

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ DLTS-СПЕКТРОВ МЕТОДОМ АНАЛИЗА ФОРМЫ ЛИНИИ

Б. А. Комаров

Институт физики твердого тела и полупроводников Академии наук Беларуси, 220726, Минск, Беларусь
(Получена 6.02.1992. Принята к печати 2.04.1992)

В рамках подхода к обработке DLTS-спектров методом анализа формы линии рассмотрено влияние выбора t_2/t_1 и t_1 на поведение линии таких спектров. Отмечено улучшение концентрационной чувствительности и детализации компонент спектра при соответствующем выборе t_2/t_1 . Рассмотрены факторы, влияющие на точность определения параметров дефектов при применении подхода анализа формы линии DLTS-спектров. Установлено доминирующее влияние фактора формы линии на точность определения энергии активации и сечения захвата глубоких уровней.

В настоящее время методы исследования полупроводниковых структур, использующие емкость $p-n$ -перехода или барьера Шоттки, широко используются в практике физического эксперимента, а также являются важной составной частью этапа контроля в промышленном производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем. Обладая рядом достоинств (неразрушающий входной, пооперационный и выходной контроль готовых приборов, широкий набор получаемых параметров дефектов), эти методы продолжают развиваться в направлении экспрессности проведения исследования, а также повышения точности и достоверности получаемых результатов.

В 1974 г. Лэнгом [1] предложен метод DLTS, основанный на понятии «окна скоростей» и позволяющий получить панорамный DLTS-спектр электрически активных дефектов при однократном проходе по температуре. Для получения конкретных характеристик дискретных центров предполагалось варьировать окно скоростей, каждый раз прописывая температурный спектр. При этом основными исходными данными для последующей обработки являлись амплитуда сигнала, ее температура максимума и длительность окна скоростей. Чтобы извлекаемая информация о параметрах дефектных центров была достаточно достоверной, число таких групп данных должно быть $5 \div 10$. Такое количество температурных проходов нивелировало экспрессность данного метода по сравнению с известным ранее методом изотермической релаксации емкости (ИРЕ) [2, 3]. К тому же точность определения температуры максимума оставляла желать лучшего.

С целью устранения указанных недостатков при сохранении однократного сканирования по температуре были предприняты попытки усовершенствования метода как на аппаратном уровне, так и по методике обработки DLTS-спектров. В работе [4] реализован метод многооконного прохода с фиксированным набором длительностей окон скоростей, позволяющий получить семейство четырех DLTS-спектров за один температурный скан. Примером второго направления может служить работа [5], где источником информации является форма DLTS-спектра. При этом число экспериментальных точек возрастает до 20 и более, что существенно улучшает определение параметров из построения зависимости Аррениуса для процесса термоэмиссии носителей с глубокого уровня дефекта. В работе [6],

анимающей промежуточное положение между данными направлениями, описан подход, в котором для увеличения числа температурных точек при многократном сканировании по температуре используются точки пересечения соседних линий в DLTS-спектрах.

Стандартный анализ DLTS-спектров [1] базируется на модели ловушки с единичным уровнем и с экспоненциальным процессом эмиссии. Однако очень часто экспериментальный DLTS-спектр не соответствует такой модели. Тем не менее применение подхода анализа формы [5] может быть успешным при анализе сложного DLTS-спектра, обусловленного присутствием нескольких ловушек с близкими параметрами [7]. Для определения температур максимума компонент DLTS-спектра сложной формы в работе [8] предлагается проводить численное дифференцирование экспериментального DLTS-спектра.

Приведенный краткий обзор не исчерпывает всего многообразия модификации емкостных методов. Несмотря на значительные возможности лучших современных экспериментальных установок (концентрационная чувствительность 10^{-8} [9], определение энергии термоэмиссии из наклона Аррениуса не хуже 0.001 эВ) и многолетние исследования, широко известен факт, когда А-центру (O—V) в кремнии приписываются энергетика в интервале $0.15 \div 0.18$ эВ и сечение захвата в интервале $10^{-16} \div 10^{-14}$ см² [10–15]. Такой разброс значений в первую очередь, очевидно, связан с несовершенством использованной экспериментальной техники и обработкой получаемой информации.

Таким образом, целью настоящей работы являлась оценка применимости метода анализа формы линии для получения достоверной информации при обработке односкановых DLTS-спектров.

О выборе t_2/t_1 и t_1

Поскольку в настоящей работе основным методом обработки DLTS-спектров выбран метод анализа формы линии, представлялось необходимым провести детальный анализ влияния условий эксперимента на поведение последней.

В методе DLTS для экспоненциального процесса релаксации заряда на глубоком уровне (ГУ) нормализованный сигнал для времен выборки t_1 и t_2 , определяющих длительность окна скоростей, имеет вид

$$s(T) = [C(t_1) - C(t_2)] / \Delta C = \exp(-t_1/\tau) - \exp(-t_2/\tau). \quad (1)$$

Постоянная времени релаксации τ определяется выражением

$$\tau = N_{c,v} \sigma_{n,p} V_{n,p} \exp(E_t/kT), \quad (2)$$

где $N_{c,v}$ — плотность состояний в с (v)-зоне, $\sigma_{n,p}$ — сечение захвата электрона (дырки) на ГУ, $V_{n,p}$ — тепловая скорость носителей заряда, E_t — энергия активации эмиссии, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, ΔC — разность значений начальной и стационарной барьерной емкости. При температурном сканировании сигнал релаксации для фиксированного отношения $\beta = t_2/t_1$ проходит через максимум, температуре T_M которой соответствует постоянная времени

$$\tau_M = (t_2 - t_1) / \ln(t_2/t_1). \quad (3)$$

Варьируя ширину окна изменением t_1 при $\beta = \text{const}$ или изменением β при $t_1 = \text{const}$, строят зависимость $\tau_M = f(T_M)$, позволяющую определить глубину залегания ловушки и сечение захвата носителя из ближайшей зоны, а, например, по разности значений стационарной и начальной емкости [2] определить концентрацию дефекта. Следует заметить, что при T_M амплитуда сигнала (1) равна

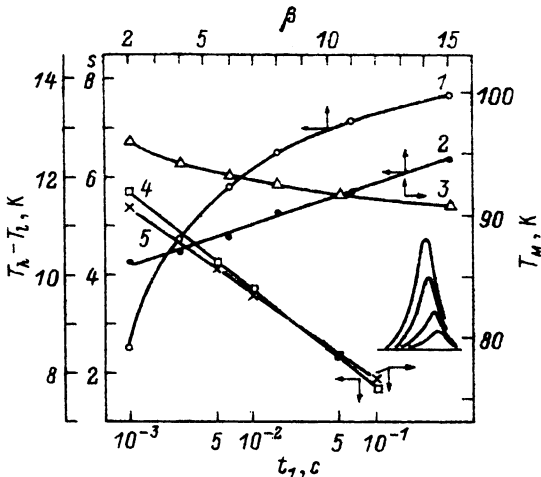


Рис. 1. Влияние выбора t_2/t_1 и t_1 на основные параметры линии DLTS-спектра. 1 — зависимость амплитуды линии от β , 2 — изменение полуширины линии от β , 3 — сдвиг температуры T_M при изменении β , 4 — изменение полуширины линии от t_1 , 5 — влияние выбора t_1 на T_M .

$$s_M = \beta^{\frac{1}{1-\beta}} - \beta^{\frac{\beta}{1-\beta}} \quad (4)$$

и зависит только от отношения t_2/t_1 .

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования DLTS-спектра глубокого центра с $E_t = 0.17$ эВ и $\sigma_a = 10^{-14}$ см² при различных величинах β и t_1 . Как видно из рисунка, с ростом отношения амплитуда сигнала (кривая 1) растет, а температура максимума (кривая 3) смещается в область низких температур. Следовательно, для повышения возможности регистрации малых концентраций электрически активных дефектов при данной чувствительности экспериментальной установки следует выбирать большие β . Для анализа DLTS-спектров может оказаться полезной величина $T_h - T_l$, определяющая полуширину линии, где T_h — температура полувысоты высокотемпературного крыла, T_l — температура полувысоты низкотемпературного крыла линии. На рис. 1 показано поведение $T_h - T_l$ и T_M с выбором β . Если ввести величину фактор формы линии η , определенную как отношение амплитуды к полуширине линии, то нетрудно видеть из рисунка, что при варьировании отношения t_2/t_1 наблюдается не только изменение амплитуды и положения T_M , но и изменение формы линии DLTS-спектра.

Прямыми 4 и 5 на рис. 1 показано поведение полуширины линии и T_M для различных значений t_1 и фиксированного $\beta = 11$. Как видно, при увеличении длительности окна наблюдаются сужение линии и сдвиг T_M в область низких температур при сохранении амплитуды сигнала.

При возникновении ситуации, когда DLTS-спектр имеет сложную форму, обусловленную, например, процессами эмиссии с нескольких уровней с близкими параметрами, вариация β может быть успешной для выявления составляющих такого спектра. На рис. 2 представлены результаты численного моделирования для случая присутствия двух ловушек основных носителей со следующими параметрами: $E_{t1} = 0.17$ эВ, $\sigma_{a1} = 10^{-14}$ см², $E_{t2} = 0.15$ эВ, $\sigma_{a2} = 10^{-16}$ см² и равными концентрациями. Как видно из рисунка, при уменьшении отношения проявление особенностей формы пика DLTS улучшается при некотором падении амплитуды сигнала. Такой способ можно рекомендовать, когда имеется достаточное превышение полезного сигнала над шумом (не менее 5). Отметим, что при формальном

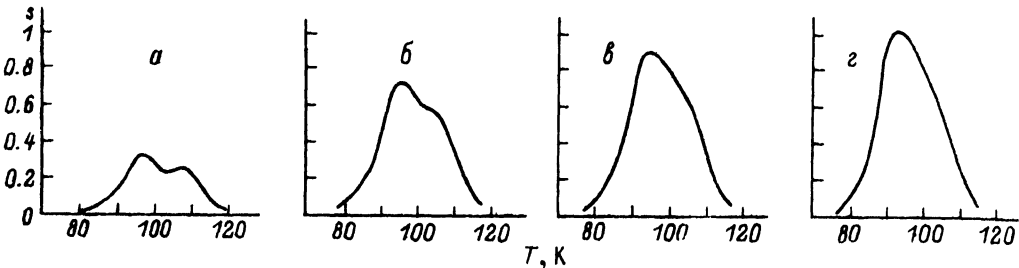


Рис. 2. Выделение компонент сложного спектра DLTS при вариации отношения t_2/t_1 . β : а - 2, б - 5, в - 8, г - 11; $T_b - T_l$, К: а - 21.97, б - 21.19, в - 21.0, г - 19.76.

определении полуширины линии для таких спектров наблюдается тенденция к увеличению этой характеристики с уменьшением β в отличие от простого DLTS-спектра.

О точности определения E_t и σ

Уравнение (1) представляет собой трансцендентное уравнение вида

$$f(x) = \exp(-x) - \exp(-\beta x) - \alpha s_M, \quad (5)$$

где $x = wt_1$, $w = \tau^{-1}$, $\beta = t_2/t_1$, $0 < \alpha < 1$, и было решено в [5] для $\beta = 11$. Как показано выше, для получения детального DLTS-спектра следует отдавать предпочтение малым значениям β . Анализ уравнения (5) показал существование одного корня x_0 при $\alpha = 1$ и двух корней x_1 и x_2 при $\alpha < 1$. Для нахождения корней при иных значениях β , в частности равного 2, нами использовался метод Ньютона (касательных) [16], итерационный процесс схождения к корню которого описывается формулой

$$x(n+1) = x(n) - f(x(n)) / f'(x(n)) \quad (6)$$

и продолжается до выполнения условия

$$|x(n+1) - x(n)| \leq \epsilon,$$

где ϵ — точность отыскания корня.

Поскольку основным источником информации о процессах перезарядки ГУ является форма релаксационной кривой в методе ИРЕ или форма пика в DLTS, рассмотрим две довольно типичные ситуации, приводящие к искаженным результатам при обработке DLTS-спектра по методике [5].

Линейный сдвиг. Данная ситуация возможна, когда сигналу DLTS приписывается шкала температур, сдвинутая относительно истинной. На рис. 3 представлены результаты обработки модельных спектров для ГУ с $E_{t0} = 0.17$ эВ и $\sigma_{t0} = 10^{-14}$ см². Наблюдается линейная зависимость в определении энергии активации вида $E_t = E_{t0} + \gamma_E \Delta T_M$, где $\Delta T_M = T_M - T_{M0}$ — сдвиг температуры максимума, а угловой коэффициент γ_E , описывающий изменение энергии E_t при сдвиге шкалы температуры на градус, равен $3.88 \cdot 10^{-3}$ эВ/К. Как видно из рисунка, абсолютная погрешность определения температуры ± 2 К в области низких температур ($T_M = 96$ К) приводит к тому, что результат обработки будет находиться в интервале от 0.161 до 0.177 эВ, т. е. при относительной погрешности $\delta_T = 2\%$ погрешность определения энергии составит 5%. На этом же рисунке в полулогарифмическом масштабе показано изменение сечения захвата (прямая 1б), достигающее 2 порядков величин σ . Следует заметить, что точность опре-

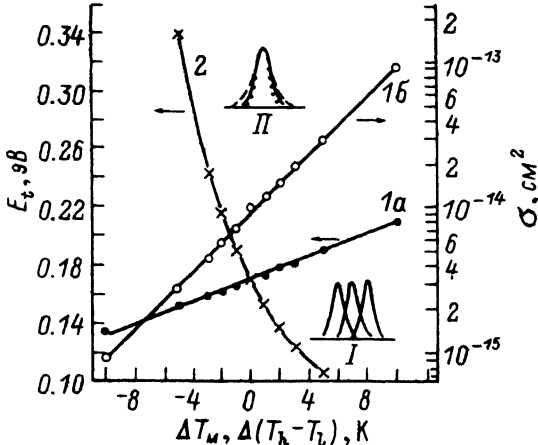


Рис. 3. Влияние температурного сдвига (I) и изменения формы линии (II) на точность определения E_t и σ .

деления температуры не является особенностью только данного метода обработки DLTS-спектра, а, несомненно, важна для любых температурных измерений, будь то ИРЕ или $\tau_M = f(T_M)$. Приведенный анализ может, по-видимому, в какой-то мере объяснить описанный в литературе разброс значений по А-центру в кремнии.

Изменение формы. Причины, приводящие к искажению формы линии DLTS-спектра, могут быть связаны как с нелинейностью, наличием в сигнале пьедестала, инерционностью регистрирующей части спектрометра, так и в результате присутствия ловушек с близкими параметрами или со сплошным энергетическим спектром, проявлением полевых эффектов или эффектов неполной перезарядки на границе ОПЗ и т. д. и требуют тщательного анализа в каждом конкретном случае. Данная ситуация смоделирована угловым сдвигом низкотемпературного и высокотемпературного крыла пика DLTS-спектра для ГУ с $E_{t0} = 0.17$ эВ, $\sigma_{n0} = 10^{-14}$ см², отсекающего на оси температур от T_{M0} ΔT_0 , равные ± 1 , ± 2 , ± 3 , ± 5 К, и представлена на рис. 3 (см. вставку I). Как видно из рисунка, наблюдается сильная нелинейная зависимость в определении энергии активации термоэмиссии от полуширины пика. При этом отметим, что обработка каждого такого спектра по методу [5] приводила к графикам Аррениуса с малым разбросом точек относительно наилучшей прямой. Абсолютная погрешность определения наклона по методу наименьших квадратов для случая уширения линии оставалась практически постоянной и не превышала 0.0009 эВ, тогда как для случая сжатия линии наблюдается рост до 0.007 эВ, но величина остается еще достаточно небольшой на фоне изменения энергии почти на 200%. В таблице представлены результаты определения сечения захвата, которое во всем интервале изменения полуширины линии изменяется на 12 порядков.

Сопоставимый анализ степени воздействия перечисленных двух эффектов на определение энергии активации термической эмиссии при изменении температуры максимума (прямая 1a) и полуширины линии $\Delta(T_h - T_l) = (T_h - T_l) - (T_h - T_l)_0$ (кривая 2) показал конкурирующий (знаковый) характер в определении энергии активации. Причем отклонение, равное ± 1 К для случая изменения формы, приводит к относительной погрешности в определении энергии (11%), в 5 раз превышающей таковую для случая сдвига T_M . В случае одновременного воздействия упомянутых эффектов и аддитивном вкладе рис. 3 позволяет предсказать тенденцию в определении энергии активации термоэмиссии.

Приведенные результаты показывают, что для реализации высокой точности метода [5] необходимо, чтобы измерительная система обладала высокой линей-

Значение основных параметров ГУ с $E_{T0} = 0.17$ эВ и $\sigma_{D0} = 10^{-14}$ см² для различных полуширин линии DLTS-спектра

$T_D - T_I, K$	$E_t, эВ$	$\sigma_D, см^2$
5.45	0.337±0.007	(6±5) · 10 ⁻⁶
7.50	0.245±0.002	(9±2) · 10 ⁻¹¹
8.55	0.215±0.001	(2.4±0.3) · 10 ⁻¹²
9.50	0.1899±0.0007	(1.14±0.09) · 10 ⁻¹³
10.40	0.17	10 ⁻¹⁴
11.50	0.1527±0.0008	(1.2±0.1) · 10 ⁻¹⁵
12.55	0.1375±0.0008	(2.0±0.1) · 10 ⁻¹⁶
13.55	0.1241±0.0008	(3.8±0.4) · 10 ⁻¹⁷
15.55	0.1046±0.0009	(3.6±0.4) · 10 ⁻¹⁸

ностью, что реально достижимо. Так, проведенные исследования на разработанном нами емкостном спектрометре радиационных дефектов в кремнии, облученном γ -квантами ⁶⁰Со методами ИРЕ и DLTS, показали хорошее совпадение (± 0.005 эВ) в определении энергии активации термоэмиссии с ГУ дивакансии и E -центра, а также с известными литературными данными [15].

Заключение. Применение метода анализа формы линии для обработки DLTS-спектров предъявляет определенные требования к измерительным системам, что в конечном итоге позволяет сочетать высокую точность результата с быстротой однократного прохода по температуре. При этом может быть вполне успешным применение данного метода к анализу сложных DLTS-спектров. Необходимо отметить доминирующее влияние фактора формы линии на точность определения энергии активации и сечения захвата ГУ.

Автор признателен Ф. П. Коршунову за проявленный интерес и обсуждение работы и Л. И. Мурину за ряд полезных замечаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] D. V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [2] Л. С. Берман. Емкостные методы исследования полупроводников, 104. Л. (1972).
- [3] С. Т. Sah, L. I. Rasier, A. F. Tasch. Sol. St. Electron., **13**, 759 (1970).
- [4] Kousuka Ikeda, Tsuyoshi Kawakami. Japan. J. Appl. Phys., **20**, 1589 (1981).
- [5] А. В. Васильев, С. А. Смагулова, С. С. Шаймеев. ФТП, **17**, 162 (1983).
- [6] Е. В. Астрова, А. А. Лебедев. ФТП, **24**, 549 (1990).
- [7] Н. В. Кузнецов, В. Н. Филатов, В. Г. Виноградова. ФТП, **21**, 609 (1987).
- [8] Т. И. Кольченко, В. М. Ломако, В. В. Урбан. ФТП, **20**, 237 (1986).
- [9] K. A. Branchle, D. Bimberg, K.-H. Goets, H. Jurgensen, J. Selders. Physica. BC129 (1985); Proc. XIV Eur. Sol. St. Dev. Res. Conf., 426. Lille (1984).
- [10] C. A. Londos. Phys. St. Sol. (a), **113**, 503 (1989).
- [11] W. W. Keller. J. Appl. Phys., **55**, 3471 (1984).
- [12] S. D. Brotherton, P. Bradly. J. Appl. Phys., **53**, 5720 (1987).
- [13] L. C. Kimerling. Inst. Phys. Conf. Ser., **2**, 221 (1977).
- [14] J. W. Walker, S. T. Sah. Phys. Rev. B, **7**, 4587 (1973).
- [15] В. С. Вавилов, И. П. Кекелидзе, Л. С. Смирнов. Действие излучения на полупроводники, 120. М. (1988).
- [16] П. В. Фильчаков. Численные и графические методы прикладной математики, 800. Киев (1970).

Редактор В. В. Чалдышев