

## Влияние температуры на спектральный состав пробойной электролюминесценции $p-n$ -структур на основе карбида кремния

© М.В. Белоус, А.М. Генкин, В.К. Генкина

Национальный технический университет Украины,  
252056 Киев, Украина

(Получена 14 мая 1998 г. Принята к печати 10 ноября 1998 г.)

Исследована спектральная зависимость температурного коэффициента квантового выхода пробойной электролюминесценции сплавных  $p-n$ -структур на основе карбида кремния. Обнаружено подобие формы спектральных распределений температурного коэффициента и относительной крутизны спектра. Наблюдались характерные особенности этих кривых, зависящие от кристаллической модификации исходного материала и величины рабочего напряжения структур.

Излучатели на основе карбида кремния, работающие в режиме электрического пробоя, перспективны для осуществления градуировки по чувствительности спектральной аппаратуры, оптико-электронных устройств, содержащих фотоэлектронные умножители. От традиционных эталонных излучателей их отличает широкий пологий спектр, подобный спектру абсолютно черного тела при температуре  $6000 \div 8000$  К, уникально высокая температурная стабильность интегральной мощности излучения [1].

Однако практически неизвестно, каково влияние температуры на спектральный состав излучения. Причиной этого, по-видимому, являются трудности методического характера, связанные с необходимостью особо точной регистрации слабых потоков оптического излучения. Помимо практической важности, исследование влияния температуры на спектр излучения может дать дополнительную информацию о механизмах процесса, которую невозможно получить путем анализа формы широких пологих спектров.

В настоящей работе исследовано влияние температуры на спектральное распределение квантового выхода пробойной электролюминесценции сплавных  $p-n$ -структур на основе карбида кремния в зависимости от кристаллической модификации исходного материала и величины рабочего напряжения структур.

$P-n$ -структуры изготавливались путем сплавления силициновых дисков с кристаллами карбида кремния полупроводников 6H, 15R, выращенными по методу Лели, а также с монокристаллами кубического карбида кремния SiC-3C, изготовленными методом термического разложения метилтрихлорсилана. Диаметр структуры составлял  $150 \div 300$  мкм. Вплавление производилось в естественные грани кристаллов, перпендикулярные кристаллографической оси C. В случае SiC-3C вплавление производилось в наиболее развитую В-грань. Концентрация некомпенсированных доноров в исходных кристаллах составляла  $10^{18} \div 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Пробой в исследуемых структурах, как правило, локализовался в микроплазмах. При тщательно отработанных технологических режимах, при условии искусственного внесения дефектов в приповерхностный слой

исходных пластин  $\alpha$ -SiC, получались структуры, в которых микроплазмы густо и однородно заполняли всю площадь или локализовались внутри кольца, занимающего значительную часть площади  $p-n$ -перехода. Для таких образцов свечение значительного количества микроплазм наблюдалось под микроскопом начиная с токов, не превышающих  $J = 0.1 \div 1$  мА. При отсутствии дефектов микроплазмы локализовались по окружности в районе периферии  $p-n$ -перехода.

Как правило, на основе SiC-3C получались структуры, в которых микроплазмы локализовались по узкому кольцу в районе периферии  $p-n$ -перехода. Напряжения пробоя резко различались в различных секторах роста и составляли от единиц до сотен вольт. При определенных условиях получались структуры, в которых пробойная электролюминесценция при визуальном наблюдении под микроскопом с увеличением  $\sim 100$  воспринималась практически однородной по площади, без микроплазм. Рабочее напряжение для этих образцов обычно не превышало  $U = 20$  В.

Измеряемые структуры размещались в теплоотводящих корпусах. Базовый контакт осуществлялся путем вакуумного напыления Ti + Ni. Излучение образцов регистрировалось через тонкую  $p$ -область.

При отборе структур и изготовлении образцов мы стремились свести к минимуму влияние рассеянного или отраженного от граней кристалла излучения.

Измерение спектров излучения осуществлялось в диапазоне энергий фотона  $h\nu = 1.8 \div 3.8$  эВ с шагом  $\Delta h\nu = 0.05$  эВ с помощью монохроматора ЗМР-3. В качестве фотоприемника использовался счетчик фотонов на основе ФЭУ-79, тщательно отобранного для обеспечения максимально стабильной регистрации излучения. Измеряемые образцы размещались в специальном держателе непосредственно перед входной щелью монохроматора. Держатель обеспечивал возможность регулирования и стабилизации температуры образца ( $T$ ) в пределах от комнатной до 400 К. Величины сигнала  $I(h\nu)$  от измеряемого образца в пределах всего спектрального диапазона в течение времени измерения ( $\sim 2$  ч) двух спектров (при двух температурах) воспроизводились с погрешностью, не превышающей 0.1%.

Градуировка производилась с помощью ленточной лампы накаливания ТРШ-3000. Для получения достаточно гладкой градуировочной кривой, не имеющей особенностей при дифференцировании, экспериментальная зависимость аппроксимировалась многочленом четвертой степени. Отсутствие тонких особенностей спектра фоточувствительности ФЭУ-79 дополнительно проверялось в области энергии фотонов  $h\nu = 3.3 \div 3.8$  эВ, где были обнаружены полосы в спектрах пробойной электролюминесценции.

В температурном интервале  $300 \div 400$  К зависимости спектральной плотности квантового выхода от температуры, как правило, были линейными, что позволяет характеризовать их величиной относительного температурного коэффициента  $\gamma_{h\nu}$ , выражаемого в единицах  $\%/K$ .

Для получения спектральной зависимости  $\gamma_{h\nu}(h\nu)$  последовательно измерялись спектральные распределения сигнала образца при комнатной температуре  $T_1$  и при температуре  $T_2$ , превышающей комнатную на 100 К. При этом контролировалось постоянство фоточувствительности регистрирующей системы. Величина  $\gamma_{h\nu}$  определялась для каждой энергии фотона с шагом  $\Delta h\nu = 0.05$  эВ по формуле

$$\gamma_{h\nu} = 100\% [I(T_2) - I(T_1)] / [I(T_1) \cdot (T_2 - T_1)].$$

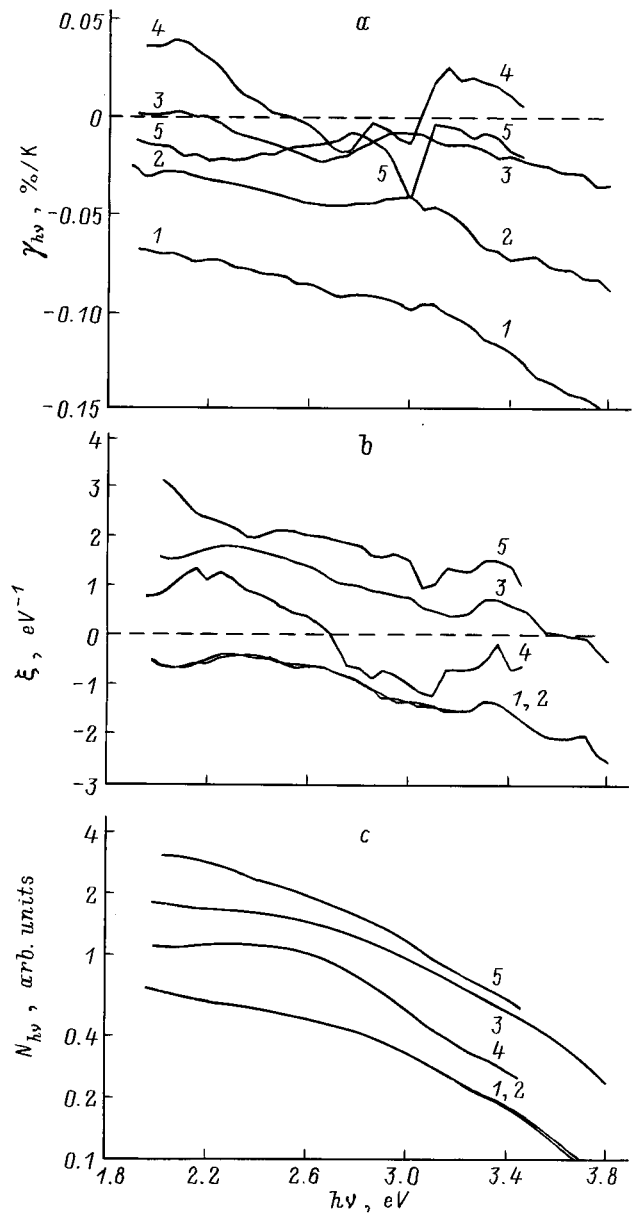
Для совместного анализа привлекались также спектральные распределения квантового выхода образца  $N_{h\nu}(h\nu)$  и величины относительной крутизны спектра  $\xi(h\nu) = (1/N_{h\nu}) \Delta N_{h\nu} / \Delta h\nu$ .

Оценка внутреннего квантового выхода пробойной электролюминесценции с погрешностью, не превышающей 100%, дает величину порядка  $10^{-7} \div 10^{-6}$  фот/электрон  $\cdot$  эВ в пределах спектрального интервала  $h\nu = 1.8 \div 3.8$  эВ для образцов, различающихся топографией излучения, величиной рабочего напряжения, политипной структурой, степенью легирования и чистоты исходных кристаллов. Наименьшим разбросом по величине квантового выхода обладали образцы с рабочим напряжением, превышающим 16 В, с однородным полем микроплазм, изготовленные на основе промышленных кристаллов SiC-6H.

Малый квантовый выход из всего набора образцов наблюдался у структур с малым рабочим напряжением (не превышающим 14 В для SiC-6H), соответствующим, по-видимому, области туннельного пробоя [2].

Спектры излучения образцов на основе  $\alpha$ -SiC представляли собой широкую полосу со слабо выраженной структурой (рис. 1, c и 2, c). Различия между политипами SiC-6H и SiC-15R проявлялись лишь в структуре спектров, которая выявлялась на дифференциальных кривых (рис. 1, b, 2, b и 3, b). У большинства образцов форма спектра во всех деталях практически не зависела от величины рабочего тока  $I$  в диапазоне от 10 до 100 мА (соответствующие дифференциальные кривые на рис. 1, b, 3, b — практически сливаются).

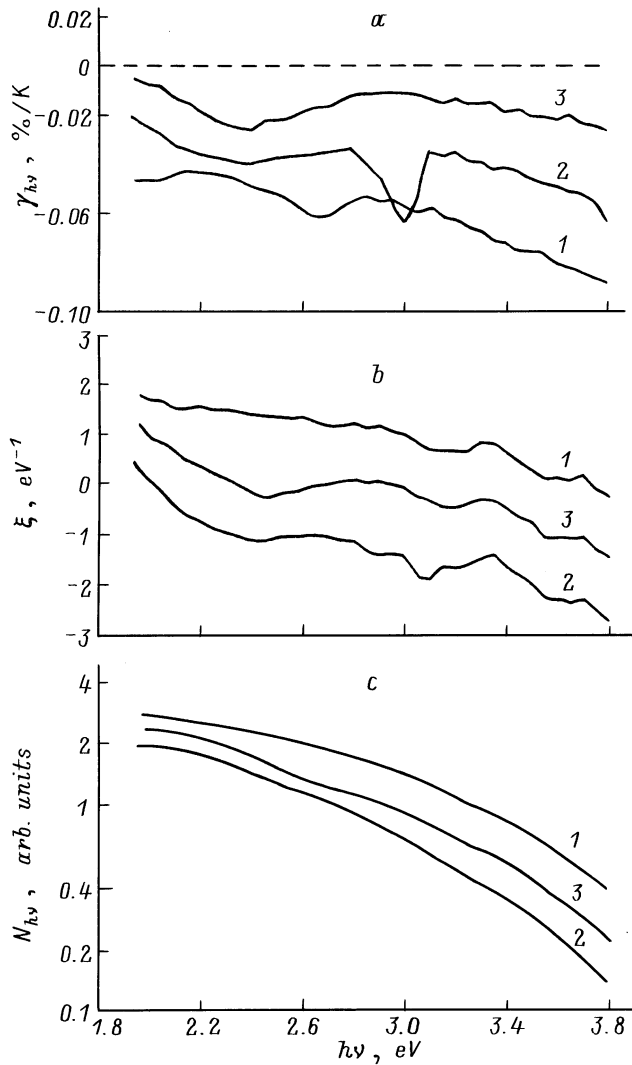
Образцы на основе SiC-3C содержали на фоне широкополосного спектра сравнительно узкую полосу с



**Рис. 1.** Спектральные распределения для структур на основе SiC-6H: температурного коэффициента квантового выхода пробойной электролюминесценции (a), относительной крутизны спектрального распределения квантового выхода (b), квантового выхода (c). Номер образца и режим измерения [ $I$ , мА/ $U$ , В]: 1 — 164 [50/12.6]; 2 — 164 [100/13.3]; 3 — 86 [50/17.0]; 4 — 11 [50/19.5]; 5 — 28 [50/25.1]. b — кривые смещены вверх на 0 (1, 2), 1 (4), 2 (3),  $3 \text{ эВ}^{-1}$  (5).

максимумом около 3.1 эВ (рис. 4, c), вклад которой, по отношению к фону, существенно снижался при увеличении уровня возбуждения, как это отмечалось ранее [3].

Для образцов на основе SiC-6H и SiC-15R наблюдались уникально низкие значения  $\gamma_{h\nu}$  в пределах всего исследованного спектрального диапазона, не выходящие, как правило, за границу интервала  $[(-0.05) \div 0.05] \%/K$ .



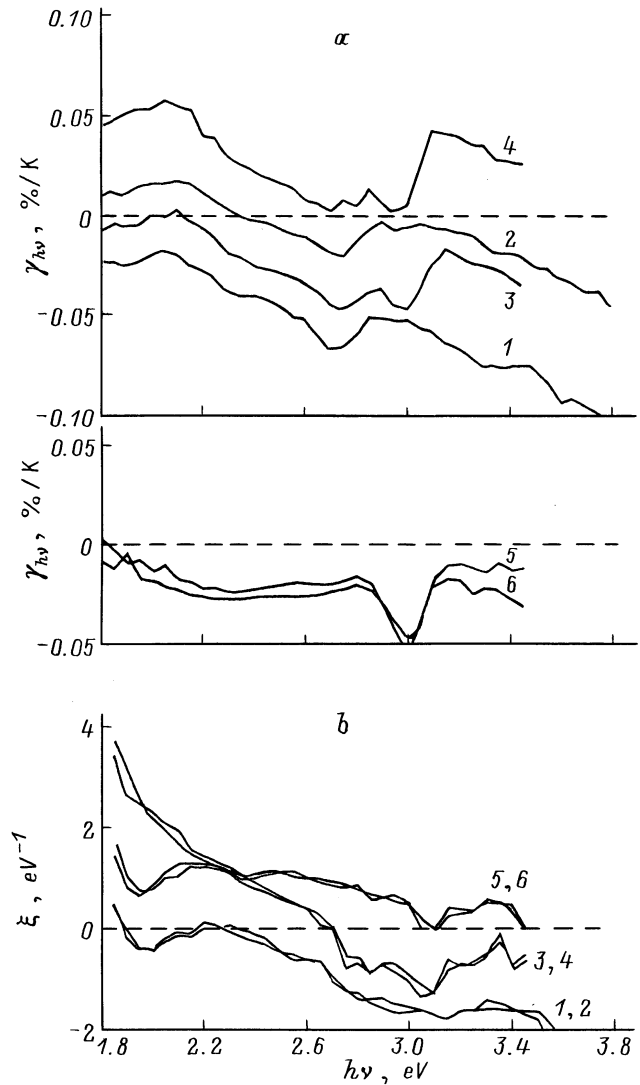
**Рис. 2.** Спектральные распределения для структур на основе SiC-15R: температурного коэффициента квантового выхода пробойной электролюминесценции (a), относительной крутизны спектрального распределения квантового выхода (b), квантового выхода (c). Номер образца и режим измерения  $[J, \text{mA}/U, \text{В}]$ : 1 — 41 [100/14.2]; 2 — 28 [50/26.7]; 3 — 92 [50/24.1]. b — кривые смещены вверх на 0 (2), 1 (3),  $2 \text{эВ}^{-1}$  (1).

На рис. 5 представлена зависимость величины температурного коэффициента квантового выхода ( $\gamma$ ) от напряжения на образце  $U$  (определяющегося в основном концентрацией нескомпенсированных доноров в исходных кристаллах) при токе  $J = 50 \text{ mA}$  для  $p$ - $n$ -структур на основе SiC-6H с однородным полем микроплазм. Точками обозначены интегральные значения  $\gamma$  по отношению к неселективному фотоприемнику, вертикальные линии показывают максимальные и минимальные величины  $\gamma_{hv}$  в пределах спектрального интервала  $h\nu = 1.8 \div 3.8 \text{ эВ}$ . Как видно из рисунка, наблюдается слабая зависимость  $\gamma$  от  $U$ . Исключение составляет образец 164 ( $U = 12.6 \text{ В}$ ), в котором реализуется, по-

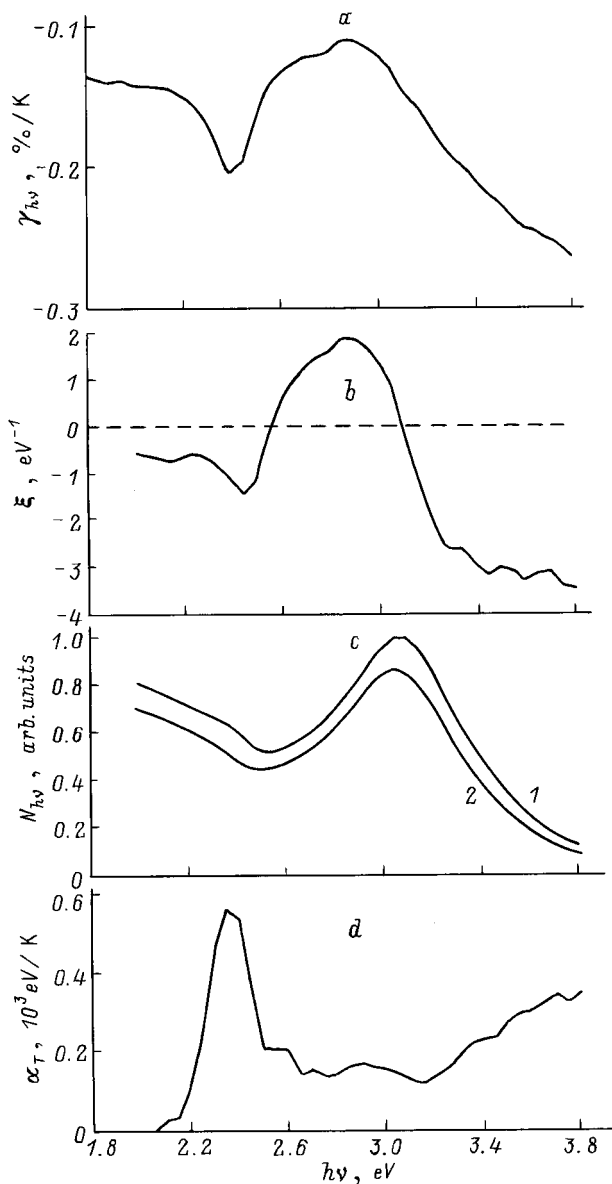
видимому, туннельный пробой, и выделяется также образец 11 ( $U = 19.4 \text{ В}$ ), имеющий высокие положительные значения  $\gamma$ .

Характер спектральных зависимостей  $\gamma_{hv}(h\nu)$ , а также  $\xi(h\nu)$  хорошо воспроизводится для всех кристаллов данного политипа, что позволяет рассмотреть отдельные типичные случаи. Кривые содержат явно выраженные особенности, характерные для каждого политипа.

На рис. 1 представлены спектры типичных образцов на основе SiC-6H, различающихся величиной рабочего напряжения.



**Рис. 3.** Влияние уровня возбуждения на спектральные распределения для структур на основе SiC-6H: температурного коэффициента квантового выхода пробойной электролюминесценции (a), относительной крутизны спектрального распределения квантового выхода (b). Номер образца и режим измерения  $[J, \text{mA}/U, \text{В}]$ : 1 — 120 [10/16.6]; 2 — 120 [100/17.6]; 3 — 11 [10/18.5]; 4 — 11 [100/20.0]; 5 — 28 [10/23.1]; 6 — 28 [100/25.1]. b — кривые смещены вверх на 0 (1, 2), 1 (3, 4),  $2 \text{эВ}^{-1}$  (5, 6).



**Рис. 4.** Спектральные распределения для структур на основе SiC-3C: температурного коэффициента квантового выхода пробойной электролюминесценции (а), относительной крутизны спектрального распределения квантового выхода (б), квантового выхода (с), коэффициента температурного сдвига полос излучения (д). Образец 16, режим измерения:  $J = 50$  мА,  $U = 25.4$  В. Температура, К: 1 — 300, 2 — 400.

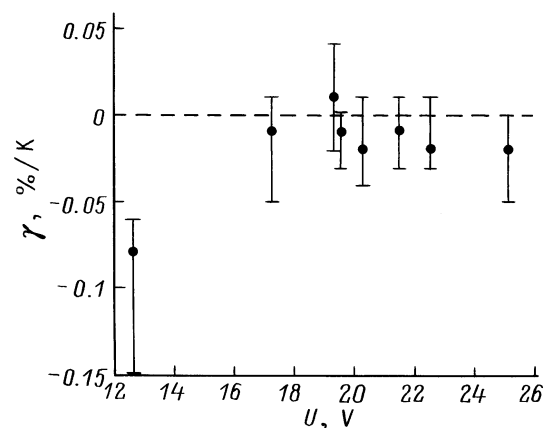
Как видно из рис. 1, а и б, характер спектральных кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  и  $\xi(h\nu)$  во многом аналогичен. Это позволяет предположить, что одним из факторов, определяющих величину температурного коэффициента и его спектральную зависимость, является температурный сдвиг основных компонент излучения. При этом квантовый выход повышается на приближающемся склоне спектральной полосы и понижается на удаляющемся, причем относительное изменение квантового выхода (т.е. ве-

личина  $\gamma_{hv}$ ) при отсутствии влияния других факторов должно быть пропорциональным относительной крутизне спектра в данной спектральной области. Действительно, для величины  $\gamma_{hv}$  можно записать выражение

$$\gamma_{hv} = (1/N_{hv})[\partial N_{hv}/\partial(h\nu)][d(h\nu)/dT] + (1/N_{hv})(\partial N_{hv}/\partial T). \quad (1)$$

Величины  $(1/N_{hv})[\partial N_{hv}/\partial(h\nu)]$  и  $d(h\nu)/dT$ , входящие в первое слагаемое, являются соответственно относительной крутизной спектра (приближенное значение которой  $\xi(h\nu)$  определяется нами экспериментально) и температурным коэффициентом ширины энергетического зазора, ответственного за излучательные переходы в данной области спектра. Первое слагаемое соответствует вкладу температурного сдвига полос излучения, без изменения их формы и амплитуды. Второе слагаемое отражает влияние факторов, определяющих изменение формы и амплитуды спектральных полос. Основным из этих факторов в случае пробойной электролюминесценции является, по-видимому, температурная зависимость концентрации свободных носителей, участвующих в излучательных переходах. Подобие формы спектральных кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  и  $\xi(h\nu)$  означает, что величины  $d(h\nu)/dT$  и  $(1/N_{hv})(\partial N_{hv}/\partial T)$  слабо зависят от  $h\nu$ .

Самопоглощению подвержена часть излучения, отраженного от граней и рассеянного в кристалле, которое регистрируется вместе с излучением, прошедшим через тонкую  $p$ -область. Установлено, что влияние температурной зависимости оптического поглощения проявляется в виде провала в области вблизи 3 эВ на спектральных зависимостях  $\gamma_{hv}(h\nu)$  (рис. 1, а, кривые 4, 5). Менее заметно указанная особенность проявляется на кривых  $\xi(h\nu)$  (рис. 1, б). Значительно более сильная корреляция наблюдается между другими особенностями кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  и  $\xi(h\nu)$ . Это позволяет предположить, что температурный сдвиг полос оптического поглощения является более сильным по сравнению с температурным



**Рис. 5.** Зависимость температурного коэффициента квантового выхода пробойной электролюминесценции для  $p-n$ -структур на основе SiC-6H от рабочего напряжения.

сдвигом полос излучения, которые оказываются в значительно меньшей степени "привязанными" к ширине запрещенной зоны.

Как видно из рис. 1, *a*, для SiC-6H характерно наличие особенности в виде слабой широкой полосы на кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  с максимумом в области 3 эВ. Эта особенность отсутствует на кривых  $\xi(h\nu)$  (рис. 1, *b*). В свою очередь на кривых  $\xi(h\nu)$  имеются два экстремума в области 3.4 и 3.7 эВ, свидетельствующих о наличии соответствующих полос в спектре излучения. Однако эти экстремумы не проявляются на кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$ .

Как видно из рис. 1, *a*, характер особенности в виде широкого максимума на кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  закономерно изменяется в зависимости от величины рабочего напряжения. Для образца 164 с  $U < 14$  В (кривые 1, 2) особенность на кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  выражена слабо (особенно при низкой величине тока). Крутизна длинноволнового края особенности наибольшая у образцов с низкими напряжениями пробоя (кривая 3). У образцов со сравнительно высокими напряжениями пробоя (кривая 5) особенность имеет характер пологого максимума.

Учитывая, что полосы, расположенные в области 3.4 и 3.7 эВ, заметные на кривых  $\xi(h\nu)$ , практически не изменяют форму при изменении температуры, но не проявляются на кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$ , можно предположить, что величина их температурного сдвига мала по сравнению с соответствующей величиной сдвига остальных компонент излучения.

Характер зависимости кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  от величины тока через образец определяется величиной  $U$ . Типичные случаи для образцов с однородным полем микроплазм, изготовленных на основе SiC-6H, представлены на рис. 3.

Для ряда низковольтных образцов изменению величины рабочего тока соответствует существенное изменение уровня кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  при слабом изменении их формы (рис. 3, *a*, кривые 1, 2). При этом изменяется в основном величина второго слагаемого в выражении (1). Это свидетельствует, с одной стороны, о независимости типа излучательных переходов от величины тока, а с другой стороны, о существенном влиянии величины тока на процесс образования свободных носителей (по-видимому, при различных токах изменение температуры в разной степени влияет на концентрацию носителей, участвующих в излучательных переходах).

Для образцов с  $U > 20$  В наблюдается слабая зависимость значения  $\gamma_{hv}$  от величины тока (рис. 3, *a*, кривые 5, 6).

На границе между областями  $U$ , соответствующими сильной и слабой зависимости  $\gamma_{hv}$  от величины тока, находится образец 11 (рис. 3, *a*, кривые 3, 4), обладающий положительными значениями температурного коэффициента квантового выхода пробойной электролюминесценции (описанные в литературе примеры наблюдения положительных значений нам не известны). По-видимому, в образце 11 концентрация носителей, участвующих в излучательных переходах, увеличивается при увеличении температуры.

Положительный знак величины  $\gamma_{hv}$  возможно объяснить, если предположить, что излучательные переходы совершаются преимущественно высокоэнергетичными дырками, которые появляются за счет ударной ионизации, производимой электронами. В  $\alpha$ -SiC наблюдалась положительная ("аномальная") температурная зависимость электронного коэффициента ударной ионизации при направлении электрического поля параллельно оси *C*, объясняемая минизонным расщеплением энергетического спектра электронов в зоне проводимости [4]. Состояние образца 11 соответствует, по-видимому, максимальной доле высокоэнергетичных дырок, концентрация которых "аномально" зависит от температуры, в общей концентрации свободных носителей, задаваемой величиной электрического тока через  $p$ - $n$ -переход. Такое состояние наиболее вероятно для пограничной области между развитым лавинным пробоем и переходным участком, соответствующим ударной ионизации, производимой туннелирующими электронами. Из полученной ранее [2] для аналогичных образцов зависимости дифференциального сопротивления  $p$ - $n$ -структур от величины рабочего напряжения следует, что напряжение образца 11 находится в указанной пограничной области. Однако сравнение характеристик образца 11 и других образцов с подобными значениями рабочего напряжения показывает, что для исследуемых структур состояние ионизационных процессов в образце и величина рабочего напряжения связаны, по-видимому, не совсем однозначно.

Наличие указанной выше особенности в форме слабого широкого максимума на кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  выявляет, по-видимому, компоненту излучения, которая характеризуется положительными значениями температурного коэффициента. Как показывает теоретический расчет [5], похожий спектр, имеющий пологий максимум в районе энергий, соответствующих  $\sim 0.8E_g$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны), характерен для прямых излучательных переходов между подзонами легких и тяжелых дырок. Учитывая также возможный "аномальный" рост концентрации части свободных дырок при увеличении температуры (как это отмечалось выше), можно предположить, что выявленная компонента излучения связана с прямыми переходами высокоэнергетичных дырок.

Спектры для ряда типичных образцов, изготовленных на основе SiC-15R, представлены на рис. 2. Как видно из рис. 2, *a*, на кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  также имеется слабая широкая полоса с максимумом около 2.8 ÷ 2.9 эВ, аналогичная наблюдаемой для SiC-6H. Однако в отличие от SiC-6H, как правило, близкая по форме полоса наблюдается на кривых  $\xi(h\nu)$  (рис. 2, *b*). Вообще, наблюдается более полное соответствие формы кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  и  $\xi(h\nu)$ , за исключением экстремумов в области 3.4 и 3.7 эВ, аналогичных SiC-6H. Причина отличия свойств образцов, изготовленных на SiC-6H и SiC-15R, остается пока не выясненной. Причем указанное несовпадение формы кривых для SiC-6H наблюдается у всех исследованных образцов.

Спектры типичного образца на основе SiC-3C представлены на рис. 4. Как видно из рис. 4, *a* и *b*, наблюдается соответствие характера кривых  $\gamma_{hv}(h\nu)$  и  $\xi(h\nu)$ . Величины  $\gamma_{hv}$  принимают приблизительно на порядок большие отрицательные значения, чем у образцов, изготовленных на основе  $\alpha$ -SiC. Особенности в области 3.4 и 3.7 эВ на кривых  $\xi(h\nu)$  не проявляются.

Спектр пробойной электролюминесценции в исследуемой области имеет как минимум два экстремума: максимум вблизи 3.1 эВ и минимум вблизи 2.5 эВ (рис. 4, *c*). В этих точках температурный сдвиг равен нулю и величина  $\gamma_{hv}$  целиком определяется вторым слагаемым в выражении (1):  $\gamma_{hv} = \gamma_e = (1/N_{hv})(\partial N_{hv}/\partial T)$ . В предположении независимости его от  $h\nu$  возможно оценить величину температурного сдвига полос излучения. Такая попытка сделана для образца 16-1, у которого величины  $\gamma_{hv}$ , определенные в точках экстремумов 3.1 и 2.5 эВ, практически совпадают (для остальных образцов наблюдается небольшое отличие величин  $\gamma_{hv}$  в точках экстремумов). Из выражения (1) следует, что коэффициент температурного сдвига полос излучения равен

$$\alpha_T = d(h\nu)/dT = (\gamma_{hv} - \gamma_e)/\xi. \quad (2)$$

Определенные из выражения (2) спектральные зависимости  $\alpha_T(h\nu)$  приведены на рис. 4, *d*. Значение  $\gamma_e$  уточнялось из условия отсутствия выбросов величины  $\alpha_T$  в окрестности экстремумов.

Как видно из рис. 4, *d*, в области края оптического поглощения (2.3 эВ) наблюдается максимум, амплитуда которого составляет  $\sim 6 \cdot 10^{-4}$  эВ/К, что согласуется с опубликованными значениями температурного коэффициента ширины запрещенной зоны [6]. На величину  $\alpha_T$  в этой области, по-видимому, оказывает влияние температурный сдвиг края самопоглощения. В остальных точках спектральной кривой величины  $\alpha_T$  принимают значения, значительно меньшие, чем величина температурного коэффициента ширины запрещенной зоны. Наблюдается плавный рост  $\alpha_T$  при увеличении энергии фотона.

Поскольку нет оснований считать величину  $(1/N_{hv})(\partial N_{hv}/\partial T)$  не зависящей от  $h\nu$ , полученную кривую можно принимать лишь в качестве грубой оценки.

Таким образом, предпринятое в настоящей работе исследование температурной зависимости спектров пробойной электролюминесценции карбида кремния позволило получить дополнительную информацию о механизмах процесса. Кроме того, подобное исследование может явиться источником экспериментальных данных о влиянии температуры на структуру энергетических зон материала.

## Список литературы

- [1] Ю.М. Алтайский, А.М. Генкин. ЖТФ, **52**, 543 (1982).
- [2] Ю.М. Алтайский, А.М. Генкин, В.К. Генкина, Л.Г. Огнева. Электрон. техн., сер. 2, вып. 4 (190), 76 (1987).

- [3] М.В. Белоус, А.М. Генкин, В.К. Генкина, О.А. Гусева. ФТП, **31**, 213 (1997).
- [4] А.О. Константинов. ФТП, **17**, 2124 (1983).
- [5] W. Hacker. Phys. St. Sol. (a), **25**, 301 (1974).
- [6] W.J. Choyke. Карбид кремния (М., Мир, 1972).

Редактор Л.В. Шаронова

## The temperature effect on the breakdown electroluminescence spectral composition of $p-n$ -structures on the silicon carbide basis

M.V. Belous, A.M. Genkin, V.K. Genkina

Kiev Polytechnical Institute,  
252056 Kiev, Ukraine

**Abstract** Spectral dependence of the temperature coefficient of the breakdown electroluminescence quantum efficiency of the alloyed  $p-n$  structures on the SiC basis has been investigated. The similarity of the temperature coefficient spectral distribution shape and the spectral relative slope has been found. Peculiar to the curves characteristic properties depending on the crystal modification of the initial substance and the value of the structure working voltage have been observed.