

DISPOSITIVOS SEMICONDUCTORES DE TUNELAMENTO QUANTUM MECÂNICO

OLIVEIRA, Alexandre Miranda de¹, **BORGES**, Antônio Newton².

Palavras-chave: Poço de Potencial, Barreira de Potencial, Transmissão, Tunelamento

1. INTRODUÇÃO (justificativa e objetivos)

Na segunda metade do século XX houve um grande impulso nas pesquisas que conduziriam à descoberta e o desenvolvimento de componentes eletrônicos, tais como os diodos, transistores, circuitos integrados e microprocessadores. A operação de tais componentes é baseada nas propriedades de transporte eletrônico dos semicondutores.

Estes resultados só foram alcançados através do avanço da mecânica quântica, que possibilitou o entendimento dos mecanismos de formação dos sólidos em geral e consequentemente uma compreensão das propriedades eletrônicas dos materiais diferenciando-os em condutores, isolantes e semicondutores.

2. METODOLOGIA

Utilizamos como ferramenta básica a mecânica quântica, que é usada para a compreensão de todas as propriedades eletrônicas dos materiais utilizados na fabricação dos dispositivos semicondutores. Resolvendo-se a equação de Schroedinger obtemos as funções de ondas e as energias de elétrons confinados em estruturas de poços quânticos.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Para um poço de potencial quadrado finito o potencial pode ser escrito como

$$V(x) = \begin{cases} V_0 & \text{se } x < -\frac{a}{2} \text{ ou } x > +\frac{a}{2} \\ 0 & \text{se } -\frac{a}{2} < x < +\frac{a}{2}. \end{cases} \quad (1)$$

Ao resolvermos a equação de Schroedinger independente do tempo para todas as regiões encontramos as seguintes autofunções:

$$\psi(x) = Ae^{ik_I x} + Be^{-ik_I x} \quad \text{onde } k_I = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad -\frac{a}{2} < x < +\frac{a}{2} \quad (2)$$

$$\psi(x) = Ce^{k_{II} x} + De^{-k_{II} x} \quad \text{onde } k_{II} = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar} \quad x < -\frac{a}{2} \quad (3)$$

$$\psi(x) = Fe^{k_{II} x} + Ge^{-k_{II} x} \quad \text{onde } k_{II} = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar} \quad x > +\frac{a}{2} \quad (4)$$

Para o poço infinito

$$V(x) = \begin{cases} \infty & x < -\frac{a}{2} \text{ ou } x > +\frac{a}{2} \\ 0 & -\frac{a}{2} < x < +\frac{a}{2} \end{cases} \quad (5)$$

encontramos

¹Bolsista de iniciação científica. Instituto de Física. alexandmail@gmail.com.br

²Orientador, Instituto de Física, UFG, newton@if.ufg.br

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx \quad \text{onde} \quad k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad -\frac{a}{2} \leq x \leq +\frac{a}{2} \quad (6)$$

e

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2} \quad n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots \quad (7)$$

que é a expressão para a energia total de uma partícula dentro do poço.

Para uma barreira de potencial, como ilustrado na Fig. 1(a). O potencial pode ser escrito como

$$V(x) = \begin{cases} V_0 & 0 < x < a \\ 0 & x < 0 \text{ ou } x > a \end{cases} \quad (8)$$

Consideremos uma partícula de energia total E na região $x < 0$, que incide sobre a barreira se movendo no sentido de x crescente.

Nas regiões à esquerda e à direita da barreira as soluções da equação de Schroedinger são:

$$\begin{aligned} \psi(x) &= Ae^{ik_I x} + Be^{-ik_I x} & x < 0 \\ \psi(x) &= Ce^{ik_I x} + De^{-ik_I x} & x > a \end{aligned} \quad (9)$$

onde

$$k_I = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

Na região dentro da barreira, a forma da equação, e de sua solução geral, depende de se $E < V_0$ ou $E > V_0$. No primeiro caso, $E < V_0$, a solução geral é

$$\psi(x) = Fe^{-k_{II}x} + Ge^{k_{II}x} \quad 0 < x < a \quad (10)$$

onde

$$k_{II} = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar} \quad E < V_0$$

No segundo caso, $E > V_0$, é

$$\psi(x) = Fe^{ik_{III}x} + Ge^{-ik_{III}x} \quad 0 < x < a \quad (11)$$

onde

$$k_{III} = \frac{\sqrt{2m(E - V_0)}}{\hbar} \quad E > V_0$$

Como só pode existir onda transmitida na região $x > a$ podemos fazer $D = 0$.

A forma da densidade de probabilidade correspondente à autofunção obtida é indicada na Fig. 1(b) para uma situação típica.

Obtemos que o coeficiente de transmissão T do elétron que incide a barreira é

$$T = \frac{vC * C}{vA * A} = \left[1 + \frac{(e^{k_{II}a} - e^{-k_{II}a})^2}{16 \frac{E}{V_0} (1 - \frac{E}{V_0})} \right]^{-1} = \left[1 + \frac{\sinh^2 k_{II}a}{4 \frac{E}{V_0} (1 - \frac{E}{V_0})} \right]^{-1} \quad (12)$$

onde

$$k_{II}a = \sqrt{\frac{2mV_0a^2}{\hbar^2} (1 - \frac{E}{V_0})} \quad E < V_0$$

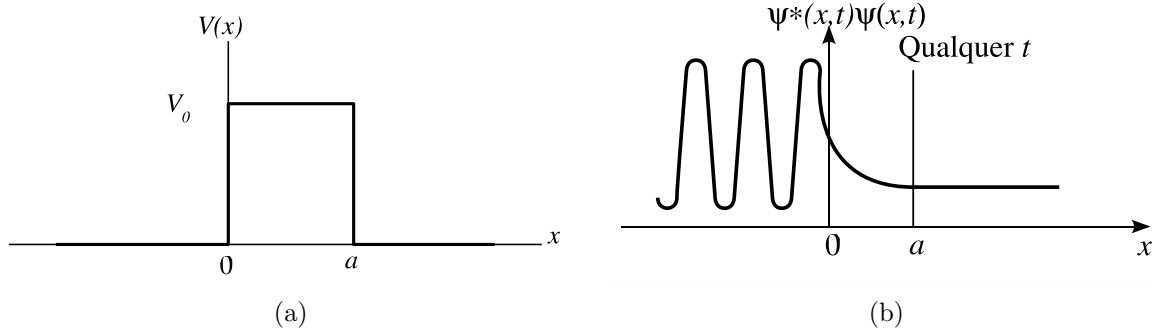


Figura 1: (a) Uma barreira de potencial. (b) A função densidade de probabilidade $\Psi^*\Psi$ para uma situação típica de penetração de barreira.

e

$$T = \frac{vC * C}{vA * A} = \left[1 - \frac{(e^{ik_{III}a} - e^{-ik_{III}a})^2}{16 \frac{E}{V_0} (\frac{E}{V_0} - 1)} \right]^{-1} = \left[1 + \frac{\sin^2 k_{III}a}{4 \frac{E}{V_0} (\frac{E}{V_0} - 1)} \right]^{-1} \quad (13)$$

onde

$$k_{III}a = \sqrt{\frac{2mV_0a^2}{\hbar^2} \left(\frac{E}{V_0} - 1 \right)} \quad E > V_0$$

4. CONCLUSÃO

Encontramos as autofunções para todas as regiões dos poços finito e infinito, também calculamos a expressão das possíveis energias de uma partícula dentro do poço infinito.

Verificamos que um elétron incidindo numa barreira de potencial tem também uma probabilidade de ser transmitido para o outro lado da barreira, mesmo que sua energia seja menor do que o potencial da barreira. Calculamos, também, a expressão do coeficiente de transmissão tanto no caso em que $E < V_0$ quanto no caso em que $E > V_0$.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

EISBERG, R.; RESNICK, R. Física Quântica, Editora Campus, 1979.

HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. Fundamentos de Física 4, Editora LTC, 1995.

FONTE DE FINANCIAMENTO - CNPq/PIBIC