

Максимум подвижности двумерных электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов

© В.М. Михеев

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: mikheev@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 4 октября 2007 г.
В окончательной редакции 28 января 2008 г.)

Изучены концентрационные зависимости подвижности 2D-электронов в гетероструктурах с раздельным легированием. Рассмотрены корреляции примесных ионов в объеме легированного слоя. Для структурного фактора, описывающего влияние корреляций в расположении рассеивателей на подвижность, используется аналитическое выражение, полученное в модели жестких сфер. Оценивается влияние осцилляций структурного фактора на подвижность электронов.

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

PACS: 72.10.-d, 73.40.-c

Низкотемпературная подвижность 2D-электронов в квантовых ямах ограничивается рассеянием на ионизированных примесях. При этом влияние корреляции в расположении примесных ионов на электронную подвижность учитывают численными методами. Мы для анализа данной проблемы применили модель жестких сфер, которая позволяет изучать отдельные аспекты этой задачи с использованием аналитических выражений.

В гетероструктурах с селективным легированием степень ионизации примеси (к примеру, доноров) в легированном слое можно регулировать, меняя плотность электронов в квантовой яме. Увеличение плотности нейтральных примесей приводит к росту корреляций в расположении примесных ионов. При низкотемпературном рассеянии электронов на примесных ионах корреляции в расположении рассеивателей ведут к увеличению подвижности электронов. Теоретические исследования модельных задач численными методами [1–4] показывают, что пространственные корреляции примесных ионов, уменьшая примесное рассеяние, могут увеличить подвижность двумерных электронов в десятки раз. В нашей работе [5] 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 — с концентрацией ионов n_d^+ . Степень порядка в системе ионов описывалась коэффициентом упаковки $\eta = \frac{\pi}{6} n_d^+ r_c^3$. В работе были изучены концентрационные и температурные зависимости структурного фактора $S(q)$ при $q = 0$. Структурный фактор $S(0)$ описывает влияние корреляций на подвижность в случае, когда изменение структурного фактора с изменением вектора рассеяния пренебрежимо мало (например, в случае, когда преобладает рассеяние электронов на малые углы в

гетероструктурах с широким спейсером):

$$\mu^{\text{non}}/\mu^{\text{corr}} = S(0).$$

Здесь μ^{non} — подвижность электронов при рассеянии на хаотическом распределении примесных ионов, а μ^{corr} соответствует рассеянию на коррелированном распределении примесных ионов.

Настоящая работа является продолжением работы [5]. Здесь мы рассматриваем случай, когда существенно рассеяние на большие углы, так что пренебречь зависимостью структурного фактора от вектора рассеяния нельзя. При этом становятся значимыми приближения, в которых описывается подвижность 2D-электронов при рассеянии на примесных ионах. В предлагаемой работе вычислена подвижность двумерных электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов, находящихся в слое, отделенном от квантовой ямы спейсером. Ширина легированного слоя — W_d , ширина спейсера — W . Двумерные электроны занимают слой, расположенный перпендикулярно оси z . 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 рассеивателей на электронную подвижность, для самой подвижности мы использовали простые формулы, впервые полученные Стерном и подробно описанные в обзоре Андо и Стерна [6]. 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 [6],

подвижность электронов при рассеянии на примесных центрах μ может быть представлена в виде

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

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

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

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,

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

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

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

$$\delta = \frac{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}}{\kappa_{sc} + \kappa_{ins}} = \frac{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}}{2\bar{\kappa}}.$$

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

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

где 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 (1) широко используются при учете влияния корреляций в распределении примесных ионов на электронную подвижность [1–4].

Структурный фактор $S(\mathbf{q})$ нормирован на единицу:

$$S(\mathbf{q}) = \frac{1}{N^+} \left\langle \sum_{i,j} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)} \right\rangle, \quad (2)$$

где N^+ — полное число примесных ионов в слое, вектор $\mathbf{r}_i = \{x_i, y_i, 0\}$ характеризует положение i -го иона на плоскости.

Структурный фактор, описывающий влияние корреляций в расположении рассеивателей на подвижность электронов, изучался в [1–4] численными методами. В этих работах исследовались гетероструктуры с тонким δ -слоем доноров. Распределение примесных ионов в тонком легированном слое моделировали, размещая кулоновские заряды на плоскости ($n_d^+ = N_d^+ \delta(z)$). Здесь

N_d^+ — поверхностная плотность примесных ионов. В этой расчетной схеме рассматривается движение примесных ионов в плоскости xy , а движением ионов вдоль оси z пренебрегают. В нашей работе [5] были рассмотрены легированные слои конечной ширины $W_d > r_c$. Поэтому структурный фактор $S(q)$ был вычислен с помощью парной корреляционной функции для твердых шаров, распределенных в объеме [5]:

$$S(q) = 1 / (1 - n_d^+ \tilde{C}_{12}(q)),$$

$$n_d^+ \tilde{C}_{12}(q) = 24\eta \sum_{k=0}^{\infty} \left(-\frac{q^2 r_c^2}{2} \right)^k \frac{1}{3 \cdot 5 \cdot 7 \dots (2k+1)k!} \times \left\{ \frac{A}{2k+3} + \frac{B}{2k+4} + \frac{C}{2k+6} \right\},$$

$$A = -\frac{(1+2\eta)^2}{(1-\eta)^4}, \quad B = \frac{6\eta(1+\frac{1}{2}\eta)^2}{(1-\eta)^4},$$

$$C = -\frac{1}{2}\eta \frac{(1+2\eta)^2}{(1-\eta)^4}. \quad (3)$$

Основное уравнение теории для нахождения диаметра твердой сферы имеет вид [7]

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

$$S_0(\eta) = k_B \left[\ln(1-\eta) + \frac{3}{2} \frac{\eta(\eta-2)}{(1-\eta)^2} \right]. \quad (4)$$

Формула для конфигурационной энтропии $S_0(\eta)$ получена в приближении Перкуса-Йефика из выражения для изотермической сжимаемости [7]. Уравнение (4) позволяет найти значение коэффициента упаковки η в условиях дефицита свободных мест для примесных дырок, когда значение параметра n_d^+/n_d не слишком мало.

В случае легированного слоя конечной ширины при вычислении интеграла $\int_0^{W_d} n_d^+(-z - W) e^{-2qz} dz$ в формуле (1) 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 не очень широком примесном слое ($W_d \geq r_c$) в первом приближении существенно лишь значение параметра n_d^+/n_d . Мы ограничимся рассмотрением случая $W_d \geq r_c$, и при вычислении интеграла по z в формуле (1) положим $n_d^+(z) = \text{const}$.

Основная цель работы заключается в расчете электронной подвижности по формулам (1)–(4) для гетероструктуры с параметрами материала GaAs–AlGaAs с последующим анализом концентрационных зависимостей подвижности от параметров n_d^+/n_d и N_s/N_d (N_s — поверхностная плотность 2D-электронов, N_d — поверхностная плотность примесных ионов в легированном

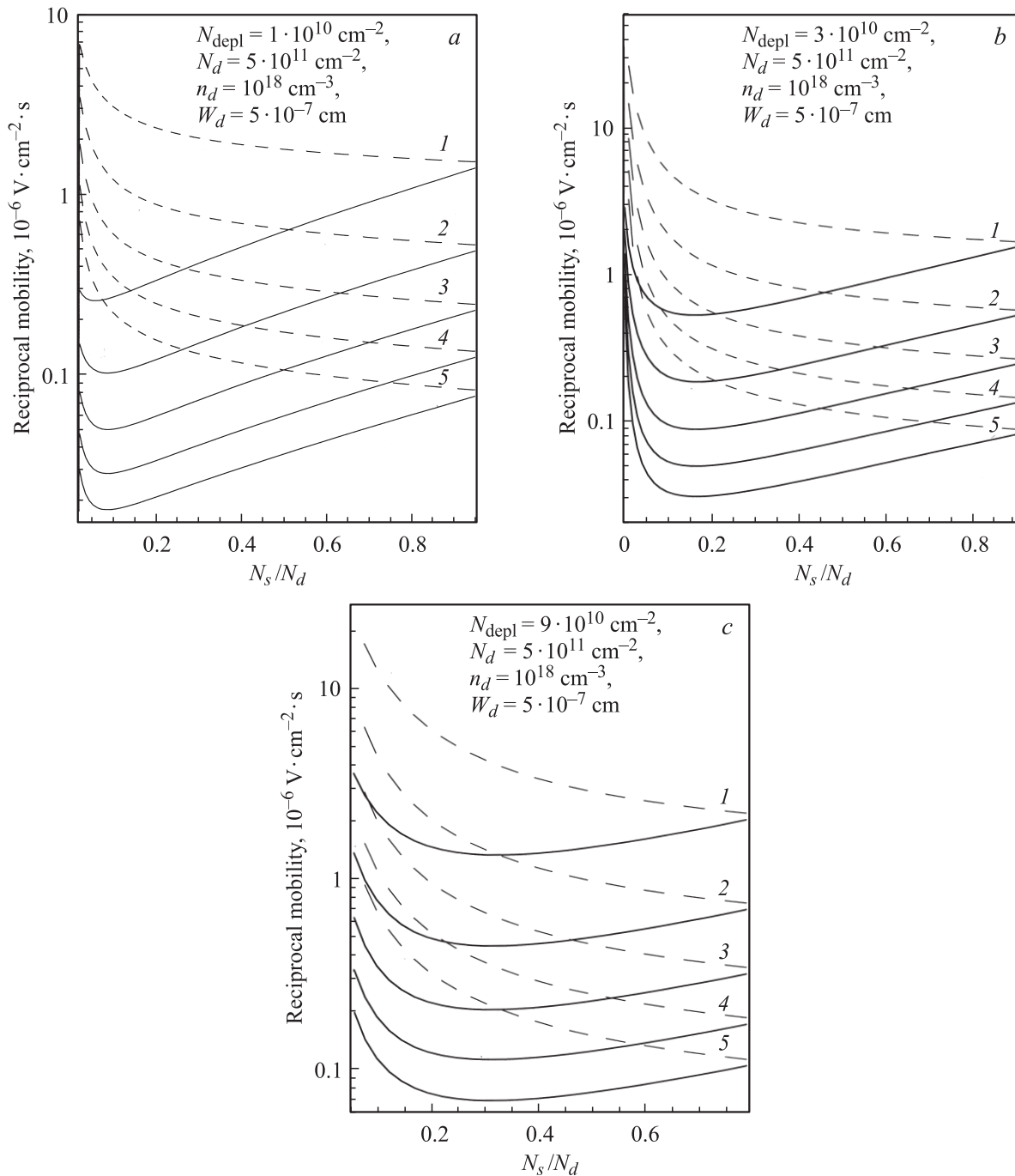


Рис. 1. Обратная подвижность. 2D-электронов при низкотемпературном рассеянии на примесных ионах. Штриховые линии — хаотическое распределение примесных ионов, сплошные — коррелированное распределение примесных ионов. Высокие концентрации доноров ($n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). W , nm: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40, 5 — 50. $N_{\text{depl}} = 1 \cdot 10^{10}$ (a), $3 \cdot 10^{10}$ (b) и $9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (c).

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

$$N_d^+ = N_{\text{depl}} + N_s, \quad (5)$$

где N_{depl} — поверхностная концентрация электронов в обедненном слое.

При расчетах мы положили массу электрона $m = 0.07m_0$; диэлектрическую проницаемость

$$\bar{\kappa} = 12.55; \quad \delta = \frac{\kappa_{\text{sc}} - \kappa_{\text{ins}}}{\bar{\kappa}} = 0.$$

Результаты вычислений подвижности 2D-электронов по формулам (1)–(5) представлены графически. На рис. 1 показана обратная подвижность электронов

$\mu^{-1}[10^{-6} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}]$ как функция поверхностной плотности электронов проводимости N_s/N_d (N_s — поверхностная плотность электронов в квантовой яме, N_d — поверхностная плотность доноров в легированном слое). Объемная плотность электронов $n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ширина легированного слоя $W_d = 5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$. Сплошная линия представляет обратную подвижность при рассеянии электронов на коррелированном распределении примесных ионов, а штриховая соответствует рассеянию электронов на хаотическом распределении примесных ионов. При расчетах ширина спейсера варьировалась от 10 до 50 nm (кривые 1–5). Поверхностная концентрация электронов в обедненном слое N_{depl} рассматривалась как внешний параметр: $N_{\text{depl}} = 10^{10}$ (a), $3 \cdot 10^{10}$ (b), $9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (c).

Наши расчеты, представленные на рис. 1, показывают, что во всех случаях корреляции в распределении примесных ионов приводят к максимуму подвижности электронов при убывании концентрации электронов в квантовой яме. Действительно, согласно (5), при условии $n_d^+(z) = \text{const}$

$$\frac{n_d^+}{n_d} = \frac{N_{\text{depl}}}{N_d} + \frac{N_s}{N_d}.$$

Когда электроны из проводящего слоя возвращаются на доноры, концентрация нейтральных атомов возрастает и корреляции в расположении примесных ионов увеличиваются. Структурный фактор $S(\eta)$ уменьшает свое значение [5]. В то же время обратная подвижность, связанная с рассеянием электронов на хаотическом распределении примесных ионов, монотонно возрастает с уменьшением концентрации электронов проводимости (штриховые кривые на рис. 1). Таким образом, в данном случае имеем два фактора, которые работают в противоположном направлении. Как показывают расчеты, на начальном этапе наиболее существенным оказывается изменение структурного фактора, что и обуславливает уменьшение обратной подвижности электронов при снижении концентрации электронов в проводящем слое во всех рассмотренных случаях. Однако обратная подвижность при рассеянии на хаотическом распределении примесных ионов с уменьшением концентрации электронов в проводящем слое возрастает все более интенсивно и в свою очередь оказывается более существенным фактором, влияющим на поведение подвижности, чем изменение структурного фактора. Поэтому в модели жестких сфер все кривые зависимости обратной подвижности от концентрации электронов в проводящем слое имеют минимум. Положение минимума в случае $N_{\text{depl}} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (a) варьируется от значения параметра $N_s/N_d = 0.05$ до $N_s/N_d = 0.09$ при изменении ширины спейсера от 10 до 50 nm. При этом в области минимума сохраняется неравенство $N_{\text{depl}} \ll N_s$, которое обеспечивает линейную зависимость N_d^+ от N_s . В случае больших значений N_{depl} , когда нарушается неравенство $N_{\text{depl}} \ll N_s$, положение минимума сдвигается в область

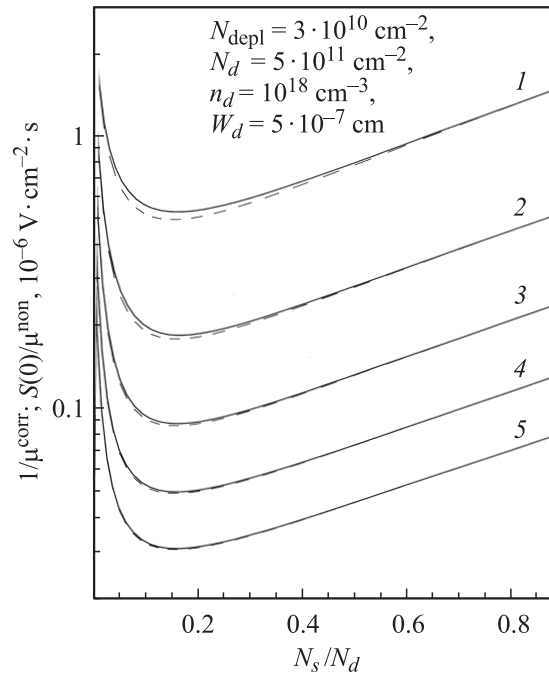


Рис. 2. Обратная подвижность 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов $1/\mu^{\text{corr}}$ (сплошные линии) и $S(0)/\mu^{\text{non}}$ (μ^{non} — подвижность электронов при рассеянии на хаотическом распределении примесных ионов) (штриховые линии). Высокие концентрации доноров ($n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Обозначения те же, что на рис. 1.

бóльших значений N_s . В качестве примера рассмотрим результаты расчетов, представленных на рис. 1, c ($N_{\text{depl}} = 9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$). В этом случае минимум обратной подвижности достигается при более высоких значениях параметра $N_s/N_d = 0.3$. Так происходит потому, что с уменьшением концентрации электронов в квантовой яме при прохождении N_s через значение $N_s \approx N_{\text{depl}}$ концентрация заряженных доноров N_d^+ фиксируется при значении $N_d^+ = N_{\text{depl}}$ согласно формуле (5). В этом случае фиксируется значение структурного фактора и обратная подвижность проходит значение минимума и начинает возрастать.

В [5] мы изучали влияние корреляций в расположении примесных ионов на подвижность в частном случае, когда существенным оказывается значение структурного фактора при $q = 0$

$$\mu^{\text{non}}/\mu^{\text{corr}} = S(0).$$

На рис. 2 сравниваются результаты расчетов обратной подвижности электронов, выполненные в этом частном случае [5], с расчетами, выполненными по формулам (1)–(5). Сплошной линией изображена обратная подвижность $1/\mu^{\text{corr}}$. Штриховой линией показана ее аппроксимация, выполненная по методике, предложенной в работе [5], — $S(0)/\mu^{\text{non}}$. Как следует из кривых на рис. 2, результаты наших расчетов практически совпадают с расчетами, выполненными по упрощенным

формулам [5], в случае высоких концентраций доноров $n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

В нашей модели пространственные корреляции в системе заряженных ионов возникают при переходе электрона с нейтрального примесного центра на примесный ион. Это 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 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, легированных кремнием, этот факт малозначителен, поскольку легирование этих материалов кремнием приводит к образованию так называемых DX -центров, обладающих глубокими энергетическими уровнями (см. ссылки в [8]). 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 $n_d < 3.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Заметим, что именно корреляции в системе DX -центров хорошо наблюдаются в экспериментах. Здесь следует отметить работу [9], в которой экспериментально исследовано влияние пространственных корреляций в распределении заряженных DX -центров на электронную подвижность в δ -легированных структурах $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$. И все же наиболее типичными являются системы, легированные мелкими примесными центрами. В этом случае в рамках развиваемой теории приходится ограничиваться случаем относительно низкого уровня легирования.

Результаты расчетов обратной подвижности 2D-электронов для материалов с низким уровнем легирования приведены на рис. 3, 4. В том случае, когда объемная плотность электронов $n_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ширина легированного слоя $W_d = 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, $N_{\text{depl}} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (рис. 3 и 4), обратная подвижность электронов $1/\mu^{\text{corr}}$ как функция параметра n_d^+/n_d имеет минимум (сплошные кривые). Кривые 1–6 соответствуют ширине спейсера $W = 0, 10, 20, 30, 40, 50 \text{ nm}$. Результаты расчетов обратной подвижности электронов по формулам (1)–(5) сравнивались с результатами расчетов по упрощенной схеме [5] (подвижность электронов вычислялась по формуле $S(0)/\mu^{\text{non}}$). Погрешность приближенного расчета, по нашим оценкам, составляет 20% в отсутствие спейсера (кривая 1) и 6% при ширине спейсера $W = 50 \text{ nm}$. Действительно, чем шире спейсер, тем меньше интервал изменения вектора рассеяния ($q_{\text{max}} \approx 1/W$), а также различие между $S(0)$ и $S(q)$.

На рис. 4 представлены результаты расчетов обратной подвижности 2D-электронов в случае $n_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $W_d = 10^{-6} \text{ cm}$, $N_{\text{depl}} = 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Расчетные кривые зависимости $1/\mu^{\text{corr}}$ от параметра n_d^+/n_d имеют минимум. Однако, согласно оценкам, при столь низких концентрациях доноров при расчетах необходимо учитывать

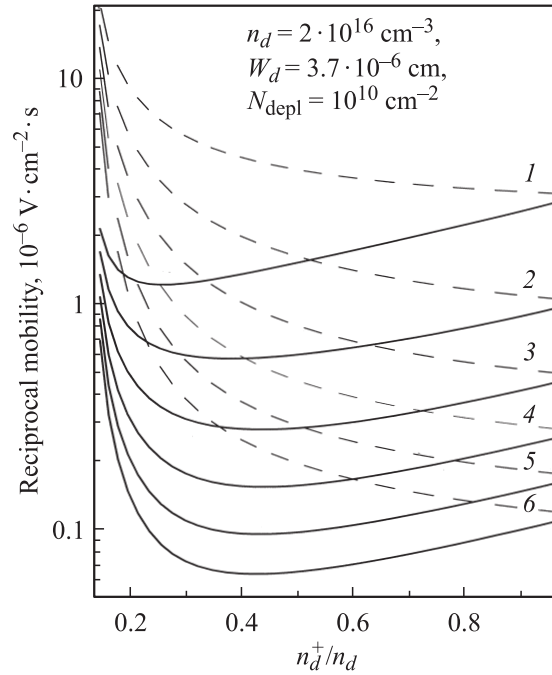


Рис. 3. Обратная подвижность 2D-электронов при рассеянии на хаотическом распределении примесных ионов (штриховые линии) и при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов (сплошные линии). Низкие концентрации доноров ($n_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). W , nm: 1 — 0, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 30, 5 — 40, 6 — 50. $N_{\text{depl}} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

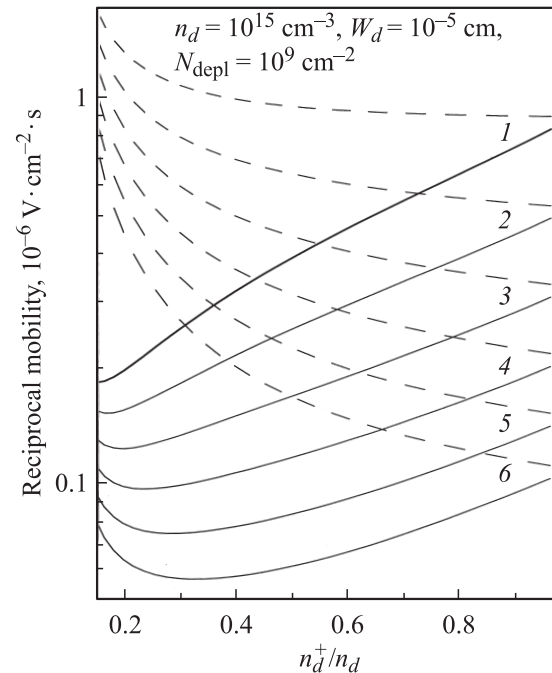


Рис. 4. Обратная подвижность 2D-электронов при рассеянии на хаотическом распределении примесных ионов (штриховые линии) и при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов (сплошные линии). Низкие концентрации доноров ($n_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). W , nm: 1 — 0, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 30, 5 — 40, 6 — 50. $N_{\text{depl}} = 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

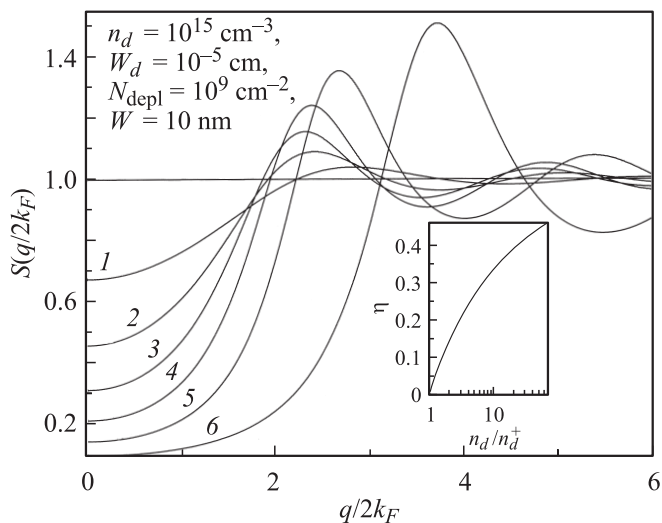


Рис. 5. Зависимость структурного фактора S от вектора рассеяния $q/2k_F$. $\eta = 0.05$ (1), 0.1 (2), 0.15 (3), 0.2 (4), 0.25 (5), 0.3 (6). На вставке — зависимость коэффициента упаковки η от параметра n_d/n_d^+ в модели жестких сфер [5].

зависимость структурного фактора от вектора рассеяния даже при полуколичественном описании.

Структурный фактор $S(q)$, описывающий влияние корреляций в расположении рассеивателей на подвижность 2D-электронов, испытывает осцилляции с ростом q . Поэтому предпринимались попытки связать немонотонности в поведении электронной подвижности с осцилляциями структурного фактора. На наличие немонотонного поведения подвижности двумерных электронов в гетероструктурах с δ -легированием указывали авторы многих теоретических расчетов. Одна из работ, в которой численно моделируются корреляции в распределении примесных ионов на плоскости, в основном посвящена этому вопросу [10].

Мы рассматриваем корреляции примесных ионов в модели жестких сфер. Расчеты, проведенные в рамках этой модели и представленные на рис. 1–4, не обнаружили немонотонного поведения электронной подвижности, которое можно было бы приписать осцилляциям структурного фактора. В случае высоких концентраций доноров ($n_d = 10^{18}$, $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) влияние корреляций описывается в основном структурным фактором, взятым при $q = 0$. И лишь при достаточно низких концентрациях доноров ($n_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) зависимость структурного фактора от вектора рассеяния существенна при вычислении электронной подвижности. Для этого случая ($n_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) на рис. 5 представлена зависимость структурного фактора S от параметра $q/2k_F$, рассчитанная в модели жестких сфер по формулам (3)–(5). Расчет показывает, что осцилляционные пики структурного фактора лежат вне интервала изменения вектора рассеяния $0 < q < 2k_F$. Таким образом, по крайней мере в рамках модели жестких сфер осцилляции структурного

фактора не влияют на концентрационные зависимости электронной подвижности при низких температурах.

В заключение еще раз отметим, что в случае достаточно широкого легированного слоя ($W_d \gg r_c$) величина электронной подвижности зависит от неоднородного распределения примесных ионов в этом слое. Поскольку $1/\mu^{\text{corr}} < 1/\mu^{\text{non}}$, в этом случае подвижность в основном определяется сильным рассеянием на некоррелированных ионах из полностью ионизированного примесного слоя, прилегающего к спейсеру. Для того чтобы избежать трудностей, связанных с подобным рода оценками, мы ограничились рассмотрением случая не очень широких легированных слоев ($W_d \geq r_c$), когда неоднородность в распределении примесных ионов малосущественна при вычислении подвижности (модельные оценки распределения ионов в примесном слое приведены в работе [11]).

На основе наших расчетов, проведенных в модели жестких сфер для случая $W_d \geq r_c$, можно сделать следующие выводы.

1) Пространственные корреляции примесных ионов в объеме легированного слоя приводят к максимуму подвижности 2D-электронов как функции концентрации электронов проводимости в широком интервале легирования ($10^{15} < n_d < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

2) Осцилляции структурного фактора $S(q)$ не влияют на подвижность электронов и не приводят к немонотонной зависимости подвижности от концентрации электронов в квантовой яме, поскольку лежат вне интервала изменения вектора рассеяния $0 < q < 2k_F$.

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, F. 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] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем. Мир, М. (1985); 415 с.; F. Stern, W. Howard. Phys. Rev. **163**, 816 (1967).
- [7] В.М. Михеев. ФТТ **47**, 1056 (2005).
- [8] DX-centers and other metastable defects in semiconductors. Int. Symp. Mauterdorf, Austria (1991). Semicond. Sci. Technol. **6**, 10B (1991).
- [9] A.F.W. van de Stadt, P.M. Koenraad, J.M. Shi, J.H. Wolter, J.T. Devreese. Phys. Status Solidi B **237**, 405 (2003).
- [10] S. Das Sarma, S. Koliyalam. Semicond. Sci. Technol. **13**, 8A, A 59 (1998).
- [11] Ф.Г. Пикус, А.Л. Эфрос. ЖЭТФ **96**, 985 (1989).