

Влияние температуры на импульсную проводимость кристалла КСl при возбуждении пикосекундными пучками электронов

© Б.П. Адуев, В.М. Фомченко, В.Н. Швайко

Кемеровский государственный университет,
650043 Кемерово, Россия

E-mail: lira@kemsu.ru

(Поступила в Редакцию 9 июля 1998 г.)

Исследована температурная зависимость импульсной проводимости кристалла КСl в интервале 12–300 К при возбуждении электронным пучком (0.2 MeV, 50 ps, 300 A/cm²) с временным разрешением 150 ps. Показано, что время жизни электронов $\tau < 100$ ps во всем исследованном интервале, а величина проводимости увеличивается с ростом температуры. Экспериментальные результаты позволяют получить температурные зависимости эффективного сечения рекомбинации электронов и дырок $S \sim T^{3.5}$ и вероятности разделения генетических пар.

В работе [1] изучалось влияние плотности возбуждения на радиационно-индуцированную проводимость σ щелочно-галогидных кристаллов при возбуждении пикосекундными импульсами электронов. На основании анализа экспериментальных данных предложена модель, согласно которой проводимость связана с термализованными электронами дна зоны проводимости, а вид зависимости определяется механизмом захвата и рекомбинации последних [1]. Дополнительную информацию о процессе могла бы дать температурная зависимость проводимости при фиксированных плотностях возбуждения.

В настоящей работе изучалась радиационно-индуцированная проводимость кристалла КСl при возбуждении электронным пучком (0.2 MeV, 50 ps) в интервале температур 12–300 К при плотности тока пучка электронов $j = 300$ A/cm². Временное разрешение измерительного тракта 150 ps. Опираясь на результаты работы [1], величину j выбирали таким образом, чтобы концентрация электронов в зоне проводимости контролировалась преимущественно их бимолекулярной рекомбинацией с дырками, т. е. в интервале плотности возбуждения $\sigma \sim j^{0.5}$.

Как показал эксперимент, импульс тока проводимости безынерционно повторяет импульсную характеристику измерительного тракта во всем температурном интервале. Отсюда следует, что во всем диапазоне время жизни электронов в зоне проводимости $\tau < 100$ ps и проводимость в условиях эксперимента имеет квазистационарный характер. Зависимость амплитуды удельной проводимости σ от температуры представлена на рис. 1. Величина проводимости плавно увеличивается с ростом температуры, в то время как холловская подвижность μ_h в соответствующем интервале температур для КСl падает больше чем в 10^3 раз [2,3].

Как известно, в формулу для проводимости $\sigma = ne\mu_d$ входит μ_d — дрейфовая подвижность. В общем случае при наличии центров прилипания и захвата $\mu_h \neq \mu_d$, поэтому на первый взгляд некорректно пользоваться данными [2,3] для μ_h при анализе наших экспериментальных данных. Однако можно показать, что экспериментальная оценка τ позволяет оценить температурный

интервал, где $\mu_h = \mu_d$. Действительно, μ_h связано с μ_d выражением

$$\mu_d = \mu_h \frac{1}{1 + \tau_0/\tau_t}, \quad (1)$$

где τ_0 — среднее время жизни электрона в зоне проводимости, $\tau_t = 1/\nu \exp(E/kT)$ — время жизни электрона на центре захвата, $\nu = 10^{12} - 10^{13} \text{ s}^{-1}$ — частотный фактор, E — энергия активации выброса электрона из центра захвата. Исходя из экспериментальной оценки $\tau < 100$ ps и полагая $\tau_t \leq 100$ ps при 12 К, можно оценить $E \leq (4-7) \cdot 10^{-3} \text{ eV}$. С другой стороны, из измерений времени образования F -центров в КСl при возбуждении пикосекундными лазерными [4] и электронными [5] пучками можно сделать оценку $\tau_0 \approx 10$ ps. Используя оценки E и τ_0 , из выражения (1) можно рассчитать, что $\mu_h \approx \mu_d$ при $T_1 \geq 30$ К.

В связи с вышеизложенным авторы воспользовались экспериментальными данными для μ_h [2,3] и получили зависимость от температуры концентрации электронов в зоне проводимости $n(T) = \sigma(T)/e\mu(T)$, которая представлена на рис. 2.

В случае бимолекулярной рекомбинации электронов и дырок квазистационарная концентрация электронов в

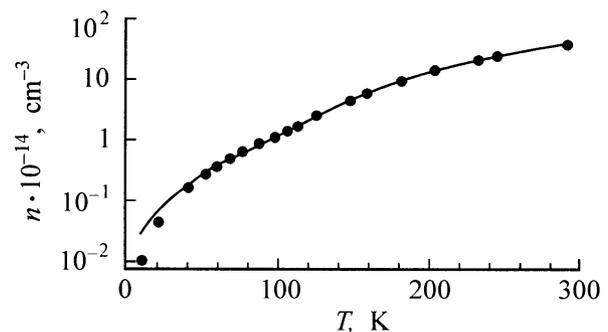


Рис. 1. Температурная зависимость удельной проводимости для кристалла КСl.

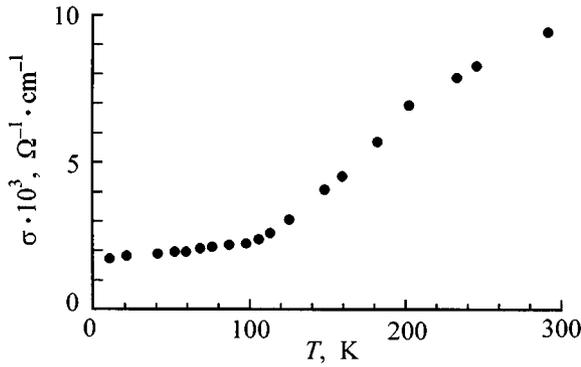


Рис. 2. Температурная зависимость концентрации электронов в зоне проводимости для кристалла KCl.

зоне проводимости описывается выражением

$$n = \left(\frac{G_0}{vS} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где G_0 — скорость генерации электронно-дырочных пар ($G_0 = Aj$, где A — коэффициент),

$$v = (3kT/m)^{1/2} \quad (3)$$

— тепловая скорость электронов, S — эффективное сечение рекомбинации. Обычно зависимость $S(T)$ аппроксимируется степенным законом

$$S = BT^{-\alpha}, \quad (4)$$

где B — коэффициент. Используя выражения (2)–(4), экспериментальные результаты рис. 2 не удается удовлетворительно аппроксимировать при разумных значениях α и условии $G = \text{const}$.

Известно, что в щелочно-галлоидных кристаллах начальное распределение электронно-дырочных пар после термализации носителей заряда содержит как некоррелированные статистические электроны и дырки, так и генетические пары, доля которых может быть значительна [6]. В этом случае $G(T)$ можно представить в виде

$$G(T) = G_s - G_g e^{-E_s/kT}, \quad (5)$$

где $G_g = (G_0 - G_s)$, G_s , G_0 — скорости генерации электронно-дырочных пар: статистических при $T = 0$ и суммарная соответственно; E_s — энергия активации разделения генетических пар.

Сплошная кривая на рис. 2 получена аппроксимацией экспериментальных результатов с использованием выражения (2) с учетом (3)–(5) при следующих значениях параметров: $G_0/G_s = 1500$, $E = 0.07$ eV, $\alpha = 3.5$. Как видно из рис. 2, расчетная кривая хорошо коррелирует с экспериментальными точками при $T \geq 40$ К. Значение $\alpha = 3.5$ в формуле (4) неплохо коррелирует со значением $\alpha = 3$ при рассеянии энергии электрона на DA -фонах и $\alpha = 4$ на PA -фонах в поле заряженного центра [5].

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

Работа выполнена при поддержке гранта МОиПО РФ.

Список литературы

- [1] Б.П. Адуев, В.Н. Швайко. ФТТ. В печати (1999).
- [2] R.K. Ahrenkiel, F.C. Brown. Phys. Rev. **A36**, 1, 223 (1964).
- [3] C.H. Seager, D. Emin. Phys. Rev. **B2**, 8, 3421 (1970).
- [4] R.T. Williams, J.N. Bradford, W.L. Faust. Phys. Rev. **B18**, 12, 7038 (1978).
- [5] Э.Д. Алукер, Б.З. Горбенко, Р.Г. Дейч, Г.С. Думбадзе, А.Д. Тальвинский, В.Г. Шпак. ФТТ **28**, 10, 3154 (1986).
- [6] Э.Д. Алукер, Д.Ю. Лусис, С.А. Чернов. Электронные возбуждения и радиолуминесценция щелочно-галлоидных кристаллов. Зинатне, Рига (1979). 251 с.