*Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 2, стр. 84 – 86* *25 июля 1989 г.*

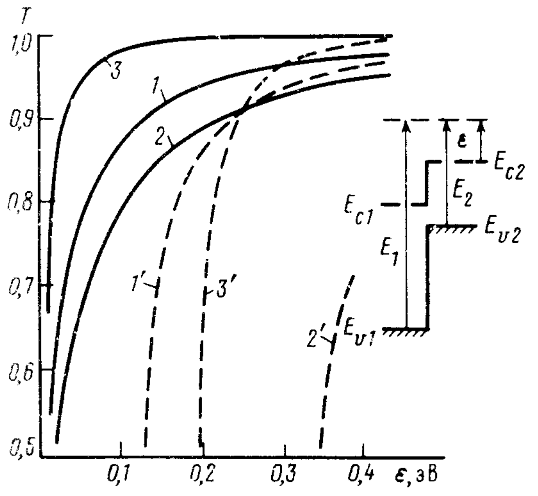
# РЕЗОНАНСНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ РЕЗКОГО ГЕТЕРОПЕРЕХОДА

*М.В.Кисин, В.И.Петросян*

Предсказан эффект резонансного (безотражательного) прохождения электроном проводимости резкой гетерограницы между двумя полупроводниками, из которых узкозонный имеет меньшее сродство к электрону.

Наличие резкой границы раздела между двумя волноведущими средами приводит как правило к частичному отражению падающей волны. В зоне проводимости резкого гетероперехода этому соответствует квантовомеханический эффект надбарьерного отражения [1], вследствие которого коэффициент прохождения $T$, равный отношению потоков прошедшей и падающей волн, должен быть меньше единицы. Резонансное прохождение ($T = 1$) возможно при наличии двух границ раздела, если на участке между ними выполняется соответствующее условие интерференции [2]. Мы, однако покажем, что при $\Delta_c \equiv E_{c2} - E_{c1} > 0$, $\Delta_v \equiv E_{v2} - E_{v1} > 0$ и $E_{g1} > E_{g2}$ (см. рисунок) возможно резонансное безотражательное прохождение электроном проводимости одной единственной границы.

Ясно, что возможность такого эффекта существенно связана с используемыми граничными условиями (ГУ). В методе огибающей волновой функции, наиболее широко применяемом для описания динамики электрона в гетероструктурах [3], используются ГУ, сохраняющие поток вероятности через гетерограницу. Возможность резонанса при таких ГУ достаточно очевидна. Действительно, плотность потока определяется фактически оператором скорости, поэтому при совпадении скоростей падающего и прошедшего электронов условие непрерывности потока должно приводить к отсутствию отраженной волны ($T = 1$). Такое совпадение возможно, если надбарьерный переход происходит из широкозонного полупроводника в узкозонный,




Коэффициент прохождения для различных гетеропереходов: *1,1'* – GaAs–GaAlAs, $E_{g1} \sim 1{,}4$, $E_{g2} \sim 2{,}0$, $\Delta_1 \sim \Delta_2 \sim 0{,}3$, $\Delta_v \sim$ – 0,2 эВ; *2, 2'* – InAs – GaSb, $E_{g1} \sim \Delta_1 \sim$ ~0,4, $E_{g2} \sim \Delta_2 \sim 0{,}8$, $\Delta_v \sim 0{,}5$ эВ; *3, 3'* – InAs – InSb, $E_{g2} \sim 0{,}2$, $\Delta_2 \sim 0{,}9$, $\Delta_v \sim$ ~ 0,5 эВ [6]. Кривые *1, 2, 3* соответствуют $K = 0$. На вставке показано взаимное расположение зон, обеспечивающее существование резонанса

например, в силу разницы эффективных масс электрона в полупроводниках гетеропары. Однако, поскольку речь пойдет о гетеропереходах с $\Delta_{c,\,v} \sim E_g$, то однозонный метод эффективной массы становится некорректным и условия резонанса следует получать в рамках многозонной кейновской модели электронного спектра [4]. Если импульс электрона вдоль оси $z$ равен нулю, матрица гамильтониана, записанного в базисе собственных функций момента, распадается на две субматрицы $H^{(\mu)}$, $\mu = \pm 1$, в соответствии с двукратным вырождением объемного спектра. Первая строка субматрицы $H^{(\mu)}$ имеет вид

$$H^{(\mu)}_{1i} = \{E_g;\ \frac{1}{\sqrt{2}}P\hat{k}_\mu;\ \frac{1}{\sqrt{6}}P\hat{k}_\mu;\ \frac{1}{\sqrt{3}}P\hat{k}_\mu\};\quad \hat{k}_\mu = \hat{k}_x + i\mu\hat{k}_y\,. \tag{1}$$

Первый столбец получается эрмитовым сопряжением (1). Кроме того $H^{(\mu)}_{44} = -\Delta$ (параметр спин-орбитального расщепления валентной зоны), а все остальные матричные элементы гамильтониана равны нулю. Мы пренебрегаем вкладом второго порядка по оператору импульса $\hat{k}$, поскольку нас интересует динамика электрона только в зоне проводимости. Поток при этом имеет вид, характерный для релятивистских задач [5], определяясь недиагональными элементами гамильтониана

$$S_x = \psi_i^+ P_{ij}^{(x)} \psi_j = P\{\psi_1^*(\frac{1}{\sqrt{2}}\psi_2 + \frac{1}{\sqrt{6}}\psi_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}\psi_4) + \text{к. с.}\}\,. \tag{2}$$

Если величина кейновской скорости $P$ в обоих полупроводниках одинакова, то ГУ, сохраняющие поток, сводятся к непрерывности $\psi_1$ и линейной комбинации компонент огибающей в круглых скобках. Используя (1), огибающую волновой функции можно представить в виде столбца с компонентами

$$\psi^{(\mu)} = \{1;\ \frac{P\hat{k}_{-\mu}}{\sqrt{2E}};\ \frac{P\hat{k}_\mu}{\sqrt{6E}};\ \frac{P\hat{k}_\mu}{\sqrt{3}(E+\Delta)}\}\,\psi_1(x)\exp(iKy). \tag{3}$$

Полагая

$$\psi_1(x<0) = C_{\text{пад}}\exp(ik_1x) + C_{\text{отр}}\exp(-ik_1x);\ \psi_1(x>0) = C_{\text{пр}}\exp(ik_2x)\,,$$

найдем например, для прошедшей волны

$$S_{x,\,\text{пр}} = \frac{2}{3} P^2 k_2 \, |C_{\text{пр}}|^2 \left( \frac{2}{E_2} + \frac{1}{E_2 + \Delta_2} \right), \tag{4}$$

и, определяя из ГУ связь амплитуд $C_{\text{пад}}$ и $C_{\text{пр}}$, получим

$$T = \frac{4r}{(1+r)^2 + q^2} \; ; \tag{5}$$

$$r = \frac{k_2 E_1 (E_1 + \Delta_1)(3E_2 + 2\Delta_2)}{k_1 E_2 (E_2 + \Delta_2)(3E_1 + 2\Delta_1)} \; ; \qquad q = \frac{K}{k_1} \frac{\Delta_1}{(3E_1 + 2\Delta_1)} \left[ 1 - \frac{E_1(E_1 + \Delta_1)\Delta_2}{E_2(E_2 + \Delta_2)\Delta_1} \right].$$

Сюда нужно также добавить кейновские законы дисперсии электрона в контактирующих полупроводниках

$$P^2(k^2 + K^2) = \frac{3E(E - E_g)(E + \Delta)}{3E + 2\Delta} \tag{6}$$

с индексами 1 и 2 слева и справа от границы, соответственно. Наиболее ясно эффект резонансного прохождения виден из (4) – (6) при $K = 0$ в предельных случаях нулевого и сильного ($\Delta_{1,2} = 0, \infty$) спин-орбитального взаимодействия. Здесь $q = 0$, а $r = 1$ ($T = 1$) при значении кинетической энергии прошедшего электрона $\epsilon = E_2 - E_{c2}$ равной

$$\epsilon_0 = \frac{E_{g2}\,\Delta_c}{E_{g1} - E_{g2}} \; ; \qquad E_{g_1} > E_{g2} \; . \tag{7}$$

Наличие продольного импульса $K$ не меняет качественный вид зависимости $T(\epsilon)$, сдвигая лишь порог надбарьерного прохождения. На рисунке приведены зависимости $T(\epsilon)$ для гетеропереходов GaAs – GaAlAs, InAs – GaSb и InAs – InSb. Первая гетеропара состоит из широкозонных полупроводников и приведена для сравнения. В двух других гетеропереходах разрывы зон на границе сравнимы с величинами $E_{g1,2}$, при этом, однако, зависимость $T(\epsilon)$ отклоняется от кривой *1* в разные стороны, поскольку в последнем гетеропереходе выполняются условия резонанса. Коэффициент прохождения здесь имеет вид ступеньки с $T = 1$, так как при энергиях порядка $\epsilon_0$ спектры обоих полупроводников сильно непараболичны и скорости падающего и прошедшего электронов практически совпадают, определяясь величиной кейновской скорости $P$. Пунктиром показан коэффициент прохождения для электрона, имеющего импульс $K$ вдоль границы. Для удобства сравнения для каждого гетероперехода бралась величина $K$, соответствующая при чисто продольном движении значению энергии падающего электрона $E_1 = E_{g1} + 0{,}5\,\Delta_c$. Заметим, что в случае $E_{g1} \gg E_{g2}$ зависимость $T(\epsilon)$ вблизи $\epsilon_0$ будет иметь характерный колоколообразный вид, однако, конкретные гетеропереходы с $\Delta_{c,v} > 0$, удовлетворяющие такому условию, нам не известны.

### Литература


1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974.
2. *Бом Д.* Квантовая теория. М.: Физматгиз, 1961.
3. *Altarelli M.* J. Luminescence, 1985, **30**, 472.
4. *Kane E.O.* J. Phys. Chem. Sol., 1957, **1**, 249.
5. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969.
6. *Ruan Y.Ch., Ching W.Y.* J. Appl. Phys., 1987, **62**, 2885.



Институт радиотехники и электроники
Саратовского филиала Академии наук СССР



Поступила в редакцию
15 июня 1989 г.