

Температурная зависимость радиационно-индуцированной проводимости кристаллов CsI при возбуждении пикосекундными пучками электронов

© Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, В.М. Фомченко, В.Н. Швайко

Кемеровский государственный университет,
650043 Кемерово, Россия

E-mail: lira@kemsu.ru

(Поступила в Редакцию 17 октября 2000 г.)

Исследована температурная зависимость импульсной проводимости кристалла CsI при возбуждении электронным пучком (0.2 MeV , 50 ps , 400 A/cm^2) с временным разрешением 150 ps . В интервале температур $100\text{--}300 \text{ K}$ в условиях эксперимента осуществляется прямое измерение времени бимолекулярной рекомбинации электронов и дырок (V_k -центров), что дает возможность рассчитывать зависимость эффективного сечения рекомбинации $S(T) = 7.9 \cdot 10^{-8} T^2 \text{ cm}^2$. Зависимость амплитуды проводимости $\sigma(T)$ интерпретируется в рамках модели разделения генетически связанных электронно-дырочных пар. Определена энергия активации этого процесса $E_G = 0.07 \text{ eV}$.

Работа выполнена при поддержке гранта МО РФ.

Исследование радиационно-индуцированной проводимости неметаллических материалов является прямым методом, дающим информацию о процессах энергетической релаксации зонных носителей заряда и взаимодействии их со структурными и радиационными дефектами до рекомбинации и глубокого захвата. В щелочно-галогидных кристаллах время жизни зонных носителей заряда мало. Для дырок оно ограничено временем автолокализации ($\sim 10^{-12} \text{ s}$), для электронов — временем рекомбинации или глубокого захвата ($\sim 10^{-9}\text{--}10^{-12} \text{ s}$). В связи с этим в экспериментах по измерению радиационно-индуцированной проводимости с использованием как стационарных, так и импульсных источников возбуждения осуществляется, как правило, режим квазистационарного возбуждения. В этом случае измеряется некая эффективная величина $\mu_d \tau$ — произведение дрейфовой подвижности μ_d на время жизни носителей заряда τ . Обе эти величины могут быть связаны с многократными захватами на уровни прилипания различного сорта. Поэтому извлечь информацию о механизме релаксации зонных носителей заряда и фундаментальных характеристик, таких, например, как микроскопическая (холловская) подвижность μ_h или сечение рекомбинации S , из таких экспериментов затруднительно.

В этом отношении перспективным направлением является уменьшение длительности импульса возбуждения τ_p и увеличение временного разрешения регистрирующей аппаратуры. При выполнении условия $\tau_p < \tau$ ситуация качественно изменяется. В этом случае осуществляется режим "мгновенного" возбуждения, и появляется возможность прямого экспериментального измерения времени жизни τ и других микроскопических характеристик носителей заряда.

В настоящей работе осуществлена именно такая ситуация.

1. Эксперимент

В качестве источника возбуждения использовался ускоритель электронов с разрядником-обострителем [1]. Параметры импульса возбуждения следующие: максимальная энергия электронов 0.2 MeV , плотность тока пучка 10^3 A/cm^2 , длительность импульса 50 ps . Методика измерения импульсов тока проводимости описана в [2]. Прямое временное разрешение методики 150 ps . Использовались номинально чистые кристаллы CsI. Эксперимент проводился в интервале температур $100\text{--}300 \text{ K}$.

Осциллограммы импульсов тока проводимости представлены на рис. 1. При исследовании образцов номинально чистых кристаллов, взятых из различных партий, выяснилось, что в некоторых образцах наблюдается увеличение спада импульса либо плато на вершине импульса (см., например, осциллограмму 1 на рис. 1 для образца CsI (1)). Такая форма импульса свидетельствует о наличии неконтролируемых центров прилипания для зонных электронов [3], что ведет к уменьшению

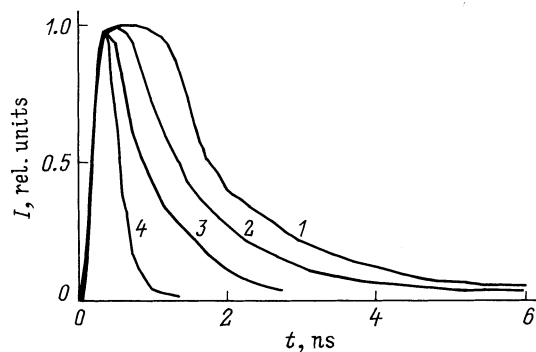


Рис. 1. Осциллограммы импульсов тока проводимости кристалла CsI. 1 — CsI (1), 2–4 — CsI (2). T , K: 1, 2 — 300, 3 — 150, 4 — 15

дрейфовой подвижности μ_d относительно холловской μ_h . На образцах второй группы (CsI (2)) фронт импульса тока проводимости соответствует интегралу импульса возбуждения, после которого следует гиперболический спад. По-видимому, в этих образцах центры прилипания отсутствуют, поэтому эксперименты выполнялись именно на них, и в дальнейших расчетах принималось $\mu_d = \mu_h$. Отметим, что при температурах $T \leq 100$ К длительность спада импульса тока проводимости становится меньше временного разрешения аппаратуры, т. е. режим "мгновенного" возбуждения осуществлялся только при $T > 100$ К. Поэтому дальнейшая обработка результатов кинетических измерений проводилась именно в этом интервале температур.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные в момент окончания импульса возбуждения, линейны во всем исследованном температурном интервале.

2. Обработка и обсуждение результатов

По наклону ВАХ определялось сопротивление образца и рассчитывалась удельная проводимость σ . Зависимость σ от температуры представлена на рис. 2.

Ранее в экспериментах при комнатной температуре нами было показано, что в чистых кристаллах CsI гиперболический спад импульсов тока проводимости связан с бимолекулярной рекомбинацией когерентных электронов зоны проводимости и автолокализованных дырок (V_k -центров) [4,5].

В связи с этим дальнейшая обработка осциллограмм производилась по гиперболическому спаду, для которого справедливо выражение

$$j(t) = \frac{j_0}{1 + \alpha j_0 t}, \quad (1)$$

где j_0 — плотность тока проводимости в момент окончания импульса возбуждения. В [4,5] показано, что параметр α связан с сечением $e-V_k$ -рекомбинации S и

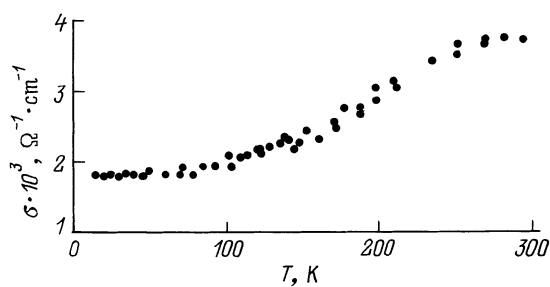


Рис. 2. Зависимость амплитуды проводимости от температуры для кристалла CsI при плотности возбуждения 400 A/cm^2 .

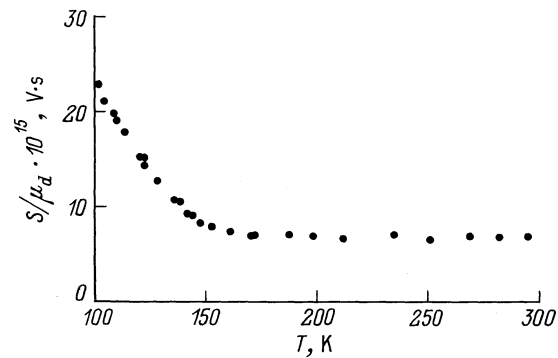


Рис. 3. Зависимость отношения эффективного сечения рекомбинации S к дрейфовой подвижности μ_d от температуры.

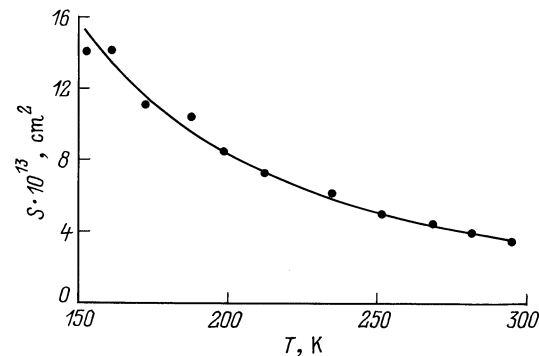


Рис. 4. Зависимость эффективного сечения рекомбинации от температуры. Точки — расчет по экспериментальным данным, кривая — аппроксимация формулой (3) при $C = 7.9 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \cdot \text{K}^{-2}$, $\beta = 2$.

дрейфовой подвижностью μ_d выражением

$$\frac{S}{\mu_d} = \frac{\alpha e E}{v}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, E — напряженность внешнего приложенного поля, $v = (3kT/m^*)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов, $m^* \approx 0.5m_0$ — эффективная масса электрона. Обработка осциллограмм при различных температурах позволила рассчитать параметры α и, следовательно, зависимость S/μ_d . Результат для S/μ_d представлен на рис. 3.

Для дальнейшего анализа мы воспользовались литературными данными работы [6] для μ_h и рассчитали экспериментальные значения S , исходя из того, что в данных образцах $\mu_d = \mu_h$. К сожалению, в литературе имеются данные для μ_h только в интервале температур 150–350 К, поэтому обработка наших результатов проведена в интервале 150–300 К. Соответствующая кривая представлена на рис. 4.

Сечение захвата электронов на кулоновский центр, как правило, аппроксимируется степенным законом [7,8].

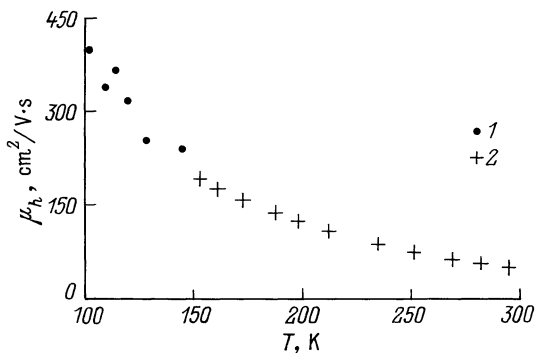


Рис. 5. Зависимость холловской подвижности μ_h от температуры. 1 — данные работы [3], 2 — расчет по экспериментальным данным рис. 3.

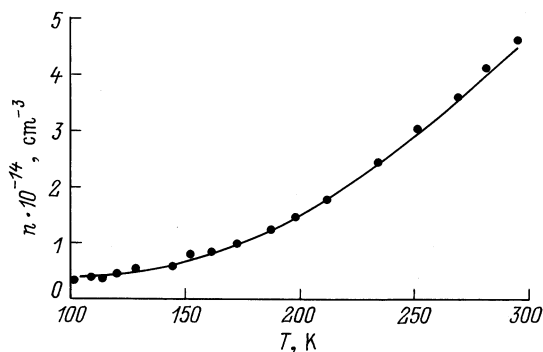


Рис. 6. Зависимость концентрации электронов зоны проводимости от температуры на момент окончания импульса возбуждения. Точки — расчет по формуле (4) с использованием экспериментальных данных для σ (рис. 2) и значением μ_h (рис. 5), кривая — аппроксимация формулой (5) при $n_G n_S = 180$, $E_G = 0.07$ eV.

Поэтому для S приняли выражение

$$S = CT^\beta, \tag{3}$$

где C и β — постоянные. Сплошная кривая на рис. 4 построена по формуле (3) при значениях $C = 7.9 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \cdot \text{K}^{-2}$, $\beta = 2$. Далее, используя полученные значения C и β , по экспериментальным результатам рис. 3 мы рассчитали значения μ_h в температурном интервале 100–150 К (рис. 5) и с помощью значений μ_h по данным рис. 2 получили зависимость концентрации электронов зоны проводимости от температуры по формуле

$$n = \frac{\sigma}{e\mu_h}. \tag{4}$$

Результат расчета представлен на рис. 6; как видно, n монотонно спадает с уменьшением температуры, стремясь к постоянному значению. Этот результат мы интерпретируем в рамках модели рекомбинации в коррелированных (генетических) парах [9], которая была

нами использована ранее для интерпретации результатов измерения температурной зависимости проводимости кристаллов с решеткой типа NaCl [10]. Суть ее состоит в следующем. При большой длине свободного пробега генетически связанные электрон и дырка разлетаются на большие расстояния, что приводит к "перепутыванию" частиц, образованных в результате различных актов ионизации. В этом случае генетическая связь между партнерами теряется и процесс рекомбинации описывается бимолекулярной схемой. Такие "перепутанные" частицы будем называть статистическими. При малой длине свободного пробега компоненты электронно-дырочной пары в процессе релаксации разлетаются на малые расстояния, что значительно уменьшает вероятность "перепутывания" частиц, созданных в разных актах ионизации. В этом случае вероятность рекомбинации генетически связанных электронов и дырки (генетической пары) довольно велика, что может обусловить значительный вклад мономолекулярной составляющей в рекомбинационный процесс. Применительно к нашему случаю можно сделать вывод, что в проводимости могут участвовать только статистические пары. Однако существует некоторая вероятность ухода электрона от своего генетического партнера (дырки) в результате тепловых флуктуаций. Обозначим энергия активации процесса разделения генетических пар E_G .

В этом случае для концентрации электронов в зоне проводимости на момент окончания импульса возбуждения можно записать

$$n = n_S + n_G e^{-E_G/kT}, \tag{5}$$

где n_S и n_G — концентрация электронно-дырочных пар, создающихся в решетке статистически и генетически соответственно. Сплошная кривая на рис. 6 построена при следующих значениях параметров: $n_S = 0.36 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $n_G/n_S = 180$, $E_G = 0.07$ eV. Следовательно, в рамках рассматриваемой модели подавляющая часть носителей заряда термализуется в генетических парах. Из рассчитанного значения E_G можно оценить эффективное расстояние, на котором происходит термализация генетически связанных электрона и дырки,

$$r = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0 E_G}. \tag{6}$$

Расчет дает величину $R \approx 17 \text{ \AA}$.

В температурном интервале $T < 100$ К, где режим измерения переходит из "мгновенного" в квазистационарный, наблюдается независимость амплитуды проводимости от температуры (рис. 2). Этот результат можно интерпретировать на качественном уровне следующим образом. В квазистационарном приближении выражение для проводимости σ можно записать в виде [11]

$$\sigma = G\tau e\mu, \tag{7}$$

где G — скорость генерации электронно-дырочных пар, τ — время жизни носителей заряда.

Согласно работе [12], при захвате электронов на кулоновский центр время жизни определяется выражением

$$\tau = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{Ne\mu}, \quad (8)$$

где N — концентрация центров захвата (рекомбинации). В этом случае, согласно (7), при постоянном значении G проводимость σ не зависит от температуры, что и наблюдается в эксперименте.

Список литературы

- [1] Б.П. Адуев, В.Г. Шпак. ПТЭ 2, 49 (1990).
- [2] Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, Г.М. Белокуров, В.М. Фомченко, В.Н. Швайко. Тр. I Всерос. симп. "Твердотельные детекторы ионизирующих излучений ТГД-97". Екатеринбург (1998). С. 126.
- [3] K. Weaver, J.K. Shtis, R.E. Faw. J. Appl. Phys. **48**, 2762 (1977).
- [4] Б.П. Адуев, А.В. Иголинский, В.Н. Швайко. ФТТ **38**, 3, 947 (1996).
- [5] B.P. Aduiev, E.D. Aluker, G.M. Belokurov, V.N. Shvayko. Phys. Stat. Sol. (b) **208**, 137 (1998).
- [6] C.H. Scager, D. Emin. Phys. Rev. **B2**, 3421 (1970).
- [7] П.В. Мейкляр. Физические процессы при образовании скрытого фотографического изображения. Наука, М. (1972). 399 с.
- [8] V.L. Bonch-Bruevich, E.G. Landsberg. Phys. Stat. Sol. (b) **29**, 9 (1968).
- [9] Э.Д. Алукер, Д.Ю. Люсис, С.А. Чернов. Электронные возбуждения и радиоломинесценция щелочно-галлоидных кристаллов. Зинатне, Рига (1979). 182 с.
- [10] Б.П. Адуев, В.М. Фомченко, В.Н. Швайко. ФТТ **41**, 3, 429 (1999).
- [11] С.М. Рывкин. Фотографические явления в полупроводниках. Физматгиздат, М. (1963). 357 с.
- [12] С.И. Пекар. Исследования по электронной теории кристаллов. Гостехиздат, М. (1951). 353 с.