

О ЗАВИСИМОСТИ ПОЛОЖЕНИЯ МАКСИМУМА ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ДИОДАХ НА ОСНОВЕ 6H-SiC ОТ ПЛОТНОСТИ ПРЯМОГО ТОКА

М. М. Аникин, Н. И. Кузнецов, А. А. Лебедев,
Н. К. Полетаев, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин, В. Е. Челноков

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 26 июля 1993 г. Принята к печати 2 сентября 1993 г.)

Проведено исследование спектров электролюминесценции и DLTS-спектров p - n -структур, полученных на основе SiC методом сублимационной эпитаксии. Установлено, что в структурах присутствуют два ранее обнаруженных глубоких центра: i -центр ($E_v + 0.52$ эВ) и D -центр ($E_v + 0.58$ эВ). Показано, что положение максимума в спектре электролюминесценции p - n -структур и зависимость этого положения от плотности прямого тока определяется соотношением концентраций i - и D -центров в структуре.

Введение

Ранее было показано, что электролюминесценцию (ЭЛ) p - n -структур на основе легированного бором 6H-SiC (SiC(B)) с максимумом в спектре при $h\nu_m \sim 2.14$ эВ можно объяснить рекомбинацией дырки, захваченной на D -центре (энергия — $E_v + 0.58$ эВ, сечение захвата дырок — $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-16}$ см², электронов — $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-20}$ см²), с электроном из зоны проводимости [1]. Положение максимума ЭЛ структур не зависело от плотности прямого тока \mathcal{J} (см. рис. 1, 2).

В n - p -структурах, полученных ионным легированием Al в 6H-SiC (ИЛ структуры), были обнаружены i -центры ($E_v + 0.52$ эВ, $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-17}$ см², $\sigma_n = 6 \cdot 10^{-21}$ см⁻²) с максимумом ЭЛ в зеленой области спектра ($h\nu_m \sim 2.25 \pm 0.03$ эВ). С увеличением плотности тока \mathcal{J} смещение максимума ЭЛ не превосходило 25 мэВ. Все исследовавшиеся характеристики зеленой ЭЛ можно было объяснить излучательной рекомбинацией носителей на донорно-акцепторных парах (ДАП) азот— i -центр [2,3].

При исследовании p - n -структур, полученных на основе 6H-SiC методом сублимационной эпитаксии в открытой системе (СЭ структуры), было обнаружено [4], что максимум электролюминесценции находится в диапазоне энергий $2.14 \leq h\nu_m \leq 2.35$ эВ и с увеличением плотности прямого тока смещается в коротковолновую область, т. е. $h\nu_m = f(\mathcal{J})$ (см. рис. 1, 2).

В [5,6] было показано, что максимум люминесценции образцов, легированных скандием (SiC(Sc)), лежит примерно в той же области спектра, что и максимум ЭЛ СЭ структур. При DLTS-исследованиях SiC(Sc) [6] был обнаружен глубокий центр с энергией $E_v + (0.52 \div 0.55)$ эВ, для которого положение DLTS-пика сильно зависело от напряженности электрического поля E в слое объемного заряда [$E = (1 \div 2.6) \cdot 10^5$ В/см]. Авторы работы [6] объясняли это наличием эффекта Пула—Френкеля, а обнаруженный глубокий центр приписывали Sc.

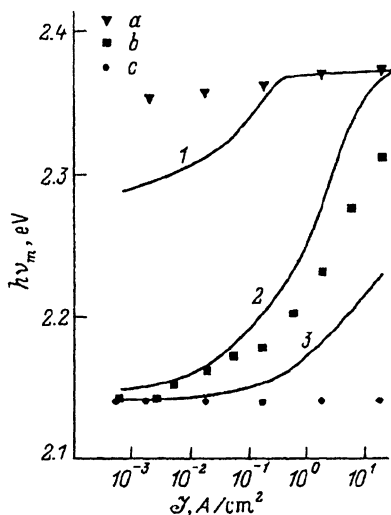


Рис. 1. Зависимость положения максимума спектра ЭЛ от плотности прямого тока в ИЛ структурах (а) СЭ структурах (b) и структурах на основе SiC(B) (c). Сплошные линии — расчет зависимости $h\nu_m = f(J)$ для СЭ структуры при различных отношениях концентраций i -центров (M_i) и D -центров (M_D); M_i/M_D : 1 — 10, 2 — 1, 3 — 0.1.

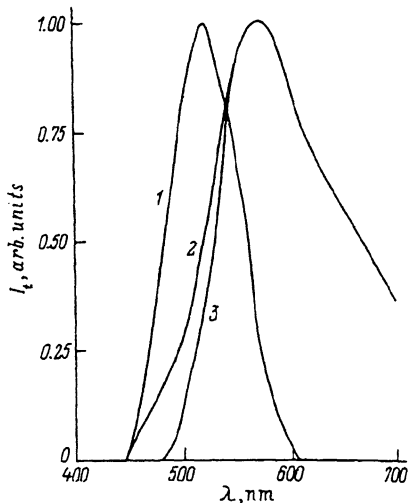


Рис. 2. Спектры интенсивности электролюминесценции I_l $p-n$ -структур на основе 6H-SiC при различных плотностях прямого тока J . 1 — ИЛ структура; 2, 3 — структура на основе SiC(B). J , A/cm²: 1, 2 — 2; 3 — $2 \cdot 10^3$.

Цель настоящей работы — интерпретировать зависимость $h\nu_m = f(J)$ и установить связь спектра ЭЛ СЭ структур с обнаруженными в этих структурах глубокими центрами (ГЦ).

Параметры обнаруженных центров

Было проведено исследование параметров i - и D -центров в более широком диапазоне напряженности электрических полей, чем в [6]. Результаты исследований $p-n$ -структур с желтой (2) и зеленой (1) ЭЛ представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, заметной зависимости энергий ионизации ϵ_T данных ГЦ от напряженности электрического поля не наблюдалось. На рис. 4 представлены усредненные графики Аррениуса для данных центров.

В СЭ структурах нами был обнаружен глубокий центр, энергия ионизации которого в различных образцах лежала в интервале значений $0.52 \div 0.58$ эВ, что качественно совпадало с результатами исследований SiC(Sc) [6], хотя СЭ структуры не были легированы скандием. В наиболее чистых структурах с концентрацией фоновой примеси в базе $N_a - N_d \sim 10^{16}$ см⁻³ энергия ионизации данных центров была 0.58 эВ, максимум ЭЛ находился в желтой области спектра и его положение не зависело от величины J . Было предположено, что наблюдавшийся в СЭ структуре DLTS-спектр является суперпозицией сигналов от i - и D -центров, относительные концентрации которых в базе зависят от условий роста. Хотя энергия ионизации D -центра более чем на 10% больше энергии ионизации i -центра, сечения захвата дырок на них имеют обратное соотношение, вследствие чего постоянные времени перезарядки (θ) для этих центров весьма близки при $T \sim 300$ К. При этом более глубокий D -центр перезарядается при более низких температурах (рис. 4), поэтому суммарный DLTS-пик выглядит как пик от одиночного центра (рис. 5). Для

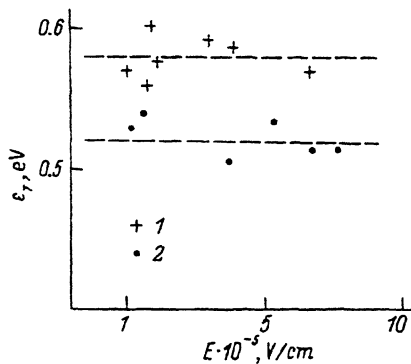


Рис. 3. Зависимость энергии ионизации ϵ_T D -центров (1) и i -центров (2) от напряженности электрического поля в слое объемного заряда.

разделения сигнала от рассматриваемых ГЦ был использован метод токовой спектроскопии глубоких центров (i -DLTS) [7,8]. Данный метод основан на регистрации обратного тока p — n -перехода при перезарядке ГЦ в слое объемного заряда. Метод i -DLTS обладает большей разрешающей способностью, так как он дает по сути первую производную от DLTS-спектра [9]. Кроме того, в нашем случае применение других временных окон позволило уйти в температурную область, где значения θ для наблюдаемых ГЦ различаются сильнее. (О разделении сигналов от данных центров чисто емкостными методиками сообщалось в [1]). На рис. 5 представлен i -DLTS-спектр СЭ структуры, в котором хорошо видны сигналы от исходных центров.

Таким образом, очевидно, что в СЭ структурах существуют как i -, так и D -центры, энергии ионизации которых в исследованном диапазоне концентраций и обратных напряжений не зависят от напряженности электрического поля в слое объемного заряда.

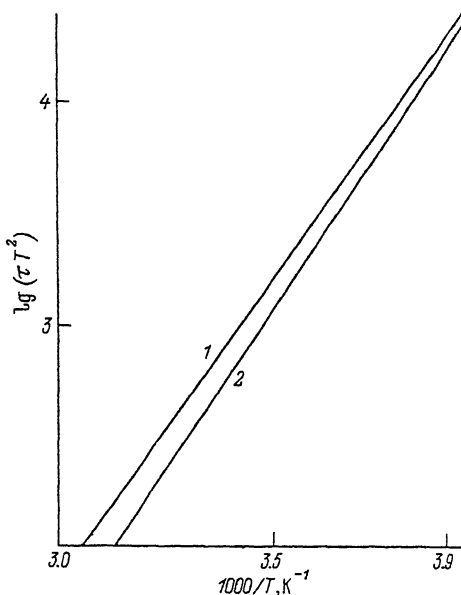


Рис. 4. Зависимость Аррениуса для i -центра (1) и D -центра (2).

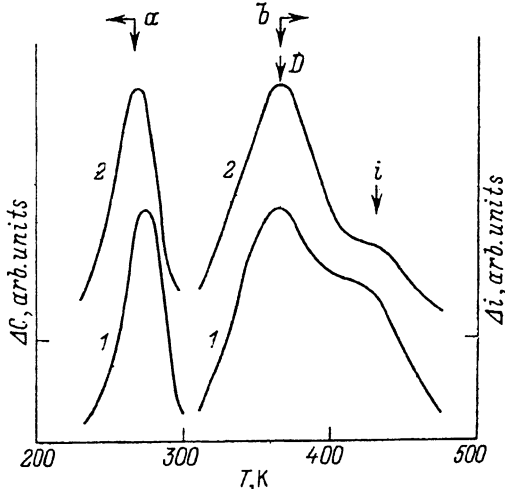


Рис. 5. Спектры сигнала DLTS (а) и *i*-DLTS (б) СЭ структур с большим (1) и меньшим (2) соотношением концентраций M_i/M_D , *i*- и *D*-центров. Регистрация сигнала осуществлялась в моменты времени $t_1 = 10$, $t_2 = 30$ мс (а) и $t_1 = 0.1$, $t_2 = 0.2$ мс (б).

Наблюдавшаяся в [6] зависимость положения DLTS-пика от напряженности электрического поля E (от обратного смещения U_r), возможно, объясняется наличием градиента концентрации исследовавшихся ГЦ. К тому же при различных значениях $E(U_r)$ регистрировалась перезарядка ГЦ в различных местах слоя объемного заряда, и вклад отдельных ГЦ в суммарный спектр менялся. Вследствие этого смещалось и положение суммарного DLTS-пика.

Спектры электролюминесценции

В работе [1] получено выражение для интенсивности ЭЛ (I_t) в случае, если излучательная рекомбинация обусловлена переходом электрона из зоны проводимости на нейтральный акцептор.

$$I_t = \frac{MSL_p\alpha_p\alpha_n}{\alpha_n + \alpha_p} \left[\Delta p_0 + \frac{n_n\alpha_p - \beta_p}{\alpha_n + \alpha_p} \ln \frac{(\alpha_n n_n + \beta_p + (\alpha_n + \alpha_p) \Delta p_0)}{\alpha_n n_n + \beta_p} \right], \quad (1)$$

где M — концентрация ГЦ, L_p — диффузионная длина дырок; ϵ_a — энергия ионизации акцептора; S — площадь p - n -перехода, $\alpha_p(n) = v_T\sigma_p(n)$; $\sigma_p(n)$ — сечение захвата дырки (электрона) на акцепторный уровень; v_T — тепловая скорость носителей заряда, $\beta_p = N_v e^{-\epsilon_a/kT}$; Δp_0 — концентрация инжектированных дырок у границы слоя объемного заряда в n -базе; n_n — равновесная концентрация электронов в базе; N_v — плотность состояний в валентной зоне; k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

По формуле (1) был выполнен расчет зависимости $I_t = f(\Delta p_0)$ ($n_n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ K}$) для желтой ЭЛ в СЭ структуре (рис. 6). При расчетах использовались параметры D -центра и определенная по методике работы [1] зависимость $\Delta p_0 = f(\mathcal{J})$ (рис. 7). Зависимость $I_t = f(\Delta p_0)$ вначале (при малых Δp_0) линейна, а затем выходит на насыщение. Насыщение обусловлено заполнением большей части D -центров дырками из-за того, что $\sigma_p \gg \sigma_n$. Условием начала линейного участка можно считать значение Δp_0 , при котором

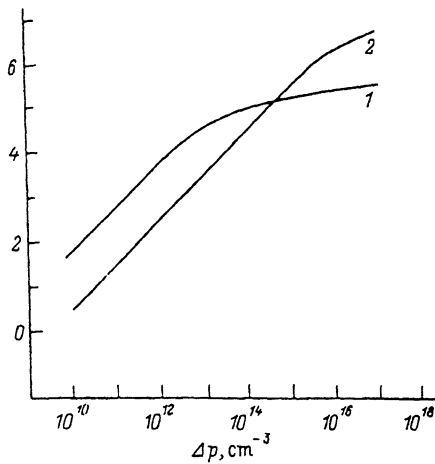


Рис. 6. Расчетные зависимости $I_t = f(\Delta\rho_0)$ для желтой (1) и зеленой (2) ЭЛ в 6H-SiC. $V_0 = SL_p$.

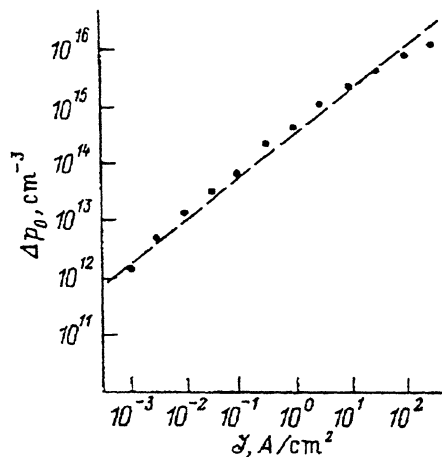


Рис. 7. Экспериментальная зависимость $\Delta\rho_0 = f(J)$. J для p - n -структуры, полученной сублиминационной эпитаксией.

$$\alpha_p \Delta\rho_0 \approx n_n \alpha_n \Rightarrow \Delta\rho_0 = \frac{\alpha_n}{\alpha_p} n_n.$$

В работе [3] было получено выражение для I_t в случае донорно-акцепторной рекомбинации

$$I_t = SL_p M \int_0^1 \frac{\alpha_p \Delta\rho_0 (\Delta\rho_0 y + n_n) dy}{K \pm \sqrt{K^2 - \lambda (n_n + \Delta\rho_0 y) \Delta\rho_0 y}}, \quad (2)$$

где $K = (n_n + \Delta\rho_0 y (\lambda + 1) + \tau_{opt} \alpha_p (n_n + \Delta\rho_0 y + \beta_n) (\beta_p + \Delta\rho_0))$; $\lambda = \alpha_p / \alpha_n$; $\beta_n = N_c e^{-\epsilon_d / kT}$; α_n — сечение захвата электрона на донорный уровень; τ_{opt} — постоянная времени оптической рекомбинации ДАП; N_c — плотность состояний в зоне проводимости; ϵ_d — энергия ионизации донорного уровня; $y = e^{-x/L_p}$; x — расстояние от металлургической границы p - n -перехода.

На рис. 6 представлена расчетная зависимость $I_t = f(\Delta\rho_0)$ для зеленой электролюминесценции. При расчете использовались параметры i -центра (акцептор) и уровня азота (донор) ($n_n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$). Как видно из рисунка, для зеленой ЭЛ, вследствие большой величины τ_{opt}^{-1} , зависимость $I_t = f(\Delta\rho_0)$ переходит в линейную при больших значениях $\Delta\rho_0$, чем в случае желтой ЭЛ. Таким образом, при различных концентрациях $\Delta\rho_0$ (различных J) соотношение между зеленой и желтой составляющими суммарного спектра ЭЛ будет различным, и с увеличением плотности прямого тока максимум ЭЛ СЭ структур будет смещаться в коротковолновую область спектра. С использованием зависимостей, представленных на рис. 6 и 7, и спектров желтой и зеленой ЭЛ (рис. 2) был сделан расчет такого смещения для различных соотношений концентраций D -центров (M_D) и ДАП с участием i -центров (M_i). Для этого интенсивность каждой составляющей при различных длинах волн определялась умножением нормированного спектра (рис. 2) на амплитудное значение I_t , соответствующее данной величине $\Delta\rho_0$ (J (рис. 6)). Окончательное положение максимума спектра определялось суммированием обеих составляющих. Результаты расчета представлены на рис. 1.

Заключение

Емкостная и токовая спектроскопия СЭ структур позволила обнаружить в них два ранее известных ГЦ с близкими параметрами. Как было уже показано [1,2], эти ГЦ принимают участие в различных механизмах излучательной рекомбинации, и интенсивности обусловленной ими ЭЛ по-разному зависят от уровня возбуждения. Поэтому в $p-n$ -структурах, полученных сублимационной эпитаксией, спектр ЭЛ является суперпозицией двух полос ЭЛ, соотношение интенсивностей которых (положение максимума результирующей полосы $h\nu_m$) зависит от плотности прямого тока. Возможно также, что наличие как D -, так и i -центров обуславливало наблюдавшийся в [6] DLTS-спектр образцов SiC(Sc). Прделанная работа подтверждает сделанные в [1,2] выводы об участии D -центра в «борной» ЭЛ (излучательный переход — зона проводимости — D -центр), а i -центра в «дефектной» ЭЛ (донорно-акцепторная пара — азот— i -центр).

Часть работы выполнена при поддержке Министерства обороны США.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] М. М. Аникин, Н. И. Кузнецов, А. А. Лебедев, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин. ФТП, 24, 1384 (1990).
- [2] А. Н. Андреев, М. М. Аникин, А. А. Лебедев, Н. К. Полетаев, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин, В. Е. Челноков. ФТП (в печати).
- [3] М. М. Аникин, А. А. Лебедев, А. Л. Сыркин, А. В. Суворов. ФТП, 19, 114 (1985).
- [4] М. М. Anikin, P. A. Ivanov, A. A. Lebedev, S. N. Pyatko, A. M. Strelchuk, A. L. Syrkin. In: Semiconductor Interfaces and Microstructures (ed. by Z. C. Feng), 280. World Scientific (1992).
- [5] Г. А. Ломакина, В. И. Соколов, Ю. А. Водаков. ФТП, 10, 1244 (1982).
- [6] В. С. Балландович. ФТП, 25, 287 (1992).
- [7] C. T. Sah, L. Forbes, L. L. Rossier, A. F. Tasch. Sol. St. Electron, 13, 759 (1970).
- [8] Н. И. Кузнецов. ПТЭ, вып. 6, 163 (1990).
- [9] А. Г. Кечек, Н. И. Кузнецов, А. А. Лебедев. ФТП, 21, 2228 (1987).

Редактор Л. В. Шаронова
