

ТЕРМОАКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ПЛОТНОСТИ ПОГРАНИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА В Si — МОП СТРУКТУРАХ

Антоненко В. И., Ждан А. Г., Сульженко П. С.

Развита теория спектроскопии пограничных состояний (ПС) методом термостимулированного разряда МДП конденсатора в режиме стабилизации его емкости для случая произвольного спектра ПС и произвольной энергетической зависимости сечений захвата электронов σ . Результаты применены для обработки экспериментальных данных, полученных на Al—SiO₂—*n*-Si—Ag — МОП структурах. В области энергий 0.2—0.35 эВ ниже дна зоны проводимости Si $\sigma \approx \text{const} \approx 10^{-16}$ см²; в области энергий 0.35—0.5 эВ наблюдаются ПС двух типов с различными σ : σ_1 изменяется в пределах 10^{-15} — 10^{-13} , σ_2 — в пределах 10^{-16} — 10^{-14} см².

Цель экспериментов по спектроскопии пограничных состояний (ПС) — определение зависимости от энергии E их плотности $N_{ss}(E)$ и сечений захвата σ .¹ Нахождение функции $\sigma(E)$ возможно, разумеется, только релаксационными методами, из которых практически широко используется только метод проводимости [1]. Определение же $\sigma(E)$ методами DLTS и термостимулированного разряда МДП конденсатора (ТРК) [2] в общем случае затруднительно. Дело в том, что измеряемая в рамках этих методов температурная зависимость сигнала DLTS или тока ТРК² является функционалом от двух функций — $N_{ss}(E)$ и $\sigma(E)$. Одно функционального уравнения недостаточно для определения двух этих неизвестных. Задача решается лишь в частном случае термостимулированного опустошения уединенного моноэнергетического уровня, когда функциональное уравнение сводится к алгебраическому; необходимые для определения неизвестных величин E_t (глубина уровня) и σ два уравнения получают по двум точкам экспериментальной зависимости тока ТРК I от температуры T [2].

Клаусман [3] рекомендует при анализе данных по DLTS, отвечающих непрерывному распределению $N_{ss}(E)$, использовать зависимость $\sigma(E)$, полученную методом проводимости [1]. В [4] была сделана попытка определения $N_{ss}(E)$ и $\sigma(E)$ в рамках одного метода ТРК. Произвольный спектр $N_{ss}(E)$ представлялся в [4] суперпозицией дискретных уровней. Далее полагалось, что термостимулированное опустошение каждого уровня описывается уравнением кинетики

$$\frac{dn_s}{dT} = -\frac{n_s}{T_s} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right), \quad (1)$$

где n_s — концентрация электронов на уровне с энергией ионизации E_t , $T_s = \beta \tau_s$, β — скорость нагрева, $\tau_s = (\sigma v_r N_c)^{-1}$, v_r — тепловая скорость электронов, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, k — постоянная Больцмана.

Измерения проводятся при двух различных скоростях нагрева — β_1 и β_2 [5], по сдвигу кривых $I(T)$ определяются σ . Описанная процедура успешно реали-

¹ Часто полагают, что σ — однозначная функция энергии: $\sigma = \sigma(E)$.

² В дальнейшем будем обсуждать в основном этот метод.

зуется, однако лишь при наличии на экспериментальных кривых отчетливо выделенных особенностей. В противном случае точность измерений температурного сдвига неудовлетворительна. Кроме того, методика [4] приводит к неизбежным искажениям определяемой при обработке кривой $I(T)$ зависимости $N_{ss}(E)$. Это, как показано в [6], обусловлено неконтролируемым изменением емкости МДП структуры при опустошении ПС. Там же продемонстрировано, что стабилизация ВЧ емкости МОП структуры в процессе измерений устраняет эти искажения. Более того, методика [6], как будет показано далее, позволяет последовательно реализовать идеи [4], т. е. определять $N_{ss}(E)$ и $\sigma(E)$ в рамках метода ТРК.

Для случая предельно заполненного моноэнергетического уровня плотность тока ТРК при постоянной ВЧ емкости МОП конденсатора описывается выражением [6]

$$j = \frac{q\beta}{T_s} N_s \exp \left\{ -\frac{E_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{dT}{T_s} \exp \left(-\frac{E_t}{kT} \right) \right\}, \quad (2)$$

где N_s — концентрация ПС, $T = T_0 + \beta t$, t — время. Для произвольной функции $N_{ss}(E)$, очевидно,

$$j(T) = q\beta \int dE N_{ss}(E) W(E, T), \quad (3)$$

где ядро интегрального оператора в (3)

$$W(E, T) = \frac{1}{T_s} \exp \left\{ -\frac{E}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{dT}{T_s} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \right\}. \quad (4)$$

Подчеркнем, что, как и ранее, $T_s = \beta\tau_s$, но в силу энергетической зависимости сечения захвата и возможного в эксперименте непостоянства β [7] $T_s = T_s(T, E)$. Исследуем (4), полагая, что T_s слабо зависит от T и E . Асимптотическое разложение интеграла в (4) с поправкой, предложенной в [8] (см. также [9]), имеет вид

$$\int_{T_0}^T \frac{dT}{T_s} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \simeq \frac{T}{T_s} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \frac{1}{\frac{E}{kT} + 2}.$$

Выражение для $W(T, E)$ (с точностью 1%) можно представить в форме

$$W(E, T) = \frac{1}{T_s} \exp \left\{ -\frac{E}{kT} - \frac{T}{T_s} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \frac{1}{\frac{E}{kT} + 2} \right\}. \quad (5)$$

Для любого разумного значения T правая часть (5) имеет экстремум (максимум) при энергии $E = E_m$, определяемой уравнением (ср. формулы (15) из [4] и (10) из [2])

$$1 = \frac{T}{T_s} \exp \left(-\frac{E_m}{kT} \right) \frac{1}{\frac{E_m}{kT} + 2}. \quad (6)$$

Обозначив $\Theta = \frac{T}{T_s} \exp 2$, представим решение (6) в форме

$$E_m = kT \ln \left[\left(\frac{T}{T_s} \right) / \Phi(\Theta) \right], \quad (7)$$

где $\Phi(\Theta)$ определяется итерациями

$$\Phi(\Theta) = \ln [\Theta / \ln (\Theta / \ln (\dots / \ln \Theta) \dots)] \quad (8)$$

(ср. формулы (7), (8) с (16) из [4]). При $E = E_m$ $W_m = W(T, E_m) = \frac{1}{T_s} \exp \left(-\frac{E_m}{kT} - 1 \right)$. Определим энергетическое разрешение метода ТРК, как в [10],

$$\delta E = \left[\int dEW(T, E) \right] / W_m. \quad (9)$$

Аппроксимируя функцию $W(E, T)$ выражением

$$W(E, T) \simeq \frac{1}{T_s} \exp \left\{ -\frac{E}{kT} - \frac{T}{T_s} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \frac{1}{\frac{E_m}{kT} + 2} \right\},$$

вычисляем интеграл в (9) и находим $\delta E \simeq kT \exp 1$. В [4] энергетическое разрешение оценивалось по полупирине функции $W(E, T)$ путем моделирования; это дало величину $\simeq 2kT$. Для обоснования дальнейшего важно, что δE не зависит явно от σ . Полагая, что изменение N_{ss} и σ на интервале δE малó

$$\frac{\delta E}{N_{ss}} \frac{dN_{ss}}{dE}, \quad \frac{\delta E}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE} \ll 1, \quad (10)$$

вычислим интеграл в (3) в приближении постоянной плотности ПС [10]:

$$j = \frac{q\beta}{T} (E_m + 2kT) N_{ss}(E_m). \quad (11)$$

Здесь N_{ss} — интегральное среднее от точной функции $N_{ss}(E)$ (ср. с формулами (18)–(21) из [4]). Отметим, что (7) описывает также зависимость «энергетического положения» функции $W(E, T)$ от скорости нагрева β . Для исключения из формул (7) и (11) неизвестного значения $\sigma(E_m)$ проварьируем уравнение (6) при $E_m = \text{const}$, $\delta T/T \ll 1$ (выполнение последнего неравенства всегда можно обеспечить выбором вариации β) и выразим E_m из полученной системы уравнений:

$$E_m = \frac{kT^2}{\delta T} \left[\ln \left(\frac{\beta_2}{\beta_1} \right) - 2 \frac{\delta T}{T} \right]. \quad (12)$$

Подставив E_m в (6), определим $\sigma(E_m)$:

$$\sigma(E_m) = \frac{\beta_1}{T v N_s} \frac{E_m}{kT} \exp \left(\frac{E_m}{kT} \right). \quad (13)$$

Подчеркнем, что (12) совпадает с аналогичной формулой из [5]; однако условие $\delta T/T \ll 1$ и тот факт, что энергетическое разрешение $\delta E \simeq kT \exp 1$, позволяют расширить пределы ее применимости, сделав утверждение, что одинаковым величинам вытекшего заряда соответствует одно и то же «энергетическое положение» функции $W(E, T)$. Другими словами, если приращение температурного уширения функции $W(E, T)$ много меньше энергетического разрешения, то функции $W(E, T)$ и $W(E, T + \delta T)$ физически эквивалентны, т. е. не имеет физического смысла говорить об изменении интегрального среднего [см. (11)] в окрестности одного и того же значения E_m .³

Система обратной связи, обеспечивающая стабилизацию ВЧ емкости МОП конденсатора [6], — идеальный интегратор вытекшего заряда. Монотонный характер зависимости напряжения обратной связи $\Delta V_g(T)$ позволяет легко измерять величину δT — смещение графика $\Delta V_g(T, \beta_2)$ относительно графика $\Delta V_g(T, \beta_1)$ при любом значении температуры. При этом вовсе не обязательно иметь на кривых $j(T)$ отчетливо выделенные особенности. Перестроив измеренную зависимость $\delta T(T)$ в зависимость $E_m(T)$, согласно (12), нетрудно трансформировать зависимость $j(T)$ в $N_{ss}(E)$ [см. (11)], а также рассчитать $\sigma(E_m)$ согласно (13).

Соответствующие эксперименты были выполнены на Al—SiO₂—Si—Ag — МОП структурах, полученных термическим окислением пластин кремния марки КЭФ-20 (100) в сухом кислороде; площадь структур составляла 1.0 мм², толщина окисла 0.1 мкм, емкость окисла 332 пФ. Измерения проводились

³ Отметим, что аналогичная процедура может быть сконструирована и в отношении метода DLTS.

в газопотоочном вакуумном азотном криостате [11] на автоматизированной базе микро-ЭВМ ДЗ-28 установке [12], снабженной системой прецизионной стабилизации емкости [13]. Программирование нагрева объектов осуществлялось управляемым ЭВМ электронным регулятором температуры. В качестве датчика температуры использовался медный термометр сопротивления, включенный по четырехпроводной схеме, обеспечивающий регистрацию температуры образца с точностью ± 5 мК в диапазоне $78.5 \div 300$ К.

Эксперименты выполнялись по следующему алгоритму. При исход-

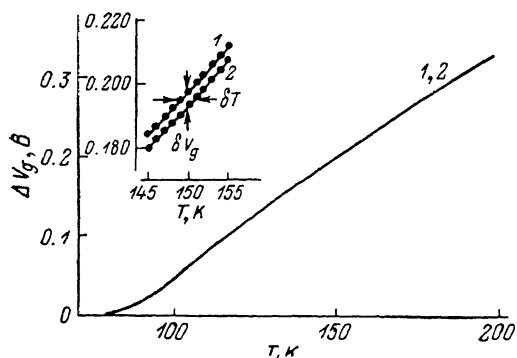


Рис. 1. Зависимость напряжения обратной связи ΔV_g от температуры T при двух значениях скорости нагрева.

β , К/с: 1 — 0.175, 2 — 0.260.

ной температуре опытов $T_0 = 78.5$ К посредством стабилизатора ВЧ емкости [13] задавалась величина емкости МОП конденсатора $C_{\text{МОП}}$, отвечающая напряжению

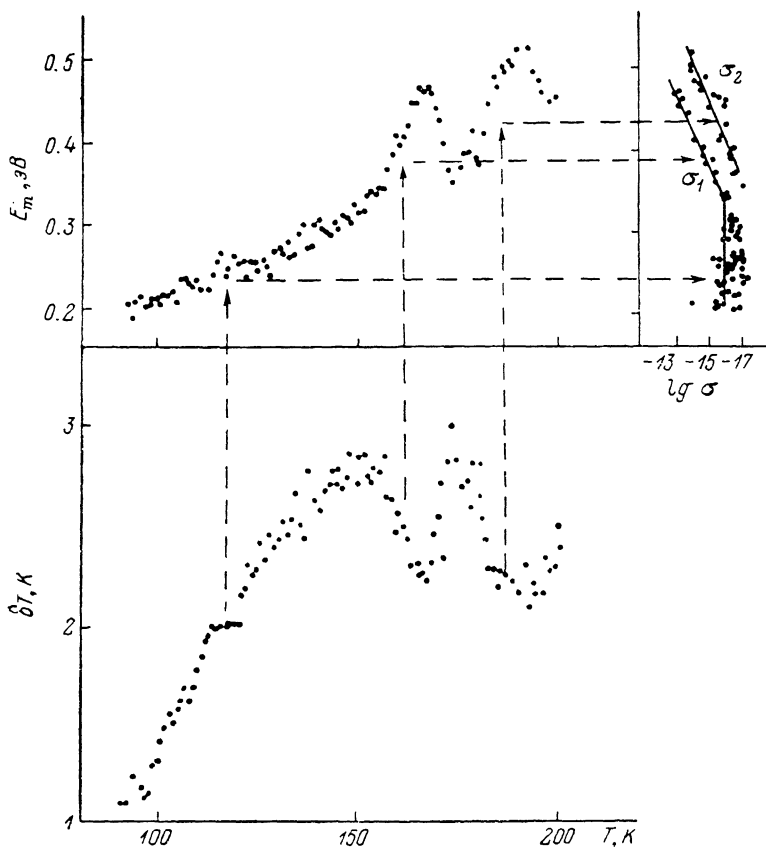


Рис. 2. Зависимости от температуры T температурного смещения δT напряжения обратной связи и эффективного уровня эмиссии E_m ; зависимость от E_m сечения захвата (в логарифмическом масштабе).

Штриховыми линиями показано соответствие характерных участков. Разброс точек характеризует достигну-

тую точность эксперимента. плоских зон $V_{g1} = -0.2$ В. По достижении равновесия задавалось новое (меньшее) значение $C_{\text{МОП}}$, отвечающее режиму обеднения. Спустя $t = 15$ мин с момента изменения величины $C_{\text{МОП}}$ система приходила в режим неравновесного обедне-

ния с $C_{\text{МОП}}=67.5$ пФ, $V_{g2}=-1.309$ В.⁴ Затем включался нагрев объекта, в процессе которого значение $C_{\text{МОП}}=67.5$ пФ поддерживалось постоянным за счет соответствующего изменения $V_g(T)$. Скорость нагрева достигала постоянной величины при $T \approx 90$ К. Начиная с этой температуры регистрировались зависимости $\Delta V_g(T)$ и $j(T)$ при двух скоростях нагрева: $\beta_1=0.175$ и $\beta_2=0.260$ К/с (рис. 1). На вставке к рис. 1 представлены фрагменты кривых $\Delta V_g(T)$, на которых показана процедура определения зависимости $\delta T(T)$ при $T=150$ К.

Существенно отметить, что обозначенная на этой вставке величина δT отличается от необходимой для расчетов по формуле (12) из-за заметного (~ 1 мэВ/К) температурного смещения уровня Ферми полупроводника. Этот эффект легко исключить, заменяя непосредственно измеренные значения δT вычисленными по формуле (рис. 1):

$$\delta T = \delta V_g / \left(\frac{dV_g}{dT} - \frac{1}{q} \frac{dF}{dT} \right),$$

где dV_g/dT — наклон кривых 1, 2 при данной температуре. Для исследованных струк-

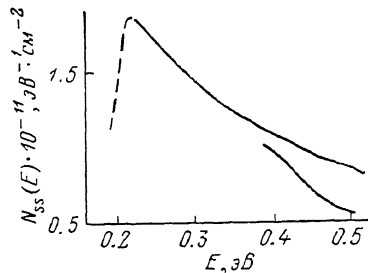


Рис. 3. Плотность пограничных состояний $N_{ss}(E)$. Штриховой линией показана область спектра, для которой не выполнялось условие предельного заполнения ПС при T_0 .

тур указанная поправка составляет 20—30 %. Именно эти значения δT представлены на рис. 2. Найденные по ним, согласно (12) и (13), функции $E_m(T)$ и $\sigma(E_m)$ приведены там же. Наибольший интерес вызывает немонокотное поведение функции $E_m(T)$, которое можно интерпретировать следующим образом: в области температур 170—180 К, отвечающих «срыву» кривой $E_m(T)$, имеет место переход к другой ветви спектра ПС с меньшими значениями сечения захвата. Иными словами, в исследованных МОП структурах наблюдательно проявляются изоэнергетические ПС с различными σ . Их энергетическая зависимость, приведенная на рис. 2, согласуется с известными данными [1, 3]: σ возрастает в направлении к центру запрещенной зоны кремния. На рис. 3 приведена функция плотности состояний $N_{ss}(E)$, рассчитанная по формуле (11) с использованием экспериментальных кривых $j(T)$ и данных рис. 2, отчетливо проявляющая области спектра ПС с различными сечениями захвата.

Авторы выражают признательность В. Б. Сандомирскому, А. Н. Пономареву и В. Г. Приходько за обстоятельные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Nicollian E. H., Getzberger A. — Bell. Syst. Techn. J., 1967, v. 46, N 6, p. 1055—1134.
- [2] Ждан А. Г., Сандомирский В. Б., Ожередов А. Д. Определение параметров ловушек методом термостимулированного разряда конденсатора. — ФТП, 1968, т. 2, в. 1, с. 11—18.
- [3] Klausmann E. — In: Inst. Phys. Conf. Ser. N 50, 1980, Ch. 2, p. 97.
- [4] Simmons J. G., Taylor G. W. — Sol. St. Electron., 1974, v. 17, N 2, p. 125.
- [5] Парфианович И. А. Определение глубины электронных ловушек в кристаллах фосфора. — ЖЭТФ, 1954, т. 26, в. 2, с. 696.
- [6] Аятоненко В. И., Ждан А. Г., Минченко А. И., Сульженко П. С. Определение параметров пограничных состояний методом термостимулированного разряда МДП конденсатора в режиме постоянной емкости. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 208—213.
- [7] Ждан А. Г., Лушников Н. А., Сандомирский В. Б. Влияние непостоянства скорости нагрева объектов на точность определения параметров локальных уровней по кривым термостимулированного возбуждения. — ФТП, 1979, т. 13, в. 5, с. 1003—1006.
- [8] Gorbachev V. M. — J. Therm. Anal., 1979, v. 8, p. 349.
- [9] Chen R., Kirsh Y. Analysis of thermally stimulated processes. Pergamon, 1984, p. 361. Appendix, p. 322—328.
- [10] Гуляев Ю. В., Ждан А. Г., Приходько В. Г., Сульженко П. С. Спектроскопия электронных состояний на границах раздела полупроводник—диэлектрик МДП структуры. — Электрон. промышл., 1985, № 3 (141), с. 44—48.

⁴ Необходимое значение V_{g1} устанавливалось предварительно по ВЧ вольтфарадной характеристике МОП структуры.

- [11] Бугаев В. И., Веденеев А. С., Ждан А. Г., Клочкова А. М., Панченко Р. В. Малогабаритный вакуумный криостат для области температур 77—500 К с терморегулятором. — ПТЭ, 1986, № 3, с. 250.
- [12] Александров А. Л., Базарный Е. М., Гуляев И. Б., Ждан А. Г., Клочкова А. М., Смирнова Н. А. Многоцелевой измерительно-управляющий комплекс на основе микро-ЭВМ ДЗ-28. — ПТЭ, 1983, № 1, с. 198.
- [13] Антоенко В. И., Ждан А. Г. Прецизионная система электронной стабилизации высокочастотной емкости МДП структур. — ПТЭ, 1986, № 4, с. 161—163.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Получена 23.04.1987
Принята к печати 12.06.1987
