

Радиационно-стимулированная импульсная проводимость щелочно-галоидных кристаллов с решеткой типа NaCl

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

Кемеровский государственный университет,

650043 Кемерово, Россия

E-mail: lira@kemsu.ru

(Поступила в Редакцию 15 июня 2000 г.)

Проведено измерение температурной зависимости импульсной проводимости σ щелочно-галоидных кристаллов с решеткой типа NaCl при различных плотностях возбуждения j электронным пучком пикосекундной длительности. Показано, что увеличение j приводит к ослаблению зависимости $\sigma(T)$. Этот эффект связывается с перекрытием волновых функций центров рекомбинации и уменьшением энергии активации разделения генетических электронно-дырочных пар.

Работа выполнена при поддержке гранта МО и ПО РФ.

В предыдущих работах показано, что в щелочно-галоидных кристаллах с решеткой типа NaCl время жизни электронов зоны проводимости, генерированных электронным пучком пикосекундной длительности, в исследованном интервале плотностей возбуждения и температур $\tau < 100$ ps [1–3], причем в KCl осуществляется наиболее простая ситуация: τ контролируется бимолекулярной рекомбинацией электронов с автолокализованными дырками (V_k -центрами) при плотностях возбуждения $j \leq 10^3$ A/cm² [2].

Зависимость проводимости (σ) от температуры (T), измеренная при относительно низкой плотности возбуждения, позволила предложить модель, согласно которой подавляющая часть электронов и дырок термализуется в генетических (или коррелированных) парах, т.е. электроны после термализации попадают в кулоновское поле V_k -центра и быстро рекомбинируют. Наблюдаемая проводимость связана с электронами, которые в результате температурных флуктуаций покидают своего генетического партнера (для этого процесса необходима энергия активации E), а также с небольшой частью электронов, которым уже на этапе термализации удается покинуть своего генетического партнера [3].

В настоящей работе изучалась импульсная проводимость кристаллов KCl, KBr, NaCl при возбуждении пучками электронов. Параметры импульса возбуждения: 0.2 MeV, 50 ps, 10^2 – 10^4 A/cm². Временное разрешение методики измерения составляло ~ 150 ps, температурный диапазон 12–300 K. Проведено исследование зависимости $\sigma(T)$ при вариации плотности возбуждения. Экспериментальные результаты при двух плотностях возбуждения представлены на рисунке, из которого следует, что увеличение j приводит к ослаблению зависимости $\sigma(T)$ (вставки на рисунке).

Рассмотрим этот результат для KCl в рамках модели, близкой к предложенной в [3]. Поскольку в условиях эксперимента осуществляется квазистационарное приближение, то концентрация зонных электронов в случае бимолекулярной рекомбинации определяется

выражением

$$n = \sqrt{\frac{G(T)}{VS}},$$

где V — тепловая скорость электронов, S — эффективное сечение e - V_k рекомбинации, $G(T)$ — скорость генерации электронов, участвующих в проводимости. Кулоновское сечение S , как и в [3], аппроксимировали степенным законом

$$S = CT^{-\alpha}. \quad (2)$$

Скорость генерации G представили в виде

$$G(T) = G_0 - G_{\Gamma}, \quad (3)$$

где G_0 — скорость генерации электронно-дырочных пар электронным пучком, G_{Γ} — скорость e - V_k рекомбинации в коррелированных электронно-дырочных парах. Для расчета G_0 использовали выражение [4]

$$G_0 = \frac{jE}{2E_q d}, \quad (4)$$

где $E = 0.15$ MeV — эффективная энергия электронов пучка, E_q — ширина запрещенной зоны, d — толщина кристалла. Для G_{Γ} можно записать выражение

$$G_{\Gamma} = G_k(1 - e^{-E/kT}), \quad (5)$$

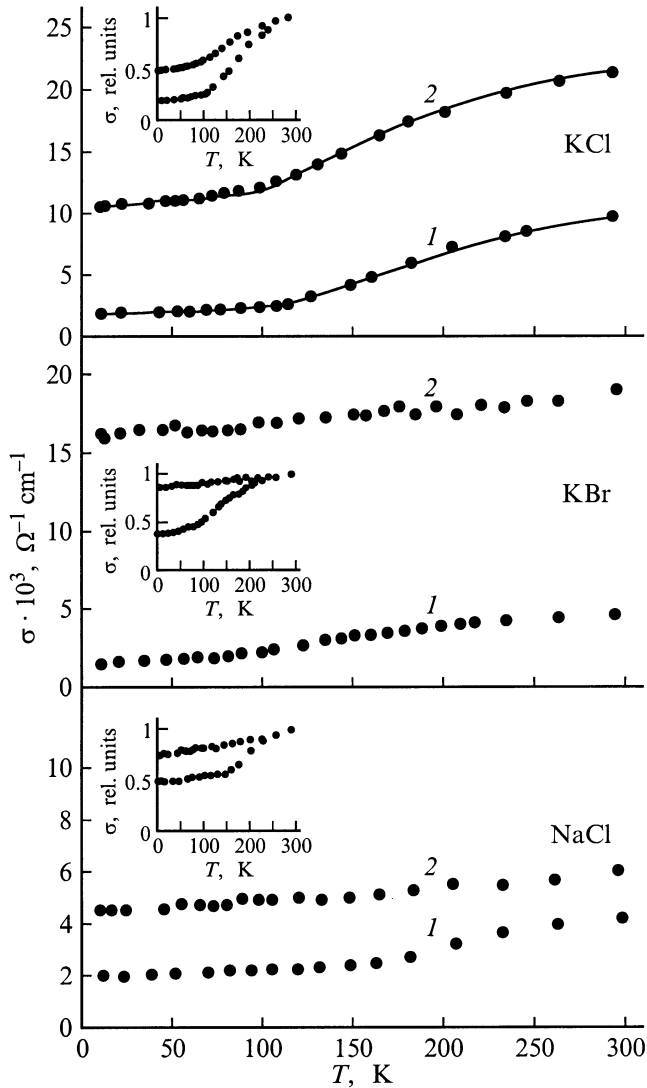
где G_k — скорость генерации коррелированных электронно-дырочных пар, а величина в скобках представляет собой вероятность для электрона покинуть своего генетического партнера в результате тепловых флуктуаций. Для тепловой скорости электронов использовали выражение

$$V = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}, \quad (6)$$

где $m^* = 0.5m_0$ — эффективная масса электрона.

Параметры уравнения (7) для кристалла KCl

Параметр	$j = 300 \text{ A/cm}^2$	$j = 700 \text{ A/cm}^2$
	$G_0 = 1.71 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$	$G_0 = 3.99 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$
$G_k, \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$	$1.7 \cdot 10^{27}$	$3.93 \cdot 10^{27}$
$C, \text{ cm}^2 \text{ K}^{3.5}$	$2.65 \cdot 10^{-4}$	$3.21 \cdot 10^{-4}$
$E, \text{ eV}$	0.06	0.04
α	3.5	3.5



Температурные зависимости проводимости кристаллов KCl, KBr и NaCl при различных плотностях возбуждения j , A/cm^2 : 1 — 300, 2 — 700. На вставках показаны значения σ , нормированные на максимальные значения.

С учетом выражений (1)–(6) рабочая формула для обработки экспериментальных данных имеет вид

$$\sigma = ne\mu = e\mu \left[\frac{G_0 - G_k(1 - e^{-E/kT})}{(3kT/m^*)^{1/2}CT^{-\alpha}} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Значение подвижности $\mu(T)$ взято из работ [5,6].

Сплошные кривые на рисунке построены по формуле (7) при значениях параметров, приведенных в таблице. Из представленных данных следуют два вывода. Во-первых, подавляющее большинство электронов и дырок термализуется в генетических парах ($G_k \approx G_0$). Во-вторых, увеличение j приводит к снижению параметра E .

Последний результат позволяет предположить, что при высоких плотностях возбуждения центры рекомбинации (V_k -центры) нельзя рассматривать как изолированные. Подобный эффект наблюдается в средне- и сильнолегированных полупроводниках, где с увеличением концентрации примеси энергия ионизации постепенно уменьшается, стремясь к нулю (см., например, [7]). В нашем случае электрон, термализующийся в генетической паре, можно рассматривать как захваченный на верхнее возбужденное состояние V_k -центра. При увеличении n с ростом плотности возбуждения j в условиях эксперимента начинаются перекрывание волновых функций центров и снижение активационного барьера E , что приводит к ослаблению зависимости $\sigma(T)$.

Список литературы

- [1] Б.П. Адуев, Г.М. Белокуров, В.Н. Швайко. ФТТ **37**, 8, 2537 (1995).
- [2] Б.П. Адуев, В.Н. Швайко. ФТТ **41**, 7, 1200 (1999).
- [3] Б.П. Адуев, В.М. Фомченко, В.Н. Швайко. ФТТ **41**, 3, 429 (1999).
- [4] Э.Д. Алукер, Д.Ю. Лусис, С.А. Чернов. Электронные возбуждения и радиолуминесценция щелочно-галогидных кристаллов. Зинатне, Рига (1979). 251 с.
- [5] R.K. Ahrenkiel, F.C. Brown. Phys. Rev. **A36**, 1, 223 (1964).
- [6] C.H. Seager, D. Emin. Phys. Rev. **B2**, 8, 3421 (1970).
- [7] Р. Смит. Полупроводники. Мир, М. (1982) 558 с.