

01;06

Теория планарно-неоднородного МОП транзистора в области слабой инверсии. Методика определения поверхностных параметров

© Е.Н. Бормонтов, М.Н. Левин, С.А. Вялых, С.Н. Борисов

Воронежский государственный университет,
394693 Воронеж, Россия
E-mail: levin@lev.csu.ru

(Поступило в Редакцию 8 февраля 2000 г.)

Представлена модификация известной модели вольт-амперных характеристик Оверстратена и др. [1] для МОП транзистора в области слабой инверсии, учитывающая планарную неоднородность поверхностного потенциала полупроводника. Предложена простая и удобная методика определения спектральной плотности поверхностных состояний и флуктуационного параметра по выходным (сток-стоковым) и передаточным (сток-затворным) однопороговым вольт-амперным характеристикам. Дополнительное измерение порогового напряжения МОП транзистора дает возможность рассчитать эффективный заряд окисла. Методика позволяет определять указанные поверхностные параметры МОП транзисторов с достаточно хорошей точностью и удобна для тестового контроля интегральных микросхем.

Введение

Известно, что поверхностные состояния (ПС) и планарная неоднородность поверхностного потенциала влияют на выходные и передаточные вольт-амперные характеристики (ВАХ) МОП транзистора [2]. Свенсон и Майндль [3] создали приближенную модель подпороговых ВАХ для объяснения передаточных характеристик низковольтного КМОП инвертора, а Малс, Деклерк и Оверстратен предложили простую и полезную методику контроля плотности поверхностных состояний по подпороговым ВАХ МОП транзистора [1]. При расчете подпороговых ВАХ они исходили из того, что в области слабой инверсии доминируют диффузионная составляющая тока, а поверхностный потенциал однороден по всей границе раздела окисел-полупроводник. В то же время в большинстве реальных МОП структур вследствие случайного распределения поверхностного заряда имеется статистический разброс поверхностного потенциала y_s по границе раздела окисел-полупроводник [4–7], который обычно описывается гауссовским распределением [4].

$$P(y_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(y_s - \bar{y}_s)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (1)$$

где \bar{y}_s — среднее значение, σ — стандартное отклонение поверхностного потенциала.

Неоднородность поверхностного потенциала существенно возрастает при облучении транзистора ионизирующим излучением [8–13]. Однако уменьшение наклона сток-затворных подпороговых ВАХ после облучения обычно связывают лишь с возрастанием плотности поверхностных состояний [14–16]. Несмотря на очевидную необходимость учета неоднородного планарного распределения радиационно-индуцированных дефектов, этого до сих пор не было сделано в существующих методах исследования.

Целью настоящей работы является развитие базовой модели МОП транзистора в области слабой инверсии [1] с учетом планарной неоднородности прибора. Решение этой задачи позволяет корректно объяснить изменения сток-затворных подпороговых ВАХ после воздействия ионизирующего облучения и разработать методику определения параметров границы раздела в МОП транзисторе с учетом флуктуаций поверхностного потенциала.

Модель МОП транзистора в области слабой инверсии

Рассмотрим для определенности p -канальный МОП транзистор. Знаки объемного потенциала ϕ_B , поверхностного потенциала y_s и напряжения на стоке V_D для такого транзистора отрицательны. Потенциал в канале V при движении от истока к стоку меняется от 0 до V_D . Запишем соотношение между затворным напряжением V_g , поверхностным потенциалом y_s и потенциалом канала V в произвольной точке канала

$$V_g = V_{FB} - \frac{Q_{sc}}{C_{0x}} + \frac{kT}{q} y_s + \frac{qD_{ss}}{C_{0x}} \left(\frac{kT}{q} y_s - V \right), \quad (2)$$

где $V_{FB} = \phi_{ms} - Q_{0t}/C_{0x}$ — напряжение плоских зон, ϕ_{ms} — разность работ выхода электрона из металла и полупроводника, Q_{0t} — фиксированный заряд окисла, C_{0x} — геометрическая емкость окисла, Q_{sc} — полный заряд в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, D_{ss} — спектральная плотность ПС.

В основу флуктуационной модели вольт-амперных характеристик (ВАХ) МОП транзистора в области слабой инверсии возьмем модель Оверстратена, Деклерка и Малса [1]. В работе [1] при выводе формулы для подпорогового тока считалось, что в области слабой инверсии заряд подвижных дырок в ОПЗ Q_p много меньше заряда ионизированной донорной примеси Q_B , т.е.

$Q_{sc} \approx Q_B$, и проводилось разложение заряда обедненного слоя Q_B в ряд около середины области слабой инверсии $y_s = 1.51 \ln \lambda$, где $\lambda = n_i/N_D$ — степень легирования полупроводника, n_i — собственная концентрация носителей заряда, N_D — концентрация донорной примеси в полупроводнике. Однако в формулу (2) входит полный заряд ОПЗ Q_{sc} , включающий и заряд подвижных неосновных носителей. Из физических соображений ясно, что флуктуации поверхностного потенциала будут оказывать наиболее сильное влияние на заряд инверсионного слоя, поэтому более строго раскладывать в ряд именно Q_{sc} . Это разложение имеет следующий вид:

$$Q_{sc} = Q_{sc}^* - \frac{kT}{q} C_{sc}^* (y_s - 1.5 \ln \lambda), \quad (3)$$

где Q_{sc}^* и C_{sc}^* — заряд и емкость ОПЗ при значении поверхностного потенциала $y_s = 1.5 \ln \lambda$.

После подстановки (3) в (2) получим

$$V_g = \left[V_{FB} + 1.5 \frac{kT}{q} \ln \lambda - \frac{Q_{sc}^*}{C_{0x}} + \frac{qD_{ss}}{C_{0x}} 1.5 \frac{kT}{q} \ln \lambda \right] + \frac{kT}{q} (y_s - 1.5 \ln \lambda) \left(1 + \frac{C_{sc}^*}{C_{0x}} + \frac{qD_{ss}}{C_{0x}} \right) - \frac{qD_{ss}}{C_{0x}} V. \quad (4)$$

Величина, стоящая в квадратных скобках, представляет собой напряжение V_g^* на затворе МОП транзистора, при котором поверхностный потенциал равен $1.5 \ln \lambda$. Введем аналогично работе [1] обозначения

$$n = \frac{C_{0x} + C_{sc}^* + qD_{ss}}{C_{0x}}, \quad m = \frac{C_{0x} + C_{sc}^*}{C_{0x}}. \quad (5)$$

С учетом (5) соотношение (4) можно переписать в виде

$$V_g = V_g^* + \frac{kT}{q} (y_s - 1.5 \ln \lambda) n - \frac{qD_{ss}}{C_{0x}} V. \quad (6)$$

Окончательно получаем следующее соотношение между поверхностным потенциалом y_s и затворным напряжением V_g .

$$y_s = 1.5 \ln \lambda + \frac{q}{kT} \frac{V_g - V_g^*}{n} + \frac{q^2}{kT} \frac{D_{ss}}{nC_{0x}} V = 1.5 \ln \lambda + \frac{q}{kT} \frac{V_g - V_g^*}{n} + \frac{qV}{kT} \frac{qD_{ss}}{C_{0x} + C_{sc}^* + qD_{ss}}. \quad (7)$$

Из (7) видно, что при не слишком больших плотностях ПС ($qD_{ss} \ll C_{0x}$) поверхностный потенциал очень слабо зависит от V , а определяется только затворным напряжением и степенью легирования полупроводника.

Перейдем к расчету ВАХ МОП транзистора в области слабой инверсии. Для нахождения заряда подвижных дырок в канале в области слабой инверсии запишем выражение для полного заряда ОПЗ в зависимости от по-

верхностного потенциала y_s и потенциала канала V [17]

$$Q_{sc} = \frac{\sqrt{2\varepsilon_s kT}}{qL_D} \left[\exp(y_s) - y_s - 1 + \lambda^2 \left(\exp\left(-y_s + \frac{qV}{kT}\right) + y_s - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right) \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s kT}{q^2 N_D}}$$

— дебаевская длина экранирования.

Преобразование этого выражения дает следующее соотношение для Q_{sc} :

$$Q_{sc} = \sqrt{2\varepsilon q N_D \frac{kT}{q} (-y_s - 1) \left[1 + \lambda^2 \frac{\exp(-y_s + qV/kT)}{-y_s - 1} \right]} = Q_B \sqrt{1 + \lambda^2 \frac{\exp(-y_s + qV/kT)}{-y_s - 1}}. \quad (9)$$

Учитывая, что в области слабой инверсии заряд подвижных дырок в канале много меньше заряда ионизированной донорной примеси, т.е.

$$\lambda^2 \frac{\exp(-y_s + qV/kT)}{-y_s - 1} \ll 1, \quad (10)$$

выражение (9) можно разложить в ряд, ограничиваясь членами нулевого (Q_B) и первого (Q_p) порядка,

$$Q_{sc} = Q_B \left[1 + \frac{\lambda^2}{2} \frac{\exp(-y_s + qV/kT)}{-y_s - 1} \right] = Q_B + Q_p, \quad (11)$$

где заряд подвижных дырок Q_p описывается выражением [1]

$$Q_p(y_s, V) = \left(\frac{q^2 \varepsilon_s N_D}{2kT(-y_s - 1)} \right)^{1/2} \frac{kT}{q} \times \exp\left(2 \ln \lambda + \frac{q}{kT} V - y_s\right) = C_D(y_s) \frac{kT}{q} \exp\left(2 \ln \lambda + \frac{q}{kT} V - y_s\right), \quad (12)$$

в котором $C_D(y_s)$ — емкость слоя обеднения, расположенного между инверсионным слоем и квазинейтральным объемом полупроводника.

Если же поверхностный потенциал неоднороден, то емкость ОПЗ C_D необходимо усреднить по поверхностному потенциалу, распределенному по гауссовскому закону (1). В результате получается следующее выражение для емкости обедненного слоя в зависимости от среднего поверхностного потенциала [18]:

$$C_D(\bar{y}_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{\bar{y}_s - 3\sigma}^{\bar{y}_s + 3\sigma} \left(\frac{q^2 \varepsilon_s N_D}{2kT(-y_s - 1)} \right)^{1/2} \times \exp\left[-\frac{(y_s - \bar{y}_s)^2}{2\sigma^2}\right] dy_s. \quad (13)$$

Аналогично для нахождения полной емкости ОПЗ C_{sc}^* , входящей в определение параметров m и n , нужно усреднить полную емкость по поверхностному потенциалу [18]

$$C_{sc}^* = \frac{\varepsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{1.5 \ln \lambda - 3\sigma}^{1.5 \ln \lambda + 3\sigma} \left| \frac{\exp(y_s) - 1 - \lambda^2(\exp(-y_s) - 1)}{\sqrt{\exp(y_s) - y_s - 1 + \lambda^2(\exp(-y_s) + y_s - 1)}} \right| \times \exp \left[-\frac{(y_s - 1.5 \ln \lambda)^2}{2\sigma^2} \right] dy_s \quad (14)$$

Связь между средним поверхностным потенциалом и затворным напряжением дается формулой (7). В эту формулу входит напряжение V_g^* , которое для планарно-неоднородного МОП транзистора имеет вид

$$V_g^* = V_{FB} + 1.5 \frac{kT}{q} \ln \lambda - \frac{Q_{sc}^*}{C_{0x}} + \frac{qD_{ss}}{C_{0x}} 1.5 \frac{kT}{q} \ln \lambda, \quad (15)$$

где заряд Q_{sc}^* рассчитывается по формуле [18]

$$Q_{sc}^* = \frac{\sqrt{2q}N_D L_D}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{1.5 \ln \lambda - 3\sigma}^{1.5 \ln \lambda + 3\sigma} [(\exp y - y - 1) + \lambda^2(\exp(-y) + y - 1)]^{1/2} \times \exp \left[-\frac{(y - 1.5 \ln \lambda)^2}{2\sigma^2} \right] dy. \quad (16)$$

Таким образом, заряд подвижных дырок в канале при слабой инверсии с учетом флуктуаций поверхностного потенциала можно представить в виде, подобном формуле (12),

$$Q_p(\bar{y}_s, V) = C_D(\bar{y}_s) \frac{kT}{q} \exp \left(2 \ln \lambda + \frac{q}{kT} V - \bar{y}_s \right). \quad (17)$$

Учитывая (7), можно переписать формулу (17) следующим образом:

$$Q_p = C_D(\bar{y}_s) \frac{kT}{q} \exp(0.5 \ln \lambda) \exp \left[-\frac{q}{kT} \frac{V_g - V_g^*}{n} \right] \times \exp \left[\frac{qV}{kT} \left(1 - \frac{qD_{ss}}{C_{0x} + C_{sc}^* + qD_{ss}} \right) \right] = C_D(\bar{y}_s) \frac{kT}{q} \sqrt{\frac{n_i}{N_D}} \times \exp \left[-\frac{q}{kT} \frac{V_g - V_g^*}{n} \right] \exp \left[\frac{qV}{kT} \frac{m}{n} \right]. \quad (18)$$

Хотя ток стока I_D в области слабой инверсии является диффузионным, в [19] показано, что для его расчета можно пользоваться общим выражением

$$I_D = -\frac{Z}{L} \mu_p \int_0^{V_D} Q_p(V) dV, \quad (19)$$

где Z — ширина канала, L — его длина, μ_p — подвижность дырок в канале.

Подставляя в (19) выражение (18), получим окончательное выражение для тока стока в подпороговой области работы планарно-неоднородного МОП транзистора

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_p \frac{n}{m} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \sqrt{\frac{n_i}{N_D}} C_D(\bar{y}_s) \exp \left[-\frac{q}{kT} \frac{V_g - V_g^*}{n} \right] \times \left[1 - \exp \left(\frac{qV_D}{kT} \frac{m}{n} \right) \right], \quad (20)$$

где емкость $C_D(\bar{y}_s)$ дается формулой (13), величины m и n — формулой (5).

В области слабой инверсии средний поверхностный потенциал \bar{y}_s , соответствующий данному затворному напряжению V_g , определяется при небольших плотностях ПС следующей приближенной формулой:

$$\bar{y}_s = 1.5 \ln \lambda + \frac{q}{kT} \frac{V_g - V_g^*}{n}. \quad (21)$$

Таким образом, формула (20) с учетом (13) и (21) дает возможность рассчитать ВАХ МОП транзистора в области слабой инверсии с учетом планарной неоднородности поверхностного потенциала. По форме выражение (20) совпадает с соотношением для подпороговых ВАХ, полученным в работе [1], но входящие в них параметры существенно различны. Так, в параметры m и n выражения (20) входит не емкость обедненного слоя C_D , а полная емкость ОПЗ C_{sc} , включающая емкость инверсионного слоя. Кроме того, все емкости, входящие в формулу (20), усредняются по поверхностному потенциалу.

Важнейший статический параметр МОП транзистора — пороговое напряжение рассчитывается с учетом флуктуаций поверхностного потенциала по формуле

$$V_T = V_{FB} + 2 \frac{kT}{q} \ln \lambda - \frac{Q_{scT}}{C_{0x}} + \frac{qD_{ss}}{C_{0x}} 2 \frac{kT}{q} \ln \lambda, \quad (22)$$

где пороговый заряд ОПЗ Q_{scT} , соответствующий среднему поверхностному потенциалу $2 \ln \lambda$, находится из выражения [18]

$$Q_{scT} = \frac{\sqrt{2q}N_D L_D}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{2 \ln \lambda - 3\sigma}^{2 \ln \lambda + 3\sigma} [(\exp y - y - 1) + \lambda^2(\exp(-y) + y - 1)]^{1/2} \exp \left[-\frac{(y - 2 \ln \lambda)^2}{2\sigma^2} \right] dy. \quad (23)$$

Методика определения поверхностных параметров

Запишем выражение (20) в более компактном виде

$$I_D = I_0 \exp \left[-\frac{q}{kT} \frac{V_g - V_g^*}{n} \right] \left[1 - \exp \left(\frac{qV_D m}{kT} \right) \right], \quad (24)$$

где

$$I_0 = \frac{Z}{L} \mu_p \frac{n}{m} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \sqrt{\frac{n_i}{N_D}} C_D(\bar{y}_s). \quad (25)$$

Если построить сток-затворную характеристику МОП транзистора в полулогарифмических координатах $\ln I_D - qV_g/kT$, то ее наклон будет равен

$$\frac{kT}{q} \frac{\partial \ln I_D}{\partial V_g} = \text{tg } \alpha_g = -\frac{1}{n}. \quad (26)$$

Заметим, что параметр n пропорционален характерному подпороговому напряжению $S = \partial V_g / \partial \lg I_D$, необходимому для изменения тока стока на порядок величины. Пользуясь формулой (26), можно получить

$$S = \frac{\partial V_g}{\partial \lg I_D} = \frac{\partial V_g}{\partial \ln I_D} \ln 10 = \frac{kT}{q} n \ln 10. \quad (27)$$

Далее, из выражения (24) следует, что ток стока с ростом напряжения на стоке стремится к величине

$$I_{D\max} = I_0 \exp \left[-\frac{q}{kT} \frac{V_g - V_g^*}{n} \right], \quad (28)$$

которая называется подпороговым током насыщения. Поэтому формулу (24) можно переписать в виде

$$\ln \left(1 - \frac{I_D}{I_{D\max}} \right) = \frac{qV_D m}{kT} \frac{1}{n}. \quad (29)$$

Если перестроить выходную подпороговую характеристику МОП транзистора в координатах

$$\ln \left(1 - \frac{I_D}{I_{D\max}} \right) - \frac{qV_D}{kT},$$

то ее наклон будет равен

$$\text{tg } \alpha_D = \frac{m}{n}. \quad (30)$$

Поделив выражение (30) на (26), можно найти величину m , а пользуясь ее определением (5), получить экспериментальное значение емкости ОПЗ полупроводника в середине области слабой инверсии по формуле $C_{sc}^* = (m-1)C_{0x}$. Емкость C_{sc}^* при заданной концентрации примеси в подложке N_D зависит только от флуктуационного параметра. Поэтому, используя теоретическую зависимость C_{sc}^* от σ (формула (14)) и найденное экспериментальное значение C_{sc}^* , можно определить флуктуационный параметр σ . Номограммы, иллюстрирующие зависимость емкости C_{sc}^* от σ при различных значениях

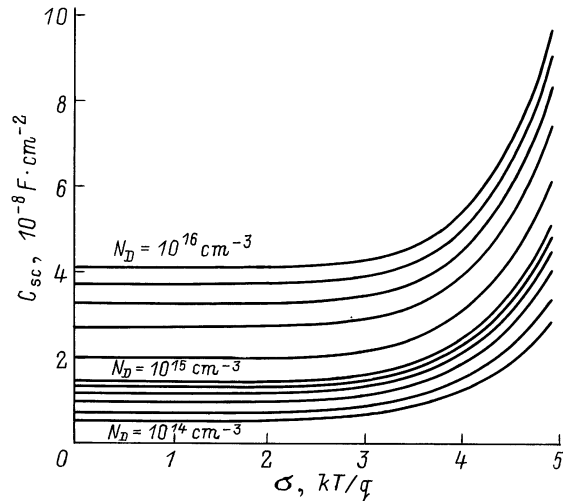


Рис. 1. Номограммы зависимости емкости ОПЗ в середине области слабой инверсии C_{sc}^* от флуктуационного параметра σ . N_D — значение концентрации примеси в подложке МОП транзистора.

концентрации легирующей примеси в подложке и позволяющие оценить флуктуационный параметр, приведены на рис. 1.

Зная параметры m и n , можно также рассчитать спектральную плотность ПС D_{ss} . Действительно, из определения параметров m и n (5) следует

$$D_{ss} = \frac{C_{0x} + C_{sc}^*}{q} \left(\frac{n}{m} - 1 \right) = \frac{C_{0x} + (m-1)C_{0x}}{q} \times \left(\frac{1}{\text{tg } \alpha_D} - 1 \right) = \frac{\text{tg } \alpha_D}{|\text{tg } \alpha_g|} \frac{C_{0x}}{q} \left(\frac{1}{\text{tg } \alpha_D} - 1 \right). \quad (31)$$

Рассчитанная по формуле (31) величина плотности поверхностных состояний соответствует среднему поверхностному потенциалу $\bar{y}_s = 1.5 \ln \lambda$, т.е. середине области слабой инверсии. Поскольку в области слабой инверсии энергетическая зависимость плотности ПС довольно слабая [1,4], то ее можно с хорошей точностью считать постоянной и найденную величину D_{ss} распространить на всю подпороговую область. Таким образом, наклоны передаточной и выходной подпороговых ВАХ МОП транзистора, построенных в полулогарифмических координатах, позволяют определить флуктуационный параметр σ и спектральную плотность ПС D_{ss} .

Определив дополнительно пороговое напряжение МОП транзистора V_T (например, экстраполяцией зависимости $I_D^{1/2}(V_g)$ в области сильной инверсии на ось V_g [17]), при известных D_{ss} и σ можно рассчитать заряд окисла Q_{0t} . Действительно, учитывая, что $V_{FB} = \phi_{ms} - Q_{0t}/C_{0x}$, из формулы (22) находим

$$Q_{0t} = -Q_{scT} - C_{0x} \left(V_T - \phi_{ms} - 2 \frac{kT}{q} \ln \lambda \right) + 2qD_{ss} \frac{kT}{q} \ln \lambda, \quad (32)$$

где заряд Q_{scT} рассчитывается по формуле (23).

Отметим, что определение поверхностных параметров МОП транзистора по предложенной методике не потребовало предположения о равенстве нулю заряда поверхностных состояний в точке "середины зоны" ("middle gap"), используемого в известном методе [14].

Результаты и их обсуждение

Результаты моделирования выходных и передаточных ВАХ в области слабой инверсии приведены на рис. 2, 3. При моделировании значения флуктуационного параметра σ варьировались от 0 до 5, концентрации примеси N_D — от 10^{14} до 10^{16} cm^{-3} и спектральной плотности поверхностных состояний D_{ss} — от 0 до 10^{11} $\text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$.

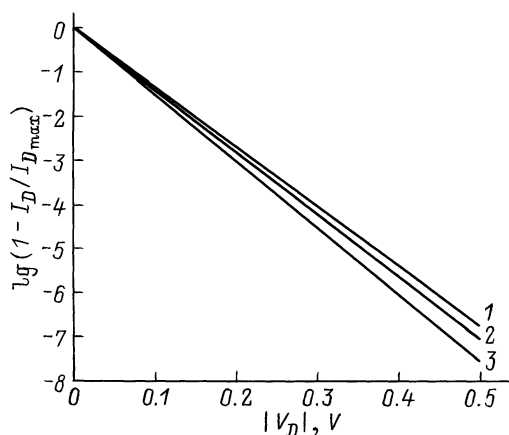


Рис. 2. Выходные характеристики p -канального МОП транзистора в области слабой инверсии. Напряжение на затворе $V_g = -2\text{V}$, значения флуктуационного параметра σ : 1 — 3, 2 — 4, 3 — 5. Концентрация примеси в подложке $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$, толщина окисла $d_{ox} = 200 \text{nm}$, спектральная плотность поверхностных состояний $D_{ss} = 5 \cdot 10^8 \text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$, напряжение плоских зон $V_{FB} = -1\text{V}$, отношение ширины канала к его длине $Z/L = 1$.

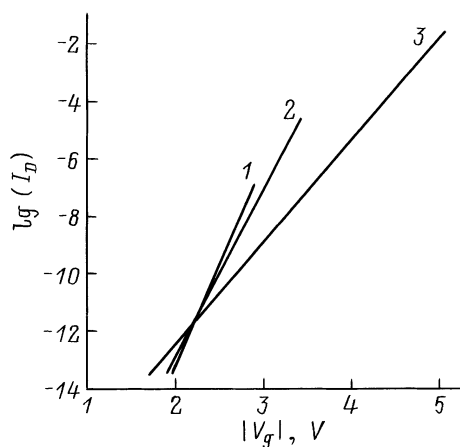


Рис. 3. Передаточные характеристики p -канального МОП транзистора в области слабой инверсии. Напряжение на стоке $V_D = -1\text{V}$, значения других параметров те же, что и на рис. 2.

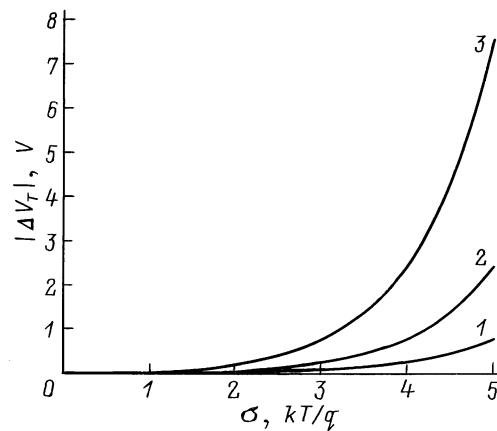


Рис. 4. Зависимости сдвига порогового напряжения ΔV_T , обусловленного флуктуациями поверхностного потенциала, от параметра σ . $d_{ox} = 200 \text{nm}$; N_D, cm^{-3} : 1 — 10^{14} , 2 — 10^{15} , 3 — 10^{16} .

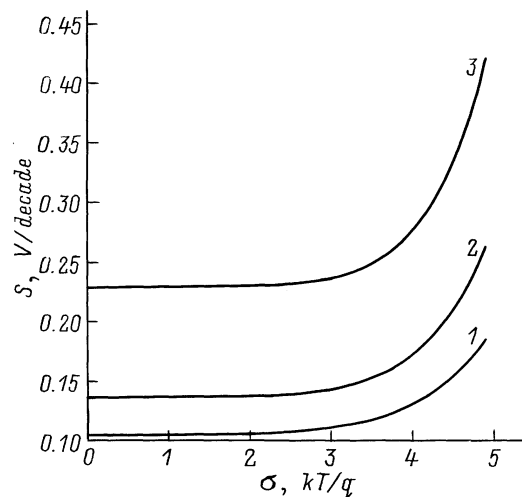


Рис. 5. Зависимость характерного подпорогового напряжения S от параметра σ . 1–3 — то же, что и на рис. 4.

Результаты моделирования свидетельствуют, что с ростом σ происходит увеличение наклона зависимости $\ln(1 - I_D/I_{Dmax})$ от V_D , т.е. величины m/n , причем это увеличение становится заметным при $\sigma > 3$ (рис. 2). В то же время наклон зависимости $\ln I_D$ от V_g , т.е. величина $1/n$, при $\sigma < 3$ остается почти постоянным, а при $\sigma > 3$ заметно уменьшается с увеличением флуктуационного параметра (рис. 3). Влияние параметра σ на сдвиг порогового напряжения $\Delta V_T = V_T(\sigma) - V_T(\sigma = 0)$ иллюстрирует рис. 4. При $\sigma > 2$ пороговое напряжение МОП транзистора начинает быстро возрастать. Заметим также, что сдвиг порогового напряжения с ростом σ тем больше, чем больше концентрация примеси в подложке N_D . Влияние флуктуаций поверхностного потенциала на характерное напряжение S иллюстрирует рис. 5. При $\sigma > 2$ эта величина также начинает заметно возрастать,

что связано с увеличением полной емкости ОПЗ полупроводника C_{sc}^* .

Следует отметить, что с ростом плотности ПС D_{ss} , как и при увеличении σ , наклон передаточных характеристик уменьшается. Кроме того, поверхностные состояния сдвигают пороговое напряжение МОП транзистора, увеличивая его абсолютную величину.

Применение методики определения поверхностных параметров проиллюстрируем на примере обработки экспериментальных выходных и передаточных ВАХ тестового p -канального МОП транзистора. В качестве подложки тестового транзистора использовался кремний марки КЭФ-4.5. Подзатворный окисел (SiO_2) имел толщину $d_{0x} = 40 \text{ nm}$. Для создания существенной планарной неоднородности поверхностного потенциала использовался источник γ -излучения Со-60 с энергией квантов $E_\gamma \sim 1.2 \text{ MeV}$. Экспериментальные выходные и передаточные ВАХ тестового МОП транзистора, построенные в полулогарифмических координатах, в области слабой инверсии имеют отчетливые линейные участки. При этом тангенсы углов наклона этих участков составили $\text{tg } \alpha_D = m/n = 0.89$ и $\text{tg } \alpha_g = -1/n = -0.75$. Используя эти значения, для емкости ОПЗ в середине области слабой инверсии $C_{sc}^* = (m-1)C_{0x}$ мы получили значение $1.57 \cdot 10^{-8} \text{ F/cm}^2$ и по соответствующей номограмме (рис. 1) нашли $\sigma = 2.8$. Значение спектральной плотности ПС, определенное по формуле (31), оказалось равным $D_{ss} = 7.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$. Дополнительно из зависимости $I_D^{1/2}$ от V_g в области сильной инверсии было определено пороговое напряжение, которое составило величину $V_T = -1.6 \text{ V}$. Затем, подставив найденные значения порогового напряжения V_T , спектральной плотности ПС D_{ss} и флуктуационного параметра σ в формулы (23) и (32), мы рассчитали эффективный заряд окисла $Q_{0r} = 6.15 \cdot 10^{-8} \text{ C/cm}^2$.

Таким образом, метод стационарных вольт-амперных характеристик в подпороговом режиме обеспечивает возможность исследования зарядовых параметров МОП транзистора с учетом планарной неоднородности границы раздела окисел-полупроводник и удобен для тестового контроля интегральных микросхем.

Список литературы

- [1] *Van Overstraeten R.J., Declerck G.J., Muls P.A.* // IEEE Trans. Electron. Devices. 1975. Vol. ED-22. N 5. P. 282–288.
- [2] *Van Overstraeten R.J., Declerck G.J., Broux G.* // IEEE Trans. Electron. Devices. 1973. Vol. ED-20. N 12. P. 1154–1158.
- [3] *Swanson R.M., Meindl J.D.* // IEEE J. Solid-State Circuits. 1972. Vol. SG-7, N 4. P. 140–153.
- [4] *Nicollian E.H., Goetzberger A.* // Bell System Techn. J. 1967. Vol. 46. N 5. P. 1055–1133.
- [5] *Brews J.R.* // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 5. P. 2181–2192.
- [6] *Werner C., Bernt H., Eder A.* // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 50. N 11. P. 7015–7019.
- [7] *Zeigler K., Klausmann E.* // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 28. N 1. P. 678–681.
- [8] *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits* / Ed. T.P. Ma, P.V. Dressendorfer. New York: Wiley Interscience, 1989. 760 p.
- [9] *Terletzki H., Boden A., Wulf F., Fahner W.R.* // Phys. St. Sol. (a). 1984. Vol. 86. N 8. P. 789–794.
- [10] *Freitag R.K., Burke E.A., Brown D.B.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. Vol. 34. N 6. P. 1172–1177.
- [11] *Saks N., Ancona M.G.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. Vol. 34. N 6. P. 1348–1354.
- [12] *Xapsos M.A., Freitag R.K., Dozier C.M., Brown D.B.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1990. Vol. 37. N 6. P. 1671–1681.
- [13] *Freitag R.K., Byrke E.A., Dozier C.M., Brown D.B.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1988. Vol. NS-35. N 6. P. 1203–1207.
- [14] *McWhorter P.J., Winokur P.S.* // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 48. N 2. P. 133–135.
- [15] *Fleetwood D.M., Shaneyfelt M.R., Schwank J.R. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Phys. 1989. Vol. 36. N 6. P. 1816–1824.
- [16] *Shanfield Z., Moriwaki M.M.* // IEEE Trans. Nucl. Phys. 1987. Vol. 34. N 6. P. 1159–1165.
- [17] *Zu С.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 2. 456 с.
- [18] *Bormontov E.N., Lukin S.V.* // Proc. 5th Intern. Conf. on Simulation of Devices and Technologies. Obninsk, 1996. P. 35–39.
- [19] *Van Overstraeten R.J., Declerck G.J., Broux G.* // IEEE Trans. Electron. Devices. 1973. Vol. ED-20. N 12. P. 1150–1153.