

©1994 г.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНОГО РАССЕЯНИЯ НА КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРЕХЪЯМНОЙ НАНОСТРУКТУРЕ

В. Ф. Елесин, Ю. В. Копаев*, Л. А. Оляхов, А. И. Подливаев

Московский инженерно-физический институт,
115409, Москва, Россия

* Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
117924, Москва, Россия

(Получена 12 января 1994 г. Принята к печати 13 февраля 1994 г.)

Теоретически исследовано влияние примесей на стационарное распределение заряда и на вольт-амперные характеристики трехъямной наноструктуры. Показано, что примеси могут оказывать существенное влияние на распределение и ток электронов, приводя к перераспределению плотности электрического заряда между квантовыми ямами, к уменьшению амплитуды пиков на вольт-амперные характеристики и к изменению отношения пик/долина.

Введение

Возможность использования эффекта резонансного туннелирования [1] в различных электронных устройствах (например, в детекторах [2] и генераторах [3] микроволнового излучения) стимулировала экспериментальные и теоретические исследования полупроводниковых гетероструктур [4-6]. Большинство работ в этом направлении посвящено изучению сверхрешеток или наноструктур типа GaAlAs/GaAs/GaAlAs с одной квантовой ямой, ограниченной двумя барьерами [7]. Некоторое внимание было уделено и двухъямным наноструктурам [8,9].

Квантовая интерференция электронов, определяющая свойства наноструктур, весьма чувствительна к дефектам и примесям. Известные эксперименты [10,11], показывающие, что примесное рассеяние влияет на вольт-амперные характеристики наноструктур, приводя к уменьшению отношения пик/долина на кривой $J(V)$. Поэтому возникает необходимость корректного учета рассеяния носителей на примесях. Обычные методы (например, кинетическое уравнение) оказываются недостаточными из-за низкой концентрации примесей (длина свободного пробега носителей соизмерима с характерными размерами наноструктуры), необходимости рассмотрения рассеяния в барьерах и

т.д. Поэтому в настоящей работе используется подход, основанный на численном решении уравнения Шредингера для электрона в наноструктуре с одним или несколькими примесными слоями и последующем статистическом усреднении по положению примесей. Это дает возможность описать системы, для которых положения примесей известны точно, или системы с хаотическим распределением примесей.

Близкие подходы применялись в работах [12-16]. Однако в [12] предполагалось слабое рассеяние и использовалась теория возмущений, в [14] потенциал примеси моделировался δ -функцией, в [15,16] для описания примесей была использована модель андерсоновского беспорядка. При этом авторы этих работ ограничивались рассмотрением одноямных структур.

В настоящей работе исследовано влияние примесей на стационарное распределение заряда (в том числе под действием статического электрического поля) и на вольт-амперные характеристики трехъямной структуры. Выбор трехъямной структуры обусловлен тем, что интерференционные эффекты в трехъямном потенциале приводят к резкому изменению волновой функции при небольших вариациях потенциала и к передислокации электрона из одной квантовой ямы в другую за счет сравнительно небольшого электрического поля.

В настоящей работе рассмотрение основано на использовании двух подходов — узельной модели и континуального приближения эффективной массы. При использовании каждого из этих подходов нами рассматривалась задача в одномерной постановке, хотя при расчете вольт-амперных характеристик учитывался трехмерный характер движения электронов в реальной системе. В отличие от работ [15,16], в данной работе рассмотрена ситуация, когда в цепочке, моделирующей трехъямную структуру, находится один или два «дефектных» узла. Такая постановка задачи позволяет исследовать как случай наличия в цепочке единственной примеси, так и случай любого заданного распределения примесей по длине цепочки (путем усреднения с соответствующим весом по положению примеси).

1. Узельная модель

Для исследования движения электрона в перпендикулярном слоям направлении мы используем одномерную узельную модель (см., например, [17,18]). Хотя между узельной моделью и приближением эффективной массы существует однозначное соответствие, для численного исследования ряда эффектов (рассеяние на точечных примесях, кулоновские корреляции и т. д.) узельная модель оказывается более удобной, так как задача при этом сводится к численной диагонализации гамильтоновой матрицы. Гамильтониан в узельной модели имеет вид (спиновый индекс опущен)

$$H = \sum_i \varepsilon_i a_i^+ a_i - t \sum_i (a_{i+1}^+ a_i + a_{i-1}^+ a_i), \quad (1)$$

где a_i^+ (a_i) — операторы рождения (уничтожения) электрона в состояниях Ванье $\varphi_i(x) = \varphi(x - x_i)$, центрированных на узлах i , которые

имеют координаты x_i и образуют конечную одномерную решетку (цепочку). Применительно к реальной трехмерной квантовой структуре каждый узел соответствует одному атомному слою, параллельному поверхности структуры. Величина ε_i в (1) — энергия электрона на узле i . Потенциальный рельеф вдоль цепочки определяется заданием значений ε_i на каждом узле $i = 1, \dots, N$, где N — число узлов в цепочке. Параметр t — матричный элемент перескока электронов между ближайшими узлами цепочки.

Приводимые далее результаты получены для трехъямной наноструктуры, имеющей следующие параметры: число узлов в квантовых ямах — 15, 15 и 22, в центральных барьерах — 18 и 10 (в дальнейшем будем называть ее A -структурой). Параметры A -структуры были специально подобраны таким образом, чтобы энергии 2-го и 3-го энергетических уровней были близки друг к другу. Это делает A -структуру очень чувствительной к воздействию внешнего электрического поля. Края наноструктуры моделировались барьерами их 50 узлов каждый. При такой толщине краевых барьеров локализованное состояние электрона в структуре нечувствительно к граничным условиям. Для узлов, расположенных в ямах, мы полагали $\varepsilon_i = \varepsilon_0 = 2t$, а для узлов, расположенных в барьерах, $\varepsilon_i = \varepsilon_0 + V_0$, где V_0 — высота барьера. Мы полагали $V_0 = 0.1$ эВ, что в структуре $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ соответствует величине $x = 0.1$. Выбор начала отсчета энергии $\varepsilon_0 = 2t$ удобен тем, что энергия электрона при малых значениях волнового вектора k имеет вид $E(k) = tk^2 a^2 = \hbar^2 k^2 / 2m^*$, где $m^* = \hbar^2 / 2ta^2$ — эффективная масса электрона в структуре, a — расстояние между узлами цепочки. Мы полагали $V_0 = 0.03t$, $a = 0.4$ нм. Значения a и t выбраны так, чтобы $m^* = 0.07m_0$, где m_0 — масса свободного электрона. Дно потенциального рельефа соответствует дну зоны проводимости.

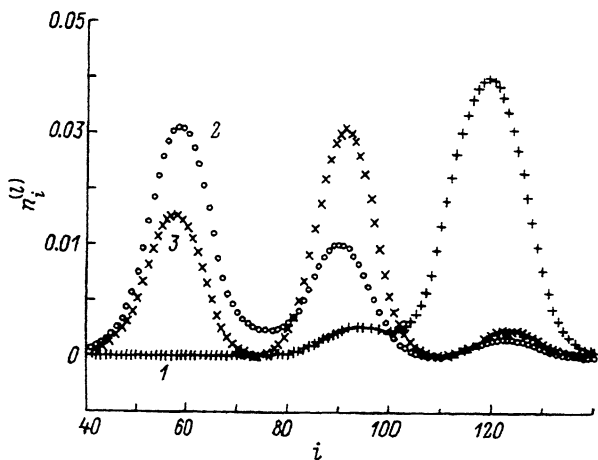
Нами было исследовано несколько трехъямных структур с различной шириной и высотой барьеров и ям. Оказалось, что примесные эффекты в них качественно совпадают, однако наиболее ярко проявляются в A -структуре.

Отметим, что изложенный способ моделирования потенциально рельефа наноструктуры отличается от использованного в работах [15–17], авторы которых полагали $\varepsilon_i = \text{const}$, а величину t в областях ям и барьеров считали различной.

Для определения собственных значений и собственных функций стационарных состояний гамильтониана (1) нами использован стандартный алгоритм численной диагонализации трехдиагональной гамильтоновой матрицы H_{ik} , имеющей размеры 180×180 ($180 = 50 + 15 + 18 + 15 + 10 + 22 + 50$ — полное число узлов в цепочке). Для собственного состояния с номером l вероятность нахождения электрона на узле i равна $|C_i^{(l)}|^2$, где $C_i^{(l)}$ — коэффициент в разложении волновой функции l -го стационарного состояния $\Psi^{(l)}$ по функциям Ванье: $\Psi^{(l)} = \sum_{i=1}^N C_i^{(l)} \varphi_i(x)$, $l = 1, \dots, N$ (для A -структуры $N = 180$). Вероятность $|C_i^{(l)}|^2$ есть среднее значение оператора числа частиц $n_i^{(l)} = \langle a_i^\dagger a_i \rangle_l$, где символ $\langle \dots \rangle_l$ означает усреднение по l -му собственному состоянию гамильтониана (1). На рис. 1 приведены результаты расчета $n_i^{(l)}$ в

Рис. 1. Числа заполнения $n_i^{(l)}$ для основного $l=1$ (1) и первых двух возбужденных $l=2$ (2) и 3 (3) состояний в А-структуре.

$$E^{(1)} = 0.027 \text{ эВ}, E^{(2)} = 0.041 \text{ эВ}, E^{(3)} = 0.046 \text{ эВ}.$$



трех нижних стационарных состояниях (основном и двух возбужденных) $l=1, 2, 3$ для А-структуры. Из рис. 1 видно, что пространственное распределение электронной плотности в трехъямной структуре различно для разных уровней: если в основном состоянии ($l=1$) максимум n_i находится в крайней правой яме, то в первом возбужденном состоянии ($l=2$) максимум n_i смещается в крайнюю левую яму, а во втором возбужденном состоянии ($l=3$) — в центральную яму.

2. Влияние примесного рассеяния в узельной модели

Использование узельной модели позволяет естественным образом учесть влияние точечных примесей и дефектов на характеристики квантовых структур путем добавки «примесного» потенциала V_i к энергии ϵ_i электрона на узле в гамильтониане (1). Это дает возможность исследовать как случай, когда примесь находится в области ямы, так и случай, когда примесь находится в области барьера. Одной примеси в данной одномерной модели соответствует δ -слой примесных атомов в реальных слоистых структурах. Добавку к потенциалу примесного узла мы полагали равной $V_d = 0.1$ эВ. Выбор такой величины V_d достаточно условен и связан с тем, что при $V_d = 0.1$ эВ δ -слой оказывает заметное влияние на характеристики А-структуры. При сопоставлении теоретических расчетов с конкретным экспериментом следует иметь в виду следующее. Если, например, δ -слой полностью состоит из элементов с потенциалом $U = 1$ эВ, то $V_d = U = 1$ эВ. Если же δ -слой образован частичным замещением атомов матрицы на элементы с потенциалом $U = 1$ эВ (например, с концентрацией 10%), то $V_d = 0.1$, $U = 0.1$ эВ.

На рис. 2 приведены результаты расчета чисел заполнения $n_i^{(l)}$ при $l=1, 2, 3$ для случая, когда примесь находится в узле $i=60$, т.е. в левой яме. Из сравнения рис. 2 и 1 видно, что примесь практически не влияет на распределение электронов в основном состоянии. Это связано с тем, что максимум $n_i^{(1)}$ находится в правой яме, т.е. далеко от примеси. Значения $n_i^{(2)}$ и $n_i^{(3)}$, напротив, изменяются очень существенно: максимумы $n_i^{(2)}$ и $n_i^{(3)}$ меняются местами. Таким образом, наличие

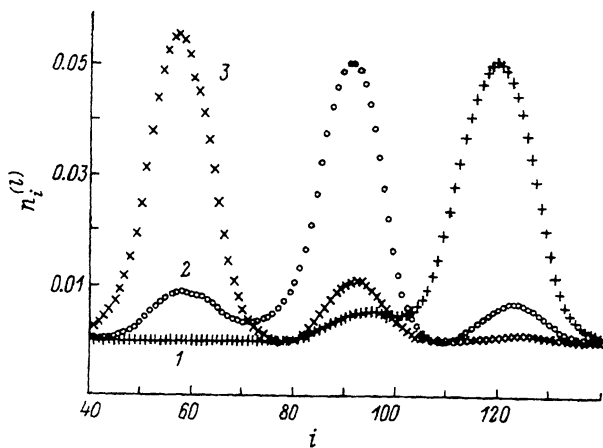


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при наличии примеси в узле $i = 60$.

одного примесного узла (в трехмерной картине — одного примесного δ -слоя) приводит к кардинальной перестройке распределения заряда в двух нижних возбужденных состояниях. Отметим, что возможность появления таких эффектов нужно обязательно учитывать, например, при расчете $n_i^{(l)}$ по оптическим спектрам наноструктур с изоэлектронными примесными слоями [19]. В работе [19] исследованы одноямные наноструктуры, в которых примесные слои расположены параллельно поверхности. Подчеркнем, что эта экспериментальная ситуация в точности соответствует нашей одномерной модели.

Мы также рассчитали $n_i^{(l)}$ для случая, когда примесь находится в узле $i = 70$, т.е. в барьере, разделяющем левую и центральную ямы. Оказалось, что значения $n_i^{(1)}$ в основном состоянии по-прежнему остаются практически неизменными, а различие между максимальными значениями $n_i^{(2)}$ и $n_i^{(3)}$ в левой и центральной ямах существенно уменьшается, т.е. примесь приводит к более равномерному распределению электронной плотности между левой и центральной ямами в двух нижних возбужденных состояниях.

Таким образом, при наличии примеси характер распределения электрического заряда между различными квантовыми ямами в наноструктуре существенно зависит от координаты примесного узла. Чтобы учесть вероятностный характер расположения примесей в наноструктуре, необходимо выполнить соответствующее усреднение. На рис. 3 приведены значения $n_i^{(2)}$, рассчитанные путем усреднения по положению примеси в трехъямной структуре (в предположении, что примесь с равной вероятностью может занимать любой из узлов в ямах или разделяющих их барьерах). Эти значения $n_i^{(2)}$ мало отличаются от $n_i^{(2)}$ в структуре без примесей, что связано с компенсацией изменений распределения электронов при нахождении примеси в различных узлах. На этом же рисунке показаны «нижние» и «верхние» значения $n_i^{(2)}$, определенные соответственно путем вычитания и добавления среднеквадратичных отклонений (рассчитанных по стандартной формуле статистики) к средним значениям $n_i^{(2)}$. Видно, что наличие

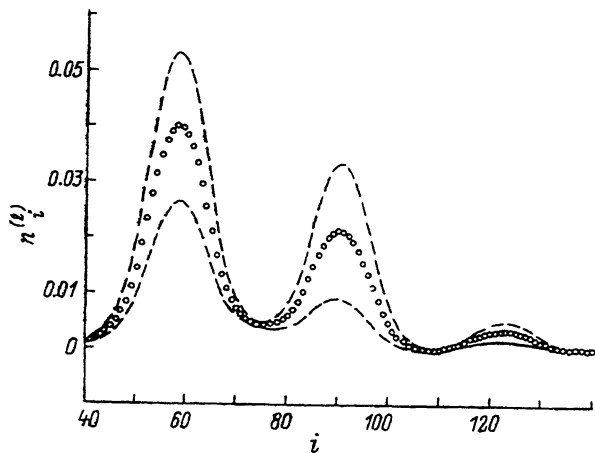


Рис. 3. Числа заполнения $n_i^{(2)}$ в первом возбужденном состоянии с учетом усреднения по положению примеси в А-структуре.

Точками показаны средние значения, линиями — максимальные и минимальные значения.

в наноструктуре примесей приводит к сильному размытию функции распределения электронной плотности. При этом, однако, сохраняется преимущественная локализация электрона в одной из квантовых ям. Аналогичные результаты получены при усреднении $n_i^{(3)}$ во втором возбужденном состоянии. Что касается основного состояния, то для него среднеквадратичные отклонения существенно меньше, чем для возбужденных состояний. Отметим, что одной примеси в цепочке длины L соответствует линейная концентрация δ -слоев $n \sim 1/L$ в реальной трехмерной наноструктуре (для А-структуры $L = 32$ нм, $n \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$). В случае хаотически распределенных по наноструктуре точечных примесей с концентрацией n_{im} трудно получить точное соотношение между n_{im} и параметрами нашей модели, поскольку при этом требуется решать трехмерную задачу.

3. Учет примесей в приближении эффективной массы (метод огибающей)

Для решения задачи о влиянии примесей на характеристики наноструктур часто используют приближение эффективной массы. При выборе $t = \hbar^2/2m^*a^2$ (см. раздел 1) следует ожидать совпадения результатов, полученных методом сильной связи и в приближении эффективной массы.

Потенциал одной примеси $\Delta V(x)$ имеет вид прямоугольного барьера (или ямы) шириной $a = 0.4$ нм и высотой (или глубиной) $|V_a| = 0.1$ эВ. Полный потенциал структуры представляет собой сумму невозмущенного потенциала $V(x)$, совпадающего с потенциальным рельефом узельной модели, и примесного потенциала $\Delta V(x)$.

Аналогом чисел заполнения узлов $n_i^{(l)}$ в приближении эффективной массы является квадрат модуля волновой функции $n^{(l)}(x) = |\Psi^{(l)}(x)|^2$. Волновые функции $\Psi^{(l)}(x)$ основного ($l = 1$) и двух возбужденных ($l = 2$ и 3) состояний были рассчитаны путем численного решения одномер-

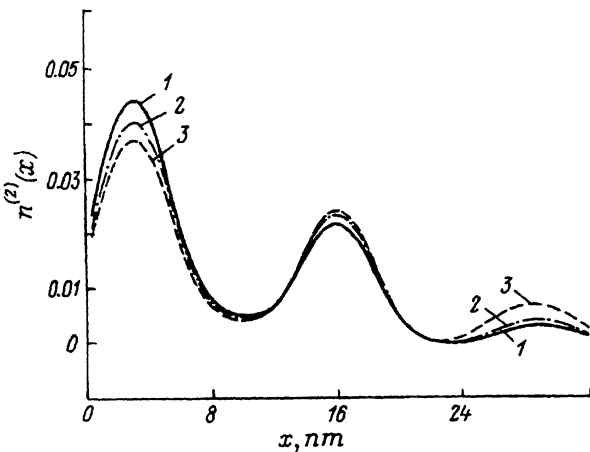


Рис. 4. Числа заполнения $n^{(2)}$ в первом возбужденном состоянии с учетом усреднения по положению примеси: 1 — А-структура без примесей; 2 — примесь типа ямы, $V_d = -0.1$ эВ; 3 — примесь типа ямы, $V_d = -0.2$ эВ.

ного уравнения Шредингера

$$\left[-(\hbar^2/2m^*) d^2/dx^2 + V(x) + \Delta V(x) \right] \Psi^{(l)}(x) = E^{(l)} \Psi^{(l)}(x). \quad (2)$$

При решении задачи о локализованных состояниях электрона в структуре мы считали, что областью определения соответствующих волновых функций является вся ось x (краевые барьеры бесконечны).

Были исследованы структуры с одной и двумя примесями типа «барьера» ($V_d > 0$) и типа «ямы» ($V_d < 0$). В реальных структурах на основе GaAs примеси типа барьера соответствует δ -слой Al, а примеси типа ямы — δ -слой Si. Изучалось влияние примесей, расположенных в заданных узлах структуры, а также хаотически распределенных по всей структуре (процедура усреднения аналогична описанной выше).

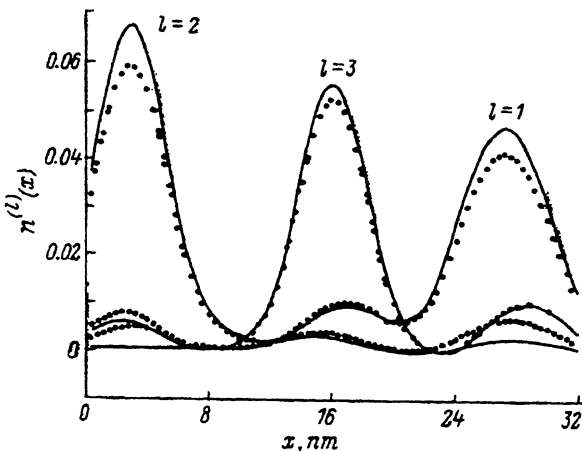
Для примеси типа барьера результаты расчета $n^{(l)}(x)$ совпали с результатами, полученными при использовании узельной модели. В А-структуре примеси типа ямы, как и примеси типа барьера, практически не влияют на функцию распределения $n^{(1)}(x)$ в основном состоянии, тогда как на $n^{(2)}(x)$ примеси типа ямы влияют несколько сильнее, чем примеси типа барьера. Исследование А-структуры, содержащей одновременно одну примесь типа барьера и одну типа ямы, показало, что эти 2 типа примесей при усреднении практически полностью компенсируют друг друга, в результате чего функции $n^{(l)}(x)$ при $l = 1, 2, 3$ практически не меняются.

Увеличение примесного потенциала V_d приводит к уменьшению максимумов функций распределения $n^{(l)}(x)$. Это видно из рис. 4, на котором приведены средние значения $n^{(2)}(x)$ в А-структуре с хаотически распределенными примесями типа ямы для случаев $V_d = -0.1$ и -0.2 эВ.

4. Влияние статического электрического поля на распределение электронной плотности в трехъямной структуре с примесями

Влияние статического электрического поля на распределение электронной плотности мы исследовали в приближении эффективной массы. При этом была рассмотрена А-структура как без примесей, так

Рис. 5. Плотность распределения электронов $n^{(l)}(x)$ для основного ($l=1$) и первых двух возбужденных ($l=2$ и 3) состояний в А-структуре при наличии статического электрического поля. Разность потенциалов на краях наноструктуры $\Phi(0) - \Phi(D) = 13$ мВ. Сплошные линии — структура без примесей, точечные — структура с одной примесью типа ямы (средние значения).



и с одной примесью типа ямы (по положению которой проводилось усреднение). На рис. 5 и 6 приведены расчетные значения $n^{(l)}(x)$ для случаев, когда разность потенциалов Φ на границах наноструктуры составляет $\Delta\Phi = \Phi(0) - \Phi(D) = 13$ и 26 мВ соответственно (А-структура расположена в области $0 \leq x \leq D = 32$ нм).

Увеличение разности потенциалов $\Delta\Phi$ (т.е. увеличение напряженности электрического поля) приводит сначала к изменению соотношений между высотами пиков $n^{(l)}(x)$ при различных l (ср. рис. 1 и 5), а затем — к радикальной перестройке распределения заряда в основном ($l=1$) и первом возбужденном ($l=2$) состояниях, что выражается в изменении положения максимумов $n^{(l)}(x)$ при $l=1$ и 2 (ср. рис. 5 и 6). Этот эффект обусловлен изменением потенциального рельефа наноструктуры в электрическом поле. Отметим, что характерные значения величины «перекоса» потенциального рельефа между центрами левой и правой ям [областей локализации функций $n^{(2)}(x)$ и $n^{(1)}(x)$], при которых происходит существенная перестройка распределения заряда, составляет около 18 мэВ ($\Delta\Phi \equiv \Delta\Phi_c \approx 25$ мВ), что близко к значению

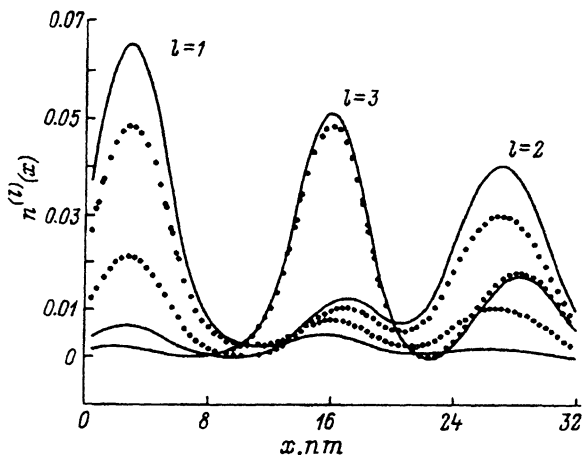


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для $\Phi(0) - \Phi(D) = 26$ мВ.

разности энергий первого возбужденного ($E^{(2)} = 41$ мэВ) и основного ($E^{(1)} = 27$ мэВ) состояний в отсутствие электрического поля. Расчеты показали, что для других трехъямных структур (B -структура и C -структура) выполняется такое же соотношение между $\Delta\Phi_c$ и разностью $E^{(2)} - E^{(1)}$ [$B(C)$ -структура состоит из трех ям шириной 5.6, 4.4, 4.0 нм (6.4, 5.6, 4.8 нм), глубиной $V_0 = 0.27$ эВ и внутренних барьеров 2.8, 2.8 нм (2.8, 2.0 нм)].

Влияние примесей сводится, как правило, к уменьшению амплитуд пиков $n^{(i)}(x)$ в квантовых ямах, особенно заметному при значениях $\Delta\Phi$, близких к критической разности потенциалов $\Delta\Phi_c$. Чтобы не загромождать рисунки, мы ограничились указанием средних по положению примесей значений $n^{(i)}(x)$. Отметим, что, как и в отсутствие электрического поля, примеси приводят к существенной размазке распределения заряда (среднеквадратичные отклонения, возникающие при усреднении, имеют ту же величину, что и на рис. 3). Это приводит к тому, что эффект «переброса» заряда из одной ямы в другую становится не таким резким, как в наноструктуре без примесей.

Был проведен учет влияния пространственного заряда, возникающего из-за нарушения электронейтральности. Положительно заряженные легирующие ионы предполагались равномерно распределенными по трехъямной структуре. Показано, что существует некоторая концентрация примесей ($n_c \approx 10^{17}$ см $^{-3}$ для наших параметров), ниже которой влияние нарушения электронейтральности на электронную плотность невелико, а превышение этой концентрации приводит к более глаженному распределению электронов по трехъямной структуре. Следует отметить, что, когда концентрация электронов достигает величины n_c , переброс электронов из одной ямы в другую требует значительно меньшей напряженности электрического поля (примерно в 10 раз).

5. Вольт-амперные характеристики

Были рассчитаны коэффициенты прохождения и вольт-амперные характеристики (ВАХ) A -структуры. Толщину левого и правого барьеров, отделяющих трехъямную структуру от контактов, мы полагали равной $d = d_0 = 4$ нм. Этот выбор обусловлен тем, что при $d > d_0$ резко уменьшается проводимость структуры, а при $d < d_0$ структура становится фактически одноямной. Для расчетов использовано приближение эффективной массы, которую мы полагали равной $0.07m_0$. Влияние примесей рассматривалось в модели одной примеси типа барьера ($V_d = 0.1$ эВ), по положению которого в трехъямной структуре выполнялось усреднение. Энергию Ферми в каждом контакте мы полагали равной $E_f = 10$ мэВ, что соответствует концентрации носителей $n \approx 10^{17}$ см $^{-3}$.

Для расчета плотности тока J при $T = 0$ мы использовали формулу (см., например, [20])

$$J = (em^*/2\pi^2\hbar^3) \int d\epsilon g(\epsilon) T(\epsilon). \quad (3)$$

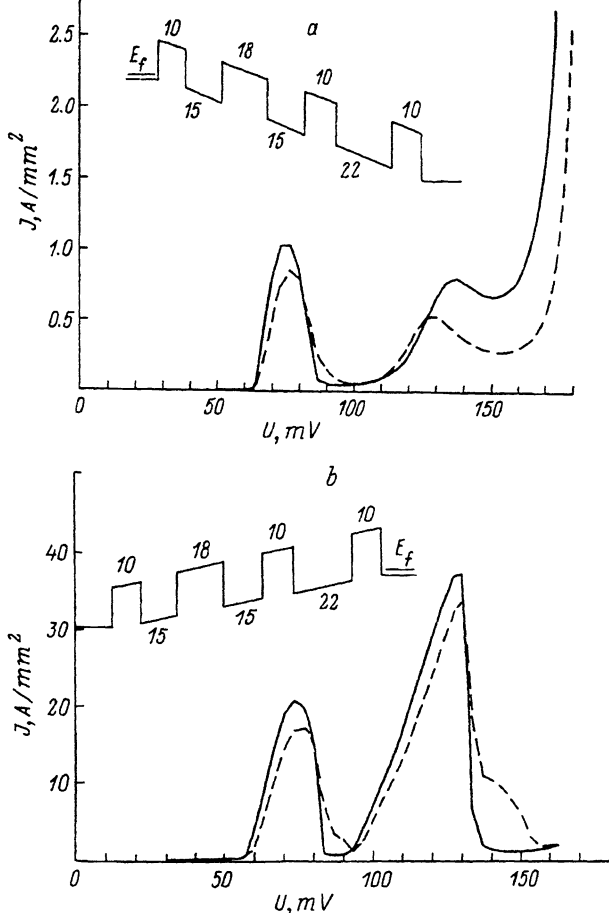


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики А-структуры без примесей (сплошные линии) и с одной примесью типа барьера, средние значения (штриховые). *a, b* — различная полярность внешнего потенциала, что показано на соответствующих вставках.

Здесь $T(\varepsilon)$ — коэффициент прохождения электрона с энергией поперечного движения ε ; функция $g(\varepsilon)$, появляющаяся при интегрировании по компоненте импульса, параллельной слоям, образующим наноструктуру, имеет вид

$$g(\varepsilon) = \begin{cases} eU, & 0 < \varepsilon < E_f - eU; \\ E_f - \varepsilon, & E_f - eU < \varepsilon < E_f, \end{cases}$$

где U — разность потенциалов на краях трехъямной структуры (в точках $x = 0$ и $x = D = 32$ нм).

На рис. 7, *a, b* представлены ВАХ трехъямной структуры без примесей и с примесями для различной полярности потенциала. Имеются два четко выраженных участка ВАХ с отрицательной дифференциальной проводимостью. Для одной полярности (рис. 7, *a*) отношение пик/долина J_{\max}/J_{\min} составляет 23 и 1.2 для первого и второго пиков

$J(U)$ соответственно, а для обратной полярности — 33 и 29 соответственно. Отметим асимметричный характер ВАХ, что проявляется в различной величине J_{\max} . Асимметрия ВАХ обусловлена, очевидно, асимметрией трехъямной структуры.

Как видно из рис. 7, *a, b* примеси приводят к уменьшению амплитуды пиков на ВАХ и к сглаживанию *N*-образных участков ВАХ. Отметим, однако, что отношение пик/долина может как уменьшаться (первый пик на рис. 7, *a* и оба пика на рис. 7, *b*), так и увеличиваться ($J_{\max}/J_{\min} = 2$ для второго пика на рис. 7, *a*).

Итак, полученные нами результаты свидетельствуют о том, что примеси могут оказывать существенное влияние на распределение и ток электронов в трехъямных наноструктурах, приводя, во-вторых, к перераспределению плотности электрического заряда между квантовыми ямами, во-вторых, к ослаблению эффекта передислокации электрона из ямы в яму под действием статического электрического поля и, в-третьих, к уменьшению амплитуды пиков на вольт-амперных характеристиках и изменению отношения пик/долина (резонансные свойства при этом сохраняются). Развита методика может быть применена для расчета характеристик конкретных полупроводниковых структур и приборов.

Авторы выражают глубокую признательность В.В. Капаеву за многочисленные обсуждения и полезные советы.

Работа выполнена в рамках проекта по программе «Физика твердотельных наноструктур» (Министерство науки РФ) и при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (проекты 93-02-2361 и 93-02-14220).

Список литературы

- [1] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
- [2] T.C.L.G. Sollner, W.D. Goodhue, P.E. Tannenwald, C.D. Parker, D.D. Peck. Appl. Phys. Lett., **43**, 588 (1983).
- [3] E.R. Brown, J.R. Söderström, C.D. Parker, L.J. Mahoney, K.M. Molvar, T.C. McGill. Appl. Phys. Lett., **58**, 2291 (1991).
- [4] L.L. Chang, L. Esaki, R. Tsu. Appl. Phys. Lett., **24**, 593 (1974).
- [5] F. Capasso, K. Mohammed, A.Y. Cho. IEEE J. Quant. Electron. **QE-22**, 1853 (1986).
- [6] E.H. Hauge, J.A. Stövneng. Rev. Mod. Phys., **61**, 917 (1989).
- [7] B. Ricco, M.Ya. Azbel. Phys. Rev. B., **29**, 1970 (1984).
- [8] D. Campi, C. Alibert. Appl. Phys. Lett., **55**, 454 (1989).
- [9] T. Matsusue, M. Tsuchiya, J.N. Schulman, H. Sakaki. Phys. Rev. B, **42**, 5719 (1990).
- [10] E. Wolak, K.L. Lear, P.M. Pitner, E.S. Hellman, B.G. Park, T. Weil, J.S. Harris, Jr., D. Thomas. Appl. Phys. Lett., **53**, 201 (1988).
- [11] P. Guéret, C. Rossel, E. Marclay, H.P. Meier. J. Appl. Phys., **66**, 278 (1989).
- [12] H.C. Liu, D.D. Cood. J. Appl. Phys., **64**, 6785 (1988).
- [13] J. Leo, A.H. MacDonald. Phys. Rev. B., **43**, 9763 (1992).
- [14] D. Lenstra, R.T.M. Smokers. Phys. Rev. B, **38**, 6452 (1988).
- [15] P.A. Schulz, C.E.T. Goncalves da Silva. Phys. Rev. B, **38**, 10718 (1988).
- [16] P.A. Schulz. Phys. Rev. B, **43**, 4548 (1991).
- [17] P.A. Schulz, C.E.T. Goncalves da Silva. Phys. Rev. B, **35**, 8126 (1987).
- [18] J.A. Stövneng, E.H. Hauge. Phys. Rev. B, **44**, 13582 (1991).
- [19] J.-Y. Marzin, J.-M. Gerard. Springer Ser. Sol. St. Sci., **97**, 276 (1990).
- [20] P. Johansson, G. Wendin. Phys. Rev. B, **46**, 1451 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Influence of Impurity Scattering on Coherent Processes in a Three- Wells Nanostructure

V.F.Yelesin, Yu.V.Kopayev, L.A.Openov, and A.I.Podlivayev*

Moscow Institute for Physics and Engineering, 115409, Moscow, Russia

* P.N.Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, 117924, Moscow, Russia
