

УФ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ CsI ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ
СУБНАНОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ЭЛЕКТРОНОВМ. С. Абдрахманов, В. В. Гаврилов, Р. Г. Дейч,
А. П. Куянов, С. А. Черно

В последние годы внимание исследователей привлекает быстрая УФ-люминесценция, наблюдающаяся в кристаллах CsI при комнатной температуре [¹⁻⁶]. Максимум полосы этого свечения находится в области 305—320 нм [¹⁻⁶]. Определены два компонента затухания ≈ 10 и 36 нс [^{2,3}]. Относительно природы быстрозатухающей УФ люминесценции выдвинуто несколько различных гипотез, которые связывают ее со свечением автолокализованного экситона [¹], с кросс-люминесценцией — излучательными переходами электронов из валентной зоны I^- ($5p^6$) в остовную зону Cs^+ ($5p^6$) [^{2, 3}]. В самое последнее время гипотеза о принадлежности этого свечения кросс-люминесценции подвергнута сомнению [⁷].

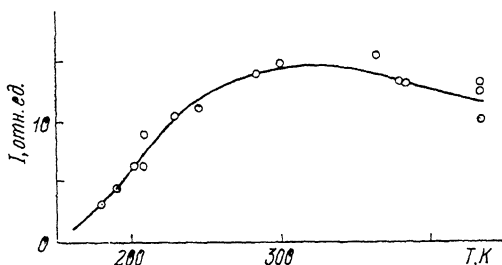


Рис. 1. Температурная зависимость интенсивности люминесценции в полосе с $\lambda_{\max} = 306$ нм, измеренная через 150 пс после начала импульса возбуждения.

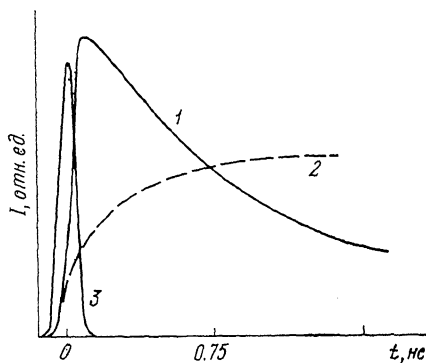


Рис. 2. Кинетика релаксации интенсивности свечения CsI.

1 — люминесценция с $\lambda_{\max} = 306$ нм, $T = 300$ К; 2 — люминесценция триплетного автолокализованного экситона; $\lambda_{\max} = 337$ нм, $T = 80$ К; 3 — импульс тока ускорителя.

В наших работах [⁴⁻⁶] показана связь наблюдаемого быстрозатухающего свечения с точечными дефектами решетки CsI — собственными и примесными. Эксперименты, проведенные при возбуждении кристаллов CsI 5 нс импульсами электронов (0.3 МэВ, 20 А/см²) показали, что положение максимума УФ полосы свечения зависит от типа дефекта. Так, в чистом CsI наблюдается полоса 306 нм, интенсивность которой значительно увеличивается при увеличении концентрации вакансий в кристалле. В CsI, активированном Вг и Cl, — максимум полосы свечения 320 и 340 нм, соответственно. Различна и температурная зависимость интенсивности свечения в кристаллах с различным типом точечных дефектов [⁶]. Основная часть УФ полосы свечения релаксировала за время, меньшее длительности импульса возбуждения и лишь небольшая часть ($\sim 10\%$) с $\tau \approx 25$ нс.

На основании этих результатов [⁴⁻⁶] мы предположили, что ответственным за наблюдаемое УФ свечение является некое собственное экситоноподобное состояние, локализованное вблизи дефекта решетки. На природу этого состояния могли бы пролить свет эксперименты с пикосекундным временным разрешением, результаты которых приводятся в настоящей работе.

Кристалл CsI возбуждался субнаносекундным импульсом электронного ускорителя (50 пс, 0.25 МэВ, 100 А/см²). Свечение кристалла регистриро-

валось электронно-оптической камерой (ЭОК) «Агат-СФ». Соответствующая область спектра выделялась монохроматором или светофильтром УФС-2.

При температуре жидкого азота наблюдается типичный спектр свечения, состоящий из полос с максимумом 290 и 337 нм (триплетный автолокализованный экситон). Полоса 337 нм затухает с $\tau \approx 900$ нс. При комнатной температуре наблюдается полоса 306 нм.

На рис. 1 приведена температурная зависимость интенсивности свечения в полосе 305—320 нм. Она совпадает с наблюдавшейся температурной зависимостью при наносекундном возбуждении [6]. Быстрозатухающее УФ свечение появляется при $T \geq 150$ К. Его интенсивность растет до комнатной температуры и далее до $T=440$ К остается примерно постоянной.

На рис. 2 (кривая 1) показана кинетика импульса УФ свечения CsI при комнатной температуре. Обращает на себя внимание тот факт, что нарастание свечения происходит практически безынерционно и определяется формой импульса возбуждения. Время затухания быстрого компонента люминесценции составляет при 300 К ≈ 1.1 нс.

Время создания триплетного автолокализованного экситона в CsI, как видно из рис. 2 (кривая 2), существенно превышает длительность импульса возбуждения и составляет ≈ 500 пс при 80 К и ≈ 300 пс при комнатной температуре (время создания F -центров в CsI [8]). Это нарастание связывается с временем жизни свободных носителей в зоне до захвата на V_K -центр [8, 9].

Изложенные экспериментальные факты позволяют заключить, что создание состояния, ответственного за наблюдаемое УФ свечение, происходит нерекombинационным путем, т. е. не в результате захвата электрона на автолокализованной или локализованной на каком-либо дефекте дырке.

Наиболее вероятным механизмом создания состояния, приводящего к возникновению высокотемпературной УФ люминесценции, представляется генерация свободного экситона с последующим его захватом областью, возмущенной дефектом решетки. Выход быстрорелаксирующего УФ свечения составляет 0.1—0.5 %, что не противоречит оценкам эффективности создания свободных экситонов ионизирующим излучением [10]. Нарастание интенсивности свечения с увеличением температуры связано, возможно, с наличием барьера для захвата свободного экситона искаженной областью решетки, либо барьера для автолокализации свободного экситона в деформированной области.

Локализация свободного экситона в области решетки, искаженной присутствием собственных или примесных дефектов, может приводить к образованию состояний автолокализованных экситонов, не реализующихся в нормальных условиях [11, 12]. Возможно, что при локализации свободного экситона в CsI в областях, искаженных дефектами, образуется синглетное состояние автолокализованного экситона ($h\nu \approx 4$ эВ, $\tau \sim 1$ нс), не наблюдавшееся в совершенных кристаллах при низких температурах.

Список литературы

- [1] Chen C. H., Cann M. P., Wang J. C. // Sol. State Commun. 1987. V. 61. N 9. P. 559—562.
- [2] Kubota Sh., Sakuragi Sh., Hashimoto S., Ruan J. Z. // Nucl. Instr. and Meth. 1988. V. A268. P. 275—277.
- [3] Kubota Sh., Marakami H., Ruan J. Z., Iwasa N., Sakuragi Sh., Hashimoto S. // Nucl. Instr. and Meth. 1988. V. A273. P. 695—699.
- [4] Гаврилов В. В., Гектин А. В., Ширан Н. В. // Сб. научн. тр. ВНИИ Монокристаллов. Харьков, 1987. № 20. С. 22—25.
- [5] Гаврилов В. В., Гектин А. В., Ширан Н. В., Чаркина Т. А. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. № 5. С. 961—962.
- [6] Гаврилов В. В., Гектин А. В., Ширан Н. В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 8. С. 27—29.
- [7] Kubota Sh., McDonald M., Munro J. H. // Intern. Conf. on Luminescence (abstr.). Lisbon, 1990. P. 78—79.

- [8] Алукер А. Э., Дейч Р. Г., Думбадзе Г. С. // Изв. АН Латв.ССР, сер. физ. и техн. наук. 1987. № 4. С. 17—20.
- [9] Алукер А. Э., Дейч Р. Г., Думбадзе Г. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 23. С. 2132—2136.
- [10] Куусман И. Л., Лийдья Г. Г., Лущик Ч. Б. // Тр. ИФ АН ЭССР. 1976. № 46. С. 5—80.
- [11] Itoh M., Hashimoto S., Ohno N. // J. Phys. Soc. Jap. 1990. V. 59. N 5. P. 1881—1889.
- [12] Itoh M., Ohno N., Hashimoto S. // J. Phys. Soc. Jap. 1990. V. 59. N 2. P. 765—772.

Институт физики АН Латвийской ССР
Саласпилс

Поступило в Редакцию
11 ноября 1990 г.

УДК 621.383

© Физика твердого тела, том 33, № 5, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 5, 1991

ТОКОВЫЙ ШУМ ГРАНИЦ ЗЕРЕН В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

*Н. Н. Ткаченко, Г. П. Колomoец, А. К. Федотов,
Ю. М. Ильяшук, И. Б. Снапиро*

Исследование физических процессов, протекающих на границах зерен (ГЗ) поликристаллического кремния, привлекает все большее внимание своеобразием физической ситуации, возникающей на ГЗ: наличием потенциальных барьеров типа барьеров Шоттки или гетеропереходов, существованием спектра пограничных состояний (ПС), присутствием деформационных и сегрегационных эффектов. Однако в отечественной литературе практически отсутствуют сведения об исследованиях флуктуационных характеристик ГЗ в кремнии, а в зарубежной — появилось лишь несколько работ, посвященных этой проблеме [1, 2]. Данная работа посвящена изучению взаимосвязи электрической активности ГЗ разных типов и их флуктуационных характеристик.

Исследование токового шума S_i проводили на образцах профилированного кремния, изготовленных по методу Степанова и содержащих единичные ГЗ различного структурного совершенства и рекомбинационной активности. Образцы были легированы бором и имели концентрации дырок при комнатной температуре порядка 10^{16} см⁻³. Измерение электрического шума активных и неактивных ГЗ проводили при ориентации тока перпендикулярно плоскости ГЗ. Для сравнения были проведены измерения для образца, вырезанного из участка, где ГЗ отсутствовали. Оценка активности ГЗ проводилась по их влиянию на перенос основных носителей заряда через плоскость ГЗ и определялась наличием или отсутствием потенциального барьера ϕ_b на ГЗ, высота которого измерялась по температурным зависимостям удельного сопротивления. Величина ϕ_b коррелировала с данными рентгеноструктурного анализа ГЗ и была равна нулю для ГЗ с малыми углами разориентировки — неактивные ГЗ [3]. Флуктуации электрического напряжения S_e измеряли прямым методом в диапазоне частот 0.02—100 кГц на потенциальных зондах, расположенных вблизи ГЗ; ток величиной $3 \cdot 10^{-5}$ — $2 \cdot 10^{-3}$ А пропускали через токовые контакты (рис. 1, а).

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) активных ГЗ при $T=300$ К в условиях проведенных экспериментов по исследованию шума демонстрировали слабую нелинейность при $I > 10^{-4}$ А, однако четкая экспоненциальная зависимость ВАХ обнаружена не была. Это связано, возможно, со специфическим механизмом прохождения тока через неоднородный потенциальный барьер на ГЗ и (или) шунтированием этого барьера