



Vitor Bento de Sousa

**Fotodetector de duas cores baseado em super-rede
assimétrica**

Dissertação de Mestrado

Dissertação apresentada como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica do Departamento de Engenharia Elétrica da PUC-Rio.

Orientadora: Prof. Patrícia Lustoza de Souza
Co-Orientador: Prof. Germano Maioli Penello

Rio de Janeiro
Março de 2020



Vitor Bento de Sousa

**Fotodetector de duas cores baseado em super-rede
assimétrica**

Dissertação apresentada como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo.

Prof. Patrícia Lustoza de Souza

Orientadora

Centro de Estudos em Telecomunicações – PUC-Rio

Prof. Germano Maioli Penello

Co-Orientador

UFRJ

Prof. Roberto Jakomin

UFRJ

Prof. Daniel Neves Micha

CEFET/RJ

Rio de Janeiro, 10 de Março, de 2020

Todos os direitos reservados. É proibida a reprodução total ou parcial do trabalho sem autorização da universidade, da autora e do orientador.

Vitor Bento de Sousa

Graduado em Engenharia Elétrica pela Universidade Federal Fluminense, Rio de Janeiro, Brasil em 2017.

Ficha Catalográfica

Sousa, Vitor Bento de

Fotodetector de duas cores baseado em super-rede assimétrica / Vitor Bento de Sousa ; orientadora: Patrícia Lustoza de Souza ; co-orientador: Germano Maioli Penello. – 2020.

104 f. : il. color. ; 30 cm

Dissertação [mestrado]–Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Elétrica, 2020.

Inclui bibliografia

1. Engenharia Elétrica - Teses. 2. Fotodetectores. 3. Super-redes assimétricas. 4. Infravermelho. 5. Duas cores. I. Souza, Patrícia Lustoza de. II. Penello, Germano Maioli. III. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Engenharia Elétrica. IV. Título.

CDD: 621.3

Dedico aos meus pais pelo suporte e
encorajamento.

Agradecimentos

Agradeço à professora Patrícia pela sua paciência e dedicação. Agradeço ao meu amigo Rudy Sakamoto pela ajuda e por ter sido um verdadeiro amigo. Agradeço ao professor Germano por ter compartilhado sua pesquisa comigo e por ter sido presente no decorrer desse trabalho. Agradeço ao laboratório LabSem por ter me recebido muito bem. Agradeço aos meus amigos que fiz na PUC-RIO. Agradeço a minha família por toda a ajuda.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

Resumo

Sousa, Vitor; Lustoza de Souza, Patricia; Maioli Penello, Germano. **Fotodetector de duas cores baseado em super-rede assimétrica**. Rio de Janeiro, 2020. 104p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Engenharia Elétrica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Dispositivos opto-eletrônicos são elementos semicondutores que convertem radiações eletromagnéticas em corrente elétrica, e vice e versa. Os fotodetectores são dispositivos desse tipo, os quais possuem grande relevância na atualidade, devido a suas diversas aplicações. As pesquisas atuais se concentram no estudo de fotodetectores à base de poços quânticos para operar no infravermelho médio (2-20 μm), mais especificamente em super-redes. No presente trabalho foi desenvolvido um fotodetector de duas cores baseado em super-redes assimétricas. O fotodetector construído possui uma rede com duas sessões. A primeira sessão tem cinco poços quânticos e cinco barreiras com 2 nm e 3.5 nm de espessura, respectivamente. A segunda sessão possui cinco poços quânticos e cinco barreiras de 2 nm e 7 nm de espessura, respectivamente. Entre as sessões existe um poço quântico de 2.5 nm. O material que forma os poços quânticos é de InGaAs e o material das barreiras é de AlInAs. Esse dispositivo foi capaz de operar como um fotodetector de duas cores operando no modo fotovoltaico detectando radiações de 309 meV e 415 meV. O dispositivo foi capaz de operar em altas temperaturas. A temperatura máxima de operação foi de 245 K. Além disso, ao se aplicar tensões no dispositivo, é possível selecionar a radiação a ser detectada pelo fotodetector. Sendo elas 309 meV ou 415 meV.

Palavras-chave

fotodetectores; super-redes assimétricas; infravermelho; duas cores.

Abstract

Sousa,Vitor; Lustoza de Souza,Patricia (Advisor); Maioli Penello,Germano (Co-Advisor). **Two color photodetector based on asymmetric superlattice**. Rio de Janeiro, 2020. 104p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Engenharia Elétrica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro..

Opto-electronic devices are semiconductor elements that convert electromagnetic radiation in electric current. Photodetectors are devices of this type, which are the main relevant ones today due to their diverse applications. Current research focuses on the study of photodetectors based on quantum wells for operation in the medium infrared (2-20 μm), more specifically with superlattices. In the present work a photodetector of two cores based on asymmetric superlattice was developed. The built-in photodetector had a superlattice with two sections. The first section had five quantum wells and five barriers with 2 nm and 3.5 nm of thickness, respectively. The second section had five quantum wells and five barriers of 2 nm and 7 nm thick, respectively. Between the sections there is a 2.5 nm quantum well. The material that formed the quantum wells was InGaAs and the material of the barriers was AlInAs. This device was able to operate as a dual color photodetector operating in the photovoltaic mode detecting radiation of 309 meV and 415 meV. The device was able to operate at high temperatures. The maximum operating temperature was 245 K. In addition, when applying voltages to the device, it is possible to select the detection energy of the photodetector :309 meV or 415 meV.

Keywords

Photodetectors; Superlattice asymmetric; Infrared; Dual color.

Sumário

1	Introdução	15
2	Teoria	20
2.1.	Materiais Semicondutores	20
2.2.	Poço de potencial infinito	24
2.3.	Poço de potencial finito	26
2.4.	Heteroestrutura	30
2.5.	Interação radiação matéria	32
2.6.	Absorção e emissão de luz em semicondutores	33
2.7.	Fotodetectores	33
2.8.	QWIPS	35
2.8.1.	Estado ligado para estado ligado (<i>bound to bound – BB</i>)	35
2.8.2.	Estado ligado para o contínuo (<i>bound to continuum-BC</i>)	36
2.8.3.	Estado ligado para estado quase ligado (<i>bound to quasi-bound – BQB</i>)	37
2.9.	Super-redes	37
2.10.	Super-rede com defeito	38
2.11.	Super-redes assimétricas	39
2.12.	Fotodetector de duas cores com super-rede assimétrica	41
2.13.	Acoplamento com a radiação eletromagnética	43
2.14.	Caracterização	44
2.14.1.	Corrente por tensão	44
2.14.2.	Espectro da fotocorrente	48
2.14.3.	Responsividade	50
2.14.4.	Ruído	51
2.15.	Detectividade	52
3	Simulações e operação do dispositivo	53
3.1.	Simulações e operação	53
3.2.	Simulações no modo fotovoltaico	57
4	Crescimento e Processamento	60
4.1.	Crescimento	60
4.2.	Processamento	61
4.3.	Resultados do Processamento	64
5	Resultados e discussões	67
5.1.	Corrente de escuro	68
5.2.	Energia de Ativação	72
5.3.	Espectro de Fotocorrente	74
5.4.	Responsividade	86
5.5.	Ruído e detectividade	94
5.5.1.	Detectividade	97

6 Conclusão	100
7 Referências Bibliográficas	102

Lista de Figuras

Figura 1.1 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica do dispositivo, destacando as funções que se estendem em apenas uma direção, além da fundamental	19
Figura 2.1 Ilustração dos orbitais atômicos e representação dos elétrons por nível de energia para um átomo de silício	20
Figura 2.2 Formação de bandas de energia devido a aproximação dos átomos em um sólido [1]	22
Figura 2.3 Poço de potencial infinito	24
Figura 2.4 Energia discretizada para o elétron	26
Figura 2.5 Representação de um poço finito	27
Figura 2.6 Poço de potencial produzido utilizando 2 semicondutores com gaps distintos	31
Figura 2.7 Surgimento de níveis discretos dentro de um poço de potencial	31
Figura 2.8 Transição estado ligado para estado ligado	36
Figura 2.9 Estado ligado para o contínuo	36
Figura 2.10 Estado ligado para estado quase ligado	37
Figura 2.11 Super-rede	38
Figura 2.12 Super-redes com defeito	38
Figura 2.13 Super-rede assimétrica	39
Figura 2.14 Densidade de probabilidade eletrônica para o elétron em uma super-rede assimétrica	40
Figura 2.15 Super-rede assimétrica destacando em vermelho a região da super-rede que gera interferência destrutiva na função de onda do elétron	41
Figura 2.16 Super-rede assimétrica. Sendo destacado em vermelho a seção que gera interferência em uma energia de 659 meV.	42
Figura 2.17 Super-rede assimétrica. Sendo destacado em vermelho a seção que gera interferência em uma energia de 566 meV	42
Figura 2.18 Forma correta da incidência da radiação no dispositivo	44
Figura 2.19 Representação dos processos que contribuem para a corrente de escuro na estrutura da banda de condução. PC está representando a corrente gerada por fotocorrente desejada. A região hachurada são os níveis de energia discretos	45
Figura 2.20 HP4145B Semiconductor Parameter Analyzer	46
Figura 2.21 Exemplo de medida de I-V em função da temperatura para uma amostra de super-rede.	46
Figura 2.22 Exemplo de um gráfico de Arrhenius com uma tensão fixa de 5 V para uma amostra de superrede assimétrica. A reta vermelha representa	

o trecho linear do gráfico	47
Figura 2.23 Exemplo de uma energia de ativação em função da tensão para uma amostra de super-rede assimétrica	48
Figura 2.24 Representação de uma medida de fotocorrente	49
Figura 2.25 Exemplo de uma medida de fotocorrente feita utilizando um FTIR	50
Figura 2.26 Esquema de medida de responsividade	51
Figura 3.1 Heteroestrutura construída no programa baseado no modelo Kane	53
Figura 3.2 Corrente em sentidos opostos no dispositivo. As setas vermelhas e verdes indicam o sentido da corrente.	55
Figura 3.3 Simulações do espectro de absorção da amostra de super-redes	55
Figura 3.4 Simulações da densidade de probabilidade eletrônica da super-rede da amostra. A curva em azul representa o estado fundamental. A curva em vermelho e verde representam os estados vazantes.	56
Figura 3.5 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com 3 V	57
Figura 3.6 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com - 3 V	58
Figura 3.7 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com 5 V	58
Figura 3.8 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com - 5 V	59
Figura 4.1 Estrutura e material da amostra de super-rede	61
Figura 4.2 Passo a passo da fotolitografia. [a] Amostra final limpa, [b] aplicação do fotorresiste, [c] iluminação seletiva, [d] revelação	62
Figura 4.3 Passo a passo da fotolitografia. [a] Amostra final limpa, [b] aplicação do fotorresiste, [c] iluminação seletiva, [d] revelação, [e] corrosão, [f] limpeza da amostra, [g] iluminação seletiva, [h] revelação, [i] metalização, [j] limpeza da amostra	63
Figura 4.4 Mesa utilizada na litografia para a corrosão.	66
Figura 4.5 Mesa utilizada na litografia para a metalização.	66
Figura 5.1 Estrutura e material da amostra de super-rede. Sendo destacado as ligações do potencial elétrico aplicado e da terra no dispositivo	67
Figura 5.2 Medida de I-V com tensão entre -5V e +5V e temperatura variando de 77K a 300K.	69
Figura 5.3 Medida de I - V a 77 k com tensão variando de 5 V a -5 V.	70
Figura 5.4 Comparação entre a medida de I-V com e sem heatshield. 77 K e 125 K com heatshield	70
Figura 5.5 Comparação entre a medida de I - V SHS e CHS para 77 K	71
Figura 5.6 Comparação entre a medida de I - V SHS e CHS para 210 K. 210 K é a temperatura Blip.	72

Figura 5.7 Energia de ativação de -5V a 5V	73
Figura 5.9 Fotocorrente com o dispositivo no modo fotovoltaico e na temperatura de 77 K	75
Figura 5.10 Comparação entre a fotocorrente de 0.8 V e 0 V em 77 K	76
Figura 5.11 Comparação entre a fotocorrente de - 0.8 V e 0 V em 77 K	77
Figura 5.12 Fotocorrente em 77 K com 2 V aplicado	78
Figura 5.13 Fotocorrente em 77 K com -1.6 V aplicado	78
Figura 5.14 : Fotocorrente com aplicação de bias negativo de -1 V e -2 V e positivo 1V, 2V, 3V,4V e 5V.	79
Figura 5.15 : Fotocorrente com aplicação de bias positivo de 1V, 2V, 3V, 4 V e 5V. Destacando a energia do novo pico de radiação	80
Figura 5.16 Fotocorrente com aplicação de tensão negativa de -3 V	81
Figura 5.17 Fotocorrente com aplicação de tensão negativa de -4 V	81
Figura 5.18 Fotocorrente com aplicação de tensão negativa de -5 V	82
Figura 5.19 Fotocorrente do dispositivo com bias de -0.5 V. Na temperatura de 180K e 185K	82
Figura 5.20 : Medidas de fotocorrente com bias positivo de 1 V, 2 V e 4 V com o dispositivo em 200K	83
Figura 5.21 : Comparação entre a medida de fotocorrente, com a temperatura de 200 K, no modo fotovoltaico e com 0.5 V	83
Figura 5.22 Fotocorrente com o dispositivo operando no modo fotovoltaico para as temperaturas de 77 K, 140 K, 200 K e 245 K	84
Figura 5.23 : Medida de fotocorrente na temperatura de 245 K. Destacando os picos de radiação que geram fotocorrente	85
Figura 5.24 Esquema da medida responsividade	86
Figura 5.25 Corrente obtida durante a medida de responsividade	87
Figura 5.26 Medida de responsividade para 77 K no modo fotovoltaico	88
Figura 5.27 Medida de responsividade para 77 K no modo fotocondutivo com 5V	88
Figura 5.28 Medida de responsividade para 77 k no modo fotocondutivo com -3 V aplicado	89
Figura 5.29 Medida de responsividade para 77 K no modo fotocondutivo com -5V aplicado	90
Figura 5.30 Medida de responsividade para 245 K para o dispositivo operando no modo fotovoltaico	91
Figura 5.31 : Medida de responsividade para 77 K em função da tensão aplicada	92
Figura 5.32 : Medida de responsividade para 77 K, 110 K, 140 K, 165 K, 180 K e 200 K em função da tensão aplicada	92
Figura 5.33 Medida de responsividade para o dispositivo operando no modo fotovoltaico em função da temperatura	93
Figura 5.34 Corrente de ruído para 77 K em função da tensão	94
Figura 5.35 Corrente de ruído para 77 K, 110 K, 140 K, 165 K, 180 K e 200K em função da tensão	96

Figura 5.36 Corrente de ruído para o modo fotovoltaico em função da temperatura	97
Figura 5.37 Detectividade para o dispositivo operando em 77 K em função do tensão	97
Figura 5.38 Detectividade para o dispositivo operando em 77 K, 110 K, 140 K, 165 K, 180K e 200K	98
Figura 5.39 Detectividade para o dispositivo operando no modo fotovoltaico em função da temperatura	99

*Já te ocorreu que talvez não sejas assim tão grande?
Que talvez seja este espaço que é demasiado pequeno?*

Ed Bloom, *Big Fish*.

1 Introdução

Dispositivos optoeletrônicos são elementos semicondutores que convertem radiação eletromagnética em corrente elétrica, e vice-versa. Os fotodetectores são dispositivos desse tipo, os quais possuem grande relevância na atualidade, devido às suas diversas aplicações, como por exemplo, em sistemas de comunicações ópticas, monitoramento ambiental, medicina e aplicações militares [1].

Os sistemas de comunicações ópticas transmitem informações de um ponto a outro variando de poucos quilômetros a centenas de quilômetros. As informações são transportadas por uma onda eletromagnética cuja frequência varia da região do visível ao infravermelho próximo do espectro eletromagnético. Essa área sofreu uma grande revolução a partir dos anos 1980 com o implemento da fibra óptica. As fibras são filamentos utilizados como guias do sinal luminoso. Uma das suas grandes vantagens é a capacidade de transportar o sinal sem distorcê-lo e com poucas perdas. Por exemplo, a fibra de sílica pode transmitir a luz com perdas na faixa de 0,2 dB/km. Sendo assim, a potência perdida é apenas 1 % por 100 Km [2]. Para que se possa detectar o sinal luminoso na extremidade da fibra e convertê-lo em informação útil é crucial o uso de fotodetectores.

O monitoramento ambiental engloba medidas tomadas com o objetivo de avaliar se algum impacto ambiental está ocorrendo. A partir das informações obtidas é possível realizar ações efetivas para se solucionar o problema. No interior de São Paulo, está se utilizando câmeras de infravermelho para monitorar e assim ajudar no combate de incêndios [3]. O gerente florestal Luís Fernando Silva explica que: “A maior vantagem da utilização da tecnologia é a rapidez da detecção dos focos de incêndio e a rapidez com que a gente consegue, então, deslocar nossas brigadas de incêndio para fazer os controles nas frentes, nas fazendas”. Já Paulo Vicente Soares, da Divisão Florestal, informa que “Quanto mais rápido chegamos, mais rápido iniciamos o combate ao incêndio, diminuindo a área queimada praticamente numa proporção de até 50%” [3]. O

desenvolvimento dessas câmeras depende essencialmente dos estudos e avanços realizados em fotodetectores que atuam no infravermelho.

Um grupo de pesquisadores da State University of New York e do WRAIR (Walter Reed Army Institute of Reserach) utilizou câmeras construídas a partir de fotodetectores nanoestruturados de poços quânticos (QWIP) [4] para Teletermometria de Área Dinâmica (DTA). Essa é uma técnica para estudar fisiologia e pato-fisiologia. A técnica armazena imagens consecutivas no infravermelho e análises de FFT (Fast Fourier Transform) da biomodulação e micro homogeneidade da temperatura da pele. Para se obter dados confiáveis utilizando a DTA é crucial o uso de câmeras de infravermelho de λ acima de 8 μm , uma frequência de repetição de 30 Hz e uma sensibilidade menor que 30 mK. Isso é necessário para possibilitar o armazenamento de um grande número de imagens durante o período de observação. Segundo esse grupo, as câmeras baseadas em QWIPs são a melhor opção para esse trabalho, devido ao comprimento de onda de operação mais longo, maior resolução espacial, maior sensibilidade e excelente estabilidade dessas câmaras [5].

No meio militar, os avanços da tecnologia de imagem por infravermelho em tempo contínuo é crucial para vigilância, reconhecimento e operações noturnas. Uma câmera com QWIPs foi usada por pesquisadores da BMDO (Ballistic Missile Defense Organization – USA) em um estudo para identificar o veículo de lançamento a partir do jato de gases quentes emanado dos motores do foguete, foi assim possível discriminar com alto grau de precisão o veículo dos gases [5]. Apesar de tantas aplicações já serem realizadas com os fotodetectores QWIPs, ainda existem muitos desafios a serem superados para ampliar sua área de atuação e consolidá-los tecnologicamente. Frente a isso, as pesquisas atuais se concentram no estudo de fotodetectores nanoestruturados à base de poços e pontos quânticos (QDIP) [6] para operar no infravermelho médio (3-6 μm) [7-10]. Os objetivos desses estudos são diversos, como por exemplo, reduzir seu custo de produção, aumentar sua eficiência [5] e aumentar a temperatura de operação [8].

Uma área de estudo de fotodetectores de QWIPs que tem chamado bastante atenção da comunidade científica devido a seus resultados positivos é a área de super-redes. Super-redes são poços quânticos acoplados formando uma rede de poços, permitindo aumentar a temperatura de operação e manipular a estrutura

eletrônica da amostra. Isso possibilita escolher com precisão o espectro a ser absorvido pelo dispositivo [11].

A região do espectro eletromagnético que temos interesse nesse trabalho é o do infravermelho médio que possui energias entre 207 meV e 413 meV. Para detectar radiações com essas energias com precisão, ou seja, para construir fotodetectores capazes de distinguir e absorver radiação nessa faixa do espectro, são necessárias nanoestruturas semicondutoras com transição dentro da banda de condução. Os elétrons do nível fundamental de um poço são excitados a um nível superior de energia e coletados gerando uma fotocorrente. A super-rede permite controlar a diferença de energia entre os níveis dos estados.

O presente trabalho foi feito baseado em estruturas de super-redes. Antes de apresentar o que foi realizado aqui, é importante mencionar os trabalhos anteriores nos quais ele está baseado. O professor Germano Penello da UFRJ, colaborador do LabSem PUC-Rio, durante seu doutorado [12], realizou um estudo com grande êxito envolvendo super-redes. O objetivo do trabalho era controlar os níveis de energia abaixo da barreira de potencial (níveis dentro do poço) e também os níveis de energia acima desta barreira. Em seus estudos, ele observou duas vantagens em se controlar os níveis. Primeiro, as transições não estão mais limitadas pela altura da barreira de potencial determinada pelo material dos poços e barreira. Segundo, o controle dos níveis de energia acima da barreira pode ser utilizado para minimizar a corrente de escuro do detector.

Posteriormente, Leslie Katherine Guerra Jorquera, em seu doutorado [13], investigou a possibilidade de "violar" o limite da barreira de potencial (bandoffset) para materiais semicondutores III-V, que possuem um trecho de energias "proibidas" entre 400 meV e 700 meV para estruturas convencionais. Leslie, utilizando estruturas de super-redes, conseguiu absorções em 523 meV.

Por último, Pedro Henrique Pereira, em seu doutorado [14], começou a explorar o comportamento de super-redes assimétricas [15] [16] InGaAs/ InAlAs com defeito estrutural. Pedro observou que essa heteroestrutura apresenta duas importantes características: estados parcialmente localizados no contínuo, chamados de estados eletrônicos vazantes, e um aumento virtual do bandoffset na banda de condução. Por fim, confirmou o que já era esperado pelo professor Germano, devido à estrutura assimétrica da super-rede, a função de onda do

estado eletrônico é localizada numa direção e estendida na outra. Em consequência dessas características, o fotodetector apresenta modo dual de operação, fotocondutivo e fotovoltaico.

No presente trabalho, foi construído um fotodetector de duas cores com uma estrutura de super-redes assimétricas InGaAs/ InAlAs capaz de operar no modo fotovoltaico. Fotodetector de duas cores é uma categoria de fotodetectores capaz de detectar duas radiações de λ distintas. Para se construir tal dispositivo, foi tomado proveito do modo de operação dual, além do fato da função de onda do estado eletrônico se estender em direções preferenciais, observadas por Pedro Pereira.

A super-rede assimétrica do dispositivo consiste em cinco poços quânticos de 2 nm e cinco barreiras de 3,5 nm, seguida de um poço quântico de 2,5 nm, que é o defeito da estrutura. Por fim, temos cinco poços quânticos de 2 nm e sete barreiras de 7 nm. Essa estrutura gera a seguinte densidade de probabilidade eletrônica ilustrada na Figura 1.1. Observa-se que temos funções de onda que se estendem apenas em uma direção, ou para direita ou para esquerda. Com isso em mente, vemos que, dependendo da radiação absorvida pelo dispositivo, será gerada uma fotocorrente que flui em determinada direção. Dessa forma, analisando o sinal da corrente gerada, podemos determinar qual radiação está sendo absorvida. É isso que esse trabalho comprova por dados experimentais.

Em suma, essa dissertação de mestrado vai apresentar:

No capítulo 2:

1. Os fundamentos teóricos que possibilitaram a elaboração de tal dispositivo.
2. Os fundamentos teóricos das medidas realizadas no dispositivo para sua caracterização.

No capítulo 3:

1. Os resultados das simulações computacionais do dispositivo, referentes à estrutura de super-rede da amostra.

No capítulo 4:

1. Os detalhes de crescimento dessa amostra de super-rede assimétrica InGaAs/InAlAs.

2. Os detalhes sobre o processamento da amostra, tornando-o, de fato, um dispositivo.

No capítulo 5:

1. Os resultados experimentais do dispositivo, comprovando seu funcionamento.

No capítulo 6:

1. Por fim, o trabalho será concluído mostrando as possibilidades de trabalhos futuros.

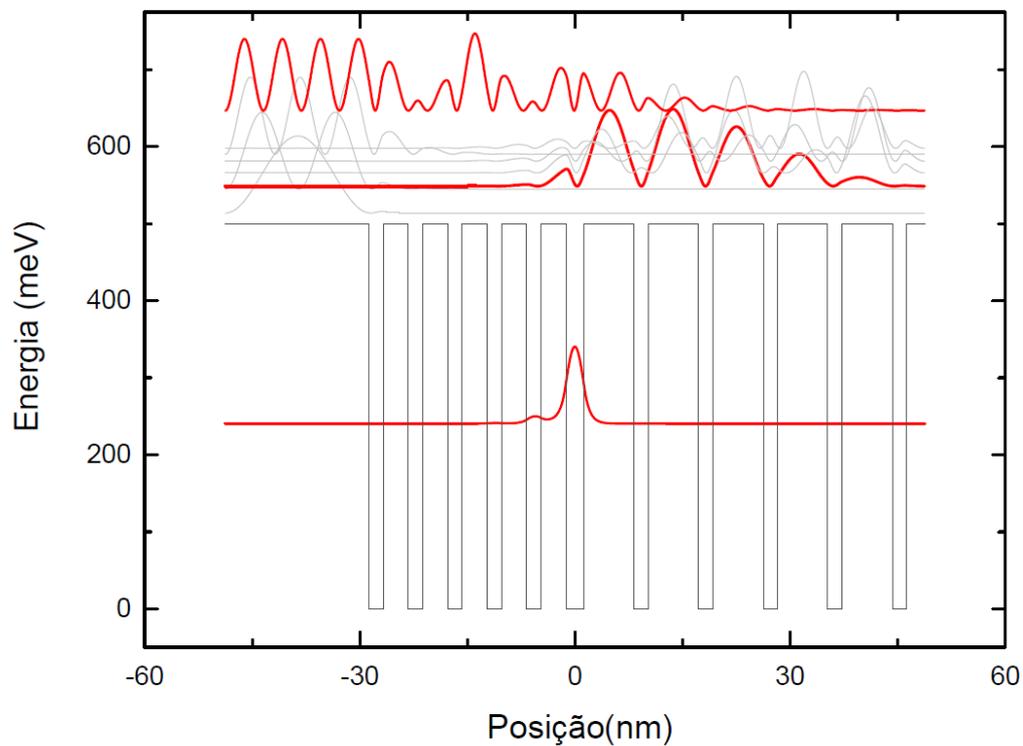


Figura 1.1 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica do dispositivo, destacando as funções que se estendem em apenas uma direção, além da fundamental.

2 Teoria

Este capítulo trata dos conceitos teóricos que possibilitaram a elaboração do dispositivo. Começaremos a análise explicando o que são materiais semicondutores e o conceito de bandas de energia. Feito isso, explicaremos o conceito de formação de um poço de potencial que é a base do funcionamento do dispositivo. Apresentaremos o que são materiais heteroestruturados, onde explicaremos como se pode construir um poço de potencial usando materiais semicondutores. Em seguida, iremos explicar a interação radiação e matéria, visando falar sobre dispositivos optoeletrônicos como fotodetectores tipo QWIP e QSLIP. A parte final do capítulo se destina aos modelos para os cálculos de caracterização do dispositivo.

2.1. Materiais Semicondutores

Para explicar semicondutores, precisamos compreender o conceito de bandas de energia em cristais. Um elétron em um átomo isolado possui níveis de energia discretos correspondentes aos orbitais atômicos, onde o elétron pode estar localizado. A Figura 2.1 faz uma ilustração disso para um átomo de silício.

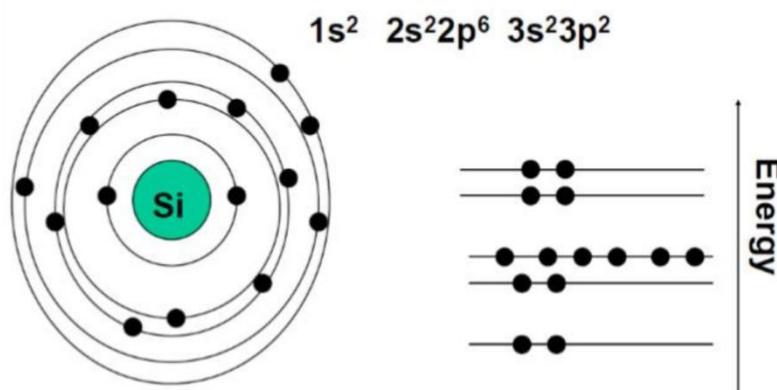


Figura 2.1 Ilustração dos orbitais atômicos e representação dos elétrons por nível de energia para um átomo de silício

Ao aproximarmos dois átomos, os níveis de energia de cada um são perturbados pela presença do outro. Quando aproximamos um grande número de átomos, os níveis de energia discretos se transformam numa banda de energia quase contínua. Isso é ilustrado na Figura 2.2 que apresenta a variação de energia dos estados eletrônicos com a distância interatômica para N átomos com a configuração dos orbitais eletrônicos de $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$. Os cálculos detalhados dos estados eletrônicos de energia em um sólido podem ser encontrados em [1].

Em um cristal com n elétrons a $T = 0$ K, os níveis de menor energia estão todos preenchidos com elétrons. O primeiro nível de energia, em que não há estados ocupados, a temperatura $T = 0$ K é chamada de energia de Fermi (E_f). Pode-se classificar um cristal como isolante, condutor ou semicondutor baseando-se fundamentalmente se a última banda está preenchida ou semipreenchida.

Os isolantes são cristais que possuem a última banda cheia. Os condutores são os que têm a última banda semicheia. Nesse último caso, é possível fornecer energia aos elétrons através da aplicação de um campo elétrico, gerando uma corrente elétrica.

Nos isolantes, a última banda (banda de valência) está completamente cheia quando $T = 0$ K. Para temperaturas acima de $T = 0$ K, os elétrons da banda de valência podem ser promovidos para a banda acima [banda de condução], devido ao ganho de energia térmica. A passagem dos elétrons para a banda de condução gera portadores com comportamento de cargas positivas na banda de valência, que são chamados de buracos. A carga negativa (elétrons) na banda de condução gera uma corrente elétrica, se for aplicado um campo elétrico. A carga positiva (buracos) também gera uma corrente elétrica, se for aplicado um campo elétrico. A energia que separa as duas bandas é chamada de energia de gap E_g . Os materiais que possuem E_g , relativamente pequenos, próximos de 1 eV, são chamados de semicondutores [1]. A concentração de elétrons na banda de condução de um semicondutor puro varia exponencialmente com a temperatura, isso faz com que a condutividade dependa da temperatura de operação. A condutividade também varia drasticamente com a presença de impurezas, que são átomos diferentes dos que compõem o material semicondutor. Acrescentar impurezas ao material semicondutor é o processo conhecido como dopagem [16]. Com a dopagem, é possível fazer com que haja um excesso no número de elétrons

ou buracos. Quando os semicondutores possuem mais elétrons são chamados de tipo n e quando possuem mais buracos são chamados de tipo p .

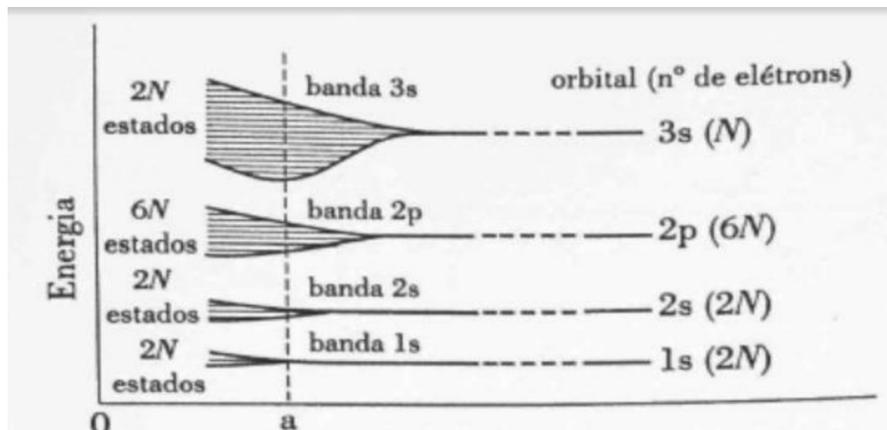


Figura 2.2 Formação de bandas de energia devido a aproximação dos átomos em um sólido [1]

Os dispositivos semicondutores funcionam baseados no comportamento dos buracos e dos elétrons, que são: a criação de pares elétron buraco, a recombinação de pares e o movimento coletivo de portadores. O movimento coletivo de portadores é que resulta na corrente elétrica. Existem dois tipos de movimento coletivo:

1. O movimento que deriva do campo elétrico;
2. A difusão de cargas

A corrente de deriva é o deslocamento médio de portadores de carga produzido por um campo elétrico aplicado externamente. Ao se aplicar um campo elétrico ao material semicondutor, elétrons e buracos se movimentam em sentidos opostos, de modo que a corrente flui no mesmo sentido, somando-se. A densidade de corrente de elétrons é dada por:

$$J_{nder} = \sigma_n \vec{\epsilon} \quad [2.1]$$

Onde $\vec{\epsilon}$ é o campo elétrico e σ_n é a condutividade que é dada por:

$$\sigma_n = \frac{e^2 n_0 \tau_e}{m_e} \quad [2.2]$$

Onde m_e é a massa efetiva do elétron, n_0 é a concentração de equilíbrio dos elétrons e τ_e é o tempo médio entre colisão dos elétrons com elétrons.

A densidade de corrente de buracos é dada por:

$$J_{pder} = \sigma_p \vec{E} \quad [2.3]$$

Sendo σ_p a condutividade devido aos buracos que é dado por:

$$\sigma_p = \frac{e^2 p_0 \tau_p}{m_p} \quad [2.4]$$

Onde m_p é a massa efetiva dos buracos, p_0 é a concentração de equilíbrio dos buracos e τ_p é o tempo de colisão dos elétrons. A soma das equações 2.1 e 2.3 nos dá a densidade total de corrente.

A outra componente da corrente é a corrente de difusão. Como a distribuição de elétrons e buracos não é uniforme, temos um gradiente de concentração que produz movimento de portadores. Pelo fato dos portadores terem carga elétrica, o seu movimento de difusão resulta numa corrente elétrica. A corrente de difusão para uma dimensão para os buracos é dada por:

$$J_p = -e D_b \frac{dp(x)}{dx} \quad [2.5]$$

Sendo D_p o coeficiente de difusão dos buracos e $p(x)$ é a concentração de buracos em excesso no equilíbrio. Para os elétrons temos analogamente:

$$J_n = -en \frac{dn(x)}{dx} \quad [2.6]$$

Sendo D_n o coeficiente de difusão e $n(x)$ a concentração de elétrons.

Para três dimensões temos:

$$\vec{J}_p = -e D_p \nabla p \quad [2.7]$$

$$\vec{J}_n = -e D_n \nabla n \quad [2.8]$$

Assim a corrente total \vec{J}_t é dada pela soma das correntes de condução e de difusão:

$$\vec{J}_t = \vec{J}_{pder} + \vec{J}_{nder} + \vec{J}_n + \vec{J}_p \quad [2.9]$$

2.2. Poço de potencial infinito

Os poços quânticos são a base de operação do dispositivo produzido nesse trabalho, porque elétrons no seu interior só podem ter níveis de energia discretos. Para entender esse comportamento do elétron é essencial entender o que é um poço de potencial infinito. Primeiramente, um poço de potencial é uma região cercada por um potencial distinto e maior do que o seu. Um poço de potencial infinito é quando essa região é cercada por um potencial infinito. Como ilustrado na Figura 2.3

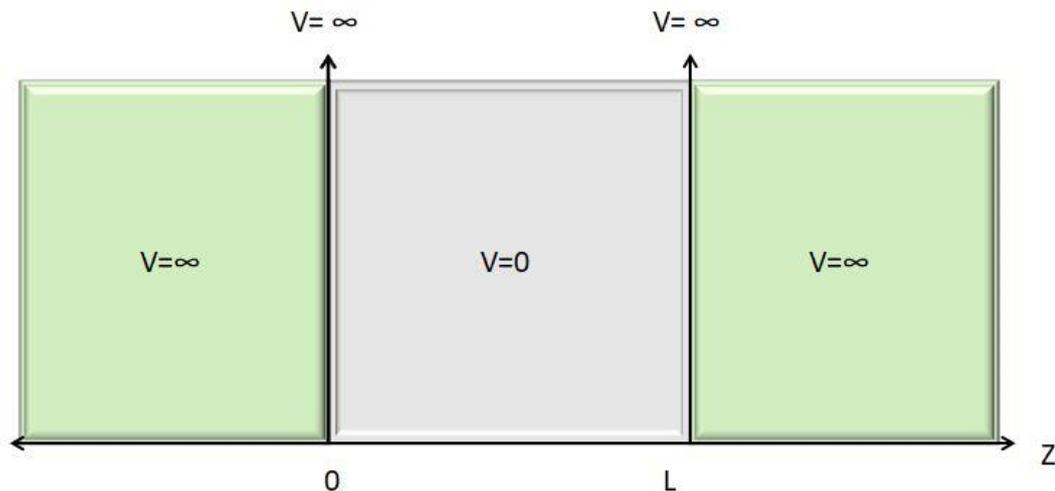


Figura 2.3 Poço de potencial infinito

Imaginemos um elétron no interior deste poço se movimentando na direção do eixo z. Essa situação representa aproximadamente a situação de um elétron confinado em um sólido.

Para obter os estados estacionários desse elétron, no interior desse poço de potencial, precisamos quantificar a situação da seguinte maneira:

$$V(Z) = \begin{cases} 0, & 0 < z < L \\ \infty, & Z \leq 0; z \geq L \end{cases} \quad [2.10]$$

sendo V o potencial, Z a dimensão do espaço e L uma distância qualquer. Se o elétron está confinado na dimensão Z , a equação de Schroedinger independente do tempo é dada por:

$$E\Psi[z] = \frac{-\hbar^2 d^2\Psi(z)}{2mdz} \quad [2.11]$$

Sendo \hbar a constante de Planck m a massa do elétron, E energia e $\psi(z)$ a função de onda da posição do elétron na direção z . A solução dela é:

$$\Psi(z) = Ae^{ikz} + Be^{-ikz} \quad 0 < z < L \quad [2.12]$$

Substituindo 2.11 em 2.12 vemos que:

$$E = \frac{\hbar k^2}{2m} \quad [2.13]$$

Para $x \leq 0$ e $x \geq L$, $\psi = 0$, pois temos um potencial infinito nessa região. Tendo em vista que o momentum do elétron não pode ser infinito, ψ deve ser contínuo, logo:

$$\Psi(z = 0) = \Psi(z = L) = 0 \quad [2.14]$$

Com essa condição de contorno, vemos que $B = -A$. As autofunções do poço de potencial infinito são então:

$$\Psi(z) = A_n \sin(k_n z) \quad [2.15]$$

A condição de $\psi(L) = 0$ restringe os valores de k_n para:

$$k_n = \frac{n\pi}{L} \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad [2.16]$$

As energias possíveis são dadas por 2.13, ou seja, E só pode assumir valores discretos:

$$E_n = \frac{\hbar k^2}{2mL^2} n^2 \quad [2.17]$$

Sendo n o número quântico, pois representa valores quantizados de energia. E_n são os autovalores e os $\Psi(n)$ são as autofunções da equação para o poço infinito. Esses resultados indicam que partículas cujo movimento é confinado em uma região limitada do espaço possuem estados discretos de energia, como ilustrado na Figura 2.4:

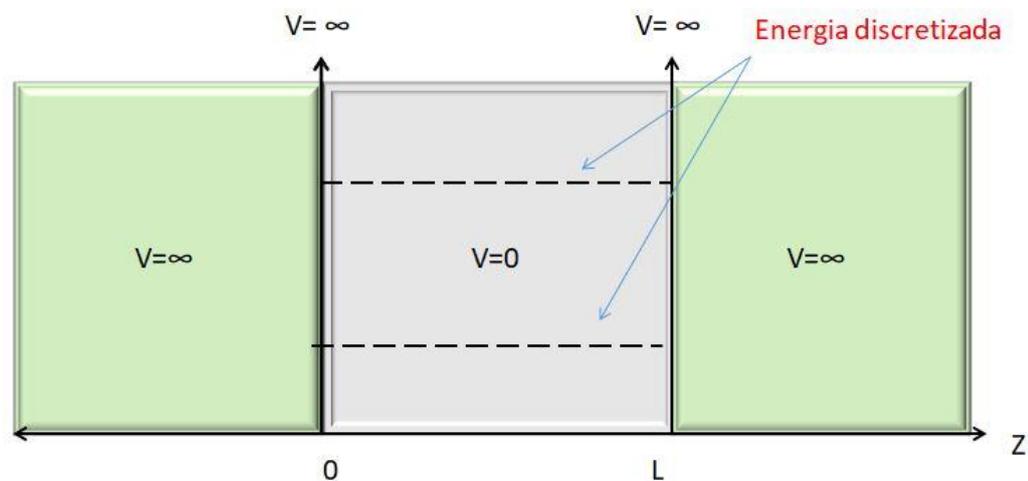


Figura 2.4 Energia discretizada para o elétron

Além disso, o resultado da equação 2.17 nos informa que:

1. A função de onda de um estado confinado a uma região do espaço tem um número finito de zeros, que é tão maior quanto maior for sua energia.
2. A energia é inversamente proporcional a L^2 .

2.3. Poço de potencial finito

Com o poço infinito, podemos ter uma visão clara do comportamento do elétron quando confinado. Entretanto, ele não representa uma situação real. Nesse caso, temos algo mais próximo ao caso de um poço de potencial finito representado na Figura 2.5.

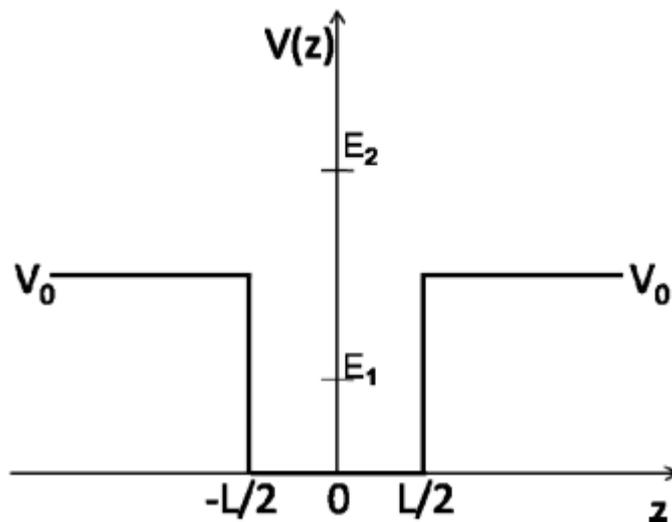


Figura 2.5 Representação de um poço finito

Vemos, nessa Figura, que temos uma barreira de potencial na direção z que não é mais infinita, mas possui uma energia V_0 . Nesse caso, temos duas possíveis situações para o elétron:

1. partícula com energia abaixo da energia da barreira $E_1 < V_0$
2. partícula com energia acima da barreira $E_2 > V_0$

No primeiro caso, temos a condição de uma partícula confinada no poço, enquanto que, no segundo, temos a condição de uma partícula livre que sofre uma perturbação devido à presença do poço de potencial.

Considerando a primeira situação, chegamos à quantização das energias possíveis para uma partícula confinada de forma similar ao poço infinito. Entretanto, neste caso, as condições de contorno são ligeiramente diferentes, pois não podemos mais assumir que a função de onda é zero na região da barreira. As condições de contorno devem se referir à continuidade e suavidade da função de onda na junção entre o poço e a barreira. Seja $\Psi(z)$ função de onda da partícula na direção z , e considerando-se que a partícula possua uma massa efetiva distinta quando na região do poço e da barreira, as soluções da equação de Shödinger para as funções de ondas pares e ímpares são dadas por:

Par:

$$\Psi(z) = \begin{cases} C_A \cos \frac{kL}{2} e^{-\alpha(|z| - \frac{L}{2})} & |z| \geq \frac{L}{2} \\ C_A \cos(kz) & |z| < \frac{L}{2} \end{cases} \quad [2.18]$$

onde:

$$C_A = \sqrt{\frac{2}{L + \alpha \cos^2 \frac{KL}{2} + \frac{m_b^*}{m_p^*} \sin^2 \frac{KL}{2}}} \quad [2.19]$$

$$\alpha = \frac{k m_b^*}{m_p^*} \tan \frac{KL}{2} c \quad [2.20]$$

E para ímpar:

$$\Psi(Z) = \begin{cases} C_B \sin \frac{kL}{2} e^{-\alpha(|z| - \frac{L}{2})} & |z| \geq \frac{L}{2} \\ C_A \sin(kz) & |z| < \frac{L}{2} \\ C_B - \sin \frac{kL}{2} e^{-\alpha(|z| - \frac{L}{2})} & |z| < -\frac{L}{2} \end{cases} \quad [2.21]$$

onde:

$$C_B = \sqrt{\frac{2}{L + \frac{2}{\alpha} \sin^2 \frac{KL}{2} + \frac{m_b^*}{m_p^*} \cos^2 \frac{KL}{2}}} \quad [2.22]$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2 m_b^* (V_0 - E)}{\hbar}} \quad [2.23]$$

Quanto às energias possíveis do elétron confinado temos:

$$K = \sqrt{\frac{2m_p^2 E}{\hbar}} \quad [2.24]$$

sendo m_p a massa efetiva dentro do poço e m_b a massa efetiva na barreira de potencial. As seguintes soluções podem ser obtidas por métodos numéricos:

Para soluções pares:

$$\alpha \frac{L}{2} = \frac{m_b}{m_p} k \frac{L}{2} \tan \frac{KL}{2} \quad [2.25]$$

E para soluções ímpares:

$$\alpha \frac{L}{2} = \frac{m_b}{m_p} k \frac{L}{2} \tan \frac{KL}{2} \quad [2.26]$$

Estas equações fornecem os valores possíveis de energia dentro do poço de potencial. As informações relevantes dessas equações são:

- A energia possui dependência com a largura do poço e com a massa efetiva da partícula no material;
- A energia possui dependência com a altura do potencial da barreira;
- A altura do potencial da barreira, assim como a massa efetiva, dependem do material semiconductor em questão.

Para uma partícula que possui energia acima da barreira de potencial, as soluções para a função de onda são contínuas e análogas a uma partícula livre que podem ser encontradas em [1]. Entretanto, a transmissão através do sistema sofrerá uma perturbação referente à presença do poço. De forma similar ao que ocorre em ondas convencionais quando propagadas em meios distintos, parte da

onda é refletida e parte é transmitida. Tais resultados podem ser encontrados em [16].

Vemos com esses resultados que se formos capazes de controlar as dimensões do poço, controlaremos onde há probabilidade de se encontrar um elétron. Isso é possível de se realizar através de heteroestruturas.

2.4. Heteroestrutura

Heteroestruturas são junções de diferentes materiais semicondutores que são utilizadas para elaborar poços quânticos e super-redes nos semicondutores, entre outras possibilidades.

Por exemplo, existe a heterojunção formada por *GaAs* e a liga *GaAlAs*. Nessa liga, um dado valor x de *Al* substitui aleatoriamente os átomos de *Ga* na rede cristalina, o principal efeito do *Al* na rede é o aumento do *gap* de energia que varia de acordo com a concentração x do *Al*. Como os parâmetros de rede desses materiais são quase idênticos, é possível crescer *GaAlAs* em cima da superfície de *GaAs*, produzindo uma interface cristalina quase perfeita.

Como exemplificado acima, podemos sobrepor uma sequência de materiais semicondutores diferentes com energias de *gap* distintas, desde que com parâmetros de rede similares. Com essas sobreposições, é possível formar um poço quântico dentro da estrutura do material.

Uma forma de fazer isso é realizando um crescimento epitaxial de materiais semicondutores na seguinte sequência: um material B sobre um material A e este último sobre o B novamente, onde o material semicondutor A tem energia de *gap* inferior à energia do *gap* dos dois semicondutores B que o cercam. Na Figura 2.6, temos esse esquema ilustrado, além disso, também vemos esquematicamente como ficaria o perfil de bandas eletrônicas na direção paralela ao eixo z .

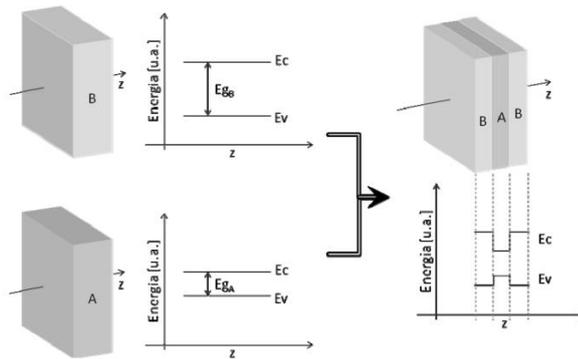


Figura 2.6 Poço de potencial produzido utilizando 2 semicondutores com gaps distintos

Um elétron livre no interior desse material sentirá uma diferença de potencial na fronteira entre o material A e B. Se a espessura do material A for fina o suficiente, na ordem de nanômetros, a região A se comportará como um poço de potencial finito, possuindo, então, níveis discretos de energia em seu interior para um elétron que ali esteja confinado. Na Figura 2.7, temos uma representação de um sistema cujas dimensões proporcionam o surgimento de 2 níveis discretos dentro do poço.

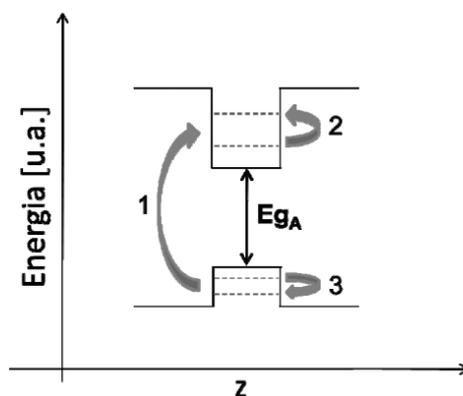


Figura 2.7 Surgimento de níveis discretos dentro de um poço de potencial

Atualmente, com a técnica de MBE (molecular beam epitaxy), OMVPE (Metalorganic vapour-phase epitaxy) e outras técnicas de fabricação de filmes finos, é possível depositar camadas monoatômicas individuais formando poços quânticos e super-redes de diferentes tipos de materiais.

2.5. Interação radiação matéria

O elétron pode ser descrito como uma função de onda, em que seu módulo ao quadrado representa a probabilidade de encontrá-lo em certa região do espaço. A natureza quântica do elétron permite a interação com um fóton. Frente a isso, é preciso compreender essa interação para compreendermos o princípio de funcionamento dos fotodetectores.

A probabilidade por unidade de tempo de um elétron sofrer uma transição entre níveis de energia para um conjunto de estados m e n que estão próximos uns dos outros é dada por :

$$W_m = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{mn}|^2 D(E_m = E_n + \hbar\omega) \quad [2.27]$$

onde D é a densidade de estados com energia $E_m = E_n + \hbar\omega$. E_m e E_n são a energia do estado m e n respectivamente. H'_{mn} é o elemento de matriz do operador H' entre estados m e n , onde H' é a perturbação produzida por um campo harmônico com frequência ω , como por exemplo, um campo eletromagnético proveniente dos fótons. O desenvolvimento dessa equação 2-27 encontra-se em [1].

Com essa equação 2-27, podemos analisar os efeitos da interação de uma onda eletromagnética com um sistema de átomos. Quando um campo eletromagnético interage com um material semiconductor, ele tende a promover os elétrons entre níveis de energia com separação próxima da energia dos fótons $\hbar\omega$. Além disso, para que ocorra absorção de energia em transições eletrônicas entre dois níveis de energia precisamos que:

1. A frequência de radiação ω seja aproximadamente igual a $(E_2 - E_1)/\hbar$. Onde E_2 e E_1 são as energias de cada nível, superior e inferior respectivamente.
2. A população do nível inferior seja maior que a do nível superior

2.6. Absorção e emissão de luz em semicondutores

Aplicando a equação 2-27 para o elétron numa rede de cristais de semicondutores, vemos que transições eletrônicas entre bandas devem conservar energia e momentum. No caso de transições produzidas apenas por fótons, tem-se:

$$E_f - E_i = \hbar\omega \quad [2.28]$$

$$\vec{k}_f - \vec{k}_i = \vec{k} \quad [2.29]$$

Onde E_f é a energia do estado final e E_i a energia do estado inicial, ambas referentes ao elétron, \vec{k}_f e \vec{k}_i são os vetores de onda correspondentes ω e \vec{k} são a frequência e o vetor de onda do fóton absorvido ou emitido na transição.

A transição com energia mínima é aquela em que $k_f = k_i = 0$, e com fótons de energia igual ao *gap* do semicondutor. Fótons com energia menor que E_g atravessam o semicondutor sem absorção por transição interbanda. Fótons com energias próximas a essa são facilmente absorvidos, porque há um grande número de estados eletrônicos com $\vec{k}_f = \vec{k}_i > 0$. Isso gera pares elétron buraco.

2.7. Fotodetectores

Fotodetectores são dispositivos optoeletrônicos que convertem luz em sinal elétrico. Normalmente se utiliza fotodetectores térmicos para se operar no infravermelho médio ou distante [1]. Entretanto os fotodetectores a base de poços quânticos e super-redes já se mostraram capazes de operar nesse espectro de radiação [11]. Assim, explicaremos nesta sessão o funcionamento genérico de um fotodetector, depois um fotodetector a base de poços e por fim trataremos de fotodetectores a base de super-redes que é o tipo de fotodetector pertinente a esse trabalho.

Nos fotodetectores a conversão da radiação eletromagnética em corrente elétrica ocorre pela geração de pares elétron-buraco por absorção de fótons. A intensidade da radiação em função da posição, na direção na qual ela está penetrando no material semiconductor é dada pela equação abaixo:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad [2.30]$$

Sendo α o coeficiente de absorção do material na frequência da radiação e I_0 é a intensidade da radiação na superfície. Se toda a radiação que atinge o semiconductor é absorvida, a taxa de criação de pares elétron buraco pode ser determinada pela intensidade inicial I_0 da radiação. Dessa forma, o número de fótons incidentes por unidade de tempo e de área é dado por:

$$\phi = \frac{I_0}{\hbar\omega} \quad [2.31]$$

Como visto no tópico "Absorção e emissão de luz em semicondutores ", a absorção dos fótons criará portadores. A taxa de geração de portadores é definida como o número de pares criados por unidade de volume e por unidade de tempo:

$$g = \frac{\eta I_0}{\hbar\omega d} \quad [2.32]$$

Em que d é a espessura do semiconductor e η a eficiência quântica de conversão. A variação DC_n na concentração de elétrons devido à radiação é igual a dos buracos DC_p . Essa variação é então:

$$g = \frac{d(DC_n)}{dt} = \frac{d(DC_p)}{dt} \quad [2.33]$$

Ao contrário do que essa equação 2-33 indica, o número de portadores não cresce indefinidamente, pois ocorrem recombinações que restauram o equilíbrio do sistema. A taxa com que os portadores são eliminados é dada pelo tempo de recombinação dos portadores minoritário τ_p e τ_n . Essa taxa é dada pela razão

entre o excesso de portadores minoritários, DC_n ou DC_p e o tempo τ_r . Então a taxa de recombinação é:

$$r = \frac{DC_n}{\tau_r} = \frac{DC_p}{\tau_r} \quad [2.34]$$

No equilíbrio $r = g$, as concentrações de elétrons e de buracos gerados pela radiação por unidade de tempo são dadas por:

$$DC_n = DC_p = g\tau_r = \frac{\tau_r n I_0}{\hbar\omega d} \quad [2.35]$$

Essa equação nos informa os números de portadores criados nos fotodetectores.

2.8.QWIPS

QWIPs são fotodetectores construídos à base de poços quânticos (poço de potencial finito) feitos a partir de heteroestruturas. Os poços quânticos, construídos na estrutura de um semicondutor, permitem diferentes possibilidades de transições intrabandas na configuração eletrônica do material.

Transições intrabandas são as transições dos elétrons que ocorrem entre os níveis de energias discretos dentro de uma mesma banda de condução ou de valência, outro tipo de transição possível é a transição interbanda. Essa última transição é o nome que se dá para transições de elétrons entre um nível discreto de energia na valência e outro nível discreto de energia localizado na banda de condução.

As transições intrabandas podem ser estado ligado para estado ligado (*bound to bound*), estado ligado para o contínuo (*bound to continuum – BC*) ou estado ligado para estado quase ligado (*bound to quasi-bound –BQB*) [18].

2.8.1. Estado ligado para estado ligado (*bound to bound – BB*)

Uma transição estado ligado para estado ligado, ilustrado na Figura 2.8, é uma transição entre dois estados dentro do poço quântico. Para conseguir isso precisamos ajustar alguns parâmetros como a largura do poço quântico e a altura

da barreira. Uma das vantagens desse tipo de estrutura é a alta seletividade e uma força osciladora alta, que indica uma alta probabilidade do elétron ser excitado para um nível de energia superior. Entretanto, temos uma baixa extração de elétrons já que os elétrons excitados continuam confinados no poço quântico. Para removê-lo e gerar uma fotocorrente é necessário mais um processo como tunelamento assistido ou excitação térmica.

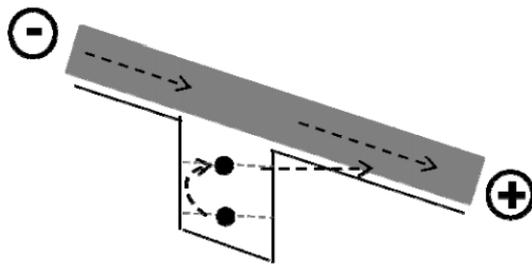


Figura 2.8 Transição estado ligado para estado ligado

2.8.2. Estado ligado para o contínuo (*bound to continuum-BC*)

Um outro tipo de transição intrabanda é o estado ligado para o contínuo, ilustrado na Figura 2.9. Elas são transições entre um estado dentro do poço quântico e o contínuo. Essa abordagem não é muito seletiva como a BB, porque existem muitos estados disponíveis para o elétron acima da barreira. A maior vantagem dessa abordagem é a alta extração de elétrons, uma vez que estes já se encontram no contínuo para serem extraídos.

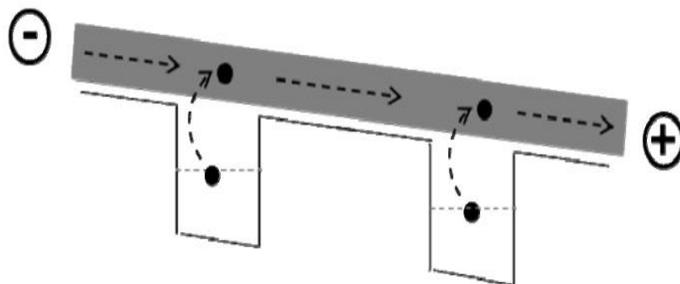


Figura 2.9 Estado ligado para o contínuo

2.8.3. Estado ligado para estado quase ligado (*bound to quasi-bound* – *BQB*)

A transição estado ligado para estado quase ligado é uma transição intrabanda que tira proveito das vantagens das duas anteriores. Isso é, possui boa seletividade e boa extração de elétrons, e está ilustrada na Figura 2.10. A ideia dessa abordagem é ajustar a largura do poço até que a transição intrabanda ocorra dentro do poço quântico para um estado bem próximo do contínuo. Assim, temos uma boa seletividade e atingimos boa extração de elétrons gerando fotocorrente.

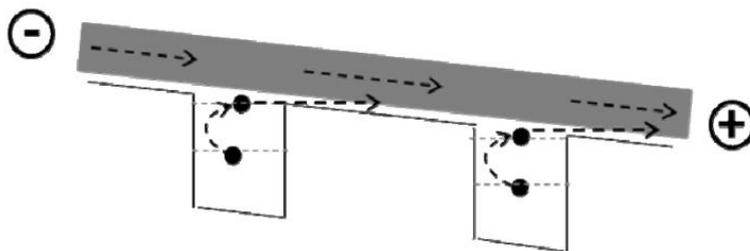


Figura 2.10 Estado ligado para estado quase ligado

2.9. Super-redes

Super-redes são estruturas de poços quânticos que se repetem periodicamente na estrutura do material. Na Figura 2.11, vemos uma representação de uma super-rede. Observamos na Figura que uma estrutura de super-rede gera minibandas dentro da estrutura do poço e acima da barreira de potencial. Além de minigaps.

As minibandas são regiões onde existe probabilidade de se encontrar um elétron que se encontra nesse sistema e os minigaps são regiões onde não existe essa probabilidade, chamada de “região proibida”. Esse resultado é atingido ao se resolver a equação de Schroedinger para o elétron confinado nesse sistema e já foi observado diversas vezes através de experimentos [12].

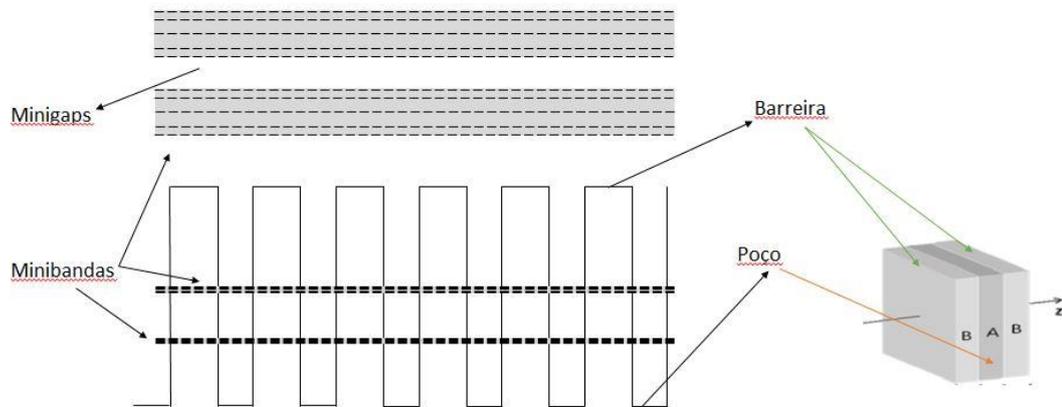


Figura 2.11 Super-rede

2.10. Super-rede com defeito

As super-redes quando possuem um defeito estrutural, ou seja, quando o poço central possui dimensões diferentes dos outros poços, ocorrem estados discretos localizados no contínuo. Essa região é a região que antes era referenciada como proibida. Esse estado está ilustrado na Figura 2.12.

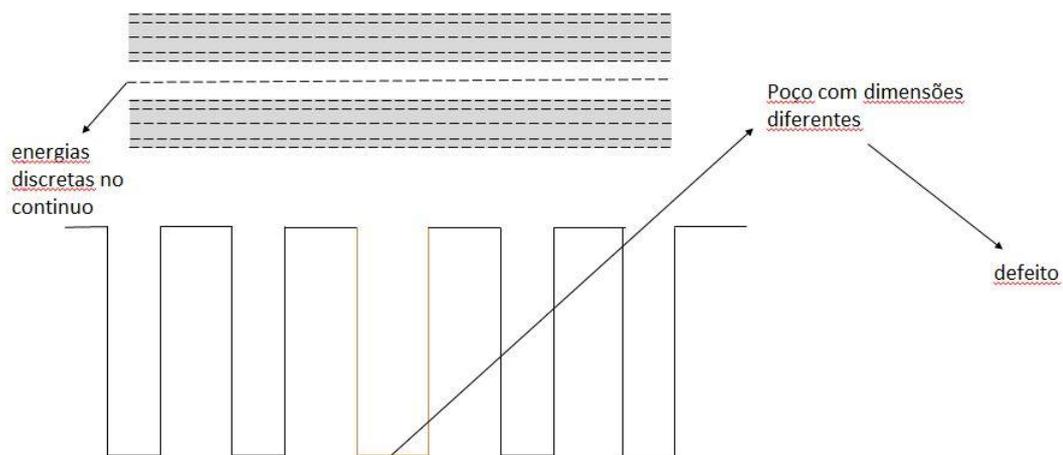


Figura 2.12 Super-redes com defeito

Em geral, as minibandas formadas são estados estendidos, o que permite uma boa extração de elétron. Além disso, os comprimentos de onda absorvidos

podem ser bem definidos, ou seja, não é um espectro de absorção largo, uma vez que temos intervalos estreitos de energias permitidos. Assim, é possível construir fotodetectores com alta seletividade utilizando-se essas estruturas.

2.11. Super-redes assimétricas

Nesse trabalho estamos interessados em super-redes com defeitos assimétricas. O defeito referido aqui é inserido propositalmente na super-rede, a fim de produzir energias discretas localizadas tanto dentro do poço quântico, quanto acima da barreira de potencial.

Super-redes assimétricas são estruturas de poços quânticos que se repetem periodicamente na estrutura do material, porém essa estrutura é constituída de duas seções com poços e barreiras de dimensões distintas entre si e são centralizadas no defeito estrutural da amostra. Isso está representado na Figura 2.13

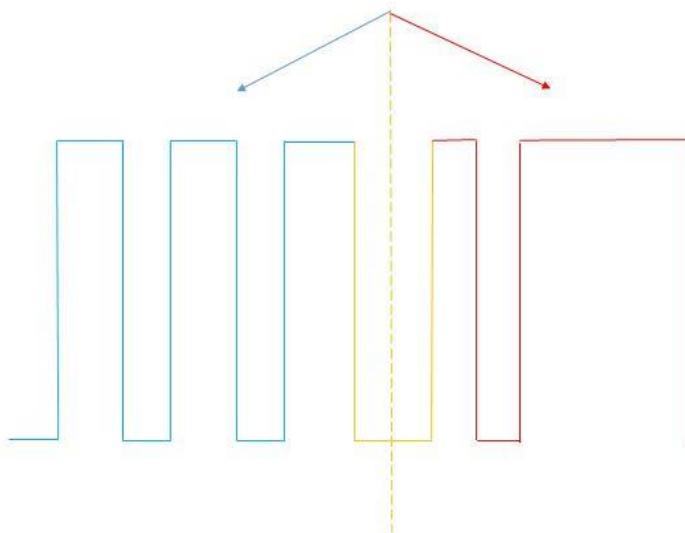


Figura 2.13 Super-rede assimétrica

Esse tipo de estrutura pode vir a gerar estados vazantes localizados no contínuo. Na Figura 2.14, temos um exemplo da densidade de probabilidade eletrônica de uma estrutura de super-rede assimétrica com estados vazantes.

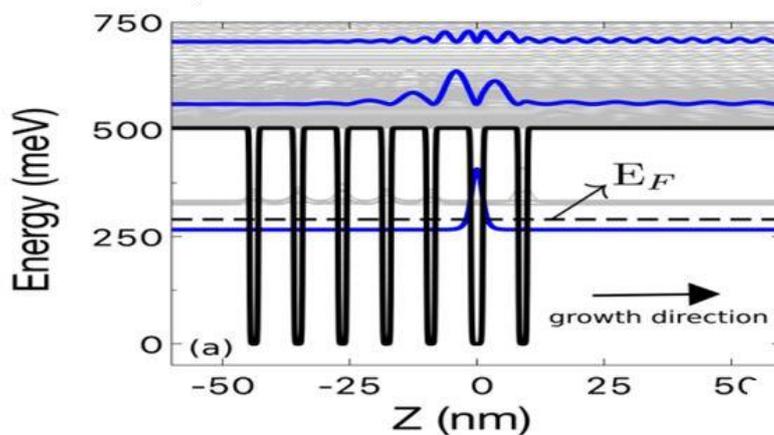


Figura 2.14 Densidade de probabilidade eletrônica para o elétron em uma super-rede assimétrica

A densidade de probabilidade eletrônica é o resultado da função de onda do elétron ao quadrado e indica a região onde existe possibilidade de se encontrar o elétron. Observa-se que, na Figura 2.14, temos uma onda que se estende em uma direção preferencial em 750 meV e isso é o chamado estado vazante. Esse efeito foi observado pelo professor Germano Penello da UFRJ [10] onde ele constatou que “devido à estrutura assimétrica da super-rede, a função de onda do estado eletrônico é localizada numa direção e estendida na outra”. Esse efeito pode ser explicado pelo fato do elétron se comportar como uma onda, sendo então possível ocorrer interferências destrutivas e construtivas. Dessa forma, uma das seções da minha super-rede assimétrica está gerando uma interferência destrutiva na função de onda do elétron para uma determinada energia. No exemplo, essa energia é de aproximadamente 750 meV. Isso está ilustrado na Figura 2.15.

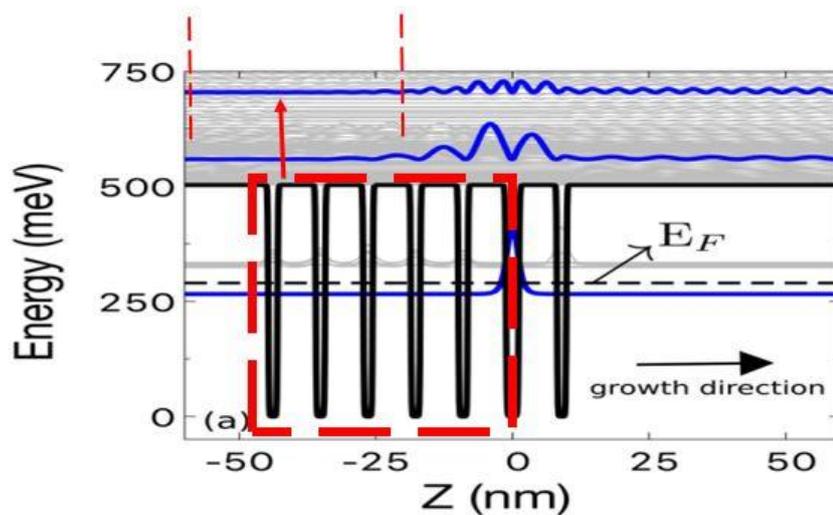


Figura 2.15 Super-rede assimétrica destacando em vermelho a região da super-rede que gera interferência destrutiva na função de onda do elétron

2.12. Fotodetector de duas cores com super-rede assimétrica

Tendo em vista o efeito produzido pela super-rede assimétrica na função de onda do estado eletrônico, é possível criar um fotodetector de duas cores, ou seja, capaz de detectar duas radiações, tirando proveito desse efeito.

Isso pode ser feito construindo uma super-rede assimétrica com parâmetros tais que uma das seções gere interferência construtiva para determinada energia e a outra seção gere interferência para outra energia distinta. Além disso, essas interferências devem ser em sentidos opostos. Na Figura 2.16 e na Figura 2.17, temos um exemplo de uma estrutura assimétrica que apresenta esse comportamento.

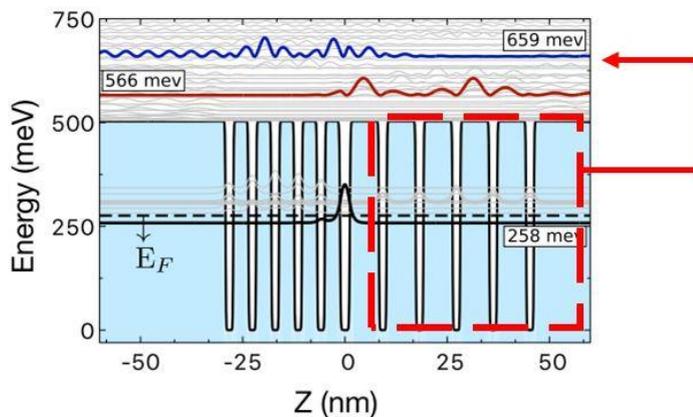


Figura 2.16 Super-rede assimétrica. Sendo destacado em vermelho a seção que gera interferência em uma energia de 659 meV

Observa-se, na Figura 2.16, que a estrutura da super-rede à direita, destacada em vermelho, cria uma interferência destrutiva na função de onda do elétron para uma energia de 659 meV.

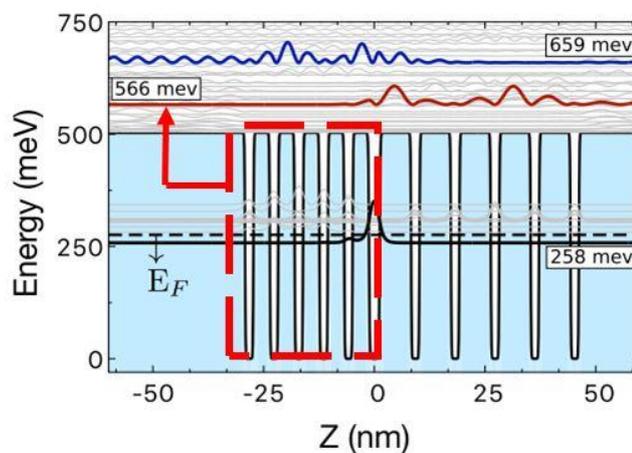


Figura 2.17 Super-rede assimétrica, sendo destacada em vermelho a seção que gera interferência em uma energia de 566meV

Observa-se, na Figura 2.17, que a estrutura da super-rede à esquerda, destacada em vermelho, cria uma interferência destrutiva na função de onda do elétron para uma energia de 566 meV.

2.13. Acoplamento com a radiação eletromagnética

Para que um elétron seja excitado em um poço quântico, gerando uma transição intrabanda devido a uma radiação eletromagnética, é necessário que a polarização da radiação esteja na direção de confinamento do elétron. Isso decorre devido ao momento de dipolo elétrico da equação 2-27. Reescrevendo a taxa de transição em termos do momento de dipolo elétrico [16], temos que:

$$W \approx \frac{2\pi}{\hbar} (\mu_{IF} \vec{E})^2 \sigma [E_f - E_I - \hbar\omega] \quad [2.36]$$

onde:

$$\mu_{IF} = e \langle \Psi_F | \vec{r} | \Psi_I \rangle \quad [2.37]$$

Contudo, as funções de onda do sistema dependem apenas da direção de confinamento, no caso z . Assumindo também que as funções são ortogonais, temos [16]:

$$\begin{aligned} \mu_{IF} &= e \langle \Psi_F | \vec{r} | \Psi_I \rangle = e \langle \Psi_F | \vec{x} | \Psi_I \rangle \hat{x} = e \\ &\langle \Psi_F | \vec{y} | \Psi_I \rangle \hat{y} = e \langle \Psi_F | \vec{z} | \Psi_I \rangle \hat{z} \\ &= e \langle \Psi_F | \vec{z} | \Psi_I \rangle \hat{z} \end{aligned} \quad [2.38]$$

Com base nisso, a transição dada por W só ocorrerá quando houver uma componente do campo elétrico na direção z . Caso contrário:

$$W_{\alpha\mu_{IF}} \vec{E} = 0 \quad [2.39]$$

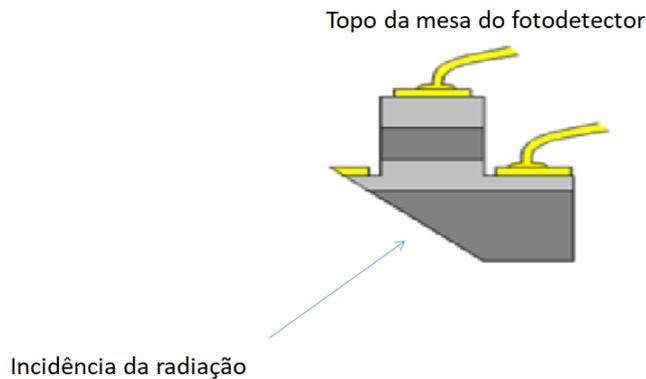


Figura 2.18 Forma correta da incidência da radiação no dispositivo

2.14. Caracterização

Este tópico trata das figuras de mérito convencionais para um fotodetector. Sendo eles corrente de escuro, responsividade, corrente de ruído e detectividade. Para obter essas figuras é necessário realizar as seguintes medidas: corrente por tensão, fotocorrente, responsividade e ruído.

2.14.1. Corrente por tensão

A medida corrente por tensão ($I - V$) é a medida da corrente elétrica gerada em função da tensão aplicada na amostra. Pode-se extrair dessa medida informações a respeito da qualidade do processamento e da corrente de escuro gerada pelo dispositivo. Além disso, a partir do seu resultado, é possível calcular a energia de ativação dos fatores responsáveis pela corrente de escuro [15]. A corrente de escuro é uma corrente indesejada que está presente no dispositivo. Essa é uma corrente que não é gerada por absorção de fótons e pode ser causada por três mecanismos:

1. Tunelamento Direto (*Direct tunneling(DT)*)
2. Tunelamento termicamente assistido (*Thermally assisted tunneling(TAT)*)
3. Emissão termiônica (*Thermionic emission (TE)*)

Esses três mecanismos contribuem para a geração de corrente de escuro em todas as temperaturas, entretanto cada um deles contribui mais em determinados intervalos de temperatura. Quando o dispositivo estiver operando a temperaturas baixas ($T \leq 40\text{K}$), o processo que mais contribui para a corrente de escuro é o tunelamento direto (DT). Em temperaturas mais elevadas ($40\text{ K} < T < 70\text{ K}$), o tunelamento termicamente assistido (TAT) domina o processo. Nesse processo, os elétrons são termicamente excitados a um nível de energia próximo ao contínuo, e tunelam para o contínuo auxiliados pela tensão aplicada no dispositivo. Para temperaturas acima de ($T > 70\text{ K}$), os elétrons são termicamente excitados acima da barreira de potencial (TE) [19]. A Figura 2.19 ilustra esse processo.

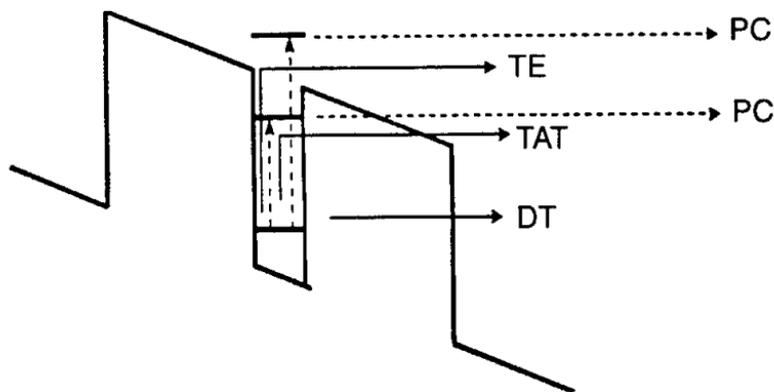


Figura 2.19 Representação dos processos que contribuem para a corrente de escuro na estrutura da banda de condução. PC está representando a corrente gerada por fotocorrente desejada. A região hachurada são os níveis de energia discretos

A medida de $I - V$ é realizada em função da temperatura, pois assim pode-se observar como os três mecanismos influenciam na corrente de escuro. Para isso, é necessário abaixar a temperatura do dispositivo, podendo-se usar um criostato e nitrogênio líquido para essa tarefa. Após a redução da temperatura, se aplica uma tensão variada no dispositivo e se registra a sua corrente elétrica. Em seguida, se aumenta a temperatura e, então, se repete as medidas. Como os valores de corrente registrados, nesses processos, são muito baixos, na ordem de nanoampères, é necessário um equipamento com alta precisão. O HP4145B

Semiconductor Parameter Analyzer, presente na Figura 2.20, foi o equipamento que utilizamos nesse trabalho. Além disso, é essencial para a medida de corrente de escuro que o fotodetector esteja isolado de qualquer radiação externa para evitar que seja gerada uma fotocorrente. Para se evitar isso, é utilizado um *heatshield* dentro de um criostato com controle de temperatura. Um exemplo de uma medida de $I-V$ em função da temperatura está representado na Figura 2.21.



Figura 2.20 HP4145B Semiconductor Parameter Analyzer

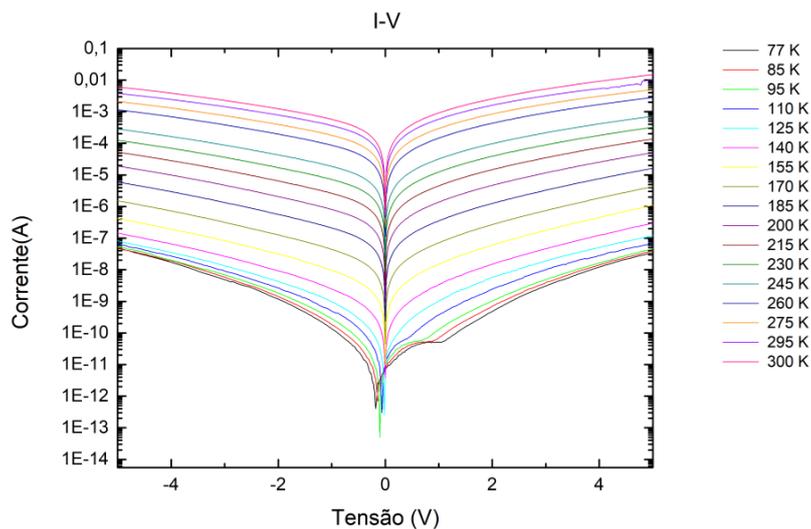


Figura 2.21 Exemplo de medida de $I-V$ em função da temperatura para uma amostra de super-rede.

Na Figura 2.21, vemos que a corrente de escuro varia com a temperatura, o que está diretamente associado com as emissões termiônicas. Também podemos ver que a corrente de escuro aumenta significativamente com a tensão aplicada, o que está relacionado com tunelamento termicamente assistido.

A energia de ativação dos fatores que geram a corrente de escuro, que possuem dependência com a temperatura (TAT e TE), é calculada pela inclinação do gráfico de Arrhenius [4]. Essa energia está relacionada com a diferença da altura da barreira de potencial e a energia de Fermi. O gráfico de Arrhenius é calculado plotando-se o logaritmo da corrente de escuro em função do inverso da temperatura com a tensão fixa, um exemplo está apresentado na Figura 2.22. Com o coeficiente angular da parte linear da curva do gráfico de Arrhenius, se calcula a energia de ativação da tensão que foi fixada [11], esse trecho está destacado pela linha vermelha na Figura 2.22. A Figura 2.23 apresenta um exemplo de uma energia de ativação em função da tensão para uma amostra de super-rede assimétrica.

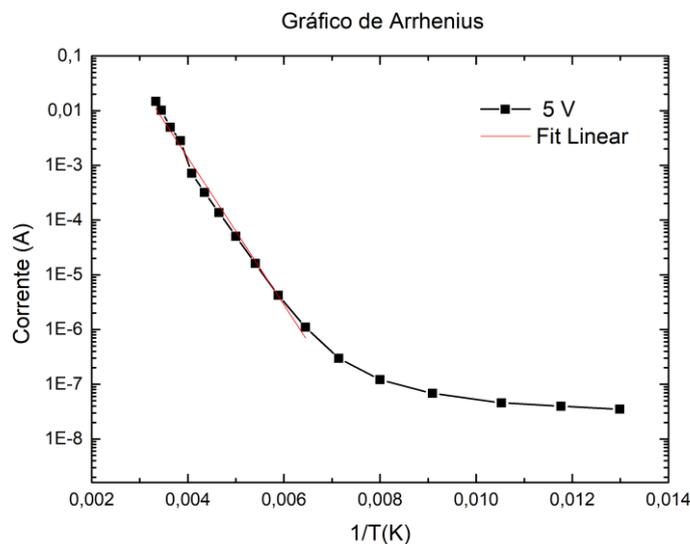


Figura 2.22 Exemplo de um gráfico de Arrhenius com uma tensão fixa de 5 V para uma amostra de super-rede assimétrica. A reta vermelha representa o trecho linear do gráfico.

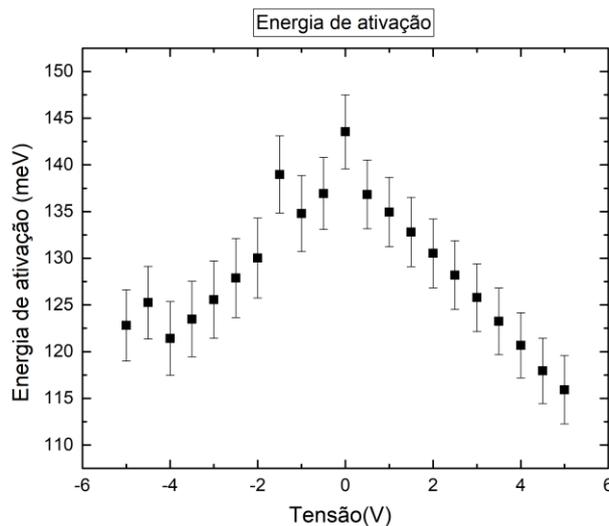


Figura 2.23 Exemplo de uma energia de ativação em função da tensão para uma amostra de super-rede assimétrica

2.14.2. Espectro da fotocorrente

A medida de espectro da fotocorrente é a medida que determina para quais comprimentos de onda o dispositivo gera corrente. Ela é realizada utilizando-se o espectrômetro de infravermelho por transformada de Fourier (FTIR). Podemos realizar a medida através de dois modos de operação: com aplicação de bias chamado de modo fotocondutivo ou sem aplicação de bias no modo fotovoltaico. Além disso, esta medida é necessária para realizar os cálculos de responsividade.

O FTIR funciona baseado em um interferômetro de Michelson ilustrado na Figura 2.24. Ele funciona da seguinte maneira: uma radiação é separada em dois caminhos óticos distintos, no nosso caso, essa radiação é uma luz branca, através de um *beamsplitter*. Os feixes divididos são refletidos de volta ao mesmo *beam splitter* por espelhos com 100% de reflexividade. Quando retornam ao *beam splitter*, ocorre interferência construtiva ou destrutiva entre os feixes, pois a distância percorrida pelos dois não é necessariamente igual. Isso ocorre, porque um dos espelhos fica fixo em relação ao *beamsplitter* e o outro varia a sua distância ao *beamsplitter*. Esse mecanismo permite saber com precisão quais comprimentos de onda estão sendo enviados à amostra. Essa radiação quando chega à amostra é refletida ou absorvida pelo dispositivo. A radiação que é

absorvida pelo dispositivo pode vir a gerar uma fotocorrente, essa corrente é retroalimentada para o FTIR, permitindo saber qual radiação gera fotocorrente e qual não gera. Assim, é montado um interferograma, em que o cálculo da transformada de Fourier dele nos fornece o espectro da fotocorrente.

Para se realizar essa medida, é necessário alinhar um criostato com a amostra em relação ao FTIR. A Figura 2.24 ilustra a montagem experimental e a Figura 2.25 mostra um exemplo de uma medida de fotocorrente realizada utilizando um FTIR. Observe que a intensidade de fotocorrente é dada em unidades arbitrárias. Para obter os valores absolutos é necessário realizar a medida de responsividade.

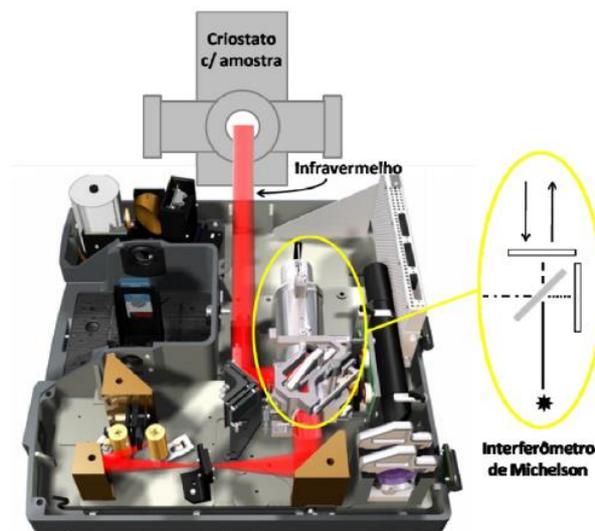


Figura 2.24 Representação de uma medida de fotocorrente

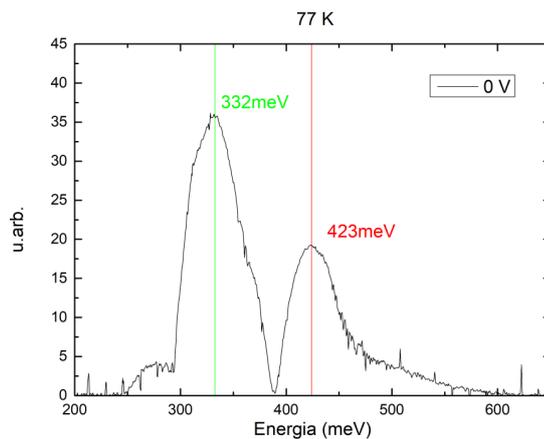


Figura 2.25 Exemplo de uma medida de fotocorrente feita utilizando um FTIR

2.14.3. Responsividade

A responsividade é a medida absoluta da fotocorrente gerada pelo dispositivo em função da potência de radiação incidente. Ela é dada por:

$$R = \frac{I_f}{P_{IR[\lambda]}} \quad [2.40]$$

Onde I_f é a de fotocorrente. $P_{IR[\lambda]}$ é a potência da radiação incidente. Essa medida é realizada utilizando-se um corpo negro que é uma fonte de radiação calibrada cuja curva de emissão por comprimento de onda depende da temperatura do corpo negro. A radiação do corpo negro passa por um *chopper* que modula o sinal para ser lido em um equipamento *Lock - in*. Na Figura 2.18, vemos a montagem experimental de tal medida. Os valores obtidos nessa medida são referentes a todo o espectro emitido pelo corpo negro. Os cálculos para encontrar a responsividade para cada espectro de absorção do dispositivo podem ser encontrados em [4].

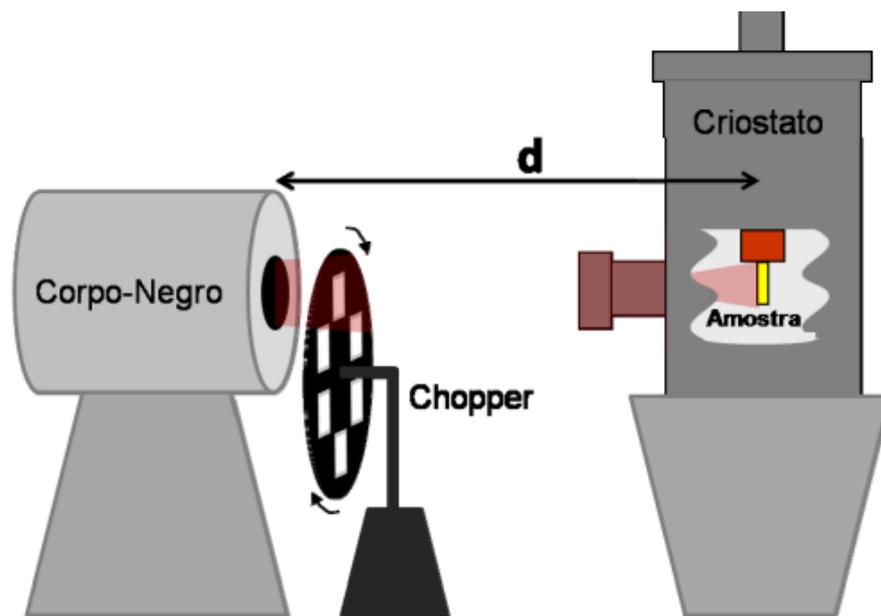


Figura 2.26 Esquema de medida de responsividade

2.14.4. Ruído

O ruído são flutuações que ocorrem na corrente elétrica e estão presentes em todos os dispositivos eletrônicos. Esses ruídos possuem diversas origens e no caso de fotodetectores eles são intrínsecos do próprio dispositivo.

Os ruídos intrínsecos do fotodetector possuem várias origens, as principais são o ruído *shot*, o ruído térmico e o ruído proveniente da corrente de escuro. O ruído *shot* ocorre devido à natureza quântica da carga elétrica, pois ela provoca flutuações aleatórias na corrente elétrica. O ruído térmico ocorre devido ao movimento Browniano dos elétrons em equilíbrio térmico e é o dominante nesse dispositivo. O ruído limita a operação do dispositivo, pois a corrente gerada por absorção deve ser maior que a gerada por tais elementos para ser possível realizar detecção.

O ruído térmico é dado por:

$$I^2_{\text{ruído},J} = \frac{4kbT\Delta f}{R} \quad [2.41]$$

Onde k_b é a constante de Boltzmann, T é a temperatura, Δf é a largura de banda e R é a resistência diferencial do dispositivo.

2.15. Detectividade

A detectividade é a figura de mérito mais representativa dos fotodetectores, pois com ela é possível fazer comparação direta entre fotodetectores distintos. Para ser calculada, é necessário utilizar os dados obtidos nas medidas de ruído e responsividade. Ela é definida como o inverso da potência do ruído.

$$D = \frac{1}{NEP} \quad [2.42]$$

NEP , do inglês *noise equivalent power*, é a potência que gera uma corrente equivalente à do ruído e é calculado por:

$$NEP = \frac{R}{I_{ruído}} \quad [2.43]$$

A detectividade normalizada é dada por:

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d \Delta f} R}{I_{ruído}} \quad [2.44]$$

Sendo A_d a área do dispositivo, Δf a largura de banda, $I_{ruído}$ a corrente de ruído e R a responsividade.

3 Simulações e operação do dispositivo

Neste capítulo, iremos explicar o funcionamento do dispositivo, para isso apresentaremos as simulações que utilizamos de base para sua confecção.

3.1. Simulações e operação

Para realizar as simulações, utilizamos um programa desenvolvido pelo professor Germano Penello que resolve as equações de Schrödinger para a propagação do elétron em diferentes heteroestruturas. O programa usa o método de matriz transferência, com massa efetiva e aproximação não parabólica para a banda de condução, usando o modelo Kane [20]. O programa calcula a energia de cada estado com suas funções de onda e os espectros de absorção esperados da heteroestrutura. Os valores que devem ser fornecidos na entrada do programa são: a largura da barreira de potencial e a largura de cada poço quântico. A Figura 3.1 mostra uma heteroestrutura construída no programa pronta para ter seus dados simulados.

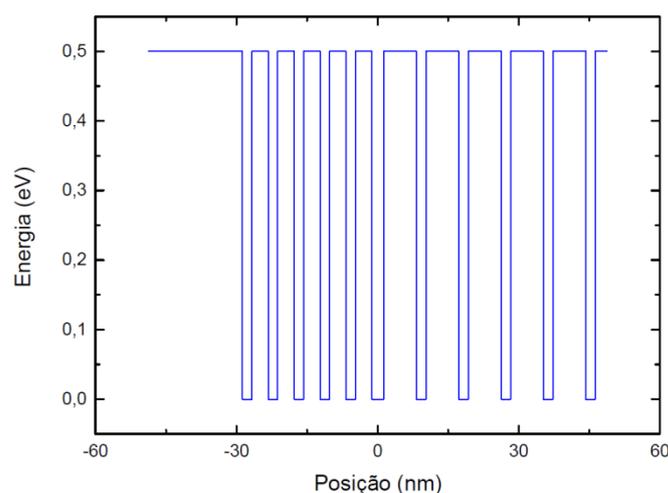


Figura 3.1 Heteroestrutura construída no programa baseado no modelo Kane

A estrutura simulada nesse trabalho é uma super-rede assimétrica com duas seções. A primeira seção consiste de cinco poços quânticos e cinco barreiras com 2 nm e 3.5 nm de espessura, respectivamente. A segunda seção possui cinco poços quânticos e cinco barreiras de 2 nm e 7 nm de espessura, respectivamente. Entre as seções existe um poço quântico de 2.5 nm

A motivação de simular tal estrutura se baseia nos resultados obtidos anteriormente pelo Professor Germano Penello, em sua tese de doutorado, onde foi observado que uma super-rede simétrica pode se comportar como um espelho de Bragg [17] para as funções de onda dos elétrons em estruturas de fotodetectores. Esse fato foi posteriormente explorado com uma super-rede assimétrica, com uma estrutura formada por: uma seção com apenas um poço quântico e uma barreira, outra seção formada por uma super-rede e, entre as seções, um defeito estrutural. Com essa estrutura, observou-se que algumas funções de onda tinham estados vazantes, isto é, funções de onda que se estendem em apenas uma direção, o que permitiu a elaboração de fotodetectores operando no modo fotovoltaico [12]. Esse tipo de estrutura foi debatido no capítulo teórico no tópico sobre super-redes assimétricas. Com isso em mente, a seguinte questão foi levantada "Seria possível construir um fotodetector de duas cores, ou seja, capaz de detectar duas radiações e distingui-las, que opera no modo fotovoltaico detectando radiações no infravermelho médio?"

Para responder essa questão, esperava-se que uma super-rede assimétrica formada por duas seções, tivesse o seguinte comportamento: "Algumas funções de onda dessa estrutura devem se estender em apenas uma direção e outras devem se estender na direção oposta." Chamaremos esse efeito de "Reflexão de Bragg" (*RB*). A amostra simulada tem uma estrutura como essa, e é esse comportamento que esperamos ver nas simulações. No capítulo teórico no tópico sobre fotodetectores de super-redes assimétricas apresentamos esse comportamento em detalhes.

Para ficar bem claro, o que se espera desse dispositivo é o seguinte comportamento: ao se detectar uma determinada radiação com energia $E1$, o dispositivo irá gerar uma corrente que flui em um determinado sentido. Entretanto, quando o dispositivo for atingido por uma radiação com energia $E2$ distinta de $E1$, ele irá gerar uma corrente em sentido oposto ao do primeiro caso.

Dessa forma, precisamos apenas olhar o sentido da corrente para saber qual radiação o dispositivo está detectando. A Figura 3.2 ilustra a ideia.

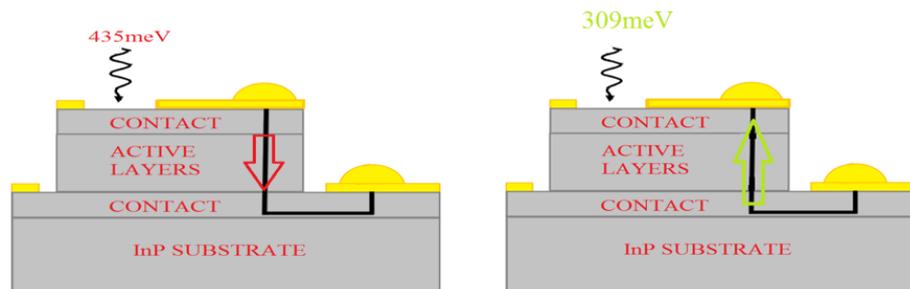


Figura 3.2 Corrente em sentidos opostos no dispositivo. As setas vermelhas e verdes indicam o sentido da corrente.

Como a ideia é detectar duas radiações distintas, é necessário que a amostra possua dois picos de absorção bem definidos, ou seja, no espectro de absorção da amostra, devem aparecer dois picos estreitos. Nas simulações realizadas nessa estrutura, vemos que tal comportamento ocorre sendo os picos de absorção em 309 meV e 435 meV. O resultado dessa simulação está na Figura 3.3.

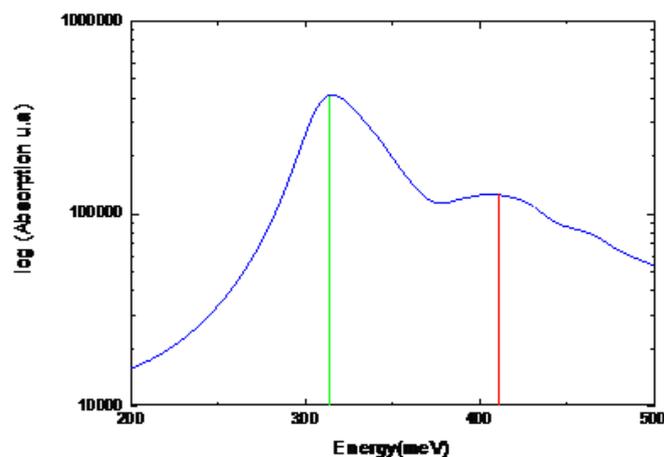


Figura 3.3 Simulações do espectro de absorção da amostra de super-redes.

Para o dispositivo operar da forma esperada, ou seja, operar como um fotodetector “dual color” no modo fotovoltaico, é necessário que o efeito RB de fato ocorra nessa amostra. A Figura 3.4 mostra os resultados da simulação da densidade de probabilidade eletrônica dessa amostra. Na figura, temos duas funções de onda que se estendem em direções preferencias, a primeira, destacada em vermelho, se estende apenas para a esquerda, enquanto que a segunda, destacada em verde, se estende para a direita. O resultado dessa simulação deixa claro que o efeito de *RB* ocorre na estrutura da amostra.

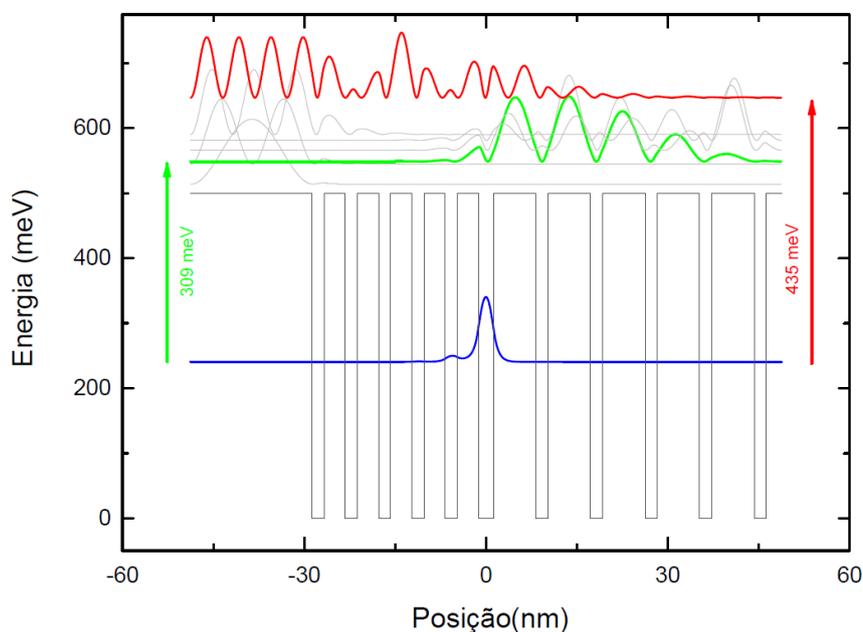


Figura 3.4 Simulações da densidade de probabilidade eletrônica da super-rede da amostra. A curva em azul representa o estado fundamental. As curvas em vermelho e verde representam os estados vazantes.

Por último, precisamos que os picos de absorção da amostra ocorram nas energias em que o estado final da transição corresponda à função de onda que se estende em apenas uma direção. A Figura 3.4 mostra a diferença de energia entre o estado fundamental (inicial) e os estados excitados (finais) que correspondem aos picos de absorção calculados para essa estrutura, 309 meV e 435 meV. Assim, como será visto nos resultados, essa amostra é capaz de detectar essas duas radiações e gerar corrente em sentidos opostos.

3.2. Simulações no modo fotovoltaico

Para expandir a análise sobre o dispositivo e ter uma compreensão melhor de seu comportamento, realizamos simulações com o dispositivo operando no modo fotovoltaico. Para realizar essas simulações, utilizamos um programa desenvolvido por Pedro Pereira [12] em seu doutorado que utiliza o modelo Kane [20]. Esse programa calcula a densidade de probabilidade eletrônica, além da absorção e ocupação das minibandas da amostra.

Na Figura 3.5, temos os resultados da simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com 3 V. Observa-se que com 3 V, aplicado na amostra, as minibandas começam a ficar ocupadas por elétrons e com elevada absorção.

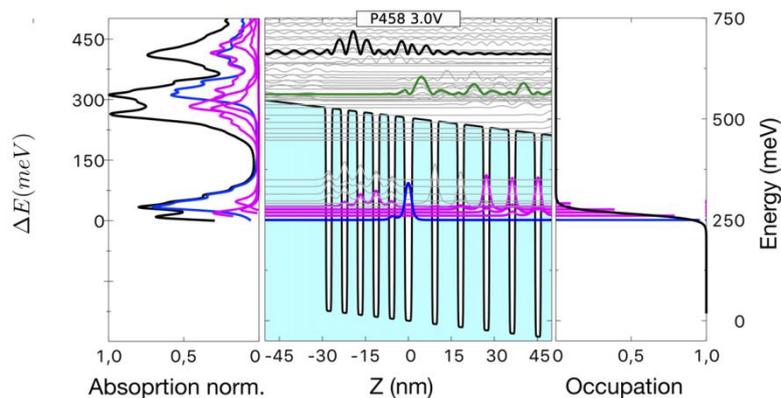


Figura 3.5 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com 3 V

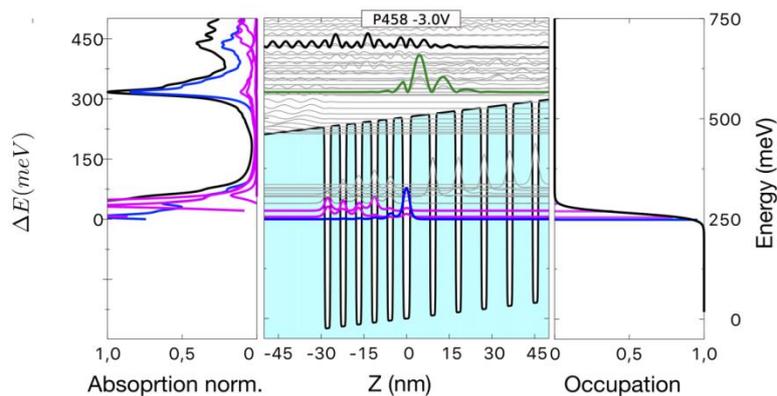


Figura 3.6 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com - 3 V

Na Figura 3.6, temos os resultados da simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com -3 V. Observa-se que com -3 V a função de onda do elétron para uma energia de 309 meV passa a ser confinado no contínuo e não mais um estado vazante.

Nas Figuras 3.7 e 3.8, vemos os resultados das simulações para 5 V e -5 V respectivamente. Observa-se que com 5 V aplicado na amostra há uma intensificação na ocupação das minibandas por elétrons com alta absorção. Em especial na minibanda com energia de 275 meV. Em -5 V, vemos um comportamento similar ao de -3 V, porém com mais minibandas ocupadas.

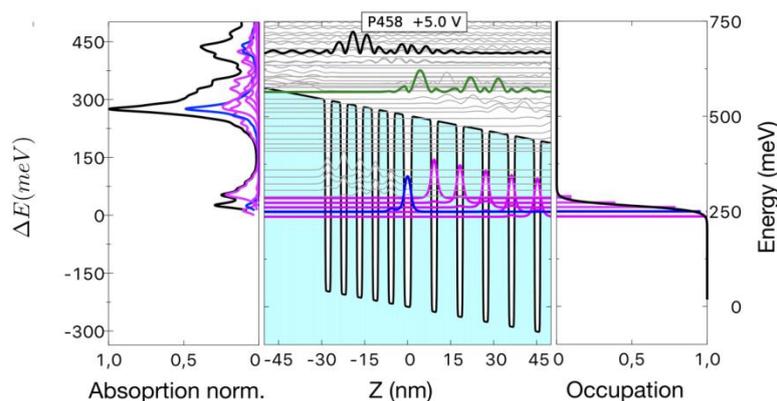


Figura 3.7 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com 5 V

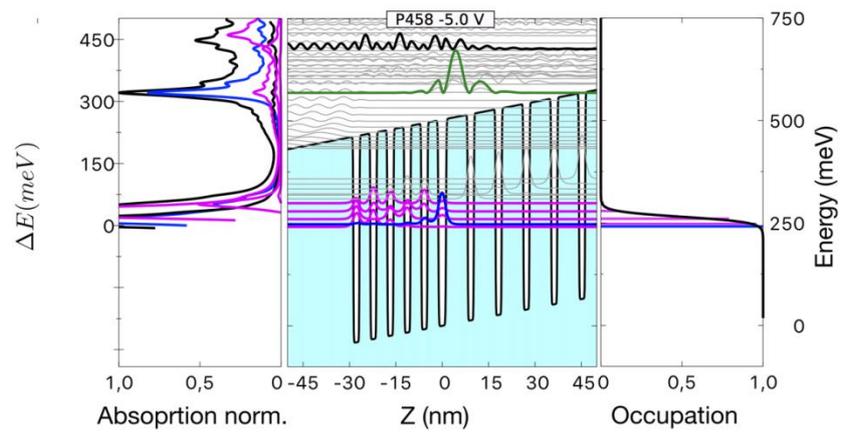


Figura 3.8 Simulação da densidade de probabilidade eletrônica da amostra no modo fotocondutivo com - 5 V

4 Crescimento e Processamento

Este capítulo fornece informações acerca do crescimento da amostra utilizada no trabalho. Também são explicados em detalhes as técnicas experimentais utilizadas para a confecção do dispositivo, comumente chamado como processamento. Além disso, são informados os detalhes do processamento realizado na amostra dessa dissertação.

4.1. Crescimento

A amostra de super-redes foi crescida utilizando a técnica de epitaxia de feixe molecular (MBE) no "Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de Princeton , New Jersey, USA". Trata-se de uma amostra com uma estrutura de super-rede assimétrica com duas seções como visto no capítulo 3. A primeira seção consiste de cinco poços quânticos e cinco barreiras com 2 nm e 3.5 nm de espessura, respectivamente. A segunda seção possui cinco poços quânticos e cinco barreiras de 2 nm e 7 nm de espessura, respectivamente. Entre as seções existe um poço quântico de 2.5 nm. Esse poço quântico central pode ser interpretado como um defeito, como mencionado e explicado no capítulo teórico. Toda essa estrutura se repete vinte vezes, como ilustrado na Figura 4.1. O material utilizado para as barreiras e poços quânticos são, respectivamente, *AlInAs* e *InGaAs* casados com um substrato de *InP*. A concentração da dopagem tipo *n* usada nas camadas de contato e no poço quântico central é de $2.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

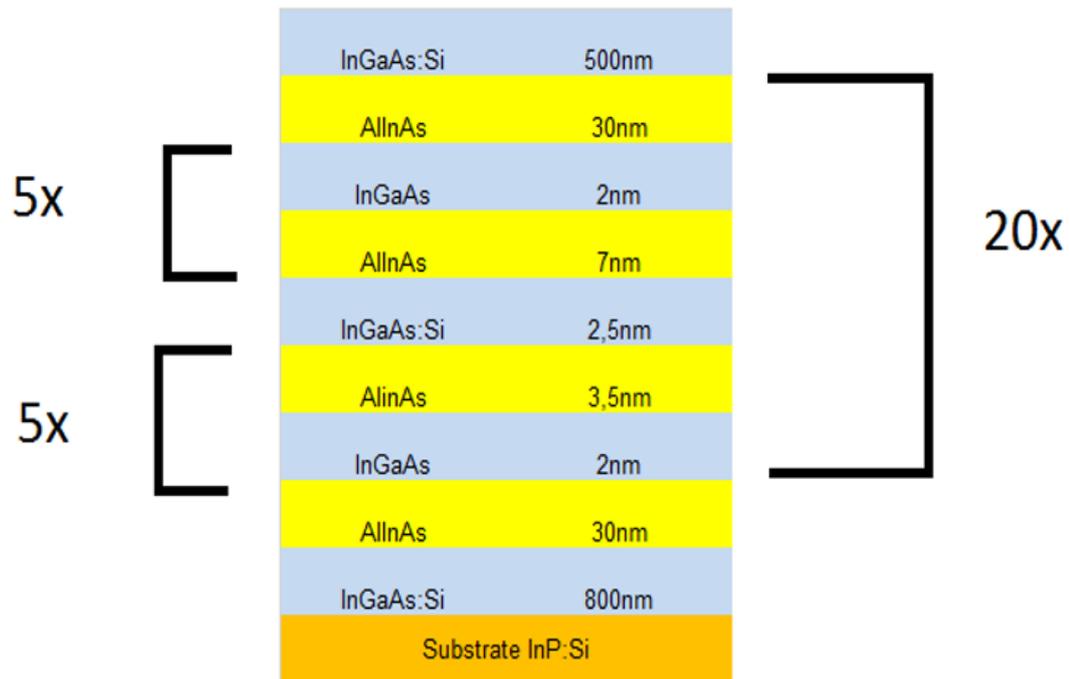


Figura 4.1 Estrutura e material da amostra de super-rede

4.2. Processamento

Para se transformar a amostra crescida em um dispositivo é necessário realizar uma série de procedimentos. Esses procedimentos são comumente chamados de processamento.

O processamento tem como objetivo adequar a junção *p-n*, ou similares como *p-n-p*, *n-p-n* e *n-i-n*, crescida por alguma técnica de epitaxia para funcionar como um dispositivo optoeletrônico. Nessa amostra, a junção é *n-i-n*. As etapas do processamento usadas, nessa amostra, são fotolitografia, corrosão, metalização, lift-off e microsoldagem.

A fotolitografia é uma fotogração. Trata-se do processo de transferir um padrão para um filme polimérico reativo, chamado de resiste, que será usado subsequentemente para replicar esse padrão em um filme fino ou substrato.

A fotolitografia consiste em transferir um padrão de uma máscara, através de alguma técnica óptica, para um resiste. O resiste é aplicado como um revestimento fino sobre a amostra e, então, exposto a uma radiação ultravioleta

(iluminação seletiva) através de uma máscara de modo que a luz incida em áreas selecionadas do resiste. Dependendo da natureza química do resiste utilizado, as áreas expostas tornam-se mais solúveis em algum solvente do que as áreas não expostas ou vice-versa. Se a área exposta ficar mais solúvel, será chamado de processo positivo; se for a área não exposta, será chamado de processo negativo. Ao se inserir a amostra no solvente, se produz uma imagem positiva ou negativa da máscara no substrato. Esse processo é chamado de revelação. A Figura 4.2 ilustra o processo de fotolitografia positiva aplicada em uma amostra.

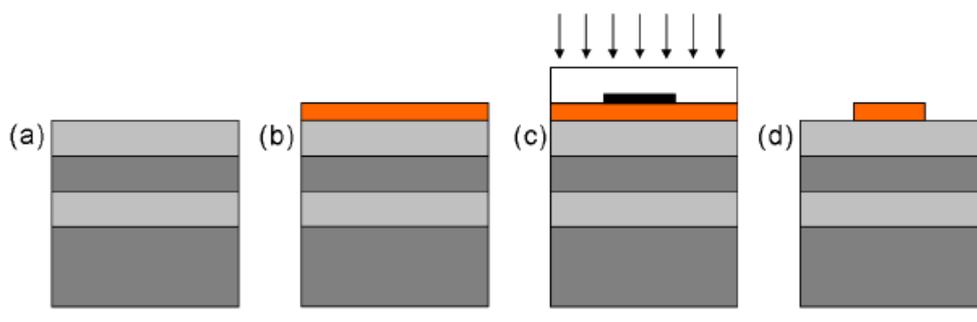


Figura 4.2 Passo a passo da fotolitografia. (a) Amostra final limpa, (b) aplicação do fotorresiste, (c) iluminação seletiva, (d) revelação

A fotolitografia é realizada duas vezes no processamento. A primeira aplicação é feita com o objetivo de proteger parte da superfície da amostra durante a corrosão.

Como no crescimento epitaxial, a deposição do material ocorre por camadas, uma das camadas de contatos do semicondutor, ou seja, a camada n dessa amostra fica impossibilitada de ter contato com o circuito elétrico, isso impossibilita gerar o circuito necessário para o fotodetector. Diante disso, é necessário corroer parte do material semicondutor para ter acesso a uma das camadas, isso é feito através de soluções ácidas. Lembrando que as partes que não se deseja corroer ficam protegidas pelo fotorresiste, pois esse é resistente ao ácido utilizado. Após o processo de corrosão, o resiste é removido com acetona para finalizar o processo.

Após a corrosão, é necessário criar uma junção metal-semicondutor. Essa junção se faz necessária para evitar que se forme a barreira Schottky[14], que pode ter uma alta resistência à corrente elétrica e um comportamento não ôhmico. Para criar a junção, depositamos uma série de filmes metálicos apropriados para

cada tipo de material. A escolha do metal depositado depende da relação entre a função trabalho do metal e a afinidade eletrônica do semiconductor. Essa etapa é chamada de metalização. Antes de se realizar a metalização, temos que realizar a fotolitografia novamente, com o objetivo de isolar a camada superior do dispositivo da camada inferior.

Após a metalização, deve-se retirar o metal na região não desejada, essa região é a que foi protegida pelo fotorresiste aplicado no processo de fotolitografia. Com isso, para removê-lo, basta utilizar acetona na amostra que irá remover tanto o metal indesejado quanto o fotorresiste. A penúltima etapa do processamento é realizar um polimento de 45° graus na extremidade do dispositivo, como visto no capítulo teórico, a luz deve incidir nos poços quânticos com essa inclinação. Após o polimento, devemos realizar a microsoldagem que é ligação dos contatos elétricos, feitos de fio de ouro, na amostra utilizando a microsoldadora. Essa etapa finaliza o processamento. A Figura 4.3 ilustra todos os passos do processamento.

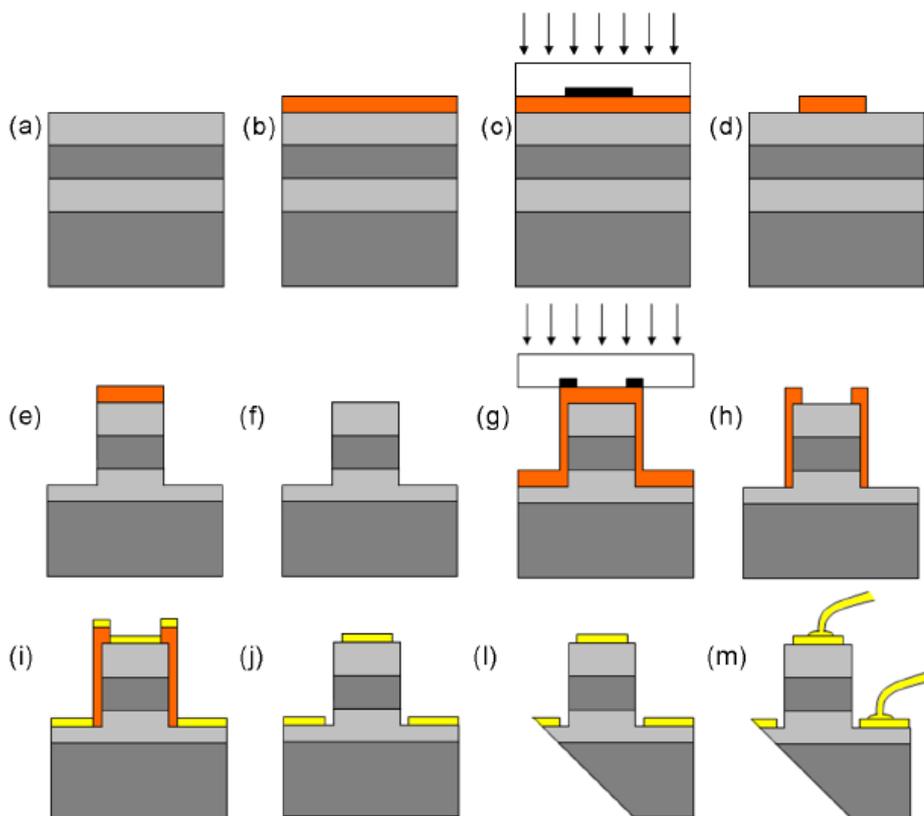


Figura 4.3 Passo a passo da fotolitografia. (a) Amostra final limpa, (b) aplicação do fotorresiste, (c) iluminação seletiva, (d) revelação, (e) corrosão,

(f) limpeza da amostra, (g) iluminação seletiva, (h) revelação, (i) metalização, (j) limpeza da amostra

4.3. Resultados do Processamento

A amostra foi processada no "Laboratório de Novos Materiais Semicondutores Grupo de Epitaxia por Feixe Molecular (MBE), Instituto de Física, USP (LNMS/IFUSP)". Na prática, o processamento pode ser dividido em doze etapas. Sendo elas:

1. Limpeza da amostra;
2. Aplicação do fotorresiste;
3. Exposição;
4. Revelação;
5. Corrosão;
6. Limpeza do fotorresiste;
7. Litografia para metalização;
8. Retirada do fotorresiste;
9. Metalização;
10. *Lift-off* (retirada do fotorresiste);
11. Adequação da amostra;
12. Microsoldagem.

A limpeza da amostra foi feita colocando-a de molho por cinco minutos no solvente TCE, depois, cinco minutos em acetona e por fim, cinco minutos no IPA. Esses elementos químicos são todos solventes que têm como objetivo retirar as impurezas da amostra que possam atrapalhar a aplicação do fotorresiste.

Após a limpeza, realizou-se a aplicação do fotorresiste. Pegou-se a amostra e a colou em um suporte (alumina) e a colagem foi feita colocando uma gota de fotorresiste (AR-P3740) na alumina e colocando a amostra em cima e deixando por cinco minutos no hotplate a 100°C. Essa etapa é apenas para facilitar o manuseio da amostra. Feito isso, colocou-se uma pequena quantidade do fotorresiste (AZ-5214) em cima da amostra e fez-se uso do *spinner*. O *spinner* espalha homogeneamente o fotorresiste sobre a amostra, formando uma camada

bem fina. No caso, a camada foi de 2 μm . Por fim, levou-se a amostra ao hotplate por 1 minuto a 100°C. Nesse ponto, ocorre uma desidratação do fotorresiste, isso facilita a sensibilização dele na fotolitografia.

O próximo passo é realizar a sensibilização do fotorresiste, como visto precisamos da máscara. A máscara utilizada para esta primeira sensibilização, referente a corrosão, está mostrada na Figura 4.4. O fotorresiste AZ 5214 pode ser sensibilizado pela luz ultravioleta (UV). A sensibilidade espectral do AZ 5214 está entre 310 e 420 nm e a fonte UV sensibilizadora que utilizamos, no LNMS/IFUSP, é uma lâmpada de *Hg* com intensidade de radiação de 16,8 mW/cm^2 . Os picos mais fortes do espectro da linha de emissão do *Hg*, estão no intervalo 184,45 – 578,2 nm. Portanto, essa lâmpada tem uma boa capacidade para sensibilizar o AZ 5214.

Após a sensibilização, realizamos revelação para deixar apenas o padrão da máscara desejado no substrato. Isso é feito colocando a amostra de molho por 1 minuto em uma solução de *KOH*, depois, 10 segundos em água deionizada e, então, de molho em mais água deionizada por 1 minuto ou mais.

Feito isso, realizamos a corrosão. No caso dessa amostra, devemos corroer até atingir a última camada de *InGaAs:Si*. Para isso, a corrosão deveria estar entre 2, 6 μm e 3,4 μm , pois essa profundidade corresponde a espessura da camada de *InGaAs:Si*. A amostra foi corroída pela solução ácida composta de ácido sulfúrico (H_2SO_4) peróxido de hidrogênio (H_2O_2) e água deionizada, até atingir uma profundidade de 2,88 μm , atingindo com segurança a camada desejada.

Colocou-se, então, a amostra em acetona para retirar o resiste. Com a amostra corroída, realizamos a segunda fotolitografia, para a qual utilizamos a máscara mostrada na Figura 4.5. Seguindo os mesmos passos, realizamos revelação e seguimos, então, para a metalização.

Os metais utilizados na metalização foram titânio e ouro. Primeiro, depositamos uma camada de 20 nm de titânio e, depois, 200 nm de ouro.

Realizamos a retirada do metal da parte indesejada utilizando acetona. Realizamos o corte de 45° graus na borda da amostra. Realizamos a adequação da amostra para ser colocada no *chip*, ou seja, a cortamos para ficar do tamanho ideal. Finalmente, realizamos a microssoldagem com fios de ouro.

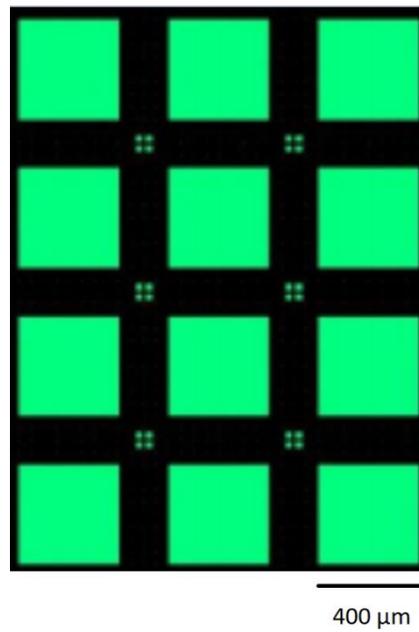


Figura 4.4 Mesa utilizada na litografia para a corrosão.

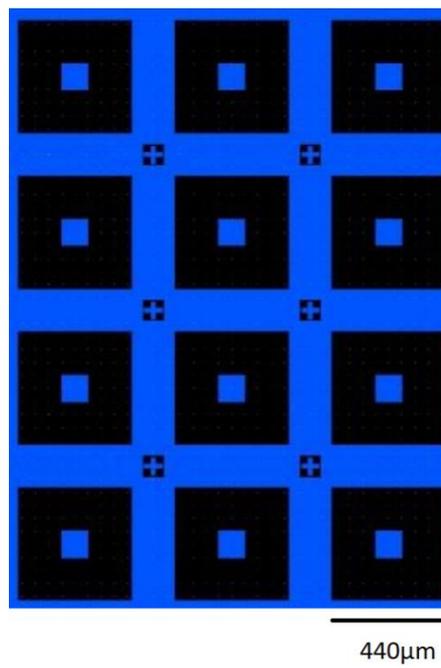


Figura 4.5 Mesa utilizada na litografia para a metalização.

5 Resultados e discussões

Neste capítulo, apresentaremos os resultados das medidas de caracterização do fotodetector de super-rede assimétrica estudada nesse trabalho. Também iremos apresentar os resultados das figuras de mérito obtidas a partir das medidas de caracterização. Além disso, os resultados serão debatidos e analisados frente aos conceitos teóricos que fundamentaram sua concepção.

Antes de começar a análise, é preciso informar que todas as medidas foram realizadas com o mesmo padrão de referência, em que o potencial positivo foi conectado na mesa, ou seja, no topo da amostra. O terra (potencial zero) foi conectado na base da amostra. Dessa forma, a corrente elétrica, quando se aplica uma diferença de potencial positiva no dispositivo, vai fluir da mesa em direção ao terra, considerando o sentido convencional da corrente elétrica. Esse sentido no dispositivo é do topo para o substrato. Quando se aplica uma diferença de potencial negativa a corrente vai fluir da terra em direção à mesa, de forma contrária ao caso anterior, a corrente vai fluir do substrato em direção ao topo. A Figura 5.1 ilustra isso.



Figura 5.1 : Estrutura e material da amostra de super-rede. Sendo destacadas as ligações do potencial elétrico aplicado e da terra no dispositivo

5.1. Corrente de escuro

Começaremos abordando a medida de corrente de escuro do dispositivo. Apresentaremos os resultados da medida de $I-V$ e os resultados da energia de ativação da amostra.

A medida $I-V$, como mencionado no capítulo teórico, foi realizada em função da temperatura fazendo-se uso do equipamento HP4145B e um criostato. A tensão durante a medida variou entre -5 V e $+5\text{ V}$ e a temperatura de 77 K a 300 K . O resultado da medida está apresentado na Figura 5.2.

Observamos, primeiramente, que a corrente de escuro possui um comportamento assimétrico, ou seja, a corrente possui valores diferentes quando se aplica tensão positiva e tensão negativa. Isso ocorre porque temos uma assimetria na própria estrutura da amostra, com isso a dopagem de Si realizada no crescimento acaba tendo uma distribuição não homogênea na amostra, resultando nesse efeito [21]. Essa distribuição não é homogênea, porque a distribuição do Si ocorre pelo processo de difusão do Si no material da amostra. Como temos barreiras de materiais e tamanhos diferentes em cada lado da super-rede, o resultado final acaba sendo heterogêneo.

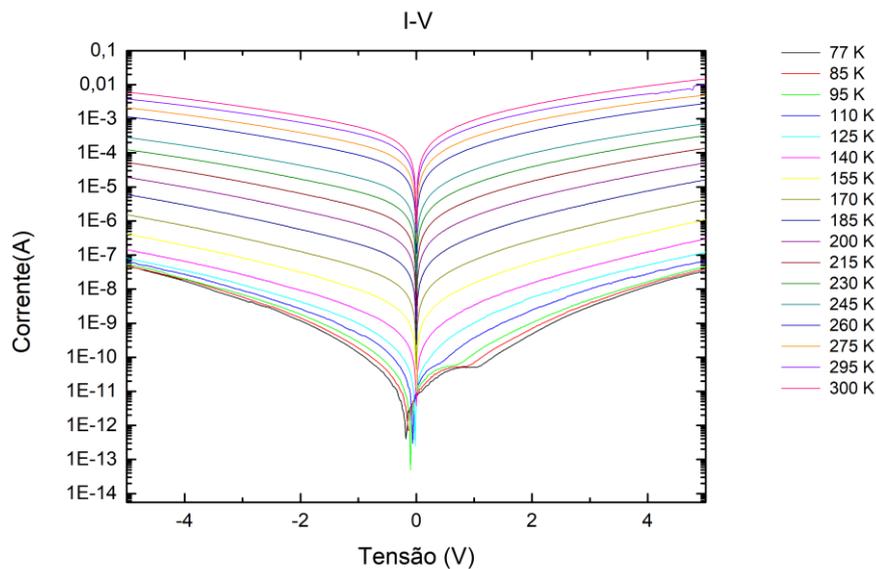


Figura 5.2 Medida de I-V com tensão entre -5 V e $+5$ V e temperatura variando de 77 K a 300 K.

Outro importante ponto é que a corrente de escuro aumenta drasticamente com o aumento da temperatura, por exemplo, entre 77 K e 300 K a 5 V, temos uma variação na corrente com cinco ordens de grandeza. Isso indica que, nesse dispositivo, ocorrem emissões termiônicas em grande escala com o aumento da temperatura, conforme visto no capítulo 2.

Também é possível observar que a corrente de escuro aumenta drasticamente com o aumento do módulo da tensão. Observa-se, na Figura 5.3, que a corrente de escuro varia em cinco ordens de grandeza quando se varia a tensão de 0 V a 5 V com a temperatura fixa em 77 K. Isso ocorre devido ao tunelamento termicamente assistido e emissão termiônica vistos no capítulo 2.

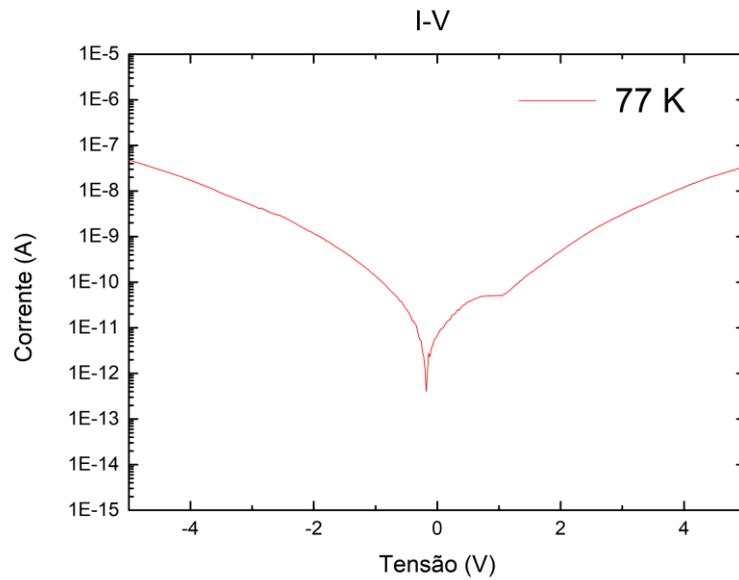


Figura 5.3 Medida de I – V a 77 K com tensão variando de 5 V a –5 V.

Como as medidas de fotocorrente ocorrem sem o uso do *heatshield*, é importante saber qual o valor da corrente de escuro sem o seu uso. A Figura 5.4 mostra que a corrente de escuro sem o uso de *heatshield* (SHS) a 77 K se compara a corrente de escuro a 125 K com o uso do *heatshield* (CHS). Na Figura 5.5, temos a comparação entre a corrente em 77 K para SHS e CHS.

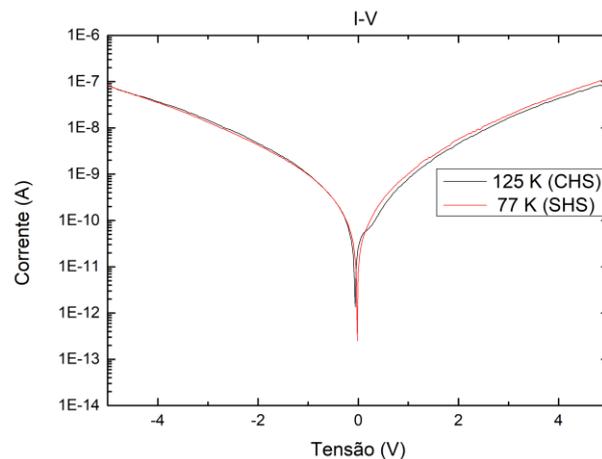


Figura 5.4 Comparação entre a medida de I-V com e sem *heatshield*. 77 K e 125 K com *heatshield*

Vemos, na Figura 5.5, que a corrente de escuro sem o uso do HS aumentou. O motivo desse aumento é que agora o dispositivo está gerando fotocorrente, devido às radiações que estão vindo do ambiente. Na Figura 5.6, vemos que a corrente CHS e SHS a 210 K são equivalentes. Com isso, das Figuras 5.4, 5.5 e 5.6 podemos tirar uma importante informação sobre o dispositivo que é a temperatura BLIP (do inglês Background limited infrared performance) do fotodetector. A temperatura BLIP é a temperatura em que a corrente de escuro é igual à corrente gerada pela radiação de fundo. Abaixo dessa temperatura, a fotocorrente gerada pela radiação do ambiente é maior que a corrente de escuro. **No nosso dispositivo**, a temperatura de BLIP é 210 K e está ilustrada na Figura 5.6.

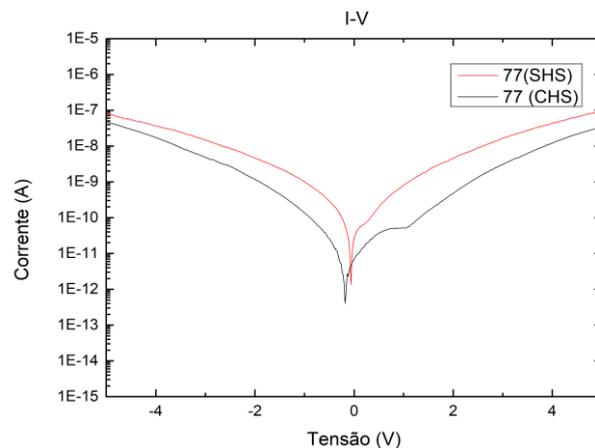


Figura 5.5 Comparação entre a medida de I – V SHS e CHS para 77 K

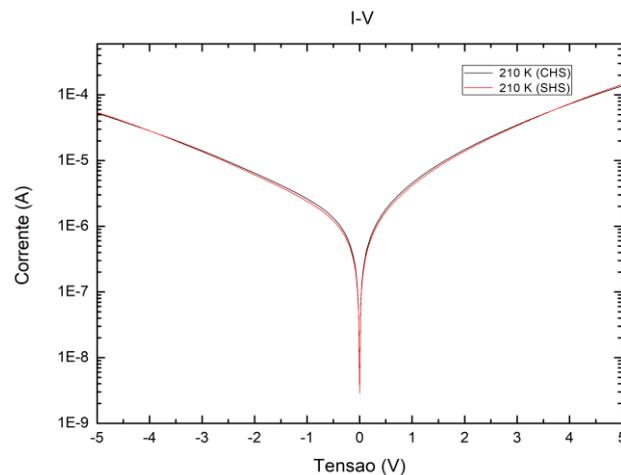


Figura 5.6 Comparação entre a medida de $I - V$ SHS e CHS para 210 K. 210 K é a temperatura BLIP.

5.2. Energia de Ativação

A partir dos resultados de $I - V$, é possível calcular a energia de ativação dos mecanismos geradores da corrente de escuro como visto no capítulo teórico. A Figura 5.7 mostra os resultados obtidos desses cálculos para as tensões de 5 V a -5 V em passos de 0.5 V.

Na Figura 5.8, temos a simulação da probabilidade eletrônica da estrutura da amostra no modo fotovoltaico com destaque para a energia de Fermi. Quando comparamos a Figura 5.7 e a 5.8, vemos que a energia de ativação térmica está abaixo do valor esperado que seria por volta de 250 meV, pois ela está relacionada com a diferença da energia de Fermi e o potencial da barreira. O valor encontrado da energia de ativação foi de 144 ± 5 meV no modo fotovoltaico. Esse comportamento anômalo da energia de ativação de fotodetectores de super-redes assimétricas já foi observado anteriormente em [11]. Esse é um ponto que ainda não foi completamente compreendido nos estudos de fotodetectores de super-redes assimétricas, por isso há necessidade de estudos futuros mais aprofundados com intuito de entender esse ponto.

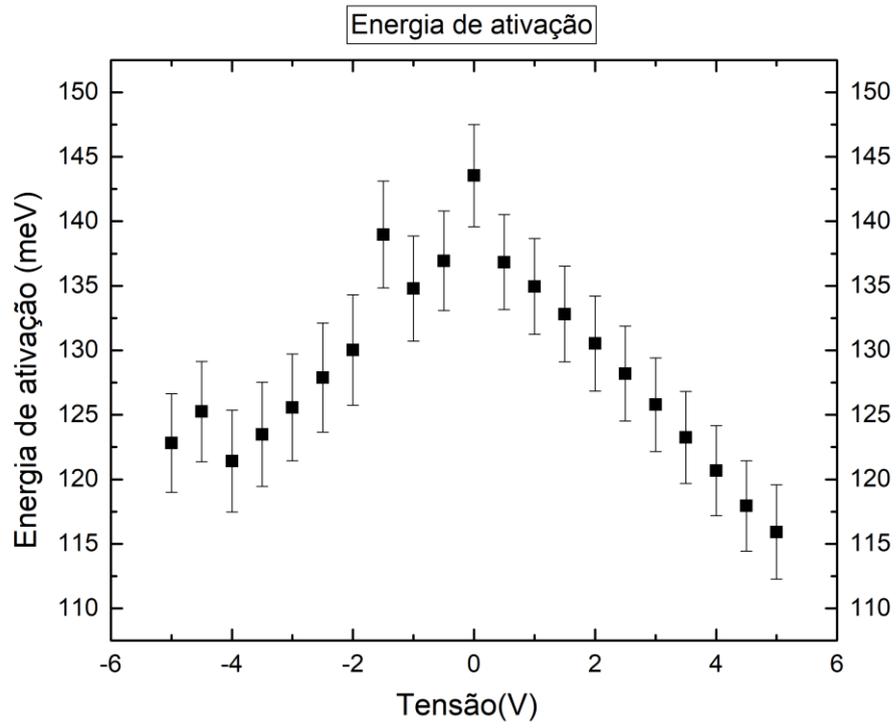


Figura 5.7 Energia de ativação de -5 V a 5 V

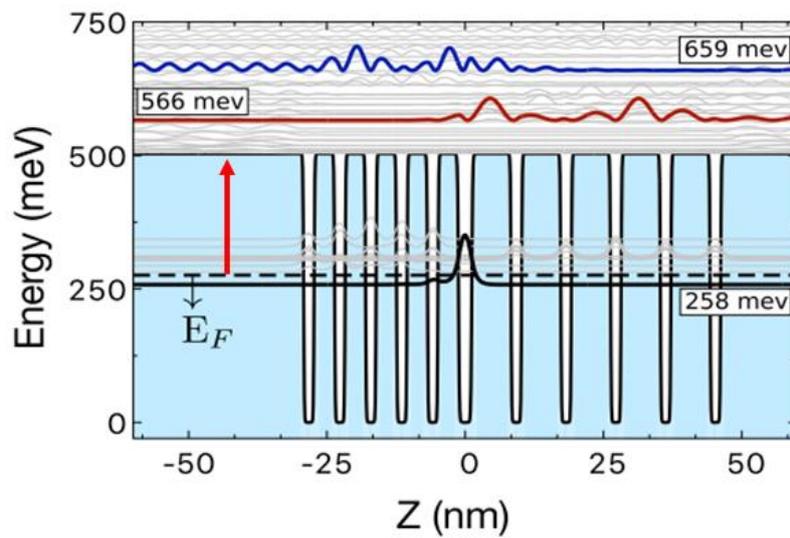


Figura 5.8 Energia de Fermi para o modo fotovoltaico

5.3. Espectro de Fotocorrente

Apresentaremos, nesta sessão, as medidas de espectro de fotocorrente realizadas no dispositivo. Com essas medidas, foi possível comprovar que o efeito referenciado como *RB*, no capítulo de simulações, realmente acontece nessa amostra. Verificamos para quais energias há geração de fotocorrente no fotodetector que, juntamente com o efeito *RB*, é responsável pelo comportamento bicolor do dispositivo. Além disso, com essas medidas, analisamos o comportamento do dispositivo operando em modo fotovoltaico e fotocondutivo.

As medidas foram realizadas em função da temperatura utilizando um FTIR Nicolet 8700 da Thermo Scientific. Na Figura 5.9, vemos a medida de fotocorrente para a temperatura de 77 K com 0 V aplicado na amostra.

Observamos na Figura 5.9 que o dispositivo é capaz de operar no modo fotovoltaico, ou seja, ele gera fotocorrente quando não há tensão aplicada nele. Além disso, observamos que há dois picos de radiação em que o fotodetector gera fotocorrente, 332 meV e 423 meV na temperatura de 77K.

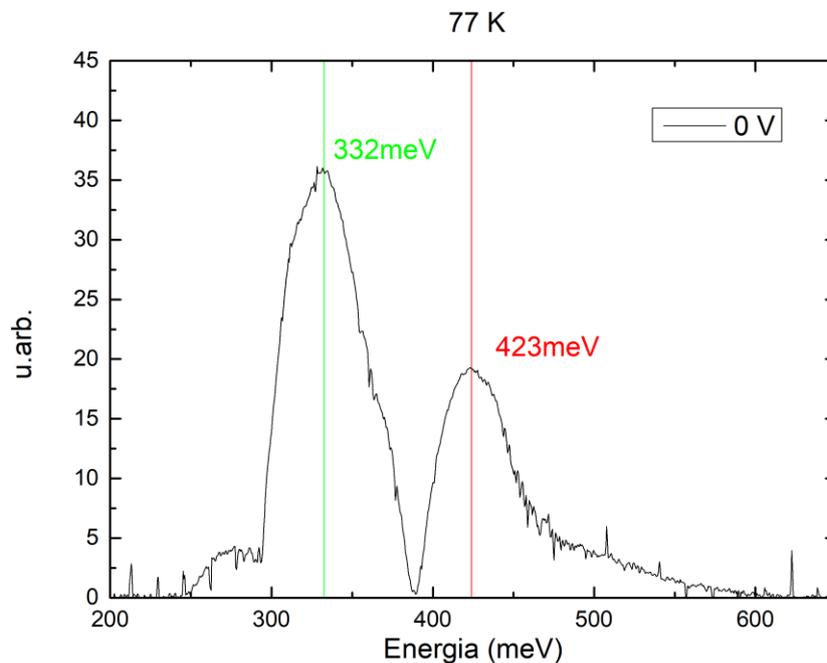


Figura 5.9 : Fotocorrente com o dispositivo no modo fotovoltaico e na temperatura de 77 K

Como debatido no capítulo de simulações, espera-se que esses picos de fotocorrente sejam em sentidos opostos. O FTIR mede apenas o módulo da fotocorrente gerada pelo dispositivo. Assim, é preciso explorar o comportamento dessa amostra operando no modo fotocondutivo para verificar a existência desse comportamento.

No modo fotocondutivo, aplicamos tensão ao dispositivo durante a detecção de radiação. Nessa amostra, espera-se que, ao se aplicar tensão, iremos favorecer a fotocorrente gerada por uma das radiações e iremos dificultar a fotocorrente gerada pela outra radiação. Esse efeito será percebido na medida de fotocorrente como um aumento ou diminuição da intensidade dos picos relativos a cada caso.

Na Figura 5.10, mostramos uma comparação da medida do fotodetector operando no modo fotocondutivo com 0.8 V aplicado e no modo fotovoltaico. Observa-se que a fotocorrente de 332 meV teve um aumento em seu módulo enquanto que a fotocorrente gerada por 423 meV teve uma redução. O efeito inverso ocorre, caso apliquemos tensão negativa de -0.8 V. Nesse caso, a radiação

de 423 meV tem o seu módulo aumentado e o de 332 meV reduzido, como pode-se ver na Figura 5.11.

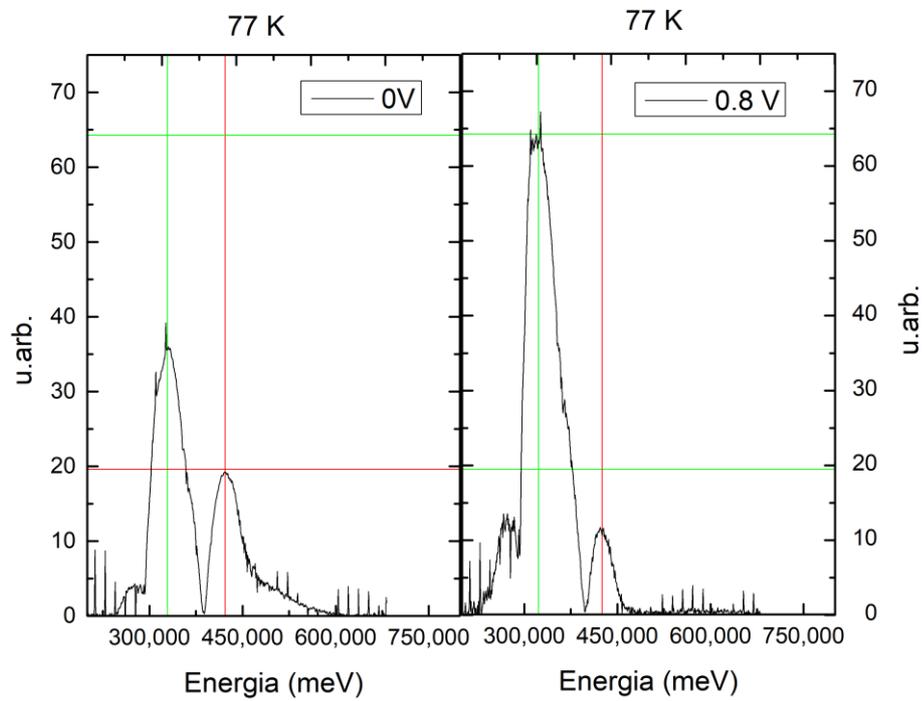


Figura 5.10 Comparação entre a fotocorrente de 0.8 V e 0 V em 77 K

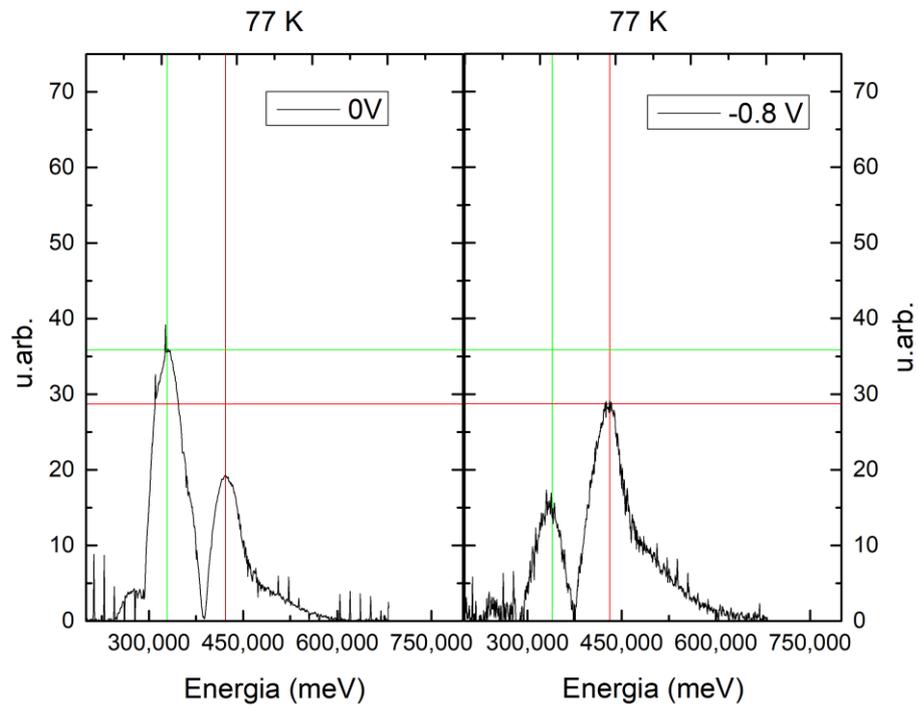


Figura 5.11 Comparação entre a fotocorrente de - 0.8 V e 0 V em 77 K

Podemos explorar esse comportamento até o ponto em que apenas uma radiação é capaz de gerar fotocorrente. Para o lado positivo, o ponto em que isso ocorre é quando aplicamos um bias de 2 V e para o lado negativo em -1.6 V, como podemos ver na Figura e 5.12 e 5.13 respectivamente.

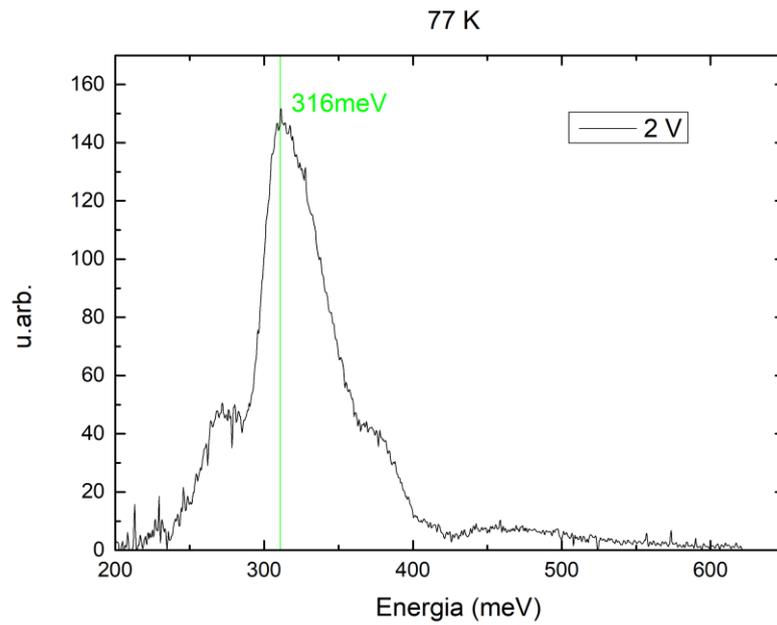


Figura 5.12 Fotocorrente em 77 K com 2 V aplicado

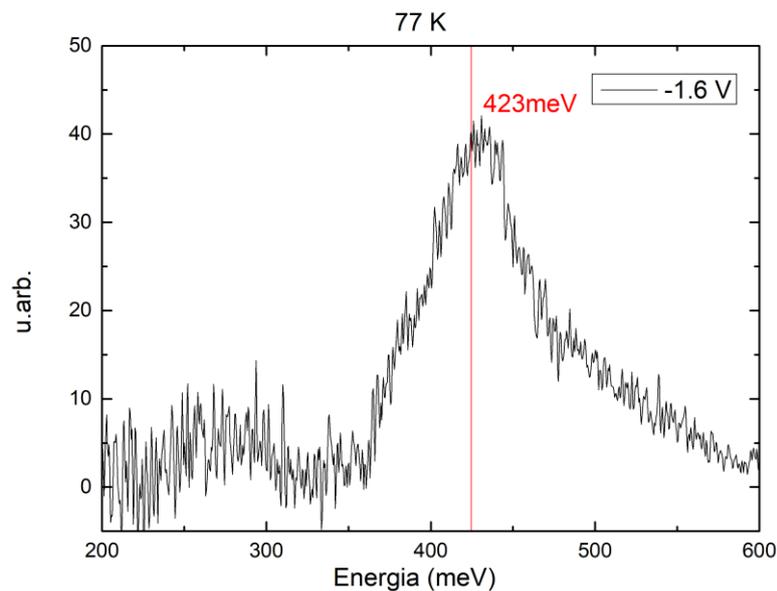


Figura 5.13 Fotocorrente em 77 K com -1.6 V aplicado

Esses dados evidenciam que o efeito *RB* ocorre nessa amostra, ou seja, as radiações de 332 meV e 430 meV geram fotocorrente em sentidos opostos. A radiação em 430 meV gera uma fotocorrente que flui do substrato para o topo da

mesa da amostra. Por outro lado, a radiação de 309 meV gera uma fotocorrente que flui no sentido do topo da mesa para o substrato.

Na Figura 5.14, fazemos uma comparação das fotocorrentes geradas no dispositivo operando no modo fotocondutivo para as tensões de -2 V a 5 V em passos de 1 V para 77 K. Observamos que, com o aumento gradual da tensão positiva, começa a surgir uma nova radiação que gera fotocorrente. Com a Figura 5.15, podemos averiguar que essa radiação é de 272 meV. O motivo desse novo pico de absorção são os estados excitados localizados dentro da super-rede (minibandas). Esses estados passam a promover elétrons para um estado localizado no contínuo. Isso ocorre devido ao tunelamento termicamente assistido, visto no capítulo 2, em que o aumento da tensão aplicada aumenta a intensidade desse efeito.

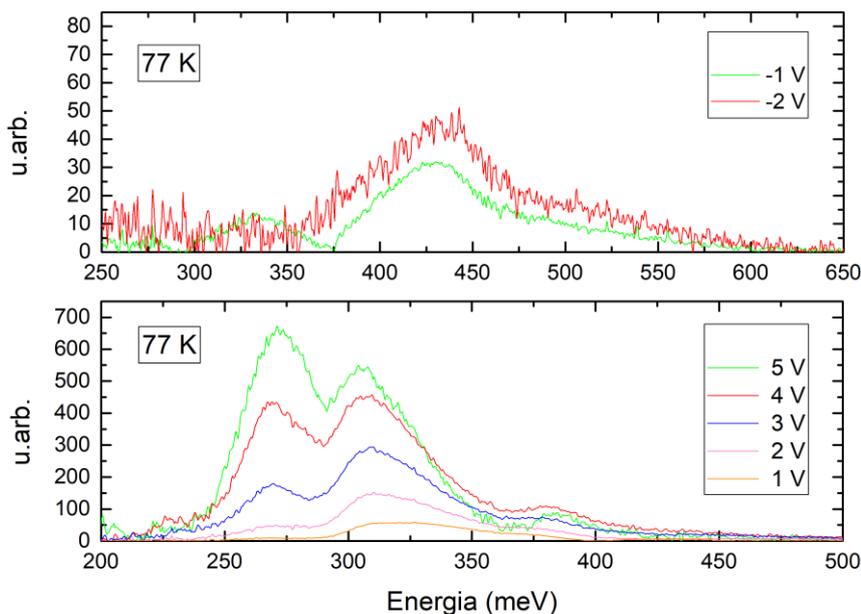


Figura 5.14 : Fotocorrente com aplicação de bias negativo de -1 V e -2 V e positivo 1V, 2V, 3V,4V e 5V.

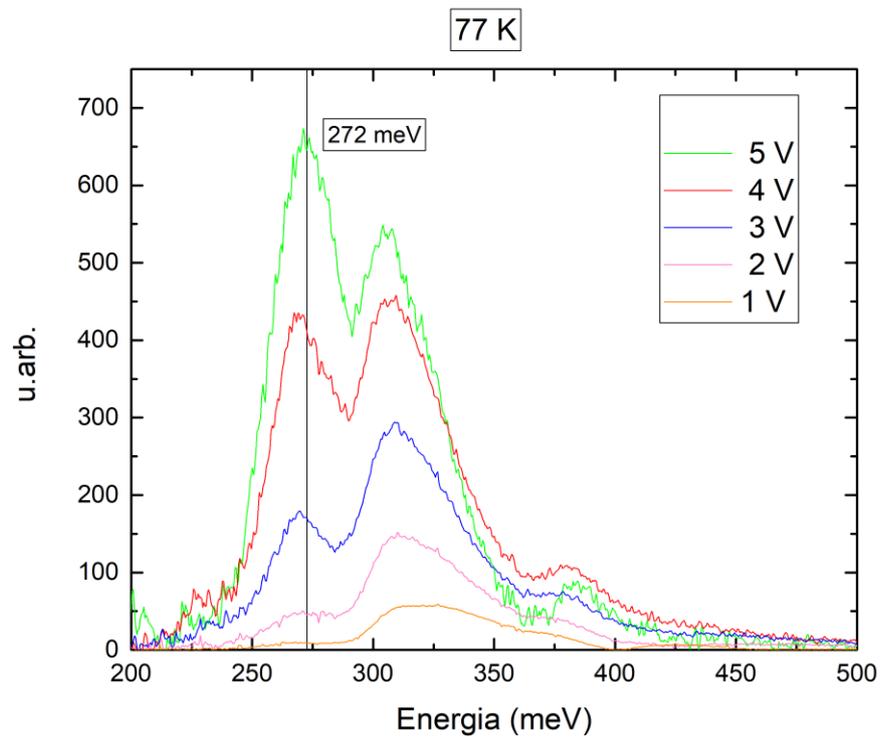


Figura 5.15 : Fotocorrente com aplicação de bias positivo de 1V, 2V, 3V, 4 V e 5V. Destacando a energia do novo pico de radiação

Nas Figuras 5.16, 5.17 e 5.18, vemos, respectivamente, o comportamento do dispositivo para uma aplicação de tensão de $-3V$, $-4V$ e $-5V$ na temperatura de $77K$. Vemos que o sinal passa a ser muito ruidoso a partir de $-3V$, esse fato será explicado quando abordarmos as grandezas detectividade e responsividade do fotodetector.

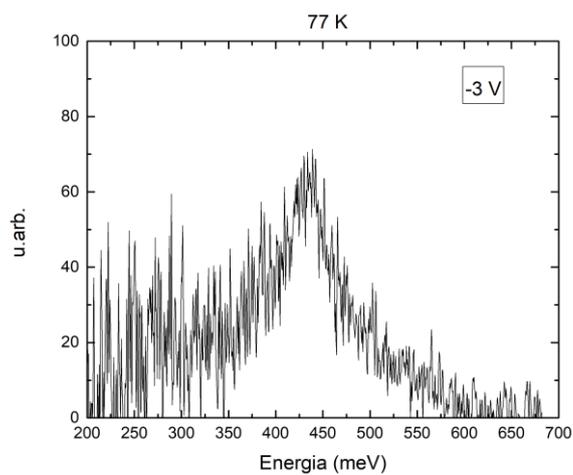


Figura 5.16 Fotocorrente com aplicação de tensão negativa de -3 V

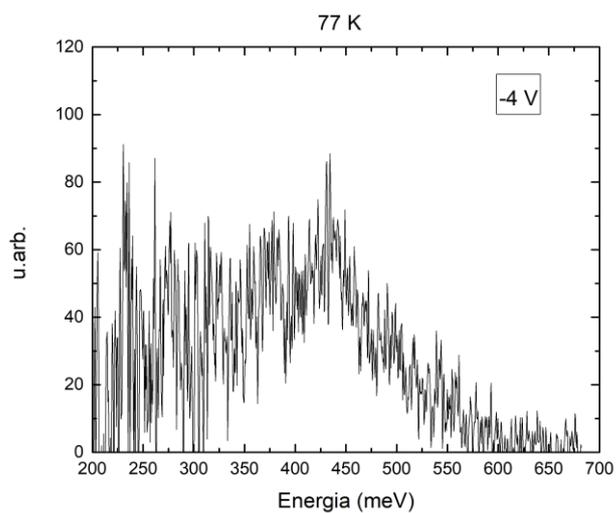


Figura 5.17 Fotocorrente com aplicação de tensão negativa de -4 V

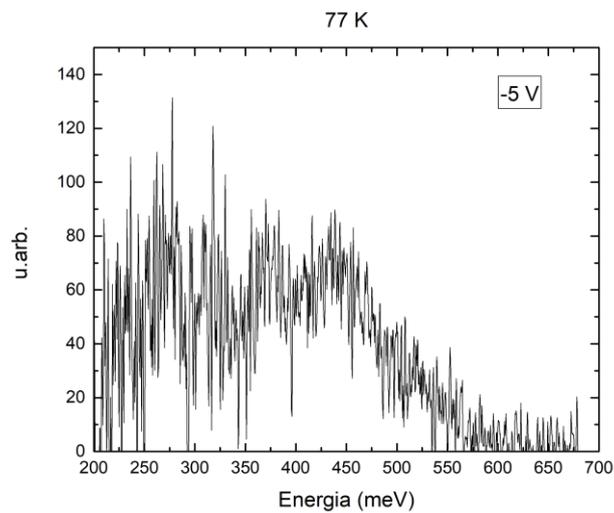


Figura 5.18 Fotocorrente com aplicação de tensão negativa de -5 V

A partir de uma temperatura de 185 K, não foi possível obter mais sinal com aplicação de tensão negativa. Na Figura 5.19, mostramos o dispositivo gerando fotocorrente na temperatura de 180 K com -0.5 V aplicada. Porém, em 185 K o ruído se torna maior que a fotocorrente. A partir de 205 K, não foi possível obter mais sinal de fotocorrente com tensão positiva. Na Figura 5.20, vemos as medidas com tensão positiva aplicada com o dispositivo em 200 K e, na Figura 5.21, mostramos que, em 205 K, não conseguimos mais uma boa relação sinal/ruído com tensão positiva de $+0.5$ V.

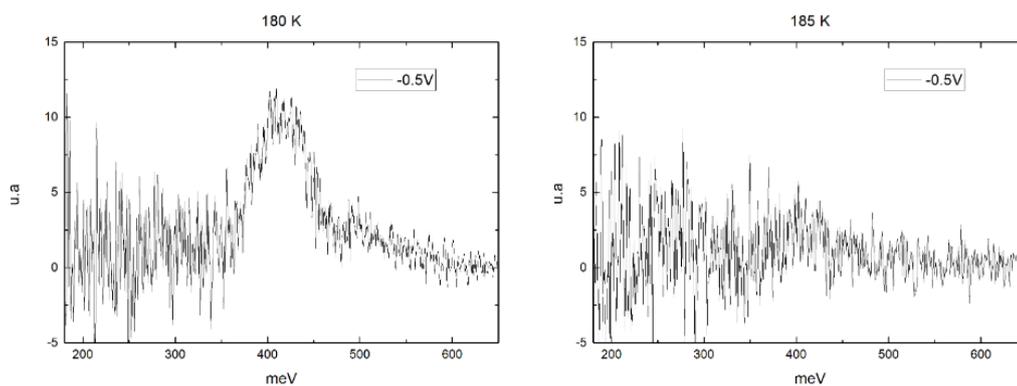


Figura 5.19 Fotocorrente do dispositivo com bias de -0.5 V. Na temperatura de 180 K e 185 K

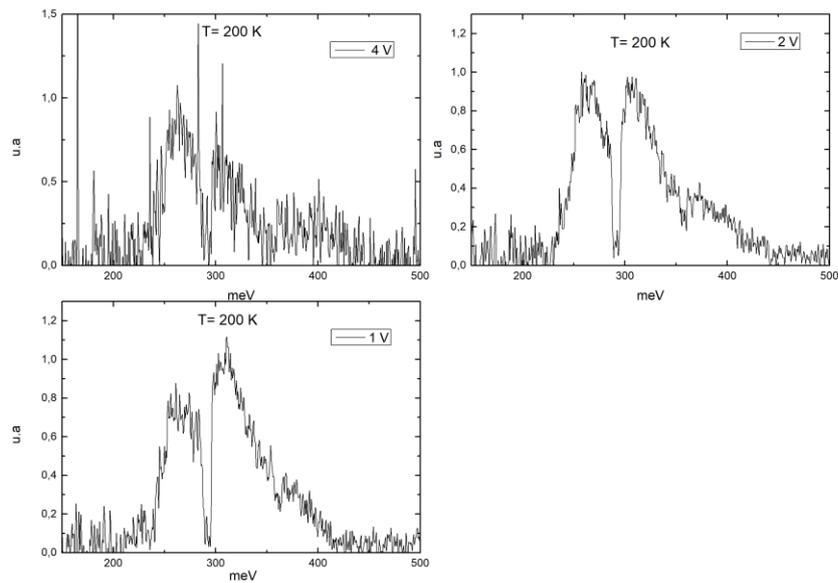


Figura 5.20 : Medidas de fotocorrente com bias positivo de 1 V, 2 V e 4 V com o dispositivo em 200 K

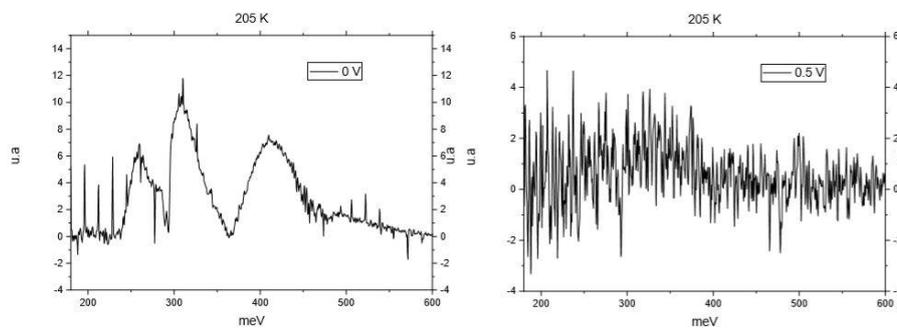


Figura 5.21 : Comparação entre a medida de fotocorrente, com a temperatura de 200 K, no modo fotovoltaico e com 0.5 V

No modo fotovoltaico de operação, foi possível medir a fotocorrente até uma temperatura de 245 K. A Figura 5.22 mostra os resultados do modo fotovoltaico para 77 K 140 K , 200 K e 245 K.

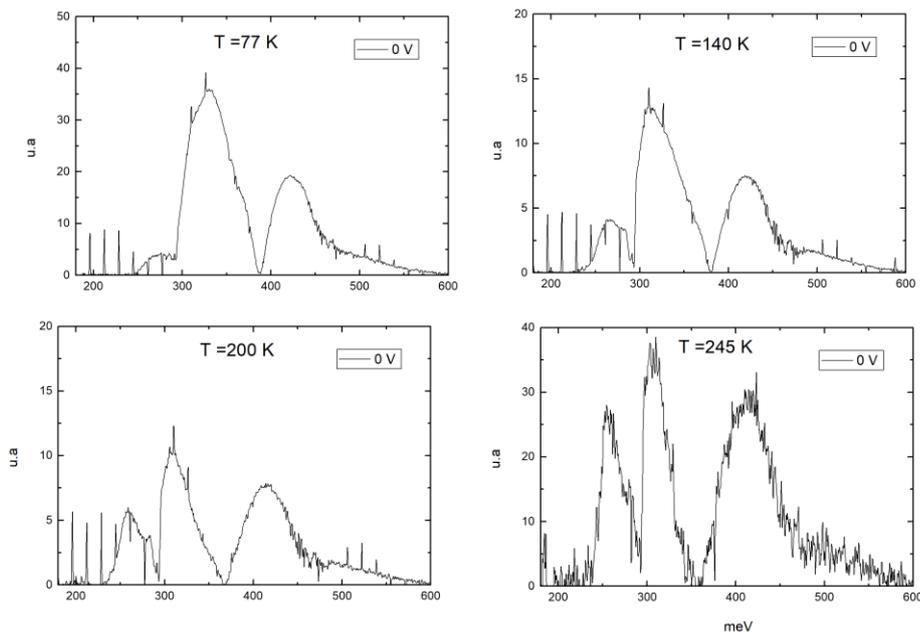


Figura 5.22 Fotocorrente com o dispositivo operando no modo fotovoltaico para as temperaturas de 77 K, 140 K, 200 K e 245 K

Observamos, na Figura 5.22, que com o aumento da temperatura começa a surgir um novo pico de fotocorrente na energia de 258 meV no modo fotovoltaico. Este pico gera fotocorrente no mesmo sentido da fotocorrente de 309 meV porque com o aumento da tensão positiva o seu sinal se intensifica, como pode ser observado na Figura 5.17. O surgimento desse pico de absorção ocorre porque com o aumento da temperatura há um intensificação na ocupação das minibandas nessa energia e esse aumento faz com que os elétrons sejam termicamente excitados para a banda de condução. Veja que o processo ocorre de forma gradual, ou seja, quanto maior a temperatura mais intenso o sinal se torna, indicando, de fato, ser a excitação térmica a responsável pelo surgimento do pico.

Frente a isso, o fotodetector em temperaturas elevadas passa a ser capaz de detectar três radiações distintas, sendo elas 258 meV, 309 meV e 416 meV como pode ser observado na Figura 5.23. Porém o dispositivo só é capaz de distinguir, pelo sinal da fotocorrente gerada, as radiações de 309 meV e 258 meV da de 416 meV. Ou seja, o fotodetector não distingue as radiações de 258 meV e 309 meV porque ambos geram fotocorrentes no mesmo sentido.

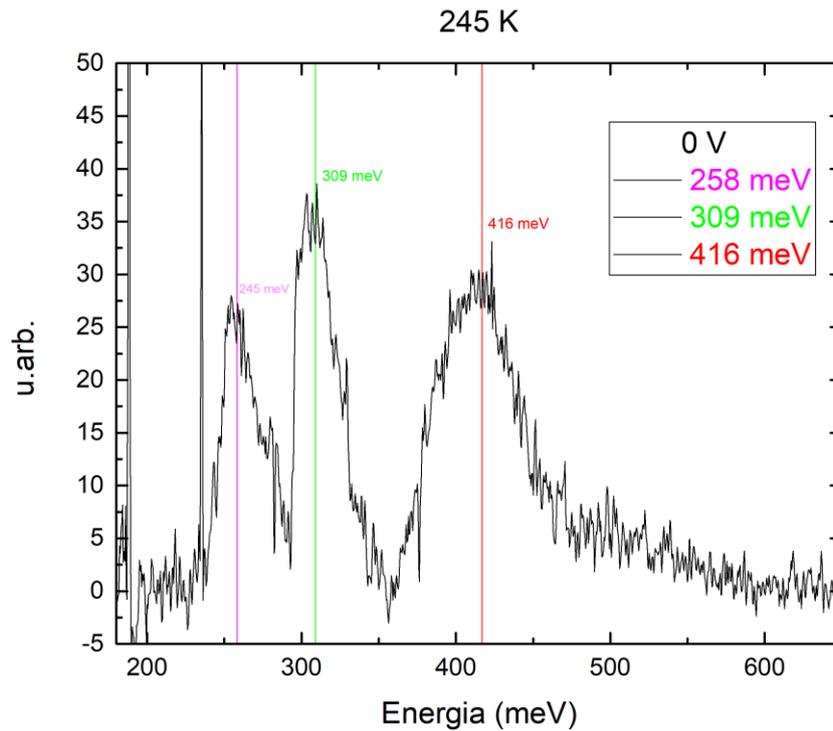


Figura 5.23 : Medida de fotocorrente na temperatura de 245 K. Destacando os picos de radiação que geram fotocorrente

Neste tópico, verificamos alguns comportamentos importantes do dispositivo. Vimos que o fotodetector é capaz de detectar duas energias diferentes e distinguí-las operando no modo fotovoltaico até 140 K. Para distinguí-las, precisamos observar o sentido da fotocorrente gerada. Isso é possível porque, de fato, o efeito que nos referenciamos como *RB* ocorre nesse dispositivo.

Outro fato relevante é que o fotodetector consegue selecionar a radiação a ser detectada ao colocar o dispositivo em modo fotocondutivo. Por exemplo, ao aplicar tensão de 2 V, o dispositivo só detecta radiação em 309 meV e, ao aplicar tensão de -1.6 V, ele só detecta radiação de 435 meV em 77K.

5.4. Responsividade

Como visto no capítulo teórico, a responsividade é a medida absoluta da fotocorrente gerada pelo dispositivo em função da potência de radiação incidente. Com essa medida, podemos escalar a unidade do eixo vertical das medidas de fotocorrente realizada no FTIR em mA/W .

Na Figura 5.24, vemos o esquema experimental da medida. No capítulo teórico, explicamos a função de cada elemento representado no esquema. Em nossas medidas, a distância d foi de 30 cm, a temperatura do corpo negro foi de 800 K, o *chopper* utilizado tinha um diâmetro de abertura de 4 cm, o diâmetro da abertura do corpo negro era de 6.4 mm, o chopper tinha 6 "slots" com uma frequência de operação de 387 Hz.

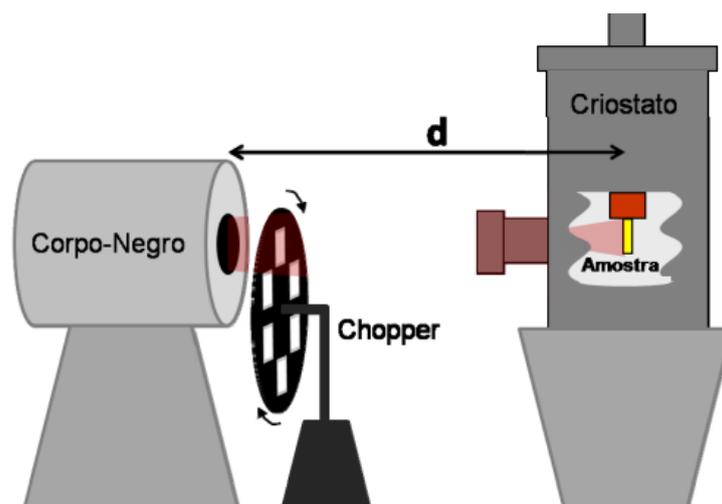


Figura 5.24 Esquema da medida responsividade

Na Figura 5.25, vemos a corrente elétrica gerada em função da tensão aplicada. Esse valor é referente a todo o espectro emitido pelo corpo negro, pois a radiação incidente sobre o detector não está resolvida espectralmente como no caso da medida de espectro da fotocorrente realizada pelo FTIR. Assim, se faz necessário calcular a responsividade, porém, antes vamos fazer algumas análises em cima desse gráfico.

Primeiramente, vemos que, sem aplicação de tensão, a corrente gerada pelo dispositivo é a menor de todas, na ordem de grandeza de 10^{-12} A. Ao aplicarmos

tensão positiva, vemos um aumento significativo da corrente gerada pelo dispositivo, aumento de 3 ordens de grandeza. Quando aplicamos tensão negativa, também vemos um aumento da corrente gerada, porém, de forma mais branda e com uma tendência a estabilizar a partir de -3 V, aumento de uma ordem de grandeza. Tomando apenas esse gráfico como referência, tenderíamos a achar que o dispositivo funciona melhor com tensão negativa do que sem aplicação de tensão, porque a corrente é menor sem tensão aplicada. Entretanto, sabemos pelas medidas de fotocorrente que isso não é verdade. Como foi visto na teoria, ainda precisamos levar em consideração, em nossas análises, o ruído gerado. Além disso, esse resultado não leva em conta a potência incidente necessária para gerar tal corrente, por isso precisamos realizar os cálculos de responsividade para entendermos sua real resposta.

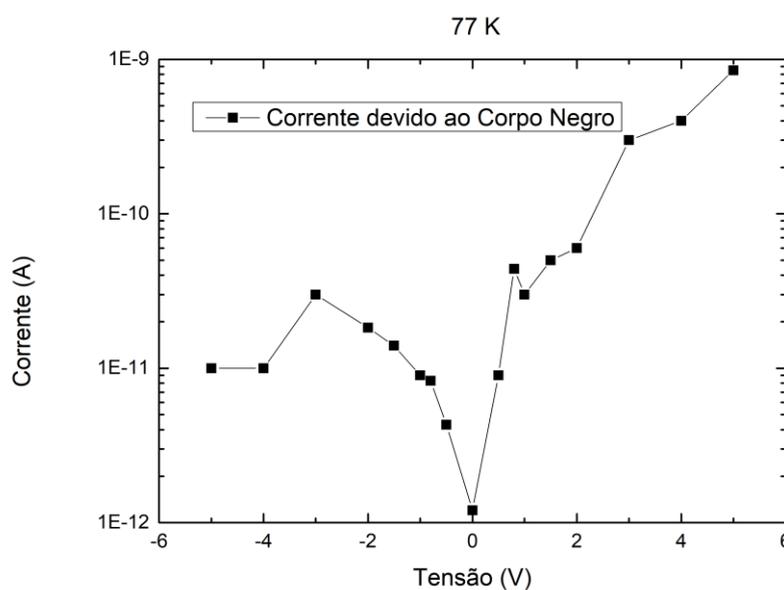


Figura 5.25 Corrente obtida durante a medida de responsividade

Na Figura 5.26, temos os resultados de responsividade do dispositivo operando no modo fotovoltaico na temperatura de 77 K. Podemos ver que o pico de responsividade é 0,045 mA/W para a energia de 300 meV. Com a Figura 5.27, vemos que o pico de responsividade para 77 K no modo fotocondutivo com 5 V aplicado é de 38,16 mA/W para a energia de 300 meV. Observamos, aqui, que a aplicação de tensão positiva no dispositivo aumenta significativamente a sua

responsividade. Isso ocorre porque a aplicação de tensão facilita a coleta de elétrons excitados na banda de condução.

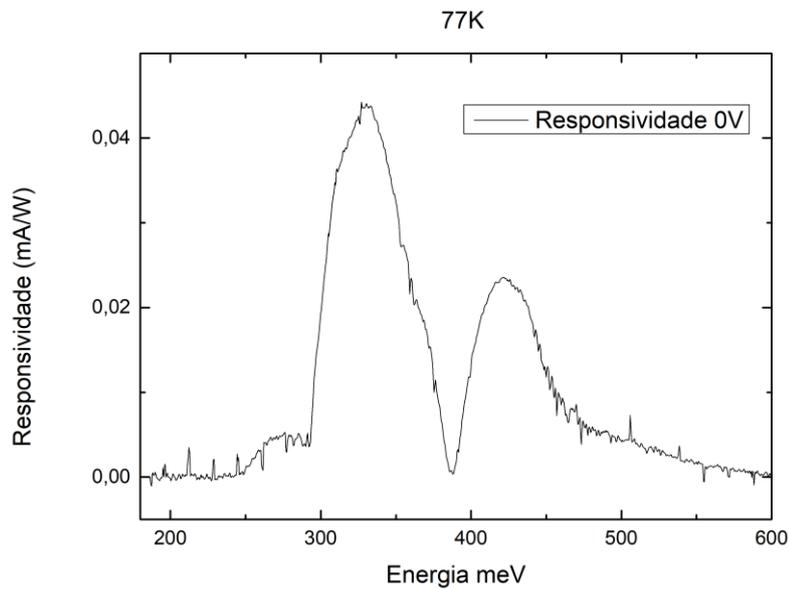


Figura 5.26 Medida de responsividade para 77 K no modo fotovoltaico

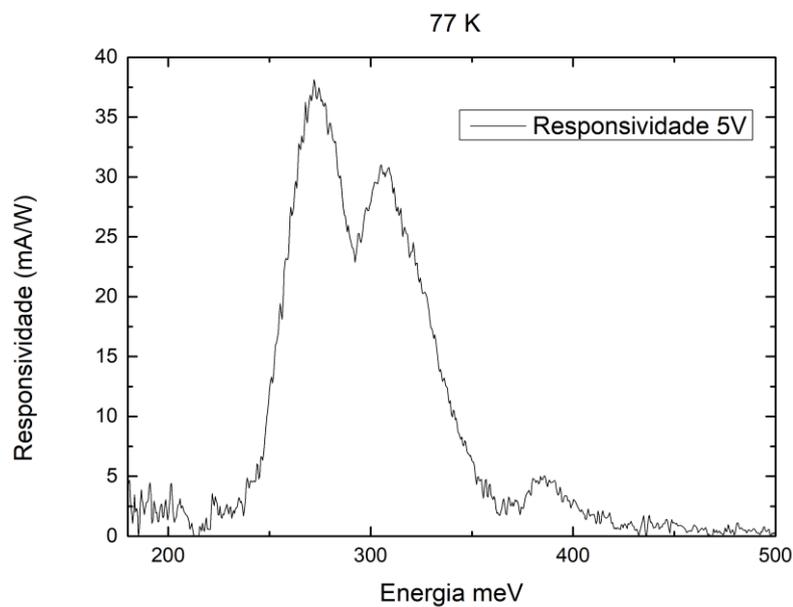


Figura 5.27 Medida de responsividade para 77 K no modo fotocondutivo com 5V

Esperamos, pelo gráfico apresentado na Figura 5.25, que o mesmo comportamento ocorra ao se aplicar tensão negativa no dispositivo, entretanto, ele deve ocorrer em menor proporção. Nas figuras 5.28 e 5.29 vemos que de fato isso ocorre. O pico de responsividade do dispositivo quando se aplica -3 V é de $1,39\text{ mA/W}$ e quando se aplica -5 V é de $0,37\text{ mA/W}$.

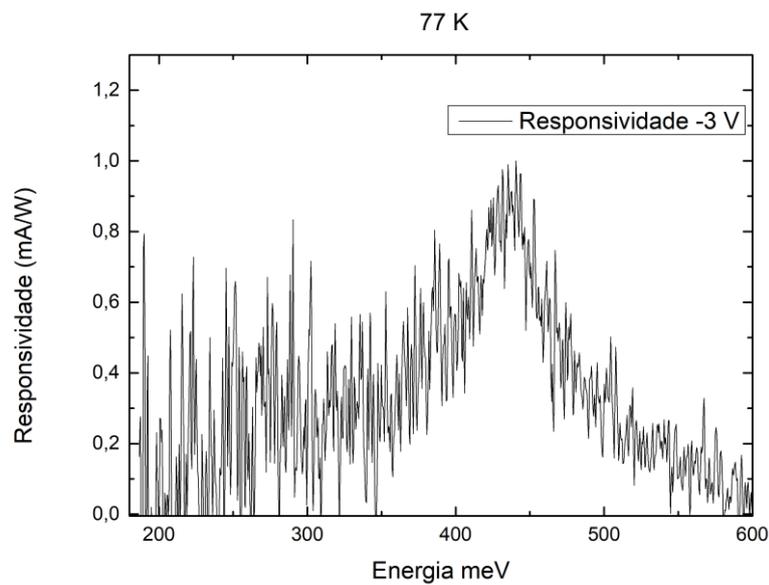


Figura 5.28 Medida de responsividade para 77 K no modo fotocondutivo com -3 V aplicado

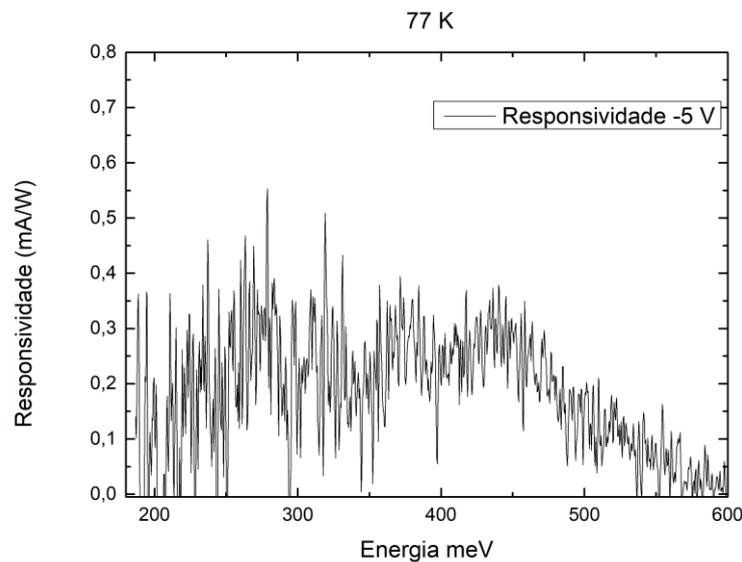


Figura 5.29 Medida de responsividade para 77 K no modo fotocondutivo com -5 V aplicado

Analisando a diferença dos picos de responsividade do dispositivo entre -5 V e -3 V, em que o pico de -3 V é aproximadamente 3 vezes maior que o de -5 V, vemos o primeiro motivo do porquê da qualidade da medida de fotocorrente de -3 V ser muito melhor do que a de -5 V. Entretanto, ainda precisamos levar em consideração o ruído que veremos mais à frente, nesse trabalho, para compreender totalmente esse fato.

Vejamos agora, na Figura 5.30, a responsividade do dispositivo operando no modo fotovoltaico para 245 K que foi a última temperatura em que se obteve fotocorrente. Podemos ver que o aumento de temperatura pouco interferiu na responsividade geral no modo fotovoltaico. O pico de absorção pouco variou quando comparado a 77 K.

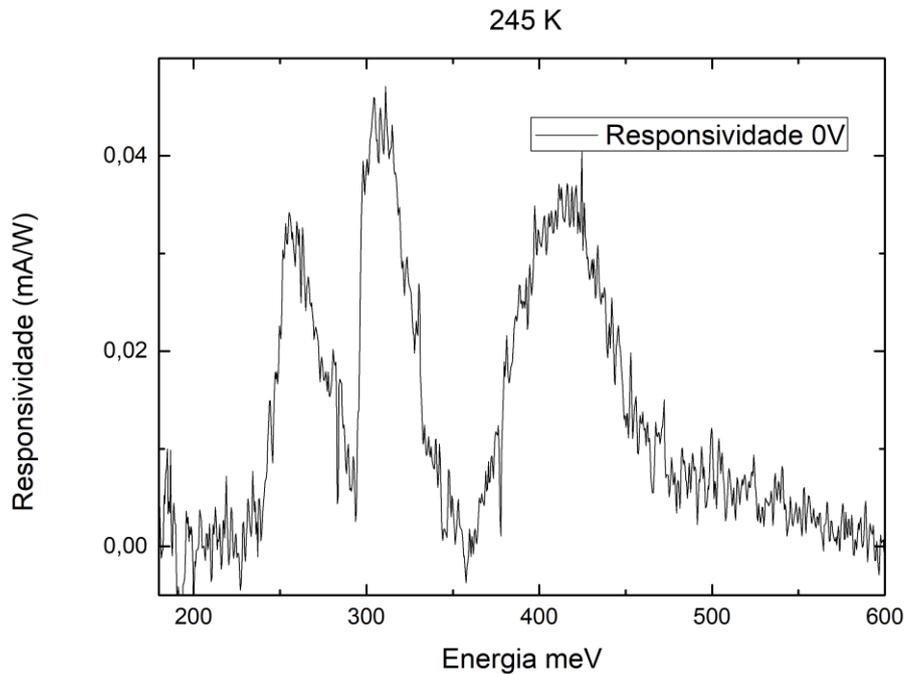


Figura 5.30 Medida de responsividade para 245 K para o dispositivo operando no modo fotovoltaico

Podemos explorar também a responsividade do dispositivo em função da temperatura e tensão aplicadas. Para isso, iremos nos restringir a exibir os picos de responsividade e não toda a curva de responsividade em função da energia. Com isso, teremos uma visão geral do comportamento do dispositivo frente à responsividade.

Vejamos, primeiramente, na Figura 5.31, os picos de responsividade do dispositivo operando em 77 K em função da tensão aplicada. Com esse gráfico, podemos ter uma visão geral da responsividade do dispositivo quanto à aplicação de tensão. Agora, podemos ver de forma clara que o dispositivo possui uma responsividade muito melhor para aplicação de tensão positiva do que negativa. Esse é outro ponto sobre o qual vale a pena realizar estudos futuros nesse dispositivo. É preciso otimizar a estrutura assimétrica da super-rede com o objetivo de melhorar a responsividade de forma geral, principalmente para a tensão negativa e modo fotovoltaico.

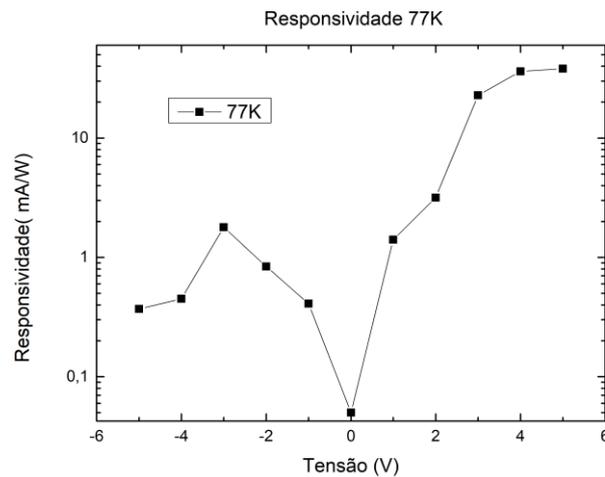


Figura 5.31 : Medida de responsividade para 77 K em função da tensão aplicada

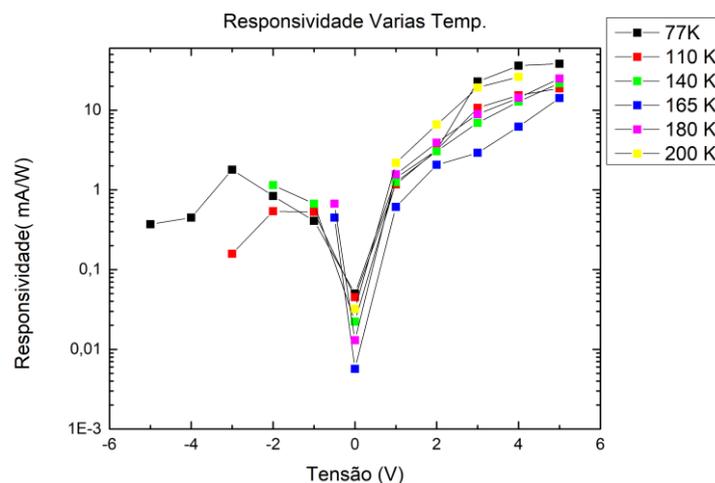


Figura 5.32 : Medida de responsividade para 77 K, 110 K, 140 K, 165 K, 180 K e 200 K em função da tensão aplicada

Na Figura 5.32, vemos a responsividade em função da tensão para o dispositivo operando em diversas temperaturas. No gráfico, vemos que a responsividade pouco varia com o aumento da temperatura, estando todos os valores na mesma ordem de grandeza. Então, chegamos a um ponto de questionamento: Por que tal dispositivo não gera sinal de fotocorrente em temperaturas maiores com bias aplicado, se a responsividade é praticamente igual? Como veremos a seguir, o ruído desse dispositivo varia significativamente

com o aumento da tensão e da temperatura, o que interfere drasticamente na capacidade de detecção do dispositivo.

Vejamos, agora, na Figura 5.33, a responsividade em função da temperatura com o dispositivo operando no modo fotovoltaico. Observamos novamente que a responsividade pouco varia (variação de 0,02 mA/W) operando no modo fotovoltaico, além de apresentar os menores valores de responsividade do dispositivo. Tais valores reduzidos são explicados pelo fato de não termos uma ddp "acelerando os elétrons" na banda de condução e facilitando sua coleta.

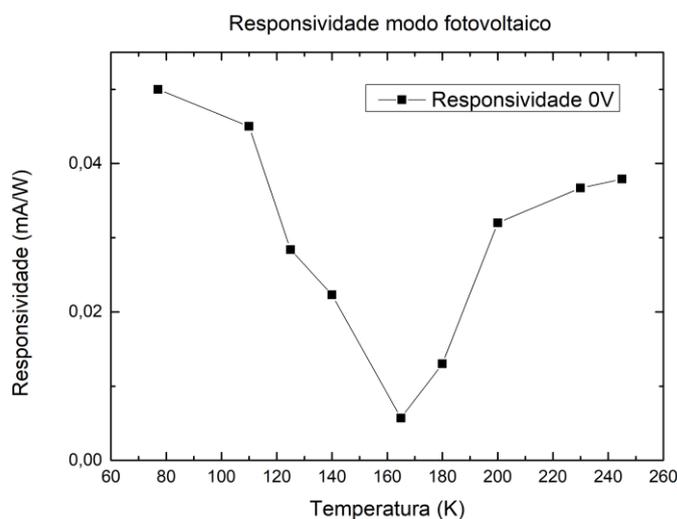


Figura 5.33 Medida de responsividade para o dispositivo operando no modo fotovoltaico em função da temperatura

Por fim, foi possível observar que a responsividade pouco varia em função da temperatura. Além disso, o dispositivo possui um aumento significativo da responsividade para a aplicação de bias positivo e, para o lado negativo, um aumento brando. A responsividade também varia muito pouco quando o dispositivo opera no modo fotovoltaico. Para compreender completamente o funcionamento do dispositivo, precisamos analisar a corrente de ruído gerada e, por fim, calcular a sua detectividade. Assim, poderemos compreender o porquê do dispositivo operar melhor em determinadas temperaturas e tensões aplicadas. Além disso, teremos elementos para tentar entender o porquê de o dispositivo conseguir operar em temperaturas mais elevadas em modo fotovoltaico.

5.5. Ruído e detectividade

Como mencionado anteriormente, a medida de ruído é essencial para entendermos por completo as características do fotodetector. Com seus resultados, juntamente com os resultados da responsividade, podemos calcular a detectividade, que é a figura de mérito mais representativa dos fotodetectores, pois com ela podemos comparar fotodetectores distintos, além de trazer informações relevantes a respeito do dispositivo.

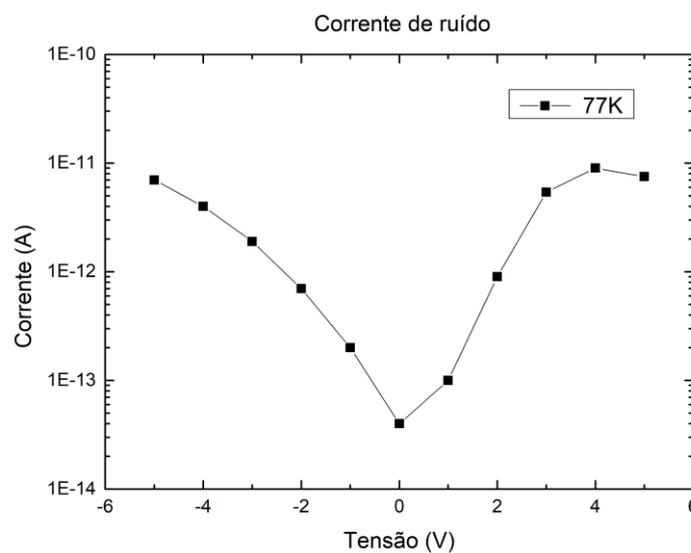


Figura 5.34 Corrente de ruído para 77 K em função da tensão

A medida da corrente de ruído total foi realizada com o uso do amplificador *lock-in*. Para evitar ruídos externos, utilizamos um *chopper* operando com frequência de 387 Hz.

Na Figura 5.34, temos o resultado da corrente de ruído para o dispositivo operando na temperatura de 77 K em função da tensão. Assim como fizemos no tópico sobre responsividade, vamos fazer uma análise inicial desse resultado antes de realizar os cálculos de detectividade.

Primeiramente, observamos que a corrente de ruído aumenta em função da tensão, tanto negativa quanto positiva em proporções aproximadamente equivalentes. Além disso, quando operando no modo fotovoltaico, o dispositivo possui a menor corrente de ruído. Com essa análise inicial, vemos que aplicar

tensão nesse dispositivo está diretamente relacionado com o aumento do ruído gerado pelo fotodetector.

Dessa forma, já podemos começar a entender a diferença da qualidade das medidas de fotocorrente para aplicação de tensão positiva e negativa. Isso porque a responsividade do fotodetector com tensão negativa é baixa em relação à com tensão positiva como visto na Figura 5.26, mas a corrente de ruído está na mesma proporção, visto na Figura 5.34. Como o cálculo da detectividade tem relação direta com a razão da responsividade pela corrente de ruído, a aplicação de tensão positiva irá nos gerar valores melhores do que a de tensão negativa. Outro ponto que também podemos entender é a boa relação sinal ruído sem bias, pois sua corrente de ruído é bem menor do que as do modo fotocondutivo, apesar da baixa responsividade.

Vejamos, agora, como a corrente de ruído se comporta em função da temperatura. Na Figura 5.35, temos a corrente de ruído para 77 K, 110 K, 140 K, 165 K, 180 K e 200 K em função da tensão. Podemos ver que a corrente de ruído aumenta em função da temperatura, isso se explica pelo fato de um dos fatores do ruído ser o ruído térmico, que é devido ao movimento Browniano dos elétrons visto no capítulo teórico. Esse resultado também explica a queda de qualidade do fotodetector de forma geral com o aumento da temperatura. Isso porque, apesar da responsividade não sofrer grandes alterações, com o aumento da temperatura, a corrente de ruído aumenta significativamente.

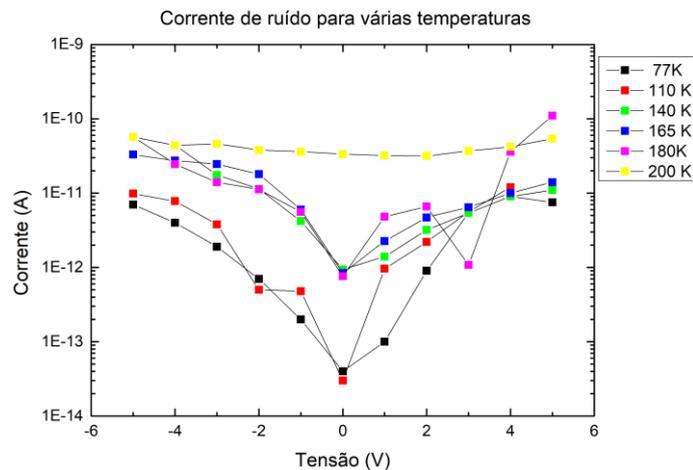


Figura 5.35 Corrente de ruído para 77 K, 110 K, 140 K, 165 K, 180 K e 200 K em função da tensão

Na Figura 5.36, vemos a corrente de ruído para o modo fotovoltaico em função da temperatura. Vemos que, assim como aconteceu com o modo fotocondutor, ocorre um aumento em função da temperatura. Porém, seu aumento é brando, apenas duas ordens de grandeza, em relação ao modo fotocondutivo e a ordem de grandeza da corrente de ruído é menor do que a do modo fotovoltaico, ordem de grandeza de 10^{-13} A. Com isso, é possível entender o porquê do dispositivo conseguir operar em temperaturas mais elevadas em modo fotovoltaico. Outro fator que deve entrar nessa análise é que a energia de ativação, presente na Figura 5.8, para o modo fotovoltaico é maior que para o modo fotocondutivo. Além disso, sua corrente de escuro é muito menor em relação ao fotocondutivo.

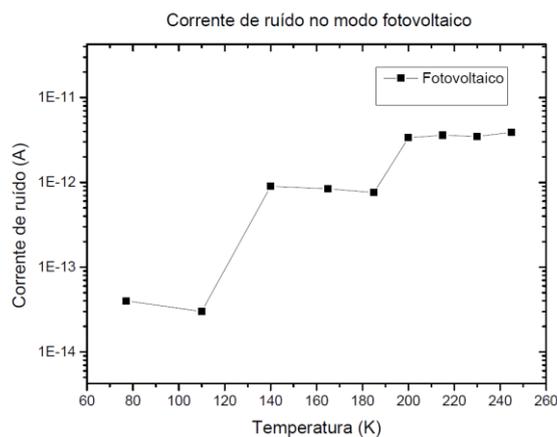


Figura 5.36 Corrente de ruído para o modo fotovoltaico em função da temperatura.

5.5.1. Detectividade

Na Figura 5.37, temos a detectividade para o dispositivo operando em 77 K em função da tensão aplicada. Vemos que, nessa temperatura, o fotodetector possui uma boa detectividade para o modo fotovoltaico e para aplicação de tensão positiva. Para a tensão negativa, a detectividade já é bem reduzida. Os resultados estão sendo comparados com os valores ideais de detectividade encontrados na literatura que possuem valores na ordem de $10^{12} \text{ cmHz}^{[1/2]}/\text{W}$ [22].

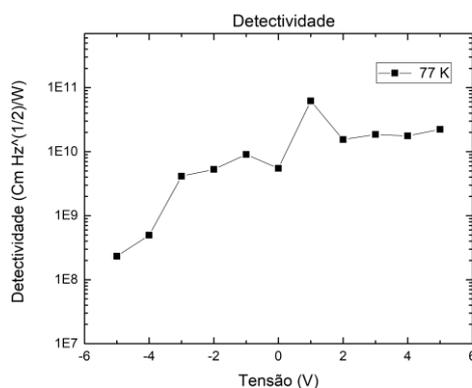


Figura 5.37 Detectividade para o dispositivo operando em 77 K em função do tensão

Com a Figura 5.38, vemos como a detectividade varia em função da temperatura. Observamos que o aumento da temperatura piora a detectividade de

forma geral do dispositivo. Por fim, na Figura 5.39 está posta a detectividade do dispositivo operando no modo fotovoltaico em função da temperatura. Vemos uma piora da detectividade com o aumento da temperatura, porém é algo brando (duas ordens de grandeza).

Finalizamos o capítulo sobre resultados com algumas certezas. Primeiramente, o dispositivo estudado aqui é capaz de detectar duas energias até 140 K e distinguí-las através do sentido da corrente no modo fotovoltaico. Assim, podemos classificá-lo como um fotodetector de duas cores. A partir de 140 K o fotodetector é capaz de detectar uma terceira energia em 250 meV, além das outras duas, operando no modo fotovoltaico, ampliando assim as possibilidades de aplicações do dispositivo, entretanto o sinal de corrente gerado por essa energia é o mesmo gerado pela energia de 309 meV. Outro ponto interessante é o fato de podermos selecionar qual radiação o dispositivo irá detectar, podemos fazer isso variando o bias de 2 V a -1.6 V e com isso o dispositivo detecta somente fótons com energias de 309 meV ou 430 meV respectivamente, isso operando abaixo de 140 K, acima dessa temperatura isso não é possível devido ao surgimento do terceiro pico. Esse terceiro pico de absorção de energia também surge ao se aplicar um bias de 3V no fotodetector, assim o limite de bias aplicado para que esse efeito ocorra é 2V.

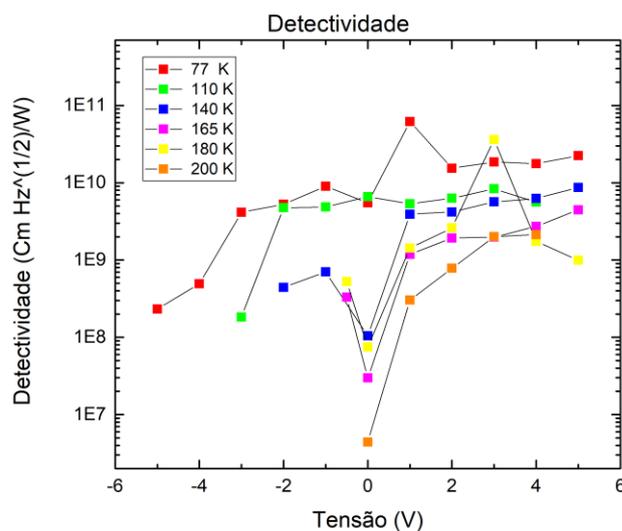


Figura 5.38 Detectividade para o dispositivo operando em 77 K, 110 K, 140 K, 165 K, 180 K e 200 K

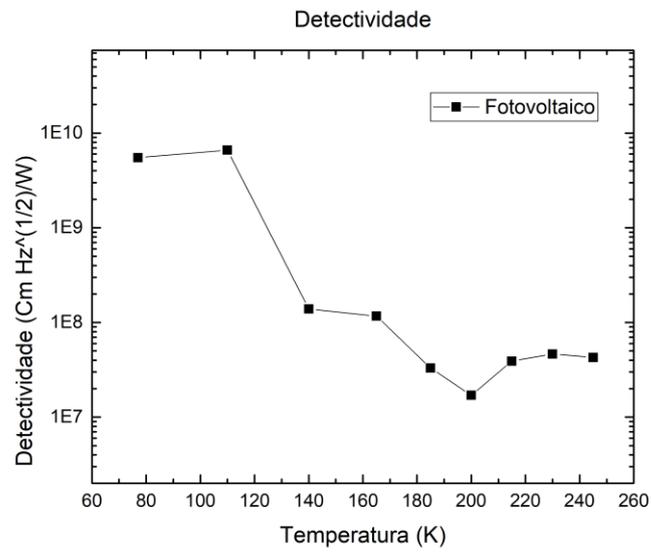


Figura 5.39 Detectividade para o dispositivo operando no modo fotovoltaico em função da temperatura

6 Conclusão

Com o dispositivo, confeccionado nesse trabalho, foi possível mostrar que, de fato, ocorre o efeito reflexão de Bragg (*RB*) nesse tipo de estrutura de super-rede assimétrica. Esse fato nos possibilitou trabalhar com o dispositivo tanto em modo fotovoltaico quanto fotocondutivo, o que por si só já é algo relevante. Além disso, conseguimos mostrar que o dispositivo é capaz de operar como um fotodetector de duas cores operando em modo fotovoltaico. Também conseguimos atingir temperaturas elevadas (245 K) de operação devido à baixa corrente de escuro gerada pelo dispositivo, assim como ocorreu nos estudos anteriores desse tipo de estrutura [12] [11].

Outro ponto interessante, nesse dispositivo, é que podemos selecionar qual radiação o dispositivo vai detectar devido ao efeito *RB*. Em 2 V, detectamos apenas 309 meV e, com -1.6 V, detectamos apenas 430 meV, a partir de 3V aplicado no dispositivo não é mais possível realizar essa seleção, pois o fotodetector passa a detectar radiações em 250 meV com o mesmo sinal de corrente da fotocorrente gerada pela energia de 309 meV. Isso para temperaturas abaixo de 140 K, acima dessa temperatura esse terceiro pico surge no modo fotovoltaico. Esse terceiro pico de absorção amplia as possibilidades de aplicações desse tipo de dispositivo, pois permite detectar três radiações distintas,

Esses são feitos inovadores. Apesar desses resultados positivos ainda há muito a se explorar em estudos futuros para atingir resultados ainda melhores do que os atingidos aqui.

Ainda é preciso melhorar a detectividade do dispositivo de forma geral, principalmente no modo fotovoltaico e com tensão negativa aplicada. Ou seja, é preciso pensar em uma estrutura de super-rede assimétrica capaz de gerar uma detectividade na ordem de 10^{12} cmHz^[1/2]/W, independente do modo de operação, que são os valores ideais encontrados na literatura [22].

Outro ponto que é necessário abordar em estudos futuros é entender o porquê desse tipo de estrutura ter uma energia de ativação da corrente de escuro baixa. Esses valores são na ordem de 150 meV estando cerca de 100 meV abaixo do valor esperado. Esse fato já havia sido observado anteriormente em [11] para estruturas de super-redes assimétricas e ainda não foi completamente compreendido, pois se esperava que, devido à baixa corrente de escuro, a sua energia de ativação fosse maior.

Por fim, pode-se explorar a possibilidade de se selecionar a radiação a ser detectada pelo dispositivo. Pode se pensar em estruturas capazes de selecionar mais do que duas radiações a serem detectadas pelo fotodetector.

Eu acredito que, a partir desse fotodetector, seja possível se elaborar um dispositivo em que o mercado de fotodetectores tenha interesse em investir. Ainda seria necessário muito trabalho de equipe para se realizar o primeiro protótipo e tentar vender a ideia. Talvez, criando uma empresa incubada na PUC-RIO, com o apoio do LabSem, isso seja possível de se realizar, mas ao meu ver é preciso mais do que um aluno que tenha essa vontade. Pois, para algo assim se concretizar, é necessário não apenas o apoio dos professores, mas sim um grupo de alunos com o mesmo ideal.

7 Referências Bibliográficas

- [1] REZENDE, S. M.. **Materiais e Dispositivos Eletrônicos**. Número ISBNs: 85-88325-27-6. Editora Livraria da Física, 2º edition, 2004. 1, 2.1, 2.3, 2.5, 2.7
- [2] OVIND P. AGRAWAL, G.. **Fiber-Optic Communications Systems**. Número ISBNs: 0-471-21571-6. Editora John Wiley Son, 2º edition, 2002. 1
- [3] **Câmeras monitoram risco de incêndios em áreas florestais**. <https://g1.globo.com/jornal-nacional/noticia/2018/10/15/cameras-monitoram-risco-de-incendios-em-areas-florestais-no-interior-de-sp.ghtml>. Acessado:03-11-2019. 1
- [4] BF.LEVINE. **Quantum-well infrared photodetectors**. *Journal of applied physics* 74:R1, 1993. 1, 2.11.1, 2.11.3, 5.3
- [5] M.SCARPIM. **Desenvolvimento de fotodetectores de infravermelho distante utilizando transições intrabanda em poços quânticos múltiplos de gaas/algaas**. Dissertação de Mestrado Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da PUC-Rio, 2006. 1
- [6] HC.LIU. **Quantum dot infrared photodetectors**. *Applied Physics Letters* 78[1]:79 81,, 2001. 1
- [7] G.M.PENELLO. **Photocurrent calculation of intersubband transitions to continuumlocalized states in gaas/algaas multiquantum wells formid-infrared photodetector**. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 49, no.9, pp. 747–752, 2013. 1
- [8] L.GUERRA. **Detecting infrared radiation beyond the material bandoffset with intrinsic intraband transitions**. *IEEE Photon.Technol. Lett.*, vol. 28, no. 15, pp. 1641–1644, 2016. 1
- [9] C.SIRTORI. **Electronic quarter-wave stacks and bragg reflectors: Physics of localized continuum states in quantum semiconductor**

- structures. Quantum Well Intersubband Transition Phys. Devices**, vol. 270, pp. 301–311, 1994. 1
- [10] G.M.PENELLO. **Leaky electronic states for photovoltaic photodetectors based on asymmetric superlattices**. *Applied Physics Letters* vol.112 pp.033503., 2018. 1, 4.1
- [11] G.M.PENELLO. **Investigação teórica e experimental do papel de super-redes em fotodetectores de infravermelho médio baseados em poços quânticos**. Tese de doutorado Universidade Federal do Rio de Janeiro Instituto de Física, 2013. 1, 2.11.1, 5.1.1, 6
- [12] L.GUERRA. **Detecção no infravermelho com qwips além do limite do bandoffset**. Tese de doutorado Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da PUC-Rio, 2016. 1, 2.7
- [13] P.PEREIRA. **Fotodetector de infravermelho médio baseado em superrede assimétrica com um defeito estrutural com estados eletrônicos vazantes no contínuo**. Tese de doutorado Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da PUC-Rio, 2019. 1, 3.1, 5.3, 6, A
- [14] C.GUOZHONG. **NANOSTRUCTURES AND NANOMATERIALS Synthesis, Properties, and Applications**. Número ISBNs:ISBN: 978-981-4340-57-1. World Scientific Series in Nanoscience and Nanotechnology: Volume 2, 2º edition, 2011. 4.2
- [15] M.DELMONDES. **Fabricação de células solares de gaas contendo pontos quânticos de inas**. *Dissertação [Mestrado em Física]* - Universidade de São Paulo, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, 2018. 4.2
- [16] C.POPESCU. **Local activation energy and shape factor of current voltage curve as investigation tools for semiconductor barrier structures**. *J. Appl. Phys.*, v. 80[10], p. 5791-5798,, 1996. 2.11.1
- [17] R.KAWABATA. **Produção e caracterização de fotodetectores de infravermelho baseado em poços quânticos com duas geometrias distintas de acoplamento com a luz**. *Dissertação de Mestrado Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da PUC-Rio*, 2013. 2.3, 2.10, 2.10
- [18] O.BRAXTON. **Bragg structure and the first spectral gap**. *Applied Mathematics Letters*, v. 25, n. 11, p. 1926-1930, 2012. 3.1

- [19] D.MICHA. **Fabricação de fotodetectores de radiação infravermelha baseados em poços quânticos para detecção de gases. Dissertação [Mestrado em Física]** – Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro., 2010. 2.8
- [20] M.TIDROW. **Qwip and mct for long wavelength and multicolor focal plane array applications. QWIP and MCT for long wavelength** **Capítulo 7.** Referências bibliográficas 86 and multicolor focal plane array applications. Army Research Laboratory – Adelphi MD 20783, 1998. 2.11.1
- [21] E.O.KANE. **Band structure of indium antimonide.** J. Phys. Chem. Solids 1, 249., 1957. 3.1, A
- [22] ZR.WASILEWSKI. **Segregation of si doping in gaas-algaas quantum wells and the cause of the asymmetry in the current-voltage characteristics of intersubband infrared detectors.** Applied physics letters, v 63 761 763, 1993. 5.1
- [23] SZAFRANIEC. **High-detectivity quantum-dot infrared photodetectors grown by metalorganic chemical-vapor deposition.** Appl. Phys. Lett., v. 88[12], 121 102,, 2006. 5.4.1, 6