

УДК 621.315

ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В РАЗМЕРНО КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С ПОКРЫТИЕМ

А.Х. МАНАСЕЛЯН, М.М. АГАСЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 13 апреля 2001 г.)

В рамках модели ступенчатой бесконечно глубокой потенциальной ямы рассчитана подвижность носителей заряда при рассеянии на примесных центрах, находящихся на оси размерно квантованной проволоки с покрытием. Расчеты проведены как без учета, так и с учетом различия диэлектрических постоянных проволоки, покрытия и окружающей систему среды, а также с учетом различия эффективной массы носителя заряда в проволоке и покрытии. Численные оценки проведены для системы GaAs – Ga_{1-x}Al_xAs при различных значениях радиусов проволоки и покрытия, а также концентрации сплава x .

1. Введение

Достижения современных технологий по созданию полупроводниковых эпитаксиальных гетероструктур сделали возможным целенаправленное изменение их физических свойств посредством изменения не только размеров, но и геометрической формы, что имеет как важное теоретическое значение, так и большие возможности практических применений [1-4].

Важную роль в развитии физики низкоразмерных систем сыграла работа [5], в которой впервые была предложена и проанализирована модель квазиодномерной (Q1D) системы и показана возможность подавления рассеяния электронов на заряженных примесях и получения больших значений подвижности в них.

Исследованию примесного рассеяния носителей заряда (НЗ) в Q1D структурах и его влияния на подвижность посвящен ряд работ, в которых найдены выражения для подвижности как для диэлектрически однородных систем [6-8], так и с учетом различия диэлектрических постоянных проволоки и окружающей среды [9-11]. Последнее обстоятельство особенно важно в низкоразмерных системах, поскольку с уменьшением пространственных размеров системы все большую роль начинает играть окружающая систему диэлектрическая среда [12-15].

В данной работе рассчитана подвижность НЗ в размерно квантованной полупроводниковой проволоке круглого сечения с покрытием в рамках модели ступенчатой бесконечно глубокой потенциальной ямы (СБЯ) [15,16] при рассеянии на заряженных примесях, находящихся на оси проволоки. В расчетах учтено как различие эффективной массы НЗ в проволоке и покрытии, так и различие диэлектрических постоянных проволоки, покрытия и окружающей среды.

2. Эффективная масса электрона в проволоке с покрытием

При расчетах кинетических характеристик в системах, в которых эффективная масса НЗ, в зависимости от области локализации, имеет различные значения, возникает проблема корректного учета этого обстоятельства. В случае, когда эффективная масса при переходе НЗ из одной области в другую меняется относительно мало, этим изменением можно пренебречь. Однако в общем случае следует установить способ корректного введения единой для всей системы эффективной массы, учитывающей как различие массы НЗ в различных частях системы, так и ее другие характеристики.

Рассмотрим данную проблему применительно к квантовой полупроводниковой проволоке с покрытием. Запишем гамильтониан НЗ в проволоке с радиусом R_1 , покрытой слоем с радиусом R_2 из полупроводника с большей, чем у материала проволоки, шириной запрещенной зоны:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{m(r)} r \frac{\partial}{\partial r} \right] + \frac{\hbar^2}{2m(r)} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \frac{\hbar^2}{2m(r)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(r), \quad (1)$$

где

$$m(r) = \begin{cases} m_1, & r < R_1, \\ m_2, & r > R_1, \end{cases} \quad (2)$$

$$V(r) = \begin{cases} 0, & r < R_1, \\ V_0, & R_1 < r < R_2, \\ \infty, & r > R_2, \end{cases} \quad (3)$$

m_1 и m_2 – эффективная масса НЗ в проволоке и в покрытии, соответственно, V_0 – скачок потенциальной энергии на границе проволоки с покрытием ($r = R_1$).

Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) и с учетом условий (2) и (3) можно представить в виде [16]

$$\psi_{nlk}(r, \varphi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi L}} e^{i(l\varphi + kz)} f_{nl}(r), \quad (4)$$

где

$$f_{nl}(r) = C_1^{nl} \begin{cases} J_l(\alpha_{nl}r), & r < R_1, \\ C_2^{nl} I_l(\beta_{nl}r) + C_3^{nl} K_l(\beta_{nl}r), & R_1 \leq r \leq R_2, \\ 0, & r > R_2. \end{cases} \quad (5)$$

В (4) и (5) введены следующие обозначения: J_l , I_l и K_l – функции Бесселя порядка l , соответственно первого, второго и третьего родов, L – длина системы, k – волновое число, n, l – квантовые числа,

$$\alpha_{nl} = \left[\frac{2m_1}{\hbar^2} \left(\varepsilon - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_1} \right) \right]^{1/2}, \quad \beta_{nl} = \left[\frac{2m_2}{\hbar^2} \left(V_0 - \varepsilon + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_2} \right) \right]^{1/2}, \quad (6)$$

а нормировочные постоянные C_i^{nl} ($i=1,2,3$) даются выражениями

$$C_1^{nl} = \frac{1}{R_1} \left[\int_0^1 J_l^2(\alpha_{nl} R_1 x) dx + \int_1^{R_2/R_1} \left[C_2^{nl} I_l(\beta_{nl} R_1 x) + C_3^{nl} K_l(\beta_{nl} R_1 x) \right]^2 dx \right]^{1/2}, \quad (7)$$

$$C_2^{nl} = \frac{J_l(\alpha_{nl} R_1) K_l(\beta_{nl} R_2)}{I_l(\beta_{nl} R_1) K_l(\beta_{nl} R_2) - I_l(\beta_{nl} R_2) K_l(\beta_{nl} R_1)}, \quad (8)$$

$$C_3^{nl} = - \frac{J_l(\alpha_{nl} R_1) I_l(\beta_{nl} R_2)}{I_l(\beta_{nl} R_1) K_l(\beta_{nl} R_2) - I_l(\beta_{nl} R_2) K_l(\beta_{nl} R_1)}. \quad (9)$$

Спектр энергии ε_{nlk} находим из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции на границе “провода–покрытие”:

$$\frac{1}{m_1} \frac{d}{dr} \ln J_l(\alpha_{nl} r) \Big|_{r=R_1} = \frac{1}{m_2} \frac{d}{dr} \ln [K_l(\beta_{nl} R_2) I_l(\beta_{nl} r) - I_l(\beta_{nl} R_2) K_l(\beta_{nl} r)] \Big|_{r=R_1}. \quad (10)$$

В случае $m_1 = m_2$ из выражений (6) следует, что зависимость энергии ε от k является квадратичной, однако, если $m_1 \neq m_2$, то эта зависимость может отличаться от квадратичной. Эта ситуация хорошо известна в двумерных системах, когда различие эффективной массы НЗ в квантовой яме и в области барьера приводит к “спариванию” продольного и поперечного движений [17,18]

Покажем, что при небольших значениях (см. ниже) закон дисперсии НЗ можно представить в квадратичном по k виде с некоторой новой массой m , которую можно ввести следующим образом [19].

Энергию движения НЗ вдоль оси проволоки представим в форме

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m(r)} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left[\frac{1}{m(r)} - \frac{1}{m} \right], \quad (11)$$

где второе слагаемое будем считать малой поправкой (возмущением).

Уравнение Шредингера для радиальной волновой функции "невозмущенной" системы будет иметь вид

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{m(r)} r \frac{\partial}{\partial r} \right] - \frac{\hbar^2}{2m(r)} \frac{l^2}{r^2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V(r) \right\} f_{nl}(r) = \varepsilon_{nl}(r) f_{nl}(r), \quad (12)$$

решения которого даются выражением (5), в котором параметры α_{nl} и β_{nl} заменены, соответственно, на

$$\alpha'_{nl} = \left[\frac{2m_1}{\hbar^2} \left(\varepsilon - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) \right]^{1/2} = \left(\frac{2m_1}{\hbar^2} \varepsilon_{nl} \right)^{1/2}, \quad \beta'_{nl} = \left[\frac{2m_2}{\hbar^2} (V_0 - \varepsilon_{nl}) \right]^{1/2}, \quad (13)$$

а α'_{nl} (т.е. ε_{nl}) определяется из условия (10), в котором положено $k=0$.

Таким образом, закон дисперсии НЗ в системе можно представить в виде

$$\varepsilon_{nl}(k) = \varepsilon_{nl} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (14)$$

Входящую в (14) искомую эффективную массу m определим из условия равенства нулю среднего значения поправки в (11):

$$\Delta \varepsilon_{nlk} = \int_0^{R_2} f_{nl}^* \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left[\frac{1}{m(r)} - \frac{1}{m} \right] f_{nl} r dr = 0, \quad (15)$$

откуда получаем выражение для m :

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_1} P(\varepsilon_{nl}) + \frac{1}{m_2} [1 - P(\varepsilon_{nl})], \quad (16)$$

где

$$P(\varepsilon_{nl}) = (C_1^{nl})^2 \int_0^1 J_l^2(\alpha'_{nl} R_1 x) x dx \quad (17)$$

есть вероятность нахождения НЗ в проволоке.

3. Расчет подвижности

3.1. Рассмотрим сначала случай диэлектрически однородной системы, когда диэлектрические постоянные проволоки (χ_1), покрытия (χ_2) и окружающей среды (χ_3) равны: $\chi_1 = \chi_2 = \chi_3$.

При рассеянии НЗ на примесном центре с зарядом Ze энергия взаимодействия

$$V(r, z) = - \frac{Ze^2}{\chi_1 \sqrt{r^2 + z^2}}. \quad (18)$$

Выражение для времени импульсной релаксации находим с помощью "золотого правила" Ферми и с учетом того, что ввиду одномер-

ности газа НЗ вклад в обратное время релаксации дают только рассеяния на 180° [5]. В условиях заполнения только первой подзоны размерного квантования (т.н. электрический квантовый предел) приходим к следующему выражению для времени импульсной релаксации:

$$\tau(k) = \tau_0 \frac{k}{n_i} \frac{m_1}{m} \left\{ \int_0^1 K_0(2kR_1 t) J_0^2(\alpha'_{10} R_1 t) dt + \int_1^{R_2/R_1} K_0(2kR_1 t) [C_2^{10} I_0(\beta'_{10} R_1 t) + C_3^{10} K_0(\beta'_{10} R_1 t)]^2 dt \right\}^{-2} \quad (19)$$

где $\tau_0 = m_1 a_B^2 / Z^2 \hbar (2C_1^{10})^4$ ($a_B = \chi_1 \hbar^2 / m_1 e^2$ – эффективный борковский радиус), n_i – линейная концентрация примесных центров, а значения постоянных нормировки $C_1^{10}, C_2^{10}, C_3^{10}$ и $\alpha'_{10}, \beta'_{10}$ параметров даются формулами (7)–(9) и (13), при подстановке в них $n = 1, l = 0$.

3.2. Рассмотрим теперь случай диэлектрически неоднородной системы, когда χ_1, χ_2 и χ_3 одновременно не равны друг другу.

Воспользовавшись найденным в [15] выражением для энергии взаимодействия НЗ с заряженным примесным центром в диэлектрически неоднородной системе, для времени импульсной релаксации получим:

$$\tau(k) = \tau_0 \frac{k}{n_i} \frac{m_1}{m} \left\{ \int_0^1 [K_0(2kR_1 t) + N_1(k) I_0(2kR_1 t)] J_0^2(\alpha'_{10} R_1 t) dt + N_2(k) \int_1^{R_2/R_1} [K_0(2kR_1 t) + N_3(k) I_0(2kR_1 t)] [C_2^{10} I_0(\beta'_{10} R_1 t) + C_3^{10} K_0(\beta'_{10} R_1 t)]^2 dt \right\}^{-2} \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} N_1(k) &= \frac{\gamma_1 K_1(2kR_1) A_3 + K_0(2kR_1) A_2}{\gamma_1 I_1(2kR_1) A_3 - I_0(2kR_1) A_2}, \\ N_2(k) &= \frac{\gamma_1 A_1}{2kR_1 [\gamma_1 I_1(2kR_1) A_3 - I_0(2kR_1) A_2]}, \\ N_3(k) &= \frac{1}{A_1} (\gamma_2 - 1) K_1(2kR_2) K_0(2kR_2), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} A_1 &= \gamma_2 I_1(2kR_2) K_0(2kR_2) + I_0(2kR_2) K_1(2kR_2), \\ A_2 &= (\gamma_2 - 1) K_1(2kR_2) K_0(2kR_2) I_1(2kR_1) - K_1(2kR_1) A_1, \\ A_3 &= (\gamma_2 - 1) K_1(2kR_2) K_0(2kR_2) I_0(2kR_1) + K_0(2kR_1) A_1, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\gamma_1 = \frac{\chi_1}{\chi_2}, \quad \gamma_2 = \frac{\chi_2}{\chi_3}. \quad (23)$$

Для расчета подвижности следует полученные выше выражения (19) и (20) для $\tau(k)$ подставить в формулу [6]

$$\mu = -\frac{e\hbar^2}{m^2} \int_0^{k_m} k^2 \tau(k) \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} dk / \int_0^{k_m} f_0(\epsilon) dk, \quad (24)$$

где верхний предел интегралов k_m определяется из условия заполнения только первой подзоны размерного квантования, а $f_0(\epsilon)$ – равновесная функция распределения НЗ. Следует заметить, что при характерных значениях линейной концентрации НЗ $n_e = n_i \sim 10^6 \text{ см}^{-1}$ газ НЗ можно считать сильно вырожденным уже при $T \leq 200 \text{ К}$. Поэтому, учитывая то обстоятельство, что механизм примесного рассеяния является основным каналом рассеяния при низких температурах, в дальнейшем газ НЗ в проволоке будем считать полностью вырожденным. Тогда из (24) для подвижности получим: $\mu = e\tau(k_F)/m$, где фермиевское волновое число $k_F = \pi n_e/2$.

4. Обсуждение результатов

Численные расчеты выполнены для проволоки GaAs, покрытой слоем из $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, с использованием значений $m_1 = 0.067m_0$, $m_2 = (0.067 + 0.083x)m_0$, $V_0 = 1.247Q_e x$ (m_0 – масса свободного электрона, Q_e – доля разрыва потенциальной энергии, приходящейся на зону проводимости) [20], $n_i = 10^6 \text{ см}^{-1}$, $Z = 1$.

На рис.1а представлены зависимости эффективной массы m от концентрации сплава x при различных значениях радиуса проволоки R_1 и покрытия R_2 . При фиксированном R_2 с увеличением R_1 уменьшается вероятность нахождения НЗ в покрытии из-за малого проникновения НЗ в область покрытия, вследствие чего эффективная масса m уменьшается, стремясь к значению m_1 в проволоке.

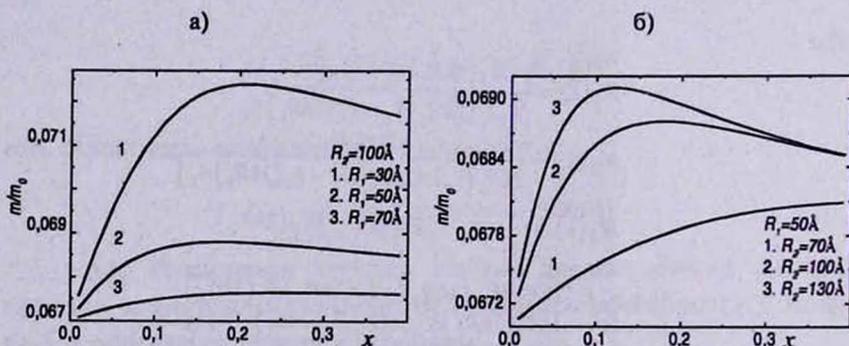


Рис.1. Зависимость эффективной массы от концентрации сплава:

а) при фиксированном радиусе покрытия $R_2 = 100 \text{ Å}$.

б) при фиксированном радиусе проволоки $R_1 = 50 \text{ Å}$.

При фиксированном R_1 (рис.1б) с увеличением R_2 увеличивается вероятность нахождения НЗ в области покрытия, и значение эффективной массы приближается к значению m_2 в покрытии.

Немонотонный характер зависимости эффективной массы от концентрации сплава обусловлен зависимостью вероятности туннелирования НЗ из проволоки в покрытие, что, в свою очередь, определяется как различием масс в проволоке и покрытии, так и зависимостью высоты барьера V_0 от x .

На рис.2 представлены зависимости энергии от k , найденные из условия (10) (сплошные кривые) и в предположении $m_1 = m_2 = m_3 = 0.067m_0$ (пунктирные кривые) для трех значений концентрации

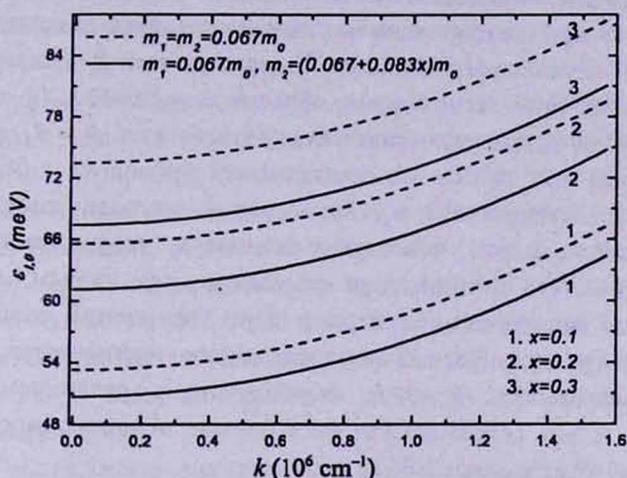


Рис.2. Закон дисперсии для первой подзоны размерного квантования $\varepsilon_{1,0}(k)$ (пунктирные кривые: $m_1 = m_2 = 0.067m_0$).

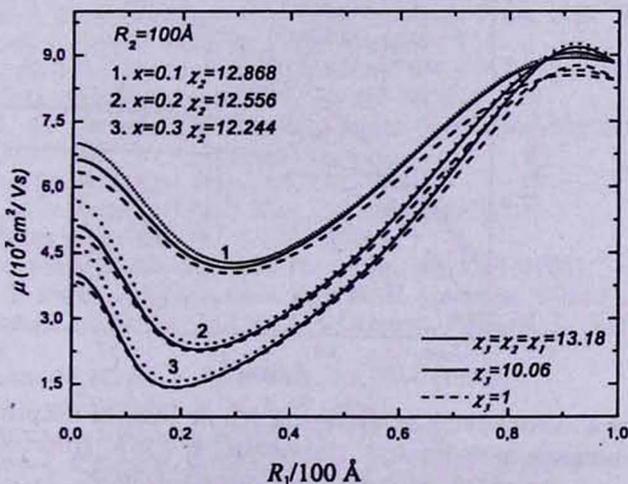


Рис.3. Зависимость подвижности от радиуса проволоки R_1 при фиксированном радиусе покрытия $R_2 = 100 \text{ \AA}$ (точечные кривые: $\chi_1 = \chi_2 = \chi_3 = 13.18$ (GaAs); пунктирные кривые: $\chi_3 = 10.06$ (AlAs); сплошные кривые: $\chi_3 = 1$ (вакуум)).

сплава. Согласно расчетам, в области $k \leq 10^7 \text{ см}^{-1}$ максимальная разность энергий, определяемых из (10) и (14), не превышает 3.5 мэВ, что указывает на достаточно высокую точность квадратичной аппроксимации с эффективной массой m , определяемой выражением (16).

Как следует из рис.2, влияние различия масс в проволоке и покрытии на дисперсию НЗ усиливается с ростом концентрации сплава. Заметим, однако, что ее значения, ввиду неучтенного нами эффекта Г-Х смешивания, ограничены сверху [21].

На рис.3 представлены зависимости подвижности от радиуса проволоки R_1 при фиксированном значении радиуса покрытия R_2 для трех значений концентрации сплава. С увеличением R_1 подвижность уменьшается, достигая минимума в области $R_1 \approx 20 \div 30 \text{ \AA}$ (в зависимости от значения x), затем увеличивается, достигая при $R_1 = R_2$ большего значения, чем при $R_1 = 0$, что соответствует проволоке с бесконечным радиусом R_2 и массой НЗ m_2 . Такое поведение подвижности обусловлено тем обстоятельством, что с увеличением R_1 увеличивается вероятность нахождения НЗ в приосевой области и, тем самым, вероятность их рассеяния примесными центрами. При увеличении радиуса проволоки влияние диэлектрической неоднородности уменьшается, и максимумы подвижности при $R_1 = 92 \text{ \AA}$, обусловленные различием эффективных масс m_1 и m_2 , сглаживаются (чем больше неоднородность, тем больше сглажены максимумы) [16].

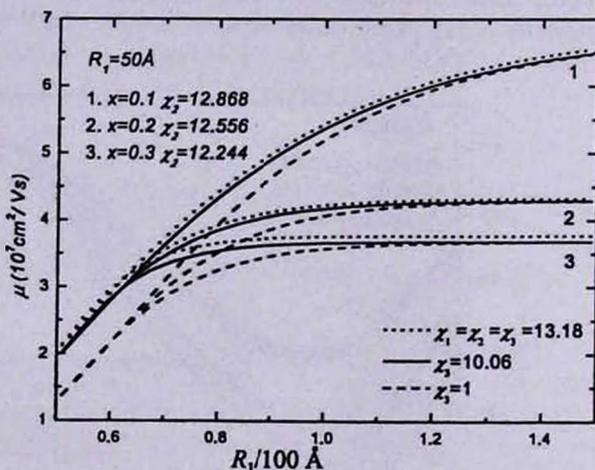


Рис.4. Зависимость подвижности НЗ от радиуса покрытия R_2 при фиксированном радиусе проволоки $R_1 = 50 \text{ \AA}$ (точные кривые: $\chi_1 = \chi_2 = \chi_3 = 13.18$ (GaAs); пунктирные кривые: $\chi_3 = 10.06$ (AlAs); сплошные кривые: $\chi_3 = 1$ (вакуум)).

При фиксированном R_1 с увеличением R_2 подвижность монотонно возрастает, стремясь к предельному значению (рис.4). При $R_1 = R_2$

мы имеем проволоку с бесконечным потенциалом и с эффективной массой m_1 . Когда $R_2 > R_1$, НЗ могут также находиться в покрытии, поэтому подвижность увеличивается. При еще больших значениях R_2 подвижность достигает насыщения, т.к. НЗ в основном локализованы в центральной области проволоки.

Влияние диэлектрической неоднородности системы на подвижность особенно значительно при фиксированном радиусе проволоки (рис.4). Так, например, для $x=0.1$, при замене окружающей среды АІАs ($\chi_3 = 10.06$) на вакуум ($\chi_3 = 1$) изменение радиуса покрытия от значения 50Å до 80Å приводит к уменьшению величины $\Delta\mu/\mu$ от 47% до 10%, при $R_2 = 100\text{Å}$ – до 3,2%, а для значений $R_2 \geq 150\text{Å}$ $\Delta\mu/\mu < 0.2\%$.

Таким образом, учет диэлектрической неоднородности системы приводит к уменьшению подвижности при всех значениях концентрации сплава x , при этом максимальное уменьшение соответствует случаю, когда окружающая среда – вакуум (пунктирные кривые). Это соответствует ситуации, когда поле примесного центра в основном сосредоточено в окружающем проволоку пространстве, что приводит к усилению взаимодействия НЗ с центром. Такое заключение находится в полном соответствии с результатами работы [15] относительно увеличения энергии связи водородоподобного центра в проволоке с покрытием в окружающей среде.

Работа выполнена при поддержке гранта INTAS 99-00928.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Sugawara. Theoretical Bases of the Optical Properties of Semiconductor Quantum Nano-Structures, New York, Academic Press, 1999, Semiconductors and Semimetals, vol.60, edited by R.K.Willardson.
2. H.Sakaki. Phys. Stat. Sol. (b), 215, 291, 1999.
3. Н.Б.Ткар, И.В.Пронишин. ФТТ, 40, 557 (1998).
4. R.R.L. De Carvalho, I.R.Filho, G.A.Farias, V.N.Fieire. Superlattices Microstruct., 25, 221 (1999).
5. H.Sakaki. Jpn. J. Appl. Phys., 19, L735 (1980).
6. J.Lee, H.V.Spector. J. Appl. Phys., 54, 3921 (1983).
7. G.Fishman. Phys. Rev. B, 34, 2394 (1986).
8. Perng-fei Yuh, K.L.Wang. Appl. Phys. Lett., 49, 1738 (1986).
9. Ш.Г.Гаспарян, А.А.Киракосян. Изв. НАН Армении, Физика, 29, 73 (1994).
10. L.Baudry, J.L.Thobel, M.Charef, F.Dessene, P.Bourel. J. Appl. Phys., 74, 6281 (1993).
11. P.Vagner, M.Mosko. J. Appl. Phys., 81, 3196 (1997).
12. Н.С.Рыгова. Вестник МГУ, 3, 30 (1967).
13. Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
14. S.Fraizzoli, F.Bassani, R.Buczko. Phys. Rev. B, 41, 5096 (1990).
15. М.М.Агасян, А.А.Киракосян. Physica E, 8, 281 (2000).
16. М.М.Агасян, А.А.Киракосян. Изв. НАН Армении, Физика, 34, 17 (1999).
17. R.E.Doezema, H.D.Drew. Phys. Rev. Lett., 57, 762 (1986).
18. Xue-Hua Wang, Ben-Yuan Gu, Guo-Zhen Yang. Phys. Rev. B, 55, 9340 (1997).
19. G.Bastard. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Les editions de Physique, Cedex, France, 1989.

20. S.Adachi. J. Appl. Phys., 58, R1 (1985).

21. S.Pescetelli, A.Di Carlo, P.Lugli. Phys. Rev. B, 56, R1688 (1997).

ԼԻՑԻԱԿԻՐՆԵՐԻ ՇԱՐԺՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԾԱԾԿՈՒՅԹՈՎ ՉԱՓԱՅՆՈՐԵՆ ՔՎԱՆՏԱՅՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ

Ա.Խ. ՄԱՆԱՍԵԼՅԱՆ, Մ.Մ. ԱՂԱՍՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Աստիճանային, անվերջ խոր պոտենցիալ փոսի մոդելի շրջանակներում հաշվարկված է լիցքակիրների ցրումը լարի առանցքին գտնվող լիցքավորված խառնուրդային կենտրոնների վրա: Հաշվարկները կատարված են ինչպես լարի, ծածկույթի և շրջապատի դիէլեկտրական հաստատունների տարբերության անտեսմամբ, այնպես էլ հաշվառմամբ, ինչպես նաև լիցքակրի արդյունաբար զանգվածի՝ լարում և ծածկույթում ունեցած արժեքների տարբերության հաշվառմամբ: Թվային գնահատումները կատարված են GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs համակարգի համար լարի և ծածկույթի շառավիղների և համաձուլվածքային կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների համար:

MOBILITY OF CHARGE CARRIERS IN A SIZE-QUANTIZED COATED SEMICONDUCTOR WIRE

A.KH. MANASELYAN, M.M. AGHASYAN, A.A. KIRAKOSYAN

Within the framework of staircase infinitely deep potential well model the mobility of charge carriers is calculated for scattering on impurity centers located on the axis of a size-quantized coated semiconductor wire. Calculations are done both with and without regard to the dielectric constant mismatch of the wire, coating and surrounding environment, and also taking into account the effective masses difference of charge carriers in the wire and coating. Numerical estimations are made for the GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs system for different values of the wire and coating radii, and alloy concentration x .