

- [1] Ляпилин И. И., Цидильковский И. М. // УФН. 1985. Т. 146. В. 1. С. 35—72.  
 [2] Kaniewski J., Mucielski A. // Sol. St. Commun. 1982. V. 41. N 12. P. 959—962.  
 [3] Hall R. N. // Proc. IEEE. Suppl. 17. 1959. V. B106. P. 923—931.  
 [4] Гельмонт Б. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 2 (8). С. 536—544.  
 [5] Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 2. P. 848—854.

Получено 26.10.1988  
 Принято к печати 29.06.1989

ФТП, том 23, вып. 11, 1989

## ВЛИЯНИЕ ХОДА УРОВНЯ ФЕРМИ НА РАСЧЕТ ТУННЕЛЬНО-РЕКОМБИНАЦИОННОГО ТОКА В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ

Борщак В. А., Василевский Д. Л.

Для объяснения особенностей вольтамперных характеристик (ВАХ) реальных гетеропереходов (ГП) и контактов металл—аморфный полупроводник в работах [1, 2] привлекался туннельно-рекомбинационный механизм токопередачи, рассмотренный в терминах теории Мотта [3] движения носителей по локализованным состояниям. Для омического режима прыжковой проводимости, реализующейся вдоль уровня Ферми с переменной длиной прыжка, вероятность прыжка  $W$  составит

$$W = f\nu_{ph} \exp(-2\alpha R'). \quad (1)$$

Здесь  $R'$  — длина наиболее вероятного прыжка, определяемая из соотношения

$$2R' = \frac{B_0}{[\alpha(E_F) N(E_F) kT]^{1/4}}, \quad (2)$$

$\alpha(E_F)$  — коэффициент, характеризующий степень локализации состояний, по которым осуществляется токоперенос,  $N(E_F)$  — плотность состояний на уровне Ферми ( $E_F$  — энергетическое расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости),  $f^2\nu_{ph}$  — предэкспоненциальный множитель, определяющий взаимосвязь туннельного перехода электрона между локализованными состояниями с фононами, граничная частота которых  $\nu_{ph}$ . Согласно [3],

$$\alpha(E_{ct}) = \alpha_0 \frac{1}{\hbar} (2m^*E_{ct})^{1/2}, \quad (3)$$

$$N(E_{ct}) = N_0 \exp\left[-\left(\frac{E_{ct}}{E_0}\right)^{11/6}\right], \quad (4)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $\alpha_0$ ,  $N_0$ ,  $E_0$  — константы, а энергетическое расстояние до дна  $c$ -зоны  $E_{ct}$  выражается в координатах, принятых в данной работе следующим образом:  $E_{ct} = \varphi_0 + \Delta F_0 - E$ , где  $\varphi_0$  — высота барьера гетероперехода,  $\Delta F_0$  — энергетическая глубина залегания уровня Ферми в квазинейтральной области. Величина постоянной  $B_0$  для различных расчетов лежит в интервале 1.77—2.5 [3]. Например, Шкловский и Эфрос, применив теорию протекания к данной проблеме, получили  $B_0 = 2.15$  [4]. Мотт и Дэвис в [3] из геометрических соображений получили  $B_0 = 1.65$ . Это значение принято в [1] и в настоящей работе, так как в данном случае теория протекания не применялась. Далее будет приведена численная оценка влияния значения  $B_0$  на результаты расчетов ВАХ неидеальных гетеропереходов.

Принимая во внимание ограничение тока процессами туннельно-прыжкового токопереноса в ОПЗ и рекомбинации на гетерогранице, ВАХ можно получить из решения системы уравнений [1]

$$\begin{aligned} j &= U_r G_r = U_\sigma G_\sigma, \\ U &= U_r + U_\sigma, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$G_\sigma = \frac{1}{\int_0^\omega \frac{dx}{2e^2 R'^2(E_F) N(E_F) W(E_F)}}, \quad (6)$$

$$G_r = \frac{e^2 N_r \sigma_r}{\varphi_0 + \Delta F_0} \int_0^{eU_r} R'(E) N(E) W(E) dE. \quad (7)$$

Здесь  $U_\sigma$  и  $G_\sigma$  — падение напряжения в ОПЗ и ее проводимость,  $U_r$  и  $G_r$  — падение напряжения у гетерограницы и ее эффективная проводимость,  $\sigma_r$  и  $N_r$  — сечение захвата центров рекомбинации на гетерогранице и их поверхностная концентрация,  $\omega$  — ширина ОПЗ,  $U$  — напряжение, приложенное к ГП. Из выражений (5)–(7) следует, что при решении задачи о токопереносе вдоль уровня Ферми особое значение имеет определение его истинного хода в пределах контактной области. В [1, 2] такой расчет не был проведен. В настоящей работе учитывается, что изменение энергии, соответствующей уровню Ферми  $dF(x)$ , с координатой  $x$  будет пропорционально сопротивлению в данной точке  $x$  или обратно пропорционально удельной проводимости  $\sigma(x)$ . Сама функция  $F(x)$  пропорциональна полному сопротивлению части ОПЗ от 0 до  $x$  или обратно пропорциональна полной проводимости  $G_\sigma(x)$  того же участка ОПЗ. Принимая  $F(0) = eU_r$  и, следовательно,  $F(\omega) = eU$ , получим

$$F(x) = eU_r + eU_\sigma \left(1 - \frac{G_\sigma(\omega)}{G_\sigma(x)}\right). \quad (8)$$

Точный ход уровня Ферми в пределах запрещенной зоны полупроводника определяется выражением (8) и формой потенциального барьера  $\varphi(x)$

$$E_F(x) = \varphi(x) - F(x). \quad (9)$$

Ход потенциального барьера  $\varphi(x)$  зависит только от подаваемого смещения  $eU$ , а также от величины  $\Delta F_0$  и выражается известной квадратичной формулой

$$\varphi(x) = (\varphi_0 - eU) \left(1 - \frac{x}{\omega}\right)^2 + \Delta F_0. \quad (10)$$

Используя (8) и (10), из (9) получим выражение для  $E_F(x)$ , необходимое для вычисления точного хода уровня Ферми при расчете ВАХ по системе (5). Нетрудно видеть, что  $E_F(x)$ , входящая под знаком интеграла в (6), и  $G_\sigma(x)$  самосогласованы. Таким образом, для определения  $G_\sigma(\omega)$  необходимо решить интегральное уравнение (6), общий вид которого

$$\frac{1}{G_\sigma(\omega)} = \int_0^\omega f\left(x, \omega, \frac{G_\sigma(\omega)}{G_\sigma(x)}\right) dx. \quad (11)$$

Известно, что такое нелинейное интегральное уравнение Вольтерра II рода имеет единственное решение [5]. Это решение зависит от  $U_\sigma$  и  $U_r$  как от параметров, поэтому необходимо для заданного напряжения  $U$  найти такое значение  $U_\sigma$ , при котором решение уравнения (6) удовлетворяло бы системе (5), что потребовало многократного решения (6) при различных  $U_\sigma$ . Решение интегрального уравнения (6) проводилось методом простых итераций [5], причем в качестве естественного начального приближения принималась функция  $G_\sigma(U=0)$ , так как при  $U=0$   $F(x) \equiv 0$  и  $E_F(x) = \varphi(x)$ . Такой выбор начального приближения

позволил получить быстрое схождение при сравнительно небольшом числе итераций.

Рассмотрим два типичных случая.

1. Скорость рекомбинации на границе раздела настолько велика, что ток, протекающий через гетеропереход, ею не ограничивается [т. е. в (5)  $N_r \sigma_r \rightarrow \infty$ ]. В этом случае  $U_r=0$ ,  $U_s=U$  и ток определяется только процессами переноса в ОПЗ:

$$j = G_s U. \quad (12)$$

Решение такой задачи сводится к определению  $G_s$  из интегрального уравнения (6) при заданных  $U$ . При решении принималось  $T=300$  К,  $\varphi_0=1.0$  эВ,  $\Delta F_0=0.1$  эВ,  $\nu_{ph}=10^{12}$  с $^{-1}$ ,  $f=1.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $N_0=10^{21}$  см $^{-3}$  эВ $^{-1}$ .

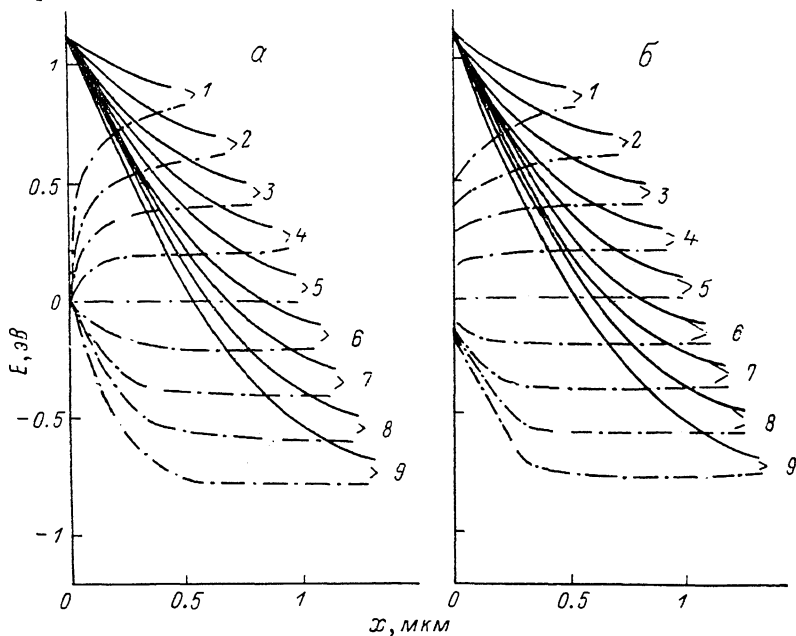


Рис. 1. Зависимость функции  $\varphi(x)$  (сплошные кривые) и хода уровня Ферми (штрихпунктирные) от приложенного к ГП напряжения.

*a* — случай бесконечной скорости поверхностной рекомбинации; *b* — случай конечной скорости поверхностной рекомбинации.  $U$ , В: 1 — 0.8, 2 — 0.6, 3 — 0.4, 4 — 0.2, 5 — 0, 6 — 0.2, 7 — -0.4, 8 — -0.6, 9 — -0.8.

На рис. 1, *a* приведен рассчитанный для этого случая ход уровня Ферми в барьерной области при различных смещениях. Все приложенное к гетеропереходу напряжение падает в пределах ОПЗ, и уровень Ферми проходит там за энергетическое расстояние от 0 до  $eU$ , являясь существенно нелинейной функцией координаты  $x$ . Видно, что в непосредственной близости от гетерограницы напряженность поля велика ( $\frac{1}{e} \frac{dF}{dx} \sim 5$  В/мкм) и возможна локальная неомитность прыжковой проводимости. Согласно критериям, приведенным в [3, 6], минимальное критическое поле определяется соотношением  $kT/2eR'^2\alpha$ , что при использованных в настоящей работе значениях [ $N(0.5)=7 \cdot 10^{20}$  см $^{-3}$  эВ $^{-1}$ ,  $\alpha^{-1}=15$  Å,  $U=0.8$  В,  $T=300$  К)] оказывается  $\sim 3$  В/мкм. Небольшое превышение критического поля не приводит к существенным ошибкам в вычислении хода уровня Ферми и ВАХ, так как рост прыжковой проводимости вблизи границы раздела приводит к снижению здесь поля и уменьшению отклонению от омического режима. Расчетная вольтамперная характеристика для тонкой ограниченной только областью пространственного заряда, приведена на рис. 1 (кривая 1). Для нее характерны высокий коэффициент неидеальности ( $\eta=4.4$ ), малый коэффициент выпрямления и малое дифференциальное сопротивление при  $U=0$ . Нелинейность ВАХ определяется изменением траектории перес-

чения уровнем Ферми запрещенной зоны полупроводника в ОПЗ при различных напряжениях. Такие ВАХ часто наблюдаются экспериментально в тонкопленочных гетеропереходных структурах.

2. Скорость поверхностной рекомбинации конечна, и этот процесс также вносит ограничение в протекающий через гетеропереход ток. В этом случае  $U_r \neq 0$ ,  $U = U_g + U_r$  и ток определяется из решения системы (5). Рассчитанный для конечной скорости поверхностной рекомбинации ( $N_r = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\tau_r = 10^{-15} \text{ см}^2$ ) ход уровня Ферми приведен на рис. 1, б. Видно, что при малых смещениях преобладает падение напряжения у границы раздела, а с возрастанием  $U$  перераспределение падений напряжений смещается в пользу ОПЗ ( $U_g$ ).

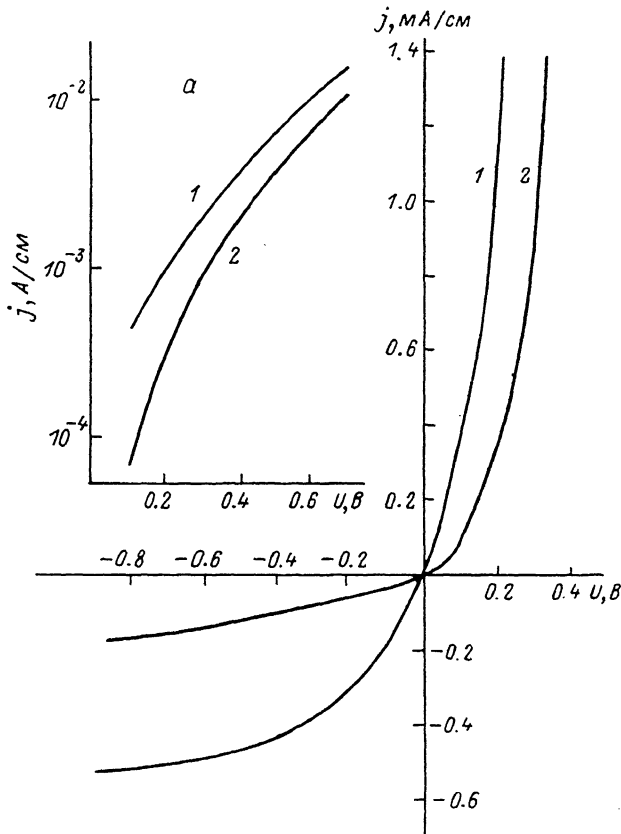


Рис. 2. Расчетные ВАХ неидеального ГП для бесконечной (1) и конечной (2) скоростей поверхностной рекомбинации.

*a* — прямые ветви тех же ВАХ.

Как показывают расчеты, с ростом  $U_r$  возрастание  $G_r$  почти экспоненциально, что обуславливает уменьшение влияния поверхностной рекомбинации на протекающий ток при больших смещениях.

Вольтамперная характеристика, соответствующая этому случаю, приведена на рис. 2 (кривая 2). Коэффициент выпрямления значительно выше, и параметр неидеальности уменьшается до 2.5.

Как видно из рис. 1, б, при отрицательных смещениях уровень Ферми проходит ближе к середине запрещенной зоны и пересекает локализованные состояния с меньшей концентрацией и большей степенью локализации. Уменьшение в этих условиях вероятности туннельного перехода электронов между локализованными состояниями и определяет малый обратный ток гетероперехода.

Расчеты показывают, что увеличение коэффициента  $B_0$  до значения 2.15, приведенного в [4], эквивалентно незначительному ( $\sim 1.5$  раза) уменьшению плотности состояний  $N(E_F)$ , принимаемой при расчетах, причем форма кривой ВАХ при этом существенно не меняется.

Кривые, представленные на рис. 2, свидетельствуют о том, что вольтамперные характеристики существенно различаются для случаев конечной и бесконечно большой скоростей рекомбинации на гетерогранице. Оба эти случая реализуются для различных реальных гетеропереходов. Уменьшение туннельно-рекомбинационного тока за счет конечной скорости рекомбинации на гетерогранице ведет к снижению потерь и, следовательно, к улучшению электрофизических параметров приборов.

Рассмотренный туннельно-рекомбинационный механизм токопереноса позволяет рассчитывать вольтамперные характеристики неидеальных гетеропереходов с большой концентрацией локализованных состояний в ОПЗ, используя микропараметры гетероперехода ( $\sigma_r$ ,  $N_r$ ,  $N(E)$  и т. д.) и не прибегая к введению феноменологических констант.

Отметим, что в некоторых случаях с резким затуханием функции  $N(E)$  задача упрощается и имеет аналитическое решение. Однако в реальных условиях реализуются и более сложные ситуации, когда плотность локализованных состояний зависит не только от энергии, но и от расстояния до гетерограницы. При некоторых параметрах ГП локальная неомичность в области сильных полей может оказаться существенной. Последовательный учет этих особенностей в рамках предлагаемого в настоящей работе метода расчета ВАХ позволяет решить задачу о токопереносе в неидеальной гетероструктуре.

#### Список литературы

- [1] Василевский Д. Л. // Фотоэлектроника. Киев, 1988. В. 2. С. 3—15.
- [2] Стриха В. И., Ильченко В. В. // ДАН УССР. Сер. А. Физ.-мат. и физ. науки. 1986. № 10. С. 50—53.
- [3] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. 386 с.
- [4] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 192 с.
- [5] Верлань А. Ф., Сизиков В. С. Интегральные уравнения. Методы, алгоритмы, программы. Киев, 1986. 548 с.
- [6] Шкловский Б. И. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 8. С. 1440—1448.

Одесский государственный университет  
чл. И. И. Мечникова

Получено 1.02.1989  
Принято к печати 29.06.1989

ФТП том 23, вып. 11, 1989

### ОБРАЗОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Кашкаров П. К., Петров В. И., Птицын Д. В., Тимошенко В. Ю.

1. Известно, что импульсное лазерное облучение (ИЛО) может существенно изменять свойства полупроводников [1]. При этом происходят процессы рождения и уничтожения как точечных, так и протяженных дефектов. В данной работе сообщается об исследовании методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) поверхности GaAs, подвергнутого ИЛО.

2. Исследовались образцы  $p$ -GaAs : Si ( $p \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) с ориентацией поверхности (100) и  $p$ -GaAs : Zn ( $p \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) с ориентацией поверхности (111). ИЛО выполнялось моноимпульсами рубинового лазера ( $h\nu = 1.8 \text{ эВ}$ ,  $\tau \sim 20 \text{ нс}$ ). Для гомогенизации излучения использовался кварцевый диффузор. Падающий на образец световой поток диафрагмировался стальной маской, что позволяло получать резкую границу между облученной и необлученной областями. Облучение проводилось на воздухе при комнатной температуре. Начало плавления поверхности образцов в процессе ИЛО контролировалось по появлению фазы