



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

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DANIEL DA CRUZ ALVES

*Investigação do efeito de fotocondução em poços
quânticos de PbTe do tipo p*

Itajubá, Março 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

DANIEL DA CRUZ ALVES

*Investigação do efeito de fotocondução 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, Março 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

DANIEL DA CRUZ ALVES

*Investigação do efeito de fotocondução em poços
quânticos de PbTe do tipo p*

*Dissertação aprovada por banca examinadora em 13 de
março de 2020 conferindo ao autor o título de **Mestre**
em Ciências em Física.*

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Marcelos Lima Peres (Orientador)
Prof. Dr. Paulo Henrique de O. Rappl - INPE
Prof. Dra. Sandra Nakamatsu - UNIFEI

Dedico esse trabalho à minha família

Agradecimentos

Primeiramente a Deus por me iluminar em mais essa etapa da minha vida.

Ao meu orientador, Professor Marcelos por ter me ajudado durante esse projeto. Pelo tempo disponibilizado para tirar dúvidas e discutir a análise dos dados obtidos. Mais uma etapa me guiando profissionalmente.

Aos professores Paulo Henrique O. Rappl e Eduardo Abramof, do INPE, pelo fornecimento das amostras e me receberem tão bem quando estive por lá.

A meus pais e irmãos, que sempre me deram todo o suporte para chegar até aqui. Por toda paciência e compreensão nos momentos em que não pude estar presente compartilhando acontecimentos importantes.

Aos meus companheiros de laboratório, Eliane, Fernando, Thaisa, Luis e Karine por todo o companheirismo e ajuda para realizar as medidas. Por toda a convivência e amizade criada nesses anos de pesquisa juntos. Também a todos os demais professores e colegas do grupo de pesquisa com as discussões durante as reuniões e seminários.

Aos meus amigos da república TatuRodando por todos os anos de convivência e amizade. Aos momentos de muita risada que ajudaram a relaxar a mente.

À CAPES pelo o apoio financeiro.

“Conhece-te a ti mesmo e conhecerás o universo e os deuses”.

(Sócrates)

RESUMO

Neste trabalho, foi realizado um estudo do efeito de fotocondutividade em duas amostras de poços quânticos simples de $\text{PbTe}/\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$, do tipo- p , crescidos, com espessura de 10 e 20 nm, sobre um substrato de BaF_2 . As medições de fotocondução foram realizadas numa faixa de temperatura de 300 – 1,9 K e sob a iluminação de um LED emissor infravermelho (IR). As amostras apresentam fotocondutividade positiva e um efeito de persistência a baixas temperaturas. O efeito de fotocondutividade persistente foi associado à presença de níveis de defeitos no interior da estrutura de bandas dos poços. Ajustes, a partir das curvas de decaimento, foram realizados para obter-se os tempos de recombinação para os dois poços estudados e, assim, obter as posições dos níveis de defeitos responsáveis pelo efeito de persistência. Foram obtidos os tempos de recombinação para cada amostra, indicando que mais de um nível de defeito participa no transporte elétrico dos portadores. No poço com 10 nm de espessura, o nível de defeito torna-se mais efetivo no aprisionamento de portadores para temperaturas inferiores a 20 K e é responsável pelo efeito de persistência na fotocondutividade da amostra que é visível a partir dessa temperatura. Porém, com mais evidência o poço de 10 nm apresentou uma fotoresposta maior para $T = 10$ K do que para $T = 4,2$ K, comportamento esse, que não era esperado. Para o poço de 20 nm, o nível de defeito começa a ter influência a partir de 45 K e assim o efeito de persistência fica evidente a partir dessa temperatura. Medições de efeito Hall também foram realizadas para auxiliar na compreensão da influência da radiação IR no transporte elétrico. Para a amostra com 10 nm de espessura, as medidas indicam que a iluminação aumenta a densidade de portadores e, para uma determinada região de temperatura, há um aumento na mobilidade dos portadores. A alteração nos comportamentos da mobilidade e da densidade de portadores revela a influência no nível de defeito encontrado para a amostra. O aumento na mobilidade ajuda a esclarecer o fato da variação na amplitude de fotocondução em 10 K ser maior que em 4,2 K. Para o poço com 20 nm, a iluminação causa um aumento na densidade dos portadores e uma diminuição na mobilidade a partir de 30 K, mostrando que os níveis de defeitos encontrados influenciam nas curvas de fotocondução da amostra. A saturação apresentada pela curva de mobilidade ajuda a compreender a similaridade entre as amplitudes de fotocondução para 10 K e 4,2 K para o poço com 20 nm.

Palavras-chave: Fotocondutividade, $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$, PbTe , Poços Quânticos

ABSTRACT

In this work, a study of the photoconductivity effect was carried out on two PbTe single quantum well samples, *p*-type, 10 and 20 nm grown on a BaF₂ substrate. Photoconduction measurements were carried out in a temperature range of 300 - 1.9 K and under the illumination of an infrared (IR) emitter LED. The samples presented positive photoconductivity and a persistent effect at low temperatures. The effect of persistent photoconductivity was associated with the presence of defect levels within the well band structure. Adjustments from the decay curves were performed to obtain the recombination times for the two studied quantum wells and, thus, to obtain the positions of the defect levels responsible for the persistence effect. The recombination times for each sample were obtained, indicating that more than one defect level influences the electrical transport of the carriers. In the 10 nm-thick well, the defect level is activated at 20 K and is responsible for the persistence in the photoconductivity of the sample that arises from that temperature. However, the 10 nm well showed a larger photoresponse for $T = 10$ K than for $T = 4.2$ K, a behavior that was not expected. For the 20 nm well, the defect level starts to have an influence from 45 K and thus the persistence effect is evident from that temperature. Hall Effect measurements were also performed to help understand the IR radiation influence on electrical transport. For the 10 nm-thick sample, the measurements indicated that illumination increases the concentration of carriers and, for a given temperature region, an increase in carrier mobility. The change in the behavior of the mobility and concentration of carriers reveals, defect level influence found in the sample. The increase in mobility explains the fact that the variation in the photoconduction amplitude in 10 K is greater than in 4.2 K. For the 20 nm well, the illumination causes an increase in the concentration of carriers and a decrease in mobility from 30 K, showing that the defect levels influence the sample photoconduction curves. The saturation presented by the mobility curve helps to understand the similarity between the photoconduction amplitudes for 10 K and 4.2 K for the 20 nm well.

Keywords: Pb_{1-x}Eu_xTe, PbTe, photoconductivity, quantum wells

Lista de Figuras

Figura 2.1 Estrutura cristalina de uma rede cúbica de face centrada. Para o PbTe os átomos de chumbo, representados pelas superfícies esféricas roxas, se localizam nos vértices e no meio das arestas, as superfícies esféricas amarelas representam os átomos de Te.	5
Figura 2.2 Diagrama de energias para a estrutura de um poço quântico. Em verde tem-se a representação da BC e em amarelo a BV, tanto para o poço quanto para as barreiras. Na figura também é apresentado os valores para os <i>gaps</i> das barreiras e poço.	8
Figura 2.3 Representação da densidade de estados de um poço quântico em função da energia. Os degraus indicam sub-bandas do poço quântico.	9
Figura 3.1 Vista superior do equipamento MBE. Em 1 tem-se a câmara de carregamento que é o acesso ao sistema de deposição por MBE. As setas indicam as hastes de transferência, que realizam a transferência do porta amostras através das câmaras. Em 2 tem-se a câmara de preparação das amostras, onde se processa a desgaseificação do substrato, antes dele ser encaminhado à câmara de crescimento, em 3.	18
Figura 3.2 Porta amostra utilizado nas medições de fotocondutividade, fotografado juntamente com seu esquema de montagem. O porta-amostra possui três canais, e em um desses canais a amostra tem seus contatos soldados com auxílio de fios de ouro. Em outro canal o led é fixado e posicionado de maneira que ilumine de maneira uniforme a amostra.	20
Figura 3.3 Sistema PPMS. Equipamento utilizado para as medidas de fotocondutividade das amostras. Em (a), da esquerda para a direita, a caixa de controle do sistema, a interface de operação do usuário e o compartimento onde se encontra a bobina supercondutora e a câmara de instalação da amostra. Em (b) temos um esquema do sistema de monitoramento da câmara onde se coloca o porta-amostra, indicando as pressões do sistema e o nível de He. E em (c) temos um esquema representando a bobina supercondutora juntamente com a indicação dos níveis de He. O nível seguro de He para o sistema operar gira em torno de 70%, que é quando a bobina está coberta de hélio líquido.	21
Figura 4.1 Curvas dos valores de resistência elétrica em função da temperatura T para o poço com espessura de 10 nm em a) e em b) para o poço de 20 nm.	26
Figura 4.2 Curvas para a condutividade elétrica normalizada (σ/σ_0) em função da temperatura para o poço com espessura de 10 nm em (a) e para o poço de 20 nm em (b), sob a iluminação de um LED emissor de IR.	27

Figura 4.3 Valores máximos atingidos pela condutividade elétrica (σ_{MAX}) em função da temperatura T para o poço de 10 nm de espessura em a) e para o poço de 20 nm de espessura em b), sob a iluminação de um LED emissor de IR.	28
Figura 4.4 Condutividade elétrica normalizada para os poços de 10nm e 20 nm de espessura a temperaturas fixas de 4,2 K em a) e 10 K em b), sob a iluminação de um LED emissor de IR.	29
Figura 4.5 Curvas de decaimento para o poço de 10 nm de espessura em a) e para o poço de 20 nm de espessura em b).....	31
Figura 4.6 Curvas utilizadas no ajuste para obtenção dos tempos de recombinação nos poços a temperatura de 2,5 K, 20 K e 100 K para o poço com 10 nm em a) e para 1,9 K, 20 K, 100 K para o poço de 20 nm em b). Os tempos de decaimentos mais rápidos são representados pelas curvas em vermelho e os mais lentos pelas curvas em verde.	32
Figura 4.7 Logaritmos naturais dos tempos de recombinação mais rápidos para os poços em a) 10 nm de espessura e em b) 20 nm de espessura. As linhas tracejadas referem-se aos ajustes realizados e as setas indicam os valores encontrados para as energias de ativação	35
Figura 4.8 Logaritmo natural para os tempos de recombinação mais lentos encontrados para os poços de 10 nm em a) e 20 nm de espessura em b). As linhas tracejadas em vermelho indicam o ajuste realizado para obtenção da energia de ativação indicadas pelas setas.	37
Figura 4.9 Curvas dos logaritmos naturais dos tempos de recombinação em função de $1/k_B T$ para o poço com 10 nm de espessura. Em (a) as curvas referentes ao tempo mais lento, com o ajuste realizado para obtenção da energia de ativação do nível de defeito. Em (b) a curva da derivada da resistência elétrica em função da temperatura. Em (c) as curvas para o tempo de recombinação mais rápido juntamente com o ajuste realizado. As setas indicam os valores obtidos para cada um dos valores obtidos de $\Delta\epsilon$	38
Figura 4.10 Medidas de caracterização Hall para o poço de 10 nm de espessura. Em a) são apresentadas as curvas referente à densidade de portadores para condições de luz e escuro. Em b) são apresentadas as curvas referentes à mobilidade dos portadores também sob condições de iluminação e escuro. Em c) são apresentados os valores máximos atingidos pela condutividade elétrica σ_{MAX} para $T < 50$ K.....	40
Figura 4.11 Variação da fotocondutividade $\Delta\sigma$ em relação à temperatura (T) para o poço de 10 nm. Pode-se observar que, a partir de $T \sim 4,2$ K, essa variação sofre uma queda que se relaciona com a influência de um nível de defeito ativo a essa temperatura.	41
Figura 4.12 Curvas dos logaritmos naturais dos tempos de recombinação em função de $1/k_B T$ para o poço com 20 nm de espessura. Em (a) as curvas referentes ao tempo mais lento com o	

ajuste realizado para obtenção da energia de ativação do nível de defeito. Em (b) a curva da derivada da resistência elétrica em função da temperatura. Em (c) as curvas para o tempo de recombinação mais rápido juntamente com o ajuste realizado. As setas indicam os valores obtidos para cada um dos valores de $\Delta\varepsilon$42

Lista de Tabelas

Tabela I Valores do <i>gap</i> de energia da liga de $Pb_{1-x}Eu_xTe$ em função da temperatura e da concentração, x , de európio	7
Tabela II Parâmetros utilizados no crescimento das amostras dos poços quânticos de $PbTe/Pb_{0,9}Eu_{0,1}Te$, com 10 nm e 20 nm de espessura, realizado por Epitaxia por Feixe Molecular.....	19
Tabela III Tempos de recombinação obtidos das curvas de decaimento para o poço quântico de 10 nm de espessura.....	33
Tabela IV Tempos de recombinação obtidos das curvas de decaimento para o poço quântico de 20 nm de espessura	33

Lista de Abreviaturas

BaF₂ – Fluoreto de Bário

BC – Banda de condução

BV – Banda de valência

CFC – Cúbica de face centrada

Eu – Európio

FCN – Fotocondutividade negativa

He – Hélio

In - Índio

INPE – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

IR – *Infrared*

LAS – Laboratório Associados de Sensores e Materiais;

LED – *Light Emitting Diode*

MBE – *Molecular Beam Epitaxy*

Pb – Chumbo

PbTe – Telureto de Chumbo

PPMS – *Physical Property Measurement System*

RHEED – *Reflection High Energy Electron Diffraction*

UHV – *Ultra-High Vacuum*

UNIFEI – Universidade Federal de Itajubá

UV - Ultravioleta

Te - Telúrio

SUMÁRIO

Agradecimentos	V
RESUMO	VII
ABSTRACT	VIII
Lista de Figuras	IX
Lista de Tabelas	XII
Lista de Abreviaturas	XIII
SUMÁRIO	XIV
1. CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO	1
2. CAPÍTULO 2: REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	4
2.1 Propriedades elétricas e estruturais do PbTe	4
2.1 Ligas de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$	6
2.2 Poços Quânticos de PbTe	7
2.3 Efeito de Fotocondutividade	10
2.4 Mecanismos de recombinação	14
3. CAPÍTULO 3: MATERIAIS E MÉTODOS	17
3.1 Epitaxia de Feixe Molecular	17
3.2 Medidas de fotocondutividade	20
3.3 Efeito Hall	22
4. CAPÍTULO 4: RESULTADOS E DISCUSSÕES	26
4.1 Níveis de defeitos	30
4.1.1 Amostra com 10 nm de espessura	37
4.1.2 Amostra com 20 nm de espessura	41
5. CAPÍTULO 5: CONCLUSÕES	46
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	48

CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO

A necessidade do desenvolvimento de novas tecnologias tem promovido um grande avanço na área da física da matéria condensada nos últimos anos. A pesquisa e o desenvolvimento de novos dispositivos optoeletrônicos cada vez mais confiáveis e de alto desempenho passam a ganhar visibilidade por vários pesquisadores em todo o mundo. Um dos fenômenos descoberto durante esse desenvolvimento envolve o efeito de fotocondutividade negativa (FCN), de grande importância devido a sua aplicação no desenvolvimento de nano-dispositivos optoeletrônicos [1,2].

A utilização do princípio do efeito de fotocondutividade clássico na investigação da presença de níveis de energia, provenientes da desordem na estrutura de bandas de materiais semicondutores, já vem de longa data [3]. Esse tipo de estudo pode ser utilizado para o desenvolvimento de sensores que sejam operacionais desde a região do infravermelho (IR) até o ultravioleta (UV). Para a região do infravermelho, foi verificado que estruturas baseadas em telureto de chumbo (PbTe), como por exemplo poços quânticos, exibem uma rápida resposta para a faixa de temperatura de 300 até 10 K [4]. O efeito de fotocondutividade é um fenômeno óptico e ocorre quando um material se torna eletricamente mais condutor devido à absorção de radiação eletromagnética. Quando, por exemplo, um material semiconductor absorve os fótons incidentes, o seu número de elétrons livres aumenta. Para que ocorra aumento na sua condutividade elétrica, a luz que atinge o semiconductor deve possuir energia suficiente para promover elétrons da banda valência para a banda de condução, tornando-os livres, o mesmo também acontece com os elétrons nos níveis de impurezas, situados no gap de energias proibidas, doravante referidas, simplesmente, por gap[5].

Em relação ao fenômeno da fotocondutividade negativa (FCN), sua manifestação se dá quando o material, ao sofrer influência da luz, apresenta uma queda na condutividade elétrica. Estudos em compostos baseados em PbTe, indicaram a presença desse fenômeno em filmes epitaxiais de ligas ternárias de telureto de chumbo e estanho, $Pb_{1-x}Sn_xTe$, e que pode ser observado até mesmo em temperatura ambiente [6]. Uma das causas relacionadas ao seu aparecimento se deve aos níveis de defeitos que possam estar localizados no gap e, assim, alterando a dinâmica das taxas de geração e recombinação e, conseqüentemente, contribuindo para a queda na condução elétrica. *Pirralho et al.* [7] observaram o efeito de FCN em filmes metálicos de $Pb_{1-x}Eu_xTe$ sobre a influência de radiação IR em uma faixa de temperatura de 77 - 300 K. Além disso, o efeito de fotocondutividade negativa desperta grande interesse devido

ao seu potencial em aplicações que envolvam dispositivos fotodetectores e memórias não voláteis [6,7].

Outro fenômeno que tem sido objeto de estudo em diversos materiais é o efeito de fotocondutividade persistente [8,9,10]. Esse efeito tem sua manifestação a baixas temperaturas como principal característica e já foi observado em alguns estudos à temperatura ambiente como, por exemplo, em filmes de $\text{PbTe}:\text{BaF}_2$, do tipo- p , e para filmes não dopados de PbTe , tipo- p [11]. A presença do efeito de fotocondutividade persistente é relacionada à presença de níveis de defeitos que surgem na estrutura de bandas do material e que alteram a dinâmica do transporte elétrico dos portadores.

O objetivo deste trabalho é o estudo do efeito de fotocondutividade em poços quânticos de $\text{PbTe}/\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$, do tipo- p , que foram crescidos sobre substratos de fluoreto de bário (BaF_2), em um intervalo de temperatura de 300 – 1,9 K e submetidos à iluminação de um LED infravermelho. Ambas as amostras apresentaram efeito de fotocondutividade persistente em suas medições de fotocondução. Assim, as medições de fotocondutividade em heteroestruturas permitem investigar o efeito dos níveis de defeito nas propriedades de transporte em função das temperaturas, estimar a posição do nível de armadilha nas estruturas de banda e sua influência na amplitude da fotocondução.

Este trabalho se divide em cinco capítulos. No segundo Capítulo é apresentado uma revisão bibliográfica das características estruturais do PbTe , bem como suas propriedades elétricas. Também são descritas características relacionadas à heteroestrutura de um poço quântico de $\text{PbTe}/\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ que são estudadas no trabalho. Em seguida, são abordados os três tipos de fotocondutividade: positiva, negativa e persistente. Encerrando este capítulo, é feita uma discussão sobre o funcionamento dos mecanismos de recombinação e a obtenção dos tempos de recombinação, com vistas ao melhor entendimento do efeito de fotocondução.

No terceiro Capítulo, são apresentados os materiais e métodos utilizados no trabalho. Inicialmente, uma breve explicação sobre o método de crescimento das amostras, através da técnica de epitaxia de feixe molecular, conhecido por MBE (*Molecular Beam Epitaxy*). Logo após, são apresentados os equipamentos que auxiliaram nas medições de fotocondução, bem como o esquema de montagem do aparato e a obtenção dos dados experimentais. Por fim, a teoria de funcionamento do Efeito Hall, que é a base de caracterização dos métodos utilizados neste estudo.

O Capítulo 4 traz a análise e a discussão dos resultados das medições de fotocondutividade realizadas nos poços quânticos. Assim, é possível explicar o efeito de fotocondutividade persistente, que surge a baixas temperaturas, e o comportamento anômalo da

amplitude de resposta para uma das amostras, relacionando-os com a presença de níveis de defeitos na estrutura do material.

No Capítulo 5, são apresentadas as causas dos efeitos observados nas medidas de fotocondutividade e sua influência nas amplitudes de fotoresposta para os dois poços. É explicado como a mudança na concentração e mobilidade dos portadores alteram a dinâmica dos portadores nas amostras e, por fim, os próximos passos que serão tomados para que uma compreensão total do efeito observado possa ser realizada.

CAPÍTULO 2: REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

No presente capítulo, são abordadas as propriedades elétricas e estruturais das amostras de um poço quântico de PbTe/Pb_{1-x}Eu_xTe. Também serão descritos os modelos teóricos que auxiliam na análise dos fenômenos de fotocondutividade e por último, serão apresentados alguns formalismos necessários para o estudo das propriedades de transporte elétrico.

2.1 Propriedades elétricas e estruturais do PbTe

O PbTe é um semicondutor pertencente à família IV-VI da tabela periódica e apresenta algumas características particulares que o diferencia da maioria dos semicondutores mais comumente estudados. Essas características fazem com que estruturas baseadas em PbTe despertem um grande interesse no estudo de suas propriedades e tenham um grande potencial em aplicações no desenvolvimento de sensores, que operam na faixa do IR, diodos e de dispositivos spintrônicos [12,13]. Uma das propriedades apresentadas pelo PbTe é referente ao seu pequeno gap que é cerca de 190 meV quando $T \sim 4,2$ K e 300 meV a 300 K [14], que o faz ser classificado como um semicondutor de gap estreito. Além disso, o PbTe possui alto valor da sua constante dielétrica ($\epsilon \sim 1470$ à 4,2 K), alta anisotropia de massa efetiva dos portadores ($m_l/m_t \sim 10$) e alto valor do fator g de Landé [15]. Como o PbTe possui um gap de energia variável, de acordo com a temperatura do sistema, é possível obter o seu valor através da expressão [16]:

$$\epsilon_g(T) = 190 + \frac{0.45T^2}{T+50}, \quad (2.1)$$

com valor expresso em meV.

O alto valor que a constante dielétrica possui a baixas temperaturas permite que o material apresente uma maior blindagem às impurezas ionizadas que possam estar presentes na rede, evitando, assim, o espalhamento dos portadores de carga. Os baixos valores das massas efetivas associados ao valor da constante dielétrica fazem com que o material apresente altos valores de mobilidades para os portadores, cerca de 2×10^6 cm²/Vs para $T = 5$ K [17,18]. Por se tratar de um semicondutor degenerado, o PbTe também apresenta concentração de portadores elevada quando comparado aos semicondutores mais comuns. Essa concentração é aproximadamente

da ordem de 10^{17} cm^{-3} à temperatura ambiente, enquanto alguns dos semicondutores mais comuns, como por exemplo o GaAs, apresenta uma concentração de portadores da ordem de 10^6 cm^{-3} à mesma região de temperatura [19].

Com relação à estrutura cristalina, o PbTe se cristaliza em uma estrutura semelhante à do cloreto de sódio, que é a estrutura cúbica de face centrada (CFC). Essa estrutura cristalina é a mesma para outros compostos pertencentes à família IV-VI, como PbS, SnTe, PbSe. Essa estrutura da rede do PbTe pode ser vista como uma sobreposição de duas estruturas CFCs, onde cada uma delas é composta por átomos semelhantes deslocados de metade da aresta do cubo. A composição da estrutura, que pode ser vista na Figura 2.1, consiste em um átomo de chumbo (Pb) localizado na posição $(0, 0, 0)$ e um de telúrio (Te) na posição $(1/2, 0, 0)$. O excesso de átomos metálicos (vacâncias de Te) ou associado ao excesso de calcogênio (vacâncias de Pb) fornecem níveis que podem assumir um caráter doador ou aceitador. Desta forma o caráter p ou n do material é determinado pelo balanço da estequiometria da liga [20,21].

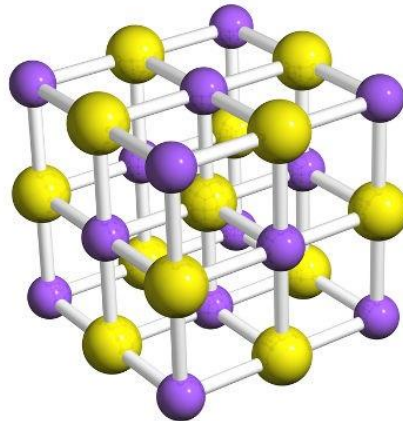


Figura 2.1 Estrutura cristalina de uma rede cúbica de face centrada. Para o PbTe os átomos de chumbo, representados pelas superfícies esféricas roxas, se localizam nos vértices e no meio das arestas, as superfícies esféricas amarelas representam os átomos de Te.

Em relação à estrutura de bandas do PbTe, diversos estudos já foram realizados e mostraram que o PbTe apresenta sua estrutura composta por quatro elipsoides de revolução, um na direção longitudinal $\langle 1 1 1 \rangle$ e outros três posicionados na direção oblíqua e com orientações $\langle \bar{1} 1 1 \rangle$, $\langle 1 1 \bar{1} \rangle$ e $\langle 1 \bar{1} 1 \rangle$ [23, 24]. Todas as teorias apresentadas em relação à estrutura de bandas do PbTe indicam a existência de um pequeno gap direto no ponto L da zona de Brillouin, onde estão localizados o fundo da banda de condução (BC) e o topo da banda de valência (BV);

as energias têm degenerescência quádrupla [25]. Uma característica importante também é em relação à anisotropia apresentada pelas massas efetivas transversal (m_t) e longitudinal (m_l) que são determinadas em relação à direção $\langle 1\ 1\ 1 \rangle$. O forte acoplamento spin-órbita presente no PbTe também tem uma contribuição importante para a alta anisotropia da superfície de Fermi, fazendo com que a relação entre a massa longitudinal e transversal (m_l/m_t) seja aproximadamente igual a 10, enquanto para os outros semicondutores isotrópicos essa relação é igual a 1 [26].

Além das características mencionadas, o PbTe possui um valor alto do fator g de Landé, que acaba possibilitando um forte efeito Zeeman, tornando-o um material com potencial de aplicação na confecção de dispositivos baseados em spintrônica, como filtros de spin [27]. No efeito Zeeman, quando um átomo está sob a influência de um campo magnético externo uniforme, \vec{B} , cada componente do espectro atômico desdobra-se num certo número de linhas equidistantes. Assim, a interação do campo magnético \vec{B} com o momento orbital ou o spin dos elétrons na amostra, exerce uma influência na energia total da forma $\pm 1/2 g\mu_B B$, o que resulta em um acoplamento spin-órbita muito forte, levando à degenerescência das bandas de energia, causando essa divisão nos seus espectros [28].

2.1 Ligas de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$

Em relação às ligas de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$, o gap de energia pode ser obtido levando em conta não somente a temperatura à qual o sistema é submetido, mas também a concentração x de európio (Eu) que foi introduzida na liga durante seu crescimento. A expressão utilizada para esse cálculo é dada por [14]:

$$\varepsilon_g(x, T) = 189.7 + 0.48T^2 \frac{(1-7.56x)}{T+29} + 4480x . \quad (2.2)$$

Essa expressão, dada em unidades de meV, é somente válida para valores de concentração de x até 0,1 e isso se deve ao fato de ε_g ser monotonicamente linear até essa concentração de európio na liga. Através dela, é possível notar que a temperatura exerce uma maior influência no gap do material para concentrações menores de Eu, causando uma significativa diminuição em seus valores, como pode ser visto na Tabela I.

Tabela I Valores do gap de energia da liga de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ em função da temperatura e da concentração, x , de európio

T(K)	$x \sim 0,01$	$x \sim 0,05$	$x \sim 0,1$
10	235 meV	414 meV	638 meV
300	355 meV	495 meV	669 meV

Quando se dá a formação das ligas de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$, os átomos de Eu substituem os átomos de Pb na rede cristalina. Essa introdução de átomos de Eu não altera a estrutura cristalina da rede, que se mantém como CFC para concentrações de európio entre 0 e 1. Porém, com a introdução de európio, originam-se pequenos desvios na composição estequiométrica da liga binária de PbTe, que se apresentam como defeitos pontuais na rede cristalina e podem se tornar eletricamente ativos.

Estudos reportados na literatura, revelam que os níveis de energia (aceitadores/doadores), introduzidos pela adição de impurezas, não se localizam no interior da banda proibida e são ressonantes com as bandas de condução e valência, fazendo com que o material apresente portadores livres até mesmo em temperaturas muito baixas, o que dá ao PbTe um caráter metálico [22].

2.2 Poços Quânticos de PbTe

Heteroestruturas, conhecidas como poços quânticos, podem ser visualizadas como uma espécie de sanduíche de dois materiais semicondutores. O poço propriamente dito corresponde a uma camada fina de um material semicondutor, com algumas centenas ou dezenas de angstroms de espessura, e que possui um gap de energia menor do que o material que compõem barreiras que o envolve. A Figura 2.2 mostra um perfil de potencial elétrico para um poço quântico, com um diagrama de energias. A banda de condução é representada pela linha em amarelo enquanto a linha verde indica a banda de valência. O gap de energia entre as bandas de condução e de valência das barreiras, formadas por uma camada de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$, é representado por E_{gb} e é igual a 727 meV. Para o poço de PbTe, o gap de energias proibidas entre as bandas é $E_{gw} = 190$ meV. Na figura, também são apresentados a diferença de energia entre o fundo e o topo da banda de condução ($\Delta E_c = 295$ meV) e entre o topo e o fundo da banda de valência ($\Delta E_v = 242$ meV). Quando os portadores são confinados no poço, estados de energias são

gerados devido a esse confinamento espacial e só podem assumir valores discretos (estados quantizados).

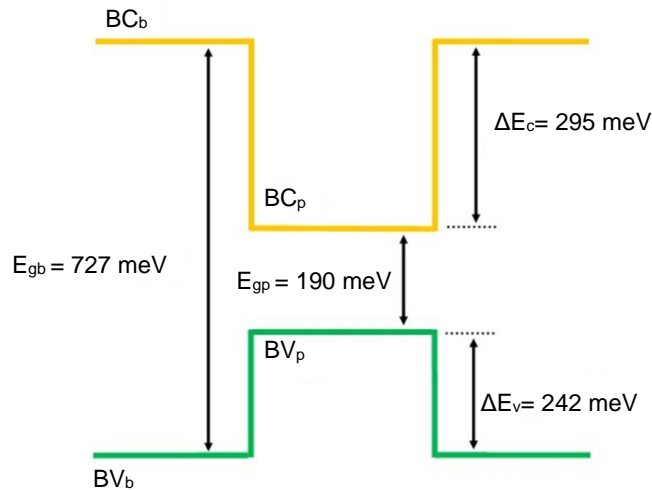


Figura 2.2 Diagrama de energias para a estrutura de um poço quântico. Em verde tem-se a representação da BC e em amarelo a BV, tanto para o poço quanto para as barreiras. Na figura também observa-se os valores para os gaps das barreiras e poço. Os valores referentes ao deslocamento entre as bandas de condução e valência são dados por ΔE_c e ΔE_v , respectivamente

Um importante parâmetro nessa estrutura são os valores de deslocamento entre as bandas de energia de valência e de condução. O cálculo desse parâmetro ajuda a determinar uma estimativa da profundidade dos poços na BC e na BV. Esse deslocamento é comumente descrito através da porcentagem da diferença de energia entre os gaps, neste caso, do poço de PbTe e das barreiras de $Pb_{1-x}Eu_xTe$. Através da Figura 2.2, é possível obter esses valores subtraindo E_{gb} de E_{gp} que é igual a 537 meV. A partir disso, considera-se a porcentagem de 55:45 para a BC e BV, e os valores obtidos foram 295 meV e 242 meV, respectivamente. Para o caso dos poços de $PbTe/Pb_{1-x}Eu_xTe$ investigados neste trabalho, a mesma porcentagem utilizada para o deslocamento entre a BC e a BV é levado em conta [29].

Quanto às propriedades ópticas de um poço quântico, analisa-se as transições que ocorrem com os elétrons que são excitados na banda de condução e os buracos que surgem na banda de valência. Pode-se considerar que os níveis de energia confinados no poço formam um sistema bidimensional (2D). A densidade dos estados confinados no interior do poço deve ser uma constante para energias superiores ou iguais à energia do nível de energia. Somando então as densidades de estados dos níveis de energia no poço, deve-se obter assim uma série de degraus

para cada um dos níveis que estão confinados, como apresentado na Figura 2.3, para os estados da banda de valência ou de condução de um poço quântico.

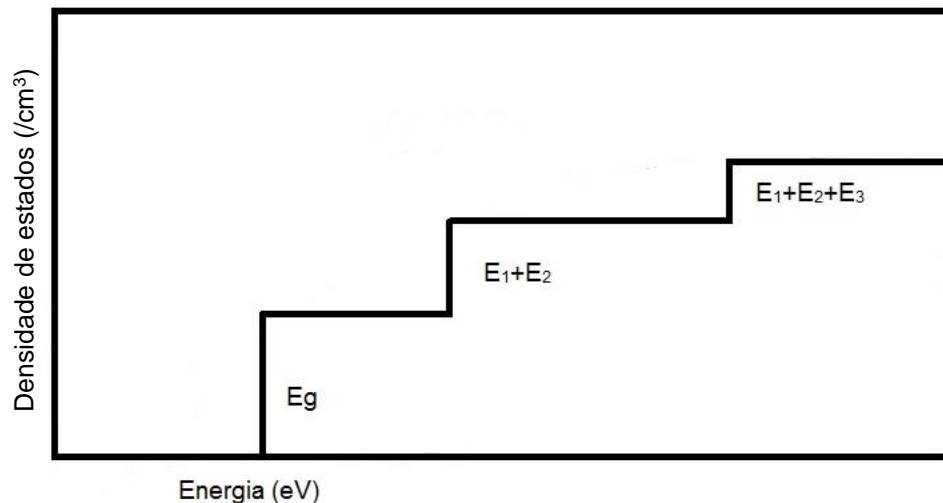


Figura 2.3 Representação da densidade de estados de um poço quântico em função da energia. Os degraus indicam sub-bandas do poço quântico.

Muitos estudos sobre essas estruturas já foram realizados como, por exemplo, múltiplos poços quânticos de PbTe/EuTe crescidos por epitaxia de feixes termicamente colimados [30]. Em um desses estudos foram investigadas propriedades ópticas e de magnetorresistência, além das propriedades estruturais através da difração de raios-X. Um laser, a partir desses múltiplos poços quânticos, foi criado para emitir um pulso capaz de operar na faixa de $4,4 \mu\text{m}$, porém a qualidade não foi satisfatória já que a técnica de crescimento resultou em algumas imperfeições e desvios estequiométricos de EuTe. Outro estudo utilizou um laser de diodo baseado em poços quânticos de PbTe, usando técnica de crescimento por MBE. Esse estudo permitiu encontrar uma faixa de pulsação para o laser de $6,5 \mu\text{m}$ para uma temperatura de aproximadamente 13 K até $4,41 \mu\text{m}$ a aproximadamente 241 K [31].

Outra aplicação envolvendo poços quânticos de PbTe é a utilização em dispositivos termoelétricos, devido aos aumentos significativos da figura de mérito (ZT) em sistemas de baixa dimensionalidade[32], lembrando que $Z = S^2\sigma K^{-1}$, corresponde ao produto do coeficiente Seebeck ao quadrado pela condutividade elétrica e o inverso da condutividade térmica.[33].

Alguns fenômenos físicos que aparecem nas estruturas dos poços quânticos de PbTe também despertam interesse para pesquisa envolvendo física básica como, por exemplo, o efeito Hall quântico e oscilações de Shubnikov-de Haas. Isso está relacionado à característica da superfície de Fermi apresentada pelos poços e devido ao alto valor do fator g de Landé.

Neste trabalho, como mencionado, foram investigadas as propriedades elétricas e fotoelétricas de poços quânticos de PbTe, do tipo p , com espessuras de 10 e 20nm, crescidos entre barreiras de $\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$.

2.3 Efeito de Fotocondutividade

O estudo do efeito de fotocondutividade tem grande importância no auxílio à compreensão das propriedades de transporte elétrico em materiais semicondutores e uma contribuição significativa para a construção e otimização de dispositivos optoeletrônicos como sensores de IR e termo geradores [34,35,36]. A investigação do efeito de fotocondutividade permite o desenvolvimento de sensores que operam na faixa que compreende desde a região do infravermelho até o ultravioleta [37]. A fotocondutividade é observada quando um feixe de luz incide em um material de má condução (por exemplo, um isolante ou semicondutor) e a energia do fóton é suficientemente alta para excitar um elétron de um estado ocupado da banda de valência para um estado vazio da banda de condução. O efeito de fotocondução ocorre devido à absorção da energia dos fótons pelos elétrons distribuídos nas bandas de energia do material. Devido ao ganho de energia, os elétrons que antes ocupavam estados na banda de valência passam a ocupar estados de maior energia situados, na banda de condução. Para que ocorra a promoção de portadores de carga para níveis de maior energia, é necessário que a energia do fóton incidente seja maior que o gap do semicondutor. Com isso, os portadores de carga se deslocam da banda de valência, ou de níveis discretos de energia, possivelmente, situados no gap, devido à presença de impurezas ou defeitos na rede cristalina, para a banda de condução, dando início ao processo de fotocondução. Se o material for um semicondutor do tipo- n , os portadores de carga (elétrons) ao serem promovidos da banda de valência para a banda de condução dão início ao processo de fotocondução. Para um semicondutor do tipo- p , os elétrons ao serem promovidos à banda de condução deixam lacunas (buracos) na banda de valência e através dos estados vazios se dá a fotocondução. Um esquema de como ocorre essa promoção de portadores da banda de valência para a banda de condução pode ser visto na Figura 2.4. Em

outras palavras, quando um feixe de luz incidente, com energia maior ou pelo menos igual ao gap do material, interage com um elétron localizado na banda de valência, esse elétron absorve a energia do fóton e se promove à banda de condução, deixando uma lacuna (buraco) na banda de valência, iniciando o processo de fotocondução.

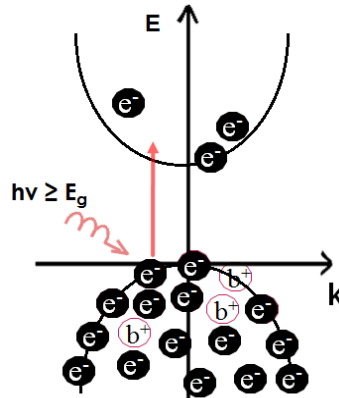


Figura 2.4 Esquema mostrando o efeito de fotocondução em um semicondutor. O fóton incidente no material precisa ter energia maior que o gap do material para excitar o elétron da banda de valência para a banda de condução. Fonte Pirralho (2017)

O processo de fotocondutividade se baseia em três princípios: fotosensibilidade, velocidade de resposta e fotoresposta (resposta espectral) do material. A fotoresposta pode ser observada como sendo positiva, negativa e persistente. Para o caso de uma fotoresposta positiva, observada em grande parte dos materiais semicondutores, a condutividade aumenta quando o material é exposto à luz. Para fotoresposta negativa, como mostrado na Figura 2.5, a condutividade diminui sob influência da iluminação.

Esse fenômeno de FCN foi observado em filmes do tipo-*p* de $\text{Pb}_{0,56}\text{Sn}_{0,44}\text{Te}$, sob influência de um LED IR [6], e de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ [38]. Esse efeito pode ocorrer devido à redução da mobilidade de portadores na banda de condução e, simultaneamente, a ocupação de estados vazios na banda de valência [39]. Já a fotoresposta persistente ocorre quando a condutividade do material, após a retirada da iluminação, não retorna ao seu valor inicial, podendo demorar várias horas ou até mesmo dias para retornar ao patamar inicial [40].

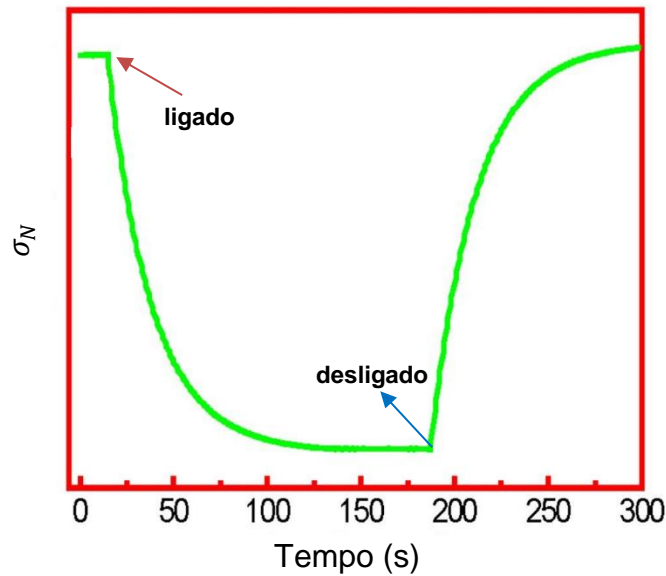


Figura 2.5 Curva representando o efeito de fotocondutividade negativa. A fotoresposta é negativa quando a iluminação é acionada (seta vermelha). Adaptado de Guo (2015).

A fim de compreender como a condutividade se comporta sob a influência da luz, primeiramente é necessário entender o comportamento de um semicondutor na ausência de iluminação. Supondo-se que um semicondutor possua uma concentração de elétrons n_0 e uma concentração de buracos p_0 . Então, a condutividade elétrica pode ser obtida através de [40]

$$\sigma_0 = e(n_0\mu_{n_0} + p_0\mu_{p_0}), \quad (2.2)$$

onde μ_{n_0} e μ_{p_0} são, respectivamente, as mobilidades dos elétrons e buracos, e é a carga do elétron. Quando o material é submetido à influência da luz, a condutividade ganha um termo adicional $\Delta\sigma$ dado por:

$$\sigma_L = \sigma_0 + \Delta\sigma. \quad (2.3)$$

Supondo que a condutividade seja devida apenas a um tipo de portador no escuro, *i. e.*, elétron ou buraco, a Equação (2.2) torna-se:

$$\sigma_0 = en_0\mu_{n_0}. \quad (2.4)$$

Dessa maneira, tem-se na presença da luz a seguinte expressão:

$$\sigma_0 + \Delta\sigma = e(n_0 + \Delta n)(\mu_0 + \Delta\mu) . \quad (2.5)$$

A excitação causada pela iluminação faz com que uma variação Δn ocorra sobre a concentração de portadores e uma alteração $\Delta\mu$ na mobilidade. O que faz com que a variação da fotocondutividade possa ser escrita na forma:

$$\Delta\sigma = e[\mu_0\Delta n + \Delta\mu(n_0 + \Delta n)] . \quad (2.6)$$

Através da equação acima é possível prever o efeito de fotocondutividade negativa, uma vez que as variações da concentração (Δn) e da mobilidade ($\Delta\mu$) dos portadores podem assumir valores negativos devido à provável localização de elétrons nos níveis de defeitos que o material possa apresentar.

Em relação ao efeito de fotocondutividade persistente, tem-se que esse efeito é uma importante ferramenta para auxiliar na determinação de possíveis níveis de impurezas, ou defeitos, localizados dentro da banda proibida do material. Alguns trabalhos reportados na literatura já foram realizados mostrando materiais semicondutores que apresentaram persistência na fotocondutividade, tais como GaAs [41], heteroestruturas de AlGaIn/GaN [42] e compostos baseados em PbTe [11]. Alguns modelos foram propostos para explicar o efeito de fotocondutividade persistente e um dos mais aceitos é sobre a existência de possíveis níveis energéticos, que se comportam como barreiras de potenciais situados na banda proibida, e esses níveis discretos surgem nos materiais devido aos defeitos na rede e nas interfaces de heterojunções, impurezas e efeitos de superfície [43]. Esses defeitos criam níveis de energia que funcionam como uma região de captura de portadores, também chamados de armadilha (*traps*), causando uma lentidão no processo de recombinação, como representado na Figura 2.6. Nesta figura é possível observar um esquema simplificado das bandas de condução e de valência de uma material. No gap, níveis discretos de energias podem surgir, como é o caso dos níveis de defeitos (armadilhas), bem como níveis que podem se comportar como doadores ou aceitadores (E_d e E_a). Ao se recombinarem, os elétrons fotogerados podem decair para um nível menos energético como, por exemplo, para um nível de defeito situado no gap, como indicado na figura (reta vermelha) ou até mesmo se promover da banda de valência para um estado vazio localizado em um nível de energia no interior do gap.

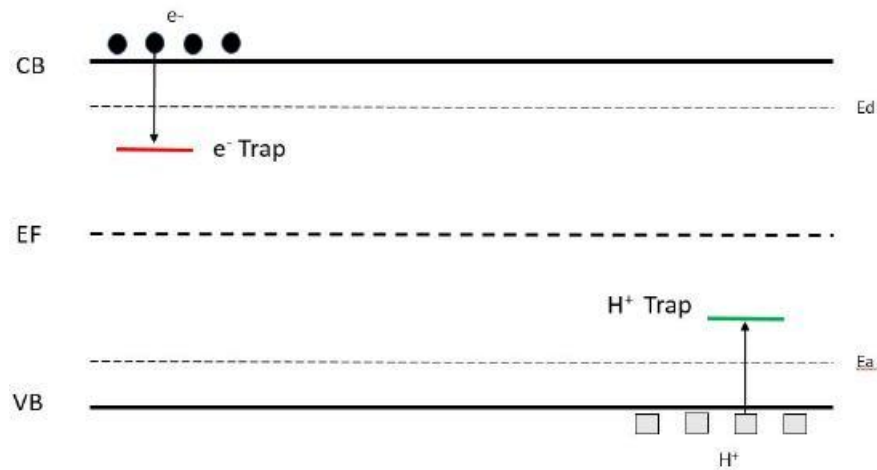


Figura 2.6 Esquema simplificado mostrando as bandas de valência e condução de um semicondutor. Os subníveis de energia aceitadores (E_a) e doadores (E_d) no interior da banda proibida também estão indicados, assim como os níveis de armadilhas (*traps*) para os portadores e o nível de Fermi E_F .

2.4 Mecanismos de recombinação

O processo de recombinação é aquele pelo qual dois tipos de portadores (seja elétrons ou buracos) se anulam, *i.e.*, elétrons caem de um estado de maior energia e passam a ocupar um estado vazio que está associado a um buraco. Existem alguns tipos de mecanismos de recombinação comuns nos materiais semicondutores de gap estreito. Estes mecanismos serão apresentados a seguir, expondo suas características.

- Recombinação Radiativa

A recombinação radiativa ocorre na desexcitação, quando um elétron ao cair de um nível energético, localizado na banda de condução, emite um fóton e em seguida se recombine com os buracos que estão na banda de valência. Esse tipo de recombinação pode ocorrer em semicondutores de gap direto (recombinação banda-banda), onde o mínimo da banda de condução e o máximo da banda de valência se localizam no mesmo ponto K da Zona de Brillouin [44]. É comumente observado em semicondutores de gap estreito.

- Recombinação Schokley – Read

A recombinação de Schokley-Read é um mecanismo de ocorrência na região da banda proibida do material entre as BV e a BC. Nesse tipo de recombinação, o elétron cai para um nível de menor energia, localizado no interior do gap. Estes níveis, como mencionado, estão associados aos defeitos da rede, por exemplo, vacâncias, interstícios, discordâncias ou às impurezas. O processo de recombinação de Schokley – Read se baseia em dois passos. No primeiro passo, o elétron cai de um nível da banda de condução para um estado vazio no nível de armadilha e logo depois, no segundo passo, o elétron cai para um estado vazio localizado na banda de valência e, assim, se recombinando. Esse mecanismo se destaca em materiais do grupo IV-VI para baixas temperaturas ($T < 150$ K) e pode ser observado nos compostos baseados em PbTe [44, 45].

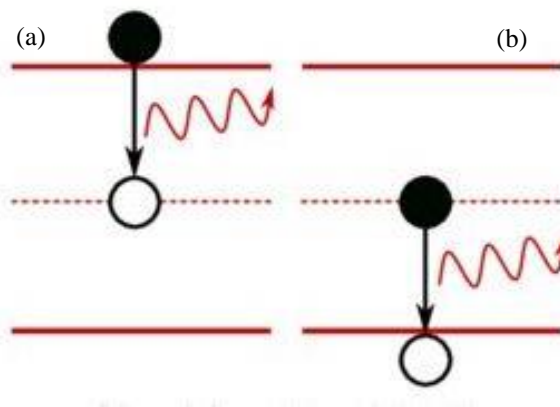


Figura 2.7 Esquema do processo de recombinação Schokley – Read, onde os níveis de energia (armadilhas) localizados no interior da faixa proibida de energia participam do processo. Em (a) tem-se a recombinação do elétron com um estado vazio no nível de defeito. Em (b) tem-se a recombinação do elétron que sai de um estado ocupado no nível de defeito para um estado vazio na BV.

- Recombinação Auger

O mecanismo de recombinação Auger é descrito na Figura 2.8, e ocorre quando o elétron e o buraco se recombinam em uma transição banda-banda, porém o resultado dessa interação acaba na emissão de energia. A energia, assim, liberada não é emitida em forma de fóton, mas absorvida por um outro portador (elétron ou buraco) que é excitado para estados mais energéticos. É um processo baseado em interações coulombianas entre os portadores livres.

A teoria básica do efeito Auger em materiais semicondutores considera que o efeito desempenha um papel menor no comportamento de recombinação dos portadores [46]. Posteriormente, com estudos direcionados a processos de recombinação em semicondutores de gap estreito, verificou-se que este mecanismo é o principal nesta classe de semicondutores [47].

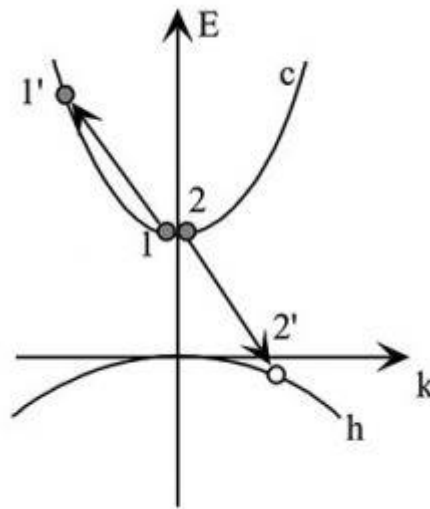


Figura 2.8 Esquema de funcionamento do mecanismo de recombinação Auger. A interação entre portadores na banda de condução fornece energia a um terceiro portador que se promove a um nível mais energético na banda de condução. Fonte Meyaard (2014).

Os conceitos apresentados até aqui irão embasar os pontos que serão abordados no capítulo de análise e discussão dos dados experimentais. A partir desses conceitos, se tornarão possíveis a compreensão do comportamento da amplitude de resposta nos valores de condutividade elétrica das amostras e a influência dos níveis de defeitos à baixas temperaturas no mecanismo de transporte elétrico.

CAPÍTULO 3: MATERIAIS E MÉTODOS

No presente capítulo, serão apresentadas as técnicas de crescimento dos poços quânticos de PbTe utilizados nesse trabalho através da técnica de Epitaxia de Feixe Molecular (MBE). Em seguida, será feita uma descrição das técnicas de caracterização elétrica dos poços que foram realizadas através de medidas de fotocondutividade e caracterização Hall.

3.1 Epitaxia de Feixe Molecular

O método de crescimento conhecido como epitaxia por feixe molecular possui a vantagem de confeccionar filmes finos de ótima qualidade cristalina. Além disso, esse método possibilita um controle preciso da espessura de cada camada molecular e da composição química do material depositado, entre outras.

Com descrição sucinta, esse método consiste na sublimação de fontes sólidas distintas, *i e*, cada fonte encerra composto ou elemento químico. O feixe gasoso, oriundo do aquecimento das fontes, é direcionado para a superfície de uma lâmina monocristalina aquecida, doravante denominada de substrato. O substrato é escolhido para atender ao melhor ajuste possível de seus parâmetros, ou seja, a constante da rede e o coeficiente de expansão térmica, com os do filme. De maneira geral, a deposição dos constituintes do filme se dá através da transição de fase gasosa para sólida.

Essa etapa do processo ocorre no interior de uma câmara de ultra-alto vácuo (UHV), que garante que o livre caminho médio dos elementos vaporizados seja muito maior que a distância que separa as fontes do substrato. Além disso, o processo epitaxial não ocorre em equilíbrio termodinâmico, já que as temperaturas nas quais o substrato e as fontes se encontram durante o crescimento são diferentes. Dessa forma, é possível obter o assentamento de heteroestruturas bem definidas, com interfaces abruptas na escala de uma camada molecular.

O sistema de MBE, Riber 32P, é constituído por três câmaras de vácuo, como pode ser visto na Figura 3.1, e são identificadas como: câmara de carregamento, câmara de preparação e câmara de crescimento. O acesso ao sistema MBE é realizado através da câmara de carregamento. Isso acontece após a clivagem de lâminas de BaF₂, usadas como substrato, que são fixadas pela tensão superficial de uma solução líquida eutética de Gálio - Índio, Ga-In, em um porta amostras de molibdênio.

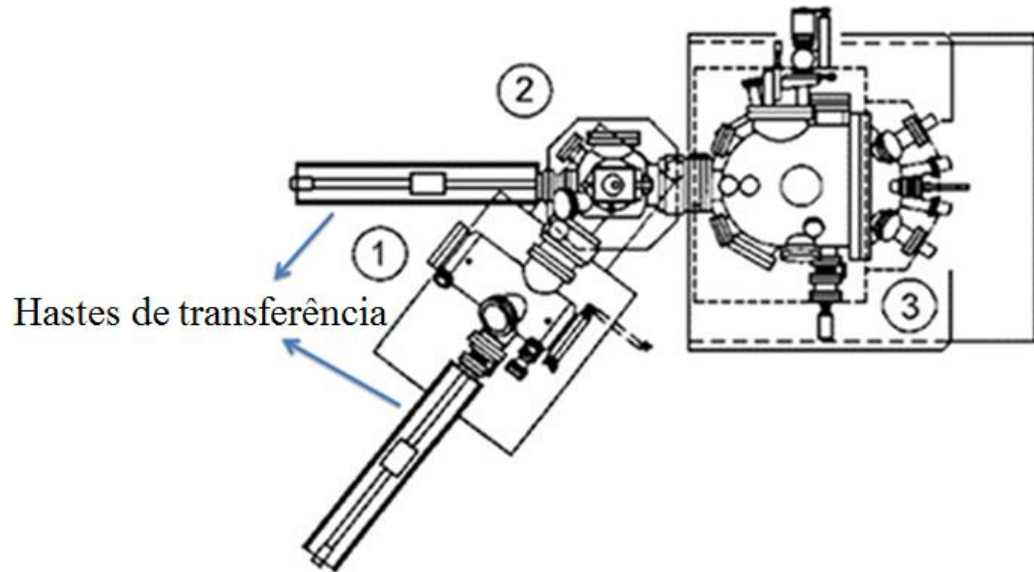


Figura 3.1 Vista superior do equipamento MBE. Em 1 tem-se a câmara de carregamento que é o acesso ao sistema de deposição por MBE. As setas indicam as hastes de transferência, que realizam a transferência do porta amostras através das câmaras. Em 2 tem-se a câmara de preparação das amostras, onde se processa a desgaseificação do substrato, antes dele ser encaminhado à câmara de crescimento, em 3.

As câmaras contíguas são isoladas entre si por meio de válvulas de ultra-alto vácuo (UHV), que quando estão fechadas permitem o isolamento total entre elas. A transferência do porta-amostras entre as câmaras é realizada, manualmente, por hastes deslizantes magneticamente acopladas. Na câmara de preparação, o substrato passa pelo mencionado processo de desgaseificação por meio de um aquecimento térmico. Em seguida, o porta-amostra é levado para a câmara de crescimento.

Nesta fase do processo, o porta amostras é acoplado a um complexo mecânico chamado de manipulador, que possibilita voltá-lo de frente para as fontes e girá-lo, em torno de seu eixo normal à superfície, com vista a uma melhor homogeneidade do filme, durante sua deposição. Antes, porém, o substrato é submetido à limpeza térmica, quando a sua temperatura é elevada até algumas dezenas de graus acima da temperatura de deposição do filme. A temperatura das fontes mantém-se constante com o auxílio de controladores eletrônicos de potência, do tipo PID, e sensores térmicos, cuja condição é necessária à estabilidade do feixe molecular.

Durante o processo de deposição de filmes por MBE, comumente se utiliza a metodologia RHEED (*Reflection High-Energy Electron Diffraction*), para monitorar, *in situ* e em tempo real, o crescimento do filme, para a análise da morfologia superficial do filme em formação. Em suma, o processo requer o uso de um sistema de geração de um feixe de elétrons, aceleração e colimação, denominado canhão de elétrons. O feixe, assim originado, atinge a

amostra, com ângulo rasante, onde sofre interação. O feixe difratado é refletido em uma tela fluorescente e padrões regulares são visualizados, cujas imagens podem ser capturadas, digitalizadas e analisadas com aplicativos dedicados para essa finalidade.

Como mencionado, os poços quânticos, aqui estudados, foram crescidos sobre um substrato de fluoreto de bário (BaF_2), clivado na direção $[1\ 1\ 1]$. A escolha do substrato de BaF_2 tem a intenção de minimizar as possíveis tensões residuais, compressivas ou distensivas, que possam surgir na rede cristalina do filme durante o seu crescimento. Essa escolha visa atenuar o grau de anisotropia de deformação de rede, cuja influência se intensifica em baixas temperaturas, criogênicas, como a quebra da degenerescência existente nos múltiplos vales no ponto L da zona de Brillouin, afetando a posição do nível de Fermi no interior da banda.

As amostras utilizadas, foram crescidas em um equipamento de MBE, como citado, Riber 32P que está localizado no Laboratório Associado de Sensores e Materiais do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais – LABAS/INPE, situado na cidade de São José dos Campos - SP. Esse equipamento possui oito fontes, cada uma com carga de distinta natureza, PbTe , SnTe , BaF_2 , CaF_2 , Eu , Bi_2Te_3 e, finalmente, duas fontes de Te . A Tabela II, relaciona os parâmetros usados no crescimento dos poços quânticos de $\text{PbTe}/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$, com temperatura de deposição de 240 graus celsius.

Tabela II Parâmetros utilizados no crescimento das amostras dos poços quânticos de $\text{PbTe}/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$, com 10 nm e 20 nm de espessura, realizado por Epitaxia por Feixe Molecular.

ESTRUTURA DOS POÇOS QUÂNTICOS DE $\text{PbTe}/\text{Pb}_{0,9}\text{Eu}_{0,1}\text{Te}$								
Camada	ID	Espessura do poço	Pressão equivalente do feixe, BEP (Torr)				Tempo de crescimento (h:min:s)	Espessura (estimada)
			PbTe	Te1	Te2	Eu		
Camada intermediária (barreira)	16022	10 nm	$9,6 \times 10^{-7}$	$6,7 \times 10^{-8}$	$7,3 \times 10^{-8}$	$1,1 \times 10^{-7}$	03:26:00	$2\ \mu\text{m}$
	16024	20 nm	$9,5 \times 10^{-7}$	$6,2 \times 10^{-8}$	$8,4 \times 10^{-8}$	$1,1 \times 10^{-7}$	03:26:00	$2\ \mu\text{m}$
Poço	16022	10 nm	$9,3 \times 10^{-7}$	$5,0 \times 10^{-8}$	$6,0 \times 10^{-8}$	-----	00:01:18	10 nm
	16024	20 nm	$9,4 \times 10^{-7}$	$4,4 \times 10^{-8}$	$6,3 \times 10^{-8}$	-----	00:02:35	20 nm
Barreira “Cap”	16022	10 nm	$9,7 \times 10^{-7}$	$6,6 \times 10^{-8}$	$7,4 \times 10^{-8}$	$1,0 \times 10^{-7}$	03:26:00	$2\ \mu\text{m}$
	16024	20 nm	$9,7 \times 10^{-7}$	$6,0 \times 10^{-8}$	$8,5 \times 10^{-8}$	$1,1 \times 10^{-7}$	03:26:00	$2\ \mu\text{m}$

3.2 Medidas de fotocondutividade

Para a realização das medições de fotocondução foi utilizado o método de van der Pauw, que consiste conectar quatro contatos elétricos nas bordas da amostra. Esses contatos são feitos de maneira a ficarem igualmente espaçados, em cada uma das extremidades da amostra, e para fixá-los na superfície, utiliza-se pequenos pedaços de índio (In) juntamente com fios de ouro (Au) e fluxo de solda. Após o assentamento dos fios, o conjunto é levado a uma mesa quente preaquecida a 200 graus celsius, onde se dá a difusão do In na estrutura do poço quântico. Um LED, que emite luz com comprimento de onda de pico de 940 nm e intensidade de $\sim 12 \text{ mW/m}^2$, é acoplado ao porta-amostras, posicionando-o de maneira que sua luz incida diretamente na superfície da amostra. As extremidades livres dos fios de ouro são soldadas com estanho no porta-amostra e em seguida conectado ao equipamento de medição. O esquema final dessa montagem pode ser visto na Figura 3.2.

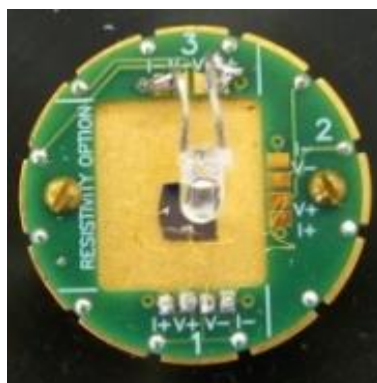


Figura 3.2 Porta amostra utilizado nas medições de fotocondutividade, fotografado juntamente com seu esquema de montagem. O porta-amostra possui três canais, e em um desses canais a amostra tem seus contatos soldados com auxílio de fios de ouro. Em outro canal o LED é fixado para iluminar toda a amostra de maneira uniforme.

As amostras foram mensuradas no Sistema de Medição de Propriedades Físicas (PPMS – *Physical Property Measurement System*) da *Quantum Design*. Este equipamento foi adquirido pelo grupo de pesquisa da Universidade Federal de Itajubá – UNIFEI e consiste em uma estação para medição de fotocondutividade, caracterização Hall e magnetorresistência, com um circuito fechado de hélio (He) e capaz de realizar uma recuperação interna do seu fluxo. O sistema PPMS opera na faixa de temperatura de 300 até 1,9 K e com uma bobina supercondutora capaz de gerar campos de até 9 T.

O sistema PPMS, apresentado na Figura 3.3, é composto por uma câmara criogênica onde há um reservatório para He líquido, aquecedor, sensores para monitoramento e controle da temperatura, uma bobina supercondutora e também por uma bomba de vácuo. O controle do sistema é feito remotamente através de um aplicativo disponibilizado pela própria fabricante do equipamento. As medições de fotocondução para as amostras dos poços quânticos foram realizadas em condições de vácuo para evitar possíveis influências externas.

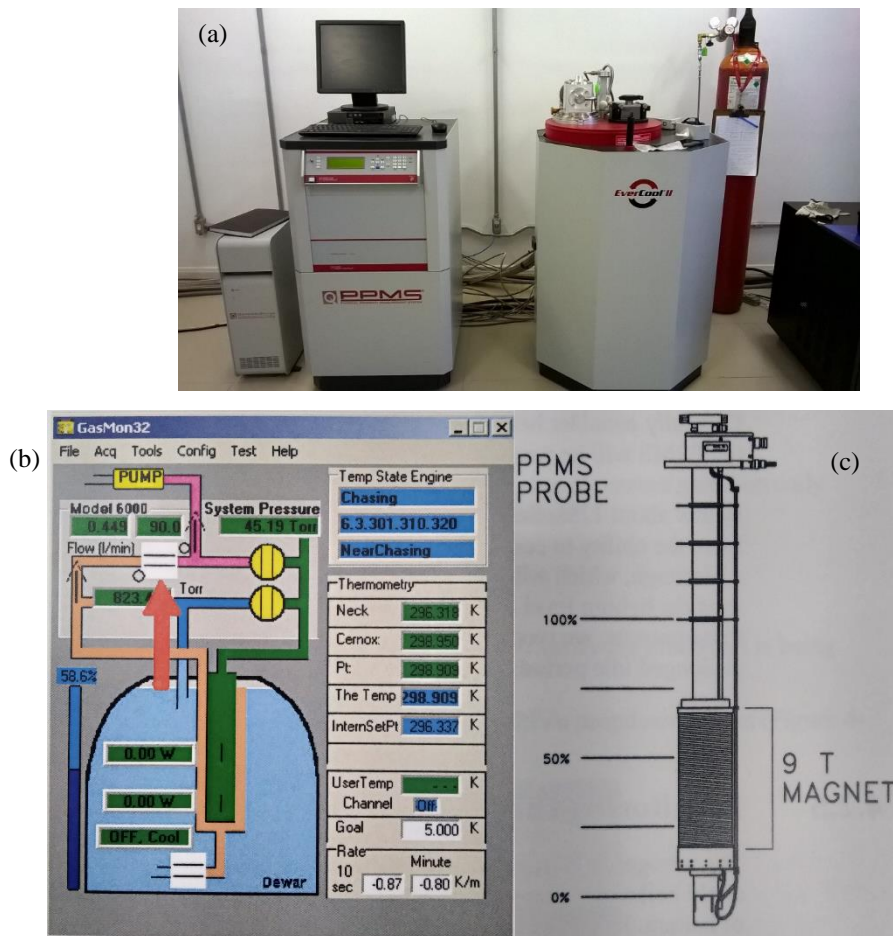


Figura 3.3 Sistema PPMS. Equipamento utilizado para as medidas de fotocondutividade das amostras. Em (a), da esquerda para a direita, a caixa de controle do sistema, a interface de operação do usuário e o compartimento onde se encontra a bobina supercondutora e a câmara de instalação da amostra. Em (b) tem-se um esquema do sistema de monitoramento da câmara onde se coloca o porta-amostra, indicando as pressões do sistema e o nível de He. E em (c) tem-se um esquema representando a bobina supercondutora juntamente com a indicação dos níveis de He. O nível seguro de He para o sistema operar gira em torno de 70%, que é quando a bobina está coberta de hélio líquido.

O equipamento oferece um controle da taxa de resfriamento e do tempo de iluminação para acender e apagar o LED, o que permite uma boa precisão dos dados obtidos, além de possuir componentes no sistema que otimizam a leitura dos dados.

3.3 Efeito Hall

Medidas de efeito Hall são utilizadas para obter a concentração, o tipo e a mobilidade dos portadores majoritários em um semicondutor. O efeito Hall, descoberto por Edwin H. Hall em 1879, baseia-se em resultados experimentais envolvendo condução elétrica de placas metálicas sujeitas a campos magnéticos. Quando uma corrente elétrica percorre um material condutor sob a influência de um campo magnético perpendicular, é possível observar que uma diferença de potencial surge perpendicularmente ao campo magnético e à corrente. Essa *d.d.p.* é causada pela força magnética que atua sobre o material e faz com que os elétrons, que o percorrem, sofram uma deflexão no seu movimento. Quando há a presença de um campo elétrico e um campo magnético sobre uma carga e , uma força líquida, dada pela força de Lorentz, aparece e é representada por:

$$\vec{F} = q [\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})], \quad (3.1)$$

com \vec{E} e \vec{B} sendo, respectivamente, o campo elétrico e magnético; a velocidade da carga é representada por \vec{v} .

Na região onde há a presença de um campo elétrico e um campo magnético sendo aplicado, em um material, as cargas adquirem um momento linear \vec{p} . O equilíbrio entre o momento adquirido pela carga e a dissipação desse mesmo momento causado por espalhamentos, implicam na condução eletrônica do material [48]. Considerando-se a taxa de perda do momento dada por \vec{p}/τ , onde τ é o tempo de espalhamento e m_0 a massa do elétron, pela segunda Lei de Newton, tem-se que o equilíbrio pela força de Lorentz pode ser representado através de:

$$-e [\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})] - \frac{\vec{p}}{\tau_e} = m_0 \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (3.2)$$

Se o campo elétrico estiver na direção do plano xy e o campo magnético na direção z , tem-se então:

$$\vec{E} = E_x \hat{i} + E_y \hat{j} \quad (3.3)$$

e

$$\vec{B} = B_z \hat{k} . \quad (3.4)$$

Em condições de equilíbrio, a aceleração das cargas deve ser nula. Então, substituindo as equações para os campos elétrico e magnético na Equação (3.2) e escrevendo na forma matricial, tem-se:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_0/(-e\tau) & -B \\ B & m_0/(-e\tau) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} . \quad (3.5)$$

Em termos da densidade de corrente dos elétrons (\vec{J}) que é dado por $\vec{J} = -en\vec{v}$ e com n sendo a concentração de portadores, o vetor velocidade pode ser escrito na forma:

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} = -\frac{1}{ne} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} . \quad (3.6)$$

Substituindo a equação para a velocidade em (3.5), tem-se

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_0/ne^2\tau & B/ne \\ -B/ne & m_0/ne^2\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} . \quad (3.7)$$

Em termos da condutividade elétrica σ , pode-se escrever a densidade de corrente como sendo dada por $\vec{J} = \sigma\vec{E}$. O que resulta em:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_0} \begin{pmatrix} \tau/(1 + \omega_c^2 \tau^2) & -\omega_c \tau^2/(1 + \omega_c^2 \tau^2) \\ \omega_c \tau^2/(1 + \omega_c^2 \tau^2) & \tau/(1 + \omega_c^2 \tau^2) \end{pmatrix} . \quad (3.8)$$

com $\omega_c = eB/m_0$ sendo a frequência de cíclotron. Para a situação onde o campo magnético \vec{B} seja nulo, o valor da condutividade é dado por:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m_0} . \quad (3.9)$$

Levando em consideração a geometria das amostras em estudo, é possível determinar a constante Hall. Supondo-se uma densidade de corrente ao longo da direção x e um campo magnético na direção z , pode-se reescrever a equação (J) na forma:

$$\vec{J} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad (3.10)$$

Decompondo as componentes do campo elétrico e da densidade de corrente e, em seguida, colocando-se na forma matricial, fica:

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{xx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

onde de acordo com a Equação (3.8)

$$\sigma_{xx} = \frac{ne^2\tau/m^*}{1+\omega_c^2\tau^2} \quad (3.12)$$

e

$$\sigma_{xy} = \frac{ne^2\omega_c\tau^2/m^*}{1+\omega_c^2\tau^2}. \quad (3.13)$$

Não havendo nenhum fluxo de corrente na direção y , *i.e.*, $J_y = 0$, tem-se:

$$\sigma_{xx}E_x - \sigma_{xy}E_y = J_x \quad (3.14)$$

e

$$\sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y = 0. \quad (3.15)$$

A solução para a densidade de corrente na direção x do sistema acima é dada por:

$$J_x = E_y \left(\frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}} \right). \quad (3.16)$$

Assim, a constante Hall, que é uma constante de proporcionalidade entre o campo Hall (transversal) e o produto do campo magnético com o fluxo de corrente, é determinada através de:

$$R_H = \frac{E_y}{BJ_x}. \quad (3.17)$$

Substituindo os valores da componente do campo elétrico E_y , densidade de corrente J_x dadas pelas equações (3.11) e (3.15), e do módulo do campo magnético \vec{B} , tem-se:

$$R_H = -\frac{1}{ne}, \quad (3.18)$$

onde n é a concentração de portadores. Através das medidas de efeito Hall é possível obter parâmetros importantes do material, tal como a concentração de portadores e resistividade. A partir dos valores obtidos para a constante Hall e para a resistividade das amostras, a mobilidade dos portadores no material pode ser determinada de acordo com a expressão:

$$\mu = \frac{R_H}{\rho} = -\frac{1}{ne\rho}. \quad (3.19)$$

O sinal negativo é resultado do tipo de condução apresentada pelo material. Para o caso de amostras do tipo- p , que foram analisadas neste trabalho, os portadores majoritários responsáveis pela condução são buracos (lacunas), o que dá um sinal positivo e troca-se na equação n (elétrons) por p (buracos).

Assim, com todos os arranjos realizados nos equipamentos foi possível obter dados que auxiliam na compreensão do transporte elétrico e efeito de fotocondutividade apresentadas pelos poços quânticos e que são analisados e discutidos no próximo capítulo.

CAPÍTULO 4: RESULTADOS E DISCUSSÕES

No presente capítulo serão apresentados os resultados experimentais relacionados às medições de fotocondução realizadas em amostras de poços quânticos, do tipo-*p*, com a estrutura PbTe/Pb_{0,90}Eu_{0,10}Te e espessuras com 10 nm e 20 nm. Para a análise e discussão, faz-se necessário usar conceitos abordados no capítulo de revisão bibliográfica.

A Figura 4.1(a) apresenta a curva para a resistência elétrica do poço quântico com espessura de 10 nm em função da temperatura (*T*) no intervalo de 1,9 – 250 K, onde é possível verificar um comportamento metálico durante toda a mensuração, *i.e.*, a resistência elétrica diminui com a queda da temperatura. Esse tipo de comportamento é uma indicação de que o transporte elétrico ocorre através do poço de PbTe, uma vez que as barreiras de Pb_{0,9}Eu_{0,1}Te possuem um caráter isolante.

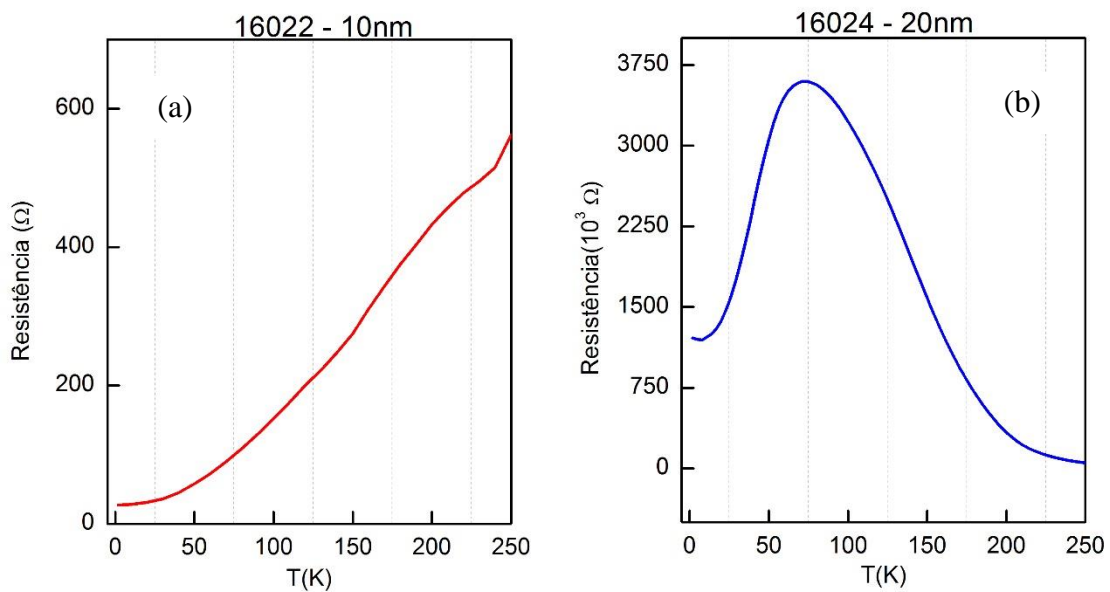


Figura 4.1 Curvas dos valores de resistência elétrica em função da temperatura *T* para o poço com espessura de 10 nm em a) e em b) para o poço de 20 nm

A Figura 4.1(b) mostra a curva da resistência elétrica em função da temperatura para o poço quântico com espessura de 20 nm, onde é possível observar que para o intervalo de temperatura entre 250 e 75 K o comportamento apresentado é de um isolante, ou seja, o valor da resistência elétrica aumenta com a queda da temperatura do sistema. Como as barreiras dessa amostra também são isolantes, esse comportamento indica que o transporte elétrico ocorre predominantemente através das mesmas. Para *T* < 75 K, o sistema sofre uma transição e passa

a apresentar um comportamento metálico. Nesse caso, os portadores que estão nas barreiras transferem-se para o interior do poço e o transporte elétrico passa a ser predominante nessa região, apresentando um caráter metálico [4].

Na Figura 4.2, tem-se as curvas para a condutividade elétrica normalizada ($\sigma_N = \sigma/\sigma_0$) mensuradas para as amostras com 10 nm e 20 nm, de espessura em várias temperaturas, sob iluminação de um LED emissor de infravermelho. Em $t = 0$ s o LED é acionado e em $t = 1500$ s é desligado. Na Figura 4.2(a) são apresentadas as curvas correspondentes à amostra de 10 nm, onde é possível observar que para altas temperaturas a amplitude de fotoresposta é muito baixa e corresponde a menos de 1% em relação ao valor inicial, por exemplo, para $T = 200$ K. À medida que a temperatura diminui, a amplitude da fotoresposta aumenta, atingindo seu valor máximo para 1,9 K, que corresponde à menor temperatura dentro do intervalo térmico investigado. Nesse caso, a amplitude da fotoresposta alcança um valor que difere de forma expressiva em relação ao seu valor original. Em semicondutores, como é o caso da heteroestrutura analisada, sabe-se que conforme a temperatura do sistema cai, a resposta à iluminação aumenta [49].

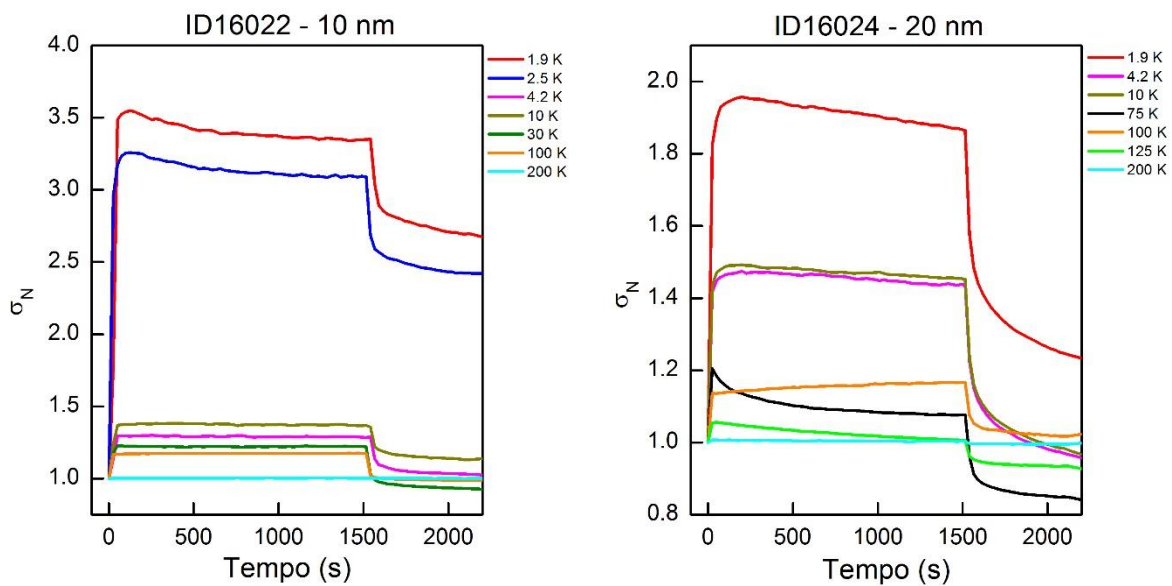


Figura 4.2 Curvas para a condutividade elétrica normalizada (σ/σ_0) em função da temperatura para o poço com espessura de 10 nm em (a) e para o poço de 20 nm em (b), sob a iluminação de um LED emissor de IR.

Na Figura 4.2(b), tem-se as curvas para a amostra com espessura de 20 nm que apresentam um comportamento semelhante ao, da amostra com 10 nm, mostrado na Figura 4.2(a). A amplitude da fotoresposta para o poço de 20 nm em 200 K varia cerca de 1% em

relação ao seu valor original. Com a redução da temperatura da amostra, um aumento significativo na amplitude de fotoresposta é observada. Quando $T = 1,9$ K a amplitude da fotocondutividade atinge seu valor máximo e chega a variar cerca de 10 vezes mais quando comparada com o momento antes de acionada a iluminação.

A Figura 4.3 apresenta os valores máximos atingidos pela condutividade, σ_{max} , em função da temperatura (T). Os valores estão normalizados em $t = 0$ s, que é o momento do acionamento do LED. Na Figura 4.3(a), são mostrados os valores de σ_{max} para o poço de 10 nm onde é possível observar que para altas temperaturas as amplitudes permanecem aproximadamente constantes, o que comprova a pequena variação na amplitude de resposta ($< 1\%$) apresentada na Fig. 4.2(a). Para baixas temperaturas, as amplitudes aumentam. A Figura 4.3(b) apresenta as amplitudes máximas para o poço de 20 nm onde é possível ver que para altas temperaturas a amplitude de fotoresposta sofre uma pequena variação em seu valor ($< 1\%$) e para temperaturas menores que aproximadamente 125 K a variação da amplitude passa a ser mais significativa.

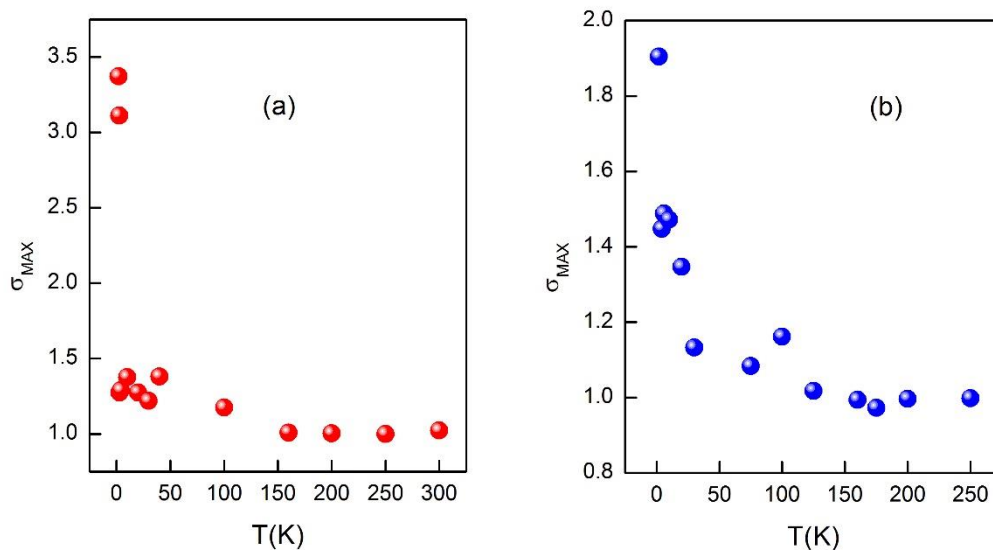


Figura 4.3 Valores máximos atingidos pela condutividade elétrica (σ_{MAX}) em função da temperatura T para o poço de 10 nm de espessura em a) e para o poço de 20 nm de espessura em b), sob a iluminação de um LED emissor de IR.

Em ambas as amostras, é possível verificar também a existência do efeito de fotocondutividade persistente. O efeito de fotocondutividade persistente destaca-se principalmente em medições realizadas a baixas temperaturas e se dá quando a iluminação cessa, a partir de então, o valor da sua condutividade retorna muito lentamente ao patamar

inicial. O efeito de persistência está relacionado a existência de possíveis níveis de defeitos na estrutura de bandas do semiconductor que são mais efetivos dependendo da região de temperatura onde o transporte elétrico ocorre. Os níveis de defeitos funcionam como armadilhas para os portadores de carga, fazendo com que os portadores fiquem aprisionados nestes níveis durante o processo de recombinação. Para temperaturas mais altas, a influência desses níveis é inexpressiva e o efeito de persistência se extingue.

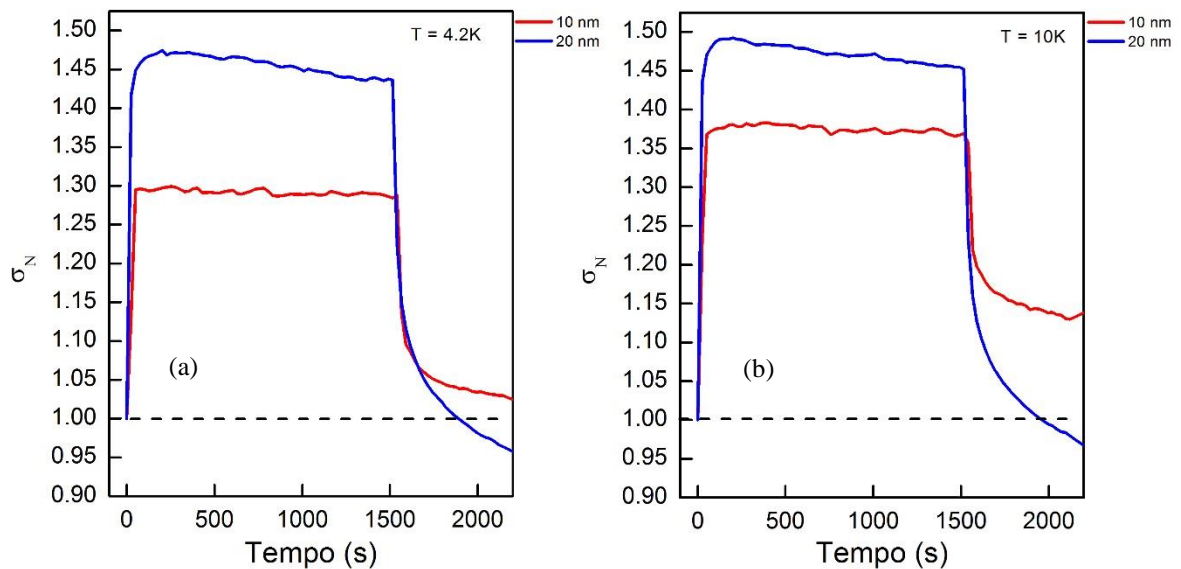


Figura 4.4 Condutividade elétrica normalizada para os poços de 10nm e 20 nm de espessura a temperaturas fixas de 4,2 K em a) e 10 K em b), sob a iluminação de um LED emissor de IR.

A Figura 4.4 apresenta as curvas de condutividade normalizada em função do tempo para os poços com espessuras de 10 nm e 20 nm, para $T = 4,2\text{ K}$ em (a) e $T = 10\text{ K}$ em (b). Para as temperaturas destacadas na figura é possível perceber que há uma fotoresposta significativa para os dois poços quânticos. Porém a amplitude da fotoresposta para o poço de 20 nm é maior quando comparada com a fotoresposta à iluminação do poço com 10 nm de espessura. Esse comportamento, do ponto de vista de aplicabilidade tecnológica, sugere que essa amostra apresenta grande potencial para a confecção de um dispositivo sensível à radiação infravermelha. Além disso, a amplitude sofre pouca alteração quando a temperatura varia de 4,2 até 10 K. No entanto, com a retirada da iluminação o valor da condutividade elétrica não retorna ao mesmo patamar de seu valor inicial. Esse efeito pode estar relacionado à influência dos níveis de defeitos no processo de recombinação dos elétrons foto gerados da banda de valência, pois altera a densidade de buracos na banda de valência em comparação com a

densidade inicial [6]. Para o poço de 10 nm, a resposta à iluminação foi mais acentuada para $T = 10$ K, se comparada com a amplitude da fotoresposta para $T = 4,2$ K, porém apresentou uma maior persistência no sinal em relação a $T = 4,2$ K, o que não é esperado, pois quanto menor a temperatura do sistema mais efetivo se torna o efeito de persistência na fotocondutividade do material.

Para buscar uma melhor compreensão da influência que o efeito de persistência causa na fotocondução das amostras, uma análise sobre os níveis de defeitos, presentes na estrutura de bandas de cada uma delas, foi realizada e como é apresentada na próxima seção.

4.1 Níveis de defeitos

Nesta seção, calcula-se a energia dos níveis de defeito que influenciam na recombinação dos portadores e que também são os responsáveis pelo aparecimento do efeito de fotocondutividade persistente. Uma forma de investigar a presença de níveis de impureza é através da determinação da energia de ativação, ΔE , que se dá a partir do cálculo dos tempos de recombinação dos portadores (τ), utilizando a Equação 4.1.

Na Figura 4.5(a) e 4.5(b), são apresentadas as curvas de decaimento (curvas de condutividade quando a iluminação é removida) para os poços com espessura de 10 nm e 20 nm respectivamente.

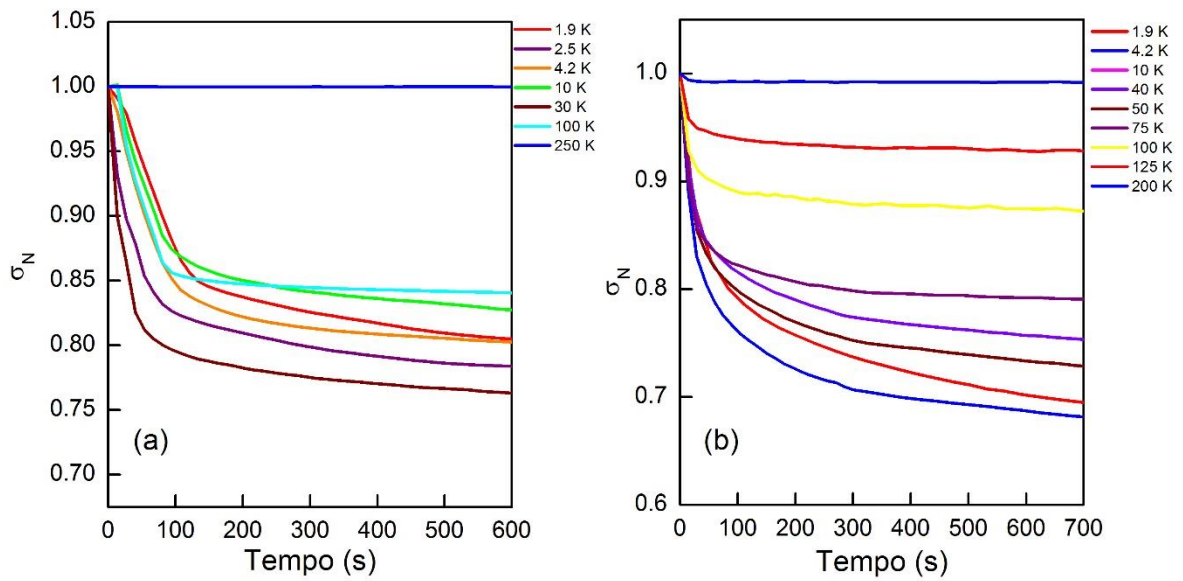


Figura 4.5 Curvas de decaimento para o poço de 10 nm de espessura em a) e para o poço de 20 nm de espessura em b).

É possível obter os tempos de recombinação (τ) através de um ajuste exponencial realizado nas curvas de decaimento para cada uma das temperaturas mensuradas. Esses tempos de recombinação foram obtidos a partir da equação [50]:

$$\sigma(t) = \sigma_0 e^{-(t/\tau)}. \quad (4.1)$$

A Figura 4.6 ilustra os ajustes sobre as curvas para os poços de 10 e 20 nm, respectivamente. A seta indica o momento em que o LED foi desligado e as linhas tracejadas os ajustes realizados.

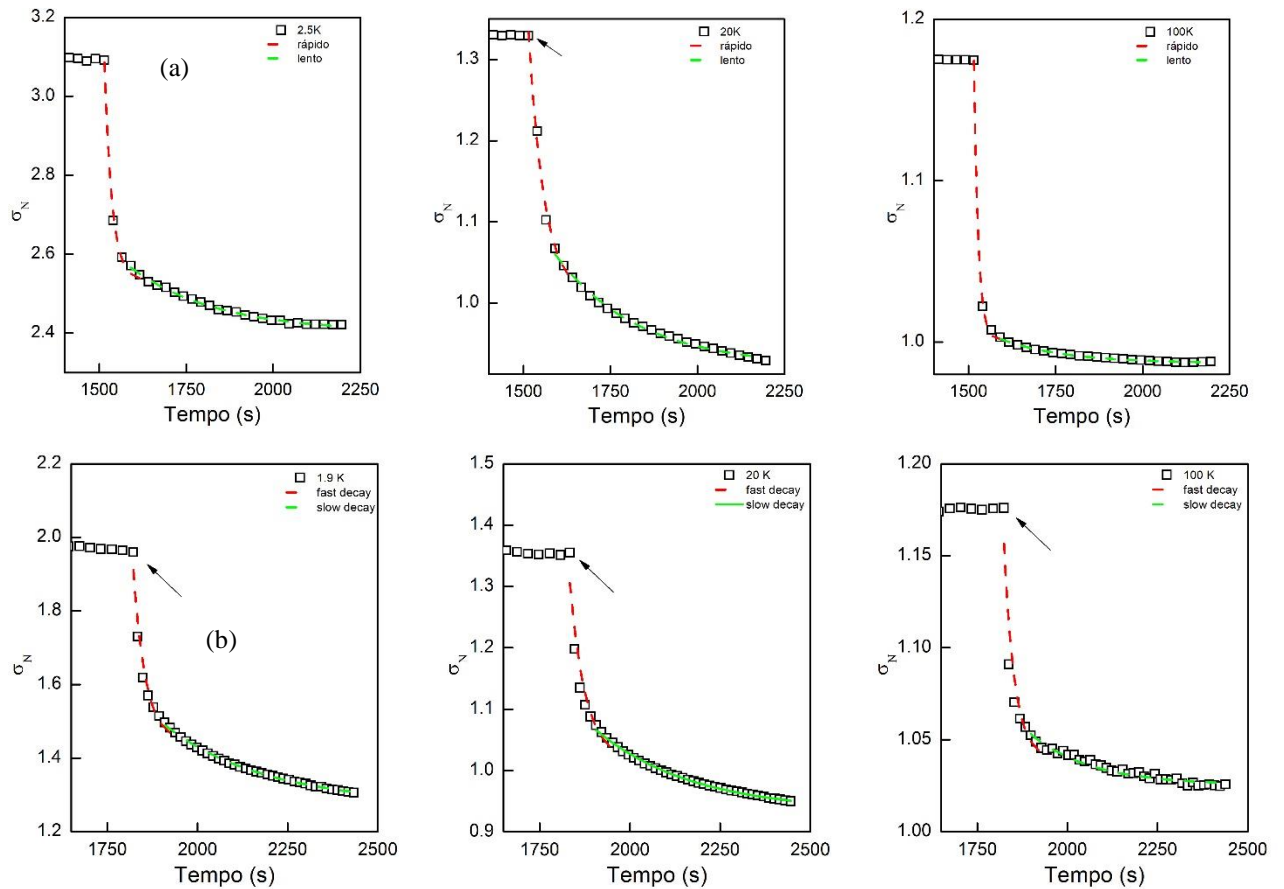


Figura 4.6 Curvas utilizadas no ajuste para obtenção dos tempos de recombinação nos poços a temperatura de 2,5 K, 20 K e 100 K para o poço com 10 nm em a) e 1,9 K, 20 K, 100 K para o poço de 20 nm em b). Os tempos de decaimentos mais rápidos são representados pelas curvas em vermelho e os mais lentos pelas curvas em verde.

Como é possível observar na Figura 4.6 (a) e em 4.6 (b), dois tempos de recombinação foram obtidos para cada ajuste: um mais rápido (*fast decay*) e um mais lento (*slow decay*). O fato de se ter dois tempos de recombinação sugere a possível existência de mais de um nível de defeito na estrutura de bandas das amostras: um nível de defeito raso e um nível de defeito profundo. Relacionado ao nível raso, cujo portador se recombina mais facilmente, se encontra o tempo mais rápido. Enquanto ao nível de defeito profundo, onde o portador demora um tempo maior para se recombinar, está relacionado ao tempo mais lento. Os respectivos valores encontrados para os poços de 10 nm e 20 nm podem ser vistos abaixo nas tabelas III e IV, respectivamente.

Tabela III Tempos de recombinação obtidos das curvas de decaimento para o poço quântico de 10 nm de espessura

T (K)	Decaimento rápido (s)	Decaimento lento (s)
1.9	29 ± 1	373 ± 26
2.5	22 ± 2	248 ± 12
3.0	27 ± 3	332 ± 26
4.2	24 ± 2	193 ± 17
10	25 ± 4	226 ± 29
20	24 ± 2	176 ± 12
30	21 ± 2	294 ± 19
50	32 ± 3	254 ± 13
100	13 ± 1	183 ± 9
160	10 ± 2	176 ± 29

Tabela IV Tempos de recombinação obtidos das curvas de decaimento para o poço quântico de 20 nm de espessura

T (K)	Fast decay (s)	Slow decay (s)
1.9	28 ± 2	233 ± 12
4.2	30 ± 2	220 ± 13
6	45 ± 4	201 ± 12
10	29 ± 2	234 ± 14
20	46 ± 7	237 ± 11
30	32 ± 2	256 ± 19
40	44 ± 2	202 ± 15
50	31 ± 2	238 ± 13
75	28 ± 1	169 ± 12
100	20 ± 2	116 ± 14
125	20 ± 2	138 ± 11
175	26 ± 1	199 ± 32
200	12 ± 2	242 ± 18

Nas tabelas é possível observar que os tempos de recombinação são maiores quanto menor a temperatura, supondo assim que isso se deva pela influência dos níveis de defeito. Embora um tempo de recombinação seja mais rápido e o outro mais lento, os dois se comportam como sendo um efeito causado pela presença de um nível de defeito.

O tempo de recombinação, considerando a existência de um nível de defeito, pode ser calculado de acordo com a expressão [51]

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\Delta\epsilon_a}{k_B T}}, \quad (4.1)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann, τ o tempo de recombinação e $\Delta\epsilon_a$ é a energia de ativação do nível de defeito e T a temperatura absoluta. Com isso, é possível realizar um novo ajuste linear através da aplicação do logaritmo natural em ambos os lados da equação para τ :

$$\ln \tau = \ln \tau_0 + \Delta\epsilon_a \left(\frac{1}{k_B T} \right). \quad (4.2)$$

Os valores encontrados para a energia de ativação a partir dos tempos de recombinação mais rápidos, para as duas amostras, são apresentados na Figura 4.7. A Figura 4.7(a) mostra os ajustes referentes ao poço de 10 nm juntamente com os valores de energia de ativação encontrados. É possível observar que a curva apresenta dois perfis distintos. O valor da energia de ativação para o perfil com maior inclinação é 1,66 meV e corresponde a uma energia térmica para $T \sim 20$ K. Essa temperatura corresponde à região onde a amplitude da fotocondução sofre uma drástica alteração, de acordo com a Figura 4.3(a). Isso indica que o efeito observado nas amplitudes de fotocondução com a temperatura está relacionado à presença do nível de defeito raso, responsável pelo tempo de recombinação mais curto. O segundo valor encontrado, para a curva com menor inclinação, é $3,7 \times 10^{-5}$ eV e possui uma energia equivalente a uma temperatura de $\sim 0,42$ K. O ponto de intersecção desses dois perfis apresentados na curva dos ajustes, correspondem à temperatura do sistema igual a 20 K, o que reforça a indicação da influência do nível de defeito na fotocondutividade da amostra. Na Figura 4.7(b), são mostrados os ajustes para o poço de 20 nm, que também apresenta dois perfis diferentes. Um dos níveis encontrados, correspondente ao ajuste de maior inclinação, possui o valor de 3,8 meV que é correspondente a uma energia térmica de $T \sim 45$ K e está associado a um nível de defeito raso. De acordo com a Figura 4.3(b), essa temperatura corresponde à região na qual a amplitude da

fotocondução sofre uma alteração significativa. Já para a curva com menor inclinação o valor encontrado é $1,7 \times 10^{-5}$ eV e a temperatura correspondente foi por volta de $\sim 0,20$ K.

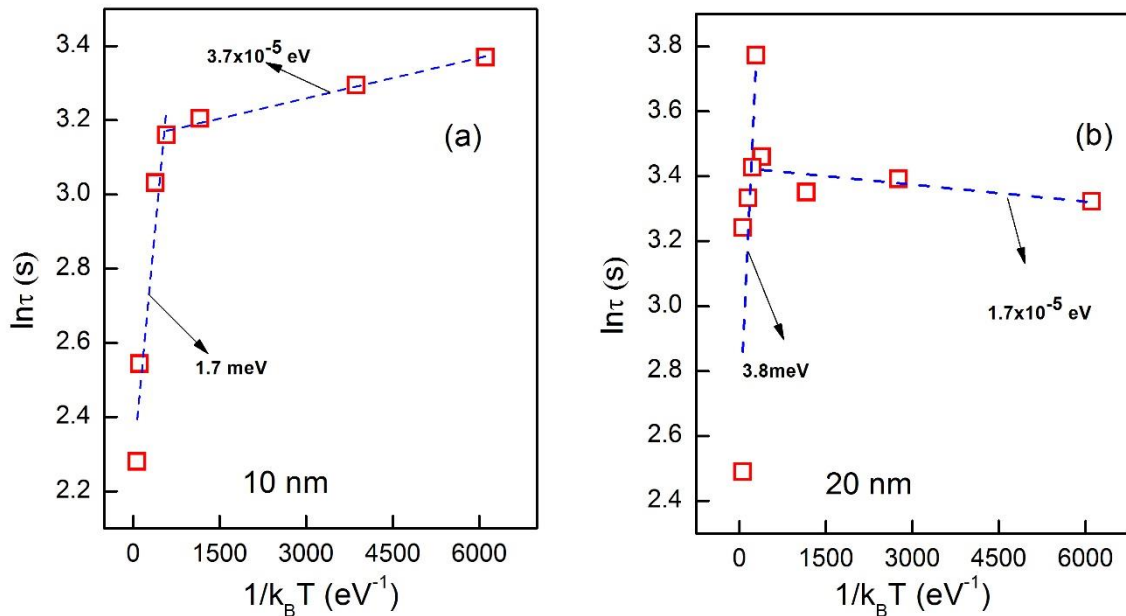


Figura 4.7 Logaritmos naturais dos tempos de recombinação mais rápidos para os poços em a) 10 nm de espessura e em b) 20 nm de espessura. As linhas tracejadas referem-se aos ajustes realizados e as setas indicam os valores encontrados para as energias de ativação

O logaritmo natural para dos tempos de recombinação para o processo mais lento, encontrado para ambos os poços e o ajuste linear realizado, são apresentados na Figura 4.8 onde em (a) observa-se os valores encontrados para a energia de ativação do poço de 10 nm e em (b) para o poço com 20 nm. No ajuste para o poço de 10 nm, observa-se a presença novamente de dois perfis diferentes, cujos valores obtidos para a energia de ativação obtidos são 1,7 meV e $1,3 \times 10^{-4}$ eV. Esses valores correspondem a uma energia térmica para temperaturas de aproximadamente 20 e 1,5K, respectivamente. A região de temperatura onde o nível de defeito profundo começa a influenciar na amplitude de fotocondução da amostra é a mesma observada para o nível de defeito raso. Para a amostra de 20 nm, apresentada em (b), foi possível obter apenas um valor para a energia de ativação que é de 2,6 meV e corresponde a uma temperatura de aproximadamente 30 K. Os valores encontrados referentes às energias de ativação para os dois poços quânticos, indicam a energia para esses níveis começarem a influenciar o processo de recombinação dos elétrons fotogerados. Para o poço de 10 nm é possível observar que as duas energias encontradas para os níveis indicam que eles são ativados a partir de 20 K e

consequentemente o efeito de fotocondutividade persistente aparece. Assim, a região de temperatura de influência tanto do defeito raso quanto o profundo são bem próximas.

Para o poço de 20 nm, através dos valores para as energias de ativação, há uma indicação de que o efeito de fotocondutividade persistente, devido à participação dos níveis de defeitos na fotocondução, se inicia quando $T < 50$ K. A possível causa de o efeito de persistência não estar evidente nessa temperatura, pode estar relacionada à alteração na densidade de portadores e participação dos níveis de defeitos no processo de recombinação discutidos anteriormente na Figura 4.4. Como a partir dessa temperatura a energia térmica do sistema é menor do que a energia de ativação para os níveis de defeito, os portadores permanecem presos a esses níveis por longos períodos de tempo e como a taxa de elétrons fotogerados não se altera, a fotocondução se torna mais significativa para baixas temperaturas e, consequentemente, há um aumento na amplitude da fotocondução.

Em relação à energia de ativação encontrada para o nível de defeito profundo para o poço com 20 nm, pode-se observar que há uma inconsistência se comparado ao nível raso. Isso se deve ao fato de que o valor encontrado, através do ajuste utilizado nas curvas, ser menor que a energia do nível de defeito raso. Isso pode ser uma indicação de que haja mais de um nível de defeito profundo na estrutura de bandas participando da fotocondução. Porém, o modelo de ajuste utilizado na análise das medidas, não conseguiu precisar esse nível adicional e, consequentemente, sua possível influência nas curvas de fotocondução da amostra e no processo de recombinação dos portadores.

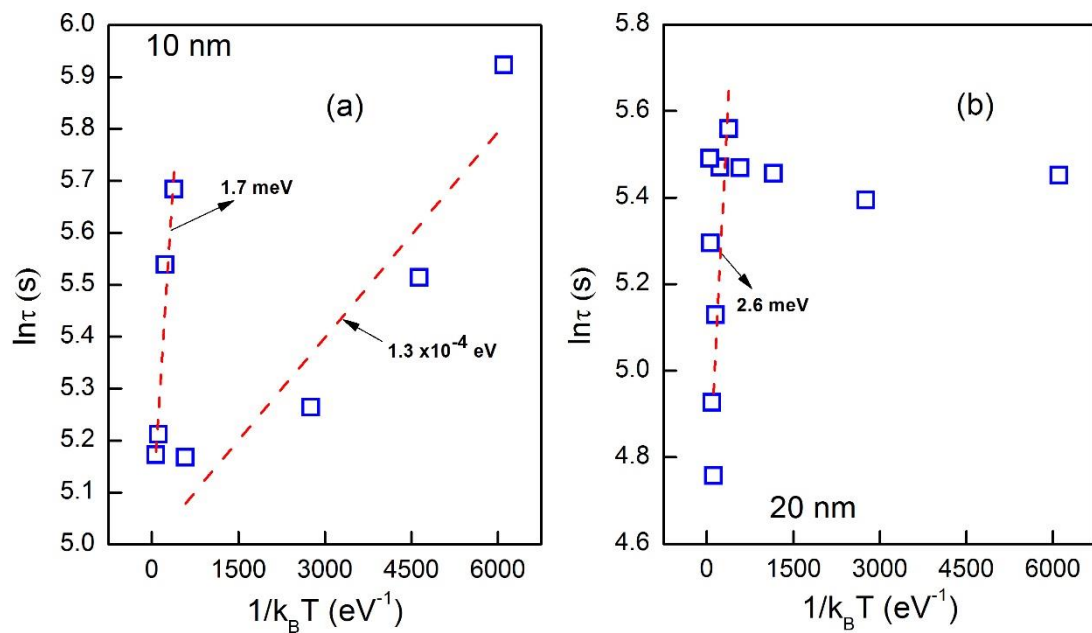


Figura 4.8 Logaritmo natural para os tempos de recombinação mais lentos encontrados para os poços de 10 nm em a) e 20 nm de espessura em b). As linhas tracejadas em vermelho indicam o ajuste realizado para obtenção da energia de ativação indicadas pelas setas.

4.1.1 Amostra com 10 nm de espessura

Para verificar o efeito do nível de defeito na curva de resistência elétrica, compara-se os gráficos onde foram obtidas as energias de ativação dos níveis de defeito, Figuras 4.7(a) e 4.8(a) e a curva de resistência elétrica em função da temperatura, Figura 4.1(a). Tomando a derivada da curva de RxT , pode-se verificar o efeito mais claramente na mudança da inclinação da curva para a resistência elétrica. Na figura 4.9(a) e 4.9(b), pode-se fazer a comparação e verificar que existe uma alteração na inclinação em torno de 25 K, que é muito próximo do valor de temperatura correspondente à energia de 1,7 meV. É possível observar que tanto para o nível de defeito raso quanto para o nível de defeito profundo, o valor para a energia de ativação encontrado foi o mesmo. Entretanto, atribui-se essa igualdade entre os valores para os níveis de defeito à resolução da metodologia aplicada na qual não possibilitou uma melhor distinção, entre os níveis, por serem próximos. Esse comportamento reforça a influência do nível de defeito, que a esta temperatura se encontra ativo, alterando a dinâmica do processo de recombinação dos portadores de carga e fazendo com que o efeito de persistência apareça nas

curvas de condutividade apresentadas na Figura 4.2(a), além de influenciar na amplitude da fotocondução apresentada pela amostra.

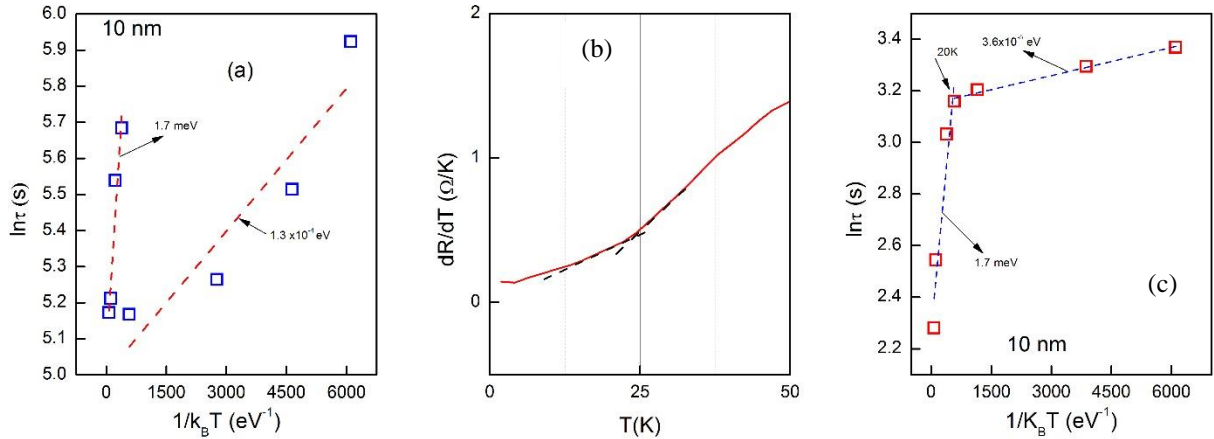


Figura 4.9 Curvas dos logaritmos naturais dos tempos de recombinação em função de $1/k_B T$ para o poço com 10 nm de espessura. Em (a) as curvas referentes ao tempo mais lento, com o ajuste realizado para obtenção da energia de ativação do nível de defeito. Em (b) a curva da derivada da resistência elétrica em função da temperatura. Em (c) as curvas para o tempo de recombinação mais rápido juntamente com o ajuste realizado. As setas indicam os valores obtidos para cada um dos valores obtidos de ΔE .

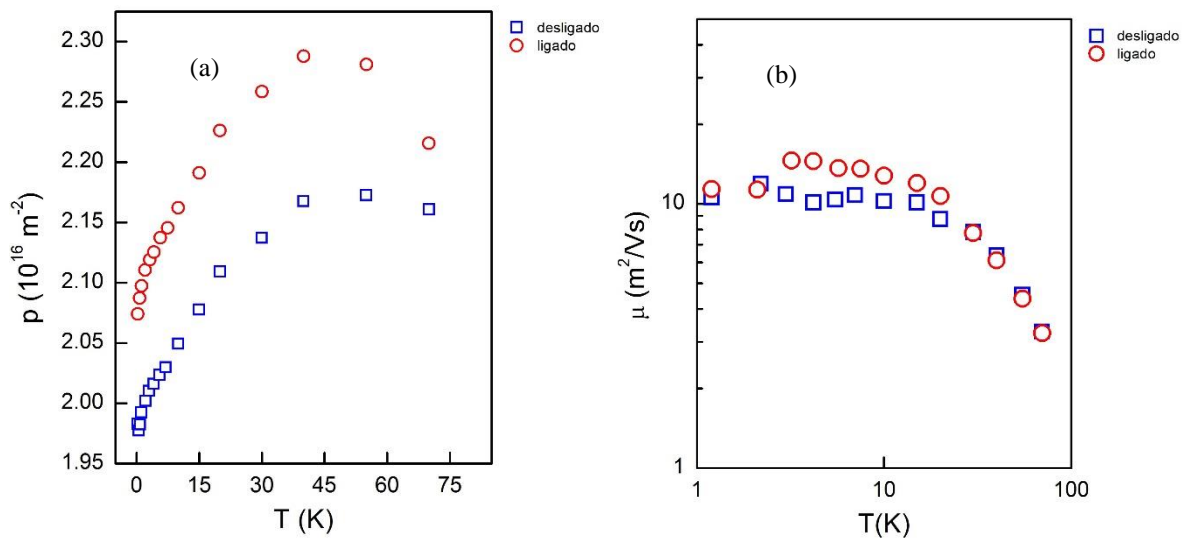
A fim de compreender a influência da radiação infravermelha sobre as propriedades de transporte foram realizadas medições de caracterização Hall para ambos os poços quânticos em condições de luz e escuro.

Na Figura 4.10 (a), tem-se as curvas para a densidade de portadores com e sem iluminação em função da temperatura, que foram obtidas para o poço de 10 nm onde é possível observar que, de modo geral, o comportamento das curvas sem iluminação (quadrados azuis) e com iluminação (círculos vermelhos) é semelhante. Sob iluminação é possível verificar um aumento na densidade de portadores. Para $T < 50$ K a densidade de portadores começa a diminuir suavemente e para temperaturas abaixo de 20 K, a concentração decresce a uma taxa maior. Comportamento que é observado tanto para condições de escuro quanto em condições de iluminação. Esse destaque na queda da concentração de portadores coincide com a região de temperatura onde o nível de defeito obtido a partir do ajuste dos tempos de recombinação, torna-se ativo.

A Figura 4.10 (b) apresenta as curvas de mobilidade elétrica, onde é possível observar que as curvas com e sem iluminação apresentam praticamente o mesmo comportamento e mesmos valores de mobilidade para $T > 10$ K. Para $T < 10$ K o comportamento das curvas é

ligeiramente diferente onde os valores de mobilidade quando a amostra é iluminada são maiores.

O gráfico da Figura 4.10(c) mostra uma ampliação na região de temperatura com os valores máximos da condutividade elétrica para o poço de 10 nm. Assim como na curva para a mobilidade dos portadores quando $T < 30$ K, há um aumento na condutividade. Esse intervalo no aumento da fotoresposta coincide com a região de aumento na mobilidade dos portadores e pode-se notar a influência dessa variação na resposta da amostra à iluminação. Esse fato, pode ser mais bem visualizado na Figura 4.4 que mostra as curvas da condutividade para o poço de 10 nm a temperaturas fixas de 10 K e 4,2 K. Nessa figura, é possível observar que a fotoresposta para a curva de 10 K é levemente maior do que em 4.2 K, o que está de acordo com o observado nas curvas para a mobilidade dos portadores em 4.10(b) e também para a amplitude da fotoresposta em 4.10(c).



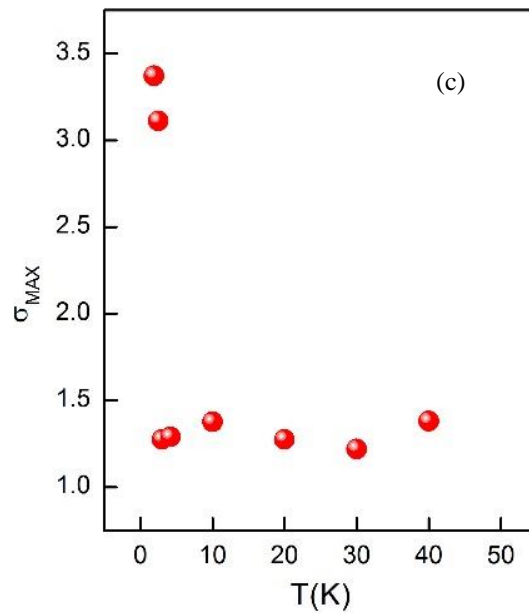


Figura 4.10 Medidas de caracterização Hall para o poço de 10 nm de espessura. Em a) são apresentadas as curvas referente à densidade de portadores para condições de luz e escuro. Em b) são apresentadas as curvas referentes à mobilidade dos portadores também sob condições de iluminação e escuro. Em c) são apresentados os valores máximos atingidos pela condutividade elétrica (σ_{MAX}) para $T < 50$ K.

A Figura 4.11 mostra a variação da fotocondutividade ($\Delta\sigma$) em relação à temperatura (T) para o poço de 10 nm. Essa variação é obtida da diferença entre os valores atingidos das amplitudes da fotocondutividade do poço quântico em condições de iluminação e condições escuras, a partir da Equação 2.3. Apesar de a fotocondutividade da amostra ser positiva, pode-se observar que a partir de $T = 4,2$ K a variação passa a diminuir até o fim da medição. Essa queda em $\Delta\sigma$ pode estar relacionada à diminuição na densidade de portadores e à redução dos valores de mobilidade que ocorrem nessa faixa de temperatura, de maneira mais destacada do que mostrado na Figura 4.10(a) e 4.10(b).

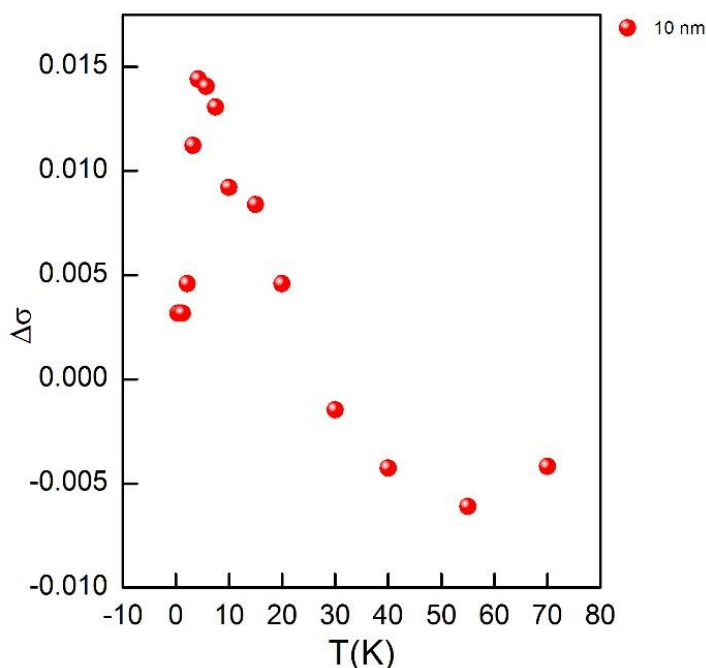


Figura 4.11 Variação da fotocondutividade ($\Delta\sigma$) em relação à temperatura (T) para o poço de 10 nm. Pode-se observar que, a partir de $T \sim 4,2$ K, essa variação sofre uma queda que se relaciona com a influência de um nível de defeito ativo a essa temperatura.

4.1.2 Amostra com 20 nm de espessura

O mesmo procedimento para compreender o mecanismo de fotocondução no poço de 20 nm foi realizado. A Figura 4.12(b) apresenta a derivada da resistência elétrica em função da temperatura T . Verifica-se que ocorre uma mudança na inclinação da curva para a resistência elétrica em torno de 40 K. Fazendo a comparação com as Figuras 4.12(a) e 4.12(b) é possível verificar que a inclinação apresentada na curva da derivada da resistência elétrica acontece na região próxima aos valores obtidos para a energia de ativação dos níveis de defeito que é de 3,8 meV e 2,6 meV. Com isso, esse comportamento indica a influência desses níveis de defeitos no processo de recombinação dos portadores e, conseqüentemente, causa o efeito de persistência na amostra a partir dessa região de temperatura como observado na Figura 4.2(b). Ambos os níveis acabam também por exercer influência na amplitude de fotocondução como foi visto também nas medições realizadas para o poço de 10 nm.

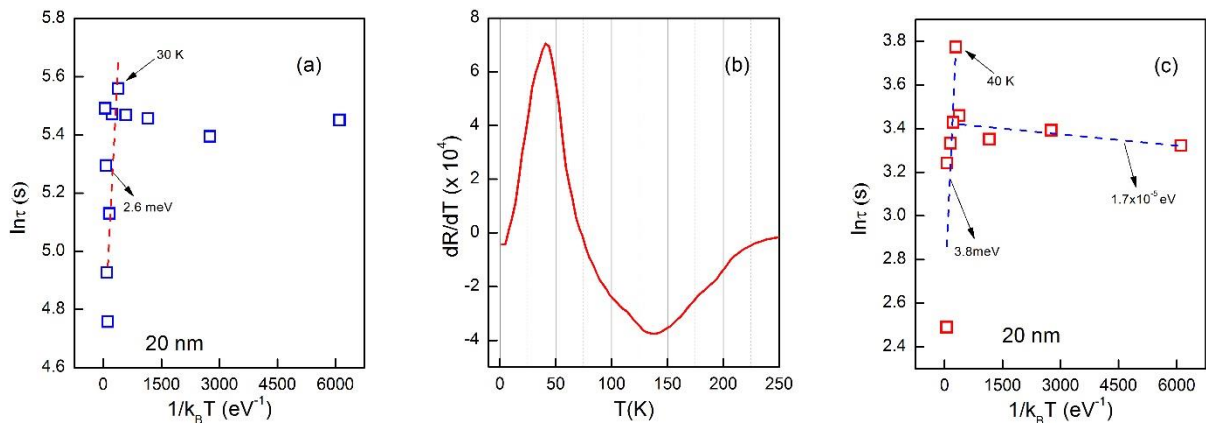


Figura 4.12 Curvas dos logaritmos naturais dos tempos de recombinação em função de $1/k_B T$ para o poço com 20 nm de espessura. Em (a) as curvas referentes ao tempo mais lento com o ajuste realizado para obtenção da energia de ativação do nível de defeito. Em (b) a curva da derivada da resistência elétrica em função da temperatura. Em (c) as curvas para o tempo de recombinação mais rápido juntamente com o ajuste realizado. As setas indicam os valores obtidos para cada um dos valores de $\Delta\varepsilon$.

Medições de caracterização Hall também foram realizadas para o poço quântico de 20 nm para uma melhor compreensão do mecanismo de transporte elétrico sob influência do LED infravermelho e para entender melhor as curvas de fotocondutividade. A Figura 4.13(a) apresenta a curva para a concentração de portadores em condições com e sem iluminação em função da temperatura onde é possível perceber que ambas apresentam comportamentos semelhantes. Porém, com iluminação (círculos vermelhos) há uma maior densidade de portadores participantes do processo de transporte elétrico do que na curva para a condição sem iluminação (quadrado azuis). Em ambas as curvas, a densidade de portadores diminui com a queda de temperatura até atingir um mínimo quando $T \sim 30$ K e volta a aumentar para temperaturas menores. Sob iluminação, a queda na densidade de portadores é mais acentuada em relação à densidade em condições de escuro. Quando $T < 30$ K a densidade aumenta suavemente até aproximadamente 10 K e para temperaturas menores uma leve saturação na densidade de portadores ocorre. Para condição sem iluminação é possível observar que quando $T < 30$ K a densidade de portadores aumenta rapidamente e por volta de $T \sim 4,2$ K passa a diminuir até o fim da medição, não apresentando uma saturação como ocorre com a densidade de portadores quando a iluminação se mantém. O valor mínimo atingido pela densidade de portadores em ambas as curvas, em $T \sim 30$ K, pode estar relacionado à participação do nível de defeito que, ao aprisionar os portadores de carga, causa uma alteração na dinâmica do processo de recombinação. Pois os elétrons fotogerados, ao serem aprisionados, a partir dessa temperatura nos níveis de defeitos, demoram a se recombinar com os buracos na banda de

valência, causando assim um aumento na densidade de portadores a partir dessa região de temperatura.

A Figura 4.13(b) apresenta as curvas para a mobilidade dos portadores de carga do poço de 20 nm. O comportamento apresentado pela mobilidade, tanto em condições de escuro quanto de iluminação são semelhantes durante toda a medição. Porém, em condições sem iluminação, os valores de mobilidade são ligeiramente maiores. Em condições escuras é observado que no intervalo de 80 – 30 K há um aumento abrupto na mobilidade dos portadores e quando $T \sim 30$ K a curva atinge um valor máximo. Para $T < 30$ K, a mobilidade diminui até aproximadamente 10 K onde sofre uma saturação. A queda apresentada pela mobilidade, pode estar relacionada com o aumento observado na densidade de portadores para a curva sem iluminação apresentada na Figura 4.13(a), pois esse aumento leva a um maior espalhamento dos portadores. Sob a influência da luz, é possível observar que a iluminação não é a responsável pelo aumento da mobilidade, já que a curva para a condição sem luz também apresenta esse mesmo comportamento e possui valores maiores. Quando $T < 30$ K, a mobilidade dos portadores sofre uma queda e, a partir de 10 K, uma saturação nos valores também é observada. Já o efeito de saturação que aparece para $T < 10$ K, na curva de mobilidade dos portadores, pode ser a responsável pela amplitude de fotoresposta para as temperaturas de 10 K e 4,2 K serem próximas como observado na Figura 4.2(b).

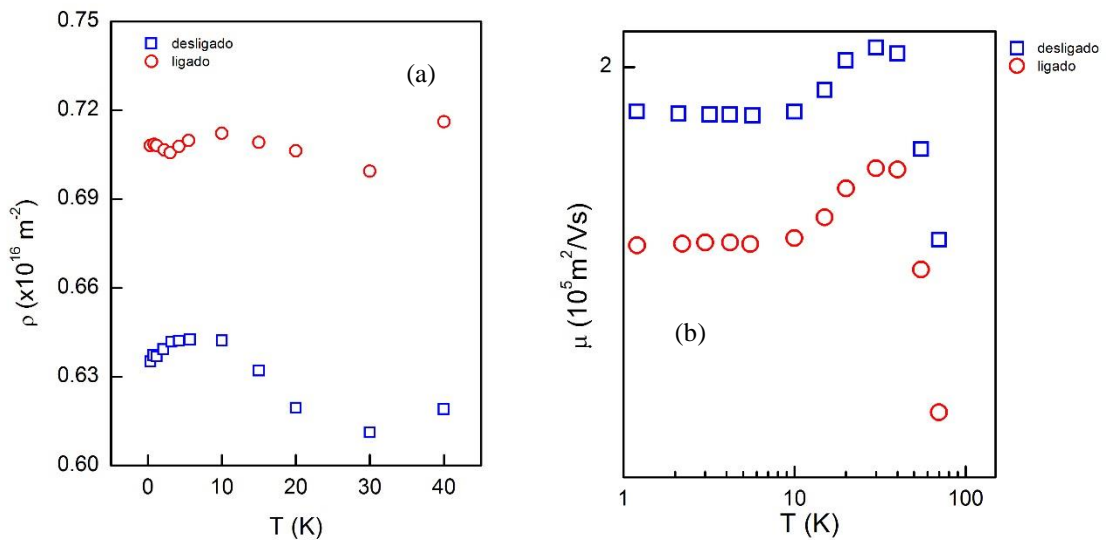


Figura 4.13 Medidas de caracterização Hall para o poço de 20 nm de espessura. Em a) são apresentadas as curvas referente à densidade de portadores para condições de luz e escuro e em b) são apresentadas as curvas referentes à mobilidade dos portadores sob condições de iluminação e escuro.

A Figura 4.14 mostra a variação total da fotocondutividade ($\Delta\sigma$) em relação à temperatura para o poço de 20 nm. Durante toda a medição realizada, o poço quântico apresentou uma variação positiva da sua fotocondutividade total. Quando $T < 50$ K há um aumento ainda maior nessa variação, coincidindo com o aumento da amplitude de fotoresposta observado na figura 4.2(b) e 4.3(b). Porém, para $T < 30$ K ocorre um aumento na variação da fotocondutividade total até o sistema chegar em aproximadamente 10 K. A partir dessa temperatura a variação da fotocondutividade total do poço passa a diminuir e quando $T \sim 1.9$ K, ocorre novamente um aumento no valor $\Delta\sigma$. Essa diminuição pode estar relacionada ao nível de defeito obtido a partir dos tempos de recombinação, que nessa faixa de temperatura se encontra ativo. A concentração de portadores também contribui para a diminuição em $\Delta\sigma$, pois nessa região de temperatura uma queda em seus valores pode ser observada na Figura 4.13 (a), alterando assim a condutividade da amostra. Quando $T < 10$ K é possível observar uma diminuição na variação da fotocondutividade até aproximadamente 3 K. A queda apresentada em $\Delta\sigma$ no intervalo entre 10 K – 3 K auxilia para uma melhor compreensão no comportamento observado pelas curvas de fotocondutividade para T fixas de 4,2 K e 10 K, apresentadas na Figura 4.4(a) e 4.4(b) referente ao poço de 20 nm. Em ambas as figuras, observa-se que a amplitude de fotoresposta para 10 K é ligeiramente maior que em 4,2 K. Um comportamento que não é esperado, uma vez que a amplitude de resposta à iluminação tende a ser maior para temperaturas mais baixas. Para 1,9 K, a variação da fotocondutividade total volta a aumentar, o que corrobora com as curvas apresentadas para o poço de 20 nm na Figura 4.2(b), onde a amplitude de resposta para $T = 1,9$ K é maior.

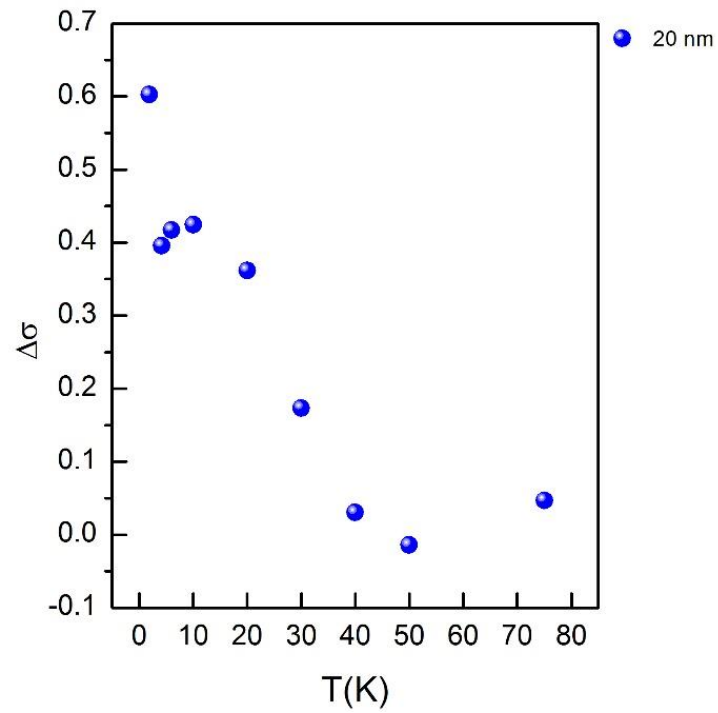


Figura 4.14 Variação da fotocondutividade ($\Delta\sigma$) em relação à temperatura (T) para o poço de 20 nm. Pode-se observar que, a partir de $T \sim 10$ K, essa variação sofre uma queda que se relaciona com a influência de um nível de defeito ativo a essa temperatura e com a densidade de portadores nessa região.

CAPÍTULO 5: CONCLUSÕES

Ambas as amostras, poços quânticos de PbTe/Pb_{0,9}Eu_{0,1}Te, do tipo-*p*, e com espessuras de 10 e 20 nm, se mostraram sensíveis à presença de iluminação infravermelha e apresentaram nas medições de fotocondução, um efeito de persistência. Há um aumento na amplitude de fotoresposta das amostras de acordo com a queda de temperatura do sistema. Este comportamento é esperado para essa classe de semicondutores. O comportamento metálico apresentado pelo poço de 10 nm já era esperado. Quanto ao poço de 20 nm, a transição de isolante para metálico não era o esperado, já que o poço de PbTe tem características metálicas.

O efeito de persistência na fotocondutividade que se manifesta em ambos os poços, é devido à presença de níveis de defeitos na estrutura de bandas das duas amostras. Para o poço de 10 nm de espessura, vê-se que o efeito de persistência é causado pela presença do nível de defeito que se torna ativo a partir de 20 K. O nível de defeito aprisiona os portadores, temporariamente, causando assim o aparecimento do efeito de persistência a partir dessa temperatura. Porém, o fato de o efeito de persistência para $T = 10$ K ser maior que em 4,2 K não pode ser completamente elucidado. A diminuição na variação da fotocondução apresentada pela amostra se deve ao comportamento na densidade e mobilidade dos portadores, obtidas pelas medidas de caracterização Hall.

Em relação ao poço com 20 nm de espessura, o efeito de persistência é causado pela presença de um nível de defeito que se torna ativo a partir de aproximadamente 50 K. A diminuição na variação da fotocondução apresentada pela amostra no intervalo entre 10 K – 3 K se deve ao comportamento na densidade e mobilidade dos portadores, obtidas pelas medidas de caracterização Hall. A diminuição da mobilidade sob influência da luz, se deve ao aumento na densidade de portadores por ela causada. A queda na mobilidade que ocorre quando $T < 30$ K juntamente com a ativação do nível de defeito, a partir do tempo de recombinação, auxiliaram na compreensão para a amplitude de resposta do poço de 20 nm ser maior em 10 K do que em 4,2 K. Em relação a amostra de 20 nm de espessura, tem-se o poço como um candidato de grande potencial para aplicação tecnológica, por exemplo, na confecção de dispositivos sensíveis à iluminação devido à sua alta amplitude de resposta quando submetida à radiação infravermelha.

Para estudos futuros, o cálculo para as taxas de geração e recombinação de portadores poderá ser realizado para uma melhor compreensão de como o mecanismo de recombinação dos portadores altera a fotocondutividade da amostra. Outros LEDs emissores, como por

exemplo o azul, também podem ser utilizados para observar o comportamento da fotoresposta dos poços e futuramente realizar uma comparação com os resultados apresentados nesse trabalho.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. Jia-Lin Zhu, Guowei Zhang, Jinquan Wei, and Jia-Lin Sun, *Appl. Phys. Lett.* 101, 123117 (2012).
2. Shendong Zhuang, Yan Chen, Yidong Xia, Nujiang Tang, Xiaoyong Xu, Jingguo Hu and Zhuo Chen, *AIP Advances* 6, 045214 (2016).
3. Tsyn D. V. S. - *Electrical and Optical Properties of Semiconductors*, The Lebedev Physics Institute Series, (2012).
4. Pena, F. S., Peres, M. L., Pirralho, M. J. P., Soares, D. A. W., Fornari, C. I., Rappl, P. H. O., Abramof, E. "Fast photoresponse and high parallel transport in *n*-type PbTe/PbEuTe quantum wells". *Applied physics letters*, v. 111, p. 192105, (2017).
5. Saran, R., Curry, R. *J.Nature.* v 10, pg 81. (2016).
6. M. A. B. Tavares, M. J. da Silva, M. L. Peres, S. de Castro, D. A. W. Soares, A. K. Okazaki, C. I. Fornari, P. H. O. Rappl, and E. Abramof, "Investigation of negative photoconductivity in p-type $Pb_{1-x}Sn_xTe$ film," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, p. 042102, (2017).
7. Pirralho, M.J.P., Peres, M. L., Soares, D. A. W., Braga, P. C. O., Pena, F. S., Fornari, C. I., Rappl, P. H. O., Abramof, E. *Physical Review B* 95, 075202 (2017).
8. H. M. Chen, Y. F. Chen, M. C. Lee, M. S. Feng."Persistent photoconductivity in *n*-type GaN". *Journal of Applied Physics* **82**, 899 (1997).
9. Antonello Tebano, Emiliana Fabbri, Daniele Pergolesi, Giuseppe Balestrino, Enrico Traversa."Room-Temperature Giant Persistent Photoconductivity in $SrTiO_3/LaAlO_3$ Heterostructures". *ACS Nano* 2012, 6, 2, 1278-1283 (2012).
10. Antonio Di Bartolomeo *et al.* "Electrical transport and persistent photoconductivity in monolayer MoS_2 phototransistors". *Nanotechnology* Vol. **28** 214002 (2017).
11. S. de Castro, D. A. W. Soares, M. L. Peres, P. H. O. Rappl, E. Abramof. "Room temperature persistent photoconductivity in p-PbTe and p-PbTe:BaF₂". *Applied Physics Letters* **105**, 162105 (2014).
12. Yuan, S., Krenn, H., Springholz, G., Ueta, Y., Bauer, G., & McCann, P. J. *Phys. Rev. B* 55, 4607 (1997).
13. Peres, M. L., Chitta, V. A., & Jr. Oliveira, N. F. *Phys. Rev. B* 79, 085309 (2009).
14. Krenn, H., Herbst, W., Pascher, H., Ueta, Y., Springholz, G., Bauer. *Phys. Rev. B* 60, 8117-8121 (1999).

15. G. Grabeck, J. Wróbel, T. Dietl, E. Papis, E. Kamisca, A. Piotrowska, G. Springholz, G. Bauer, *Physica E*, **13**, 649 (2002).
16. Y. W. Tsang, M. L. Cohen, "Calculation of the temperature dependence of the energy gaps in PbTe and SnTe", *Phys. Rev. B*, **3**, 1254 (1971).
17. G. Springholz, G. Bauer, G. Ihninger. "MBE of high mobility PbTe films and PbTe/Pb_{1-x}Eu_xTe heterostructures". *Journal of Crystal Growth*. Vol. 127. p. 302-307 (1993).
18. G. Springholz, G. Ihninger, G. Bauer, M. M. Olver, J. Z. Pastalan, S. Romaine, and B. B. Goldberg, "Modulation doping and observation of the integral quantum Hall effect in PbTe/Pb_{1-x}Eu_xTe multiquantum wells," *Appl. Phys. Lett.* vol. 63, p. 2908, (1993).
19. Blakemore., J. S. *Journal Applied Physics*. vol. 53, p. 123. (1982).
20. Sergio Tuan Renosto, Lívia de Souza Ribeiro, Sônia Guimarães, Joaquim Tavares de Lima. "Camadas epitaxiais de compostos IV-VI crescidas pela técnica HWBE". *Anais do 13º Encontro de Iniciação Científica e Pós-Graduação do ITA* (2007).
21. Z. H. Dughaish, "Lead telluride as a thermoelectric material for thermoelectric power generation," *Physica B*, vol. 322, p. 205–223, (2002).
22. Parada, J. and Jr. G. W. Pratt. New model for vacancy states in PbTe. *Physical Review Letters* 22(5):180 – 182, (1969).
23. G. Martinez, M. Schlüter, M. L. Cohen, "*Electronic structure of PbSe and PbTe. I. Band structures, densities of states, and effective mass*", *Phys. Rev. B*, **11**, 651 (1975).
24. KHOKHLOV, D. *Lead chalcogenides physics and applications*. New York:Taylor&Francis, 203. 697 p.
25. Silvio José Prado. Propriedades Ópticas Lineares em Pontos Quânticos de PbTe. *Revista Ciências Exatas e Naturais*, Vol.15, nº 2 (2013).
26. I. I. Zasavitskiĭ, E. V. Bushuev, E. A. Andrada e Silva, and E. Abramof, "Energy Spectrum of Quantum Wells in PbTe/PbEuTe-Based Structures from Photoluminescence Data," *JETP Letters*, vol. 75, pp. 559-562 (2002).
27. Peres, M. L., Chitta, V. A., & Jr. Oliveira, N. F. *Phys. Rev. B* 79, 085309 (2009).
28. Sandoval, Marcelo Alejandro Toloza "Fenômenos dependentes de *spin* em semicondutores nanoestruturados". *Tese doutorado*, UFBA, Salvador – BA (2014).
29. J. M. Schneider, M. L. Peres, S. Wiedmann, U. Zeitler, V. A. Chitta, E. Abramof, P. H. O. Rappl, S. de Castro, D. A. W. Soares, U. A. Mengui, N. F. Oliveira, Jr., "*Systematic study of doping dependence on linear magnetoresistance in p-PbTe*", *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 162108 (2014).
30. S. Yuan, G. Springholz, G. Bauer, and M. Kriechbaum, *Phys. Rev. B* **49**, 5476 (1994).

31. A. Ishida, S. Matsuura, and H. Fujiyasu, "Properties of PbTe/EuTe short period superlattices and their application to LASER diodes," *Superlattices and Microstructures*, vol. 2, (1986).
32. Lin, Y. M. "Thermoelectric properties of Bi_{1-x}Sb_x nanowires and lead salt superlattice nanowires", Tese (Doctor of Philosophy), p.147, Massachusetts Institute Technology, 2003.
33. F. D. Rosi, "Thermoelectricity and thermoelectric power generation," *Solid-State Electronics*, vol. 11, pp. 833-868, 1968.
34. Yiming Yang *et al.* "Hot Carrier Trapping Induced Negative Photoconductance in InAs Nanowires toward Novel Nonvolatile Memory," *Nano Lett.*, vol. 15, p. 5875, 2015.
35. R. Jaramillo *et al.* "Transient terahertz photoconductivity measurements of minority-carrier lifetime in tin sulfide thin films: Advanced metrology V," *J. Appl. Phys.*, vol. 119, p. 035101, 2016.
36. Wei, P. C. *et al.* "Room-temperature negative photoconductivity in degenerate InN thin films with a supergap excitation," *Physical Review B*, vol. 81, pp. 045306-1, 2010.
37. Reynolds S., Brinza M., Benkhedir M.L., Adriaenssens G.J. (2017) Photoconductivity in Materials Research. In: Kasap S., Capper P. (eds) Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials. Springer Handbooks. Springer, Cham
38. M J P Pirralho, M L Peres, F S Pena, R S Fonseca, D da Cruz Alves, D A W Soares, C I Fornari, P H O Rappl and E Abramof. "Disorder effect on photoconductivity properties in metallicPb_{1-x}Eu_xTe epitaxial layers". Mater. Res. Express 6 025915 (2019).
39. Cunha, Juliana B. B. "Propriedades Ópticas anômalas de poços e fios quânticos de InGaAs/InP Vicinais". Tese doutorado, UnB, Brasília – DF (2007).
40. S. Castro. "Medidas de transporte elétrico em semicondutores de gap estreito," Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Materiais, 2015.
41. Field III, R.L., Jin, Y., Cheng, H., Dannecker, T., Jock, R.M., Wang, Y.Q., Kurdak, C., & Goldman. Influence of N incorporation on persistent photoconductivity in GaAsN alloys, Phys. Rev B. 87, 155303 (2013).
42. Li, J.Z. Lin, J.Y., Jiang, H. X., Khan, M. A., Chen, Q. Journal of Applied Physics, v 82. 1227 (1997).
43. Queisser, H. J., Theodorou, D. E. Physical Review B. v 33, 6(1986).

44. Schlicht, B., Dornhaus, R., Nimtz, G., Haas, L. D., Jakobus, T., Solid-State Electronics 21, pg.1481-1485(1978).
45. Lischka, K., Huber, W. Journal Applied Physics, 48, 2632(1977).
46. A.R. Beattie e P.T. Landsberg, Proc. R. Soc. London A 249, 16, (1959).
47. Nimtz, Günter. PhysicsReports, Vol.63(5), pp.265-300, 1980.
48. Peres, Marcelos Lima. *Localização de Anderson e transição metal-isolante em filmes de $Pb_{1-x}Eu_xTe$ do tipo p*. 2008. Tese (Doutorado em Física) – Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, (2008).
49. V. A. Chitta, W. Desrat, D. K. Maude, B. A. Piot, N. F. Oliveira, Jr., P. H.O. Rappl, A. Y. Ueta, and E. Abramof, Phys. Rev. B 72, 195326 (2005).
50. Akimov, B. A., Bogoyavlenskiy, V. A. Physical Review B 61, 16045-16051 (2000).
51. Gogurla, N., Sinha, A. K., Naskar, D., Kundub, S. C., & Ray, S. K. Nanoscale, 8, 7695, (2016).