

размерности; L — размер стороны квадрата, в пределах которого определяется масса испаренного вещества. Увеличивая сторону исследуемого квадрата в n раз (где n — целое число), находим, что $M_{(L)}/M_{(nL)} = (1/n)^D$, откуда окончательно следует $D = \ln[M_{(L)}/M_{(nL)}] / \ln[1/n]$.

Методом масштабных сеток было найдено, что в рассматриваемом случае $D=1.9$. Этот результат находится в соответствии с данными работ по исследованию фрактальных структур в тонких пленках металла, непористых вблизи порога перколяции [5-8].

Вышеуказанное позволяет предположить, что высвеченная форма трека воспроизводит рельеф канала перколяционного пробоя в тонкопленочной структуре и удовлетворяет законам статического скейлинга, т. е. является фрактальной.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Калинин И. П., Алесковский В. Б., Симашкевич А. В. Эпитаксиальные пленки соединений $A^{IV}B^{VI}$. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978. С. 311.
- [2] Бубнов Ю. З., Лурье М. С., Старос Ф. Г., Филаретов Г. А. Вакуумное нанесение пленок в квазизамкнутом объеме. М.: Сов. радио, 1975. 160 с.
- [3] Проницкий В. Д., Полищук В. Е., Игнатов А. В. // Поверхность. 1987. № 1. С. 142—144.
- [4] Кирпатрик С. // Сб. «Новости физики твердого тела»: Пер. с англ. М.: Мир, 1977. С. 249—292.
- [5] Voss R. F., Laibowits R. S., Allesandrini E. I. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. N 19. P. 1441—1444.
- [6] Фракталы в физике / Под ред. П. Пьетронеро и Тоссатти. М.: Мир, 1988. С. 670.
- [7] Mandelbrot B. B. Fractal, form chance and dimension (Freeman, San Francisco, 1970), and the fractal geometry of nature (Freeman, San Francisco, 1982).
- [8] Scaling phenomena in disordered systems / Ed. R. Pynn, A. Skjeltorp. N. Y., Plenum Press, 1985.

Одесский государственный университет
им. И. И. Мечникова
Одесса

Поступило в Редакцию
20 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
6 апреля 1989 г.

УДК 548.162 : 539.16.04

Физика твердого тела, том 31 в. 12, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 12, 1989

АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭКСИТОНЫ В КРИСТАЛЛАХ CsI и CsI—Na

Л. Е. Нагли, М. Н. Карклия

В [1, 2] на примере кристаллов KCl, KBr, активированных ионами Tl^+ , In^+ , Pb^{2+} , показано, что введение активатора в ЦГК приводит к преимущественной локализации дырок в окрестности активатора. В этих работах была использована методика сравнения эффективности образования F -центров окраски в чистых и активированных кристаллах под действием ионизирующей радиации (рентгеновское излучение, импульсы электронов). Кристаллы CsI характеризуются высоким выходом собственного свечения и малой эффективностью создания F -центров. Поэтому для этих кристаллов был использован люминесцентный метод выявления влияния примеси на локализацию электронных возбуждений в кристалле.

Исследовались кристаллы CsI высокой чистоты и CsI—Na с концентрацией активатора $3 \cdot 10^{18}$ и $3 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Эксперименты проводились в области температур 4.2—15 К, когда легко регистрируются синглетное и триплетное свечения собственных автолокализованных экситонов (АЛЭ). Для создания электронно-дырочных пар было использовано двухфотонное возбуждение кристаллов импульсами излучения K gF лазера с параметрами: $2 h\nu_0 = 9.96$ эВ, $\tau = 5$ нс, $E = 10^{-2}$ Дж, сфокусированное на кристалл, так что максимальная плотность мощности возбуждения составляла

$1.5 \cdot 10^6$ Вт/см². Оценка концентрации электронно-дырочных пар, создаваемых таким возбуждением, согласно данным [3-5], дает 10^{17} см⁻³ при интен-

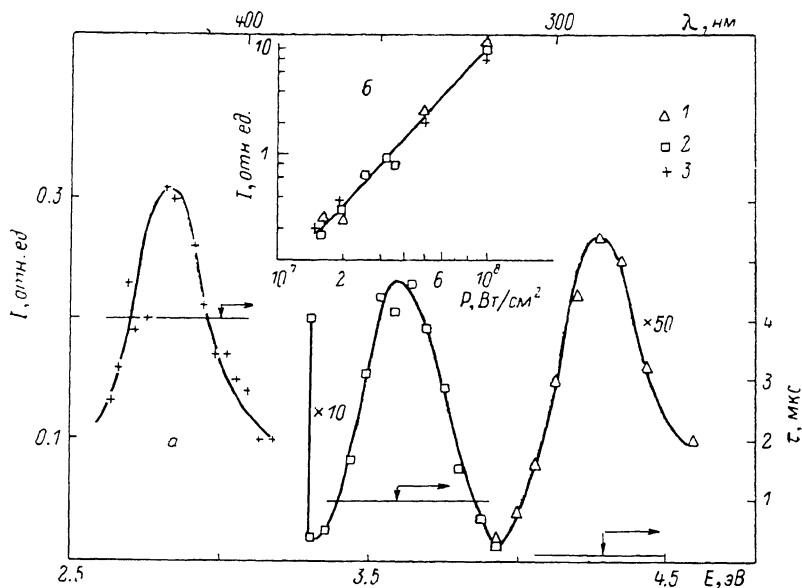


Рис. 1. Спектр излучения кристалла CsI—Na при ТЖГ (а) и зависимость интенсивности излучения CsI—Na от мощности возбуждения (б).

1 — синглетное, 2 — триплетное свечение АЛЭ, 3 — свечение экситонов, локализованных около иона Na⁺. На фоне полос излучения показаны соответствующие времена затухания.

сивности возбуждения 10^8 Вт/см². При таком возбуждении излучение CsI состоит из полос 4.28 и 3.6 эВ, соответствующих синглетному и триплетному свечению АЛЭ [6, 7], а в кристаллах CsI—Na, кроме этого, наблю-

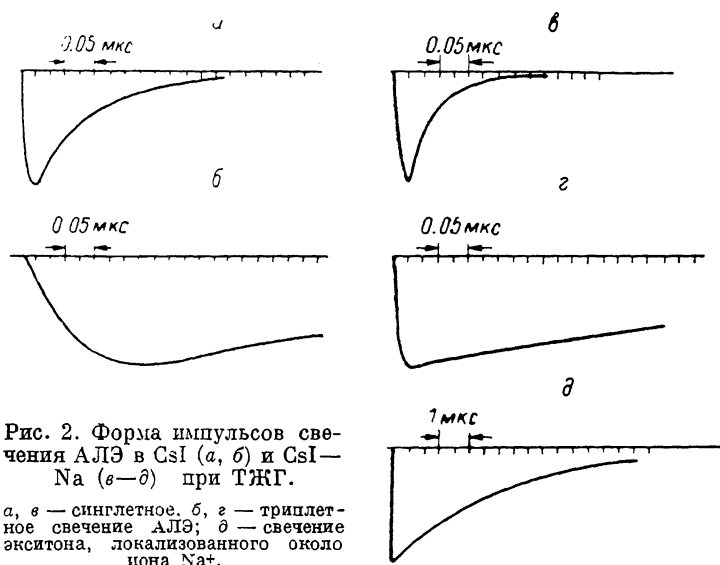


Рис. 2. Форма импульсов свечения АЛЭ в CsI (а, б) и CsI—Na (в—д) при ТЖГ.

а, в — синглетное, б, г — триплетное свечение АЛЭ; д — свечение экситона, локализованного около иона Na⁺.

дается свечение в области 2.95 эВ, соответствующее свечению экситонов, локализованных около иона Na⁺ [8, 9] (рис. 1, а). Зависимость интенсивности свечения во всех трех полосах от плотности мощности возбуждения носит квадратичный характер (рис. 1, б), что свидетельствует о двухфотонном возбуждении кристалла. В настоящей работе наибольший интерес представляет форма импульсов свечения АЛЭ в CsI и CsI—Na

(рис. 2). В CsI при 4.2 К импульс синглетного свечения (4.28 эВ) экспоненциально затухает с $\tau_c=100$ нс (рис. 2, а), а импульс триплетного свечения обладает фронтом нарастания с $\tau_n=100$ нс (рис. 2, б), быстрым компонентом затухания с $\tau_1=1$ мкс и медленным компонентом с $\tau_2=30$ мкс. Спектры излучения компонентов триплетного свечения в пределах ошибок эксперимента совпадают. Аналогичные времена затухания синглетного и триплетного свечения АЛЭ получены в [5]. Температурные зависимости времени затухания синглетного свечения и времени нарастания триплетного свечения и температурные зависимости светосумм, высвечиваемых в синглетной и триплетной полосах свечения (рис. 3), свидетельствуют, что: 1) в результате автолокализации дырок и последующего захвата ею электрона создается АЛЭ в синглетном возбужденном состоянии, с кото-

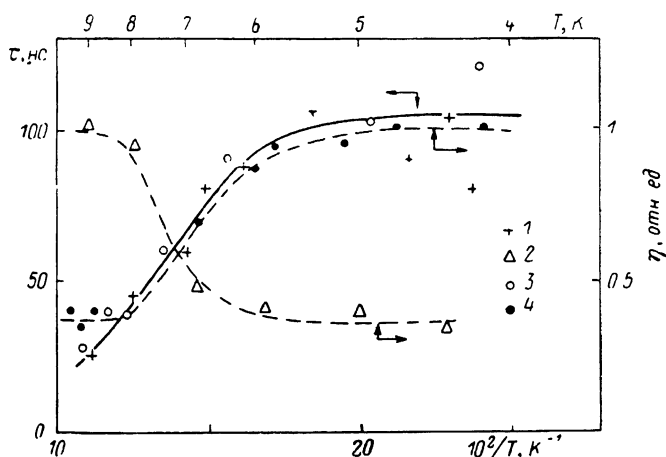


Рис. 3. Температурные зависимости времени нарастания (1) и светосуммы триплетного свечения АЛЭ (2), времени затухания (3) и светосуммы синглетного свечения АЛЭ (4).

рого и происходит излучение в полосе 4.28 эВ; 2) триплетные состояния при гелиевых температурах заселяются туннельно за время жизни синглетного состояния, а с повышением температуры — и через энергетический барьер, разделяющий синглетное и триплетное состояния; 3) быстрый и медленный компоненты триплетного свечения при низких температурах — это излучение с компонентов расщепленного триплетного состояния АЛЭ.

В кристаллах CsI—Na меняются форма импульсов синглетного и триплетного свечения собственных АЛЭ: синглетное свечение в области 4.28 эВ укорачивается (рис. 2, а), исчезает фронт нарастания импульса триплетного свечения в области 3.67 эВ (рис. 2, б), а импульс околоактиваторного экситонного свечения, как и при внутрицентровом возбуждении, состоит из экспоненциально затухающих компонентов с $\tau_1=4$ и $\tau_2'=60$ мкс. Быстрого компонента околоактиваторного экситонного свечения с $\tau=7$ нс [8-10] в наших экспериментах обнаружить не удалось. Форма импульсов свечения во всех трех полосах не меняется при изменении концентрации ионов Na^+ от $3 \cdot 10^{18}$ до $3 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Изменения формы импульсов синглетного и триплетного свечения собственных АЛЭ в активированных кристаллах свидетельствуют об изменении их энергетической структуры. Это возможно, только если большинство дырок, создаваемых двухфотонным возбуждением, локализуется в некотором объеме вблизи активатора и при захвате ими электронов создают АЛЭ, энергетическая структура которых возмущена наличием ионов Na^+ в этом объеме. Часть дырок автолокализуется в непосредственной близости от ионов Na^+ , что приводит к образованию комплекса АЛЭ—ион Na^+ , обуславливающего наблюдаемое свечение 2.95 эВ.

Следовательно, и в кристаллах CsI—Na, как и в кристаллах KCl, KBr, активированных ртутеподобными ионами, происходит преимущественная локализация электронных возбуждений вблизи активатора в местах с нарушенной периодичностью кристаллической решетки.

Список литературы

- [1] Гаврилов В. В., Дейч Р. Г., Дяченко С. В., Нагли Л. Е., Пирогов Ф. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1904—1907.
- [2] Dyachenko S. V., Nagli L. E., Pirogov F. V. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 105. N 1. P. 87—95.
- [3] Горшков В. Г., Епифанов А. С., Маненков А. А., Панов А. А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 4 (10). С. 1423—1435.
- [4] Chen C. H., McCann M. P., Wang J. C. // Sol. St. Comm. 1987. V. 61. N 9. P. 559—563.
- [5] Lin P., Smith W. L., Lotem H., Bechtel J. H., Bloembergen N., Adhav R. S. // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. N 2. P. 4620—4632.
- [6] Lamatsch H., Rossel J., Saurer E. // Phys. St. Sol. (b). 1971. V. 48. N 1. P. 311—318.
- [7] Falco L., Iida T., von der Weid P., Aegerter M. A., Nakaoka Y. // J. Phys. C. 1980. V. 13. N 6. P. 993—1007.
- [8] Панова А. Н., Ширая Н. В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1967. Т. 31. № 55. С. 859—863.
- [9] Kayal A. H., Mori Y., Jaccard C., Rossel J. // Sol. St. Comm. 1980. V. 35. N 6. P. 457—461.
- [10] Kayal A. H., Mori Y., Rossel J. // Phys. St. Sol. (b). 1982. V. 110. N 1. P. 115—122.

Институт физики АН ЛатвССР
Саласпилс

Поступило в Редакцию
24 апреля 1989 г.

УДК 539.143.43

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЯДЕРНЫХ СПИНОВ В УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ

Л. Л. Бушвили, Н. П. Гиоргадзе

В работах [1, 2] было показано, что в магнитоупорядоченных материалах при сверхнизких ($\sim 10^{-4}$ — 10^{-6} К) температурах и в условиях компенсации статического сверхтонкого магнитного поля внешним может иметь место фазовый переход ядерной спин-системы в магнитоупорядоченное состояние. При этом действующее на ядерные спины суммарное статическое магнитное поле предполагалось однородным.

Вместе с тем хорошо известно, что в реальных условиях статическое сверхтонкое поле на ядрах часто бывает неоднородным, что приводит, в частности, к неоднородному уширению линии ЯМР [3]. В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть влияние неоднородности статического сверхтонкого поля на фазовый переход в системе ядерных спинов с сул-накамуровским взаимодействием.

Будем исходить из следующего гамильтониана ядерной спин-системы [2]:

$$\mathcal{H} = -\hbar\gamma \sum_i \delta H_i I_i^z - (\hbar/2) \sum_{i \neq j} U_{ij} (I_i^x I_j^x + I_i^y I_j^y). \quad (1)$$

Здесь $\delta H_i = H_i^{(ст)} - H_0$ — суммарное статическое магнитное поле, действующее на ядерные спины; $H_i^{(ст)} = (A_i S / \gamma)$ — статическая часть сверхтонкого поля; H_0 — однородное внешнее магнитное поле,