

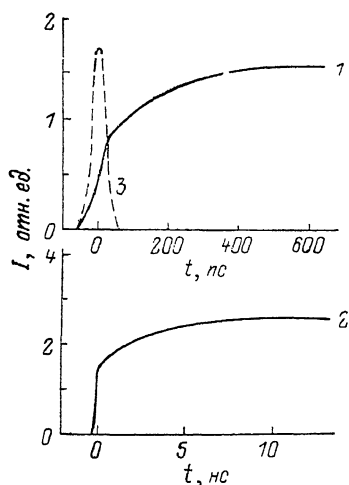
МЕХАНИЗМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ПРОЦЕССА В NaI—Tl

М. С. Абдрахманов, А. Э. Алукер, Б. З. Горбенко,
Р. Г. Дейч, Г. С. Думбадзе

Исследованию механизма свечения щелочно-галогидных сцинтилляторов посвящено большое количество работ (см., например, обзоры [1, 2]), однако до сих пор не получены надежные экспериментальные оценки вкладов различных механизмов передачи энергии центрам люминесценции при комнатной температуре. Связано это обстоятельство в первую очередь с недостаточным временным разрешением аппаратуры, применявшейся для регистрации сцинтилляционной вспышки.

Активаторное свечение ($\lambda_{\max}=420$ нм) сцинтилляционного кристалла NaI—Tl (концентрация $Tl^+ = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³) возбуждалось импульсом электронов с параметрами: длительностью 50 пс, энергия электронов 450 кэВ, плотность тока 100 А/см². Люминесценция регистрировалась с помощью монохроматора и электронно-оптической камеры «Агат-СФ1», с временным разрешением не хуже 10 пс.

В кинетике нарастания свечения (см. рисунок) наблюдаются три стадии: «безынерционная» с $\tau_1 < 50$ пс, обуславливающая рост люминесценции во время импульса возбуждения, и две инерционные стадии с характерными временами $\tau_2=300$ пс и



Кинетика свечения NaI—Tl в полосе $\lambda_{\max}=420$ нм при 300 К (1, 2).

3 — импульс возбуждения.

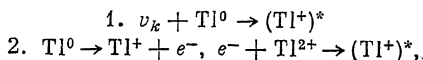
$\tau_3=4$ нс (τ_2 и τ_3 оценены по времени нарастания от 0.1 до 0.9 амплитуды, соответствующей стадии роста). Вклады стадий с τ_1 , τ_2 и τ_3 в амплитуду люминесценции при $t=10$ нс составляют 42, 25 и 33 % соответственно (погрешность не выше 10 %).

Как известно [2], свечение 420 нм возникает в результате излучательного распада возбужденного состояния иона активатора (Tl^+)* с временем $\tau_n=300$ нс при 300 К. Так как интенсивность люминесценции

$$I \sim n/\tau_n,$$

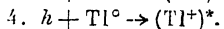
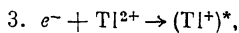
где n — концентрация (Tl^+)*, то при $t \ll \tau_n$ кинетика нарастания свечения отражает кинетику создания (Tl^+)*.

Обсудим механизм радиационно-стимулированных процессов, обуславливающих стадии роста с τ_1 , τ_2 и τ_3 . Согласно [2], свечение щелочно-галогидных сцинтилляторов при возбуждении в области переходов зона—зона обусловлено рекомбинационными процессами с участием как релаксированных, так и нерелаксированных электронов и дырок. В [3] экспериментально были получены температурные зависимости времени разрушения Tl^0 -центров τ_{Tl^0} и времени миграции автолокализованных дырок τ_p в NaI—Tl. Экстраполяция этих данных к комнатной температуре дает $\tau_p=300$ пс и $\tau_{Tl^0}=5$ нс, что в пределах погрешности эксперимента совпадает с τ_2 и τ_3 соответственно. Следовательно, инерционные стадии связаны с термически активированными рекомбинационными процессами



где Tl^0 и Tl^{2+} — ионы активатора, захватившие электрон или дырку.

«Безынерционная» стадия нарастания обусловлена процессами с участием нерелаксированных носителей заряда



Принимая во внимание малое время автолокализации дырок $\tau_a \approx 1 \div 10$ пс [4], можно предположить, что основной вклад в «безынерционную» стадию вносит процесс 3. В этом случае величина τ_1 характеризует время жизни электрона в зоне до рекомбинации или захвата Tl^+ -центром. Поскольку значительная часть электронов образует Tl^0 -центры (стадии τ_2 и τ_3), время жизни электронов контролируется именно процессом захвата на активатор. Учитывая, что для времени жизни электрона можно записать

$$1/\tau_1 = \sigma N v,$$

где σ — сечение захвата электрона Tl^+ , N — концентрация Tl^+ , v — тепловая скорость электрона, то при $\tau_1 < 50$ пс, $N = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $v = 10^7$ см/с получаем нижнюю оценку $\sigma > 10^{-15}$ см 2 . Точная оценка σ может быть получена при меньших концентрациях активатора в кристалле.

Таким образом, при 300 К около 60 % светосуммы сцинтилляционной вспышки NaI—Tl обусловлено термически активированными процессами 1 и 2, а 40% — быстрой передачей энергии с участием нерелаксированных электронов и дырок.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Луцк Ч. Б., Соовик Т. А. // Тр. ИФ АН ЭССР. 1966. № 34. С. 68—88.
- [2] Алукер Э. Д., Гаврилов В. В., Дейч Р. Г., Чернов С. А. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочно-галогидных кристаллах. Рига, 1987. 183 с.
- [3] Алукер Э. Д., Гаврилов В. В., Дейч Р. Г., Чернов С. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 6. С. 1879—1981.
- [4] Suzuki Y., Hirai M. // Semiconductors and Insulators. 1983. V. 5. N 3—4. P. 445—455.

Институт физики АН ЛатвССР
Саласпилс

Поступило в Редакцию
21 декабря 1988 г.

УДК 536.631 : 536.424

Физика твердого тела. том 31, в. 5, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 5, 1989

ТЕПЛОЕМКОСТЬ КРИСТАЛЛА $RbAlF_4$

В. Н. Воронов, М. В. Горев, Л. А. Кот, И. Н. Флёров

Среди слоистых перовскитоподобных кристаллов со структурой $TlAlF_4$ наиболее подробно изученным является $RbAlF_4$, претерпевающий последовательность фазовых переходов (ФП) $G_0 \rightarrow G_1 \rightarrow G_2$ соответственно при $T_1 = 553$ и $T_2 = 282$ К [1]. Искажения исходной тетрагональной структуры (пространственная группа D_{4h}^1) при ФП связаны в основном с поворотами октаэдров AlF_6 . В фазе $G_1 - D_{4h}^5$ октаэдры повернуты вокруг тетрагональной оси исходной фазы, что в терминах [2] соответствует символу $(OO\theta)$. В ромбической фазе $G_2 - D_{3h}^{13}$ добавляются повороты октаэдров вокруг осей a и b , лежащих в плоскости слоя $(\Psi_1\Psi_2\theta)$. В [3] было обнаружено, что ФП в $RbAlF_4$ сопровождаются конденсацией мягких мод $M_3(T_1)$ и $X_3^1(T_2)$ и, таким образом, являются превращениями типа смещения. Температурные зависимости частоты мягкой моды X_3^1 и дву-