

Проводимость ионных кристаллов при облучении пикосекундными пучками электронов

© Б.П. Адуев, В.Н. Швайко

Кемеровский государственный университет,
650043 Кемерово, Россия

E-mail: lira@kemsu.ru

(Поступила в Редакцию 6 октября 1998 г.)

Исследована импульсная электронная проводимость σ кристаллов KCl, KBr, NaCl при возбуждении пучком электронов (0.2 MeV, 50 ps) в интервале плотностей тока пучка $j = (30-10^4) \text{ A/cm}^2$. Показано, что время жизни электронов в зоне проводимости $\tau \ll 100 \text{ ps}$. Для объяснения экспериментальных зависимостей $\sigma(j)$ предложена модель, включающая захват электронов на дефекты структуры и стабильные радиационные дефекты при низких плотностях возбуждения и преимущественный захват электронов на нестабильные радиационные дефекты, генерируемые импульсом возбуждения, при высоких плотностях возбуждения.

Исследование радиационно-индуцированной электронной проводимости ионных кристаллов при возбуждении импульсными пучками электронов большой плотности является информативным методом изучения первичных процессов диссипации энергии и радиационного повреждения.

В серии работ, обобщенных в [1], исследовалась импульсная проводимость ионных кристаллов при возбуждении плотными пучками электронов наносекундной длительности. Авторами было показано, что в условиях эксперимента импульс тока проводимости безинерционно следует за импульсом возбуждения, причем зависимость амплитуды проводимости от плотности возбуждения имеет сложный характер. Для объяснения результатов авторы предложили модели двух новых видов неравновесной проводимости, один из которых связан с электронами зоны проводимости с энергией 1–10 eV в процессе релаксации на дно зоны — так называемая ”высокоэнергетическая проводимость” [1,2], — второй связан с термализованными электронами, находящимися в поле центров захвата и рекомбинации, — так называемая ”внутрицентровая проводимость” [3]. Оба вида проводимости, согласно моделям, имеют пикосекундное время релаксации.

Однако наносекундное временное разрешение при исследовании элементарных стадий радиационного повреждения является явно недостаточным. Известно, например, что образование автолокализованных экситонов и F -центров в ШГК происходит в пикосекундном временном диапазоне [4–8]. В связи с этим для выделения первичных процессов необходимо использование импульсов возбуждения пикосекундной длительности в сочетании с аппаратурой высокого временного разрешения. Применение импульсов возбуждения с длительностью $\tau_p \sim 50 \text{ ps}$ в оптических и электрофизических исследованиях показало, что время жизни носителей заряда до захвата или рекомбинации для различных объектов может лежать как в интервале 0.1–1 ns (например, кристаллы CsI [9–11], Al₂O₃ [12]), так и в области $\ll 100 \text{ ps}$ (например, кристаллы с решеткой типа NaCl [8–10]).

Поэтому результаты исследований при наносекундном возбуждении [1–3], на основании которых сделаны принципиально важные выводы о наличии двух новых видов проводимости, нуждаются в экспериментальной проверке при существенно лучшем временном разрешении. Это позволило бы селективировать возможный вклад субнаносекундных процессов и провести более точную интерпретацию результатов.

Для решения этой задачи в настоящей работе исследована проводимость кристаллов с решеткой типа NaCl при возбуждении 50 ps импульсами электронов.

1. Методика и экспериментальные результаты

Исследовались чистые монокристаллы KCl, KBr и NaCl, выращенные из соли марки осч методом Киропулоса. Образцы имели размеры $10 \times 10 \times 3 \text{ mm}$. В центре образца высверливалась цилиндрическая лунка диаметром 2 mm таким образом, чтобы толщина дна составляла величину $50 \mu\text{m}$, значительно меньшую, чем пробег электронов в кристалле, что необходимо для однородности возбуждения. В лунку и с противоположной стороны напылялись платиновые контакты.

Образец устанавливался в коаксиальную измерительную ячейку и облучался пучком электронов через коллиматор диаметром 1 mm. В качестве источника облучения использовался ускоритель электронов с разрядником-обострителем [13] с длительностью импульса 50 ps, максимальной энергией электронов 0.2 MeV. Конструкция измерительной ячейки позволяет менять расстояние между образцом и диодом ускорителя, что позволяет изменять плотность возбуждения в диапазоне $(30-10^4) \text{ A/cm}^2$. Временное разрешение измерительного тракта составляет величину 150 ps и определяется граничной частотой осциллографа С7-19 с кабельной линией задержки сигнала на время запуска развертки. Эксперименты проводились при комнатной температуре.

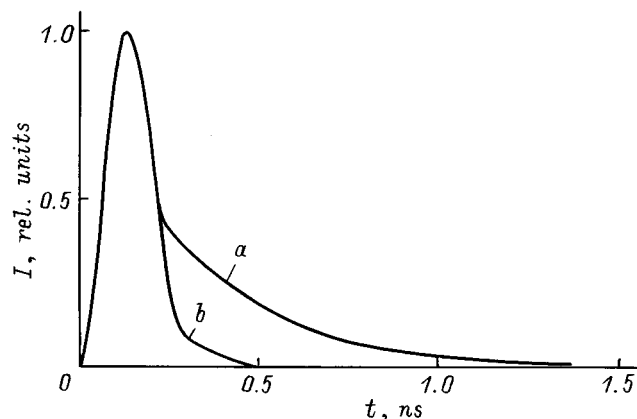


Рис. 1. Релаксация тока проводимости в KBr при $j = 30 \text{ A/cm}^2$ (a) и при $j = 100 \text{ A/cm}^2$ (b).

Структура импульса тока проводимости зависит от предыстории образца и плотности тока возбуждения. Это наглядно демонстрируют осциллограммы для кристалла KBr, представленные на рис. 1. Если кристалл не был предварительно облучен, то при воздействии электронным пучком малой плотности ($j \sim 30 \text{ A/cm}^2$) импульс тока проводимости имеет два компонента: безинерционный и релаксирующий с $\tau \sim 1 \text{ ns}$ (осциллограмма (a) на рис. 1). По мере облучения вклад инерционной составляющей уменьшается и практически остается только безинерционный компонент (осциллограмма (b) на рис. 1). При плотностях тока $j \geq 100 \text{ A/cm}^2$ вклад инерционного компонента практически незаметен уже в первых импульсах облучения. На кристаллах NaCl и KCl инерционный компонент импульса тока проводимости при использованных плотностях возбуждения обнаружен не был.

Вольт-амперные характеристики исследованных кристаллов, измеренные в максимуме импульса тока проводимости, линейны в полях до $5 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$. По наклону ВАХ рассчитывалось сопротивление образца и удельная проводимость σ . Эксперимент проводился в широком диапазоне плотностей возбуждения на большом числе образцов.

Обнаружены следующие закономерности. При плотностях облучения $j < 10^3 \text{ A/cm}^2$, возрастание σ с увеличением j можно аппроксимировать степенным законом

$$\sigma \sim j^\delta. \quad (1)$$

При этом показатель δ для различных кристаллов лежит в пределах (0.5–0.65) и зависит от конкретного образца и предварительной дозы облучения. При увеличении j для всех образцов рост проводимости резко замедляется и практически достигает постоянного значения, начиная с некоторых значений j для всех исследованных образцов. Типичные результаты для KCl, KBr, NaCl

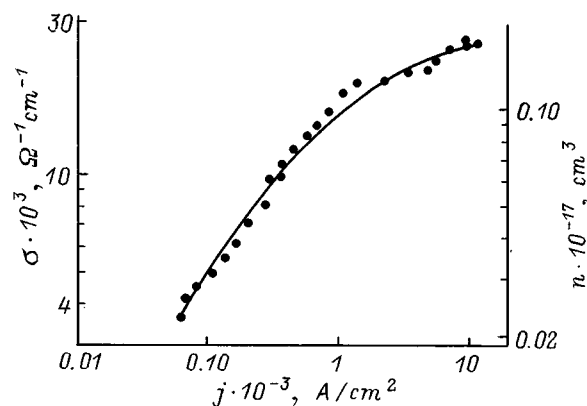


Рис. 2. Зависимость удельной проводимости σ и концентрации n от плотности тока пучка j в KCl.

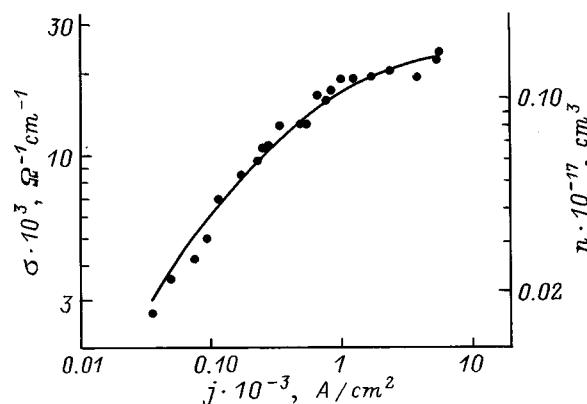


Рис. 3. Зависимость удельной проводимости σ и концентрации n от плотности тока пучка j в KBr.

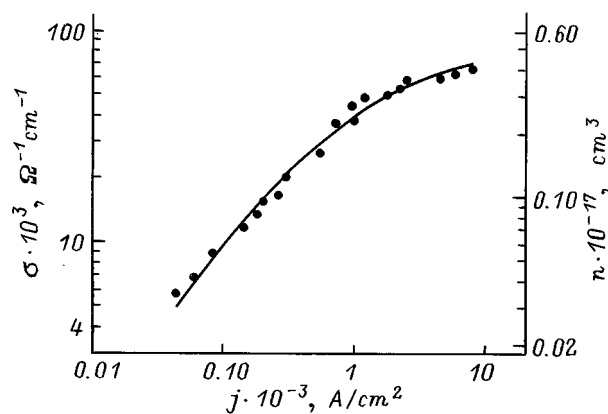


Рис. 4. Зависимость удельной проводимости σ и концентрации n от плотности тока пучка j в NaCl.

представлены на рис. 2–4. Следует отметить, что для конкретного образца после предварительной дозы облучения (≥ 100 импульсов) зависимости $\sigma(j)$ хорошо воспроизводятся. На рис. 2–4 представлены именно такие кривые.

2. Обсуждение результатов

2.1. Низкие плотности возбуждения. Структура импульса тока проводимости в кристалле КВг при низких плотностях возбуждения позволяет сделать вывод, что проводимость связана с термализованными электронами зоны проводимости, концентрация которых соизмерима с концентрацией дорадиационных структурных дефектов (неконтролируемых примесей), которые являются центрами захвата для электронов. В этом случае быстрый компонент проводимости можно связать с бимолекулярной рекомбинацией электронов и дырок (V_k -центров), а инерционный — с захватом электронов на дефекты структуры. По мере облучения накапливаются стабильные радиационные дефекты, до какой-то стационарной концентрации превышающей концентрацию структурных дефектов. При этом время жизни электронов зоны проводимости τ_e до захвата на стабильные радиационные дефекты становится меньше τ_p и наблюдаемая осциллограмма (рис. 1, *b*) включает в себя процессы рекомбинации с константой скорости

$$\alpha = \nu S, \quad (2)$$

где ν — тепловая скорость электронов, S — сечение $e-V_k$ рекомбинации, и захвата на дефекты с константой скорости

$$\beta = \nu \sum S_i N_i, \quad (3)$$

где S_i, N_i — эффективные сечения захвата и концентрации стабильных радиационных дефектов и дефектов структуры. Характер зависимости $\sigma(j)$ на возрастающих участках (рис. 2–4) определяется именно этими двумя процессами, при этом коэффициент δ в (1) определяется соотношением вкладов выше названных процессов.

2.2. Высокие плотности возбуждения. Объяснение зависимости $\sigma(j)$ с повышением плотности возбуждения вызывает наибольшие трудности. Слабую зависимость с $\delta \approx (0.1-0.3)$ в определенном интервале доз на тех же объектах наблюдали авторы работы [3] при возбуждении пучками электронов наносекундной длительности. Для объяснения ими была предложена модель вышеупомянутой ”внутрицентральной проводимости”. В наших экспериментах этот эффект выражен более ярко: σ практически не зависит от j (рис. 2–4). Для объяснения этого результата предлагаем другую, на наш взгляд, более простую модель, которая заключается в следующем. Известно, что при импульсном возбуждении в момент облучения генерируются нестабильные радиационные дефекты (электронные и дырочные центры), которые релаксируют в нано- и микросекундном диапазоне до значений $\sim (2-5)\%$ от первоначальной величины в импульсе, которым соответствуют стабильные дефекты [14,15]. Предполагаем, что при больших плотностях возбуждения время жизни электронов в зоне проводимости преимущественно контролируется захватом именно на эти дефекты в момент импульса облучения. Константа

скорости этого процесса

$$\gamma = \nu S N_r, \quad (4)$$

где S, N_r — эффективное сечение захвата и концентрация нестабильных дефектов. Предполагается также, что выход этих дефектов пропорционален дозе в импульсе. В этом случае можно записать

$$N_r = k G \tau_p, \quad (5)$$

где $k \leq 1$ — коэффициент, G — скорость генерации электронно-дырочных пар. Согласно работе [16],

$$G = \frac{jE}{(1.5-2)E_q d} = A j, \quad (6)$$

где E — эффективная энергия электронов в пучке, E_q — ширина запрещенной зоны исследуемого кристалла, d — толщина кристалла (в условиях нашего эксперимента $A \approx 10^{25} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ A}^{-1}$). Используя выражения (2–6), можно записать уравнение баланса для электронов проводимости в виде

$$\frac{dn}{dt} = A j - \alpha n^2 - (\beta + B j) n, \quad (7)$$

где

$$B = k \tau_p A \nu S. \quad (8)$$

Поскольку импульс проводимости безинерционно следует за импульсом возбуждения, то для решения уравнения (7) можно использовать квазистационарное приближение. Однако уже из вида (7) следует, что экстраполяция n на большие плотности возбуждения дает значение $n = A/B = \text{const}$. Решение уравнения (7) имеет вид

$$n = \frac{1}{2\alpha} (\beta + B j) \left\{ \left[1 + \frac{4\alpha A j}{(\beta + B j)^2} \right]^{1/2} - 1 \right\}. \quad (9)$$

Используя выражение

$$n = \sigma / e \mu, \quad (10)$$

где e — заряд электрона, μ — подвижность, а также экспериментальные значения σ и литературные значения μ [17,18], провели расчет n по формуле (9). Сплошные кривые на рис. 2–4 построены по формуле (9), параметры α, β и B для исследуемых кристаллов указаны в таблице.

Использованные значения параметров

Материал	KCl	KBr	NaCl
$\alpha, 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$	(31 ± 5)	(18 ± 4)	(4 ± 1)
$\beta, 10^{11} \text{ s}^{-1}$	(1.6 ± 0.4)	(1.4 ± 0.4)	(1.2 ± 0.3)
$B, 10^8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ A}^{-1}$	(1.12 ± 0.02)	(1.21 ± 0.03)	(0.42 ± 0.01)
$S, 10^{-12} \text{ cm}^2$	1.7	1	0.2
$\tau, 10^{-12} \text{ s}$	6	7	8

Проанализируем полученные значения микроскопических параметров α и β . Из выражения (2), используя значение $\nu = 1.75 \cdot 10^7$ см/с при $T = 300$ К, следует оценка эффективного сечения рекомбинации электронов и дырок S (указаны в таблице); величина $1/\beta = \tau$ — время захвата электронов на стабильные радиационные дефекты (указаны в таблице).

Разумные значения микроскопических параметров α и β , полученные из расчета с использованием экспериментальных данных являются доводом в пользу предложенной модели. Отметим также, что в исследованном диапазоне плотностей возбуждения в условиях эксперимента проводимость высокоэнергетических электронов [1,2] не обнаружена.

Авторы выражают благодарность Э.Д. Алукеру за полезные обсуждения и поддержку работы.

Работа выполнена при поддержке гранта МОиПО РФ.

Список литературы

- [1] Д.И. Вайсбурд, Б.Н. Семин, Э.Г. Таванов, С.Б. Матлис, И.Н. Бальчев, Г.И. Геринг. Высокоэнергетическая электроника твердого тела. Наука, Новосибирск (1982). 227 с.
- [2] Д.И. Вайсбурд. Изв. вузов. Физика **12**, 109 (1996).
- [3] Д.И. Вайсбурд, Г.А. Месяц, В.Л. Наминов, Э.Г. Таванов. ДАН АН СССР **265**, 5, 1113 (1982).
- [4] Y. Suzuki, H. Ohtani, S. Taragi, M. Hirai. J. Phys. Soc. Jap. **50**, *11*, 3537 (1981).
- [5] Y. Suzuki, M. Okumura, M. Hirai. J. Phys. Soc. Jap. **47**, *1*, 184 (1979).
- [6] R.T. Williams, J.N. Bradford, W.L. Fast. Phys. Rev. **B12**, *12*, 7038 (1978).
- [7] R.T. Williams, B.V. Graig, W.L. Fast. Phys. Rev. Lett. **52**, *19*, 1709 (1984).
- [8] Э.Д. Алукер, В.З. Горбенко, Р.Г. Дейч, Г.С. Думбадзе, А.Д. Тальвирский, В.Г. Шпак. ФТТ **28**, *10*, 3154 (1986).
- [9] Б.П. Адуев, Г.М. Белокуров, В.Н. Швайко. ФТТ **37**, *8*, 2537 (1995).
- [10] Б.П. Адуев, А.В. Иголинский, В.Н. Швайко. ФТТ **38**, *3*, 947 (1996).
- [11] Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, В.В. Гаврилов, Р.Г. Дейч, С.А. Чернов. ФТТ **38**, *12*, 3521 (1996).
- [12] Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, В.Н. Швайко. ФТТ **39**, *11*, 1995 (1997).
- [13] Б.П. Адуев, В.Г. Шпак. ПТЭ **2**, 49 (1990).
- [14] Y. Kondo, M. Hirai, M. Ueta. J. Phys. Soc. Jap. **33**, *1*, 151 (1972).
- [15] И.П. Денисов, В.Ю. Яковлев. Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук **3**, 61 (1990).
- [16] Э.Д. Алукер, Д.Ю. Люсис, С.А. Чернов. Электронные возбуждения и радиоломинесценция щелочно-галлоидных кристаллов. Зинатне, Рига (1979), 182 с.
- [17] R.K. Ahrenkiel, F.C. Brown. Phys. Rev. **A36**, *1*, 223 (1964).
- [18] C.H. Seager, D. Emin. Phys. Rev. **B2**, *8*, 3421 (1970).