

01; 06

© 1990 г.

РАСЧЕТ МДП СТРУКТУРЫ С КВАЗИОДНОМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ¹

С. В. Козырев, В. Ю. Осипов

Полный расчет МДП структуры с квазиодномерным электронным газом в широком диапазоне температур возможен лишь в результате решения специфической задачи двумерного нелинейного экранирования. В области очень слабого обогащения возможен приближенный расчет распределения потенциала в структуре, так как вклады неподвижных зарядов ионизованных доноров и подвижных зарядов носителей удастся разделить. На основе проведенных в Больцмановской статистике расчетов и при использовании ряда допущений проанализированы структуры на высоколегированных подложках (10^{17} см⁻³) с металлургической шириной канала 0.5–0.6 мкм.

Сделан вывод о возможности создания в режиме слабого обогащения сверхузких квазиодномерных каналов и для делокализованных носителей.

Введение

В узких (шириной < 1 мкм) аккумуляционных n -МДП каналах на кремнии, ограниченных с боков обратносмещенными относительно n -подложки p^+ -областями (рис. 1), при условии полного обеднения средней n -области реализуются в окрестности порога отпираания квазиодномерные электронные шнуры (когда экранирование электронным подвижным зарядом бокового сжимающего потенциала еще не особенно существенно) [1–3]. Полное описание данной системы в широком диапазоне температур возможно при совместном решении двумерных уравнений Пуассона и Шредингера (причем в многоподзонам рассмотрении) для зарядов в n -области полупроводника и Лапласа для диэлектрика, т. е. сводится к решению специфической задачи двумерного нелинейного экранирования.

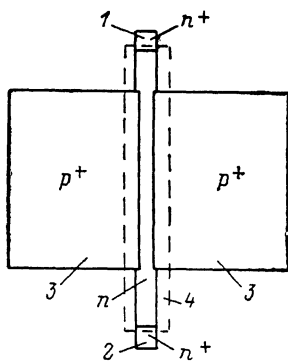
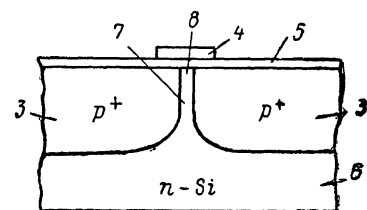


Рис. 1. Квазиодномерная МДП структура.

1 — исток; 2 — сток; 3 — высоколегированные (10^{19} см⁻³) p^+ -области, формируемые при диффузии акцепторной примеси (бор) в n -кремний и последующей диффузионной разгонке атомов бора в кремнии; 4 — металлический затвор; 5 — диэлектрический слой двуокиси кремния; 6 — кремниевая, легированная фосфором n -подложка (нейтральная часть); 7 — средняя n -область (полностью обедненная при большом обратном смещении и, возможно, частично нейтральная при нулевом смещении); 8 — область локализации квазиодномерного электронного шнура.



В данной работе в отличие от [4] сделан приближенный расчет распределения потенциала в структуре с учетом подвижного заряда электронов в канале.

Область существования наиболее сильно сжатого электронного шнура имеет место в интервале напряжений на затворе, когда максимальная объем-

¹ Предварительные результаты работы докладывались на I Всесоюзной конференции по физическим основам твердотельной электроники (Ленинград, 1989).

ная плотность электронного подвижного заряда много меньше (хотя бы в несколько раз) плотности заряда ионизованных доноров и создающих параболический сжимающий потенциал для движения по x . В этой области очень слабого обогащения и возможно приближенное решение двумерного уравнения Пуассона в виде суммы затравочного решения [5], полученного без учета заряда электронов в канале, но при учете лишь неподвижного заряда ионизованных доноров обедненной n -области и поправки, обусловленной зарядом подвижных носителей, вычисленным в затравочном потенциале [6].

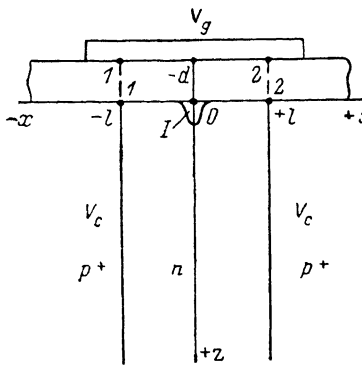


Рис. 2. Расчетная модель (полу-бесконечная в $+z$ -направлении).

1 — электронный шнур.

Затравочное решение

Без учета заряда электронов в канале, а также в подпороговом режиме затравочное решение для потенциала $\varphi(x, z)$ в полностью обедненном n -объеме структуры при $-l \leq x \leq +l$ и $0 \leq z < +\infty$ (рис. 2), удовлетворяющее уравнению Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{4\pi e n_0}{\epsilon_{п.п}} \quad (1)$$

и граничным условиям

$$\varphi(\pm l, z) = V_c,$$

ищется в виде

$$\varphi(x, z) = \frac{2\pi e n_0}{\epsilon_{п.п}} (l^2 - x^2) + V_c + \sum_{k=0}^{\infty} A_k \cos \left[\frac{\pi x}{2l} (2k+1) \right] \exp \left[-\frac{\pi z}{2l} (2k+1) \right]. \quad (2)$$

Здесь и далее $\epsilon_{п.п}$, ϵ — диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика; n_0 — легирование подложки (концентрация донорных примесей); d — толщина диэлектрика; $2l$ — металлургическая ширина МДП канала; $V_g > 0$ — потенциал затвора, отсчитываемый от напряжения плоских зон в нейтральной части n -подложки; $V_c < 0$ — потенциал боковых электродов, равный сумме внешнего обратного смещения и контактной разности $p^+ - n$ -перехода; e — элементарный заряд; k — индекс суммирования. Решение уравнения Лапласа для потенциала $\varphi_d(x, z)$ в прямоугольнике 1—1—2—2 диэлектрика методом Фурье—Ламе при граничных условиях $-\varphi_d(x, 0) = \varphi(x, 0)$ на границе раздела Si—SiO₂, $\varphi_d(x, -d) = V_g$ на затворе и при приближенных граничных условиях вдоль линий 1—1 и 2—2 в диэлектрике (как правило, d значительно меньше l) $\varphi_d(\pm l, z) \simeq V_c + (V_c - V_g)(z/d)$ имеет вид

$$\varphi_d(x, z) = V_c + (V_c - V_g) \frac{z}{d} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\text{sh} \frac{\pi(2k+1)(z+d)}{2l}}{\text{sh} \frac{\pi(2k+1)d}{2l}} f_k \cos \frac{\pi(2k+1)x}{2l}, \quad (3)$$

где f_k — фурье-коэффициенты функции $\varphi(x, 0) - V_c$

$$f_k = \frac{2}{l} \int_0^l (\varphi(x, 0) - V_c) \cos \frac{\pi(2k+1)x}{2l} dx = A_k + \frac{64(-1)^k}{\pi^2} \frac{e n_0 l^2}{\epsilon_{п.п} (2k+1)^2}. \quad (4)$$

Используя условие равенства нормальных составляющих векторов электрической индукции на границе раздела Si—SiO₂

$$\epsilon \frac{d\varphi_d}{dz} \Big|_{z=0} = \epsilon_{п.п} \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=0} \quad (5)$$

и следующее представление на участке $-l < x < +l$

$$\frac{V_c - V_g}{d} = \frac{V_c - V_g}{d} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{4}{\pi(2k+1)} \cos \frac{\pi(2k+1)x}{2l}, \quad (6)$$

получаем для A_k

$$A_k = \frac{4(-1)^k}{\pi(2k+1)} \frac{V_g - V_c - \frac{16}{\pi} \frac{en_0 l^2}{x_{п.н}(2k+1)^2} \frac{\pi(2k+1)d}{2l \cdot \text{th}\left(\frac{\pi(2k+1)d}{2l}\right)}}{\frac{\pi(2k+1)d}{2l \cdot \text{th}\left(\frac{\pi(2k+1)d}{2l}\right)} + \frac{x_{п.н}}{x} \frac{\pi(2k+1)d}{2l}}. \quad (7)$$

Полученное решение (2), (7) более точно учитывает амплитуды высокочастотных пространственных гармоник $\varphi(x, z)$ (по сравнению с известным решением [4]), которые с увеличением числа носителей в канале экранируются в последнюю очередь. Это особенно важно при изучении эволюции электронного шнура, связанной с расширением проводящего канала с ростом напряжения на затворе.

Подставляя (3) в (5) и преобразовывая можно получить приближенное выражение

$$x_{п.н} \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{x}{d} \left[\varphi(x, 0) - V_g - \frac{d^2\varphi(x, 0)}{dx^2} \frac{d^2}{3} \right]. \quad (8)$$

Здесь величина $x(d/3) | d^2\varphi/dx^2 |_{(0,0)}$ характеризует отклонение от конденсаторного приближения МДП структуры, т. е. отклонение от так называемого слабого решения для распределения потенциала в диэлектрике

$$\varphi_d^{ст}(x, z) = \varphi(x, 0) + \frac{\varphi(x, 0) - V_g}{d} z. \quad (9)$$

Из (8) можно определить характерную для решаемой задачи эффективную двумерную концентрацию электронов в канале

$$\frac{x}{4\pi e} \frac{d}{3} \Big| \frac{d^2\varphi}{dx^2} \Big|_{(0,0)},$$

действие которой эквивалентно величине отклонения от конденсаторного приближения.

При двойном дифференцировании (2) по x с учетом (7) получаем ряд, который при $z=0$ не суммируется в обычном смысле, так как не сходится. Однако, используя метод суммирования рядов в смысле Чезаро (теорема Фейера) [7, 8], можно точно численно определить параметр $(d^2\varphi)/(dx^2)$ в точке $(0, 0)$ эффективной параболической потенциальной ямы для движения поперек канала (вдоль x). Для структур с металлургической шириной канала 0.4—0.6 мкм и уровнем легирования подложки 10^{17} см^{-3} при соответствующем обратном смещении, не превосходящем 10—11 В, ожидаемое расстояние между уровнями энергии для движения поперек канала в эффективной параболической потенциальной яме доходит до 11 мэВ. При этом в ситуации электрического предела структуры (предельные для данного n_0 обратные смещения, полностью обедняющие исходно частично нейтральный средний n -объем) и относительно толстого окисла характерный параметр

$$\frac{x}{4\pi e} \frac{d}{3} \Big| \frac{d^2\varphi}{dx^2} \Big|_{(0,0)},$$

имеющий в качестве нижней оценки величину $(1/3)(x/x_{п.н})n_0d$, достигает $1-1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и для структур с заданным соотношением d/l слабо зависит от n_0 ($\sim n_0^{1/3}$).

Учет подвижного заряда

В классическом рассмотрении (без учета квантования) для диапазона температур $\sim 100-300 \text{ К}$, когда равновесная концентрация электронов в нейтральной части n -подложки слабо зависит от температуры и равна n_0 , распре-

деление электронного подвижного заряда вблизи точки (0, 0) в больцмановской статистике (в приближении квадратичного хода затравочного потенциала по x и линейного по z в окрестности (0, 0)) имеет вид

$$\rho(x, z) = -en_0 \exp \left[\frac{e\varphi_0 - e|F|z - \frac{2\pi en_0(1+\beta)}{\chi_{n,n}} x^2}{k_B T} \right]. \quad (10)$$

Здесь $F < 0$; $(4\pi en_0(1+\beta))/\chi_{n,n}$ — соответственно первая и вторая производные затравочного потенциала по z и x в точке (0, 0); k_B — постоянная Больцмана; T — температура, $\varphi_0 < 0$ — потенциал в точке (0, 0). При $L_D/l < 0.1$ (где $L_D = \sqrt{\chi_{n,n} k_B T} / (4\pi e^2 n_0)$ — дебаевская длина материала n -типа) формула (10) работает достаточно хорошо. Решение уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \Delta\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta\varphi}{\partial z^2} = -\frac{4\pi\rho(x, z)}{\chi_{n,n}} \quad (11)$$

для поправки $\Delta\varphi(x, z)$ в n -области, обусловленной зарядом подвижных носителей, искалось методом, развитым в [9], в виде

$$\Delta\varphi(x, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \Delta\varphi_k(z) \cos \frac{\pi(2k+1)x}{2l}. \quad (12)$$

При $(\rho(0, 0))/(en_0) \leq 0.2$ и $L_D/l < 0.1$ в качестве граничных условий можно принять в области полупроводника $\Delta\varphi(\pm l, z) = 0$, $\Delta\varphi(x, +\infty) = 0$ и в области диэлектрика $\Delta\varphi_d(x, -d) = 0$. Следуя [9], решалось дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 \Delta\varphi_k(z)}{dz^2} - \left[\frac{\pi(2k+1)}{2l} \right]^2 \Delta\varphi_k(z) = -\frac{4\pi\rho_k(z)}{\chi_{n,n}} \quad (13)$$

с граничными условиями $\Delta\varphi_k(+\infty) = 0$, $\Delta\varphi_k(0) = B_k$, где

$$\rho_k(z) = \frac{2}{l} \int_0^{+l} \rho(x, z) \cos \frac{\pi(2k+1)x}{2l} dx, \quad (14)$$

B_k — фурье-коэффициенты функции $\Delta\varphi(x, 0)$, которые окончательно определяются лишь при сшивке (в соответствии с (5)) решения уравнения Пуассона для $\Delta\varphi(x, z)$ с решением уравнения Лапласа в диэлектрике для $\Delta\varphi_d(x, z)$. При $L_D/l \leq 0.1$ предел $+l$ в интеграле (14) можно заменить на $+\infty$, тогда для величины $\rho_k(z)$ имеем

$$\rho_k(z) = -\frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{1+\beta}} \frac{L_D}{l} en_0 \cdot \exp \left[\frac{e\varphi_0 - e|F|z}{k_B T} \right] \exp \left[-\left(\frac{\pi(2k+1)L_D}{2\sqrt{2}\sqrt{1+\beta}l} \right)^2 \right]. \quad (15)$$

Решение уравнения (13) искалось стандартно в виде суммы решения неоднородного дифференциального уравнения

$$\Delta\varphi'_k(z) = C_k \exp \left[-\frac{e|F|z}{k_B T} \right], \quad (16)$$

где

$$C_k = \frac{\frac{4\pi en_0}{\chi_{n,n}} \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{1+\beta}} \frac{L_D}{l} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k_B T} \right] \cdot \exp \left[-\left(\frac{\pi(2k+1)L_D}{2\sqrt{2}\sqrt{1+\beta}l} \right)^2 \right]}{\left(\frac{e|F|}{k_B T} \right)^2 - \left(\frac{\pi(2k+1)}{2l} \right)^2},$$

и решения однородного уравнения

$$\Delta\varphi''_k(z) = D_k \exp \left[-\frac{\pi(2k+1)}{2l} z \right], \quad D_k = B_k - C_k. \quad (17)$$

Решение уравнения Лапласа для потенциала $\Delta\varphi_d(x, z)$ в области $1-1-2-2$ диэлектрика при граничных условиях $\Delta\varphi_d(x, -d) = 0$, $\Delta\varphi_d(\pm l, z) = 0$, $\Delta\varphi_d(x, 0) = \Delta\varphi(x, 0)$ имеет вид

$$\Delta\varphi_d(x, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\text{sh} \frac{\pi(2k+1)(z+d)}{2l}}{\text{sh} \frac{\pi(2k+1)d}{2l}} B_k \cos \frac{\pi(2k+1)x}{2l}. \quad (18)$$

Согласовывая полученное решение для $\Delta\varphi(x, z)$ с решением для $\Delta\varphi_d(x, z)$, определяем коэффициенты B_k , функцию $\Delta\varphi_k(z)$ и окончательно для поправки $\Delta\varphi(x, z)$ имеем

$$\Delta\varphi(x, z) = -\frac{2(2\pi)^{3/2} e n_0 L_D}{\kappa_{\text{п. п}} \sqrt{1 + \beta l}} \exp\left[\frac{e\varphi_0}{k_B T}\right] \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{\pi(2k+1)L_D}{2\sqrt{2}\sqrt{1+\beta l}}\right)^2\right] \times \\ \times \left[\frac{\exp\left[-\frac{e|F|z}{k_B T}\right] - \exp\left[-\frac{\pi(2k+1)z}{2l}\right]}{B'_k} + \frac{\exp\left[-\frac{\pi(2k+1)z}{2l}\right]}{B''_k} \right] \cos \frac{\pi(2k+1)x}{2l}, \quad (19)$$

где

$$B'_k = \left(\frac{e|F|}{k_B T}\right)^2 - \left(\frac{\pi(2k+1)}{2l}\right)^2, \\ B''_k = \left(\frac{e|F|}{k_B T} + \frac{\pi(2k+1)}{2l}\right) \left(1 - \frac{\frac{z}{\kappa_{\text{п. п}}}}{\text{th} \frac{\pi(2k+1)d}{2l}}\right) \frac{\pi(2k+1)}{2l}. \quad (20)$$

Полученное решение для $\Delta\varphi(x, z)$ описывает поправку к распределению потенциала в структуре, связанную с подвижным зарядом, в зависимости

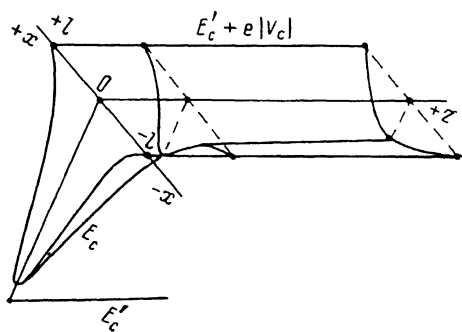


Рис. 3. Схематическое распределение потенциала в средней n -области (на примере хода дна зоны проводимости).

E'_c — уровень дна зоны проводимости в нейтральной части n -подложки, играющий роль начала отсчета в распределении потенциала в структуре; E_c — ход дна зоны проводимости в обедненной n -области; $E'_c + e|V_c|$ — положение дна зоны проводимости в высоколегированной боковой p^+ -области.

от четырех характерных длин задачи: l , d , L_D и $(k_B T)/(e|F|)$, характеризующей толщину слоя обогащения по z . Из (19), (20) видно, что зависимость $\Delta\varphi(x, z)$ может иметь немонотонный характер по z . С ростом напряжения на затворе число носителей в канале увеличивается и происходит сглаживание потенциала по x , т. е. величина $|\frac{d^2\varphi}{dx^2}|_{0,0}$ уменьшается. В соответствии с (8) это вызовет дополнительное поджатие носителей к границе раздела Si—SiO₂.

В кремнии n -типа при $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$ дебаевская длина экранирования равна $L_D = 130 \text{ \AA}$, а ширина обедненной области одиночного p^+ — n -перехода при пробое $\approx 0.4 \text{ мкм}$. Поэтому для Si структур с металлургической шириной $2l = 0.5\text{--}0.6 \text{ мкм}$ приближенная теория корректно описывает режим слабого обогащения, особенно при пониженных температурах. Для структур на более широкозонных полупроводниках (например, AsGa) область применимости приближенного решения несколько бóльшая. При $|\Delta\varphi(0, 0)| \leq 0.3 (k_B T/e)$ предложенный подход можно считать удовлетворительным. На рис. 3 схематически показано распределение потенциала в n -области полупроводника (для хода края зоны проводимости).

В работах [1, 2] квазиодномерный характер проводимости наблюдался на 10 Ом·см Si МДП структурах в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Это обстоятельство частично связано с тем, что в режиме сильной локализации экранирование носителями бокового сжимающего потенциала (на фоне относительно высокого рельефа случайного потенциала) практически несущественно. При этом плотности электронного подвижного заряда много больше плотности заряда ионизованных доноров обедненной n -области. Из данной работы следует, что возможна реализация сверхузких квазиодномерных каналов и для делокализованных носителей, например в области проводимости с активацией на край подвижности. Для структур с параметрами $n_0=10^{17}$ см⁻³, $2l=0.5-0.6$ мкм (при этом случайный потенциал будет иметь относительно низкий рельеф) область существования квазиодномерного канала имеет место в режиме очень слабого обогащения, при $n_s(0) \leq 8-10 \cdot 10^{10}$ см⁻² (где $n_s(0)$ — эффективная поверхностная концентрация электронов при $x=0$). При этом распределение эффективной двумерной электронной концентрации $n_s(x)$ будет наиболее неоднородно.

Авторы выражают глубокую признательность Ю. В. Шмарцеву и А. Я. Вулю за постановку проблемы и постоянный интерес к работе.

Список литературы

- [1] Fowler A. B., Hartstein A., Webb R. A. // Physica. 1983. Vol. 117B-118B. P. 661.
- [2] Webb R. A., Fowler A. B., Hartstein A., Wainer J. J. // Surf. Sci. 1986. Vol. 170. P. 14—27
- [3] Осипов В. Ю., Вуль А. Я., Зинчик Ю. С. и др. // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Кичинов: Штиинца, 1988. Т. 2. С. 87—88.
- [4] Шик А. Я. // ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 8. С. 1488—1491.
- [5] Вуль А. Я., Козырев С. В., Осипов В. Ю., Шмарцев Ю. В. // Тез. докл. VII Всесоюз. симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Паланга, 1989. Ч. I. С. 118—120.
- [6] Козырев С. В., Осипов В. Ю. // Тез. докл. I Всесоюз. конф. по физическим основам твердотельной электроники. Л., 1989. Т. А. С. 274—275.
- [7] Ильин В. А., Позняк Э. Г. Основы математического анализа. М.: Наука, 1971. Ч. 1, 2.
- [8] Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н. Курс современного анализа. М., 1963. Ч. I. 344 с.
- [9] Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.: Л.: Изд-во АН СССР. 1948. 727 с.

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

Поступило в Редакцию
2 ноября 1989 г.