# Corrente de escuro, energia de ativação e temperatura crítica

No estudo de dispositivos fotocondutivos, é essencial fazer uma distinção entre a parcela de corrente que é gerada através da fotoexcitação e o resto. O termo "corrente de escuro" se refere aos elétrons que não contaram com o benefício da absorção de fótons e no entanto se transportam, gerando corrente. Experimentalmente, ela é medida usando-se uma proteção (*cold shield*) em torno do dispositivo para impedir que radiação chegue até ele. A proteção deve ser condutora, para impedir que radiação vinda de fora chegue até o dispositivo, ter baixa emissividade e estar a baixa temperatura, para que emita radiação térmica virtualmente nula.

A corrente de escuro é um parâmetro importante na caracterização de fotodetectores porque representa a ordem de grandeza que a corrente por fotocondução deve exceder para que seja detectável [6]. Grosso modo, *responsividade* é uma relação entre a parcela da corrente gerada por fotocondução e a quantidade de fótons incidentes, enquanto *detectividade* é uma relação entre a responsividade e a corrente de escuro [6] [9]. Dito isto, e lembrando que o enfoque desta dissertação não é o desempenho de dispositivos fotodetectores, mas sim seus processos microeletrônicos, vamos abster-nos de pormenorizar essas figuras de mérito para deter-nos com maior detalhe na geração de corrente de escuro e derivar um método que, por um lado, avalia a *temperatura crítica* acima da qual um dado fotodetector é incapaz de detectar e, por outro, informa-nos uma figura de relevo na caracterização de fotodetectores intrabanda, a *energia de ativação*.

Alguns autores sustentam que os processos que confluem na geração de corrente de escuro em QDIPs são essencialmente os mesmos que em QWIPs [6] [7], ou seja, geração térmica de portadores nas interfaces, vazamento superficial, vazamento ôhmico, ionização de impacto na região ativa e tunelamento sequencial, mas principalmente transporte eletrônico por tunelamento

termicamente assistido e por emissão termiônica. Nas duas primeiras seções deste capítulo, construiremos um modelo para a variação da corrente de escuro com a temperatura, conforme proposto por Barry F. Levine em seu notável artigo de referência sobre QWIPs [9], e um "modo de usar" para esse modelo é introduzido nas seções 2.3 a 2.5. Embora a proposição tenha sido feita para um QWIP de transição *bound-to-continuum* (definida na seção 3.1), o método tem sido aplicado para outros tipos de fotodetectores [3]. A seção 2.6 alerta para a divergência entre este modelo teórico e os resultados experimentais da corrente de escuro em QDIPs e dá uma explicação qualitativa baseada em um modelo teórico mais complexo.

## 2.1 Thermionic-assisted theory

Podemos reunir os vários componentes da corrente de escuro mencionados acima em uma soma:

$$I_D = I_{interf.} + I_{superf.} + I_{ohm.} + I_{impact.} + I_{tunel.} + I_{assist.} + I_{termion.}$$
(1)

Os quatro primeiros termos não variam muito com a temperatura e, em comparação com os outros, são muito reduzidos. O quinto termo refere-se ao tunelamento sequencial de estado fundamental entre poços (ou pontos) quânticos separados por barreiras muito finas (como é o caso de superredes de QWs). Além de não depender da temperatura, o efeito pode ser reduzido drasticamente por camadas de contato, nas extremidades da região ativa, de espessura grande o suficiente para servir como bloqueio para essa corrente. É por isso que Levine, na sua *thermionic-assisted theory*, ao interessar-se pela maneira como a corrente de escuro varia com a temperatura, permite-se desprezar todos os componentes da corrente de escuro que não sejam aqueles gerados por tunelamento termicamente assistido e por emissão termiônica. Ademais de terem em comum uma forte dependência da temperatura, esses dois são processos a que estão sujeitos elétrons confinados.

Conforme mencionado, este modelo foi desenvolvido para um fotodetector de múltiplos poços quânticos de transição *bound-to-continuum* e com apenas um estado ligado (Figura 7), e sua validade foi estendida para fotodetectores intrabanda em geral.



Figura 7: No diagrama de cima, múltiplos QWs, com período  $L_p$  (igual à largura do poço  $L_w$  somada à largura da barreira  $L_b$ ); abaixo à esquerda, o referencial de energia e as energia do estado confinado, de Fermi e da barreira; à direita, uma representação dos processos de emissão termiônica e de tunelamento termicamente assistido.

Para um certo *bias V*, a densidade de elétrons escapando do poço para os estados no *continuum* é dada pela expressão

$$n^{*}(V) = \int_{E_{1}}^{\infty} D(E)f(E)T(E,V)dE$$
(2)

onde D(E) é a densidade de estados eletrônicos no poço,

$$D(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_p} \tag{3}$$

obtida ao dividir-se a densidade bidimensional de estados de um QW pela espessura do período  $L_p$  para convertê-la em uma densidade tridimensional média; f(E) é a distribuição de Fermi-Dirac

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{k_B T}}}$$
(4)

e T(E,V) é a probabilidade de um elétron com energia E escapar do poço, seja por tunelamento termicamente assistido ( $E < E_b$ ) ou por emissão termiônica ( $E > E_b$ ). Maiores detalhes sobre a participação da função T(E,V) na integral da equação (2) encontram-se nas referências [9], [10] e [14].

## 2.2 Aproximação de bias reduzido

Existem métodos para calcular numericamente T(E, V) [10] [3]. Porém, vamos restringir nosso desenvolvimento aos casos em que o *bias* é pequeno o suficiente para que a parcela de corrente de escuro devida ao tunelamento termicamente assistido  $I_{assist.}$  possa ser ignorada (ou seja, T(E) = 0 para  $E < E_b$ ). Também vamos fazer a aproximação T(E) = 1 para  $E > E_b$ . Essas aproximações nos permitem chegar a uma expressão simplificada e muito útil para a corrente de escuro. Observadas essas aproximações e substituindo-se (3) e (4) em (2), resulta:

$$n^{*} = \frac{m^{*}}{\pi \hbar^{2} L_{p}} \int_{E_{b}}^{\infty} \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E - E_{F}}{k_{B}T}\right)}} dE$$
(5)

Nota-se que uma vez feita a aproximação de *bias* reduzido, T(E) já não depende do *bias* (e portanto tampouco  $n^*$ ). No intervalo de integração, é possível aproximar a distribuição de Fermi-Dirac à distribuição de Boltzmann, e a solução da integral nos dá:

$$n^{*} = \frac{m^{*} K_{B} T}{\pi \hbar^{2} L_{p}} e^{-(E_{b} - E_{F})/k_{B} T}$$
(6)

Quanto à corrente de escuro, que pode ser calculada através da expressão  $I_D = n^* e v(V) A$ , onde *e* é a carga do elétron, v(V) é a velocidade de deriva do elétron na banda de condução e A é a área do dispositivo, propomos normalizá-la dividindo-a por T, para expressá-la como o produto de uma constante que varia pouco com a temperatura por uma função exponencial:

$$\frac{I_D}{T} = \left(\frac{m^* K_B \ e \ v(V)A}{\pi \hbar^2 L_p}\right) e^{-(E_b - E_F)/k_B T} \tag{7}$$

O motivo por que escolhemos chegar à equação para uma corrente de escuro *normalizada* ficará claro mais adiante.

## 2.3 Energia de ativação

Sobre um processo químico ou físico qualquer, a velocidade com que ele se dá muitas vezes depende diretamente da temperatura do sistema. Quando o processo acontece a uma taxa aproximada pela equação de Arrhenius

$$P(T) = G \ e^{-E_A/k_B T} \tag{8}$$

que descreve como essa taxa varia com a temperatura e onde G é constante ou varia pouco em função da temperatura, diz-se desse um *processo termicamente ativado* e da constante  $E_A$  a sua *energia de ativação* [15].

O significado específico da energia de ativação depende do processo termicamente ativado que se está estudando, mas de um modo geral podemos entendê-la como a energia térmica requerida para realizar uma mudança microscópica, dentro de um processo macroscópico caracterizado por essa mudança. A equação (7) mostra que a corrente de escuro normalizada, na aproximação de *bias* reduzido, caracteriza-se como um processo termicamente ativado e a sua energia de ativação é

$$E_A = E_b - E_F \tag{9}$$

#### 2.4 Gráfico de Arrhenius

É comum caracterizar um processo termicamente ativado através da curva ln  $P \times T^{-1}$ . Essa curva resulta em uma reta de inclinação  $-E_A/k_B$ , o que justifica seu uso corrente como método empírico de determinação da energia de ativação de processos termicamente ativados. Muitas vezes, como no exemplo da Figura 8, opta-se por usar, em vez do neperiano, o logaritmo na base 10.



Figura 8: Exemplo de gráfico de Arrhenius para a corrente de escuro normalizada de um fotodetector intrabanda. Os pontos correspondem a medidas experimentais, feitas com bias de valor absoluto igual a 0,1 V. A energia de ativação, calculada através da inclinação da reta que melhor se aproxima aos pontos, é de 50meV. (Fonte: Levine *et al.* [16].)

#### 2.5 Temperatura crítica

Neste ponto, convém destacar que, conforme visto, o modelo matemático para a corrente de escuro que a aproxima de um processo termicamente ativado inclui, de todas as contribuições para a corrente de escuro, apenas o componente gerado por emissão termiônica. Os desvios desse modelo devem ser apreciados caso a caso, considerando as outras contribuições.

No gráfico  $\log(I_D/T) \times T^{-1}$  de dados experimentais, geralmente se observam duas regiões, conforme mostrado na Figura 9. A reta horizontal corresponde a uma corrente residual, ou seja, àquela parte da corrente de escuro

que varia pouco com a temperatura. O ponto de encontro das duas retas no gráfico indica a temperatura em que a ordem de grandeza da corrente de escuro devida à emissão termiônica se iguala à ordem de grandeza da corrente residual. A partir dessa temperatura, o processo termiônico de geração de corrente de escuro tornase crítico para a operação do fotodetector, colocando em xeque sua detectividade.



Figura 9: Corrente de escuro de um fotodetector intrabanda, medida para um bias de 20 mV. A partir do gráfico, avalia-se em 0,22 eV a energia de ativação e em 160K a temperatura crítica. (Fonte: Katayama *et al.* [17].)

Se as medidas de corrente de escuro são feitas sem a proteção (*cold shield*), o que a reta horizontal indica será o valor da corrente de fundo (*background current*), já que geralmente ela supera a ordem de grandeza da corrente residual. A corrente de fundo é a fotocorrente provocada pela radiação emitida pelo entorno e está associada à temperatura do entorno. Nessa configuração, o ponto de encontro das retas no gráfico indica a temperatura de BLIP (*background limited performance*), ou seja, até essa temperatura o desempenho do fotodetector está limitado apenas pela radiação emitida pelo fundo (e não pela emissão termiônica) [18].

#### 2.6 Corrente de escuro em QDIPs

A primeira diferença a se ter em conta quando se deseja comparar os processos eletrônicos em um QWIP aos processos eletrônicos em um QDIP está no tocante à energia de ativação.

A energia de Fermi de um QWIP aumenta gradativamente com a dopagem e pode ser calculada através da Equação (10), sendo  $N_D$  a concentração de dopante e  $L_w$  a largura do poço [9]. Este comportamento se deve a que os estados no QW formam subbandas, onde o nível de Fermi é comparável à superfície de um mar de elétrons.

$$N_D = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2 L_w} \ln(1 + e^{E_F/k_B T})$$
(10)

A energia de ativação do QWIP, dada pela equação (9), é o salto de energia para um elétron na superfície desse mar de elétrons vencer a barreira e chegar ao *continuum*. Segundo cálculos teóricos demonstrados em Schneider e Liu [8], para maximizar a detectividade de um QWIP, deve-se dopá-lo de modo que o nível de Fermi situe-se de 1 a 2 vezes o valor de k<sub>B</sub>T acima do estado fundamental. A frequência de corte  $\lambda_c$  de um QWIP é definida por  $\lambda_c = hc/(E_b - E_F)$ , onde  $E_b$  é a energia da barreira e  $E_F$  é a energia de Fermi.

Já no QDIP, por causa da natureza quantizada dos estados do QD, com um aumento da dopagem, o nível de Fermi se mantém estável no nível de energia de um estado até que este termine de se popular, quando então sobe diretamente ao nível de energia do próximo estado, o qual começa ser ocupado. Sua frequência de corte é definida por  $\lambda_c = hc/(E_b - E_1)$ , onde  $E_1$  é a energia do estado fundamental [8].

Uma das previsões teóricas para QDIPs foi uma corrente de escuro muito mais baixa do que em QWIPs (ver seção 5.1). Os dispositivos testados, no entanto, mostraram correntes de escuro muito maiores do que o previsto. A Figura 10 exibe um gráfico das curvas experimentais  $I_{d \times} V$  de três dispositivos. Para uma comparação justa, o QWIP escolhido tem a mesma frequência de corte que um dos QDIPs. Mesmo o QDIP com uma maior energia de ionização ( $\lambda_c$ =8,1 µm) apresenta corrente de escuro substancialmente maior do que a do QWIP.

30



Figura 10: Comparação entre as medidas de corrente de escuro para dois QDIPs e um QWIP, em função do *bias* aplicado. Fonte: Scheider e Liu [8].

Essa divergência entre teoria e experimento foi sanada por Ryzhii *et al.* [19] através da elaboração de um novo modelo que inclui, além da emissão termiônica, o efeito de campo causado pela carga elétrica de doadores e de elétrons capturados em QDs, a injeção de elétrons na região ativa do QDIP desde o contato emissor e o vazamento de elétrons através de falhas nos QDs. Embora os detalhes da equação assim produzida para a corrente de escuro não seja escopo deste estudo, cabe ressaltar que a variação com a temperatura, segundo esse modelo, também descreve um processo termicamente ativado, tal como definido acima, e que a energia de ativação esperada é bem menor do que a energia de ionização do estado fundamental  $E_b - E_1$ .