

01;06

Распределение плотности двумерного электронного газа в полупроводниковой гетероструктуре с периодическим затворным электродом

© Ю.А. Морозов, В.В. Попов

Институт радиотехники и электроники РАН (Саратовский филиал)

Поступило в Редакцию 9 апреля 1998 г.

Выполнены расчеты профиля распределения концентрации электронов в слое двумерного электронного газа в полупроводниковой гетероструктуре при одновременной подаче опорного и встречного смещений потенциала на соседние полоски периодического затворного электрода. Показано, что при параметрах структуры, используемых в экспериментах, профиль распределения концентрации значительно отличается как от прямоугольного, так и от синусоидального.

В ряде экспериментальных работ [1,2] изучаются периодически неоднородные двумерные (2D) электронные системы в полупроводниковых гетероструктурах GaAs/AlGaAs. В работе [2] периодическое распределение электронной плотности в 2D системе создавалось при подаче напряжения на затворный электрод, изготовленный в виде периодической решетки из металлических полосок. При этом интерпретация экспериментальных данных в [2] проводилась на основе предположения о прямоугольном (или синусоидальном) профиле распределения электронной плотности.

В данной работе задача о распределении плотности двумерного электронного газа в структуре с периодическим затворным электродом решена в строгой электростатической постановке. Заметим, что аналогичный подход использовался в работе [3] для исследования влияния встроенного потенциала, возникающего из-за образования барьера Шоттки на поверхности металлических полосок затворного электрода, на распределение потенциала в слое двумерного электронного газа. В отличие от [3] ниже рассмотрена более общая модель, позволяющая исследовать случай подачи встречного смещения потенциала на соседние полоски затворного электрода. При этом период пространственного

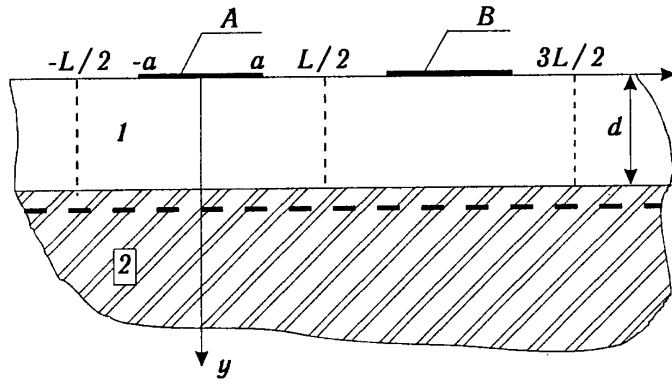


Рис. 1. Элементарная ячейка полупроводниковой гетероструктуры с периодическим затворным электродом.

распределения заряда в 2D электронном слое оказывается в два раза большим, чем период металлической решетки затворного электрода. Такие структуры представляют особый интерес в частности потому, что в них наблюдается более богатый спектр плазменных колебаний [2].

Элементарная ячейка рассматриваемой периодической структуры изображена на рис. 1. Решетка из идеально проводящих металлических полосок шириной $2a$ нанесена на поверхность диэлектрического слоя 1 (AlGaAs) с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и толщиной d . Двумерный электронный слой находится на границе раздела диэлектрика 1 и полупроводниковой подложки 2 (GaAs). Потенциал на полосках A и B затворного электрода (относительно потенциала 2D электронного слоя) задается в виде наложения опорного Φ_0 и встречного ϕ смещений потенциала: $\Phi_A = \Phi_0 + \phi$ и $\Phi_B = \Phi_0 - \phi$.

Решение уравнения Лапласа в области элементарной ячейки $-L/2 \leq x \leq 3L/2$, $0 \leq y \leq d$ может быть найдено в виде суперпозиции решений, полученных для следующих значений потенциалов на полосках решетки:

$$\Phi_A = \Phi_B = \Phi_0, \quad \phi = 0, \quad (1)$$

$$\Phi_A = -\Phi_B = \phi, \quad \Phi_0 = 0. \quad (2)$$

Задача с одинаковыми значениями потенциала (1) на полосках решетки решена в [3]. Встречное смещение потенциала на соседних полосках решетки (2) соответствует антисимметричному относительно плоскости

$x = L/2$ распределению потенциала в областях элементарной ячейки при $x < L/2$ и $x > L/2$. Следовательно, достаточно решить задачу в одной из указанных областей, например для $x < L/2$, со следующими граничными условиями:

$$\begin{aligned} \Phi(x, 0) &= \phi, \quad |x| \leq a, \\ \frac{\partial \Phi(x, 0)}{\partial y} &= 0, \quad a < |x| \leq L/2, \\ \Phi(x, d) &= 0, \\ \Phi(\pm L/2, y) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Второе граничное условие соответствует отсутствию нормальной компоненты электрического поля на неметаллизированной поверхности диэлектрика I при $y = 0$. Такое приближение является оправданным при $\epsilon_1 \gg 1$ [3].

Для решения задачи используем следующее конформное преобразование:

$$k_2 \operatorname{sn}(W, k_2) = \operatorname{sn}(z/C, k_1), \quad (4)$$

отображающее рассматриваемую область в плоскости $z = x + jy$ на прямоугольную область с однородными граничными условиями в плоскости $W = \operatorname{Re}W + j\operatorname{Im}W$. Параметры k_1, k_2 эллиптического синуса и масштабный коэффициент C определяются выражениями

$$CK(k_1) = L/2, \quad CK'(k_1) = d, \quad k_2 = \operatorname{sn}(a/C, k_1). \quad (5)$$

Здесь $K(k_1)$ и $K'(k_1)$ — связанные полные эллиптические интегралы первого рода. Тогда решение уравнения Лапласа с заданными граничными условиями (3) имеет вид

$$\Phi(x, y) = \phi \left(1 - \frac{\operatorname{Im}W(x, y)}{K'(k_2)} \right). \quad (6)$$

Плотность заряда в 2D слое определяется следующим образом:

$$\sigma = \epsilon_0 \epsilon_1 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \Big|_{y=d-0} - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \Big|_{y=d+0} \right) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{d} [\Phi_{th} - \phi F(x)], \quad (7)$$

где $F(x) = k_1 \frac{K'(k_1)}{K'(k_2)} \sqrt{\frac{1 - \operatorname{sn}^2(x/C, k_1)}{1 - k_2^2 k_1^2 \operatorname{sn}^2(x/C, k_1)}}$, а реальное распределение потенциала по глубине приповерхностного слоя в полупроводниковой подложке 2

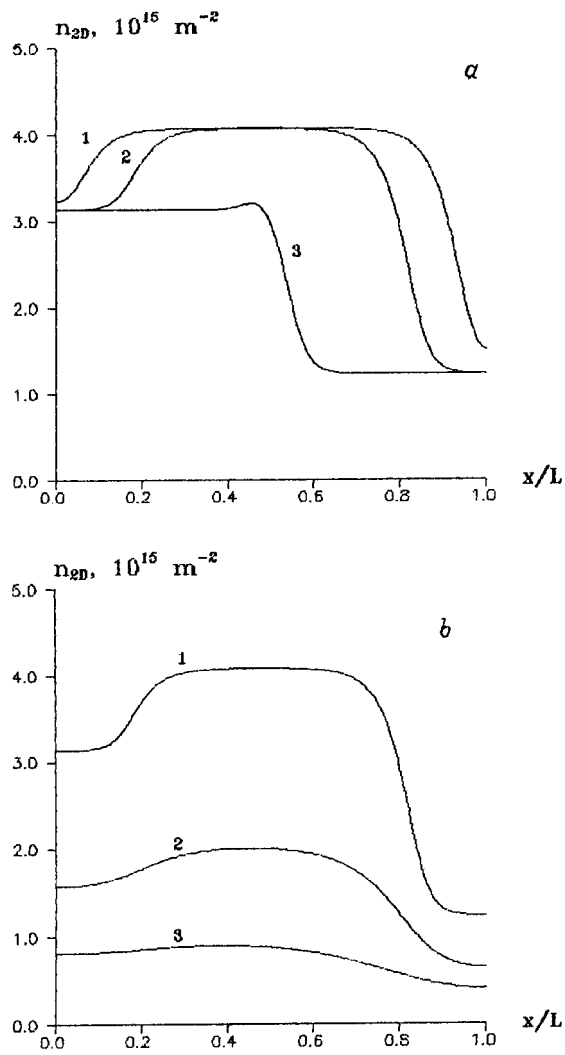


Рис. 2. Влияние коэффициента заполнения решетки (*a*) и толщины слоя диэлектрика (*b*) на профиль распределения концентрации электронов при $L = 1 \mu\text{m}$, $\epsilon_1 = 12$, $\Phi_{th} = -0.43 \text{ V}$, $\Phi_0 = -0.2 \text{ V}$ и $\phi = 0.1 \text{ V}$: *a* - $d/L = 0.07$; $t = 0.1$ (1), 0.33 (2), 0.9 (3). *b* - $t = 0.33$; $d/L = 0.07$ (1), 0.14 (2), 0.28 (3).

учтено с помощью феноменологического встроенного порогового поля с напряженностью $E_{th} = \Phi_{th}/d$. Как следует из (7), значение потенциала $\phi \approx \Phi_{th}$ соответствует полному обеднению двумерного слоя под центром полосы A затворного электрода ($F(0) \approx 1$). Именно такое определение порогового поля используется в экспериментах [1,2].

На рис. 2 представлены результаты расчетов влияния коэффициента заполнения решетки затворного электрода $t = 2a/L$ и толщины d диэлектрического слоя на распределение концентрации электронов в 2D слое. Данные получены методом суперпозиции решений для потенциалов на полосках решетки, задаваемых условиями (1) и (2), причем продолжение решений в область $x > L/2$ выполнялось четным и нечетным образом соответственно. Распределение 2 на рис. 2, *a* и кривая 1 на рис. 2, *b* получены при использовании значений параметров структуры, соответствующих экспериментальной ситуации [2]. Заметим, что в этом случае рассчитанная нами зависимость приращения средней плотности заряда относительно ее порогового значения от напряжения на затворе с графической точностью совпадает с экспериментальными результатами статьи [2] (см. рис. 3, *b* из [2]).

Из рис. 2 видно, что профиль концентрации носителей заряда в 2D слое значительно отличается от прямоугольного, задаваемого a priori в работе [2]. Из рис. 2, *a* следует также, что при больших значениях t (кривая 3) обеднение проявляется во всем 2D слое, а не только непосредственно под полосками затворного электрода. Даже незначительное увеличение толщины слоя диэлектрика d (или уменьшение периода решетки L) резко снижает эффективность модуляции плотности электронов в плоскости двумерного слоя (рис. 2, *b*). В этом случае распределение концентрации носителей заряда приближается к синусоидальному.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-19211).

Список литературы

- [1] *Kotthaus J.P., Hansen W., Pohlmann H., Wassermeier M.* // *Surface Science*. 1988. V. 196. P. 600–601.
- [2] *Wilkinson R.J., Ager C.D., Duffield T. et al.* // *J. Appl. Phys.* 1992. V. 71. P. 6049–6061.
- [3] *Davies J.H., Larkin I.A.* // *Phys. Rev.* 1994. V. 49 B. P. 4800–4809.