

# Релаксационная спектроскопия радиационно-индуцированных дефектов в 6H-SiC

© В.С. Балландович

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,  
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 1 апреля 1999 г. Принята к печати 19 мая 1999 г.)

Методом емкостной и токовой релаксационной спектроскопии исследованы монокристаллы Лели  $n$ -SiC(6H), облученные электронами с энергией 5 МэВ дозой  $10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Одиннадцать глубоких уровней, принадлежащих радиационно-индуцированным собственным дефектам, были обнаружены в энергетическом интервале 0.18–1.44 эВ от дна зоны проводимости. Изохронный отжиг образцов показал, что основная часть обнаруженных дефектов стабильна до температуры  $\sim 1000^\circ\text{C}$ . Наряду с этим в интервале температур 150–250 $^\circ\text{C}$  наблюдался отжиг глубокого центра с энергией ионизации  $E_i = (0.48 - 0.53) \text{ эВ}$ . Предполагается, что этот центр обусловлен вакансией в подрешетке углерода.

Карбид кремния в силу своих уникальных физико-химических свойств привлекает внимание как материал для создания высоконадежных электронных устройств. В частности, высокая радиационная устойчивость карбида кремния обеспечивает работоспособность приборов на основе SiC при повышенном уровне радиации. Характеристики приборов в этих условиях будут во многом определяться наличием электрически активных структурных дефектов, индуцированных в материале в процессе радиационного воздействия. Поэтому параметры таких центров, условия их возникновения и отжига представляют значительный интерес. Дополнительным стимулом к изучению этих вопросов является применение технологии ионного легирования при формировании различных элементов структур на основе SiC.

Для определения параметров глубоких центров особенно часто в настоящее время применяется релаксационная спектроскопия (DLTS) [1]. Изучение радиационных дефектов в SiC с помощью данной методики позволило установить, что облучение карбида кремния высокоэнергетичными частицами приводит к образованию большого количества собственных дефектов, энергетические уровни которых расположены в верхней половине запрещенной зоны. Параметры выявленных центров описаны в работах [2–4]. Несмотря на накопленный экспериментальный материал, многие вопросы, связанные с идентификацией радиационно-индуцированных глубоких центров, их энергетическим положением, зарядовым состоянием и т.п., остаются открытыми, поэтому исследования в данном направлении необходимо продолжать.

В подавляющем большинстве работ, посвященных глубоким центрам в карбиде кремния, при записи спектров DLTS измеряется сигнал емкостной релаксации  $p$ – $n$ -перехода или барьера Шоттки. Вместе с тем известно, что энергии ионизации целого ряда радиационно-индуцированных глубоких центров в карбиде кремния достаточно близки, так что спектры DLTS облученных кристаллов, полученные методом емкостной релаксационной спектроскопии (C-DLTS), состоят из широких полос, образованных перекрывающимися пиками. Данное

обстоятельство затрудняет обработку результатов. Более информативными в этом случае могут быть спектры DLTS, полученные на основе измерений релаксации тока ( $I$ -DLTS). Являясь первой производной по времени от изменения объемного заряда, релаксация тока позволяет улучшить энергетическое разрешение близко расположенных глубоких центров, поскольку уменьшается относительная ширина соответствующих им DLTS-пиков. Дополнительным достоинством этой методики является ее меньшая чувствительность к изменению последовательного сопротивления образца, что немаловажно, учитывая большую зависимость удельного сопротивления SiC от температуры.

В настоящей работе приведены результаты исследований радиационно-индуцированных глубоких центров в монокристаллах  $n$ -SiC методами емкостной и токовой релаксационной спектроскопии. Специальное внимание уделено низкотемпературному отжигу радиационных дефектов, о котором предварительно сообщалось в работе [3]. Влияние низкотемпературного отжига на спектры DLTS облученных кристаллов SiC обсуждается с учетом результатов исследований первичных дефектов в этом материале методом ЭПР [5,6].

## Образцы и методика эксперимента

Исследования проводились на монокристаллах Лели 6H-SiC, легированных азотом. Исходная концентрация некомпенсированных доноров в исследуемых образцах, рассчитанная по вольт-фарадным характеристикам, была в пределах  $3 \cdot 10^{16} - 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Образцы были разделены на три группы и облучены электронами с энергией 5 МэВ дозой  $10^{16}$ ,  $10^{17}$  и  $10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Электронная бомбардировка является наиболее удобным способом создания точечных дефектов, поскольку концентрация индуцированных центров относительно мала и они равномерно распределены по объему кристалла. Температура образцов во время облучения не превышала 50 $^\circ\text{C}$ , так как образцы с помощью низкотемпературного припоя закреплялись на охлаждаемом медном держателе. Впоследствии припой

**Таблица 1.** Доза облучения и исходная концентрация некомпенсированных доноров в исследуемых образцах

Доза облучения, см <sup>-2</sup>					
10 <sup>16</sup>		10 <sup>17</sup>		10 <sup>18</sup>	
Образец	$N_D - N_A$ , 10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup>	Образец	$N_D - N_A$ , 10 <sup>17</sup> см <sup>-3</sup>	Образец	$N_D - N_A$ , 10 <sup>17</sup> см <sup>-3</sup>
e16-1	8.0	e17-1	0.55	e18-1	7.3
e16-2	3.1	e17-2	2.3	e18-2	3.0
e16-3	4.6	e17-3	1.9	e18-3	4.6
		e17-4	3.9		
		e17-5	2.3		

удалялся при  $T \simeq 75^\circ\text{C}$ . Характеристики исследуемых образцов приведены в табл. 1.

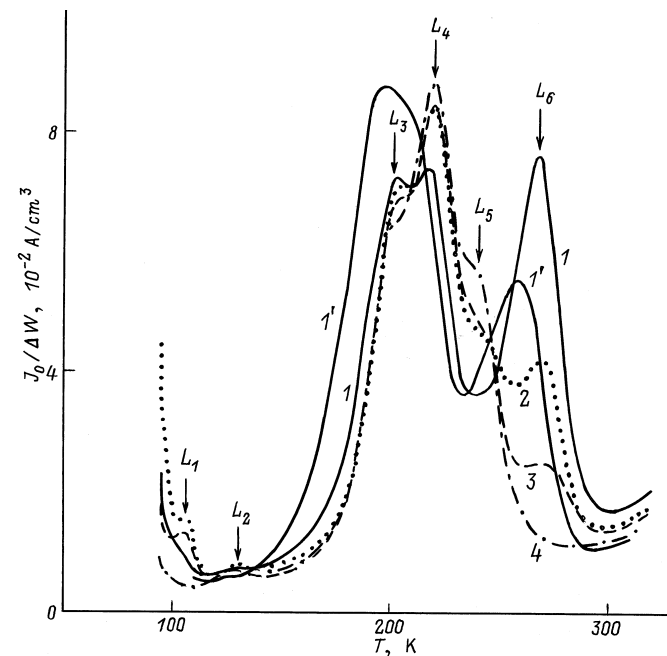
Измерения проводились в температурном диапазоне 85–650 К на барьерах Шоттки Cr-SiC ( $\varnothing = 0.5$  мм), сформированных на углеродной грани кристаллов до облучения. Обратное напряжение, приложенное к барьеру, составляло 3–5 В. Заполнение ловушек осуществлялось путем уменьшения смещения до 0 В. Продолжительность заполняющих импульсов равнялась 1 мс. Энергия ионизации и сечение захвата исследуемых центров определялись с помощью графиков Аррениуса, для построения которых "окно дискриминации" варьировалось в пределах  $67-6.7 \cdot 10^4$  с<sup>-1</sup> и  $9.19-1.63 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> для спектров *I*-DLTS и *C*-DLTS соответственно. В интервале 85–500 К преимущественно использовалась токовая релаксационная спектроскопия. При более высоких температурах, когда регистрация спектров *I*-DLTS становилась затруднительной из-за возрастания токов утечки, параметры глубоких центров определялись из емкостных измерений. Спектры DLTS измерялись при  $\tau_m = 1.49$  и 10.88 мс для режимов релаксации тока и емкости соответственно. Спектры *I*-DLTS приведены к виду  $J_0/\Delta W$ , где  $J_0$  — начальная плотность тока через барьер в максимуме пика DLTS,  $\Delta W = W(V) - W(0)$  — изменение ширины области объемного заряда в момент прохождения заполняющего импульса.

Для исследования термической стабильности индуцированных дефектов образцы подвергались изохронному десятиминутному отжигу вплоть до температуры 1600°C. В интервале 100–500°C отжиг проводился непосредственно в криостате измерительной установки, в вакууме. Все спектры, относящиеся к этому температурному диапазону, регистрировались на одних и тех же барьерных структурах, что позволяло исключить влияние пространственной неоднородности свойств кристаллов на результаты измерений. При более высоких температурах кристаллы отжигались в специальной графитовой печи в атмосфере аргона. В этом случае барьеры заблаговременно удалялись и формировались заново после каждой стадии отжига.

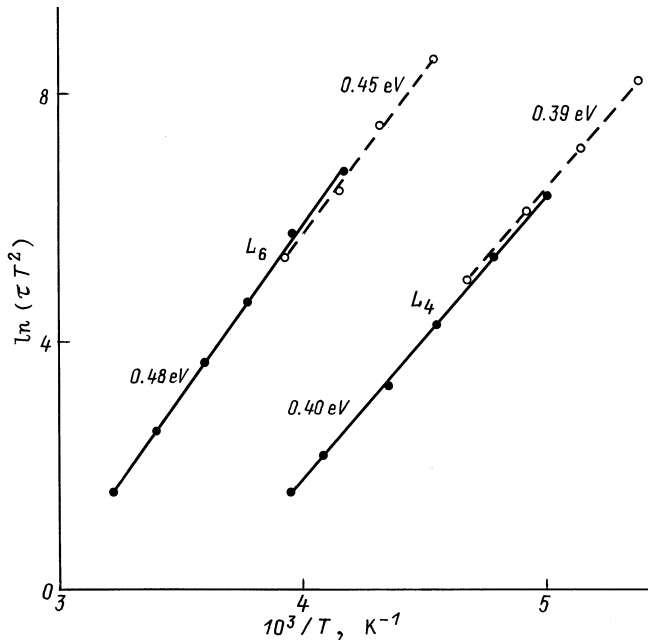
## Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1 представлены спектры *I*-DLTS одного из образцов *n*-SiC(6H), облученного электронами дозой 10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> и отожженного в интервале температур 75–250°C. Здесь же для сравнения приведен спектр DLTS этого образца, измеренный в режиме емкостной релаксации (кривая *I'*).

Две особенности обычно преобладают в низкотемпературной части ( $T \leq 300$  К) спектров DLTS облученных монокристаллов *n*-SiC(6H), не подвергавшихся специальному отжигу (сплошные кривые на рис. 1). Это широкая полоса, состоящая из двух перекрывающихся пиков  $L_3$ ,  $L_4$  с максимумами в области 200 и 220 К соответственно, и одиночный пик, обозначенный как  $L_6$ . Полоса  $L_3-L_4$  хорошо известна из первых публикаций, посвященных исследованиям радиационных дефектов в облученных электронами кристаллах *n*-SiC(6H) методом DLTS [7,8]. В работе [7] эта полоса была приписана уровню  $E_c - 0.35$  эВ. Занг с соавторами [8] показал, что данная полоса имеет структуру и обусловлена двумя центрами, названными  $E_1/E_2$ , с близкими энергиями ионизации. Энергетическое положение этих центров трудно разделить при регистрации спектров DLTS в режиме измерений емкостной релаксации (см. кривую *I'* на рис. 1), поэтому в литературе приводится усреднен-



**Рис. 1.** Спектры DLTS для образца e16-1, облученного электронами ( $E = 5$  МэВ) дозой 10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> и отожженного в интервале температур 75–250°C. Методы измерений: *I*–4 — *I*-DLTS,  $\tau_m = 1.49$  мс; *I'* — *C*-DLTS,  $\tau_m = 10.88$  мс. Температура отжига  $T_a$ , °C: *I*, *I'* — 75, *2* — 150, *3* — 200, *4* — 250. Зависимости *I'*, *I*–4 обозначены: *1*, *I'* — сплошными линиями, *2* — пунктирной линией, *3* — штриховой, *4* — штрихпунктирной.



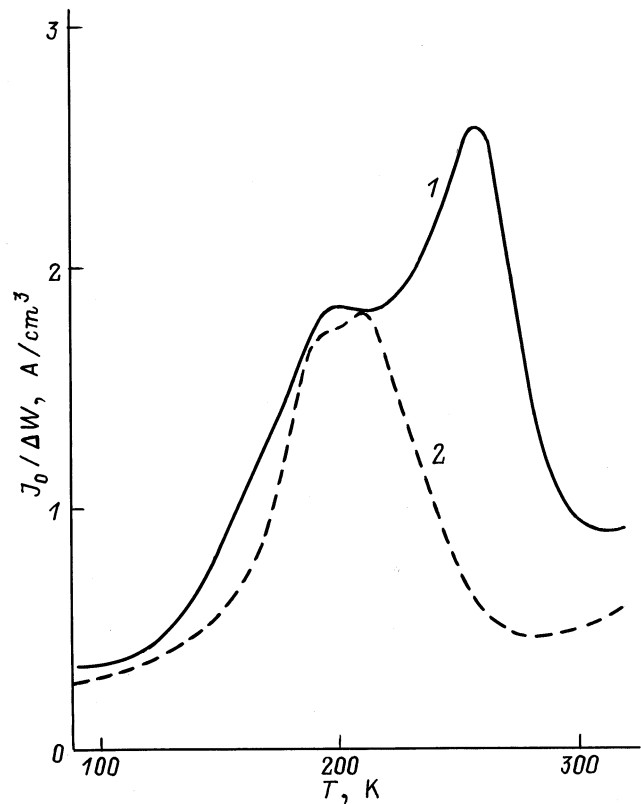
**Рис. 2.** Графики Аррениуса для двух глубоких уровней  $L_4$  и  $L_6$  в 6H-SiC, построенные на базе измерений спектров  $I$ -DLTS (сплошные линии) и  $C$ -DLTS (штриховые линии). Около прямых указаны соответствующие энергии активации.

ная для обоих центров энергия ионизации, которая по данным различных источников в случае применения  $T^2$ -коррекции составляет 0.35–0.39 эВ [4,8]. Из рис. 1 видно, что регистрация спектров DLTS в режиме токовой релаксации позволяет существенно улучшить разрешение пиков  $L_3$ ,  $L_4$ , что в свою очередь дает возможность определить энергии ионизации соответствующих им центров как равные (0.37–0.40) и (0.40–0.44) эВ. Здесь и далее данные в скобках приведены для случаев  $\sigma_n = \text{const}$  (первая из цифр) и  $\sigma_n \sim T^{-2}$  (вторая цифра в скобках) и представляют собой усредненные значения, рассчитанные по результатам измерений в различных кристаллах. Разброс экспериментальных данных для каждого глубокого уровня не превышал  $\pm 5\%$ . Пик  $L_6$  предварительно наблюдался автором в работе [5]. На основании емкостных измерений положение соответствующего этому пику глубокого уровня было определено как  $E_c - 0.44$  эВ. Указанный пик присутствовал только в спектрах DLTS тех образцов, у которых барьерные структуры были сформированы до облучения. По результатам измерений  $I$ -DLTS, проведенных в настоящей работе, энергия ионизации центра, соответствующего пику  $L_6$ , равна (0.48–0.53) эВ.

Закономерен вопрос — в какой мере результаты емкостных и токовых измерений соответствуют друг другу. Для ответа на этот вопрос были проведены сравнительные измерения в образцах, спектры DLTS которых содержали ярко выраженные одиночные пики. На рис. 2 приведены графики Аррениуса для уровней  $L_4$  и  $L_6$ , построенные на базе спектров  $I$ -DLTS (сплошные линии)

и  $C$ -DLTS (штриховые линии). Сравнивая результаты, полученные с помощью обоих методов, следует отметить, что энергии активации (указаны на рис. 2) и сечение захвата глубоких уровней, рассчитанные из емкостных измерений, были, как правило, несколько меньше тех же параметров, полученных из спектров  $I$ -DLTS. Аналогичное отличие наблюдалось в работе [9] при исследовании глубоких центров в светодиодах, изготовленных на основе 6H-SiC. Причиной такого расхождения, по-видимому, является неэкспоненциальность переходного процесса, что достаточно типично для карбида кремния.

Увеличение дозы облучения приводит к уширению спектров DLTS, при этом может произойти частичное или полное слияние полосы  $L_3$ – $L_4$  с пиком  $L_6$  (рис. 3). Наблюдаемое уширение пиков DLTS позволяет предположить, что при большой концентрации радиационных дефектов соответствующие им энергетические состояния не дискретны, а некоторым образом распределены в запрещенной зоне. Как показали измерения, скорость накопления глубоких центров с ростом дозы облучения замедляется. Суммарная концентрация уровней дефектов  $L_3$ ,  $L_4$  в образцах, облученных дозой  $10^{16}$ ,  $10^{17}$  и  $10^{18}$   $\text{см}^{-2}$ , находилась в пределах  $(3-5) \cdot 10^{15}$ ,  $(2-4) \cdot 10^{16}$ ,  $(5-8) \cdot 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$  соответственно. Концентрация центров  $L_6$  в образцах этих же групп составляла  $(2-4) \cdot 10^{15}$ ,  $(1-4) \cdot 10^{16}$  и  $(5-9) \cdot 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$ .



**Рис. 3.** Спектры  $I$ -DLTS ( $\tau_m = 1.49$  мс) образца e18-1, облученного электронами ( $E = 5$  МэВ) дозой  $10^{18}$   $\text{см}^{-2}$  и отожженного в интервале температур 75–250°C. Температура отжига  $T_a$ , °C: 1 — 75, 2 — 250.

Отжиг кристаллов даже при температуре 150–200°C приводит к заметной трансформации спектров (рис. 1). Высота пика  $L_6$  уменьшается. Одновременно с этим полоса  $L_3$ – $L_4$  сдвигается на несколько градусов в сторону высоких температур и дополнительный пик  $L_5$ , обусловленный центром с энергией ионизации (0.42–0.46) эВ, появляется в области 242 К. В большинстве случаев пик  $L_5$  наблюдается как "плечо" на высокотемпературном склоне полосы  $L_3$ – $L_4$ . Интенсивности сигналов, образующих пики  $L_3$ – $L_5$ , в различных образцах соотносятся произвольным образом. Это свидетельствует о том, что все три уровня принадлежат разным центрам, относительная концентрация которых зависит от индивидуальных особенностей кристалла. Пик  $L_6$  полностью исчезает после прогрева образцов при температуре 250°C. При последующем отжиге кристаллов в интервале температур 250–500°C каких-либо существенных изменений спектров DLTS в полосе  $L_3$ – $L_5$  не происходит.

Низкотемпературный отжиг точечных дефектов в SiC наблюдался рядом авторов при исследовании карбида кремния, облученного ядерными частицами, методом ЭПР и позитронной диагностики [5,6,10,11]. Установлено, что в интервале 100–750°C отжигаются простые точечные дефекты — пары Френкеля и моновакансии, — термическая стабильность которых в SiC значительно выше, чем в других алмазоподобных полупроводниках. Вакансионные ассоциаты и комплексы примесь–дефект имеют характеристические температуры отжига, превышающие 100°C. Основываясь на этих данных, можно заключить, что центры, отвечающие за уровень  $L_6$ , являются некими первичными собственными дефектами, одна часть которых при температуре 150–250°C трансформируется в более сложные центры, а другая — рекомбинирует, либо захватывается на стоки (например, дислокации).

Динамика отжига уровня  $L_6$  совпадает с поведением углеродной вакансии  $V_C$  в 3C-SiC [5,6]. Как в первом, так и во втором случаях большинство индуцированных дефектов отжигается в интервале температур 100–200°C. Такое соответствие наводит на мысль о тождественности обоих центров. Этому выводу не противоречат результаты исследований зарядового состояния центра  $L_6$  с помощью двойного коррелированного метода DLTS (DDLTS). На рис. 4 представлены графики Аррениуса для уровней  $L_3$ – $L_6$ , построенные из спектров  $I$ -DDLTS для двух значений напряженности электрического поля:  $E \approx 8 \cdot 10^4$  В/см (сплошные линии) и  $E \approx 4 \cdot 10^5$  В/см (штриховые линии). Было установлено, что положение пика  $L_3$  и энергия активации соответствующего центра не зависят от напряженности электрического поля. Вершины остальных пиков при  $E > 10^5$  В/см сдвигаются в сторону низких температур, причем для уровня  $L_4$  этот сдвиг наименее значителен и не сопровождается изменением энергии активации. Таким образом, поведение уровней  $L_3$ ,  $L_4$  в электрическом поле больше соответствует захвату на нейтральные центры. Последнее

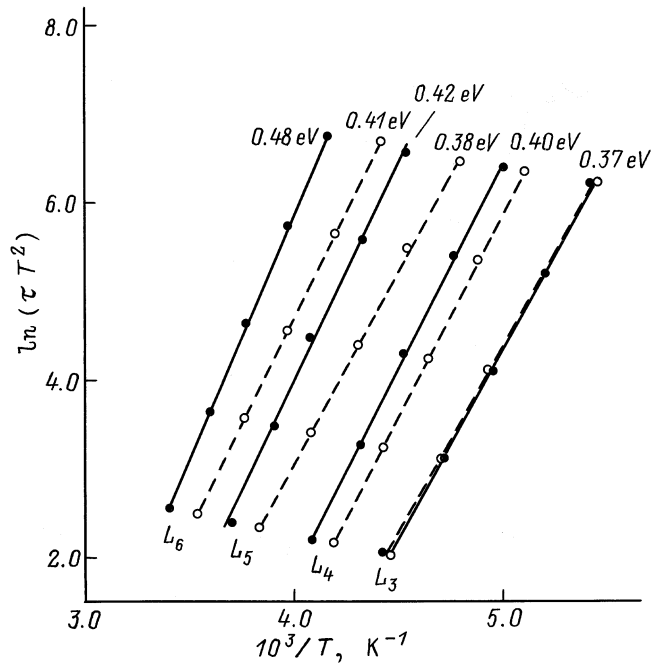
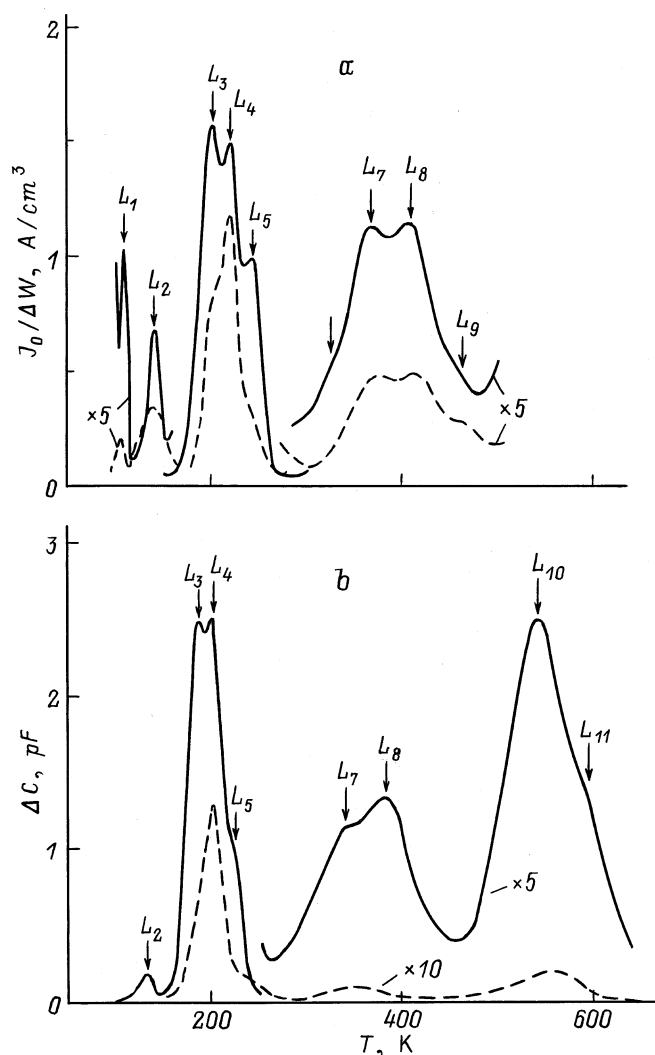


Рис. 4. Влияние напряженности электрического поля  $E$  на энергию ионизации радиационно-индуцированных глубоких уровней в 6H-SiC. Приблизительная величина  $E$ ,  $10^4$  В/см: сплошные линии — 8, пунктирные — 40.

означает, что уровни  $L_3$ ,  $L_4$  являются уровнями акцепторного типа. Данный вывод совпадает с имеющимися представлениями относительно зарядового состояния центров  $E_1/E_2$  [4]. Наличие акцепторных уровней, расположенных недалеко от дна зоны проводимости, объясняет тот факт, что облучение кристаллов  $n$ -SiC приводит к компенсации основной легирующей примеси — азота, которая не сопровождается адекватным уменьшением концентрации нескомпенсированных доноров, рассчитанной из вольт-фарадных характеристик при комнатной температуре [7]. Напротив, энергия активации уровней  $L_5$ ,  $L_6$  с ростом напряженности электрического поля уменьшается, что свидетельствует о захвате электронов на положительно заряженные центры, т. е. центр  $L_6$  ведет себя как глубокий донор, что соответствует зарядовому состоянию углеродной вакансии  $V_C^+$  и  $V_C^0$  в 3C-SiC  $p$ - и  $n$ -типа соответственно.

Значительно более слабые пики, обусловленные перезарядкой электронных ловушек с энергиями активации 0.18–0.25 эВ, могут наблюдаться в спектрах DLTS облученных кристаллов в интервале температур 100–150 (рис. 1 и 5). Концентрация этих ловушек, как правило, более чем на порядок меньше концентрации центров  $L_3$ ,  $L_4$ ,  $L_6$ . Вместе с тем имеются глубокие центры, перезарядка которых происходит при  $T > 300$  К. В образцах, не подвергавшихся специальному отжигу, присутствие этих центров можно обнаружить по увеличению барьерной емкости при освещении структур примесным светом.

На рис. 5 представлены спектры DLTS одного из образцов, отожженного в интервале температур 900–1600°С. Спектры *I*-DLTS облученных образцов, измеренные выше комнатной температуры, дополнительно к пикам  $L_1$ – $L_5$  показывают широкую полосу с двумя максимумами  $L_7$ ,  $L_8$  в области 370 и 410 К (рис. 5, *a*), которым соответствуют глубокие уровни  $E_c - (0.60-0.66)$  эВ и  $E_c - (0.63-0.70)$  эВ. Энергетические положения этих уровней близки к тем, что объявлены для центров  $Z_1/Z_2$  [3,4]. Интенсивности пиков  $L_7$ ,  $L_8$  не связаны каким-либо определенным соотношением, поэтому форма полосы  $L_7$ – $L_8$  меняется от образца к образцу. В ряде случаев на высокотемпературном склоне полосы  $L_7$ – $L_8$  наблюдается "плечо"  $L_9$ , обусловленное перезарядкой глубокого уровня  $E_c - (0.73-0.81)$  эВ. Еще один пик, помеченный как  $L_{10}$  с плечом  $L_{11}$  на его высокотемпературном склоне, регистрируется в области



**Рис. 5.** Спектры DLTS образца e17-1, облученного электронами ( $E = 5$  МэВ) дозой  $10^{17}$  см $^{-2}$  и отожженного в интервале температур 900–1600°С. Методы измерений: *a* — *I*-DLTS,  $\tau_m = 1.49$  мс; *b* — *C*-DLTS,  $\tau_m = 10.88$  мс. Температура отжига  $T_a$ , °С: сплошные линии — 1000, штриховые — 1500.

**Таблица 2.** Энергии ионизации  $E_i$  и сечения захвата  $\sigma_n$  радиационно-индуцированных глубоких уровней в монокристаллах *n*-SiC(6H), облученных электронами с энергией 5 МэВ. Результаты расчета по моделям  $\sigma_n = \text{const}$  и  $\sigma_n \sim T^{-2}$

Уровень	$\sigma_n = \text{const}$		$\sigma_n \sim T^{-2}$	
	$E_i$ , эВ	$\sigma_n$ , см $^2$	$E_i$ , эВ	$\sigma_n$ , см $^2$
$L_1$	0.18	$4 \cdot 10^{-15}$	0.20	$2 \cdot 10^{-14}$
$L_2$	0.21	$1 \cdot 10^{-15}$	0.23	$8 \cdot 10^{-15}$
$L_3$	0.37	$5 \cdot 10^{-15}$	0.40	$4 \cdot 10^{-14}$
$L_4$	0.40	$4 \cdot 10^{-15}$	0.44	$3 \cdot 10^{-14}$
$L_5$	0.42	$2 \cdot 10^{-15}$	0.46	$1 \cdot 10^{-14}$
$L_6$	0.48	$4 \cdot 10^{-15}$	0.53	$3 \cdot 10^{-14}$
$L_7$	0.60	$2 \cdot 10^{-16}$	0.66	$1 \cdot 10^{-15}$
$L_8$	0.63	$4 \cdot 10^{-17}$	0.70	$5 \cdot 10^{-16}$
$L_9$	0.73	$7 \cdot 10^{-17}$	0.81	$6 \cdot 10^{-16}$
$L_{10}$	1.17	$5 \cdot 10^{-15}$	1.27	$2 \cdot 10^{-14}$
$L_{11}$	1.34	$5 \cdot 10^{-15}$	1.45	$4 \cdot 10^{-14}$

545 К при измерении емкостной релаксации (рис. 5, *b*). По интенсивности этот пик уступает лишь полосе  $L_3$ – $L_5$ . Уровень дефекта  $L_{10}$  хорошо известен из предыдущих исследований. В облученных электронами монокристаллах 6H-SiC он наблюдался впервые в работе [7]. Энергии ионизации уровней  $L_{10}$ ,  $L_{11}$ , рассчитанные из спектров *C*-DLTS, соответственно равны (1.17–1.27) и (1.34–1.45) эВ. Структурные дефекты, ответственные за эти уровни, по-видимому, являются вакансионными ассоциатами [12].

Основная часть радиационно-индуцированных глубоких центров отжигается при температурах выше 1000°С. Из рис. 5 хорошо видно, что отжиг дефектов, ответственных за полосу  $L_3$ – $L_5$ , происходит с разной скоростью. Для начального этапа характерен более интенсивный отжиг центров  $L_3$  и  $L_5$ , так что доминирующим в указанной полосе становится пик  $L_4$ . Хотя и в меньшем количестве, дефекты, формирующие основные пики в спектрах DLTS, сохранялись в кристаллах и после прогрева при  $T_a = 1600$ °С. Остаточная концентрация этих центров не зависела от дозы облучения и составляла приблизительно  $10^{15}$ ,  $10^{14}$ ,  $2 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  для полос  $L_3$ – $L_5$ ,  $L_8$ ,  $L_{10}$ ,  $L_{11}$  соответственно.

Параметры выявленных глубоких уровней приведены в табл. 2.

Автор выражает искреннюю признательность Л.В. Лебедевой и Е.Н. Мохову за помощь и полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] D.V. Lang, J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [2] V.A. Il'in, V.S. Ballandovich. Def. Dif. Forum, **103–105**, 633 (1993).
- [3] G. Pensl, W.J. Choyke. Physica B, **185**, 264 (1993).
- [4] T. Dalibor, G. Pensl, H. Matsunami, T. Kimoto, W.J. Choyke, A. Schöner, N. Nordell. Phys. St. Sol. (a), **162**, 199 (1997).

- [5] H. Iton, M. Yoshikava, I. Nashiyama, S. Misava, H. Okumura, S. Yoshida. *J. Electron. Mater.*, **21**, 707 (1992).
- [6] H. Iton, A. Kawasuso, T. Ohshima, M. Yoshikava, I. Nashiyama, S. Tanigava, S. Misava, H. Okumura, S. Yoshida. *Phys. St. Sol. (a)*, **162**, 173 (1997).
- [7] V.S. Ballandovich, G.N. Violina. *Cryst. Latt. Def. and Amorph. Mater.*, **13**, 189 (1987).
- [8] H. Zhang, G. Pensl, P. Glasow, S. Levenzeder. *ECS Extended Abstracts*, **82-2**, 714 (1989).
- [9] Н.И. Кузнецов. *ФТП*, **27**, 1674 (1993).
- [10] A. Kawasuso, H. Itoh, S. Okada, H. Okumura. *J. Appl. Phys.*, **80**, 5639 (1996).
- [11] А.И. Гирка, В.А. Кулешин, А.Д. Мокрушин, Е.Н. Мохов, С.В. Свирида, А.В. Шишкин. *ФТП*, **23**, 2159 (1989).
- [12] А.И. Вейнгер, В.А. Ильин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков. *ФТП*, **15**, 1557 (1981).

*Редактор Т.А. Полянская*

## **Transient spectroscopy of radiation induced deep centers in 6H-SiC**

V.S. Ballandovich

St. Petersburg State Electrotechnical University,  
197376 St. Petersburg, Russia

**Abstract** 6H-SiC single crystals irradiated with 5 MeV electrons have been investigated by capacitance and current DLTS technique. Irradiation dose was  $10^{16} - 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ . Eleven deep levels related to the radiation induced SiC native defects were detected. The ionization energies of the deep levels ranged from 0.18 to 1.44 eV as related to the conduction band. Isochronal annealing of the samples has shown that most of the radiation defects were thermally stable up to  $\sim 1000^\circ\text{C}$ . At the same time the annealing of the deep center with ionization energy  $E_i = (0.48 - 0.53) \text{ eV}$  was observed in temperature range  $150 - 250^\circ\text{C}$ . This center is supposed to be caused by an isolated vacancy at a carbon site.