

УДК 538.911; 538.915;938.958

РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНАЯ СТРУКТУРА ИЗ КВАНТОВЫХ ЯМ В *p-i-n* ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОМ ЭЛЕМЕНТЕ

М. П. Теленков^{1,2}, Ю. А. Митягин¹

*Предложен метод эффективного разделения фотовозбужденных носителей заряда, основанный на явлении резонансного туннелирования в структуре из квантовых ям, помещенной в *i*-область *p-i-n* фотовольтаического элемента. Выполнен расчет параметров структур из квантовых ям на основе системы $GaAs/Ga_{1-x}In_xAs$, реализующих режим последовательного резонансного туннелирования в электрическом поле $GaAs$ *p-i-n*-перехода. Построена микроскопическая модель резонансно-туннельного транспорта в таких структурах и проведен расчет кинетических времен туннелирования в зависимости от параметров ям и барьеров. Показана возможность достижения достаточно малых ($< \sim 10$ пс) времен туннелирования и, соответственно, достаточно эффективного выноса фотоэлектронов и фотодырок из квантовых ям при соответствующем выборе мощности барьеров.*

Ключевые слова: фотовольтаика, гетероструктура, квантовые ямы, резонансное туннелирование.

Введение. Размещение квантово-размерных структур в активной области полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) энергии электромагнитного излучения в электрический ток – один из способов повышения эффективности преобразования за счет генерации дополнительных фотоэлектронов при поглощении излучения на межзонных переходах квантово-размерных структур в длинноволновой области

¹ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: maxim_telenkov@mail.ru.

² Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 4.

спектра [1–6]. При этом существенное расширение спектра поглощения в длинноволновую область может быть достигнуто использованием достаточно глубоких квантовых ям. Весьма важным в этом случае является обеспечение достаточно эффективного выноса фотоэлектронов (и фотодырок) из квантовых ям в область непрерывного спектра, минуя процессы рекомбинации в квантовых ямах, которые приводят к снижению эффективности. Эффективность же термического выброса электронов из квантовых ям в область непрерывного спектра при увеличении глубины ямы существенно снижается.

В данной работе предложен способ реализации эффективного выноса фотовозбужденных носителей заряда из квантовых ям, использующий явление резонансного туннелирования.

Методы и подходы. Основная идея заключается в том, чтобы использовать явление резонансного туннелирования в системе квантовых ям, введенных в i -область p - i - n -перехода, используемого в качестве преобразователя солнечной энергии, для ускорения выноса электронов и дырок, фотовозбужденных в квантовых ямах, в область непрерывного спектра, и, соответственно, увеличения их вклада в общий фототок.

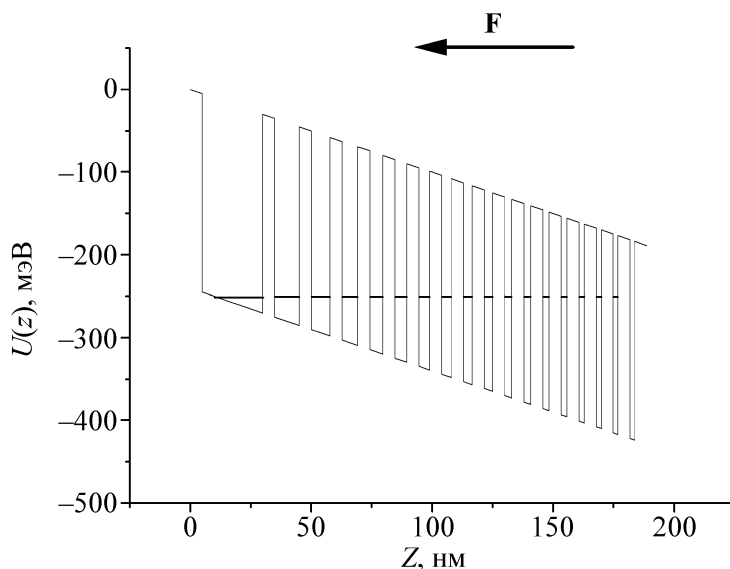


Рис. 1: Потенциальный профиль структуры из квантовых ям $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с резонансным выравниванием электронных уровней за счет варьирования ширины квантовых ям. Напряженность электрического поля $F = 10^4$ В/см. Ширина барьеров – 5 нм. Горизонтальная линия – положение нижней подзоны размерного квантования.

Реализация этой идеи требует, прежде всего, сконструировать структуры из квантовых ям таким образом, чтобы во встроенном электрическом поле p - n -перехода нижние

подзоны размерного квантования во всех ямах оказались в резонансе, т.е. чтобы энергии 1-й подзоны с учетом падения напряжения между ямами оказались как можно более близкими. Для этого решалась задача об энергетическом спектре квантовых ям, разделенных барьерами, параметры ям варьировались и выбирались значения параметров, обеспечивающие выполнение условия туннельного резонанса одновременно для всей последовательности ям. Последнего можно достичь, варьируя, например, ширины квантовых ям, постепенно увеличивая энергию нижней подзоны за счет уменьшения ширины ямы. Пример такой структуры для системы GaAs/AlGaAs приведен на рис. 1. Однако, как показали расчеты, при таком подходе возникает проблема – ширины крайних ям должны быть весьма малы (< 1.5 нм), чтобы обеспечить энергию нижней подзоны достаточно близкой к непрерывному спектру ($\sim k_B T$). Эти величины весьма близки к технологическому пределу, и изготовить столь узкие ямы с уверенно контролируруемыми параметрами представляется весьма затруднительным.

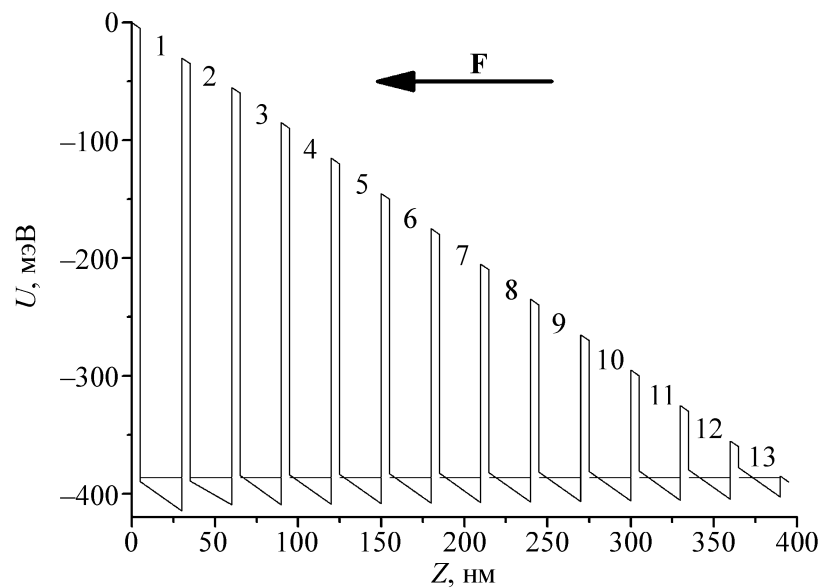


Рис. 2: Потенциальный профиль структуры из квантовых ям GaAs/Ga_{1-x}In_xAs с резонансным выравниванием электронных уровней за счет варьирования состава x . Напряженность электрического поля $F = 10^4$ В/см. Ширина ям – 25 нм, ширина барьеров – 5 нм.

Более реалистичной представляется конструкция, в которой ширины квантовых ям фиксированы, а изменяется их глубина посредством изменения состава образующего ямы твердого раствора. Такого рода структура на основе системы GaAs/Ga_{1-x}In_xAs

приведена на рис. 2, а соответствующие параметры ям и барьеров – в табл. 1. В этом случае в крайней яме нижний уровень размерного квантования достаточно мелок, чтобы легко ионизоваться либо посредством термической ионизации, либо за счет прямого туннелирования в непрерывный спектр.

Т а б л и ц а 1

Параметры структуры из квантовых ям GaAs/Ga_{1-x}In_xAs с резонансным выравниванием уровней за счет варьирования состава x.

Напряженность электрического поля p-i-n-перехода $F = 10^4$ В/см.

Ширина ям – 25 нм, ширина барьеров – 5 нм

Номер ямы	x	Высота барьера, mV	Расстояние от дна первой подзоны до непрерывного спектра, mV
1	0.5	384.9	362.5
2	0.453	354.29	331.9
3	0.409	324.58	302.7
4	0.365	293.87	272.3
5	0.323	263.6	242.4
6	0.282	233.17	212.3
7	0.242	202.69	182.2
8	0.203	172.04	152.0
9	0.165	141.48	121.8
10	0.128	110.99	91.7
11	0.092	80.64	61.8
12	0.056	49.61	31.5
13	0.020	17.91	1.25

Рассмотрим теперь характер электронного транспорта в такого типа структурах. Пусть структура из квантовых ям помещена в *i*-область *p-i-n*-перехода и освещается широкополосным солнечным излучением. За счет межзонного поглощения в каждой из квантовых ям возбуждаются фотоэлектроны, которые могут туннелировать в соседние ямы, и, в конце концов, выходить в область непрерывного спектра, давая дополнительный вклад в общий фототок. Если выбрать параметры структуры так, чтобы время межъямного туннелирования было существенно короче времени внутриямной межподзонной релаксации, то для описания туннельного транспорта в такой структуре можно

(в первом приближении) записать следующую систему балансных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= g_1 - \frac{n_1}{\tau_{12}} + \frac{n_2}{\tau_{21}} \\ \frac{dn_2}{dt} &= g_2 + \frac{n_1}{\tau_{12}} - \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_2}{\tau_{23}} + \frac{n_3}{\tau_{32}} \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{dn_i}{dt} &= g_i + \frac{n_{i-1}}{\tau_{i-1,i}} - \frac{n_i}{\tau_{i,i-1}} - \frac{n_i}{\tau_{i,i+1}} + \frac{n_{i+1}}{\tau_{i+1,i}} \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{dn_N}{dt} &= g_N + \frac{n_{N-1}}{\tau_{N-1,N}} - \frac{n_N}{\tau_{N,N-1}} - \frac{n_N}{\tau_{\text{out}}} \end{aligned} \right\}. \quad (1)$$

Здесь n_i – концентрация неравновесных фотоэлектронов в яме с номером i , g_i – скорость генерации фотоэлектронов в яме с номером i , $\tau_{i,i+1}$ – кинетическое время туннелирования из ямы с номером i в яму с номером $i+1$, N – число квантовых ям в структуре, τ_{out} – время туннелирования из крайней правой ямы в непрерывный спектр (τ_{out} включает в себя и процессы термической ионизации электронов из последней ямы). В стационарном случае, считая, что $\tau_{i,i+1} = \tau_{i+1,i}$, из (1) можно получить, что

$$\sum_{i=1}^N g_i = \frac{n_N}{\tau_{\text{out}}} = j_{ph-e}, \quad (2)$$

где j_{ph-e} – вклад в фототок, обусловленный поглощением излучения в квантовых ямах.

Таким образом, как видно из (2), при пренебрежении рекомбинацией носителей в квантовых ямах все возбужденные фотоэлектроны будут давать вклад в фототок.

Безусловно, столь простое рассмотрение не включает в себя процессы захвата фотоэлектронов из непрерывного спектра в квантовые ямы, а также процессы термической ионизации квантовых ям. Однако первые из них можно в принципе включить в g_i , а вторые будут только улучшать ситуацию, выводя электроны из квантовых ям в непрерывный спектр.

Итак, существенным для работоспособности предлагаемой схемы является соотношение между временем межъямного резонансного туннелирования и временем рекомбинации электронов в квантовых ямах. Соответственно параметры структур, прежде всего ширины и высоты барьеров, следует выбирать таким образом, чтобы сделать время туннелирования достаточно малым. При этом достаточно обеспечить его малость для туннельных переходов из самой глубокой квантовой ямы, с максимальной эффективной мощностью барьера, поскольку, как легко видеть из рис. 1 и 2, для рассматри-

ваемых структур всегда должно выполняться соотношение

$$\frac{1}{\tau_{12}} < \frac{1}{\tau_{23}} < \frac{1}{\tau_{34}} < \dots < \frac{1}{\tau_{N-1,N}}. \quad (3)$$

Поэтому для оценки работоспособности предлагаемого метода нами были проведены расчеты кинетических времен туннелирования рассматриваемых структур из квантовых ям, учитывающие различные механизмы рассеяния носителей в приближении последовательного резонансного туннелирования [7–11].

Модель резонансного туннелирования в системе квантовых ям. Рассмотрим туннельные переходы между двумя слабосвязанными квантовыми ямами L и R в однородном электрическом поле $\mathbf{F} = -F\mathbf{e}_z$, перпендикулярном слоям структуры.

В силу слабой туннельной связи будем пренебрегать межъямным рассеянием. Также будем пренебрегать электрон-электронным взаимодействием в силу малой концентрации электронов в яме. Тогда в приближении обобщенного правила Ферми плотность туннельного тока дается выражением [7–11]

$$j_{L \rightarrow R} = \sum_{\nu_L, \nu_R} \frac{1}{S} \frac{4\pi e}{\hbar} |T^{\nu_L, \nu_R}|^2 \sum_{\mathbf{k}} \int_{-\infty}^{+\infty} dE \rho_L(E; \nu_L, \mathbf{k}) \rho_R(E; \nu_R, \mathbf{k}) [f_L(E) - f_R(E)], \quad (4)$$

где S – поперечная площадь структуры, e – абсолютная величина заряда электрона, T^{ν_L, ν_R} – туннельный матричный элемент между подзонами ν_L и ν_R ,

$$\rho_m(E; \nu, \mathbf{k}) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\text{Im} \sum_m(E; \nu, \mathbf{k})}{(E - E_m(\nu, \mathbf{k}) - \text{Re} \sum_m(E; \nu, \mathbf{k}))^2 + (\text{Im} \sum_m(E; \nu, \mathbf{k}))^2} \quad (5)$$

– вклад состояния подзоны ν с планарным волновым вектором \mathbf{k} в приходящуюся на проекцию спина плотность одноэлектронных состояний в яме m (парциальная плотность состояний в яме m),

$$E_m(\nu, \mathbf{k}) = \epsilon_{\nu, m}(F) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_{w, m}^*} \quad (6)$$

– одноэлектронная энергия в яме m , $\epsilon_{\nu, m}(F)$, – дно ν -ой подзоны ямы m в электрическом поле, $m_{w, m}^*$ – эффективная масса электрона в яме, $\sum_m(E; \nu, \mathbf{k})$ – собственно энергетическая часть для процессов рассеяния в яме m , $f_m(E)$ – функция распределения в яме m . Двумерная концентрация n_m электронов в яме m связана с функцией распределения как

$$n_m = \frac{1}{S} 2 \int_{-\infty}^{+\infty} dE \rho_m(E) f_m(E), \quad (7)$$

где

$$\rho_m(E) = \sum_{\nu, \mathbf{k}} \rho_m(E; \nu, \mathbf{k}) \quad (8)$$

– плотность одноэлектронных состояний на каждую проекцию спина в яме m .

Записывая выражение (4) в виде

$$j_{L \rightarrow R} = e \frac{n_L}{\tau_{LR}} - e \frac{n_R}{\tau_{RL}}, \quad (9)$$

определяем кинетическое время туннелирования из ямы L в яму R как

$$\frac{1}{\tau_{LR}} = \frac{4\pi}{\hbar n_L} \sum_{\nu_L, \nu_R} |T^{\nu_L, \nu_R}|^2 \frac{1}{S} \sum_{\mathbf{k}} \int_{-\infty}^{+\infty} dE \rho_L(E; \nu_L, \mathbf{k}) \rho_R(E; \nu_R, \mathbf{k}) f_L(E). \quad (10)$$

Соответственно, кинетическое время туннелирования из ямы R в яму L дается выражением

$$\frac{1}{\tau_{RL}} = \frac{4\pi}{\hbar n_R} \sum_{\nu_L, \nu_R} |T^{\nu_L, \nu_R}|^2 \frac{1}{S} \sum_{\mathbf{k}} \int_{-\infty}^{+\infty} dE \rho_L(E; \nu_L, \mathbf{k}) \rho_R(E; \nu_R, \mathbf{k}) f_R(E). \quad (11)$$

Времена туннелирования рассчитывались с учетом процессов рассеяния на шероховатости гетерограниц и оптических и акустических фононах. Поскольку в рассматриваемой задаче температура достаточно высока (порядка комнатной или выше), то учитывались процессы рассеяния как с испусканием, так и с поглощением фононов. Собственно энергетическая часть для процессов рассеяния определялась в приближении правила Ферми [7–9]

$$\sum_m (E; \nu, \mathbf{k}) = i \frac{\hbar}{2} \sum_j \frac{1}{\tau_{\text{scat},j}(m, \nu, \mathbf{k})} \cdot \theta(E - \epsilon_m^\nu), \quad (12)$$

где $\tau_{\text{scat},j}(m, \nu, \mathbf{k})$ – рассчитанное с помощью правила Ферми время рассеяния с j -м механизмом из состояния (ν, \mathbf{k}) ямы m , $\theta(E)$ – функция Хэвисайда.

Расчет времени рассеяния на шероховатости гетерограниц осуществляется в модели случайной поверхности [10, 11]. Скорость рассеяния на j -й гетерогранице ямы m дается выражением

$$\frac{1}{\tau_{\text{rough},j}(m, \nu_i, \mathbf{k}_i)} = \sum_{\nu_f} \sum_{\mathbf{k}_f} \frac{2\pi}{\hbar} \langle |H_{\nu_f, \nu_i, m}^{\text{rough},j}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)|^2 \rangle_{\text{rough}} \delta(E_m(\nu_f, \mathbf{k}_f) - E_m(\nu_i, \mathbf{k}_i)), \quad (13)$$

$$H_{\nu_f, \nu_i, m}^{\text{rough},j}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \int d\mathbf{r} dz \psi_{\nu_f, \mathbf{k}_f, m}^*(\mathbf{r}, z) V_{\text{rough},j}(\mathbf{r}, z) \psi_{\nu_i, \mathbf{k}_i, m}(\mathbf{r}, z). \quad (14)$$

Здесь

$$\psi_{\nu, \mathbf{k}, m}(\mathbf{r}, z) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \varphi_{\nu, m}(z) \quad (15)$$

– волновая функция одноэлектронного состояния (ν, \mathbf{k}) в яме m , $V_{\text{rough}, j}(\mathbf{r}, z) = U_{0, j} \xi(\mathbf{r}) \delta(z - z_j)$ – дополнительный потенциал, обусловленный отклонением $\xi(\mathbf{r})$ гетерограницы от плоскости $U_{0, j}$ – высота барьера. При проведении усреднения по гетерогранице использовалась гауссова автокорреляционная функция [12, 13]

$$\langle \xi(\mathbf{r}_1) \xi(\mathbf{r}_2) \rangle_{\text{rough}} = \Delta^2 \exp \left\{ -\frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2}{\lambda^2} \right\}. \quad (16)$$

Время рассеяния электронов на продольных акустических фононах мы определяли в приближении деформационного потенциала, рассматривая изотропные акустические ветви $\omega(\mathbf{q}) = c_s q$ (c_s – скорость звука). Скорость рассеяния на LA-фононах дается выражением [14]

$$\frac{1}{\tau_{ac}(m, \nu_i, \mathbf{k}_i)} = \sum_{\nu_f} \sum_{\mathbf{k}_f, \mathbf{q}} \frac{2\hbar}{\hbar} |H_{\nu_f, \nu_i, m}^{ac}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i; \mathbf{q})|^2 \delta(E_m(\nu_f, \mathbf{k}_f) - E_m(\nu_i, \mathbf{k}_i) \pm \hbar\omega(\mathbf{q})), \quad (17)$$

$$H_{\nu_f, \nu_i, m}^{ac}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i; \mathbf{q}) = \int d\mathbf{r} dz \psi_{\nu_f, \mathbf{k}_f, m}^*(\mathbf{r}, z) \hat{H}^{ac}(\mathbf{q}) \psi_{\nu_i, \mathbf{k}_i, m}(\mathbf{r}, z), \quad (18)$$

$$\hat{H}^{ac}(\mathbf{q}) = g_{LA} \left[N_B \left(\frac{\hbar\omega(\mathbf{q})}{k_B T} \right) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right]^{1/2} \cdot \exp(\mp i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad (19)$$

$$|g_{LA}|^2 = \frac{1}{V} \cdot \frac{D^2}{2\rho c_s^2} \hbar\omega(\mathbf{q}), \quad (20)$$

D – деформационный потенциал, ρ – плотность материала, V – объем, T – температура, $N_B(x) = [\exp(x) - 1]^{-1}$ – функция Бозе–Эйнштейна. Знак плюс соответствует испусканию LA-фононов, знак минус – поглощению.

Скорость рассеяния на LO-фононах имеет вид [14]

$$\frac{1}{\tau_{\text{opt}}(m, \nu_i, \mathbf{k}_i)} = \sum_{\nu_f} \sum_{\mathbf{k}_f, \mathbf{q}} \frac{2\pi}{\hbar} |H_{\nu_f, \nu_i, m}^{\text{opt}}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i; \mathbf{q})|^2 \delta(E_m(\nu_f, \mathbf{k}_f) - E_m(\nu_i, \mathbf{k}_i) \pm \hbar\omega_{LO}), \quad (21)$$

$$H_{\nu_f, \nu_i, m}^{\text{opt}}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i; \mathbf{q}) = \int d\mathbf{r} dz \psi_{\nu_f, \mathbf{k}_f, m}^*(\mathbf{r}, z) \hat{H}^{\text{opt}}(\mathbf{q}) \psi_{\nu_i, \mathbf{k}_i, m}(\mathbf{r}, z), \quad (22)$$

$$\hat{H}^{\text{opt}}(\mathbf{q}) = g_{LO} \left[N_B \left(\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T} \right) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right]^{1/2} \cdot \exp(\mp i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad (23)$$

$$|g_{LO}|^2 = 2\pi\hbar\omega_{LO} \frac{e^2}{V} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \frac{1}{q^2}, \quad (24)$$

ϵ_∞ и ϵ_s – высокочастотная и статическая диэлектрическая проницаемость материала. Знак плюс соответствует испусканию LO-фононов, знак минус – поглощению.

Имея в виду, что в ямах электронов и дырок существенно меньше, чем в непрерывном спектре, при расчетах мы используем функцию распределения Больцмана

$$f_m(E) = A_m \exp\left(-\frac{E}{k_B T_{\text{eff},m}}\right). \quad (25)$$

с эффективной температурой $T_{\text{eff},m}$. Заметим, что, как видно из выражений (7), (10) и (11), в этом случае кинетическое время туннелирования не зависит от концентрации в яме.

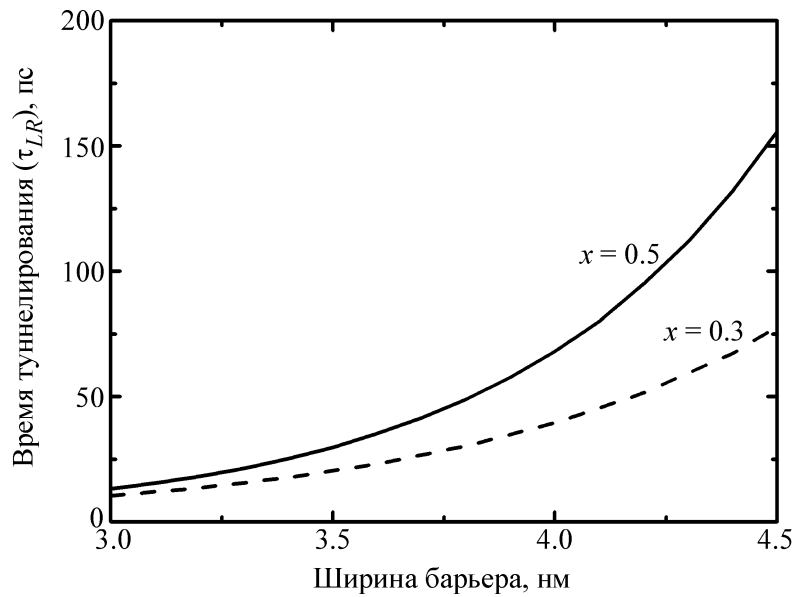


Рис. 3: Зависимость кинетического времени резонансного туннелирования τ_{LR} для квантовых ям $GaAs/Ga_{1-x}In_xAs$ шириной 25 нм от ширины барьера. $T = T_{\text{eff}} = 300$ К. Параметры гауссовой автокорреляции интерфейса – $\lambda = 6$ нм, $\Delta = 0.15$ нм.

Результаты и их обсуждение. На рис. 3 приведено рассчитанное время туннелирования из самой глубокой ямы структуры, приведенной в табл. 1, в зависимости от ширины барьера. Видно, что за счет уменьшения толщины барьера эти времена можно сделать $< \sim 10$ пс, что практически на два порядка меньше времени рекомбинации,

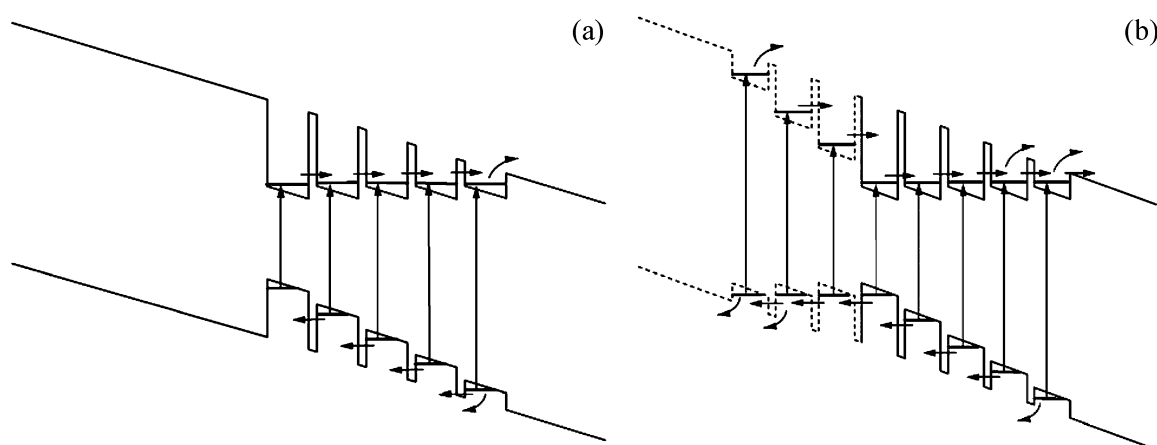


Рис. 4: Схематичное изображение потенциального профиля зоны проводимости и валентной зоны для структур из квантовых ям в электрическом поле p - i - n -перехода: (а) для случая, когда условие туннельного резонанса выполнено только для электронной подсистемы; (б) с добавлением резонансно-туннельного канала для дырок. Соответствующие квантовые ямы выделены пунктиром.

технологически достижимого в таких структурах [15]. Следовательно, при соответствующем выборе параметров структур можно реализовать требуемый режим туннелирования и обеспечить эффективный вынос фотоэлектронов в непрерывный спектр.

Возникает естественный вопрос, как при этом избежать накопления фотодырок, поскольку для них условия резонансного туннелирования в структуре, приведенной на рис. 2, уже не выполняются. Схематично потенциальный профиль для дырок представлен на рис. 4(а). Видно, что фотовозбужденные дырки будут мигрировать в сторону более глубоких ям за счет резонансно-туннельных переходов, поскольку межподзональные расстояния для них (при комнатной температуре) существенно меньше $k_B T$. При этом следует ожидать накопления дырок в самой глубокой из квантовых ям, откуда они смогут уйти только за счет рекомбинации с электронами. Последнее крайне нежелательно, поскольку рекомбинация с электронами существенно ослабит достигаемый эффект.

Проблема может быть решена дополнением предложенной структуры системой квантовых ям, в которой условие резонансного туннелирования выполнено уже для дырок, подобно тому, как показано на рис. 4(б). Тем самым открывается канал резонансно-туннельного транспорта для дырок, что позволяет избежать нежелательного их накопления в самых глубоких ямах. Выбирая соответствующим образом параметры структур, можно и для дырок сделать времена туннелирования достаточно малыми и тем

самым обеспечить достаточно эффективный вынос их в область непрерывного спектра.

Следует отметить также, что, поскольку предлагаемые структуры предполагается использовать при достаточно высоких температурах – комнатных и выше, то точность согласования уровней в них должна быть в пределах $k_B T$, что определяет требования на точность соблюдения их параметров при изготовлении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-00564), гранта НИТУ “МИСиС” № 3400022 и Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы (соглашение № 8247 от 06 августа 2012 г.).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] K. W. J. Barnham et al., *Physica E* **14**, 27 (2002).
- [2] M. A. Green, *Physica E* **14**, 65 (2002).
- [3] M. Mazer, K. W. J. Barnham, et al., *Thin Solid Films* **511-512**, 76 (2006).
- [4] S. M. Ramey and R. Khoie, *IEEE Trans. Electron. Devices* **50**(5), 1179 (2003).
- [5] Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. Д. Румянцев, *ФТП* **38**(8), 937 (2004).
- [6] G. F. Brown and J. Wu, *Laser & Photon. Rev.* **3**(4), 394 (2009).
- [7] S. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (Oxford Univ. Press, New York, 1983).
- [8] G. D. Mahan, *Many-Particle Physics* (Plenum, New York, 1990).
- [9] A. Wacker and A.-P. Jauho, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 369 (1998).
- [10] A. Wacker, in *Theory of Transport Properties of Semiconductor Nanostructures*, ed. by E. Schöll (Chapman and Hall, London, 1998).
- [11] М. П. Теленков, Ю. А. Митягин, *Резонансно-туннельный транспорт в сверхрешетках* (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co, KG, Saarbrücken, Germany, 2011).
- [12] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [13] E. Runge, *Solid State Phys.* **57**, 149 (2002).
- [14] R. Ferreira and G. Bastard, *Phys. Rev.* **40**, 1074 (1989).
- [15] S. Gupta, P.K. Bhattacharya, J. Pamulapati, and G. Mourou, *J. Appl. Phys.* **69**(5), 3219 (1991).

Поступила в редакцию 27 июня 2013 г.