplitudes referentes às frequências  $f_1 = 42.71$  T e  $f_2 = 53.84$  T são maiores em relação à amostra sem iluminação. Há o aparecimento de um terceiro pico correspondendo à frequência  $f_3 = 88.68$  T para as temperaturas de 1.9 K a 10 K.

Como feito anteriormente na seção 4.1, após verificar qual a origem destes picos é preciso saber qual a origem das frequências  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_3$ . Lembrando que  $S_F^O = 2,1 S_F^L$ , onde  $S_F^O$  corresponde à área projetada pelo vale oblíquo e  $S_F^L$  é a área projetada pelo vale longitudinal. Encontramos que a frequência  $f_1 = 42.71$  T corresponde ao vale longitudinal e a frequência  $f_3$  corresponde ao vale oblíquo, já que calculando a razão  $f_3/f_1$  obtêm-se um valor de aproximadamente 2.1. Com base nestas informações, só há a participação do vale oblíquo na amostra iluminada, figura 4.13(b), devido a maior concentração de portadores majoritários. Ao analisar a frequência  $f_2$ , têm-se para a curva sem iluminação a frequência correspondendo a  $f_2 = 39.19$  T e para a curva iluminada,  $f_2 = 53.84$  T, por serem valores muito próximos das frequências  $f_1$  correspondentes às figuras 4.13(a)-(b), a possibilidade de  $f_2$  ser a contribuição de um segundo harmônico na curva sem iluminação é descartada. Desta forma, é

necessário investigar a origem da frequência  $f_2$ . Essa investigação será tratada mais detalhadamente na seção 4.3 deste mesmo capítulo.

A figura 4.14 apresenta a dependência da amplitude das FFTs com relação à temperatura da amostra, tal como foi realizado para o poço dopado com BaF<sub>2</sub>. As linhas indicam o ajuste realizado utilizando a equação 2.24.

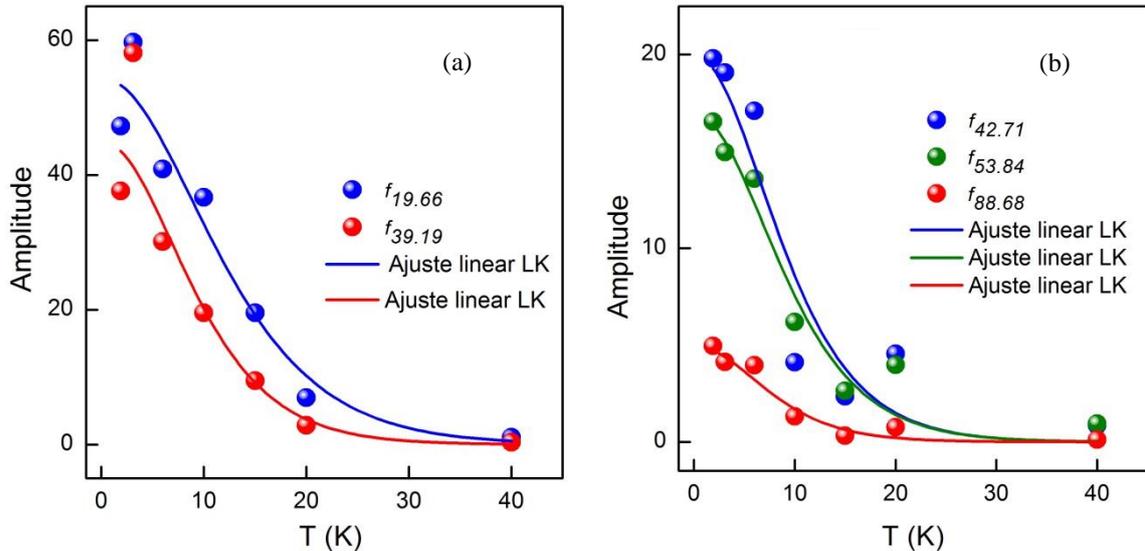


Figura 4.14. A massa efetiva de ciclotron  $m_c^*$  dos portadores associada às oscilações de SdH podem ser extraídas por um ajuste linear da segunda parte da equação de Lifshitz-Kosevich. As linhas são os melhores ajustes do termo termodinâmico da equação de LK. (a) Amostra não iluminada, onde há duas frequências encontradas  $f_{19.66}$  correspondente ao vale longitudinal e  $f_{39.19}$  ao Efeito Rashba e (b) amostra iluminada, onde há três frequências,  $f_{42.71}$  correspondente ao vale longitudinal,  $f_{53.84}$  ao Efeito Rashba e  $f_{88.68}$  ao vale oblíquo.

Para a amostra sem iluminação, figura 4.14(a), foram calculadas as massas efetivas ciclôtrônicas correspondentes a  $f_1$  e  $f_2$ . A massa efetiva ciclôtrônica correspondente à frequência  $f_1$  é  $m_{f_1}^* = (0.054 \pm 0.022) m_e$  e a correspondente a frequência  $f_2$  é  $m_{f_2}^* = (0.070 \pm 0.053) m_e$ , onde  $m_e$  é a massa do elétron livre. Para a amostra iluminada, figura 4.14(b), há três massas efetivas ciclôtrônicas correspondente às frequências  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_3$ . A massa efetiva ciclôtrônica correspondente à frequência  $f_1$  é  $m_{f_1}^* = (0.072 \pm 0.044) m_e$ ; a correspondente a  $f_2$  é  $m_{f_2}^* = (0.070 \pm 0.027) m_e$  e a que corresponde a  $f_3$  é  $m_{f_3}^* = (0.082 \pm 0.027) m_e$ . O comportamento esperado para as massas ciclôtrônicas é que elas possuíssem o mesmo valor quando suas frequências fossem iguais, porém é possível perceber que as frequências  $f_2$  na amostra não iluminada e iluminada são diferentes, mas com o mesmo

valor de massa ciclotrônica. O que as diferem são somente o erro encontrado para cada uma. Para a curva iluminada, há a presença de uma terceira frequência com sua respectiva massa ciclotrônica. Isto ocorre pelo fato de que quando a amostra é iluminada, há maior transferência de portadores para subníveis de maior energia, ou seja, os subníveis próximos à frequência de 88.68 T. Com esta transferência, a massa ciclotrônica, referente à frequência  $f_2$ , perde portadores, fazendo com que fique menor.

Usando a equação 2.1 é possível calcular a concentração de portadores e também a mobilidade de portadores. Utilizando os dados da figura 4.14 e a equação 2.1, é possível obter a concentração de portadores ( $p_{FFT}$ ) e a mobilidade ( $\mu_{FFT}$ ) para cada temperatura medida. Para melhor análise a temperatura 6.0 K foi escolhida. Estes dados estão indicados na tabela IV.

**Tabela IV.** Concentração de portadores e mobilidade para a temperatura de 6K para a amostra sem iluminação e iluminada.

LED	T(K)	$p_{FFT} (m^{-2})$	$\mu_{FFT}$ ( $m^2/V.s$ )
OFF	6.0	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{17}$	$17 \pm 1$
ON	6.0	$(8.8 \pm 0.6) \times 10^{17}$	$10 \pm 2$

É possível notar na Tabela IV que a amostra iluminada possui a concentração de portadores pelo FFT maior do que da amostra sem iluminação. Quando o led é incidido na amostra, os elétrons são promovidos para a banda de condução, aumentando assim a movimentação dos portadores. Em contrapartida, a mobilidade caiu com a incidência de luz. *Pena et al.* [10], em análise sobre poços quânticos de PbTe/PbEuTe do tipo n, constataram que esta diminuição é causada por um mecanismo de espalhamento adicional, provavelmente a interação elétron-elétron devido ao excesso de portadores foto gerados. Com isso, o transporte elétrico ocorre pelo poço e também pelas barreiras.

Com base nestas informações, é possível analisar os valores obtidos de concentração e de mobilidade de portadores para ambas as amostras para nas temperaturas 4.2 K e 6 K. Estes dados estão indicados na tabela V.

**Tabela V.** Comparação dos dados obtidos de concentração e mobilidade de portadores *FFT* para ambas as amostras sob as temperaturas de 4.2 K e 6 K.

Amostra	Temperatura (K)	Led	$p_{FFT}$ ( $m^{-2}$ )	$\mu_{FFT}$ ( $m^2/V.s$ )
16021 (dopada)	4.2	Off	$(1.2 \pm 0.02) \times 10^{17}$	$2.8 \pm 0.3$
		On	$(1.2 \pm 0.01) \times 10^{17}$	$2.9 \pm 0.1$
16022 (não dopada)	6.0	Off	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{17}$	$17 \pm 1$
		On	$(8.8 \pm 0.6) \times 10^{17}$	$10 \pm 2$

*Mengui et. al* [41] verificaram que a dopagem em filmes de PbTe, sem iluminação, com  $BaF_2$  aumenta a concentração de buracos devido à presença de não homogeneidades, com isso há um aumento da dispersão e uma redução na mobilidade. Da tabela V é possível notar que para as amostras sem iluminação, a concentração de portadores pelo FFT são bem parecidas, estão na mesma faixa de erro, por este motivo não é possível afirmar como as concentrações de portadores das amostras se comportam. Para as amostras iluminadas, há um aumento na concentração da amostra não dopada, mostrando assim que esta amostra possui uma maior movimentação de portadores, onde o transporte elétrico ocorre pelo poço e também pelas barreiras. Em relação a mobilidade, para as amostras não iluminadas, a não dopada possui um aumento de aproximadamente seis vezes que o da amostra dopada. Para as amostras iluminadas, a não dopada também aumentou aproximadamente três vezes, o que corrobora com os estudos feitos por *Mengui et. al* [41].

Para obter o melhor ajuste para os níveis de Landau é necessário investigar as componentes oscilatórias. Na figura 4.15 é mostrado o estudo de duas oscilações referentes as temperaturas 3.1 K e 6 K. O diagrama é obtido através de um ajuste linear atribuindo-se valores inteiros  $N$  aos mínimos das oscilações em função de  $1/B$ . Através destes ajustes é possível confirmar as frequências que são encontradas na figura 4.6.

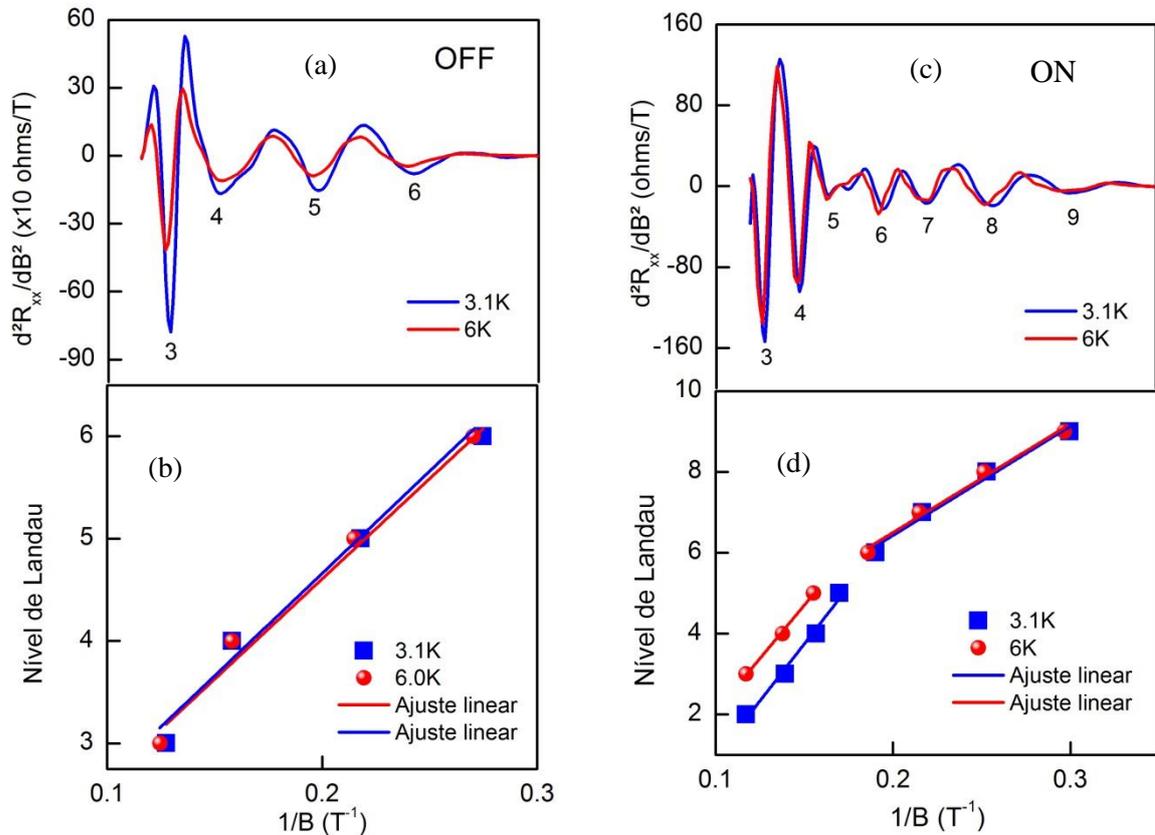


Figura 4.15. Diagramas de Landau. A figura (a) mostra as componentes oscilatórias referentes as temperaturas 3.1K e 6K com os respectivos números inteiros  $N$  para os níveis de Landau encontrados e (b) os ajustes feitos que indicam somente a participação do vale longitudinal na amostra sem iluminação. Já a figura (c) mostra as componentes oscilatórias para as mesmas temperaturas para a amostra iluminada e (d) os ajustes feitos indicam a participação do vale longitudinal.

A figura 4.15(b), sem iluminação, mostra os níveis de Landau encontrados para a amostra. Para encontrar estes níveis foi feita a razão entre o máximo da interpolação das curvas de magnetorresistência, 0.35, e a subtração de dois vales consecutivos destas curvas. O resultado encontrado desta razão foi de 6. Cada vale corresponde a um nível de Landau que são distribuídos nos vales da direita para a esquerda, em ordem decrescente, que são mostrados na figura 4.15(a). Para a figura 4.15(c) o resultado encontrado da razão foi de 9, que estão representados proporcionalmente nos sete vales existentes. Os valores do inverso do campo magnético  $1/B$  são os mesmos para ambas as figuras. Analogamente, o mesmo procedimento foi feito para as figuras 4.15(c) e 4.15(d) referente a amostra iluminada. Na figura 4.15(a) é possível perceber que as oscilações nas temperaturas de 3.1 K e 6 K se comportam de forma similar as amplitudes apresentadas na figura 4.12(a), quando a

temperatura aumenta, a amplitude diminuiu. Já na figura 4.15(c), iluminada, a diminuição da amplitude com o aumento da temperatura é quase imperceptível. Isto ocorre pelo possível fato de os elétrons estarem no mesmo estado de energia nesta faixa de temperatura de 3.1 K a 6 K. Através do ajuste linear feito, nos pontos encontrados na figura 4.15(b), a frequência obtida por eles é  $f = (20.18 \pm 1.74) T$ , valor bem próximo da frequência  $f_1 = 19.66 T$ , referente ao vale longitudinal, encontrada na figura 4.13(a). Para a figura 4.15(d), os ajustes indicaram duas frequências encontradas  $f^1 = (39.35 \pm 3.39)T$ , o que aproxima da  $f_1 = 42,71 T$ , e  $f^2 = (56.48 \pm 4.46) T$ , o que aproxima da  $f_2 = 53.84 T$ , indicando que há participação de um vale longitudinal e de um Splitting Rashba (assunto que será discutido na seção 4.3), encontrada na figura 4.13(b). Era esperado que a frequência  $f_3 = 88.68 T$ , relacionado ao vale oblíquo, também fosse encontrada nos ajustes, o que não ocorreu. Uma possível justificativa é que a participação de apenas duas temperaturas para o ajuste linear não foi suficiente para que esta frequência fosse encontrada.

Das curvas de magnetorresistência também é possível retirar os valores das cristas dos respectivos níveis de Landau, que junto com as massas ciclotrônicas, possibilitam o cálculo do fator  $g$  de Landé, de acordo com a equação 2.5 ( seção 2.1.2 Fator  $g$  de Landé).

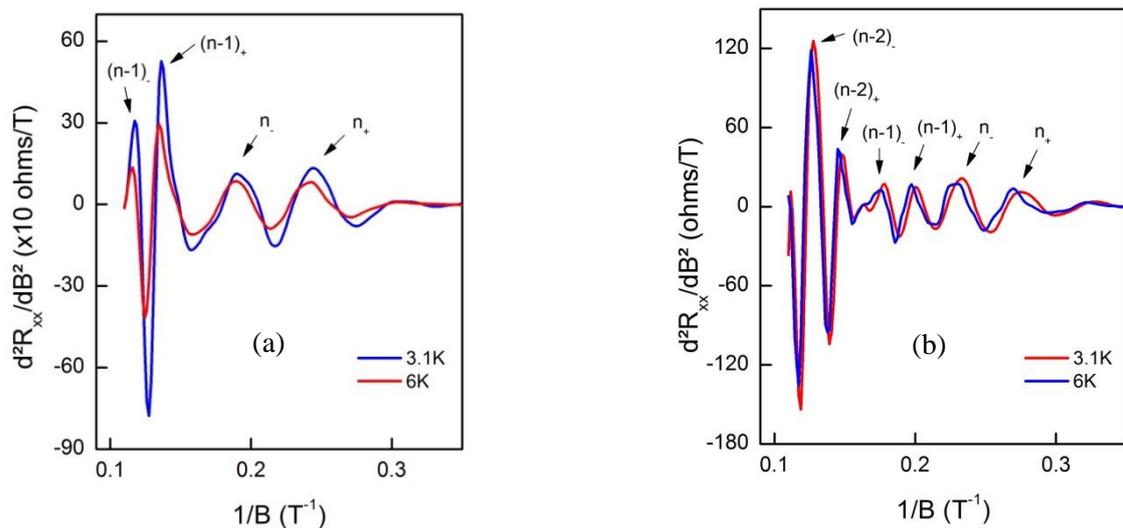


Figura 4.16. Segunda derivada da resistência  $R_{xx}$  em função do inverso do campo magnético  $1/B$ , mostrando a duplicação dos picos devido ao *spin splitting* dos níveis de Landau e os picos associados a  $n_i \pm$  referente ao spin *down* e ao spin *up* utilizados para calcular o  $g$  de Landé. (a) Amostra sem iluminação e (b) amostra iluminada.

Como já dito anteriormente, as figuras 4.8(a) e 4.8(b), mostram a duplicação dos picos devido ao *spin splitting* dos níveis de Landau e os picos associados a  $n_i \pm$  referente ao *spin down* e ao *spin up* para o cálculo do fator  $g$  de Landé. A equação 2.5 (seção Fator  $g$  de Landé) é usada para calcular este fator. Os termos da equação são retirados dos picos das fig 4.8(a) e 4.8(b) e através dos ajustes lineares feitos em 4.7(b) e 4.7(d), a massa ciclôtrônica usada é referente a frequência  $f_1 = 19.66$  T encontrada através destes ajustes. As temperaturas investigadas para este cálculo foram 3.1 K e 6 K e os fatores encontrados estão relacionados na tabela VI.

**Tabela VI** - Relação dos dados para o cálculo do fator  $g$  de Landé para a temperatura de 6 K para a amostra não dopada sem iluminação e iluminada.

LED	Temperatura (K)	Frequência (T)	Massa ciclôtrônica ( $m_e$ )	Fator $g$ de Landé
OFF	6	19.66	$(0.054 \pm 0.022)$	$(18.76 \pm 0.01)$
ON	6	42.71	$(0.072 \pm 0.044)$	$(14.01 \pm 0.01)$

É possível notar que os fatores de Landé tem comportamentos diferentes para as amostras sem iluminação e iluminada. A massa ciclôtrônica quando led está desligado é menor que a da amostra com led ligado, porém o fator  $g$  de Landé é maior. Burke *et al.*[13] em seu trabalho sobre filmes do tipo- $p$  de PbTe relatou que para uma massa ciclôtrônica de  $(0.036 \pm 0.002)m_e$  o fator  $g$  Landé encontrado foi de  $32 \pm 2$ . Na amostra estudada, sem iluminação, a massa ciclôtrônica é de  $m_{f_1}^* = (0.054 \pm 0.022)m_e$  e o fator  $g$  de Landé foi de  $(18.76 \pm 0.01)$ . Para a amostra iluminada, a massa ciclôtrônica é de  $m_{f_1}^* = (0.072 \pm 0.044)m_e$  e o fator encontrado igual a  $(14.01 \pm 0.01)$ . É possível notar que quanto maior a massa ciclôtrônica, menor é o fator  $g$  de Landé.

Com base nas informações obtidas, é possível analisar os valores de massa ciclôtrônica e fator  $g$  de Landé para ambas as amostras para as temperaturas 4.2 K e 6 K. Estes dados estão indicados na tabela VII.

Tabela VII. Comparação dos dados obtidos de massa ciclotrônica e fator  $g$  de Landé para ambas as temperaturas sob as temperaturas de 4.2 K e 6 K.

Amostra	Temperatura (K)	Led	Fator $g$ de Landé	Massa ciclotrônica ( $m_e$ )
16021 (dopada)	4.2	Off	$(26.32 \pm 0.01)$	$(0.035 \pm 0.008)$
		On	$(27.78 \pm 0.01)$	$(0.036 \pm 0.005)$
16022 (não dopada)	6.0	Off	$(18.76 \pm 0.01)$	$(0.054 \pm 0.022)$
		On	$(14.01 \pm 0.01)$	$(0.072 \pm 0.044)$

Pela tabela VII, é possível perceber que os valores obtidos de massa ciclotrônica e fator  $g$  de Landé para a amostra dopada são muito próximos aos obtidos por *Burke et al.* [13]. Nota-se que para a massa ciclotrônica da amostra, não dopada e iluminada, o valor é de aproximadamente o dobro da amostra dopada e iluminada. Enquanto o fator  $g$  é aproximadamente a metade do valor dos resultados obtidos.

Após a análise de ambas as amostras, nota-se que a amostra não dopada e iluminada apresenta um comportamento totalmente fora do esperado para todos os cálculos feitos. Sob iluminação, a amostra possui uma taxa de variação muito grande e o que se percebe ao longo de toda a sua análise é que nas medições o processo de aumentar a temperatura da amostra até 100 K, resfriá-la e realizar a medida para determinada temperatura, não foi feito a partir de 10 K. Por este motivo, apresenta valores tão discrepantes da amostra não dopada sem iluminação, mas mesmo com este processo não sendo feito, não comprometeu integralmente os resultados e a análise da amostra. Outra observação sobre as amostras é que a amostra dopada apresenta valores próximos aos encontrados na literatura, mostrando assim que amostras dopadas são melhores para futuras aplicações.

### 4.3 Efeito Rashba

Uma das explicações para a existência das oscilações de SdH formadas por duas componentes oscilatórias com frequências próximas é a separação do *spin* causada pelo efeito Rashba (seção 2.5). A figura 4.17 mostra a separação  $\Delta k_R$  do elipsóide longitudinal do PbTe devido ao efeito Rashba causada pelas duas orientações de *spin*. Esta configuração cria os contornos de Fermi interno e externo que delimitam as áreas de seção transversal  $S_{F1}$  e  $S_{F2}$ , que podem levar duas componentes oscilatórias de frequências próximas nas oscilações quânticas. Para produzir a razão entre as frequências  $f_1/f_2 = S_{F1}/S_{F2} = 1.12$  observada nas oscilações para o filme de SnTe, o *splitting* entre os elipsóides devido ao efeito Rashba deve ser  $\Delta k_R = 0.006 \text{ \AA}^{-1}$  [21].

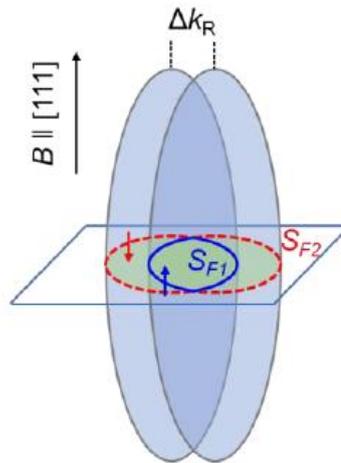


Figura 4.17 – Diagrama que representa o *splitting* Rashba  $\Delta k_R$  do elipsóide longitudinal causada pelo Efeito Rashba. As duas áreas das seções transversais são representadas por  $S_{F1}$  e  $S_{F2}$ . Fonte [21].

Para a amostra dopada sem iluminação, a razão obtida por  $f_1/f_2 = S_{F1}/S_{F2}$  foi de 1.22 e o *splitting* dos elipsóides devido ao efeito Rashba foi de  $\Delta k_R = 0.007 \text{ \AA}^{-1}$ . Já para a amostra dopada sob iluminação, a razão obtida foi de 1.24 e o *splitting* dos elipsóides foi de  $\Delta k_R = 0.008 \text{ \AA}^{-1}$ . É possível perceber que quando a amostra é iluminada a área transversal  $S_{F2}$  é maior e consequentemente o  $\Delta k_R$  também cresce, sendo que a área transversal interna para ambas as amostras não se altera. Isso é devido ao maior número de portadores presentes na amostra sob iluminação. Para a amostra não dopada, a razão obtida sob iluminação encontrada foi de 1.26 com separação de  $\Delta k_R = 0.004 \text{ \AA}^{-1}$ . É possível notar que a razão  $f_1/f_2 = S_{F1}/S_{F2}$  da amostra não dopada e a da amostra dopada, ambas iluminadas, são bem próximas, porém o *splitting* Rashba variou bastante de uma amostra para outra, cerca de 50%.

Como as massas ciclotrônicas longitudinais e a separação dos elipsoides  $\Delta k_R$  da amostra dopada são bem próximas e utilizando a massa ciclotrônica oblíqua  $m_o = 0.063 m_e$ , a energia de Rashba, usando a equação 2.28 (seção Efeito Rashba), encontrada foi de 13 meV.

No caso do PbTe, o efeito Rashba é resultado da presença de armadilhas para portadores de cargas, possivelmente originadas da inomogeneidade ou desordem na rede cristalina, que quebra a simetria de translação no potencial cristalino.

Jin *et al.* [44] encontraram para poços quânticos de CdTe/PbTe/PbSrTe a energia de Rashba de 13.7 meV.

Hasegawa e Silva *et al.* [2], em seu trabalho sobre poços quânticos assimétricos IV-VI relataram que o efeito Rasha nestes poços se mostrou altamente dependente dos parâmetros de sua estrutura e que pode ser muito maior do que em estruturas similares III-IV. Concluíram que além de as barreiras possuírem diferentes materiais, elas também devem ser diferentes em concentrações de Európio a fim de quebrar a degenerescência do spin da banda de condução e sub-bandas de valência do poço quântico. Outro fato estudado foi a dependência da largura do poço, onde a quebra de simetria aumenta a medida que a largura do poço diminui.

Peres *et al.* [34], em seu trabalho, relatou um grande efeito de acoplamento spin-órbita de Rashba em poços quânticos do tipo  $n$  de PbTe por meio do efeito de antilocalização, usando um método computacional e confirmando a possibilidade de aplicação dos compostos IV-VI no desenvolvimento de dispositivos spintrônicos.

## CAPÍTULO 5: CONCLUSÕES

A proposta deste trabalho foi fazer a caracterização elétrica de dois poços quânticos de  $\text{PbTe}/\text{Pb}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Te}$  do tipo  $p$ , sendo um dopado com  $\text{BaF}_2$  e ambos com espessura de 10nm, para investigar o comportamento dessas nanoestruturas quando submetidas a altos campos magnéticos e iluminação.

A amostra dopada estudada apresenta um comportamento metálico. Foram realizadas medidas de magnetorresistência entre as temperaturas de 1.9 K a 40 K com o led ligado e desligado e para o campo magnético variando de 0 a 9 T, a fim de investigar as oscilações de Shubnikov-de Haas presentes nas amostras. As oscilações de SdH são mais evidentes e ocorrem a partir de aproximadamente a 4T medido na amostra dopada tanto sem iluminação quanto iluminada, de forma que vão diminuindo gradativamente à medida que o campo magnético diminui e a temperatura aumenta. As oscilações se tornam ainda mais evidentes para campos acima de 7 T tanto para a amostra não iluminada quanto para a iluminada. Para temperaturas maiores que 20 K, as oscilações são evidentes acima de campos acima de 7 T. Através da *Transformada de Fourier* foram encontradas duas frequências  $f_1 = 60.3$  T e  $f_2 = 74.4$  T para a amostra não iluminada e três frequências  $f_1 = 60.3$  T,  $f_2 = 74.9$  T e  $f_3 = 126.6$  T para a amostra iluminada, sendo as  $f_1$  e  $f_3$  são correspondentes aos vales longitudinais e oblíquos, respectivamente, e  $f_2$  corresponde ao splitting Rashba. Através destas frequências, as massas ciclotrônicas foram calculadas, sendo as relacionadas à frequência  $f_1$  bem parecidas, conforme o esperado. As concentrações de portadores e mobilidades FFT também foram investigadas para as temperaturas de 1.9 K e 4.2 K, onde houve uma discrepância indicando que o transporte elétrico tem condução paralela. Dessa forma, o efeito Hall detecta os portadores em movimento em toda a nanoestrutura enquanto que o efeito SdH é observado somente no poço. Através do ajuste linear dos níveis de Landau, apenas a frequência próxima a  $f_1 = 60.3$  T, correspondendo ao vale longitudinal, foi encontrada na amostra sem iluminação e iluminada. Era esperado que, para amostra iluminada, a frequência  $f_3$  também aparecesse, o que não ocorreu. O fator  $g$  de Landé encontrado para a amostra não iluminada e também sua massa efetiva ciclotrônica é pouco menor que os da amostra iluminada.

As medições de magnetorresistência da amostra não dopada apresentaram as oscilações de Shubnikov-de Haas de forma mais evidente. Sendo que, sem iluminação, as oscilações são evidentes acima de 4 T para todas as temperaturas e para as temperaturas maiores que 15 K há poucas oscilações. Quando o led é ligado, as oscilações possuem

amplitudes menores para as temperaturas menores que 6 K e se apresentam acima de 4 T, mas para temperaturas acima de 10 K, as oscilações são evidentes acima de 7 T e apresentam um comportamento diferente das outras. As duas frequências obtidas para a amostra quando o led está desligado são  $f_1 = 19.66$  T e  $f_2 = 39.19$  T, sendo relacionadas aos vales longitudinal e oblíquo, respectivamente. O esperado é que as amplitudes das curvas diminuam com o aumento da temperatura, mas é possível perceber que a curva referente à temperatura 3.1 K possui uma amplitude bem maior. Isso mostra que os elétrons possuem um comportamento mais estável na faixa desta temperatura. Para a amostra iluminada, três frequências foram encontradas  $f_1 = 42.71$  T,  $f_2 = 53.84$  T e  $f_3 = 88.68$  T, sendo  $f_1$  e  $f_3$  os vales longitudinal e oblíquo, respectivamente, e  $f_2$  referente ao *splitting* Rashba. Com as frequências já conhecidas, as massas ciclotrônicas foram calculadas e é possível perceber que as massas encontradas para as frequências  $f_2$  da amostra sem iluminação e  $f_2$  para amostra iluminada possui o mesmo valor, diferenciando somente pelo erro. Este tipo de resultado foi inesperado, visto que as duas frequências possuem valores diferentes. As concentrações de portadores e mobilidades FFT foram calculadas e pode-se notar que a amostra dopada possui uma mobilidade FFT de aproximadamente seis vezes menor que a amostra não dopada, o que corrobora com estudos já realizados em que a dopagem reduz a mobilidade. Nota-se também que a concentração de portadores para amostra não dopada iluminada é muito maior que todas as concentrações obtidas. Usando os ajustes lineares dos níveis de Landau foram encontradas uma frequência para a amostra sem iluminação, aproximando de  $f_1$ , e duas frequências para a amostra iluminada, sendo próximas das frequências  $f_1$  e  $f_2$ . Usando estas frequências, os fatores  $g$  de Landé para a temperatura 6 K foram calculados, a partir das massas ciclotrônicas obtidas. É possível notar que, quando o led está desligado, o fator  $g$  de Landé aumenta com a diminuição da sua massa efetiva ciclotrônica. Esta amostra quando iluminada apresentou resultados diferentes de todas as situações apresentadas, o que leva a crer que, durante as medições para as temperaturas acima de 10 K, um processo importante foi esquecido. É possível perceber que a mesma apresenta um perfil de persistência e que o ideal seria aquecê-la até a temperatura de 100 K, refriá-la até a temperatura desejada e assim realizar as medições. Com isso, é possível entender o motivo desta amostra quando iluminada ter apresentado resultados tão discrepantes da amostra sem iluminação.

O efeito Rashba estudado para as amostras obteve uma razão das frequências diferente da esperada, chegando aproximadamente a uma variação de 11%. E os vetores de onda oscilaram bastante chegando a uma diferença de 50% no *splitting* Rashba entre a amostra

dopada e a amostra não dopada, ambas iluminadas. A energia de Rashba encontrada foi de 13meV. Mostrando que estes poços quânticos possuem grande possibilidade para aplicação na área de spintrônica.

Os próximos passos serão investigar poços quânticos de diferentes espessuras, o comportamento das amostras estudadas com outro tipo de iluminação e outros fenômenos gerados pelo transporte elétrico nestas amostras, como fotocondutividade, localização e anti-localização de Anderson.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. T. S. C. Preta, **Efeito de magnetorresistência linear em semicondutores de *gap* estreito**. 82p. Dissertação de Mestrado - Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2019.
2. M. M. Hasegawa & E. A. de Andrada e Silva, **Spin-orbit-split in subbands in IV-VI asymmetric quantum wells**. *Physical Review B*. **68**, 205309 (2003).
3. G. Grabeck, *Materials Science-Poland*, **24**, 591 (2006)
4. R. Dalven, **A review of the semiconductor properties of PbTe, PbSe, PbS e PbO**. *Infrared Physics*, **9**, 141 (1969)
5. J. Singleton, E. Kress-Rogers, A. V. Lewis, R. J. Nicholas, E. J. Fantner, G. Bauer, A. Otero. **Magneto-optical studies of strained PbTe**. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, **19**, 1 (1986)
6. G. Springholz, “Chapter 13 – Molecular beam epitaxy of IV-VI semiconductors: multilayers, quantum dots and device applications”, in **Molecular beam epitaxy of IV-VI semiconductors**, Elsevier, 2013, pp 263-310.
7. G. Springholz, G. Lehninger, G. Bauer, M. M. Olver, J. Z. Pastalan, S. Romaine & B. B. Goldberg, **Modulation doping and observation of the integral quantum Hall effect in PbTe/Pb<sub>1-x</sub>EuxTe multi-quantum wells**. *Applied Physics Letters*, **63**, 2908 (1993).
8. A. Prinz, G. Brunthaler, Y. Ueta, G. Springholz & G. Bauer, **Electron localization in n-Pb<sub>12x</sub>EuxTe**. *Physical Review B*. **59**, 12983 (1999).
9. S. Castro, **Medidas de transporte elétrico em semicondutores de *gap* estreito**. 112p. Tese de Doutorado – Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2015.
10. F. S. Pena, **Photoconductivity and electrical transport properties in PbTe single quantum well samples**. 122p. Tese de Doutorado – Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2019.
11. S. A. Mikhailov, **A new approach to the ground state of quantum Hall systems. Basic principles**. *Physica B*. **229**, 6-31 (2001).
12. C. Kittel, **Introduction to Solid State Physics**, 8 ed., ISBN 0-471-41526-X, John Wiley & Sons. Inc. (2005).
13. J.R. Burke, B. Houston & H.T. Savage, **Anisotropy of the Fermi Surface of *p*-type PbTe**, *Physical Review B*, **2**, 1977-1988 (1970)

14. M. A. González Balanta, **Interação entre portadores e íon magnéticos em poços quânticos de InGaAs/GaAs:Mn**. 121p. Tese de Doutorado – Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2014.
15. A. Ishida, S. Matsuura, H. Fujiyasu, H. Ebe & K. Shinohara, **Properties of PbTe/EuTe short period superlattices and their application to Laser diodes**, *Superlattices and Microstructures*, **2**, 575-580 (1986).
16. D. L. Partin, **Single quantum well lead-europium-selenide-telluride diode lasers**, *Applied Physics Letters*, **45**, 487 (1984).
17. D. L. Partin, R. F. Majkowski & D. E. Swets, **Quantum well diode lasers of lead-europium-selenide-telluride**,
18. G. Springholz, T. Schwarz, M. Aigle, H. Pascher & W. Heiss, **4.8 $\mu$ m vertical emitting PbTe quantum-well lasers based on high-finesse EuTe/PbEuTe microcavities**, *Applied Physics Letters*, **76**, 1807 (2000).
19. Z. Shi, M. Tacke, A. Lambrecht & H. Bottner, **Midinfrared lead salt multi-quantum-well diode lasers with 282K operation**, *Applied Physics Letters*, **66**, 2537 (1995).
20. F. D. Rosi, **Thermoelectricity and thermoelectric power generation**, *Solid-State Electronics*, **11**, 833-868 (1968)
21. A. K. Okazaki, **Investigação das propriedades de magnetotransporte no isolante topológico cristalino de telureto de chumbo e estanho**. 104 p. Tese de Doutorado – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2019
22. R. Gans, **Elektronentheorie der Metalle**, *Physik*, **20**, 293 (1906).
23. S. Fujita & A. Suzuki, **Theory of Shubnikov-De Haas and Quantum Hall Oscillations in Graphene under Bias and Gate Voltages**, *Global Journals Inc.*, **14**, 020699 (2014)
24. C. S. Sérgio, **Transporte Quântico em Poços Parabólicos Largos**. 126p. Tese de Doutorado – Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.
25. A. G. Soares, **Magneto-transporte em sistemas semicondutores com gás de elétrons bidimensional**. 70p. Dissertação de Mestrado – Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1994
26. F.R.S.D. Shoenberg, **Magnetic Oscillations in Metals**. Cambridge: University of Cambridge, 1984.

27. H. Murakawa; M. S. Bahramy; M. Tokunaga; Y. Kohama; C. Bell; Y. Kaneko; N. Nagaosa; H. Y. Hwang & Y. Tokura. **Detection of Berry's Phase in a Bulk Rashba Semiconductor.** Science Reports, **342**, 1490-1493 (2013)
28. L. P. He; X. C. Hong; J. K. Dong; J. Pan; Z. Zhang; J. Zhang & S.Y. Li. **Quantum transport evidence for the three-dimensional Dirac semimetal phase in Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub>.** Physical Review Letters, **113**, 1-5 (2014)
29. Y. Zhang; Y. -W. Tan; H. L. Stormer & P. Kim. **Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene.** Nature Letters, **438**, 201-204 (2005)
30. K. S. Novoselov; A. K. Geim; S. V. Morozov; D. Jiang; M. I. Katsnelson; I. V. Grigorieva; S. V. Dubonos & A. A. Firsov. **Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene.** Nature Letters, **438**, 197-200 (2005)
31. F-X. Xiang; X-L. Wang; M. Veldhorst; S-X Dou & M.S. Fuhrer. **Observation of topological transition of Fermi surface from a spindle torus to a torus in bulk Rashba spin-split BiTeCl.** Physical Review B., **92**, 0355123 (2015).
32. S. D. Stranks & P. Plochocka. **The influence of the Rashba effect.** Nature Materials, **17**, 377-384 (2018)
33. O. A. Babilonia Pérez. **Efeito Rashba em isolantes topológicos.** 117p. Dissertação de Mestrado – Universidade de São Paulo, São Paulo, 2016.
34. M. L. Peres; H. S. Monteiro; V. A. Chitta; S. de Castro; U. A. Mengui; P. H. O. Rappl; N. F. Oliveira Jr.; E. Abramof & D. K. Maude. **Experimental investigation of spin-orbit coupling in *n*-type PbTe quantum wells.** Journal of Applied Physics, **115**, 093704 (2014).
35. A. Manchon; H. C. Koo; J. Nitta; S. M. Frolov & R. A. Duine. **New perspectives for Rashba spin-orbit coupling.** Nature Materials, **14**, 871-882 (2015).
36. J. R. Arthur. **Molecular Beam Epitaxy.** Surface Science, 2002, 189-287.
37. A. K. Okazaki. **Estudo de filmes finos de PbTe: CaF<sub>2</sub> crescidas por epitaxia por feixe molecular.** Dissertação de Mestrado - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2015.
38. C. I. Fornari. **Propriedade de filmes finos do isolante topológico telureto de bismuto crescidas por epitaxia de feixe molecular.** Tese de Doutorado - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2017.
39. L. J. Van Der Pauw. **A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape.** Philips Research Reports, **13**, 1-9 (1958).

40. M. L. Peres. **Localização de Anderson e transição metal-isolante em filmes de  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  tipo p.** 150p. Tese de Doutorado – Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.
41. U. A. Mengui, E. Abramof, P.H.O. Rappl, B. Díaz, H. Closs, J. R. Senna & A. Y. Ueta. **Electrical Properties of PbTe doped with BaF<sub>2</sub>.** Journal of Applied Physics, **105**, 043709 (2009).
42. S. Yuan, G. Springholz & G. Bauer. **Electronic and optical properties of  $\text{PbTe}/\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  multiple quantum well structures.** Physical Review B, **49**, 8 (1994).
43. H. A. Mello & R. S. Biasi. **Introdução à Física dos semicondutores.** Editora Edgard Blücher, Brasília, 1975.
44. S. Jin, H. Wu & T. Xu. **Large Rashba splitting in highly asymmetric  $\text{CdTe}/\text{PbTe}/\text{PbSrTe}$  quantum well structures.** Applied Physics Letters **95**, 132105 (2009).