1996 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 30, N 7

МЕТОДИКА БЫСТРОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАНАРНО-НЕОДНОРОДНЫХ МДП СТРУКТУР

© *Е.Н.Бормонтов, С.В.Головин, С.В.Котов, С.В.Лукин*

Воронежский государственный университет,
394693 Воронеж, Россия
(Получена 21 июня 1995 г. Принята к печати 17 июля 1995 г.)

Предложена простая экспериментальная методика определения плотности поверхностных состояний, их сечения захвата с учетом неоднородного распределения поверхностного потенциала в МДП структуре. В отличие от известных методик, основанных на анализе частотных или температурных зависимостей малосигнальной проводимости МДП структур, усредненные значения параметров поверхностных состояний и величина стандартного отклонения флуктуаций поверхностного потенциала рассчитываются по результатам измерения характеристики проводимость–напряжение при фиксированных частоте и температуре.

1. Введение

На современном этапе развития электронной промышленности для создания полупроводниковых приборов широко используются процессы окисления, диффузии и ионной имплантации. Неоднородность температурных полей при окислении и постимплантационном отжиге, статистическое распределение по поверхности полупроводника примесей и заряженных центров, а также различные поверхностные загрязнения и дефекты приводят к неоднородному распределению поверхностного заряда в МДП структурах [1,2]. Микронеоднородность поверхностного заряда и связанные с ней флуктуации поверхностного потенциала вызывают ряд нежелательных эффектов — растягивание вольт-фарадных характеристик, сдвиг порогового напряжения, уменьшение подвижности носителей тока в инверсионных каналах и крутизны характеристик МДП транзисторов [3,4]. Таким образом, знание флуктуационных характеристик границы раздела полупроводник–диэлектрик необходимо при разработке новых МДП приборов и интегральных схем. Это особенно важно в связи с уменьшением размеров активных элементов полупроводниковых приборов.

Наиболее корректным методом исследования границы раздела диэлектрик–полупроводник является метод полной проводимости

Николлиана–Гоетцбергера [5], который обладает высокой чувствительностью к микронеоднородностям поверхностного потенциала. Однако данный метод требует сканирования по широкому частотному диапазону, что затрудняет его практическое использование. В работе [6] мы предложили метод двухтемпературной полной проводимости, в котором энергетический спектр поверхностных параметров определяется из двух кривых нормированной проводимости, измеренных при фиксированной частоте и различных температурах. В то же время в условиях массового производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем часто бывает нужно быстро определить средние значения поверхностных параметров МДП систем с целью корректировки или оптимизации технологического процесса. Описываемая в настоящей работе методика решает эту задачу с помощью одной кривой нормированной проводимости, полученной при фиксированных частоте и температуре.

2. Методика определения флуктуационного параметра

Напомним, что согласно [5] дифференциальная параллельная проводимость, связанная с поверхностными состояниями (ПС), G_p, находится из измерений эквивалентных параллельных проводимости (G) и емкости (C) МДП-структуры по формуле

$$G_p = \frac{G(G_d^2 + \omega^2 C_d^2) - G_d(G^2 + \omega^2 C^2)}{(G_d - G)^2 + \omega^2 (C_d - C)^2}, \tag{1}$$

где G_d, C_d — проводимость и емкость диэлектрика, ω — циклическая частота переменного сигнала.

Для определения параметров ПС семейство экспериментальных кривых нормированной проводимости G_p/ω сопоставляется с теоретическими зависимостями, которые согласно [5] имеют следующий вид:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_{ss}}{2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\ln(1 + \omega^2 \tau^2)}{\omega \tau} P(y_s) dy_s, \tag{2}$$

где q — заряд электрона, N_{ss} — дифференциальная плотность ПС, τ — постоянная времени релаксации ПС, y_s — поверхностный потенциал (в единицах kT/q), $P(y_s)$ — функция плотности вероятности для поверхностного потенциала. Предполагается, что флуктуации поверхностного потенциала статистически независимы в разных точках границы раздела диэлектрик–полупроводник и, следовательно, $P(y_s)$ имеет гауссову форму,

$$P(y_s) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(y_s - \bar{y}_s)^2}{2\sigma^2}\right], \tag{3}$$

где $\bar{y}_s$ — средний поверхностный потенциал, σ — стандартное отклонение флуктуаций поверхностного потенциала y_s. Характеристическое время релаксации ПС τ в случае области обеднения в p-полупроводнике можно представить в виде [5]

$$\tau = (\sigma \bar{v} p_0)^{-1} \exp y_s, \tag{4}$$

где σ_p — сечение захвата основных носителей (дырок), $\bar{v}$ — средняя тепловая скорость, p_0 — объемная концентрация дырок.

Из формул (2)–(4) видно, что, во-первых, нормированная проводимость МДП структуры зависит от произведения $\omega\tau$, во-вторых, постоянная времени τ экспоненциально зависит от поверхностного потенциала y_s. Таким образом, сканирование по частоте ω можно заменить сканированием по поверхностному потенциалу и определить параметры поверхностных состояний МДП структур путем обработки кривой нормированной проводимости, снятой при фиксированных частоте и температуре.

Сложная интегральная форма выражения (2) затрудняет численные расчеты, поэтому в [7] предложено величину нормированной проводимости G_p/ω аппроксимировать аналитической функцией

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{\pi q N_{ss}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \frac{\exp(-aX^2 - b)}{(1 - X)^{\sigma/2} \cos\left[(\pi X/2)\sqrt{\sigma/2}\right]}, \tag{5}$$

где $X = \ln(\omega\bar{\tau})/2\sigma^2$, $\bar{\tau}$ — среднее время релаксации ПС,

$$a = \frac{\sigma}{2}\left(\sigma^2 + \frac{\pi^2}{4} - \frac{1}{\sigma^2 + 3}\right), \quad b = \frac{2}{\sigma^2 + 1.85}.$$

Результаты численных расчетов по формулам (2) и (5) согласуются с высокой точностью при $\sigma > 1.5$, поэтому в дальнейшем для вычисления нормированной проводимости G_p/ω будет использоваться выражение (5). Как известно, кривые нормированной проводимости имеют колоколообразную форму с максимумом. Положение которого зависит от флуктуационного параметра σ. В [8] предложен графический метод определения σ с помощью фракционного параметра $f_V = (G_p/\omega)/(G_p/\omega)_{\max}$, основанный на том, что существуют два значения частоты ω_- и ω_+, при которых значения нормированной проводимости совпадают и равны $f_V(G_p/\omega)_{\max}$. В [7] получено аналитическое выражение, хорошо аппроксимирующее кривые [8] в области $1.8 < \sigma < 3.5$, которое имеет следующий вид:

$$\ln\left(\frac{\omega_+}{\omega_-}\right) = \frac{2\sigma^2}{d}\left[1 + 4d\left(dX_m^2 - X_m - \frac{2}{\sigma}\ln f_V\right)\right]^{1/2}, \tag{6}$$

где $d = \sigma^2 + \pi^2/8 - 1/(\sigma^2 + 3) - 1/2$, X_m — значение X в точке максимума нормированной проводимости. Формула (6) применима для анализа кривых $G_p/\omega = f(\ln\omega)$. Покажем, что аналогичную формулу можно использовать для обработки кривых $G_p/\omega = f(\bar{y}_s)$.

Предварительно сделаем несколько упрощающих предположений: 1) N_{ss} является плавной, медленно меняющейся функцией поверхностного изгиба зон; 2) σ_p также медленно изменяется или является константой; 3) параметр флуктуаций поверхностного потенциала σ не зависит от поверхностного потенциала. Как показано экспериментально [5], все эти условия выполняются в области обеднения для системы кремний–⟨термически выращенный SiO_2⟩. В дальнейших вычислениях фигурируют усредненные по энергии в области обедняющих изгибов зон значения поверхностных параметров МДП структуры σ, σ_p и N_{ss}.

Очевидно, что существуют два значения $X = \ln(\omega\bar{\tau})/2\sigma^2$ (одно — слева от максимума кривой нормированной проводимости, обозначается X_-, другое — справа, X_+, при которых $G_p/\omega = f_V(G_p/\omega)_{\max}$. Запишем условие равенства нормированных проводимостей в точках X_- и X_+, используя соотношение (5)

$$\frac{(1-X_+)^{\sigma/2}\cos[(\pi X_+/2)\sqrt{\sigma/2}]}{(1-X_-)^{\sigma/2}\cos[(\pi X_-/2)\sqrt{\sigma/2}]}\exp[a(X_+^2-X_-^2)] = 1. \tag{7}$$

Здесь $X_+ = \ln(\omega\tau_+)/2\sigma^2$, $X_- = \ln(\omega\tau_-)/2\sigma^2$; τ_+, τ_- — значения средней постоянной времени релаксации ПС, при которых $G_p/\omega = f_V(G_p/\omega)_{\max}$; ω — фиксированная частота измерительного сигнала. Далее прологарифмируем (7) и воспользуемся тем обстоятельством, что вблизи максимума нормированной проводимости (при $f_V > 0.7$) $X \ll 1$. Это значит, что логарифмы можно разложить в ряд, ограничившись членами второго порядка малости:

$$\ln(1-X) = -X - X^2/2; \quad \ln(\cos Z) = -Z^2/2 \quad \left(Z = \frac{\pi X}{2}\sqrt{\sigma/2}\right). \tag{8}$$

Подставив (8) в прологарифмированное выражение (7) и приведя подобные члены, получим

$$\left(\sigma^2 + \frac{\pi^2}{8} - \frac{1}{\sigma^2+3} - \frac{1}{2}\right)(X_+ + X_-) = d(X_+ + X_-) = 1. \tag{9}$$

Далее подставим в (9) выражения для X_+ и X_- и получим, что $\ln(\omega^2\tau_+\tau_-) = 2\sigma^2/d$, т.е. $\omega = (1/\sqrt{\tau_+\tau_-})\exp(\sigma^2/d)$. После подстановки этого соотношения в определения величин X_+ и X_- получим

$$X_\pm = \frac{1}{2d} \pm \frac{\ln(\tau_+/\tau_-)}{4\sigma^2}, \tag{10}$$

что аналогично результату [7]. Единственное различие — вместо частот ω_+ и ω_- фигурируют постоянные времени поверхностных состояний τ_+ и τ_-. Таким образом, мы показали, что в левой части выражения (6) $\ln(\omega_+/\omega_-)$ можно заменить на $\ln(\tau_+/\tau_-)$. Примем во внимание тот факт, что средняя постоянная времени релаксации ПС экспоненциально зависит от среднего поверхностного потенциала. Тогда, предполагая постоянство сечения захвата σ_p вблизи максимума нормированной проводимости, из формулы (4) можно записать

$$\tau_+\tau_- = \exp(y_s^+ - y_s^-), \tag{11}$$

где y_s^+, y_s^- — значения среднего поверхностного потенциала, при которых $G_p/\omega = f_V(G_p/\omega)_{\max}$. Подставляя $\ln(\tau_+/\tau_-)$ с учетом (11) в левую часть (6) вместо $\ln(\omega_+/\omega_-)$ и возводя в квадрат, получаем выражение, связывающее ширину кривой нормированной проводимости со стандартным отклонением поверхностного потенциала:

$$(y_s^+ - y_s^-)^2 = \frac{4\sigma^4}{d^2}\left[1 + 4d\left(dX_m^2 - X_m - \frac{2}{\sigma}\ln f_V\right)\right]. \tag{12}$$

С целью дальнейшего упрощения вычислений соотношение (12) можно преобразовать, воспользовавшись тем обстоятельством, что согласно (10) точка $X = 1/2d$ лежит посередине между X_+ и X_-. Поскольку кривые нормированной проводимости симметричны относительно своего максимума, X_m можно принять равным $1/2d$ и получить

$$(y_s^+ - y_s^-)^2 = -\frac{32\sigma^3 \ln f_V}{\sigma^2 + (\pi^2/8) - 1/(\sigma^2+3) - \frac{1}{2}}. \tag{13}$$

Формула (13) дает при наиболее часто встречающихся на практике значениях σ, лежащих в дапазоне от 1.8 до 3.5 [7], погрешность $3\div4\%$ при значениях фракционного параметра f_V, близких к единице. При определении флуктуационного параметра σ по формуле (13) в численных расчетах рекомендуется использовать $f_V \geqslant 0.8$.

3. Алгоритм расчета поверхностных параметров

Для определения физических характеристик поверхностных состояний предлагается следующий алгоритм.

Вначале нужно измерить $C{-}V$- и $G{-}V$-характеристики МДП структуры и рассчитать эквивалентную параллельную проводимость поверхностных состояний G_p по формуле (1). Затем для каждого напряжения смещения на затворе (V) определяется значение среднего поверхностного потенциала $\bar{y}_s$ из сравнения теоретической и экспериментальной $C{-}V$-характеристик. Так строится кривая нормированной проводимости $G_p/\omega = f(\bar{y}_s)$.

Затем для выбранного значения фракционного параметра f_V по экспериментальной кривой нормированной проводимости определяются поверхностные потенциалы y_s^+ и y_s^- и подставляются в уравнение (13), которое численно решается относительно σ. После нахождения стандартного отклонения σ вычисляется усредненное значение постоянной времени релаксации ПС в точке максимума нормированной проводимости:

$$\bar{\tau}_m = \frac{\exp(2\sigma^2 X_m)}{\omega} = \frac{\exp(\sigma^2/d)}{\omega}. \tag{14}$$

Затем, воспользовавшись формулой (4), находим сечение захвата основных носителей (дырок) на поверхностные состояния,

$$\sigma_p = (\bar{\tau}_m \bar{v} p_0)^{-1} \exp y_{sm}, \tag{15}$$

где y_{sm} — значение среднего поверхностного потенциала в точке максимума нормированной проводимости. Средняя энергетическая плотность ПС, лежащих между уровнем Ферми и серединой запрещенной зоны полупроводника, находится из аналитического выражения (5). Подставив в него экспериментальное значение $(G_p/\omega)_{\max}$ и найденные значения σ и $X_m = 1/2d$, находим среднюю дифференциальную плотность поверхностных состояний N_{ss} по формуле

$$N_{ss} = \frac{(G_p/\omega)_{\max} 2\sqrt{2\pi\sigma^2}(1 - X_m)^{\sigma/2}\cos[(\pi X_m/2)\sqrt{\sigma/2}]}{\pi q \exp(-aX_m^2 - b)}. \qquad (16)$$

В результате вычислений по формулам (13)–(16) получаются средние значения плотности и сечения захвата поверхностных состояний, постоянной времени в точке максимума нормированной проводимости и параметра флуктуаций поверхностного потенциала при фиксированной частоте измерительного сигнала ω. Использование фиксированной частоты — основное преимущество предлагаемого экспресс-метода исследования поверхностных состояний, позволяющее для его аппаратурной реализации использовать высокоточные цифровые измерители импеданса.

4. Результаты и обсуждение

Для подтверждения обоснованности предлагаемой экспресс-методики получения и обработки кривой нормированной проводимости были проведены соответствующие численные расчеты, представленные на рисунках. На рис. 1 показаны спектральные зависимости поверхностных параметров (σ, σ_p и N_{ss}) МДП структуры, измеренные двухчастотным методом [7], и их средние значения, рассчитанные по формулам (13)–(16). Из сопоставления результатов расчета по новой методике с данными, полученными двухчастотным методом [7], видно,

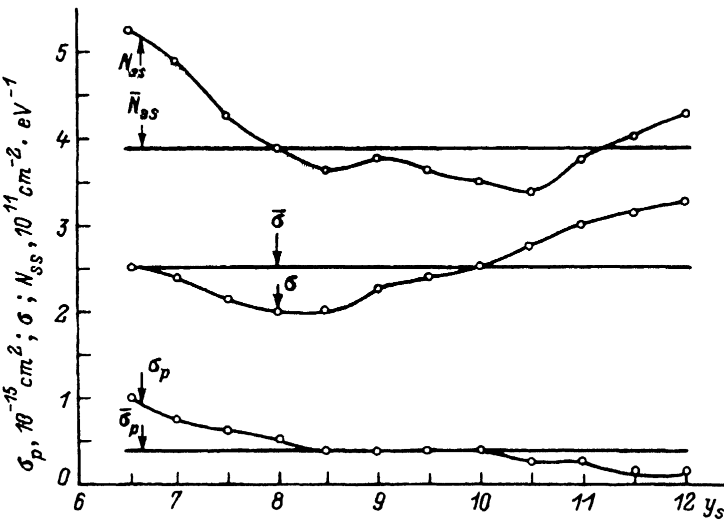
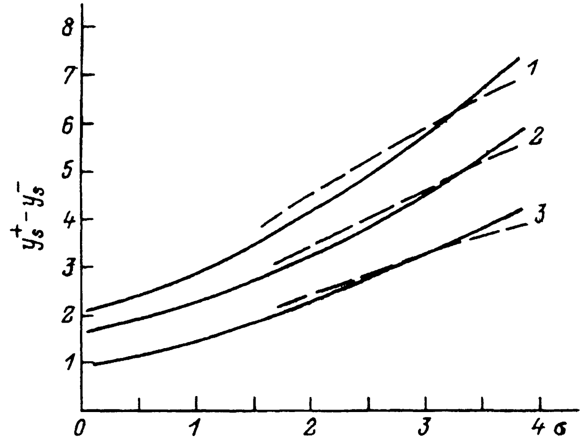


Рис. 1. Спектральные зависимости поверхностных параметров системы Si–SiO$_2$ σ, σ_p, N_{ss}, рассчитанные двухчастотным методом [7], и их средние значения $\bar{\sigma}, \bar{\sigma}_p, \bar{N}_{ss}$. Параметры МДП структуры: концентрация акцепторной примеси $N_A = 2.68 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, площадь электрода $A = 1.18$ мм^2. Значения σ отложены в единицах kT/q.

Рис. 2. Сравнение точных численных результатов вычисления ширины кривой нормированной проводимости в зависимости от параметра α флуктуации поверхностного потенциала (сплошные линии) и результатов, полученных по формуле (13) (штриховые) при различных значениях фракционного параметра f_V: *1* — 0.7, *2* — 0.8, *3* — 0.9. Значения σ отложены в единицах kT/q.



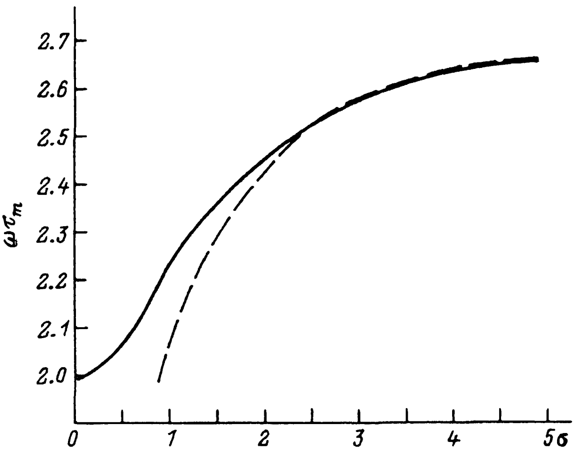


Рис. 3. Сравнение точных численных расчетов зависимости положения максимума кривой нормированной проводимости от флуктуационного параметра α с аналогичной зависимостью (14). Сплошная кривая соответствует точному численному результату, штриховая — соотношению (14). Значения σ отложены в единицах kT/q.

что они хорошо согласуются. На рис. 2 показана зависимость ширины кривой нормированной проводимости, рассчитанной по формуле (13), от стандартного отклонения флуктуаций поверхностного потенциала σ при различных значениях фракционного параметра f_V. Рядом для сравнения приведены кривые, рассчитанные численно с использованием точного интегрального выражения (2). Видно, что при $1.8 < \sigma < 3.5$ и $f_V \geqslant 0.8$ различие результатов не превосходит 4%. На рис. 3 показана зависимость положения максимума кривой нормированной проводимости $\omega\tau_m$ от параметра σ, рассчитанная по формуле (14). При $\sigma \geqslant 2$ она практически совпадает с точным численным результатом.

5. Заключение

В нашей работе получено аналитическое соотношение, связывающее ширину кривой нормированной проводимости МДП структуры $G_p/\omega = f(\bar{y}_s)$ с дисперсией распределения поверхностного потенциала, что позволило выработать простой алгоритм определения средних по энергии значений плотности поверхностных состояний и их сечения захвата для структур с неоднородно распределенным поверхностным зарядом. Таким образом, усредненные значения поверхностных параметров и величина стандартного отклонения поверхностного потенциала могут быть получены путем обработки лишь одной $G-V$-характеристики, измеренной на фиксированной частоте. Для нахождения энергетического спектра поверхностных состояний необходима обработка двух кривых нормированной проводимости, снятых при различных частотах [7] или температурах [8].

Fax: (0732)56-65-51

E-mail: ppe@phys.vucnit.voronezh.su

Список литературы

[1] В.Г. Литовченко, А.П. Горбань. *Основы физики микроэлектронных систем металл–диэлектрик–полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1978).
[2] В.В. Батавин, Ю.А. Концевой, Ю.В. Федорович. *Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур* (М., Радио и связь, 1985).
[3] P. Muls, G. Declerck, R. Overstraeten. Sol. St. Electron., **20**, 911 (1977).
[4] М.А. Байрамов, А.С. Веденеев, А.Г. Ждан. ФТП, **23**, 2122 (1989).
[5] E.H. Nicollian, A. Goetzberger. Bell Syst. Techn. J., **46**, 1055 (1967).
[6] Е.Н. Бормонтов, С.В. Котов, С.В. Лукин, С.В. Головин. ФТП, **29**, 646 (1995).
[7] R.D.S. Yadava. Sol. St. Electron., **33**, 127 (1990).
[8] J.R. Brews. Sol. St. Electron., **26**, 711 (1983).

Редактор Л.В. Шаронова

A method for rapid determination of interface state parameters in planar–nonuniformed MIS structures

E.N. Bormontov, S.V. Golovin, S.V. Kotov, S.V. Lukin

Voronezh State University, 394693 Voronezh, Russia

In this paper a new technique for obtaining the density N_{ss} of interface states, their capture cross section σ_p, time constant τ and standard beviation σ of interface potential fluctuation is proposed. In contrast to of well-known methods new method uses G_p/ω vs bias curves measured at fixed frequency ω. The equations for calculating the mean values of σ, τ, σ_p and N_{ss} from G_p/ω vs bias curve measured at the fixed frequency and temperature ared obtained using the Yadava's analytical expression for G_p/ω.