

энергетических фотоэлектронов. Значительная их часть имеет энергию более 10 эВ, тогда как расчет электронной оптики проводился для энергии 5 эВ.

Сравнительные измерения эффективности регистрации излучения на малогабаритном ЭОП, сочлененном с широкоапертурным ЭОП и без него, показали, что использование широкоапертурного ЭОП с цилиндрической электронной оптикой приводит к увеличению эффективности регистрации примерно на два порядка.

В заключение укажем, что при потенциале фотокатода широкоапертурного ЭОП 10 кВ напряженность электрического поля составляет величину  $\sim 1$  кВ/мм. При такой напряженности поля для  $CsI$ -фотокатода временная дисперсия электронов не превышает величины единиц пикосекунд, т.е. использование широкоапертурного ЭОП с цилиндрической электронной оптикой не ухудшает временных характеристик малогабаритного рентгеновского ЭОП ( $\sim 20$  пс), однако позволяет увеличить эффективность регистрации излучения примерно на два порядка.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Д а ш е в с к и й Б.Е., П о д в я з н и к о в В.А., П р о х о р о в А.М. и др. // Оптико-механическая промышленность. 1988. № 8. С. 18.
- [2] П р о х о р о в А.М., Ч е в о к и н В.К., Ш е м е л е в В.Н. Труды ФИАН М.: Наука, 1985. Т. 155. С. 212.
- [3] Б р о н ш т е й н И.М., Ф р а й м а н Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука. 1969.

Поступило в Редакцию  
5 марта 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991г.

01; 06.1

© 1991

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В КРИСТАЛЛАХ  
С УЗКИМИ ЗОНАМИ ПРОВОДИМОСТИ

В.И. С у г а к о в, С.А. Я ц к е в и ч

При чрезвычайно богатом потоке научных работ по теоретическому изучению туннелирования электронов через гетеропереход [1] отсутствуют работы, выходящие за рамки метода эффективной массы (хотя иногда довольно детально учитывающие сложную структуру зон).

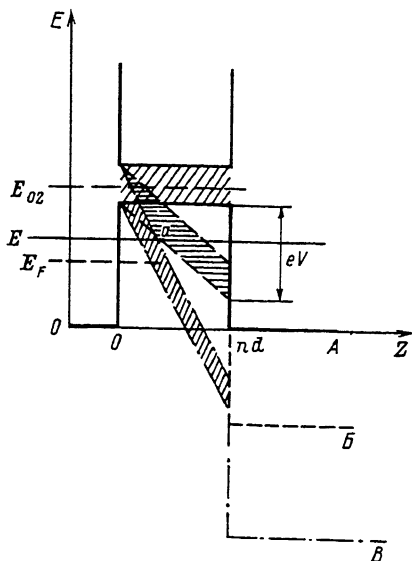


Рис. 1. Качественная картина зонной структуры гетероперехода в различных электрических полях. А -  $V=0$ , Б -  $V = V_1$ , В -  $-V = V_2$ ,  $V_1 < V_2$ . Заштрихованная область соответствует области разрешенных энергий.  $Z$  - координата в плоскости, перпендикулярной поверхностям раздела сред.

В то же время, гетеропереходы, содержащие кристаллы с узкими зонами проводимости, в которых учет всей зоны Бриллюэна необходим, как будет видно в дальнейшем, имеют интересные особенности, полезные для применения.

В данной работе найдено решение задачи о туннелировании электронов через гетеропереход, представляющий собой слой материала с узкой разрешенной зоной, помещенный между слоями материалов со значительно более широкими зонами проводимости (см. рис. 1).

Под узкой зоной мы будем понимать зоны, ширина которых сравнима или меньше разности энергий электрона в эквивалентных точках на разных концах образца для реальных электрических полей. Например, при толщине слоя порядка  $50 \text{ \AA}$ , и электрических полях порядка  $4 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ , эта разность будет превышать ширину зоны, если последняя будет не больше  $2 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$ . Таким условиям могут удовлетворять зоны проводимости в слоистых полупроводниках, молекулярных кристаллах, а так же примесные зоны.

Из качественного анализа рис. 1 следует, что с ростом электрического поля вероятность прохождения электрона из среды 1 в среду 3 вначале возрастает (при переходе от положения А

к положению Е), а затем убывает (при переходе от Б к В). Поэтому, вольт-амперная характеристика (ВАХ) подобной системы должна быть нелинейной с участком отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП).

Коэффициенты разложения волновой функции по функциям Ванье  $\alpha_{\vec{n}}$  после выделения части, описывающей движение параллельно границам раздела слоев  $\alpha_{\vec{n}} = \alpha_n e^{i\vec{k}_{\parallel} \vec{z}_{\parallel}}$  в приближении ближайших соседей, удовлетворяют уравнению

$$(\varepsilon - \varepsilon_0(\vec{k}_{\parallel}))\alpha_n - M(\alpha_{n-1} + \alpha_{n+1}) + eE_{\parallel}d\alpha_n = 0, \quad (1)$$

где  $M$  - интеграл переноса заряда между ближайшими атомами,  $d$  - период решетки,  $E$  - напряженность электрического поля,  $e$  - заряд электрона.

Вводя обозначения  $Z = 2M/eEd$ ,  $\nu = \varepsilon_0 - \varepsilon/eEd$  и воспользовавшись рекуррентными соотношениями для цилиндрических функций, получаем общий вид решения (1):

$$\alpha_n = AJ_{\nu-n}(Z) + BY_{\nu-n}(Z), \quad (2)$$

где  $J_{\nu-n}(Z)$  и  $Y_{\nu-n}(Z)$  - функции Бесселя и Неймана порядка  $\nu-n$ .

Учитывая, что при  $\nu \rightarrow \pm \infty$   $Y_{\nu}(Z)$  расходится, а  $J_{\nu}(Z)$  имеет конечные значения при целых  $\nu$ , можно получить выражение для энергии и волновой функции заряда в бесконечном кристалле с узкими зонами в электрическом поле:

$$\alpha_n = J_{m-n}(Z), \quad (3)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - eEdm,$$

где  $m$  - целое число.

Формулы справедливы при  $eEL \gg M$ , где  $L$  - размер кристалла. Таким образом, спектр в случае бесконечного кристалла в электрическом поле дискретный, что обусловлено ограниченностью движения в обоих направлениях. В окрестности точки  $\alpha$  (рис. 1), где можно воспользоваться приближением эффективной массы, решение (3) переходит в функцию Эйри.

В системе конечных размеров в формуле (2)  $B \neq 0$ , а  $\nu$  принимает произвольные значения. Поскольку проводимость в слоях 1 и 3 значительно превышает проводимость в слое 2, можно пренебречь напряженностью электрического поля в этих слоях. Тогда для волновой функции носителей в этих слоях имеем:

$$\alpha_n = \begin{cases} e^{ikn} + re^{-ikn} & n \leq 0 \\ te^{ik'n} & n \geq L/d, \end{cases} \quad (4)$$

$$\text{где } k = \sqrt{\frac{2m^*\varepsilon}{\hbar^2}}; \quad k' = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}(\varepsilon + eV)}.$$

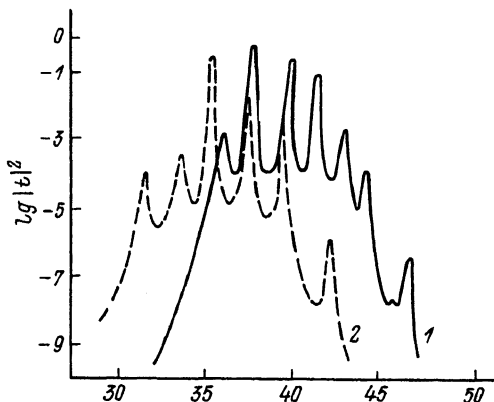


Рис. 2. Зависимость логарифма коэффициента прохождения от энергии налетающих электронов при различных поданных напряжениях. 1 -  $V=0.015$  В, 2 -  $V=0.055$  В.

Граничные условия получаются при рассмотрении поведения уравнения (1) в монослоях на границах. При этом мы предполагаем, что резонансный интеграл для пограничных атомов  $M_{ij}$  имеет иное, нежели в однородных кристаллах  $M_{ij}$ , значение и так же может меняться энергия электрона, находящегося в пограничном слое:  $\varepsilon'_{oi} = \varepsilon_{oi} + \Delta_{ij}$ . Тогда граничные условия записываются в виде:

$$\begin{aligned} M_{12}\alpha_1^{(2)} - M_{11}\alpha_1^{(1)} - \Delta_{12}\alpha_0^{(1)} &= 0, \\ M_{21}\alpha_0^{(1)} - M_{22}\alpha_0^{(2)} - \Delta_{21}\alpha_1^{(2)} &= 0, \\ M_{23}\alpha_{N+1} - M_{22}\alpha_{N+1} - \Delta_{23}\alpha_N^{(2)} &= 0, \\ M_{32}\alpha_N^{(2)} - M_{33}\alpha_N^{(3)} - \Delta_{32}\alpha_{N+1}^{(3)} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставив (2) и (3) в (5), получаем:

$$|t|^2 = \left| \frac{4i \sin kd M_{11} M_{12}^2 M_{22}}{\pi Z (\alpha_1 B_1 - \alpha_2 B_2)} \right|^2, \quad (6)$$

$$\text{где } \alpha_1 = (M_{11} e^{-ikd} - \Delta_{12})(M_{22} J_V - \Delta_{21} J_{V-1}) - M_{12}^2 J_{V-1},$$

$$\alpha_2 = (M_{11} e^{-ikd} - \Delta_{12})(M_{22} Y_V - \Delta_{21} Y_{V-1}) - M_{12}^2 Y_{V-1},$$

$$B_1 = (M_{22} Y_{V-N-1} - \Delta_{23} Y_{V-N})(M_{33} - \Delta_{32} e^{ik'd}) e^{ik'dN} -$$

$$- M_{32} Y_{V-N} e^{ik'(N+1)d}, \quad B_2 = (M_{22} J_{V-N-1} - \Delta_{23} J_{V-N}) \times$$

$$\times (M_{33} - \Delta_{32} e^{ik'd}) e^{ik'dN} - M_{32}^2 J_{V-N} e^{ik'(N+1)d}.$$

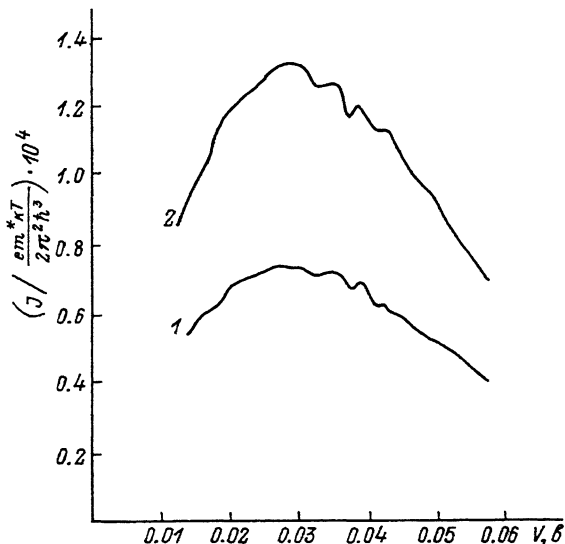


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика гетероперехода, содержащего материал с узкой зоной проводимости. 1 -  $\mathcal{E}_F = 0.030$  эВ, 2 -  $\mathcal{E}_F = 0.035$  эВ.

Зависимость коэффициента прохождения от энергии падающих частиц при различных значениях приложенного напряжения показана на рис. 2. Зная  $|t|^2$ , можно вычислить ток через эту структуру, воспользовавшись следующим выражением для тока:

$$J = \frac{e}{4\pi^3 \hbar} \int d\mathbf{k}_{\parallel} \int d\mathbf{k}_{\perp} \{f(E) - f(E')\} |t|^2 \frac{dE}{dk_{\parallel}}, \quad (7)$$

где  $E$  - энергия падающих частиц,  $E'$  - энергия прошедших,  $f(E)$  - функция распределения Ферми-Дирака.

Результаты расчетов при  $\Delta_{ij} = 0$ ,  $T = 300$  К приведены на рис. 3. Остальные параметры системы таковы:  $\mathcal{E}_c = 0.041$  эВ,  $M_{22} = 1 \cdot 10^{-2}$  эВ,  $M_{11} = M_{33} = 0.8$  эВ,  $N = 7$ ,  $\alpha = 5 \text{ \AA}$ .

Как видно из рис. 2, на зависимости коэффициента прохождения от энергии наблюдаются пики, связанные с квантовыми уровнями, возникающими в узкозонном материале при приложенном внешнем поле. Эти пики размываются в результате усреднения на функции распределения Ферми. Однако на вольт-амперной характеристике четко прослеживается участок с отрицательной дифференциальной проводимостью (рис. 3).

Значения токов в данной системе значительно превышают токи в системах, использующих двойные гетеропереходы, так же имеющие на ВАХ участки с отрицательной дифференциальной проводимостью.

- [1] Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Под ред. Л. Ченга и К. Плога. М.: Мир, 1989. 575 с.

Институт ядерных  
исследований АН УССР,  
Киев

Поступило в Редакцию  
19 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991 г.

05.4

© 1991

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СЛОИ  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$   
СИНТЕЗИРОВАННЫЕ В УСЛОВИЯХ  
ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА

Н.А. К а л а н д а, В.Н. Ш а м б а л е в,  
В.В. П а н ь к о в, Л.Н. Б у х т е е в а

Получение ВТСП материалов в условиях пластического течения вещества [1-3] имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с обычным керамическим методом: текстурированность образцов, большие ( $>10^4$  А/см<sup>2</sup>) плотности тока, высокая плотность и т.д. В этой связи использование метода диффузионных пар, разработанного для исследования фазовых диаграмм сложных систем, позволяет провести реакцию программируемого синтеза.

В предыдущих сообщениях [1-2] приведены результаты исследования образования ВТСП соединений в диффузионных системах  $Y_2Cu_2O_5 - BaCuO_2$ ,  $Y_2BaCuO_5 - x \cdot BaO \cdot (1-x) CuO$  ( $0.38 < x < 0.50$ ),  $Y_{1-x}Ba_xO - CuO$  ( $0.35 < x < 0.67$ ),  $Y_2O_3 - BaCuO_2$ ,  $BaO - (Y, Cu)O$ .

В настоящей работе представлены данные по образованию ВТСП соединений в диффузионной паре сечения  $Y_{1.2}Ba_{1.8}Cu_2O_{7-\delta} - BaCuO_2$  фазовой диаграммы.

Образцы для исследования готовили по обычной термической технологии синтезом смеси соответствующих компонент  $CuO$ ,  $Y_2O_3$ ,  $BaCO_3$  в интервале температур 850-1000 °С. Фазовый состав продуктов обжига определяли с помощью рентгенографического (ДРОН-3  $CuK\alpha$  - излучение) анализа. Обжиг пар, составленных из полированных пластин  $BaCuO_2$  и  $Y_{1.2}Ba_{1.8}Cu_2O_{7-\delta}$  производили на воздухе при температурах 880-920 °С в течение 10-18 часов. Контакт между реагентами во время обжига поддерживался с усилием 0.1 кг/см<sup>2</sup>. Охлаждение продукта реакции происходило со скоростью 50 град/час.