

## Естественно неупорядоченный потенциал на поверхности сильно легированного полупроводника

© В.Б. Бондаренко, В.В. Кораблев, Ю.И. Равич

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 28 апреля 2003 г. Принята к печати 9 июля 2003 г.)

Обсуждается зависимость естественных неоднородностей потенциала от пространственной дисперсии диэлектрического отклика двумерного электронного газа на поверхности сильно легированного полупроводника. Определены значения и масштаб неупорядоченного потенциала в случае сильно вырожденного поверхностного электронного газа. Показана зависимость данных неоднородностей от параметров поверхности и объема.

Проведенный ранее анализ неоднородностей электрического потенциала у поверхности примесного полупроводника [1,2], обусловленных дискретным характером распределения объемного заряда, показал, что в случае наличия на поверхности делокализованных электронных состояний высокой плотности средняя величина хаотического потенциала — порядка нескольких мэВ. Для большинства процессов, происходящих на поверхности при комнатной и повышенных температурах, данные изменения потенциальной энергии электрона малы по сравнению с тепловой и, как правило, не существенны. Однако сделанная оценка может оказаться несправедливой по крайней мере для сильно легированных структур (с концентрацией порядка  $10^{18}$  см $^{-3}$  и более), для которых возрастает вероятность локализации заряженного дефекта непосредственно вблизи поверхности. Прежде всего в этих системах необходимо учитывать нелинейность экранирования двумерным электронным газом возмущений, связанных с потенциалами точечных зарядов [3] — электроактивных дефектов в обедненных приповерхностных слоях. Очевидно, что учет зависимости диэлектрического отклика поверхности от степени неоднородности исходного потенциала должен привести к изменению средней величины хаотического потенциала. Следует также отметить, что полученная в работе [2] зависимость данной величины от плотности поверхностных состояний приводит к ошибочным оценкам начиная с величин плотности порядка  $10^{12}$  см $^{-2}$  эВ $^{-1}$ . В этом случае получается, что неоднородности потенциала на поверхности сильно легированного полупроводника оказываются выше при наличии делокализованного электронного газа. Причина столь неудовлетворительного результата состоит в ограниченности использования стандартного метода изображений при расчете электрического поля и потенциала у поверхности при конечной плотности электронных состояний. Для получения лучшего приближения необходимо использовать при вычислениях диэлектрическую проницаемость среды в более широком диапазоне величин волновых векторов исходного возмущения, т. е. необходимо учесть наличие пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. Цель настоящей работы — выяснение характе-

ра зависимости величины хаотического потенциала на поверхности сильно легированного полупроводника от диспергирующих свойств двумерного электронного газа.

Для оценки влияния пространственной дисперсии на естественные неоднородности потенциала рассмотрим случай сильно вырожденного двумерного электронного газа. При этом величина энергии Ферми поверхностного электрона  $E_F$  намного превышает значение тепловой энергии  $kT$ . Потенциальную энергию электрона в поле  $i$ -го кулоновского центра (однозарядного донора) в плоскости поверхности вне диэлектрической среды запишем в виде

$$V_i(\rho) = -\frac{e^2}{\sqrt{\rho^2 + d_i^2/4}}. \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  — радиальная координата в плоскости локализации электрона,  $d_i$  — удвоенное расстояние  $i$ -го кулоновского центра до этой плоскости. Хорошо известен фурье-образ потенциала (1):

$$V_i(q) = -\frac{e^2 \exp(-qd_i/2)}{q}, \quad (2)$$

где  $q$  — величина волнового вектора в плоскости поверхности. Экранированный потенциал, созданный  $i$ -м кулоновским центром на поверхности, определяется стандартным методом:

$$U_i(\rho) = \int_0^\infty U_i(q) J_0(\rho q) q dq, \quad (3)$$

где  $J_0(s)$  — функция Бесселя нулевого порядка,  $U_i(q) = V_i(q)/\kappa(q)$  — фурье-образ экранированного потенциала,  $\kappa(q)$  — функция диэлектрического отклика среды. В данном случае при наличии свободной поверхности полупроводника  $\kappa(q)$  имеет вид [3]

$$\kappa(q) = \begin{cases} \frac{\varepsilon+1}{2} \left(1 + \frac{q_s}{q}\right), & q \leq 2k_F, \\ \frac{\varepsilon+1}{2} \left[1 + \left(1 - \sqrt{1 - 4k_F^2/q^2}\right) \frac{q_s}{q}\right], & q > 2k_F, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $k_F$  — величина волнового вектора поверхностного электрона на уровне Ферми,

$q_s = 4\pi e^2 D_0 / (\varepsilon + 1)$ ,  $D_0$  — плотность поверхностных состояний. В условиях сильного вырождения двумерного электронного газа следует выбрать  $\kappa(q)$  при  $q \leq 2k_F$ . При малой неоднородности возмущения, т. е. при выполнении неравенства  $q \ll q_s$ , функция диэлектрического отклика имеет вид

$$\kappa(q) = \frac{(\varepsilon + 1)q_s}{2q}. \quad (5)$$

Используя преобразование (3) и выражение (5), получаем экранированный потенциал

$$U_i(\rho) = -\frac{d_i}{4\pi D_0 (\rho^2 + d_i^2/4)^{3/2}}, \quad (6)$$

который также можно получить в приближении Томаса–Ферми. Усредняя потенциал (6) и полагая независимым распределение заряженной примеси у поверхности, мы установили зависимость естественных неоднородностей потенциала  $\delta U$  от параметров системы [2]:

$$\delta U = \frac{1}{D_0 L_0} \sqrt{\frac{N_s}{\pi}}. \quad (7)$$

В выражении (7)  $L_0 = \sqrt{\varepsilon U_0 / 2\pi e^2 N_0}$  — ширина области обеднения,  $U_0$  — величина изгиба зон,  $N_0$  — уровень легирования,  $N_s = N_0 L_0$  — поверхностная концентрация заряда. Результат (7) справедлив в случае наличия на поверхности делокализованного электронного газа высокой плотности. При полной локализации поверхностного заряда расчет потенциала  $i$ -го центра на поверхности также можно произвести, используя формализм функции диэлектрического отклика. Этому случаю соответствует другой предельный случай для величин волновых векторов возмущения  $q \gg q_s$ . Из выражения (4) следует, что данному диапазону величин  $q$  соответствует диэлектрическая проницаемость, равная среднему арифметическому проницаемостей граничащих сред. Поскольку при этом  $\kappa$  является константой, экранированный потенциал получаем сразу в виде

$$U_i(\rho) = \frac{2}{\varepsilon + 1} V_i(\rho). \quad (8)$$

Для пуассоновского ансамбля дискретных зарядов примеси в слое обеднения в работе [2] было получено выражение для величины характерных неоднородностей потенциала на поверхности с локализованными состояниями. Усреднение выражения (8) с последующим поиском максимума функционала приводит к результату

$$\delta U = \frac{4e^2 \sqrt{\pi N_s}}{\varepsilon + 1}. \quad (9)$$

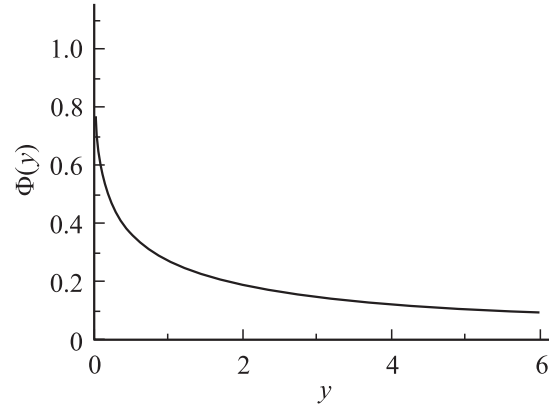


Рис. 1. Функция  $\Phi(y)$  (13).

В общем случае при анализе естественных неоднородностей на поверхности полупроводника необходимо определить экранированный потенциал, вычисленный с учетом соответствующей функции диэлектрического отклика (4). Будем, как и ранее, полагать, что на поверхности полупроводника имеется сильно вырожденный электронный газ. С учетом преобразования (3) после изменения порядка интегрирования в выражении для средней величины неоднородности поверхностного потенциала  $\delta U(R)$  на площадке радиусом  $R$  получаем

$$\delta U(R) = \frac{4e^2 \sqrt{\pi N_s}}{(\varepsilon + 1)L_0} \int_0^\infty \frac{1 - \exp(-qL_0)}{q(q + q_s)} J_1(qR) dq. \quad (10)$$

В выражении (10)  $J_1(s)$  — функция Бесселя 1-го порядка. Дальнейший расчет показывает, что максимальное значение  $\delta U(R)$  достигается при некотором размере площадки  $R = R_0$ , который приближенно оценивается в виде

$$R_0 \approx \sqrt{\frac{L_0}{q_s}}. \quad (11)$$

По смыслу радиус  $R_0$  задает порядок величины размера неоднородностей потенциала на поверхности полупроводника. Вычисление  $\delta U$  можно произвести непосредственной подстановкой выражения (11) в формулу (10):

$$\delta U = \frac{4e^2 \sqrt{\pi N_s}}{\varepsilon + 1} \Phi(q_s L_0). \quad (12)$$

Здесь введенная новая функция  $\Phi(y)$  имеет вид

$$\Phi(y) = \int_0^\infty \frac{1 - \exp(-x)}{x(x + y)} J_1(x/\sqrt{y}) dx. \quad (13)$$

График функции  $\Phi(y)$  приведен на рис. 1. Из определения данной функции [4] следует, что  $\Phi(0) = 1$  и ее асимптотическое поведение  $\Phi(y) \propto 1/y$  при условии  $y \gg 1$ .

Полученное выражение для величины средних неоднородностей потенциала (12) еще не носит окончательного характера. Входящая в данную формулу величина изгиба зон  $U_0$  априори зависит от плотности и спектра поверхностных состояний. В случае сильно вырожденного электронного газа на поверхности полупроводника с высокой плотностью электронных состояний происходит пиннинг уровня Ферми в середине зоны поверхностных состояний, размер которой во много раз превышает энергию  $kT$ . Из общих теоретических представлений [5] можно принять, что поверхностная зона располагается симметрично относительно середины запрещенной зоны. Таким образом, для сильно легированного полупроводника в пренебрежении значением уровня Ферми в объеме полупроводника поверхностный изгиб зон равен

$$U_0 \approx \frac{E_g}{2} - \Delta U, \quad (14)$$

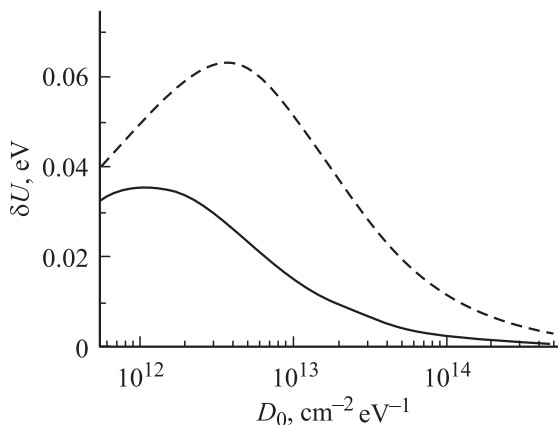
где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\Delta U$  — изменение величины изгиба зон из-за конечности плотности поверхностных состояний. Из условия электронейтральности системы в целом следует, что заряд на поверхности по абсолютной величине должен быть равен заряду в обедненном слое:

$$D_0 \Delta U = N_0 L_0. \quad (15)$$

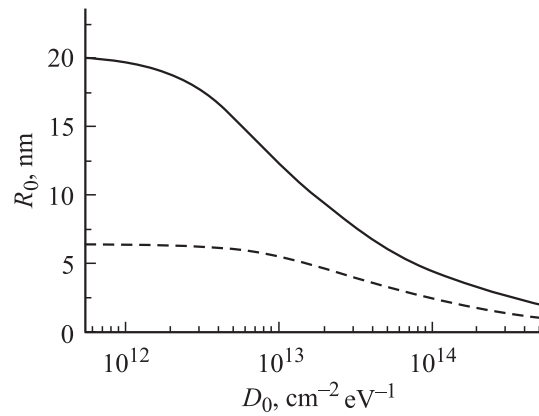
Учитывая явную зависимость величин  $\Delta U$  и  $L_0$  от  $U_0$ , согласно (15) получаем уравнение, решение которого имеет вид

$$U_0 = \frac{E_g}{2} + \frac{\varepsilon N_0}{4\pi e^2 D_0^2} \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{4\pi e^2 D_0^2 E_g}{\varepsilon N_0}} \right). \quad (16)$$

Использование (16) для вычисления параметров в формуле (12) позволяет определить величину неоднородностей потенциала на поверхности полупроводника, обусловленных дискретным характером распределения объемного заряда в слое обеднения. Характерный вид зависимости данной величины от плотности поверхностных



**Рис. 2.** Зависимости амплитуды естественных неоднородностей потенциала на поверхности сильно легированного Si ( $\varepsilon = 12$ ,  $E_g = 1.1$  эВ) от плотности поверхностных состояний при концентрациях примеси  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  (сплошная кривая) и  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  (пунктирная кривая).



**Рис. 3.** Зависимости масштаба естественных неоднородностей потенциала на поверхности сильно легированного Si ( $\varepsilon = 12$ ,  $E_g = 1.1$  эВ) от плотности поверхностных состояний при концентрациях примеси  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  (сплошная кривая) и  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  (пунктирная кривая).

состояний при двух уровнях легирования представлен на рис. 2. Масштаб неоднородностей потенциала (рис. 3) определялся согласно выражению (11), в котором от плотности поверхностных состояний зависит ширина слоя обеднения.

Подведем некоторые итоги. Из проведенного анализа следует, что при наличии на поверхности полупроводника сильно вырожденного электронного газа рассматриваемые неоднородности потенциала ограничены по величине. При учете пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости этой системы получена немонотонная зависимость оптимальных флуктуаций поверхностного потенциала, в максимуме превышающих тепловую энергию при комнатной температуре. Характерный масштаб неоднородностей растет с уменьшением плотности поверхностных состояний и при достижении максимальных величин неоднородностей потенциала данная зависимость обнаруживает насыщение (рис. 3). Расчет показывает, что предельные значения величин масштаба  $R_0$  оказываются порядка среднего расстояния между примесными атомами  $N_0^{-1/3}$ .

### Список литературы

- [1] В.Б. Бондаренко, Ю.А. Кудинов, С.Г. Ершов, В.В. Кораблев. ФТП, **30** (11), 2068 (1996).
- [2] В.Б. Бондаренко, М.В. Кузьмин, В.В. Кораблев. ФТП, **35** (8), 964 (2001).
- [3] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [4] И.С. Градштейн, И.М. Рьжик. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М., Наука, 1971).
- [5] *Поверхностные свойства твердых тел*, под ред. М. Грина (М., Мир, 1972).

Редактор Т.А. Полянская

## Inherent disorder potential at the high-doped semiconductor surface

*V.B. Bondarenko, V.V. Korablev, Yu.I. Ravich*

St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The dependence of the inherent potential inhomogeneity due to a dielectric permittivity spatial dispersion of two-dimensional electron gas at the high-doped semiconductor surface is discussed. Values and the scale of the disorder potential are determined for high-degenerate surface electron gas. The dependence of these inhomogeneities on the surface and volume parameters is considered.