

Полученные в данной работе значения перестроечных коэффициентов $dJ/dJ = 2$ МГц/мА для лазера № 1 свидетельствуют о повышенной стабильности линии генерации по отношению к флуктуациям тока накачки. Стабильность тока накачки ~ 10 мкА достаточна для стабилизации спектральной линии генерации в пределах 20 кГц.

Приведенные результаты показывают, что бистабильный режим с узкой спектральной линией генерации (< 1 МГц) в квантоворазмерных лазерах на основе *InGaAsP / InP* с внешним высокочастотным резонатором реализуется в широких интервалах тока накачки (20–60 мА). Такие лазеры могут широко использоваться в когерентной волоконно-оптической связи, голографии и оптиковолокнистых устройствах с управлением когерентными свойствами излучения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гарбузов Д.З., Зайцев С.В., Колышкин В.И., Кулагина М.М., Мокина И.А., Нивин А.Б., Овчинников А.В., Тарасов И.С. – Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 2, с. 99–104.
- [2] Беловолов М.И., Гарбузов Д.З., Дьянов Е.М., Зайцев С.В., Крюков А.П., Тарасов И.С. – Письма в ЖТФ, т. 14, № 23, с. 2116.
- [3] Богатов А.П., Елисеев П.Г. В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1986, т. 35, с. 208–269.

Поступило в Редакцию
12 июня 1988 г.

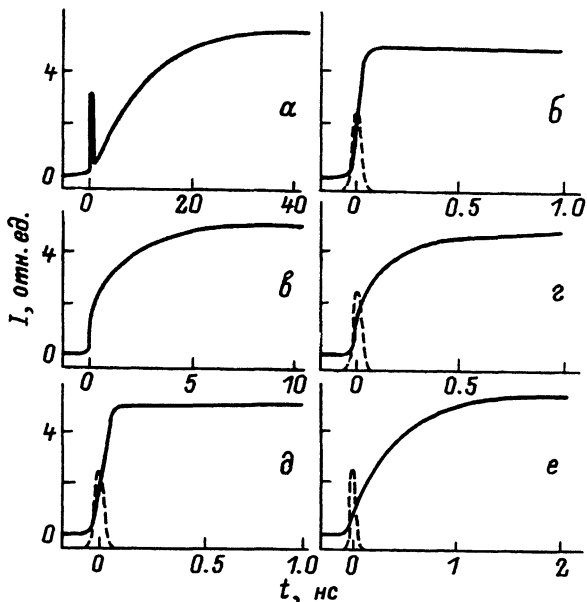
Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

КИНЕТИКА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ШЕЛОЧНОГАЛОИДНЫХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ СУБНАНОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

А.Э. А л у к е р, Р.Г. Д е й ч,
Г.С. Д у м б а д з е

Изучение кинетики люминесценции сцинтилляторов, в том числе фронтов нарастания сцинтилляционных импульсов, имеет большое значение как для понимания физики сцинтилляционного процесса, так и для практического применения сцинтилляторов в различных областях науки и техники. Экспериментальные данные о кинетике люминесценции щелочногалогидных сцинтилляторов получены в основном в экспериментах с наносекундным временным разрешением (см., например, обзор [1]).



Кинетика нарастания люминесценции кристаллов при возбуждении импульсами электронов. а - $CsI-Tl$, $h\nu = 2.25$ эВ, $T = 300$ К; б - $KI-Tl$, $h\nu = 2.92$ эВ, $T = 300$ К; в, г - $NaI-Tl$, $h\nu = 2.95$ эВ, $T = 300$ К; д - KI , $h\nu = 3.31$ эВ, $T = 80$ К; е - CsI , $h\nu = 3.54$ эВ, $T = 80$ К. Штриховой линией на рисунках б, г, д, е показан импульс тока ускорителя.

В наших экспериментах исследуемые монокристаллы CsI , $CsI-Tl$, KI , $KI-Tl$, $NaI-Tl$ облучались одиночными импульсами сильноточного ускорителя электронов (энергия ~ 450 кэВ, длительность импульса на полувысоте ~ 50 пс, плотность тока на образце ~ 100 А/см²). Люминесценция кристаллов регистрировалась через монохроматор $SPM-2$ электронно-оптической камерой «Агат-СФ1». Временное разрешение в условиях эксперимента ~ 10 пс.

Фронт нарастания люминесценции $CsI-Tl$ в максимуме полосы активаторного свечения ($h\nu_{max} = 2.25$ эВ) при $T = 300$ К приведен на рисунке, а. Время нарастания t_H активаторной люминесценции от $0.1 I_{max}$ до $0.9 I_{max}$, где I_{max} - максимальная интенсивность сигнала, составляет 30 нс, что совпадает с данными, полученными на установках с наносекундным временным разрешением [2]. На переднем крае фронта нарастания наблюдается импульс сверхбыстрой люминесценции (СБЛ) CsI (полоса СБЛ расположена в области 1.45–2.5 эВ), обнаруженной в [3] и связанной с излучательными переходами внутри валентной зоны. Импульс СБЛ повторяет форму импульса возбуждения, что позволило дать для времени затухания этой люминесценции оценку $\tau \leq 10$ пс. Основной вклад в инерционное нарастание активаторной полосы люминесценции $CsI-Tl$ вносит,

по-видимому, рекомбинация релаксированных дырок на Tl^0 -центрах [1].

Более интересны данные для активаторной люминесценции $KI-Tl$ ($h\nu_{max} = 2.92$ эВ) (см. рисунок, б). Время нарастания люминесценции t_n в пределах погрешности эксперимента совпадает с длительностью возбуждающего импульса, т.е. не превышает 100 пс, что позволяет уточнить даваемые ранее оценки $t_n \leq 1$ нс [2]. Единственный механизм, который может обеспечить такое быстрое нарастание — это рекомбинация электронов и дырок на активаторе без промежуточных локализаций.

На рисунке, в, г представлена кинетика нарастания активаторной люминесценции сцинтилляционного кристалла $NaI-Tl$ ($h\nu_{max} = 2.95$ эВ) при 300 К. Хорошо выделяются три стадии роста интенсивности. I-я стадия — безынерционная и наблюдается во время действия импульса возбуждения в интервале $-50-50$ пс, II-я и III-я стадии — инерционные с характерными временами ~ 200 пс и ~ 3 нс. Экстраполяция данных по кинетике термически активированных процессов в $NaI-Tl$ [4] к комнатной температуре позволяет сделать вывод о том, что II-я стадия определяется миграцией V_K -центров и их рекомбинацией с Tl^0 -центрами, а III-я обусловлена разрушением Tl^0 -центров. Безынерционная стадия I, по-видимому, определяется рекомбинацией свободных электронов с Tl^{++} -центрами. В этом случае для времени жизни электрона в зоне проводимости имеем $\tau \approx 10$ пс. Поскольку время затухания люминесценции достаточно велико (~ 300 нс [1]), кинетика нарастания отражает кинетику создания центров свечения — возбужденных состояний $(Tl^+)^*$. По данным рисунка, в, г получаем для вкладов различных процессов, приводящих к созданию центров свечения, следующие величины: электронная рекомбинация без промежуточных захватов $\sim 25\%$, дырочная рекомбинация с участием V_K -центров $\sim 25\%$, электронная рекомбинация с участием Tl^0 -центров $\sim 50\%$.

На рисунке, д, е представлены импульсы люминесценции триплетных автолокализованных экситонов (АЛЭ) KI и CsI при $T = 80$ К (максимумы полос при 3.31 эВ и 3.69 эВ для KI и CsI соответственно). Практически безынерционное нарастание свечения АЛЭ в KI активаторной полосе в $KI-Tl$ указывает либо на малое время жизни электрона в зоне до рекомбинации с V_K и Tl^{++} -центрами, либо на то, что сцинтилляционный импульс в этих кристаллах формируется преимущественно за счет рекомбинации в генетических парах $e-V_K$ и $e-Tl^{++}$. Фронт нарастания люминесценции АЛЭ в CsI значительно превышает длительность возбуждающего импульса. Как известно [5], при возбуждении щелочногалогидных кристаллов в области переходов зона-зона автолокализованный экситон возникает в результате рекомбинации зонного электрона с V_K -центром. Поскольку время жизни экситона, составляющее при данной температуре величину ~ 1 мкс [6], значительно превышает фронт нарастания, а время нарастания намного превосходит длительность возбуждающего импульса, то в этом случае в простой модели бимолекулярной рекомбинации, рассмотренной в [7], для интенсивности свечения АЛЭ имеем:

$$I \sim n_0 \cdot \frac{t/\tau_{1/2}}{1 + t/\tau_{1/2}},$$

где n_0 - начальная концентрация электронов в зоне проводимости, создаваемая импульсом возбуждения, $\tau_{1/2}$ - время полуспада концентрации электронов.

Экспериментальная кривая нарастания хорошо описывается этой зависимостью при $\tau_{1/2} = 400$ пс. Время полуспада концентрации электронов в рамках газокинетических представлений записывается так:

$$\tau_{1/2} = \frac{1}{\sigma v n_0},$$

где σ - сечение захвата электронов V_K -центром, $v = 5 \cdot 10^6$ см/кс⁻¹ - тепловая скорость электронов (при 80 К). Величина n_0 была оценена в [7] и составляет $n_0 \approx 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Для сечения рекомбинации электронов на V_K -центрах получим $\sigma \approx 10^{-14}$ см². Это значение совпадает с оценкой, полученной по кинетике образования F -центров в CSl [8], и согласуется с величиной сечения рекомбинации на кулоновских центрах [9]. Такое совпадение может служить подтверждением правильности объяснения инерционного нарастания люминесценции АЛЭ в CSl кинетикой рекомбинации электронов с V_K -центрами.

Таким образом, в кинетике нарастания свечения щелочногалоидных сцинтилляторов при возбуждении импульсами электронов длительностью ~ 50 пс проявляются рекомбинационные процессы как с участием свободных носителей заряда, так и с промежуточным захватом носителей.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ш а м о в с к и й Л.М. Кристаллофосфоры и сцинтилляторы в геологии. М.: Недра, 1985. 240 с.
- [2] А л у к е р Э.Д., Г а в р и л о в В.В., Д е й ч Р.Г., Ч е р н о в С.А. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в ШГК. Рига: Зинатне, 1987. 184 с.
- [3] А л у к е р Э.Д., Г а в р и л о в В.В., Д е й ч Р.Г., Ч е р н о в С.А. - Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 47, в. 2, с. 116-117.
- [4] А л у к е р Э.Д., Г а в р и л о в В.В., Д е й ч Р.Г., Ч е р н о в С.А. - ФТТ, 1984, т. 26, в. 6, с. 1879-1881.
- [5] Y o s h i n a r i T., I w a n o H., H i r a i M. - J. Phys. Soc. Japan, 1976, v. 45, N 5, p. 300-302.
- [6] К р а в ч е н к о В.А., Л и с и ц ы н В.М., Я к о в л е в В.Ю. - ФТТ, 1985, т. 27, в. 7, с. 2181-2183.
- [7] А л у к е р Э.Д., Д е й ч Р.Г., Д у м б а д з е Г.С. - Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук, 1987, № 4, с. 17-21.

- [8] А л у к е р Э.Д., Г а в р и л о в В.В., Г а д о н а с Р.А., Д е й ч Р.Г., К р а с а у с к а с В.В., П и с к а р с к а с А.С. - ФТТ, 1987, т. 29, с. 1600-1602.
- [9] А н т о н о в - Р о м а н о в с к и й В.В. Введение в кинетику фотолюминесценции кристаллофосфоров. М.: Наука, 1966. 324 с.

Поступило в Редакцию
23 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

Э.М. А г а б е к я н, А.Г. И в а н о в

Явлению агрегирования в концентрированных магнитных жидкостях (КМЖ), представляющих собой коллоидный раствор мельчайших $\sim 100 \text{ \AA}$ магнитных частиц с объемной фазой $\varphi \approx 0.1$, посвящено в последнее время множество работ (см. обзор, [1]). В этих и других работах последних лет все чаще проводится определенная аналогия между КМЖ и спин-стекольными системами. Наряду с указанной общностью, в интерпретациях разными авторами экспериментальных результатов и состояния системы суперпарамагнитных частиц в КМЖ имеются существенные принципиальные различия. Так, в [2] по смещению максимума на графике температурной зависимости действительной части восприимчивости $\chi'(T)$ в сторону низких температур в интервале от -20°C до -40°C при уменьшении частоты от 10^3 до 10 Гц сделан вывод о том, что система частиц в КМЖ переходит в состояние дипольного стекла (ДС), аналогичное спин-стекольному. Ошибочность вывода заключается в том, что в работе не учитывалась возможность образования в КМЖ агрегатов из отдельных частиц, несмотря на то что исследования проводились на высококонцентрированных магнитных жидкостях с $\varphi = 0.1-0.2$, в которых агрегирование, как известно, происходит даже в отсутствие внешнего поля. В отличие от [2] наиболее правдоподобной, по мнению авторов [3], является кластерная модель КМЖ, которая рассматривает жидкость как набор не взаимодействующих областей (кластеров) со структурой типа ДС. Однако результаты динамической восприимчивости КМЖ интерпретируются здесь без учета влияния суперпарамагнитной фазы. В то же время экспериментально и теоретически установлено [1, 4, 6], что в результате межчастичного взаимодействия магнитный коллоид расслаивается на концентрированные области (кластеры) с числом частиц в отдельном кластере до 10^6 и более, пространство между которыми заполняет обедненный суперпарамагнитный газ из отдельных частиц.