

12,11,08,03

Подвижность 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях

© В.М. Михеев

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: mikheev@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 16 августа 2010 г.)

Рассмотрены пространственные корреляции примесных ионов в тонких легированных слоях. Для описания корреляций в расположении примесных ионов развита модель жестких сфер на плоскости. В этой модели получено аналитическое выражение для структурного фактора 2D-электронов. Изучены концентрационные зависимости подвижности 2D-электронов в гетероструктурах с раздельным легированием на примере $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$.

Работа выполнена по плану РАН (шифр „Электрон“ № гр. 01.2.006 13395).

1. Введение

При низких температурах в достаточно чистых образцах подвижность 2D-электронов в квантовых ямах обусловлена рассеянием на примесных ионах легированного слоя. В гетероструктурах с селективным легированием степень ионизации примеси, к примеру доноров, в легированном слое можно регулировать, меняя концентрацию электронов в квантовой яме: уменьшение концентрации электронов в квантовой яме приводит к увеличению концентрации нейтральных доноров в легированном слое. В свою очередь увеличение плотности нейтральных примесей приводит к росту корреляций в расположении примесных ионов. Наличие корреляций в расположении ионов вносит дополнительный фактор, влияющий на подвижность электронов в яме. Предшествующие теоретические исследования модельных задач численными методами [1–4] показывают, что пространственные корреляции примесных ионов, уменьшая примесное рассеяние, могут существенно увеличить подвижность двумерных электронов. В наших работах [5,6] в модели твердых сфер были получены аналитические выражения, описывающие корреляционные эффекты в подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов. Диаметр шара отождествлялся с минимальным расстоянием между ионами r_c . Концентрация шаров отождествлялась с концентрацией ионов n_d^+ . Выбор расчетной модели наложил ограничения на изучаемые системы. В работах [5,6] изучались пространственные корреляции примесных ионов в достаточно широких легированных слоях, для которых ширина слоя больше корреляционной длины ($r_c < W_d$). Вычисления производились в рамках стандартной модели жестких сфер, распределенных в объеме.

В предлагаемой работе рассматриваются гетероструктуры с тонким легированным слоем ($W_d < r_c$). Пространственные корреляции примесных ионов описыва-

ются в модели твердых сфер, распределенных на плоскости. Для самой подвижности 2D-электронов используются простые формулы, впервые полученные Стерном и подробно описанные в обзоре Андо и Стерна [7]. В этих формулах сечение рассеяния электронов на примесных ионах вычислялось в борновском приближении, а экранирование примесного потенциала 2D-электронами учитывалось в приближении Томаса–Ферми.

2. Корреляция в расположении примесных ионов в модели жестких сфер, распределенных на плоскости

Вычислим парную корреляционную функцию для распределения жестких сфер, используя вириальные разложения, справедливые в случае объемных распределений шаров [8]. В этом формализме члены разложения нулевого порядка содержат группы шаров по два, а члены разложения первого порядка содержат группы шаров по три. Таким образом, центры шаров, принадлежащих этим группам, всегда лежат в одной плоскости. Следовательно, вириальное разложение до членов первого порядка включительно дает универсальное выражение для парной корреляционной функции. Это выражение пригодно для описания коррелированных распределений – как в объеме, так и на плоскости. Ограничимся при модельном описании корреляций в системе ионов членами вириального разложения до первого порядка включительно. В указанном приближении в случае объемного распределения примесных ионов парная корреляционная функция вычисляется по формулам [8]

$$\tilde{g}_V = (1 + n_d^+ J) e^{\frac{-\rho}{k_B T}},$$

$$n_d^+ J = n_d^+ \int d\mathbf{r}_3 f(r_{13}) f(r_{23}),$$

$$f(r) = e^{\frac{-\varphi(r)}{k_B T}} - 1. \quad (1)$$

В модели жестких сфер

$$\varphi(r) = \begin{cases} \infty, & r < r_c, \\ 0, & r_c < r, \end{cases}$$

$$f(r) = \begin{cases} -1, & r < r_c, \\ 0, & r_c < r, \end{cases}$$

$$\tilde{g}_V(r^*) = \begin{cases} 0, & r^* < 1, \\ 1 + 8\eta \left(1 - \frac{3}{4}r^* + \frac{1}{16}r^{*3}\right), & 1 < r^* < 2, \\ 1, & 2 < r^*. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $\eta = \frac{\pi}{6} n_d^+ r_c^3$ — коэффициент упаковки, $r^* = r_{12}/r_c$.

В нулевом порядке вириального разложения

$$\tilde{g}_V(r^*) = \begin{cases} 0, & r^* < 1, \\ 1, & 1 < r^*. \end{cases}$$

Выполним переход от объемного распределения к распределению шаров на плоскости путем замены в формулах (1)

$$d\mathbf{r}_3 = dx dy dz, \quad n_d^+ \int dz = n_d^+ W_d = N_d^+,$$

где N_d^+ — поверхностная плотность донорных ионов. Вычисления по формулам (1) после этой замены приводят к следующему выражению для корреляционной функции, описывающей распределение шаров на плоскости:

$$\tilde{g}(r^*) = \begin{cases} 0, & r^* < 1, \\ 1 + \eta^s \left[6 - \frac{12}{\pi} \arcsin \frac{r^*}{2} - \frac{3}{\pi} \sqrt{4r^{*2} - r^{*4}}\right], & 1 < r^* < 2, \\ 1, & 2 < r^*. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $\eta^s = \frac{\pi}{6} N_d^+ r_c^2$ — коэффициент упаковки шаров на плоскости.

Формула для определения коэффициента упаковки в случае объемного распределения шаров имеет вид [9]

$$n_d^+ = n_d \exp S_0(\eta)/k_B, \quad (4)$$

где $S_0(\eta)$ — вклад в энтропию системы примесных ионов от корреляций, рассчитанный на один ион, а n_d — объемная концентрация доноров в легированном слое. Величина $S_0(\eta)$ выражается непосредственно через вириальные коэффициенты [8]

$$S = -\frac{\partial F}{\partial T},$$

$$-\frac{F}{k_B T} = n_d^+ \bar{B}_2 + n_d^{+2} \bar{B}_3,$$

$$\bar{B}_2 = \frac{1}{2} V^{-1} \int f(r_{12}) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2,$$

$$\bar{B}_3 = \frac{1}{6} V^{-1} \iiint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 f(r_{12}) f(r_{23}) f(r_{13}). \quad (5)$$

В случае объемного распределения шаров

$$S_0(\eta) = -(4\eta + 5\eta^2)k_B,$$

$$\eta = \frac{\pi}{6} n_d^+ r_c^3.$$

В случае распределения шаров на плоскости

$$N_d^+ = N_d \exp S_0(\eta^s)/k_B,$$

$$S_0 = -\frac{\partial F}{\partial T} = -[3\eta^s + 4\eta^{s2}],$$

$$\eta^s = \frac{\pi}{6} N_d^+ r_c^2. \quad (6)$$

На рис. 1 изображены расчетные зависимости коэффициента упаковки от концентрационного параметра. Пунктирная кривая 1, полученная для объемного распределения шаров [9], с высокой степенью точности

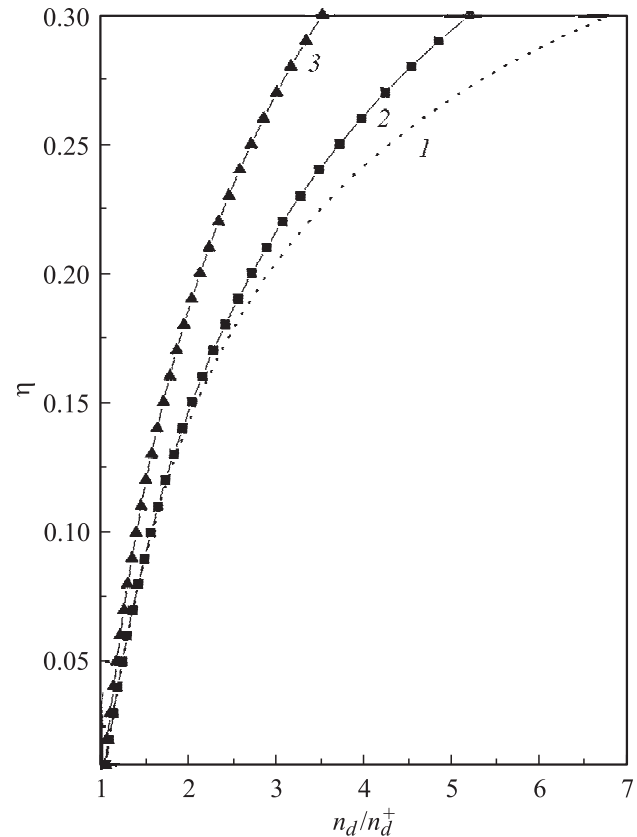


Рис. 1. Зависимость коэффициента упаковки η от степени ионизации системы примесных центров $n_d/n_d^+ = N_d/N_d^+$. 1 — объемное распределение шаров в приближении Перкуса–Йевики, 2 — объемное распределение шаров в вириальном приближении, 3 — распределение шаров в плоскости в вириальном приближении.

совпадает с результатами численных расчетов и взята нами в качестве эталона. Квадраты на рис. 1 (кривая 2) соответствуют вириальным расчетам для объемного распределения шаров. Из рисунка видно, что даже при значениях коэффициента упаковки $\eta = 2$ погрешность вириальных расчетов составляет всего лишь несколько процентов. Кривая 3, отвечающая вириальному разложению на плоскости (треугольники), лежит выше кривой для объемного распределения в соответствующей области изменения концентрационного параметра $N_d/N_d^+ = n_d/n_d^+$. Итак, при дефиците нейтральных доноров корреляции в расположении примесных ионов зависят от размерности области их распределения. При фиксированном значении концентрационного параметра корреляции в пространственном распределении примесных ионов на плоскости выше, чем пространственные корреляции примесных ионов, расположенных в объеме.

Этот результат допускает простую интерпретацию. Рассмотрим две плоскости, на которых при фиксированном значении концентрационного параметра ионы приняли энергетически наиболее выгодное расположение. При объединении двух плоскостей в один слой возникнет взаимодействие примесных ионов, принадлежащих к различным исходным плоскостям. Это взаимодействие сдвинет ионы из прежнего энергетически наиболее выгодного расположения, и корреляции в распределении примесных ионов в суммарном слое уменьшатся.

3. Подвижность электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов

В нашей работе рассматривается случай электрического квантового предела, когда электроны описываются волновой функцией

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, z) = \left(\frac{b^3}{2\Omega}\right)^{1/2} z e^{-bz/2} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}.$$

Поскольку цель нашей работы состоит в изучении влияния корреляций в распределении примесных ионов на электронную подвижность, для самой подвижности мы использовали простые формулы, впервые полученные Стерном и подробно описанные в обзоре Андо и Стерна [7]. При получении этих формул сечение рассеяния электронов на примесных ионах вычислялось в борновском приближении, а экранирование примесного потенциала 2D-электронами учитывалось в приближении Томаса–Ферми. В этих приближениях, согласно [7], подвижность электронов при рассеянии на примесных центрах может быть представлена в виде

$$\mu^{-1} = \frac{m}{e} \int_0^{2\pi} d\theta (1 - \cos\theta) \frac{1}{\tau^0(\theta)} S(q), \quad (7)$$

где

$$q = 2k \sin \theta/2,$$

$$\frac{1}{\tau^0(\theta)} = \frac{2\pi m e^4}{\hbar^3 \bar{\kappa}^2} \frac{P_0^2(q)}{D^2(q)} e^{-2qW} \int_0^{W_d} n_d^+(-z - W) e^{-2qz} dz.$$

Здесь m, e — масса и заряд электрона, $\tau^0(\theta)$ — время релаксации импульса электрона при рассеянии на хаотическом распределении примесных центров, n_d^+ — объемная плотность примесных ионов, $S(q)$ — структурный фактор. В случае хаотического распределения примесных ионов [7] структурный фактор $S(q) = 1$,

$$P_0(q) = b^3(b + q)^{-3},$$

$$D(q) = q + q_s P_{av}(q) + q_s \delta P_0^2(q),$$

$$P_{av}(q) = (8b^3 + 9b^3 q + 3bq^2)(b + q)^{-3}/8,$$

$$\delta = \frac{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}}{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}} = \frac{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}}{2\bar{\kappa}}. \quad (8)$$

Эффективный параметр экранирования $q_s = \frac{2me^2}{\kappa_{sc}\hbar^2}$, характерный размер волновой функции электрона в перпендикулярном проводящему слою направлении b^{-1} ,

$$b = \left[\frac{48\pi m e^2}{\kappa_{sc}\hbar^2} \left(N_{\text{depl}} + \frac{11}{32} N_s \right) \right]^{1/3}, \quad (9)$$

N_{depl} — поверхностная плотность неподвижных зарядов в обедненном слое, N_s — поверхностная плотность 2D-электронов, $\kappa_{sc}, \kappa_{ins}$ — диэлектрические проницаемости проводящего слоя и изолятора. В рассматриваемом случае вырожденного электронного газа $k_F = (2\pi N_s)^{1/2}$. Формулы для подвижности 2D-электронов (7) широко используются при учете влияния корреляций в распределении примесных ионов на электронную подвижность [1–4].

4. Структурный фактор для 2D-электронов в квантовой яме

Корреляции в распределении примесных ионов учтены в формуле для подвижности электронов через структурный фактор

$$S(\mathbf{q}) = \frac{1}{N_{\text{tot}}^+} \left\langle \sum_{i,j} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)} \right\rangle.$$

Здесь N_{tot}^+ — полное число примесных ионов в слое, вектор $\mathbf{r}_i = -\{x_i, y_i, 0\}$ характеризует положение i -го иона на плоскости, вектор рассеяния электрона $\mathbf{q} = \{q_x, q_y, 0\}$. Конфигурационное среднее от суммы можно вычислить с помощью корреляционной функции.

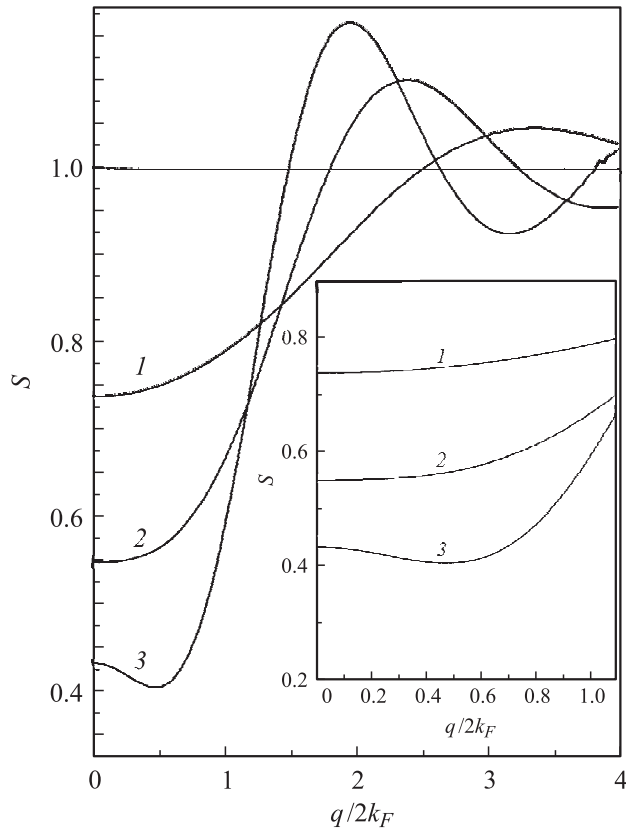


Рис. 2. Структурный фактор электронов при рассеянии на донорах, распределенных на плоскости. Кривые соответствуют значениям коэффициента упаковки $\eta = 0.05$ (1), 0.1 (2) и 0.15 (3).

В случае объемного распределения шаров

$$S(q) = 1 + n_d^+ \int d\mathbf{r}' g_V(r') e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}'},$$

$$g_V(r') = \tilde{g}_V(r') - 1,$$

$$\mathbf{r}' = \{\mathbf{r}, z\}, \quad (10)$$

где $g_V(r')$ — корреляционная функция для объемного распределения (2).

В случае распределения шаров на плоскости

$$S(q) = 1 + N_d^+ \int d\mathbf{r} g(r^*) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}},$$

$$g(r^*) = \tilde{g}_V(r^*) - 1, \quad (11)$$

$\tilde{g}_V(r^*) =$

$$= \begin{cases} 0, & r^* < 1, \\ 1 + \eta^s \left[6 - \frac{12}{\pi} \arcsin \frac{r^*}{2} - \frac{3}{\pi} \sqrt{4r^{*2} - r^{*4}} \right], & 1 < r^* < 2, \\ 1, & 2 < r^*. \end{cases}$$

Приближенные вычисления, произведенные по формулам (11), приводят к следующим аналитическим выраже-

ниям для структурного фактора:

$$S(q) = 1 + S_1(q) + S_2(q),$$

$$S(0) = 1 - 6\eta^s + 14.7\eta^{s^2},$$

$$S_1(q) = -12\eta^s \sum_{k=0}^{\infty} \left(-\frac{q^2 r_c^2}{4} \right)^k \frac{1}{(k!)^2} \left[\frac{1}{2(k+1)} + \frac{a\eta^s}{2(k+2)} + \frac{b\eta^s}{2k+3} + \frac{c\eta^s}{2(k+1)} \right],$$

$$S_2(q) = 12\eta^s \sum_{k=0}^{\infty} (-q^2 r_c^2)^k \frac{1}{(k!)^2} \left[\frac{8a\eta^s}{k+2} + \frac{8b\eta^s}{2k+3} + \frac{2c\eta^s}{k+1} \right], \quad (12)$$

$$a = 1.13, \quad b = -5.83, \quad c = 7.06.$$

Постоянные a, b, c появились в результате приближения корреляционной функции полиномами.

На рис. 2 (вставка) зависимость структурного фактора S от вектора рассеяния q изображена во всей области изменения q ($0 < q < 2k_F$) при фиксированных значениях коэффициента упаковки. Структурный фактор уменьшается от значения $S(0) = 0.7$ при $\eta = 0.05$ до значения $S(0) = 0.3$ при $\eta = 0.15$ (беспорядочному расположению доноров соответствует значение структурного фактора $S(q) = 1$).

На основной части рис. 2 изображено поведение структурного фактора $S(q)$ в широком интервале изменения q при фиксированных значениях коэффициента упаковки $\eta = 0.05, 0.1, 0.15$. Как следует из рисунка, с усилением корреляций первый пик структурного фактора сдвигается в рабочую область $1 < q < 2k_F$ и в случае достаточно больших значений η может оказаться внутри этой области. В этом случае возможны аномалии в концентрационных зависимостях подвижности, а именно рост корреляций в расположении примесных ионов может уменьшить подвижность электронов.

5. Влияние корреляций в расположении примесных ионов на концентрационные зависимости электронной подвижности

В нашей теории концентрация электронов в квантовой яме и концентрация примесных ионов связаны простейшим соотношением [3]:

$$N_d^+ = N_{\text{depl}} + N_s. \quad (13)$$

В случае легированного слоя конечной ширины при вычислении интеграла

$$\int_0^{w_d} n_d^+ (-z - W) e^{-2qz} dz$$

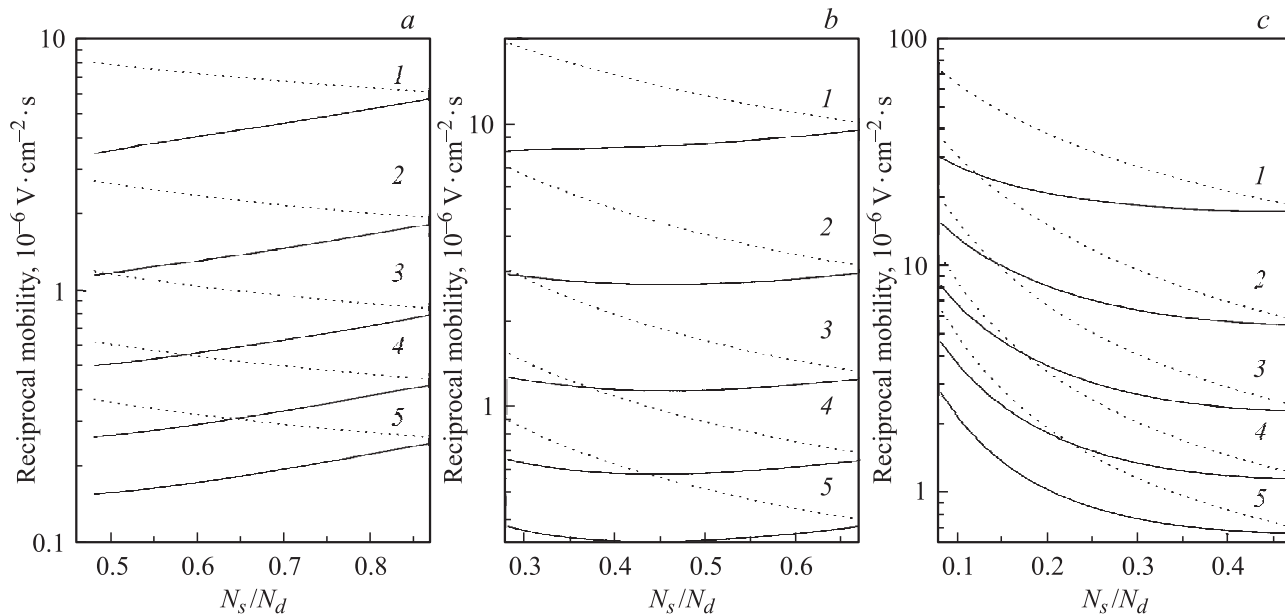


Рис. 3. Зависимость обратной подвижности электронов от концентрации электронов в яме (глубокие примесные центры). Пунктир — для хаотического распределения примесных ионов, сплошные линии — для коррелированного распределения. Объемная концентрация доноров $n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ширина легированного слоя $W_d = 10^{-7} \text{ cm}$. Кривые соответствуют различным толщинам спейсера W (в единицах 10^{-6} cm): 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5. Концентрация зарядов в обедненном слое N_{depl} (в единицах 10^{10} cm^{-2}): a — 1, b — 3, c — 5.

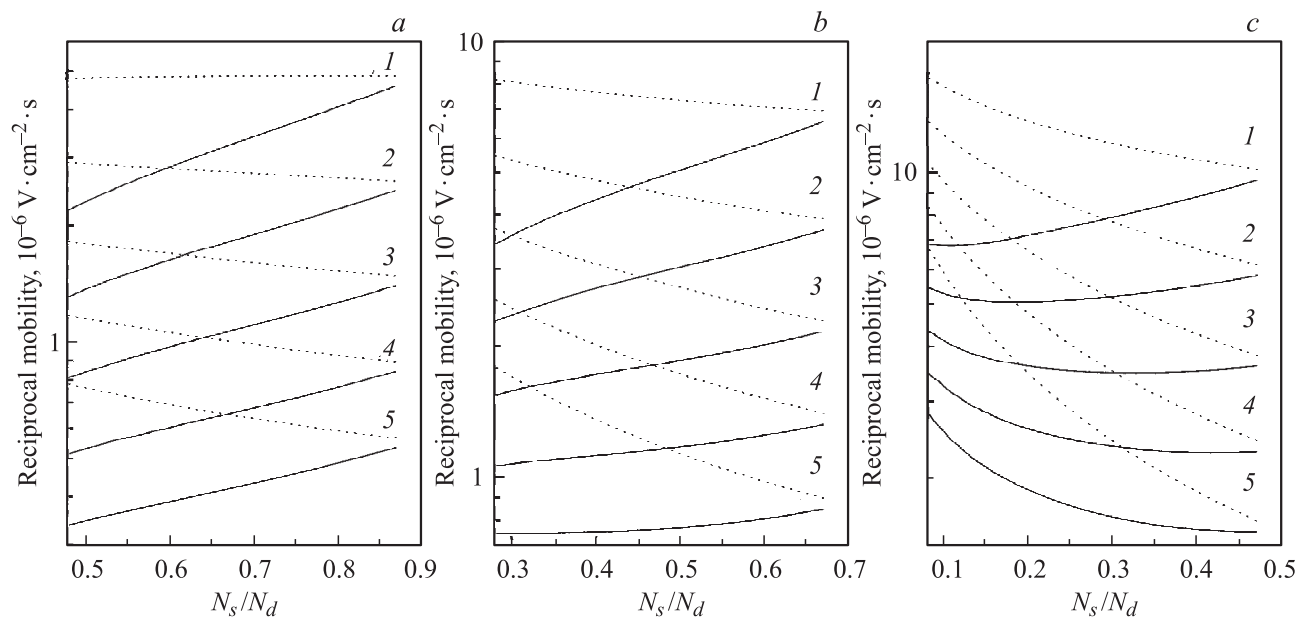


Рис. 4. Зависимость обратной подвижности электронов от концентрации электронов в яме (мелкие примесные центры). Объемная концентрация доноров $n_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ширина легированного слоя $W_d = 10^{-6} \text{ cm}$. Концентрация зарядов в обедненном слое N_{depl} (в единицах 10^9 cm^{-2}): a — 1, b — 3, c — 5. Остальные обозначения те же, что на рис. 3.

в формуле (7) для подвижности необходимо моделировать распределение примесных ионов в слое. Поскольку особенности коррелированного распределения примесных ионов проявляются на длинах порядка длины корреляции r_c , неоднородность в пространственном распределении этих ионов существенна лишь на длинах,

больших r_c . В случае тонкого легированного слоя, когда $W_d < r_c$, при вычислении интеграла по z в формуле (7) положим $n_d^+(z) = \text{const}$.

Основная цель работы заключается в расчете электронной подвижности для гетероструктуры с параметрами материала GaAs–AlGaAs с последующим анализом

концентрационных зависимостей электронной подвижности от параметров N_d^+/N_d и N_s/N_d . При расчетах мы положили массу электрона $m = 0.07m_0$, диэлектрическую проницаемость $\bar{\kappa} = 12.55$, $\delta = (\kappa_{sc} - \kappa_{ins})/\bar{\kappa} = 0$.

Результаты вычислений подвижности 2D-электронов по формулам (6)–(9), (12), (13) представлены графически на рис. 3, 4. На рисунках представлены зависимости обратной подвижности μ^{-1} от относительной концентрации электронов в яме N_s/N_d . Интервал изменения концентрации электронов зависит от заданного значения N_{depl} и выбран таким образом, чтобы интервал изменения концентрационного параметра был один и тот же для всех графиков, а именно $1 < N_d/N_d^+ < 1.7$, что соответствует изменению параметра упаковки в интервале значений $0 < \eta < 0.15$.

В принятой нами модели пространственные корреляции в системе заряженных ионов возникают при переходе электрона с нейтрального донора на ион. Это обстоятельство накладывает на концентрацию доноров ограничение сверху: $n_d < n_c$ (n_c — критическая концентрация доноров, при которой происходит переход металл–диэлектрик). При изучении пространственных корреляций примесных ионов в гетероструктурах $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, легированных кремнием, это обстоятельство малосущественно, поскольку легирование этих материалов кремнием приводит к образованию так называемых DX-центров, обладающих глубокими энергетическими уровнями (соответствующие ссылки см. в [10]). Однако в случае легирования системы мелкими донорами это условие накладывает существенные ограничения на концентрации примесных центров сверху: $n_d a_B^3 < 0.026$ (a_B — радиус боровской орбиты). К примеру, в рассматриваемых материалах ($\kappa = 12.55$, $m/m_0 = 0.07$) это условие приводит к неравенству $n_d < 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 3 отображен случай сильно легированных слоев ($n_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Ширина легированного слоя $W_d = 10^{-7} \text{ см}$, что соответствует поверхностной плотности доноров $N_d = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В этом случае, согласно формуле (6), значению коэффициента упаковки $\eta = 0.05$ соответствует диаметр шара $r_c \approx 10^{-6}$. Взятая для расчетов ширина легированного слоя $W_d = 10^{-7} \text{ см}$ в этом случае много меньше r_c . Точки изображают обратную подвижность, вычисленную по формулам Стерна (10)–(12) для хаотического распределения примесных ионов ($S(q) = 1$). В этом случае уменьшение концентрации электронов проводимости ослабляет экранирование примесных ионов, что приводит к росту обратной подвижности электронов (на всех графиках рис. 3). Сплошные кривые относятся к рассеянию электронов на коррелированном распределении примесных ионов. В этом случае уменьшение концентрации электронов проводимости N_s/N_d приводит к увеличению концентрационного параметра N_d/N_d^+ , а следовательно, и к усилению корреляций в расположении примесных ионов. Согласно нашим расчетам, суммарное действие этих двух

факторов приводит к уменьшению обратной подвижности электронов при учете корреляций в расположении примесных ионов (рис. 3, а). Пары кривых 1–5 соответствуют различным значениям ширины спейсерного слоя (10, 20, ..., 50 nm). Наличие спейсерного слоя приводит к появлению режущей экспоненты в выражении для обратной подвижности (10) e^{-2qW} , которая ограничивает значения вектора рассеяния из интервала $0 < q < 2k_F$ сверху. При переходе от кривой 1 к кривой 5 обратная подвижность уменьшается на порядок. При переходе от значения $N_{depl} = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (рис. 3, а) к значению $N_{depl} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (рис. 3, с) увеличивается интервал изменения концентрации электронов проводимости и соответственно возрастает роль экранирования. Влияние экранирования существенно меняет характер зависимости обратной подвижности от концентрации электронов проводимости. Так, на рис. 3, с обратная подвижность растет с уменьшением концентрации электронов проводимости даже при учете корреляционных эффектов. Общим для всех графиков на рис. 3 является поведение величины $\mu^{\text{non}}/\mu^{\text{corr}}$, которая монотонно убывает с уменьшением концентрации электронов проводимости. Это связано с тем, что увеличение концентрационного параметра N_d/N_d^+ , обусловленное уменьшением концентрации электронов проводимости, приводит к усилению корреляций в пространственном распределении примесных ионов.

На рис. 4 отображен случай слабо легированных слоев ($n_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Ширина легированного слоя $W_d = 10^{-6} \text{ см}$, что соответствует поверхностной плотности доноров $N_d = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В этом случае значению коэффициента упаковки $\eta = 0.05$ соответствует диаметр шара $r_c = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$. В рассматриваемом случае низких концентраций доноров в концентрационных зависимостях обратной подвижности проявляются дополнительные особенности. Наиболее явно они проявляются в случае высоких значений N_{depl} (рис. 4, с), когда концентрация электронов проводимости меняется в пределах $0.1 < N_s/N_d < 0.5$. В этом случае можно существенно уменьшить интервал изменения вектора рассеяния $0 < q < 2k_F$, уменьшая концентрацию электронов проводимости. Дело в том, что в случае низких концентраций доноров легко реализуется ситуация, в которой $1/W \approx 2k_F$. Действительно, как следует из наших расчетов, в случае низких концентраций доноров влияние спейсерного слоя на подвижность менее эффективно по сравнению со случаем высоких концентраций доноров (рис. 3). Так, согласно рис. 3, а, при значении $N_s = 9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при увеличении ширины спейсерного слоя от 10 до 50 nm подвижность увеличивается в 25 раз. В то же время, согласно рис. 4, с, для значения $N_s = 10^9 \text{ см}^{-3}$ при увеличении ширины спейсерного слоя от 10 до 50 nm подвижность увеличивается всего лишь в 2.5 раза. Сравним поведение кривых 1–5 на рис. 4, с, вычисленных с учетом корреляций в расположении примесных ионов (сплошные линии на графиках).

При ширине спейсерного слоя $W = 10$ nm обратная подвижность убывает с уменьшением концентрации электронов проводимости (кривая 1), в то время как при ширине спейсерного слоя $W = 50$ nm (кривая 5) обратная подвижность возрастает с уменьшением концентрации электронов проводимости. Таким образом, в случае низких поверхностных концентраций электронов в яме ($2k_F < 1/W$) существенным оказывается новый фактор, уменьшающий эффективность рассеяния электронов, а именно — уменьшение интервала изменения вектора рассеяния q при уменьшении концентрации электронов проводимости.

6. Заключение

При изучении корреляций в расположении примесных ионов в системах с отдельным легированием мы различаем два случая. В системах с широкой полосой легирования, когда ширина легированной полосы W_d больше длины корреляции r_c , система примесных ионов моделируется распределением шаров в объеме [5,6]. В системах с узкой полосой легирования ($W_d < r_c$) система примесных ионов моделируется распределением шаров на плоскости. В предлагаемой работе мы распространили стандартную модель жестких сфер, описывающую распределение шаров в объеме, на случай, когда шары распределены в плоскости, и применили эту модель к описанию корреляций примесных ионов в тонких слоях. Эта простейшая модель позволила выявить следующие особенности, присущие коррелированным распределениям примесных ионов в узких легированных полосах. Если принять во внимание понижение размерности области распределения шаров при переходе от объема к плоскости, то это обстоятельство существенно влияет на значение коэффициента упаковки. Коэффициент упаковки η , характеризующий пространственные корреляции примесных ионов на плоскости, при фиксированном значении концентрационного параметра $N_d/N_d^+ = n_d/n_d^+ = 2$ примерно на 20 процентов больше, чем при объемном распределении примесных ионов.

Вторая особенность систем с узкой полосой легирования связана с тем обстоятельством, что поверхностная плотность доноров, а следовательно, и поверхностная плотность электронов проводимости в таких системах оказываются существенно ниже, чем в системах с широкой полосой легирования. В то же время независимо от ширины легированного слоя при уменьшении концентрации электронов проводимости в яме рост корреляций в расположении примесных ионов увеличивает подвижность электронов в разы. Однако в случае узких легированных слоев, когда концентрации электронов проводимости меньше, чем в случае широкой легированной полосы, монотонная зависимость подвижности от концентрации электронов проводимости может быть как убывающей, так и возрастающей функцией. Это связано с тем, что легко осуществляется ситуация,

когда $2k_F < 1/W$ (W — ширина спейсера). В этой ситуации при уменьшении концентрации электронов проводимости уменьшается интервал изменения вектора рассеяния, что существенно уменьшает эффективность рассеяния, а следовательно, увеличивает подвижность электронов в яме.

Общим для систем с отдельным легированием является то обстоятельство, что независимо от ширины полосы легирования корреляции в однородном распределении примесных ионов приводят к существенному увеличению относительной подвижности $\mu^{\text{corr}}/\mu^{\text{non}}$ [5,6].

Список литературы

- [1] F. Stern. Appl. Phys. Lett. **43**, 974 (1983); T. Saku, Y. Horikoshi, Y. Tokura. Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 34 (1996).
- [2] S. Das Sarma, S. Stern. Phys. Rev. B **32**, 8442 (1985).
- [3] A.L. Efros, F.G. Pikus, G.G. Samsonidze. Phys. Rev. B **41**, 8295 (1990).
- [4] T. Kawamura, S. Das Sarma. Solid State Commun. **100**, 411 (1996).
- [5] В.М. Михеев. ФТТ **49**, 1770 (2007).
- [6] В.М. Михеев. ФТТ **50**, 1877 (2008).
- [7] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем. Мир, М. (1985). 415 с.; F. Stern, W. Howard. Phys. Rev. **163**, 816 (1967).
- [8] Р. Балеску. Равновесная и неравновесная статистическая механика. Наука, М. (1978). Т. 1. 405 с.
- [9] В.М. Михеев. ФТТ **47**, 1056 (2005).
- [10] DX-centers and other metastable defects in semiconductors. Int. Symp. Mauterdorf, Austria (1991). Semicond. Sci. Technol. **6**, 10B (1991).