

УДК 535.376.2

© 1990

МАКСИМАЛЬНАЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПОДВИЖНОСТЬ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ТОЛСТЫМ СПЕЙСЕРНЫМ СЛОЕМ

Ф. Г. Пижус, Г. Г. Самсоидзе, А. Л. Эфрос

Представлен расчет подвижности двумерного электронного газа (ДЭГ), ограниченной рассеянием электронов на удаленных примесях, с учетом корреляции в пространственном распределении заряженных примесей, вызванной их кулоновским взаимодействием. Корреляционная функция заряда характеризуется температурой «замораживания» T_0 . Предполагается, что низкотемпературное распределение заряженных примесей является «мгновенной фотографией» их равновесного распределения при этой температуре. При достаточно низких T_0 система, состоящая из заряженных и нейтральных примесей, близка к своему основному состоянию. Показано, что корреляция в распределении заряженных примесей наиболее существенна при низких T_0 и большой толщине спейсерного слоя. Проведены численные расчеты для модуляционно-легированной гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$.

Низкотемпературная подвижность двумерного электронного газа (ДЭГ) в основном определяется рассеянием электронов на заряженных примесях. Рассеяние может происходить как на удаленных заряженных примесях, отделенных от ДЭГ спейсерным слоем, так и на остаточных ионах, расположенных в нелегированной области. В дальнейшем мы будем рассматривать гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, для которых обычно преобладает первый механизм рассеяния, если только толщина спейсерного слоя z не превышает примерно 40 нм.

Современная технология стремится к уменьшению концентрации остаточных примесей, которая обычно превышает 10^{14} см $^{-3}$, в то время как концентрация удаленных ионов не может быть существенно уменьшена при данной концентрации ДЭГ, поскольку эти ионы являются основным поставщиком электронов в канал. Поэтому интересно оценить подвижность, ограниченную рассеянием только на удаленных примесях. Это будет максимально возможная при данной концентрации ДЭГ и толщине спейсерного слоя z подвижность.

Обычно при расчете подвижности предполагают, что распределение заряженных примесей не коррелировано [1]. В работе [2] было впервые показано, что корреляция сильно влияет на подвижность ДЭГ, но не было построено качественной теории для корреляционной функции. Такая корреляция, как было показано в [3, 4], неизбежно появляется при учете кулоновского взаимодействия между заряженными примесями, если часть их ионизована, а часть нейтральна. Корреляция возникает потому, что электроны могут переходить с одной примеси на другую для установления равновесного распределения при данной температуре. Благодаря этому распределение заряженных примесей становится коррелированным, даже если все примеси были распределены по Пуассону.

В работах [3, 4] были предложены две различные модели этой корреляции. В первой модели предлагается, что термодинамическое равновесие в системе примесей и электронов существует только в области температур $T > T_0$, где T_0 — температура «замораживания». Это значит, что при бо-

лее низких температурах равновесие не устанавливается в течение, как минимум, нескольких часов. Поэтому низкотемпературное пространственное распределение заряженных примесей представляет собой «моментальный снимок» их распределения при температуре $T = T_0$. Мы называем эту модель неравновесной. Можно предположить, что T_0 по порядку величины соответствует критической температуре долговременной фотопроводимости, т. е. T_0 должно быть порядка 100 К.

Во второй модели предполагается, что равновесие существует даже при гелиевых температурах и распределение заряженных примесей соответствует основному состоянию системы. В этом случае кулоновская энергия значительно больше тепловой. Такую модель мы называем равновесной.

Сейчас трудно отдать предпочтение какой-либо из этих моделей. Мы думаем, что экспериментальным подтверждением неравновесной модели было бы наблюдение зависимости низкотемпературной подвижности от режима охлаждения, при этом наиболее важной должна быть скорость охлаждения вблизи температуры T_0 .

В рамках неравновесной модели флуктуации заряда могут быть вычислены аналитически [3, 4]. Обозначим через $c(\mathbf{r})$ отклонение поверхностной концентрации заряженных примесей от ее среднего значения. Для вычисления подвижности ДЭГ необходимо знать корреляционную функцию заряда $D(\mathbf{r})$

$$D(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \langle c(\mathbf{r}) c(\mathbf{r}') \rangle, \quad (1)$$

где \mathbf{r} , \mathbf{r}' — двумерные векторы в плоскости, параллельной ДЭГ. В работах [3, 4] было показано, что

$$D(q) = cq/[q + q_0(1 - \exp(-2qs))], \quad (2)$$

где c — средняя поверхностная концентрация заряженных примесей, $q_0 = 2\pi c e^2 / \kappa T_0$ — обратный дебаевский радиус, κ — диэлектрическая проницаемость,

$$D(\mathbf{q}) = \int D(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (3)$$

Далее будем предполагать, что все заряженные примеси находятся в одной плоскости (так называемое δ -легирование). В обратном случае объемного легирования необходимо учитывать флуктуации толщины слоя заряженных примесей. Однако можно показать [4], что в неравновесной модели эти флуктуации дают малый вклад в случайный потенциал по сравнению с флуктуациями заряда, описываемыми (2).

В равновесной модели, как было показано численным моделированием в [4], оба типа флуктуаций дают примерно одинаковый вклад в рассеяние. В работе [4] был вычислен коррелятор $D(q)$, однако не было учтено экранирование кулоновского взаимодействия заряженных примесей электронами в канале, так что результаты этого моделирования не могут быть непосредственно использованы для вычисления подвижности. Там же было предложено аналитическое приближение для описания флуктуаций заряда в основном состоянии. В этом приближении учитывалось экранирование, но не рассматривались флуктуации координат примесей в направлении, перпендикулярном к ДЭГ, и поэтому оно справедливо только для легированных слоев с толщиной меньше, чем среднее расстояние между примесями. При этом коррелятор $D(q)$ оказывается связанным с термодинамической функцией $(dE_F/dN_d)_c$, где $E_F(N_d, c)$ — химический потенциал двумерной системы, состоящей из частично нейтральных и частично ионизованных примесей (доноров) с двумерной концентрацией N_d . Для определения химического потенциала необходимо найти пространственное распределение ионизованных примесей в основном состоянии системы, что может быть сделано только путем компьютерного моделирования.

Для достаточно малых q в [4] было получено соотношение

$$D(q) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\kappa^2 q^2}{e^4} \left\{ \frac{dE_F}{dN_d} \right\}_c^2 \frac{N_d}{[1 - \exp(-2qs)]^2}. \quad (4)$$

В этой работе мы вычислим подвижность ДЭГ, ограниченную рассеянием на удаленных заряженных примесях с учетом корреляции в их пространственном распределении. Будут рассмотрены как неравновесная, так и равновесная модели. В первом случае используется соотношение (2) для коррелятора и результаты справедливы и для толстых, и для тонких легированных слоев. Во второй модели мы используем коррелятор (4) и функцию $(dE_F/dN_d)_c$, полученную численным моделированием, и результаты справедливы только для δ -легированных слоев. Для оценки влияния корреляции мы вычислим также подвижность без ее учета, т. е. в случае $D(q) = c$.

1. Расчет подвижности

Вычисления подвижности выполнялись обычным способом [1]

$$\mu^{-1} = \frac{2\pi m^2 e^3}{\kappa^2 \hbar^3} \int_0^{2\pi} \frac{\exp(-2qs)}{(q+q_s)^2} D(q) F^2(q) (1 - \cos \theta) d\theta, \quad (5)$$

где $F(q)$ — форм-фактор

$$F(q) = \{b/(b+q)\}^3. \quad (6)$$

Здесь b — характерный размер волновой функции ДЭГ в перпендикулярном направлении

$$b = \left\{ \frac{48\pi m e^2 (N_{\text{депл}} + {}^{11/32} N_s)}{\kappa \hbar^2} \right\}^{1/3}, \quad (7)$$

$$q = 2k_F \sin(\theta/2), \quad (8)$$

$k_F = \sqrt{2\pi N_s}$ — волновой вектор Ферми, $m = 0.07 m_0$ — эффективная масса электронов, N_s — концентрация ДЭГ, $N_{\text{депл}}$ — поверхностная плотность зарядов в обедненном слое, $q_s = 2me^2/\kappa\hbar^2$ — обратный радиус экранирования ДЭГ. Мы не различаем диэлектрическую проницаемость GaAs и GaAlAs и положим $\kappa = 12.55$.

Наши результаты справедливы для достаточно больших толщин спейсерного слоя s , поскольку в этом случае основной вклад в интеграл (5) дают малые значения q и справедливы выражения (2), (4) для коррелятора $D(q)$. При этом отклонение форм-фактора $F(q)$ от единицы несущественно и мы игнорируем зависимость диэлектрической проницаемости от q .

Толщина спейсерного слоя s может быть связана с другими параметрами следующим образом [5]:

$$s = \kappa [V_b - E_{D_b} - E_0 - \pi\hbar^2 N_s/m] / 4\pi e^2 (N_{\text{депл}} + N_s), \quad (9)$$

где V_b — разрыв зон на гетерогранице; E_{D_b} — энергия ионизации доноров, для которых в [6] приведены эмпирические соотношения

$$V_b = 600 (1.425x - 0.9x^2 - 1.1x^3) \text{ МэВ}, \quad (10)$$

$$E_{D_b} = (707x - 146) \text{ МэВ}. \quad (11)$$

Здесь x — концентрация алюминия в сплаве $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; E_0 — энергия первого уровня размерного квантования двумерных электронов

$$E_0 = \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} \left(\frac{4\pi e^2 \hbar}{m^{1/3} \kappa}\right)^{2/3} \frac{N_{\text{депл}} + {}^{55/96} N_s}{(N_{\text{депл}} + {}^{11/32} N_s)^{1/3}}. \quad (12)$$

Заметим, что поверхностная концентрация заряженных примесей c связана с $N_{\text{депл}}$ и N_s простым соотношением

$$c = N_{\text{депл}} + N_s. \quad (13)$$

а) Неравновесная модель. В этом случае для коррелятора $D(q)$ используются соотношения (2), (13). Результаты расчета подвижности для различных значений температуры «замораживания» T_0 , толщины спейсерного слоя s , плотности электронов в канале N_s и двумерной концентрации заряда в обедненном слое $N_{\text{депл}}$ представлены на рис. 1, 2. На рис. 1, а—в даны зависимости обратной подвижности от N_s для пяти

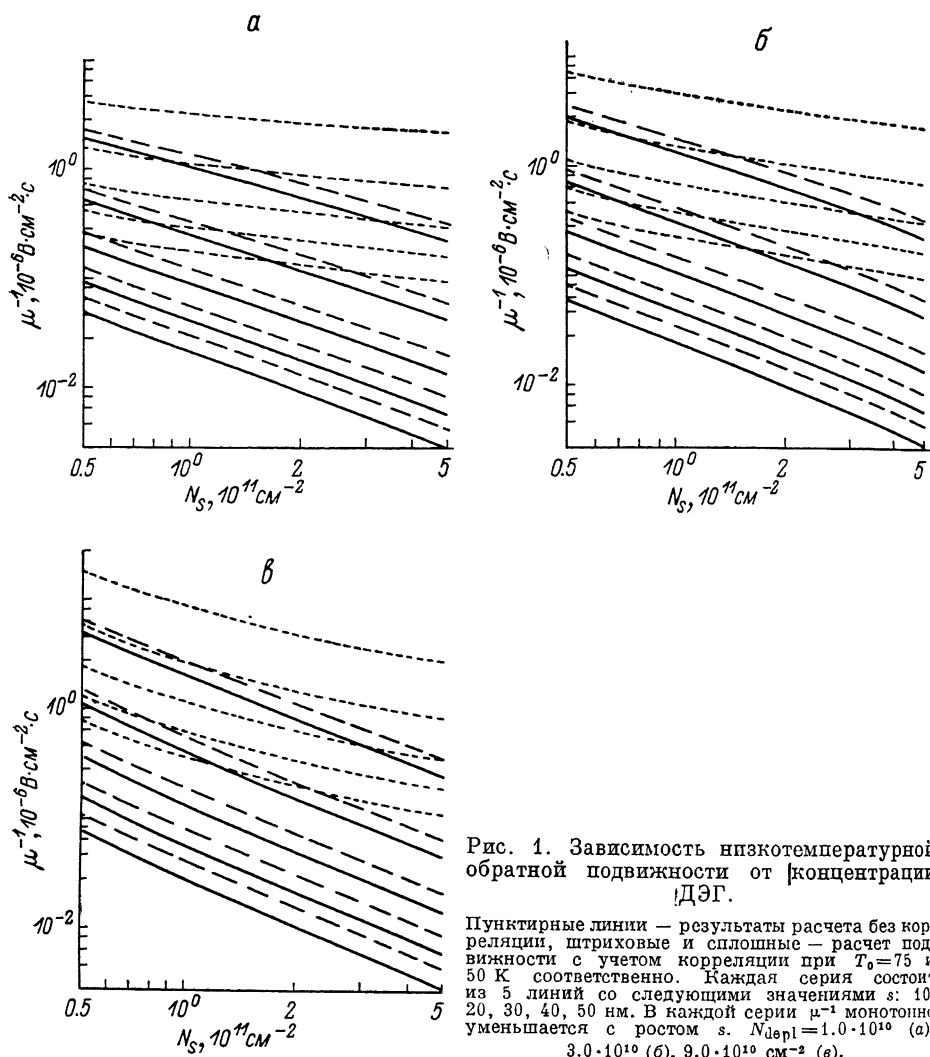


Рис. 1. Зависимость низкотемпературной обратной подвижности от концентрации ДЭГ.

Пунктирные линии — результаты расчета без корреляции, штриховые и сплошные — расчет подвижности с учетом корреляции при $T_0=75$ и 50 К соответственно. Каждая серия состоит из 5 линий со следующими значениями s : 10, 20, 30, 40, 50 нм. В каждой серии μ^{-1} монотонно уменьшается с ростом s . $N_{\text{депл}}=1.0 \cdot 10^{10}$ (а), $3.0 \cdot 10^{10}$ (б), $9.0 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ (в).

различных значений s при температурах «замораживания» $T_0=50$ и 75 К и трех различных значений $N_{\text{депл}}$. Толщина спейсерного слоя и плотность электронов в канале считаются здесь независимыми переменными, поэтому μ^{-1} уменьшается с увеличением N_s . Пунктирные линии показывают обратную подвижность, вычисленную без учета корреляции. Видно, что корреляция наиболее существенна при больших s и N_s , когда она увеличивает подвижность примерно в 50 раз. Эффект корреляции возрастает с уменьшением температуры T_0 . Влияние заряда обедненного слоя существенно только при малых N_s , как это следует из уравнения (13).

На рис. 2 представлена зависимость обратной подвижности от N_s для трех различных значений концентрации алюминия x с учетом того, что N_s и s связаны соотношением (9). В этом случае μ^{-1} возрастает с ростом N_s , поскольку s уменьшается с увеличением N_s .

б) Равновесная модель. В этой модели для использования коррелятора (4) необходимо знать производную $(dE_F/dN_d)_c$. Функция $E_F(N_d, c)$ может быть написана в виде

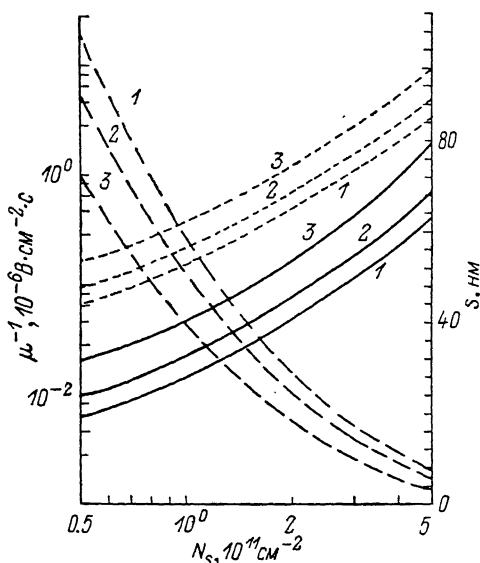
$$E_F = \frac{e^2 N_d^{1/2}}{\chi} g(K), \quad (14)$$

где $K = c/N_d$ — относительная концентрация, представляющая собой долю заряженных примесей. Следовательно,

$$\left(\frac{dE_F}{dN_d}\right)_c = \frac{e^2}{N_d^{1/2}\chi} \left\{ \frac{g}{2} - K g' \right\}. \quad (15)$$

Рис. 2. Зависимость низкотемпературной обратной подвижности от концентрации ДЭГ.

Пунктирные линии — результаты расчета без корреляции, сплошные линии — расчет подвижности с учетом корреляции при $T_s = 50$ К, штриховые — зависимость толщины спейсерного слоя от N_d . $N_{d\text{депл}} = 3.0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. 1 — $\chi = 0.25$, 2 — 0.30, 3 — 0.35.



Функция $g(K)$ была вычислена компьютерным моделированием [7], однако точность этих расчетов недостаточна для вычисления производной в формуле (15). Поэтому мы повторили расчет химического потенциала, используя в качестве основы тот же алгоритм. Моделирование было выполнено приблизительно для 400 различных реализаций случайной системы, содержащей 500 примесей. При этом K изменялось в интервале $0 \leq K \leq 0.8$ с шагом 0.01. Результаты моделирования показаны на рис. 3. Видно, что выражение в фигурных скобках в правой части соотношения (15) резко возрастает с ростом K . Мы использовали описанные выше результаты и выражение (4) для коррелятора при расчете подвижности в равновесной модели.

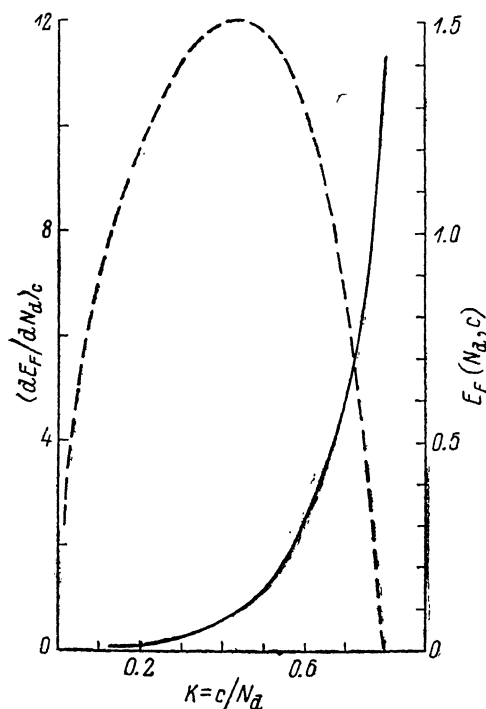


Рис. 3. Зависимость химического потенциала в единицах $e^2 N_d^{1/2}/\chi$ (штриховая линия, левая ось ординат) и производной $(dE_F/dN_d)_c$ в единицах $e^2/N_d^{1/2}\chi$ (сплошная линия, правая ось ординат) от относительной концентрации K .

Следует заметить, что (15) справедливо только при достаточно малых значениях q , в то время как при больших q корреляция отсутствует и $D(q) = c$ [4]. Мы учли это, положив $D(q) = c$ для значений q , при которых коррелятор (4) с производной (15) оказывается больше c .

Результаты расчета подвижности представлены на рис. 4, а—в для пяти различных значений s и трех значений $N_{\text{депл}}$. Эффект корреляции составляет

несколько порядков при малых относительных концентрациях $K=c/N_d$. Это вызвано тем, что при таких K число заряженных примесей много меньше числа нейтральных и распределение заряда становится однородным на больших масштабах благодаря кулоновскому отталкиванию. Эффект возрастает с ростом толщины спейсерного слоя, поскольку в этом случае

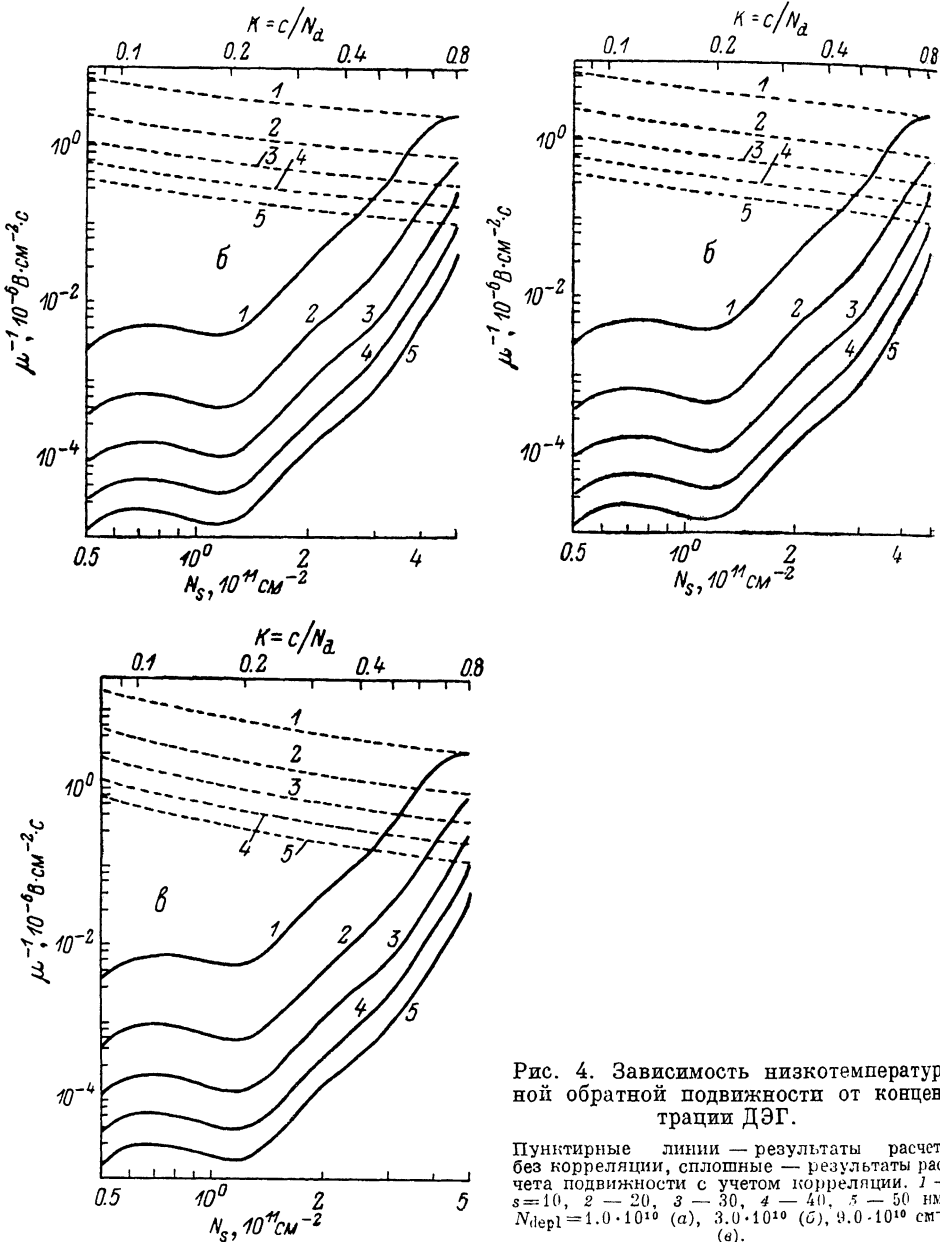


Рис. 4. Зависимость низкотемпературной обратной подвижности от концентрации ДЭГ.

Пунктирные линии — результаты расчета без корреляции, сплошные — результаты расчета подвижности с учетом корреляции. 1 — $s=10$, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40, 5 — 50 нм. $N_{\text{депл}}=1.0 \cdot 10^{10}$ (а), $3.0 \cdot 10^{10}$ (б), $9.0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (в).

становятся важными крупномасштабные гармоника случайного потенциала. Резкая зависимость подвижности от концентрации связана главным образом с концентрационной зависимостью функции $(dE_F/dN_d)_c$. Изложенные результаты справедливы только для δ -легированных слоев. В случае легированных слоев большой толщины флуктуации координат примесей в перпендикулярном к ДЭГ направлении значительно уменьшают подвижность.

Итак, корреляция в распределении заряженных примесей, вызванная их кулоновским взаимодействием, существенно увеличивает подвижность

ДЭГ, определяемую рассеянием электронов на удаленных примесях. Эта корреляция с необходимостью появляется, если часть примесей в легированном слое гетероструктуры ионизована, а часть нейтральна. Эффект корреляции возрастает с уменьшением температуры «замораживания» T_0 и с увеличением толщины спейсерного слоя z . В равновесной модели при малой относительной концентрации c/N_d корреляция увеличивает подвижность на несколько порядков.

В заключение один из нас (А. Л. Эфрос) благодарит Ф. Стерна за полезную дискуссию в области данной работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ando T., Fowler A. B., Stern F. // *Rev. Mod. Phys.* 1982. V. 54. N 2. P. 437—672.
- [2] Lassing R. // *Sol. St. Comm.* 1988. V. 65. N 7. P. 765—768.
- [3] Efros A. L. // *Sol. St. Comm.* 1988. V. 65. N 11. P. 1281—1284.
- [4] Пикус Ф. Г., Эфрос А. Л. // *ЖЭТФ*. 1989. Т. 96. № 3. С. 985—995.
- [5] Stern F. // *Appl. Phys. Lett.* 1983. V. 43. N 10. P. 973—976.
- [6] Gomes V. M. S., Ghaves A. S., Leite J. R., Worlock J. M. // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 35. N 8. P. 3984—3989.
- [7] Белло М. С., Левин Е. И., Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // *ЖЭТФ*. 1981. Т. 80. № 4. С. 1596—1612.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
9 ноября 1989 г.