

Радиационно-индуцированная импульсная проводимость кристаллов CsBr

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

Кемеровский государственный университет,
650043 Кемерово, Россия

E-mail: lira@kemsu.ru

(Поступила в Редакцию 12 апреля 2001 г.)

Исследована радиационно-индуцированная проводимость кристаллов CsBr при возбуждении пикосекундными пучками электронов (0.2 MeV , 50 ps , $0.1\text{--}10 \text{ kA/cm}^2$). Временное разрешение методики измерения $\sim 150 \text{ ps}$. Показано, что время жизни электронов зоны проводимости ограничено бимолекулярной рекомбинацией с автолокализованными дырками (V_k -центрами). Обнаружена инерционность нарастания импульса тока проводимости. Для объяснения этого эффекта предложена модель, согласно которой в процесс генерации электронов зоны проводимости существенный вклад вносит Оже-рекомбинация электронов валентной зоны и дырок верхней остоной зоны.

Работа выполнена при поддержке программы "Университеты России".

Наиболее прямую информацию о механизме генерации, переноса, рекомбинации и захвата зонных носителей заряда в диэлектрических кристаллах можно получить при возбуждении исследуемых объектов пучками электронов пикосекундной длительности и измерении кинетики релаксации тока проводимости, индуцированного импульсом возбуждения.

В наших предыдущих работах [1–8] изучалась радиационно-индуцированная проводимость кристаллов NaCl, KCl, KBr, CsI при возбуждении электронным пучком (0.2 MeV , 50 ps , $0.1\text{--}10 \text{ kA/cm}^2$). Настоящая работа является продолжением этих исследований.

Образцы кристалла CsBr, выращенные из соли марки ОСЧ по методу Стокбаргера, имели размеры $10 \times 10 \text{ mm}$ и толщину 2 mm . В центре образца высверливалась цилиндрическая лунка диаметром 2 mm таким образом, чтобы толщина дна составляла $50 \mu\text{m}$. Эта величина много меньше пробега электронов 0.2 MeV в CsBr, что обеспечивает однородность возбуждения. В лунку и на противоположную грань образца методом катодного напыления наносились электроды из платины толщиной $\leq 1 \mu\text{m}$. Облучение производилось через коллиматор диаметром 1 mm во избежание краевых эффектов. Временное разрешение измерительного тракта составляло величину 150 ps . Методика измерения подробно описана в [9].

Нормированные осциллограммы импульсов тока проводимости кристалла CsBr при 300 K и различных плотностях возбуждения представлены на рис. 1. Там же для сравнения приведена осциллограмма импульса тока проводимости для кристалла KCl, совпадающая с импульсной характеристикой измерительного тракта.

На рис. 1 видно, что кинетика проводимости CsBr имеет ряд особенностей при сравнении как с кристаллами типа NaCl, так и типа CsI. Безынерционный компонент, повторяющий импульсную характеристику измерительного тракта, подобно тому как это наблюда-

ется в кристаллах с решеткой типа NaCl, отсутствует. Обработка осциллограммы *I* (рис. 1), полученной при минимальной плотности возбуждения, показала, что спад импульса тока проводимости описывается кинетикой второго порядка, подобно тому как это происходит в кристалле CsI [1–3]. Это позволяет сделать вывод, что в CsBr в условиях эксперимента время жизни электронов в зоне проводимости ограничено их рекомбинацией с автолокализованными дырками (V_k -центрами), как и в CsI [1–3].

При увеличении плотности возбуждения длительность импульса тока проводимости уменьшается, достигая определенного предела, а именно длительность импульса на половине амплитуды вдвое превышает соответствующую величину для KCl (осциллограммы 3, 4 на рис. 1). При этом условия эксперимента в обоих случаях одинаковы и емкости образцов сравнимы.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) в исследованном интервале плотностей возбуждения линейны в полях по крайней мере до $5 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$. Из ВАХ рассчитывались

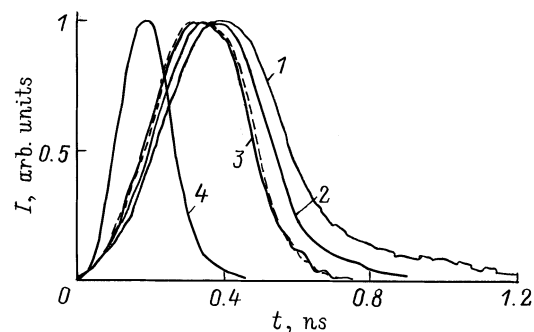


Рис. 1. Нормированные осциллограммы импульсов тока проводимости. 1–3 — CsBr, 4 — KCl, пунктирная линия — расчет по формуле (10). 1 — $j = 190 \text{ A/cm}^2$, 2 — $j = 1100 \text{ A/cm}^2$, 3 — $j \geq 4500 \text{ A/cm}^2$.

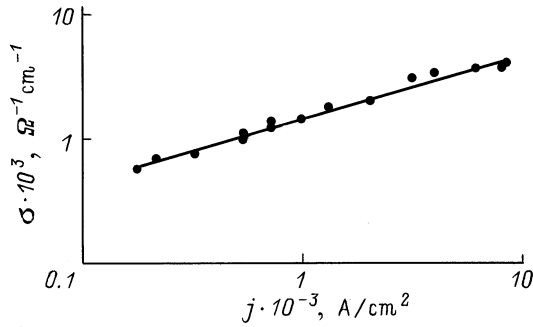


Рис. 2. Зависимость амплитуды удельной проводимости для кристалла CsBr от плотности возбуждения при $T = 300$ К.

сопротивление образца R и удельная проводимость

$$\sigma = \frac{1}{R} \frac{l}{S}, \quad (1)$$

где l — толщина образца, S — диаметр коллиматора.

На рис. 2 представлена зависимость амплитудного значения проводимости σ от плотности возбуждения j при 300 К в логарифмическом масштабе. Полученная зависимость хорошо аппроксимируется степенным законом

$$\sigma \sim j^\delta \quad (2)$$

с показателем степени $\delta = 0.5 \pm 0.02$. Последний результат позволяет сделать вывод, что при относительно высоких плотностях тока пучка электронов осуществляется квазистационарный режим возбуждения, как и в случае кристаллов с решеткой типа NaCl [5], а значение $\delta = 0.5$ в (2) совместно с результатами кинетических измерений при относительно низкой плотности возбуждения свидетельствует о преимущественной бимолекулярной $e-V_k$ рекомбинации [2,5].

Наибольший интерес в этих экспериментах представляет постоянная длительность импульса тока проводимости в широком интервале плотностей возбуждения, поскольку в рамках модели бимолекулярной рекомбинации время жизни электронов

$$\tau = \frac{1}{\nu S n} \sim \sigma^{-1} \sim j^{-0.5} \quad (3)$$

(ν — тепловая скорость, n — концентрация зонных электронов, S — эффективное сечение $e-V_k$ рекомбинации). Следовательно, можно было ожидать, что с ростом плотности возбуждения длительность импульса тока проводимости должна сокращаться вплоть до длительности импульсной характеристики измерительного тракта.

Отметим, что нестабильность формы импульса возбуждения и погрешность измерения длительности импульса не превышают 10% и не могут повлиять на описанный выше результат. Следовательно, можно предположить наличие механизма генерации зонных электронов в CsBr, имеющего некоторую инерционность относительно длительности возбуждающего импульса.

Рассмотрим возможную модель такого процесса. Как правило, в процессах, связанных с зонными носителями заряда, участвуют электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны. Однако в акте ионизации матрицы кристалла высокоэнергетическими частицами образуются также дырки, принадлежащие не к валентной, а к более глубокой остоной зоне. В этом случае дырка глубокой зоны рекомбинирует с электроном валентной зоны, испуская квант рентгеновского диапазона. Однако в ряде ионных кристаллов с большой шириной запрещенной зоны было зарегистрировано излучение в видимой и ультрафиолетовой областях спектра [10], которое было идентифицировано как переходы между валентной и верхней остоной зонами кристалла. Соответствующая люминесценция получила название остоно-валентной, или кросс-люминесценции. Условие возникновения кросс-люминесценции определяется выражением [10]

$$E_{q1} > E_{q2} + E_v, \quad (4)$$

E_{q1}, E_{q2} — ширина первой и второй запрещенной зон соответственно, E_v — ширина валентной зоны кристалла, при этом ширина полосы кросс-люминесценции соответствует ширине валентной зоны.

В случае если $E_{q1} > E_{q2}$, но $(E_{q1} + E_v) > E_{q1}$, условие (4) выполняется частично и ширина полосы кросс-люминесценции существенно меньше, чем E_v . Именно такой случай наблюдается в кристалле CsBr [10]. В этой ситуации, по-видимому, возможны как излучательные остоно-валентные, так и переходы по Оже-механизму с генерацией электронно-дырочной пары. Изложенное выше иллюстрирует рис. 3. Излучательным переходам соответствуют переходы типа 1 из нижней части валентной зоны на потолок верхней остоной зоны. Переходы типа 2 из верхней части валентной зоны, для которых не выполняется условие (4), будут происходить по типу Оже с генерацией электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. В этом случае естественно предположить, что константа скорости Оже-переходов $\alpha = \tau^{-1}$ имеет сравнимое значение с α для излуча-

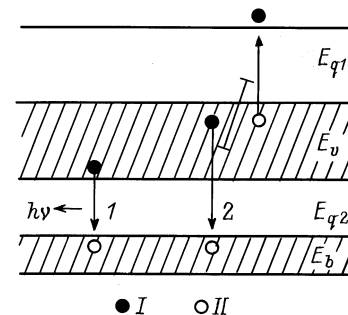


Рис. 3. Схема остоно-валентных переходов. E_{q1}, E_{q2} — ширина первой и второй запрещенной зон соответственно, E_v, E_b — ширина валентной и верхней остоной зон соответственно. 1 — излучательные переходы, 2 — безызлучательные Оже-переходы. I — электрон, II — дырка.

тельных переходов, зарегистрированных по кросс-люминесценции. Для кристалла CsBr время излучательного перехода $\tau = 70$ ps при 300 K [10].

Проведем некоторые количественные оценки в рамках рассмотренной модели. Уравнение баланса для концентрации дырок в валентной зоне n_v запишем в виде

$$\frac{dn_v}{dt} = G(t) - \frac{n_v}{\tau}, \quad (5)$$

где $G(t)$ — скорость генерации дырок в первой остоной зоне. Предположим, что $G(t)$ совпадает с функцией возбуждения и описывается формулой [4]

$$G(t) = \exp\left(-\frac{2t^2}{\omega^2}\right), \quad (6)$$

где $\omega = 150$ ps — параметр гауссиана, характеризующий длительность импульса возбуждения, τ — характерное время Оже-перехода, совпадающее с временем кросс-люминесценции.

Уравнение баланса для концентрации электронов зоны проводимости

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_v}{\tau} - \alpha n^2. \quad (7)$$

Здесь первый член описывает генерацию электронов в результате Оже-переходов между остоной и валентной зонами, второй член описывает бимолекулярную рекомбинацию электронов и дырок.

Рассмотрим большие плотности возбуждения, когда можно применить квазистационарное приближение для электронов зоны проводимости. Тогда из (7) имеем

$$n = \left(\frac{n_v}{\alpha\tau}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

Решение уравнения имеет вид

$$n_v = \int_{-\infty}^t G(t') e^{-\frac{(t-t')}{\tau}} dt'. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8), получаем формулу для обработки экспериментальной осциллограммы

$$n(t) \sim j(t) \sim \left[\frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t G(t') e^{-\frac{(t-t')}{\tau}} dt' \right]^{1/2}, \quad (10)$$

здесь $j(t)$ — экспериментально измеряемая форма импульса тока проводимости.

На рис. 1 пунктирная кривая рассчитана по формуле (10) при значении параметра $\tau = 50$ ps. Удовлетворительное совпадение обеих кривых при значении параметра τ , близком к полученному из измерений кросс-люминесценции [10], свидетельствует о разумности рассмотренной выше модели.

Таким образом, предложенная модель объясняет инерционность нарастания концентрации зонных электронов, участвующих в проводимости.

Список литературы

- [1] Б.П. Адуев, Г.М. Белокуров, В.Н. Швайко. ФТТ **37**, 2, 2537 (1995).
- [2] Б.П. Адуев, А.В. Иголинский, В.Н. Швайко. ФТТ **38**, 3, 947 (1996).
- [3] В.Р. Адуев, Э.Д. Алукер, Г.М. Белокуров, В.Н. Швайко. Phys. Stat. Sol. **B208**, 137 (1998).
- [4] Б.П. Адуев, В.Н. Швайко. ФТТ **40**, 1, 66 (1998).
- [5] Б.П. Адуев, В.М. Фомченко, В.Н. Швайко. ФТТ **41**, 3, 429 (1999).
- [6] Б.П. Адуев, В.Н. Швайко. ФТТ **41**, 7, 1200 (1999).
- [7] Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, В.М. Фомченко, В.Н. Швайко. ФТТ **43**, 2, 246 (2001).
- [8] Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, В.М. Фомченко, В.Н. Швайко. ФТТ **43**, 7, 1185 (2001).
- [9] 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.
- [10] П.А. Родный. ФТТ **34**, 7, 1975 (1992).