ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В МДП СТРУКТУРАХ МЕТОДОМ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОЛНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

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

Воронежский государственный университет,
394000, Воронеж, Россия
(Получена 14 июля 1994 г. Принята к печати 29 сентября 1994 г.)

Представлена новая методика расчета энергетического спектра поверхностных состояний, их поперечных сечений захвата и параметра флуктуаций поверхностного потенциала, основанная на численной обработке кривых нормированной проводимости, полученных при двух различных температурах из диапазона 100–500 К. Результаты расчетов приведены в сравнении с данными, полученными методом Ядавы. Показаны преимущества нового метода по сравнению с известными.

1. Введение

Контроль энергетического спектра поверхностных состояний (ПС), определение их параметров и концентрации является важнейшим условием создания воспроизводимой полупроводниковой технологии. Наиболее корректным методом исследования ПС является метод проводимости, так как активная составляющая проводимости МДП структуры прямо связана с запаздыванием перезарядки этих состояний. В методе Николлиана–Гоетцбергера [1] эквивалентная параллельная проводимость ПС G_p рассчитывается по измеренным значениям малосигнальных проводимости G и емкости C МДП структуры и сравнивается с модельными теоретическими выражениями. Для нахождения параметров ПС строятся кривые нормированной проводимости $G_p/\omega(\ln\omega)$ при фиксированном смещении, которые анализируются с помощью теории флуктуаций поверхностного потенциала [1]. Метод Николлиана–Гоетцбергера характеризуется высокой чувствительностью и может определять плотности ПС около $10^8\,\text{см}^{-2}\text{эВ}^{-1}$. Однако он требует анализа проводимости в широком частотном диапазоне, что требует чрезмерных затрат времени и уникального дорогостоящего оборудования. С целью упрощения компьютерных расчетов Саймон, Брюс и Норас [2–4] предложили графические методы, основанные на определенным образом рассчитанных универсальных кривых.

Для увеличения производительности метода Николлиан, Гоетцбергер и Лопес [5] предложили определять энергетический спектр ПС с помощью кривых нормированной проводимости $G_p/\omega(y_s)$, снятых при двух частотах f_1 и f_2. Однако данный метод также требует сложных численных расчетов и не учитывает спектральную зависимость флуктуаций поверхностного потенциала. Важный шаг в направлении совершенствования метода полной проводимости предпринял Ядава [6], который получил простое аналитическое выражение для нормированной проводимости и на его основе упростил расчет параметров ПС, а также впервые получил зависимость стандартного отклонения σ поверхностного потенциала от смещения.

Представляет интерес модифицировать метод Ядавы [6] на случай температурной зависимости нормированной проводимости ПС (при заданной частоте измерений $\omega = \text{const}$). Преимуществом использования лишь одной фиксированной частоты является возможность применения цифровых измерителей импеданса с высокой точностью (4–5 разрядов).

2. Теория метода проводимости

Сначала остановимся на некоторых особенностях метода Ядавы. Трудности в методе проводимости возникают главным образом из-за невозможности точного вычисления интеграла в выражении для нормированной проводимости G_p/ω в флуктуационной теории Николлиана–Гоетцбергера [1]:

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

где q — заряд электрона, N_{ss} — плотность ПС, τ — постоянная времени ПС, ω — циклическая частота тестового сигнала, y_s — поверхностный потенциал в единицах kT/q, $P(y_s)$ — функция плотности вероятности. В качестве $P(y_s)$ обычно берется гауссовская функция распределения

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

где $\bar{y}_s$ — средний по границе раздела полупроводника и диэлектрика поверхностный потенциал, σ — его стандартное отклонение в единицах kT/q. Постоянная времени τ связана с y_s следующим образом:

$$\tau = (\sigma_p \bar{V} p_0)^{-1} \exp y_s \tag{3}$$

где σ_p — поперечное сечение захвата основных носителей (в данном случае дырок), $\bar{V}$ — средняя тепловая скорость носителей заряда, p_0 — концентрация ионизированных акцепторов в полупроводнике.

Ядава [6] получил приближенное аналитическое выражение для нормированной проводимости путем упрощения выражения (1) в предположении, что $\sigma \gg 0.7$. Он показал, что при встречающихся на практике стандартных отклонениях поверхностного потенциала $(2 < \sigma < 3.5)$ выражение

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_{ss}}{2\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\pi}{(1-X)^{\sigma/2}} \frac{\exp(-aX^2 - b)}{\cos\left(\frac{\pi X}{2}\sqrt{\sigma/2}\right)}, \tag{4}$$

дает практически те же результаты, что и формула (1). Здесь $X = \frac{\ln(\omega\bar{\tau})}{2\sigma^2}$, $\bar{\tau} = (\sigma_p \bar{V} p_0)^{-1} \exp \bar{y}_s$ — среднее значение постоянной времени ПС, $\bar{y}_s$ — средний по границе раздела поверхностный потенциал, $a = \frac{\sigma}{2}(\sigma^2 + \frac{\pi^2}{4} - \frac{1}{\sigma^2+3})$, $b = \frac{2}{\sigma^2+1.85}$. Вывод основных соотношений метода Ядавы основан на выражении (4).

В методе Ядавы строятся две кривые нормированной проводимости $G_p/\omega(y_s)$ (рис. 1): одна — при частоте f_1, другая — при частоте f_2. Далее рассматриваются два близких значения поверхностного потенциала y_{s1} и $y_{s2} = y_{s1} + \Delta y$, где Δy — настолько малая добавка, что в этом интервале основные параметры ПС можно считать постоянными. Вводятся следующие обозначения:

$$R_1 = \frac{(G_p/\omega)\text{ при частоте } f_1}{(G_p/\omega)\text{ при частоте } f_2} \quad \text{при поверхностном потенциале } y_{s1},$$

$$R_2 = \frac{(G_p/\omega)\text{ при частоте } f_1}{(G_p/\omega)\text{ при частоте } f_2} \quad \text{при поверхностном потенциале } y_{s2}.$$

Ядава [6] получил следующее соотношение:

$$\ln\left(\frac{R_1}{R_2}\right) = \frac{1}{4\sigma}\left[1 + \frac{0.7337(\sigma^2 + 1.6370)}{\sigma^2(\sigma^2+3)}\right] \Delta y \ln\left(\frac{f_1}{f_2}\right). \tag{5}$$

Исключая σ, все величины в этом выражении известны из двух экспериментальных кривых нормированной проводимости. Таким образом, уравнение (5) может быть численно решено относительно стандартного отклонения σ, например, методом Ньютона. Найденное значение σ будет справедливо для интервала значений поверхностного потенциала от y_{s1} до y_{s2}.

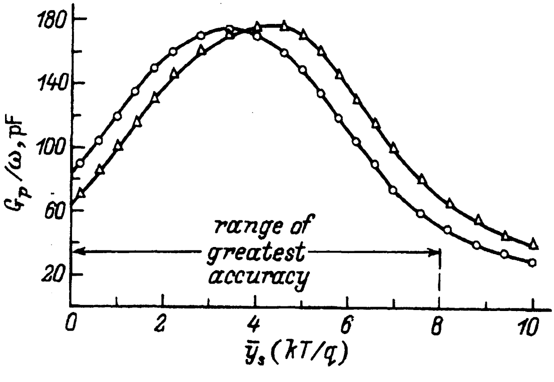

Рис. 1. Кривые нормированной проводимости G_p/ω в зависимости от среднего поверхностного потенциала $\bar{y}_s$: кружки — при частоте $f_1 = 1\,\text{MHz}$, треугольники — при частоте $f_2 = 500\,\text{kHz}$. Площадь металлического электрода МДП структуры $A = 1.18 \cdot 10^{-2}$ см^2, концентрация акцепторной примеси в полупроводнике $N_A = 2.68 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Отмечен диапазон наибольшей точности метода.

Для нахождения других параметров ПС нужно рассмотреть выражение для R_1, которое имеет вид

$$R_1 = \frac{(1 - X_{21})^{\sigma/2}}{(1 - X_{11})^{\sigma/2}} \frac{\cos\left(\frac{\pi X_{21}}{2}\sqrt{\sigma/2}\right)}{\cos\left(\frac{\pi X_{11}}{2}\sqrt{\sigma/2}\right)} \exp\left(-a(X_{11}^2 - X_{21}^2)\right), \tag{6}$$

где $X_{11} = \frac{\ln(\omega_1\bar{\tau}_1)}{2\sigma^2}$, $X_{21} = X_{11} + \frac{\ln(\omega_2/\omega_1)}{2\sigma^2}$, $\omega_1 = 2\pi f_1$, $\omega_2 = 2\pi f_2$, $\bar{\tau}_1$ — средняя постоянная времени ПС при среднем поверхностном потенциале y_{s1}.

После нахождения σ из уравнения (5) в выражении (6) осталась одна неизвестная величина — X_{11}, которую можно найти численными методами. Затем из выражения для X_{11} можно найти постоянную времени ПС $\bar{\tau}_1$ при поверхностном потенциале y_{s1}, которая связана с сечением захвата дырок на ПС следующим соотношением:

$$\sigma_p = (\bar{\tau}_1 \bar{V} p_0)^{-1} \exp y_{s1}. \tag{7}$$

Плотность ПС при поверхностном потенциале y_{s1} можно найти из уравнения

$$\left(\frac{G_p}{\omega}\right)_{f_1, y_{s1}} = \frac{qN_{ss}}{2\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\pi}{(1 - X_{11})^{\sigma/2}} \frac{\exp(-aX_{11}^2 - b)}{\cos\left(\frac{\pi X_{11}}{2}\sqrt{\sigma/2}\right)}, \tag{8}$$

в котором все величины известны из экспериментальных данных или рассчитанны по уравнениям (5) и (6), кроме N_{ss}. Найденные с помощью выражений (7) и (8) сечение захвата σ_p и плотность N_{ss} соответствуют среднему поверхностному потенциалу y_{s1}. Повторяя эту же процедуру для других значений поверхностного потенциала, лежащих в области обеднения, находим спектральную зависимость параметров ПС. Для удобства расчетов желательно зафиксировать длину интервала Δy, которая входит в уравнение (5).

Преимуществами метода Ядавы являются простота численных расчетов и возможность учета зависимости σ от поверхностного потенциала. Для получения экспериментальных данных требуется измеритель импеданса с двумя фиксированными частотами. Мы предлагаем двухтемпературную модификацию метода Ядавы, для которой достаточно измерителя импеданса с одной фиксированной частотой измерения.

В работе [7] предложено определять параметры ПС с помощью метода термостимулированной проводимости. Измерения производились на фиксированной частоте, что позволило упростить аппаратную реализацию. Однако измерения проводимости МДП структуры в зависимости от температуры требуют учета изменения поверхностного потенциала с температурой, для чего необходимо решать уравнение [7]

$$d(T) - \beta\psi_s^{1/2}(T) - \delta\psi_s(T) = 0, \tag{9}$$

где $d(T) = \delta(\phi_B(T) - \phi_B(T_0)) + \beta\psi_s^{1/2}(T_0) + \delta\psi_s(T_0)$, $\beta = \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{ox}}\left(\frac{2qN_A d_{ox}^2}{\varepsilon_s}\right)^{1/2}$, $\delta = 1 + \frac{q^2 N_{ss} d_{ox}}{\varepsilon_{ox}}$, ε_s и ε_{ox} — диэлектрические постоянные полупроводника и диэлектрика соответственно, d_{ox} — толщина диэлектрика, T_0 — температура, при которой значение ψ_s известно (например, комнатная).

В работе [7] также сделаны некоторые важные допущения, которые будут использованы и в нашей работе. Это предположения о независимости плотности и сечения захвата ПС от температуры в широком диапазоне температур (100–500 K). В целом же метод [7] является температурной модификацией известного метода Николлиана–Гоетцбергера [1] и сохраняет его недостатки, связанные со сложностью компьютерных расчетов. Ценность метода термостимулированной проводимости состоит в упрощении оборудования для его реализации. Цель нашей работы — создание метода, совмещающего преимущества метода Ядавы (простота компьютерных расчетов) и метода термостимулированной проводимости (использование одной фиксированной частоты при измерениях).

3. Двухтемпературный метод исследования поверхностных состояний

Предлагается измерять две зависимости эквивалентной параллельной проводимости МДП структуры от напряжения смещения при двух различных температурах T_1 и T_2, лежащих в диапазоне от 150 до 500 K. На основе данных эксперимента рассчитываются две кривые нормированной проводимости $G_p/\omega\ (y_s)$ при температурах T_1 и T_2. Введем по определению:

$$R_1 = \frac{(G_p/\omega)\,\text{при температуре}\,T_1}{(G_p/\omega)\,\text{при температуре}\,T_2}\quad \text{для поверхностного потенциала } y_{s1},$$

$$R_2 = \frac{(G_p/\omega)\,\text{при температуре}\,T_1}{(G_p/\omega)\,\text{при температуре}\,T_2}\quad \text{для поверхностного потенциала } y_{s2},$$

причем $\Delta y = y_{s2} - y_{s1}$ достаточно мало, чтобы можно было пренебречь изменением параметров ПС в этом интервале. Под терминами «поверхностный потенциал» и «постоянная времени» будем понимать усредненные по границе раздела полупроводника и диэлектрика значения этих параметров.

Производя затем преобразования, подобные проделанным Ядавой [6], можно получить следующее выражение для определения стандартного отклонения поверхностного потенциала:

$$\ln\left(\frac{R_1}{R_2}\right) = \frac{1}{8\sigma}\left[1 + \frac{0.7337(\sigma^2 + 1.6370)}{\sigma^2(\sigma^2+3)}\right]\Delta y \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right). \tag{10}$$

Подставляя в уравнение (10) величины R_1, R_2, T_1, T_2, Δy известные из экспериментальных данных, решаем (10) относительно σ и находим стандартное отклонение поверхностного потенциала в интервале от y_{s1} до y_{s2}. Для нахождения других параметров ПС запишем выражение для R_1, полученное с помощью формулы (4)

$$R_1 = \frac{(1 - X_{21})^{\sigma/2}}{(1 - X_{11})^{\sigma/2}}\,\frac{\cos\left(\frac{\pi X_{21}}{2}\sqrt{\sigma/2}\right)}{\cos\left(\frac{\pi X_{11}}{2}\sqrt{\sigma/2}\right)}\exp\left(-a(X_{11}^2 - X_{21}^2)\right), \tag{11}$$

где $X_{11} = \frac{\ln(\omega\tau_{11})}{2\sigma^2}$, $X_{21} = \frac{\ln(\omega\tau_{21})}{2\sigma^2} = X_{11} + \frac{\ln(\tau_{21}/\tau_{11})}{2\sigma^2} = X_{11} - \frac{\ln(T_2/T_1)}{4\sigma^2}$, $\tau_{11} = \left(\sigma_p\bar{V}(T_1)p_0\right)^{-1}\exp y_{s1}$, $\tau_{21} = \left(\sigma_p\bar{V}(T_2)p_0\right)^{-1}\exp y_{s1}$, $\bar{V}(T_1)$ и $\bar{V}(T_2)$ — средние тепловые скорости основных носителей (дырок) при температурах T_1 и T_2.

Отметим, что концентрации ионизированных акцепторов p_0 при температурах T_1 и T_2, входящие в выражения для τ_{11} и τ_{21}, одинаковы, так как температуры выбираются на участке истощения примеси. Подставляя в уравнение (11) известные величины R_1, T_1, T_2 и рассчитанное значение σ, решаем (11) численными методами относительно X_{11}. Затем находим постоянную времени ПС при температуре T_1 и поверхностном потенциале y_{s1} — τ_{11} из выражения

$$\tau_{11} = \frac{\exp(2\sigma^2 X_{11})}{\omega}. \tag{12}$$

Далее определяется поперечное сечение захвата дырок на ПС по известной формуле

$$\tau_p = \left(\tau_{11}\bar{V}(T_1)p_0\right)^{-1}\exp y_{s1}. \tag{13}$$

Плотность ПС при поверхностном потенциале y_{s1} можно легко определить из следующего выражения:

$$\left(\frac{G_p}{\omega}\right)_{T_1,y_{s1}} = \frac{qN_{ss}}{2\sqrt{2\pi}\sigma}\,\frac{\pi}{(1-X_{11})^{\sigma/2}}\,\frac{\exp(-aX_{11}^2 - b)}{\cos\left(\frac{\pi X_{11}}{2}\sqrt{\sigma/2}\right)}, \tag{14}$$

в котором все величины известны после нахождения σ и X_{11}, за исключением N_{ss}. Таким образом, решая уравнения (10)–(14), находим все параметры ПС при поверхностном потенциале y_{s1}.

Подобным образом можно исследовать весь диапазон смещений в области обеднения, где справедливы модель Николлиана–Гоетцбергера и приближение (4). Необходимо отметить, что диапазон наибольшей точности формул (10)–(14) лежит в области $y_{sm} \pm 4(kT/q)$, где y_{sm} — положение максимума одной из кривых нормированной проводимости (максимумы двух кривых лежат близко друг к другу). Это связано с тем, что формула (4) имеет наибольшую точность при $-0.3 < X < 0.3$ (погрешность в этом диапазоне не превосходит 0.01).

4. Обсуждение результатов

Результаты расчетов параметров ПС по формулам (10)–(14) и по методу Ядавы [6] показывают хорошее соответствие в диапазоне наибольшей точности (рис. 2). Постоянная времени ПС в зависимости от среднего по границе раздела полупроводника и диэлектрика поверхностного потенциала ложится с высокой точностью на прямую линию в полулогарифмических координатах (рис. 3). Небольшие различия в величинах σ, σ_p и N_{ss}, получаемых двумя методами, можно объяснить погрешностями машинных расчетов. Две кривые нормированной проводимости, снятые при разных температурах T_1 и T_2, различаются меньше, чем снятые при двух частотах f_1 и f_2, так как частоты в

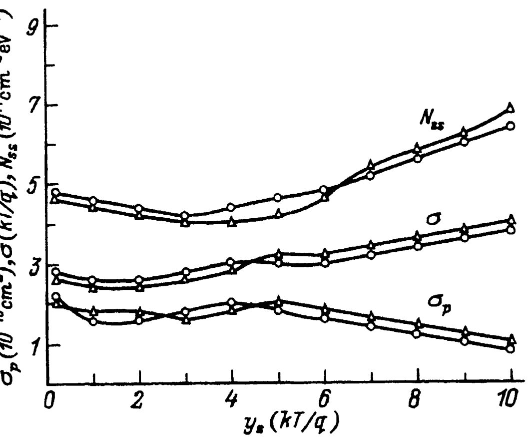

Рис. 2. Зависимость стандартного отклонения σ поверхностного потенциала, поперечного сечения захвата σ_p и плотности N_{ss} поверхностных состояний от безразмерного изгиба зон на поверхности полупроводника y_s. Параметры МДП структуры: площадь полевого электрода $A = 1.18 \cdot 10^{-2}\,\text{см}^2$, концентрация акцепторной примеси $N_A = 2.68 \cdot 10^{16}\,\text{см}^{-3}$. Кружки — результаты расчетов по методу Ядавы [6], треугольники — по методу двухтемпературной полной проводимости.

отличие от температур можно варьировать практически без ограничений, в то время как температуры должны лежать в ограниченном диапазоне (150–500 K), чтобы не усложнять компьютерных расчетов. Этот диапазон температур выбран потому, что в нем концентрацию ионизированных акцепторов, поперечное сечение захвата и плотность ПС можно считать не меняющимися с температурой. Подводя итоги, можно сказать, что двухтемпературный метод имеет ряд преимуществ:

1) простота аппаратурной реализации, возможность использования цифровых измерителей импеданса с высокой точностью, работающих на одной фиксированной частоте;

2) простота численных расчетов, для которых можно использовать стандартный метод Ньютона приближенного решения уравнений;

3) возможность построения зависимости параметра флуктуаций поверхностного потенциала σ от изгиба зон на поверхности полупроводника.

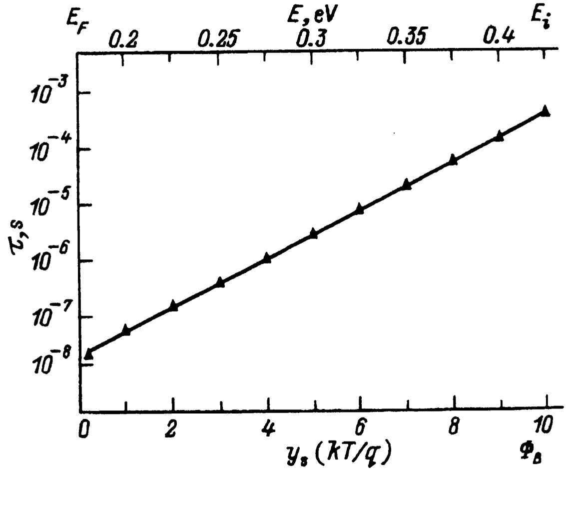

Рис. 3. Время τ перезарядки поверхностных состояний, лежащих в области между уровнем Ферми E_F и серединой запрещенной зоны полупроводника E_i, по результатам расчетов методом двухтемпературной полной проводимости. На верхней шкале — энергетическое положение поверхностных состояний относительно потолка валентной зоны E_v. ϕ_B — объемный потенциал полупроводника.

Список литературы

[1] E.H. Nicollian, A. Goetzberger. Bell Syst. Techn. J., **46**, 1055 (1967).
[2] J.G. Simonne. Sol. St. Electron., **16**, 121 (1973).
[3] J.R. Brews. Sol. St. Electron., **26**, 711 (1983).
[4] J.M. Noras. Sol. St. Electron., **30**, 433 (1987).
[5] E.H. Nicollian, A. Goetzberger, A. Lopez. Sol. St. Electron., **12**, 937 (1969).
[6] R.D.S. Yadawa. Sol. St. Electron., **33**, 127 (1990).
[7] A. de Dios, E. Castan, L. Bailon, J. Barbolla, M. Lozano, E. Lora-Tamayo. Sol. St. Electron., **33**, 987 (1990).

Редактор В.В. Чалдышев

A study of surface states in MIS-structures by the two-temperatures admittance method

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

Voronezh State University, 394000 Voronezh, Russia