

Фотоэлектрические характеристики структур с непрямоугольными квантовыми ямами

В. Б. Куликов

ГУП НПП "Пульсар", Москва, Россия

И. В. Будкин

АО "Сигм-Плюс", Москва, Россия

При аналитическом описании основных характеристик структур с квантовыми ямами (СКЯ), например вольт-амперных характеристик (ВАХ), обычно используют в качестве модели ямы с прямоугольными и симметричными стенками. Однако отклонения экспериментальных характеристик реальных СКЯ от аналитических зависимостей позволяют сделать предположение, что реальные СКЯ не являются ни прямоугольными, ни даже симметричными. Изучение механизмов влияния непрямоугольности ям на характеристики СКЯ позволило бы определить методы компенсации этого влияния путем введения изменений в процесс роста ям. Дано аналитическое описание ВАХ, полевых зависимостей чувствительности и соотношения сигнал/шум непрямоугольных СКЯ. Результаты аналитического рассмотрения сопоставляются с экспериментальными данными. Рассмотрены возможные пути компенсации влияния непрямоугольности стенок ям на характеристики СКЯ.

Теоретические модели физических процессов в структурах с квантовыми ямами (СКЯ), в частности фотоэлектрических явлений, строятся, как правило, на основе предположения о прямоугольности и симметричности квантовых ям.

Анализ же многочисленных экспериментальных результатов по СКЯ, представленных, например, в [1], дает основания утверждать, что реальные СКЯ, которые по замыслу авторов многих публикаций должны были быть прямоугольными и симметричными, строго говоря, таковыми не являются. Отклонения формы ям от прямоугольной могут в большей или меньшей степени влиять на физические свойства СКЯ в зависимости от величины такого отклонения.

Ниже представлены результаты теоретического анализа основных фотоэлектрических характеристик СКЯ с непрямоугольными квантовыми ямами: вольт-амперных характеристик (ВАХ), зависимостей абсолютной чувствительности и обнаружительной способности от напряжения, температуры перехода в режим ограничения чувствительности флуктуациями фона (BLIP-режим).

Вольт-амперные характеристики

Важнейшей характеристикой фотодетекторов, определяющей, в частности, их шумовые свойства, рабочую температуру, является ВАХ. Наиболее часто ВАХ СКЯ с классическими, т. е. прямоугольными симметричными квантовыми

ямами, описывают с помощью формулы, выведенной для ВАХ барьеров Шоттки [2–4].

$$I = AT^2 \exp[-e\phi(V)/(kT)] \times [1 - \exp(-eV/(kT))], \quad (1)$$

- где $\phi(V)$ — термическая энергия активации электронов, и в нашем случае $\phi(V) = \phi_B(V, x)_{\max} - E_F$;
 $\phi_B(V, x)_{\max}$ — максимальная высота барьера, отсчитанная от дна зоны проводимости ямы;
 V — разность потенциалов, падающая на одном периоде СКЯ;
 T — температура;
 k — постоянная Больцмана;
 e — заряд электрона;
 A — некоторая постоянная.

Однако экспериментальные ВАХ неклассических СКЯ заметно отличаются от рассчитанных с помощью указанной формулы не только количественно, но и качественно [4]. Анализ результатов, представленных, например, в [4], позволяет сделать предположение, что причиной отклонения формы ВАХ реальных СКЯ от зависимости (1) является то, что реальные СКЯ не являются, строго говоря, ни прямоугольными, ни даже симметричными. При оценке справедливости такого предположения следует учитывать, что на конкретный вид ВАХ СКЯ существенное влияние оказывают ее конструктивные параметры — распределения состава материала ям и барьеров, легирующей примеси. Указанные

распределения вследствие особенностей эпитаксиальных процессов роста имеют сложную нелинейную форму, т. е. форма гетерограницы барьер—яма во многих случаях не может быть корректно описана простыми линейными или ступенчатыми зависимостями. Иначе говоря, процесс роста СКЯ может вносить заметные искажения в расчетную конструкцию структуры. Отклонения зонной диаграммы реальной СКЯ от расчетной проявляются как в структурах, выращенных наиболее распространенным методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), так и, в большей степени, в структурах, выращенных эпитаксией из металлоорганических соединений (МОС — гидридная эпитаксия).

Рассмотрим гипотетическую модель реальной СКЯ. На рис. 1, а представлена квантовая яма в

отсутствие внешнего электрического поля, образованная двумя полупроводниковыми гетеропереходами в зоне проводимости, например в системе GaAs/AlGaAs. Будем считать, что в яме содержатся два дискретных уровня, верхний из которых близок (с точностью до kT , где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура) или совпадает с дном зоны проводимости барьера. Максимальный разрыв зон на гетерогранице составляет величину ϕ^0_B . Полагаем также, что яма равномерно по толщине легирована донорной примесью (Si в GaAs), и уровень Ферми E_F находится несколько выше основного уровня с энергией E_1 , что характерно для большинства СКЯ, используемых для создания фотодетекторов.

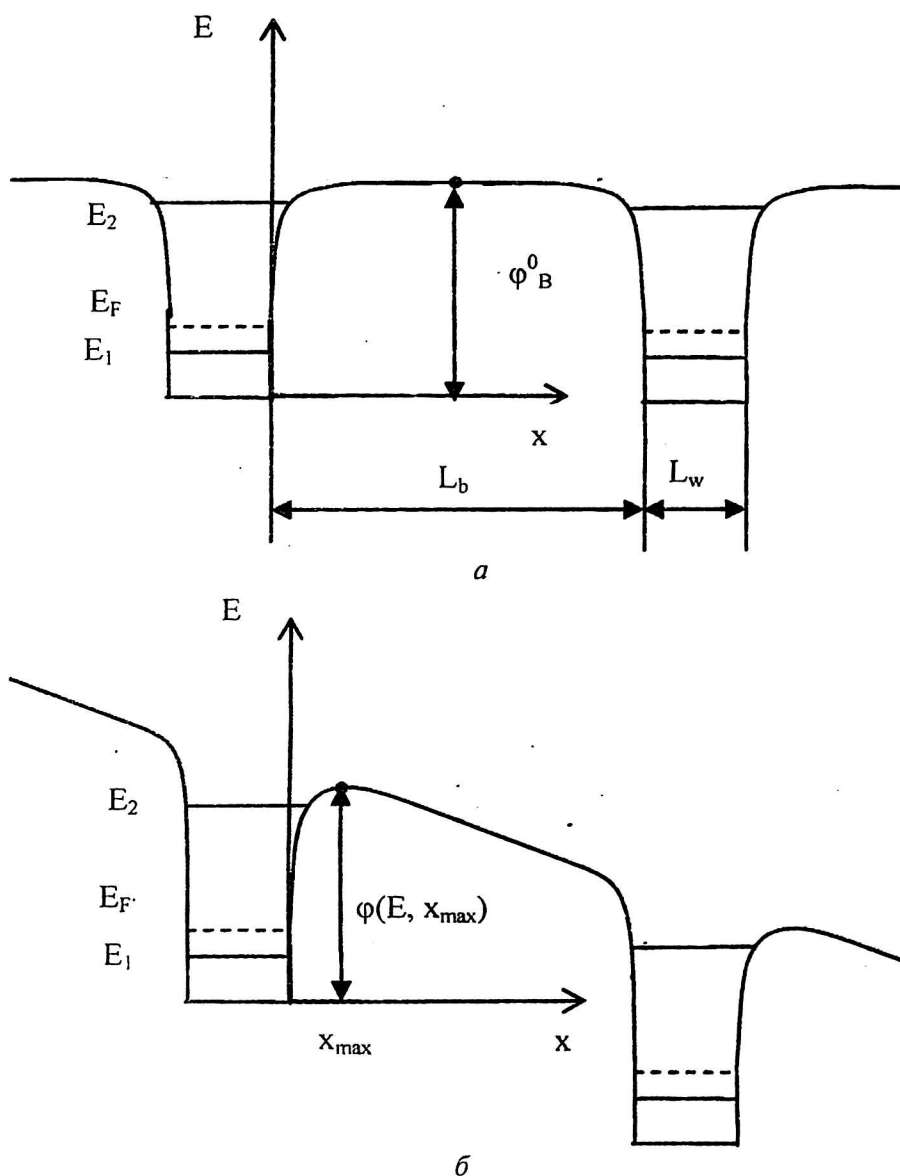


Рис 1. Зонная диаграмма МКЯ:
а — без напряжения; б — при подаче напряжения

При приложении к СКЯ внешнего напряжения энергетическая диаграмма квантовой ямы деформируется (рис. 1, б). Вследствие эффекта Шоттки величина $\varphi_B(V, x)_{\max}$, см. (1), уменьшается и располагается на расстоянии x_{\max} от гетерограницы. Зависимость $\varphi(V, x)$ можно представить как

$$\varphi(V, x) = \varphi_B(x) - E_F - xE = \varphi(E, x),$$

где E — электрическое поле в барьере;
 $\varphi_B(x)$ — координатная зависимость высоты барьера в отсутствие поля.

Формула (1) была выведена для одиночного перехода металл—полупроводник и применялась без специальных оговорок как для одиночных квантовых ям, так и для структур, содержащих квантовые ямы, число которых существенно больше одной. В последнем случае необходимо учитывать процессы захвата носителей в каждой из ям. Рассмотрим фрагмент СКЯ, на котором изображена одна квантовая яма при наличии протекающего в структуре потока электронов I_0 (рис. 2). При протекании над ямой поток испытывает потери, обусловленные рекомбинацией электронов в яму и квантово-механическим отражением на границах яма—барьер. Обозначим долю этих потерь γI_0 . В то же время к потоку на выходе из области ямы добавляется компонента, обусловленная термогенерацией электронов из ямы I_g . После прохождения ямы поток должен иметь ту же величину, что и до попадания в область рекомбинации. В силу непрерывности потока получим $I_0 = I_0(1 - \gamma) + I_g$, откуда $I_0 = I_g/\gamma$. Формула (1) по существу является выражением для I_g . Таким образом, формула для ВАХ СКЯ будет отличаться от (1) множителем γ^{-1} . Величина γ может быть оценена следующим образом. Согласно [4] вероятность прохождения электрона над областью захвата в яме $P_w = (1 - R)\exp(-\tau_d/\tau_l)$, где R — коэффициент квантово-механического отражения электрона на границах яма—барьер; $1 - \exp(-\tau_d/\tau_l)$ — вероятность захвата носителя в яму. Тогда $\gamma = 1 - P_w = 1 - (1 - R)\exp(-\tau_d/\tau_l)$, τ_d — время нахождения электрона над областью, где он может рекомбинировать в яму, τ_l — время жизни электрона в этой области. Коэффициент отражения R быстро уменьшается с ростом внешнего поля и стремится к 0. Далее ограничимся рассмотрением случая, когда $R \ll 1$, кроме того, будем полагать, что $\tau_d/\tau_l < 1$. Тогда $\gamma \approx \tau_d/\tau_l$. Чтобы оценить протяженность области рекомбинации, а также зависимость $\varphi(E, x)$, представим зонную диаграмму барьера в некотором обобщенном аналитическом виде

$$\varphi_B(x) = \varphi_B^0 [1 - \exp(-\alpha x)] \times \{1 - \exp[\alpha(x - L_b)]\}, \quad (2)$$

где α — некоторый параметр, характеризующий резкость гетерограницы;
 L_b — толщина барьера (см. рис. 1, а).

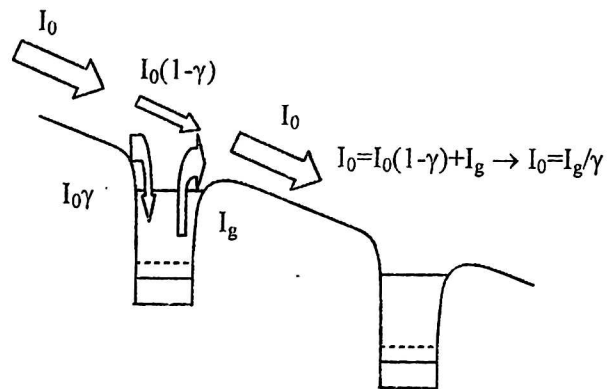


Рис. 2. Генерационно-рекомбинационные токи МКЯ

В дальнейшем будем считать $\alpha \ll L_b$, т. е. протяженность областей резкого изменения высоты барьеров существенно меньше толщины последнего. При этом условии правая часть (2) будет лишь на несколько процентов отличаться от φ_B^0 на большей части интервала $(0, L_b)$.

Используя (2), можно оценить зависимость величины максимума барьера от внешнего поля

$$\varphi(E, x_{\max}) = \varphi_B^0 - E_F - (E/\alpha)[1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E)]. \quad (3)$$

Это выражение должно стоять в (1) вместо $\varphi(V)$.

Вернемся теперь к вероятности захвата γ . Умножив числитель и знаменатель равенства $\gamma = \tau_d/\tau_l$ на дрейфовую скорость v_d , получим $\gamma = l_{tr}/(\tau_l v_d)$. В числителе стоит величина l_{tr} , равная протяженности области захвата носителей, которая может быть выражена через геометрические параметры ямы

$$l_{tr} = \alpha^{-1} + L_w + x_{\max} = \alpha^{-1} + L_w + \alpha^{-1} \ln(\varphi_B^0 \alpha/E).$$

Подставляя полученное соотношение, а также (3) в (1), получим

$$I = AT^2 \exp\{-e(\varphi_B^0 - E_F)/kT\} \times \exp\{[eE/(\alpha kT)] \times [1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E)]\} \times [1 - \exp(-eEL_b/kT)] \tau_l \mu E [L_w + \alpha^{-1}(1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E))]^{-1} (1 + (\mu E/v_s)^2)^{-1/2}. \quad (4)$$

В (4) подставлено также выражение для полевой зависимости дрейфовой скорости $v_d = \mu E(1 + (\mu E/v_s)^2)^{-1/2}$, где v_s — скорость насыщения, μ — подвижность.

Заметим, что полученное выражение справедливо лишь в диапазоне напряжений, при которых туннельные токи пренебрежимо малы по сравнению с токами термоэлектронной эмиссии.

Для дальнейшего анализа выражения (4) ограничимся рассмотрением наиболее быстро меняющихся с полем сомножителей. Тогда можно записать

$$I \sim \exp\left\{\frac{eE}{\alpha kT}\right\} \times [1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E)] \tau_l \mu E (1 + (\mu E/v_s)^2)^{-1/2} \quad (5)$$

На рис. 3 представлены зависимости, рассчитанные по формуле (5), для различных значений параметра α . В расчетах использованы следующие значения входящих в (5) параметров: $\varphi_B^0 = 0,23$ эВ; $T = 65$ К; $\mu = 10^3$ см²·с⁻¹·В⁻¹; $v_s = 5 \cdot 10^6$ см·с⁻¹; $\tau_l = 10^{-12}$ с. При значениях $\alpha^{-1} > 5 \cdot 10^{-7}$ см, т. е. больше толщины ямы, ВАХ начинает заметно отличаться от зависимости для СКЯ с прямоугольными ямами: токи при одних и тех же напряжениях тем больше, чем более пологой является граница яма—барьер. При умеренных полях ($\sim 10^4$ В/см) токи при $\alpha^{-1} = 2 \cdot 10^{-8}$ см и $\alpha^{-1} = 2 \cdot 10^{-7}$ см отличаются на порядок.

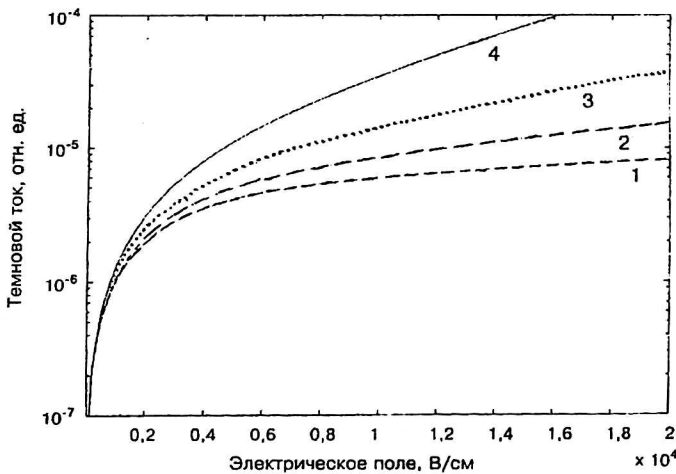


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика при различных α :

1 — $\alpha^{-1} = 2 \text{ \AA}$; 2 — $\alpha^{-1} = 5 \text{ \AA}$; 3 — $\alpha^{-1} = 10 \text{ \AA}$; 4 — $\alpha^{-1} = 20 \text{ \AA}$

Анализируя зависимость (5), можно отметить, что СКЯ, в которых ямы асимметричны, т. е. стенки имеют различную крутизну, будут иметь и асимметричные ВАХ. При этом токи будут больше при полярности напряжения, обеспечивающей направление движения электронов в сторону более пологой стенки. Расчетные ВАХ качественно согласуются с экспериментальными зависимостями, полученными в работах [1, 3, 4], в которых рассматриваются характеристики СКЯ с несимметричными и непрямоугольными квантовыми ямами.

С помощью (4) можно оценить величину параметра α . При больших полях, когда $[eEL_b/(kT)] \gg 1$ и дрейфовая скорость достигает насыщения, формула (4) может быть упрощена:

$$I = AT^2 \exp\{-e(\varphi_B^0 - E_F)/(kT)\} \exp\left\{\frac{eE}{\alpha kT}\right\} \times [1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E)] \tau_l v_s \times [L_w + \alpha^{-1}(1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E))]^{-1}$$

Выбрав на экспериментальной ВАХ точки, соответствующие двум значениям E , можно вычислить α по формуле

$$\alpha = e(E_1 - E_2) \{kT \ln(I_1/I_2)\}^{-1},$$

где I_1 и I_2 — значения токов, соответствующие E_1 и E_2 .

Данная формула была получена при условии, что $(E_1 - E_2) \ll E_1, E_2$, а также $(E_1 - E_2) \ll \ll \alpha kT/e$.

Шум

Согласно многочисленным экспериментальным данным доминирующим шумом в СКЯ является генерационно-рекомбинационный, который описывается формулой $I_n = (4eI_d g \Delta f)^{1/2}$, где I_n — шумовой ток, I_d — темновой ток, g — коэффициент фотоэлектрического усиления, Δf — частотная полоса, в которой регистрируется шум.

Согласно [5] коэффициент g может быть выражен через γ : $g = (N\gamma)^{-1}$, где N — число ям в СКЯ. С другой стороны, в случае, когда темновой ток определяется термогенерацией, I_d может быть описан с помощью (4). Тогда можно записать

$$I_n \sim (\exp\left\{\frac{eE}{\alpha kT}\right\} \times [1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E)] / T)^{1/2} \gamma^{-1}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что величина шума будет тем больше, чем меньше α , т. е. чем более пологими являются стенки ям. На рис. 4 представлена зависимость I_n от α , рассчитанная с помощью (6). При расчете использованы следующие значения входящих в (6) параметров: $\varphi_B^0 = 0,23$ эВ; $T = 65$ К; $E = 10^4$ В/см; $N = 50$.

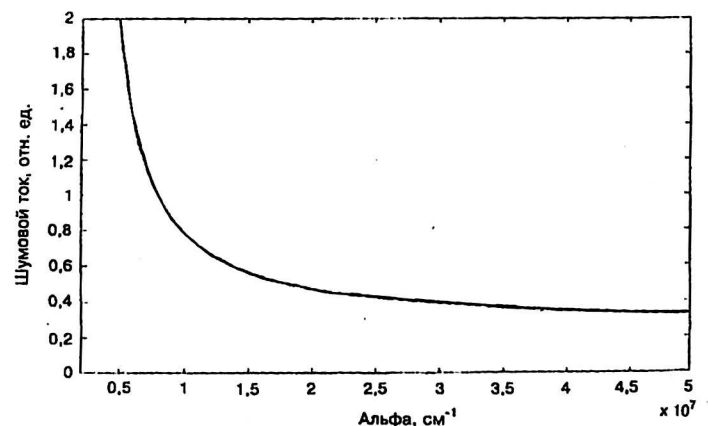


Рис. 4. Зависимость шумового тока от α

Абсолютная чувствительность и соотношение сигнал/шум

Выражение для фототока в СКЯ при относительно больших полях аналогично выражению для тока в примесных фотопроводниках

$$I_{ph} = e\eta Qg = e\eta Q(N\gamma)^{-1}, \quad (7)$$

где η — квантовая эффективность;

Q — поток фотонов.

Обращаясь к выведенному выше выражению для γ , замечаем, что $\gamma \sim \alpha^{-1}$, т. е. чем более пологие стенки у ям, тем ниже чувствительность СКЯ.

Теперь, используя (6) и (7), рассмотрим соотношение сигнал/шум в случае, когда темновой ток определяется термогенерацией

$$S/N \sim e\eta QN^{-1/2} \exp\{-[eE/(\alpha kT)] \times [1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E)]/2\}. \quad (8)$$

Выражение (8) не зависит явно от γ и, следовательно, от коэффициента фотоэлектрического усиления, однако экспоненциальный множитель, содержащий α , оказывает существенное влияние на соотношение S/N и на обнаружительную способность. Она будет тем выше, чем больше α , т. е. чем ближе форма ям к прямоугольной. На рис. 5 представлена зависимость S/N от α , построенная с помощью (8) при тех же параметрах, что и на рис. 4.

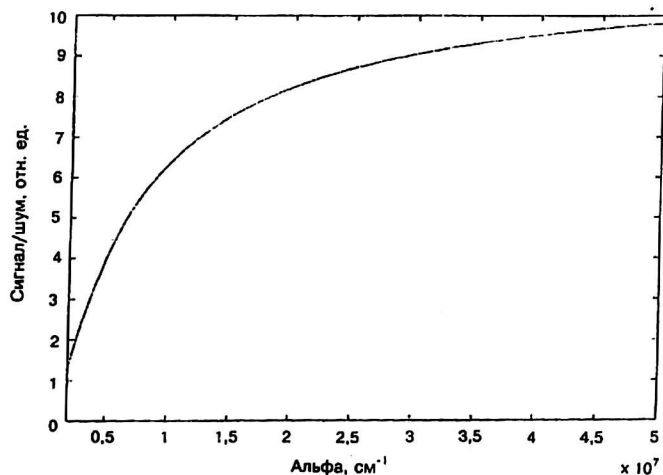


Рис 5. Зависимость отношения сигнал/шум от α

Температура выхода в режим ограничения пороговой чувствительности флуктуациями фона

Соотношение сигнал/шум и обнаружительная способность для СКЯ в режиме ограничения фоном (VLIP-режим) будут такими же, как и

для обычного фоторезистора, однако температура выхода в VLIP-режим у СКЯ с непрямоугольными ямами будет ниже. Представим ВАХ СКЯ в виде

$$I_d \cong I_0 \exp\{-e(\varphi_B^0 - E_F)/(kT)\} \exp\{[eE/(\alpha kT)] \times [1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E)]\},$$

где $I_0 = AT^2$.

Тогда условие выхода в VLIP-режим будет

$$T_{VLIP} < e[\varphi_B^0 - E_F - E\alpha^{-1}(1 + \ln(\varphi_B^0 \alpha/E))] / k^{-1} \ln^{-1}[I_0/(e\eta QN^{-1})]. \quad (9)$$

При больших α , т. е. когда форма ям в СКЯ максимально близка к прямоугольной, (9) переходит в известное выражение для примесного фотопроводника. В противном случае T_{VLIP} тем меньше, чем меньше α , т. е. чем более пологие стенки у ям. На рис. 6 представлена зависимость T_{VLIP} от α , построенная при $Q = 10^{16} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$; $I_0 = 3 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$; $\eta = 0,05$; $\varphi_B^0 - E_F = 0,11 \text{ эВ}$; значения остальных параметров те же, что и использованные ранее.

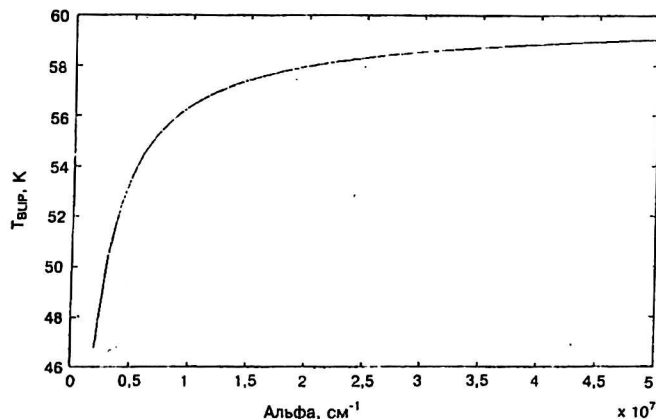


Рис. 6. Зависимость T_{VLIP} от α

Заключение

Представлена физическая модель СКЯ с непрямоугольными ямами, на основе которой проведено аналитическое рассмотрение ее ВАХ, абсолютной фоточувствительности, соотношения сигнал/шум и температуры выхода в VLIP-режим. Показано, что СКЯ, у которых ямы имеют более пологие стенки, при прочих равных условиях имеют более высокие темновые токи, более низкие абсолютную чувствительность, соотношение сигнал/шум и температуру выхода в VLIP-режим при одном и том же напряжении. Результаты анализа качественно согласуются с экспериментальными результатами.

Литература

1. Levine B. F.// J. Appl. Phys., 1993. № 74. R1.
2. Зу С. Физика полупроводниковых приборов. Ч. 1. — М.: Мир, 1984. С. 270.
3. Pelve E., Beltram F., Bethea C. G., Levine B. F., Shen V. O., Hsieh S. J., Abbot R. R.// J. Appl. Phys., 1989. № 66. P. 5656.
4. Brandel A., Fraenkel A., Finkman E., Bahir G., Livescu G., Asom M. T.// Semicond. Sci. Technol., 1993. № 8. S. 412.
5. Beck W. A.// Appl. Phys. Lett., 1993. № 63 (26). P. 3589.

The photoelectric performances of nonrectangular quantum well structures

V. B. Kulikov

Pulsar Scientific & Production Enterprise, Moscow, Russia

I. V. Budkin

Sigm-Plus, Inc., Moscow, Russia

Models of a well with rectangular and symmetric walls are usually utilized at analytical exposition of basic performances of quantum well structures (QWS), for example, volt-amps diagrams (VAD). However diversions of the experimental performances of actual QWS from analytical dependences allow to make the guess that actual QWS are nonrectangular and even asymmetric. The study of mechanisms of influence of well's unsquareness on the QWS performances would allow to spot methods of neutralization of this influence by introduction of changes in the process of increase. Analytical exposition of the VAD, field dependences of responsivity and the signal to noise ratio of nonrectangular QWS are given in this work. The results of analytical viewing are compared to experimental data. The possible ways of neutralization of influence of well walls unsquareness on the QWS performances have been surveyed.