

# СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ МОЛИБДАТА СТРОНЦИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ГОЛЬМИЯ

*М. Е. Дорошенко, П. Г. Зверев, В. Г. Иванова*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва

## Введение

В настоящее время большой интерес представляет создание двухмикронных лазеров на кристаллах и стеклах, активированных ионами  $\text{Ho}^{3+}$  (переход  $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_8$ ). Введение ионов гольмия в кристаллы, обладающие высокими коэффициентами ВКР-преобразования, позволяет расширить спектральный диапазон получаемого лазерного излучения за счет генерации Стоксовых компонент. Молибдат стронция обладает высоким коэффициентом ВКР усиления, высокими показателями механической прочности и лучевой стойкости, он не гигроскопичный. Поэтому полифункциональный кристалл  $\text{SrMoO}_4$ , активированный ионами  $\text{Ho}^{3+}$ , может одновременно работать как активная лазерная среда и нелинейная ВКР-активная среда и быть основой создания компактных твердотельных лазеров на новых спектральных компонентах, оптимальных для конкретных приложений. Использование полифункциональных активных сред позволит разработать более компактные и надежные в работе лазеры, обладающие широким набором рабочих длин волн [1].

Целью настоящей работы было исследование спектрально-люминесцентных свойств ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле  $\text{SrMoO}_4$ . Для этого были подробно исследованы спектры поглощения кристалла в области 350–2300 нм, с помощью теории Джадда–Офельта [2, 3] определены параметры интенсивности оптических переходов и рассчитаны вероятности переходов, коэффициенты ветвления люминесценции и времена жизни для отдельных уровней. В дальнейшем были проведены экспериментальные изменения времен жизни этих уровней и проведена оценка вклада безизлучательных процессов и релаксацию.

## Экспериментальные исследования

Исследуемый образец толщиной 3 мм был изготовлен из кристалла  $\text{Ho}^{3+}:\text{SrMoO}_4$ , выращенного в ИОФ РАН методом Чохральского на воздухе. Концентрация примесных ионов  $\text{Ho}^{3+}$  составляла  $3,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . С помощью двухканального спектрометра Cary-5000 были измерены поляризованные спектры поглощения кристалла в области 350–2300 нм.

Обработка и анализ спектров поглощения проводился с помощью программы Origin8.0. Расчет параметров интенсивности оптических переходов, вероятности переходов между уровнями в рамках теории Джадда–Офельта проводился в среде MathCad 11. Расчет экспериментального времени жизни проводился с помощью программы Sigma Plot 2000 и программы Peakfit.

Экспериментальное измерение времени жизни возбуждения на уровнях иона  $\text{Ho}^{3+}$  проводилось при помощи установки, собранной на базе импульсного неодимового лазера. Использовались две активные среды лазера:  $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (1,064 мкм) и  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAlO}_3$  (1,078 мкм), удвоение частоты и лазер на красителе Родамин 640. Спектральная селекция спектра люминесценции проводилась с помощью монохроматора МДР-4. Кинетика люминесценции регистрировалась ФЭУ-83 и цифровым осциллографом Tektronix TDS2012.

# Спектры поглощения и расчет параметров интенсивности оптических переходов в ионах $\text{Ho}^{3+}$ в кристалле $\text{SrMoO}_4$

С помощью двухканального спектрометра Cary-5000 были измерены поляризованные спектры поглощения кристалла  $\text{Ho}^{3+}:\text{SrMoO}_4$  в области 300–2500 нм. На рис. 1 представлен спектр поглощения кристалла  $\text{SrMoO}_4$  с ионами  $\text{Ho}^{3+}$  для  $\pi$  поляризации.

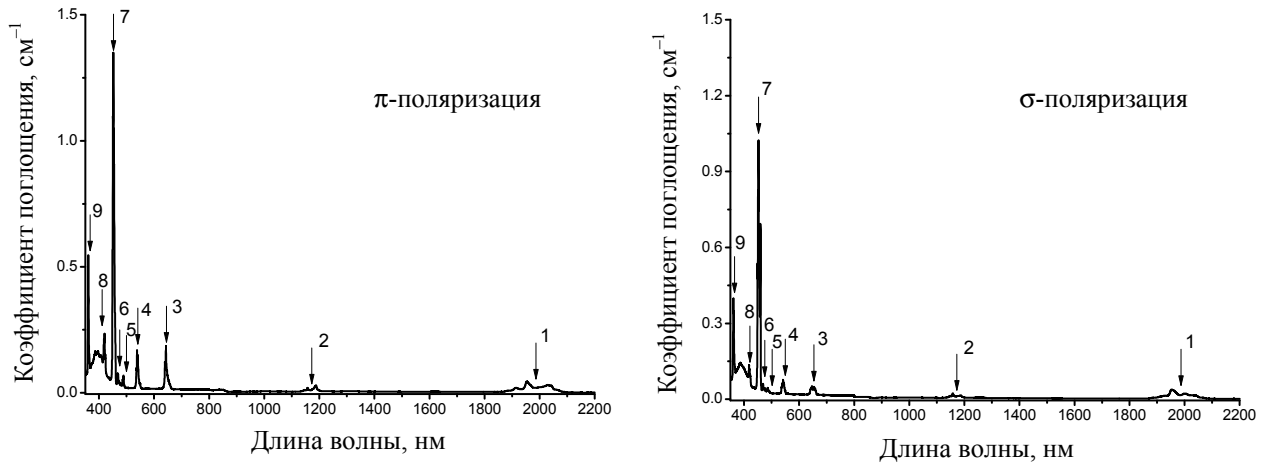


Рис. 1. Спектры поглощения кристалла  $\text{Ho}^{3+}:\text{SrMoO}_4$  при комнатной температуре для двух ориентаций исследуемого образца

В спектре наблюдались полосы поглощения, характерные оптическим переходам в ионе  $\text{Ho}^{3+}$  с основного энергетического состояния  $^5\text{I}_8$  на возбужденные, соответственно: 1 –  $^5\text{I}_8 - ^5\text{I}_7$  (1985 нм), 2 –  $^5\text{I}_8 - ^5\text{I}_6$  (1180 нм), 3 –  $^5\text{I}_8 - ^5\text{F}_5$  (648 нм), 4 –  $^5\text{I}_8 - ^5\text{S}_2 + ^5\text{F}_4$  (540 нм), 5 –  $^5\text{I}_8 - ^5\text{F}_3$  (485 нм), 6 –  $^5\text{I}_8 - ^5\text{F}_2 + ^3\text{K}_8$  (470 нм), 7 –  $^5\text{I}_8 - ^5\text{G}_6 + ^5\text{F}_1$  (453 нм), 8 –  $^5\text{I}_8 - ^5\text{G}_5$  (420 нм), 9 –  $^5\text{I}_8 - ^3\text{H}_6$  (361 нм).

Данные из спектров поглощения нами были использованы для вычисления параметров Джадда–Офельта и оценки излучательного времени жизни в ионах  $\text{Ho}^{3+}$  на некоторых уровнях. В теории Джадда–Офельта сила линий для электродипольного перехода между двумя уровнями, может быть выражена через феноменологические параметры  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ) следующим образом:

$$S_{ed}^{JJ'}(J \rightarrow J') = \sum_{t=2,4,6} \Omega_t \left| \langle (S, L) J \| U^{(t)} \| (S', L') J' \rangle \right|^2, \quad (1)$$

где  $\| U^{(t)} \|$  – матричные элементы единичных тензорных операторов, соответствующие переходу с  $J$  уровня на  $J'$  уровень для свободного иона  $\text{Ho}^{3+}$ . В нашем анализе мы использовали расчетные значения  $U^{(t)}$  из работы [4]. Отметим, что каждому переходу соответствуют по три значения  $U^{(t)}$ , однако, если в спектре поглощения две или более линий перекрываются, то необходимо брать сумму значений соответствующих матричных элементов.

С другой стороны, между уровнями могут существовать магнитно-дипольные переходы, которые разрешены согласно правилам отбора:  $S^J - S^{J'} = 0$ ,  $L^J - L^{J'} = 0$ ,  $J^J - J^{J'} = 0, \pm 1$ . Сила линии для магнитно-дипольного перехода между  $J$  и  $J'$  уровнями вычисляется по следующей формуле

$$S_{md}^{JJ'} = \left( \frac{h}{4\pi mc} \right)^2 \left| \langle (S, L) J \| L + 2S \| (S', L') J' \rangle \right|^2, \quad (2)$$

здесь  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света в вакууме,  $m$  – масса электрона,  $L + 2S$  – магнитно-дипольный оператор, который вычисляется согласно [4].

Согласно теории Джадда–Офельта экспериментальные силы осциллятора,  $f_{\text{exp}}$ , переходов между основным уровнем  $^5I_8$  и возбужденными уровнями  $J'$ , могут быть рассчитаны

$$f_{\text{exp}} = \frac{mc^2}{\pi e^2 N_c \lambda^2} \Gamma, \quad (3)$$

где  $\Gamma$  – интегральная оптическая плотность для каждой полосы поглощения, определяемая как:

$$\Gamma = \frac{\ln 10 \int D(\lambda) d\lambda}{L}, \quad (4)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $N_0$  – концентрация иона  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле,  $\lambda$  – средняя длина волны полосы поглощения, здесь  $L$  – толщина образца,  $D(\lambda)$  – измеренная оптическая плотность. Заметим, что шеелитовый кристалл  $\text{SrMoO}_4$  является анизотропным. Ранее было показано, что в анизотропных одноосных средах, что экспериментальные силы осциллятора  $f_{\text{exp}}$ , необходимо определить независимо для  $\sigma$  и  $\pi$  ориентации. В дальнейшем для анализа Джадда–Офельта необходимо использовать усредненную экспериментальную силу осциллятора, которая определяется как

$$\bar{f}_{\text{exp}} = \frac{(f_{\text{exp}\pi} + 2f_{\text{exp}\sigma})}{3}, \quad (5)$$

Значения интегральной оптической плотности исследованного образца для двух поляризаций  $\Gamma_\pi$  и  $\Gamma_\sigma$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения интегральных плотностей кристалла  $\text{Ho}^{3+}:\text{SrMoO}_4$

Энергетический переход $^5I_8 -$	$\lambda_\pi$ , нм	$\lambda_\sigma$ , нм	$\Gamma_\pi$ , нм/см	$\Gamma_\sigma$ , нм/см
$^5I_7$	1984,20	1986,90	27,50	21,30
$^5I_6$	1173,80	1184,80	7,31	6,37
$^5F_5$	644,81	649,85	11,25	4,50
$^5S_2 + ^5F_4$	539,77	541,61	8,46	4,19
$^5F_2 + ^3K_8$	469,59	469,67	1,584	1,43
$^5G_6 + ^5F_1$	452,69	453,50	62,84	56,45
$^5G_5$	419,26	419,21	5,56	2,56
$^3H_6$	361,40	361,82	10,68	9,47

Вычисленные значения сил осциллятора, включающие в себя вклад электродипольных и магнитодипольных моментов, для переходов из состояния  $J$  в состояние  $J'$ , можно рассчитать, используя расчетную силу переходов следующим образом

$$f_{ed}^{JJ'} = \chi \frac{8\pi^2 mc}{3h\lambda(2J+1)} S_{ed}^{JJ'}, \quad (6)$$

$$f_{md}^{JJ'} = \frac{nh}{6mc\lambda(2J+1)} S_{md}^{JJ'}, \quad (7)$$

$$\chi_{\pi} = \frac{(n_{\pi}^2 + 2)^2}{9n\pi}, \quad \chi_{\sigma} = \frac{(n_{\sigma}^2 + 2)^2}{9n\sigma}, \quad (8)$$

где  $\chi_{\pi, \sigma}$  – локальное поле Лоренца для коэффициента поглощения среды, которое вычисляется по формулам (8) для  $\pi$  и  $\sigma$  поляризации соответственно,  $J$  – полный угловой момент начального состояния, для  $\text{Ho}^{3+}$   $J = 8$ , где  $n_0$  и  $n_e$  – значения обыкновенного и необыкновенного показателя преломления в кристалле  $\text{SrMoO}_4$ , которые можно рассчитать по формулам (9) и (10) [5].

$$n_0^2 = 4,1366 + \frac{76,882}{\lambda^2 - 36,374}, \quad (9)$$

$$n_e^2 = 4,1569 + \frac{76,882}{\lambda^2 - 46,482}. \quad (10)$$

Параметры интенсивности  $\Omega_i$  могут быть получены исходя из экспериментальных сил осцилляторов методом наименьших квадратов. Расчетные и экспериментальные силы осцилляторов приведены в табл. 2. Корень среднеквадратичного отклонение между экспериментальными и расчетными силами линий, был получен по формуле

$$rm\Delta S = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(S_{\text{exp}} - S_{\text{calc}})^2}{N-3}}, \quad (11)$$

где  $N$  – количество анализируемых полос поглощения. Параметры интенсивности составили:  $\Omega_2 = 18,37 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_4 = 4,32 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_6 = 1,13 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ , среднеквадратичное отклонение  $rm\Delta S = 1,96 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ .

Таблица 2

*Экспериментальные и расчетные значения сил переходов для исследованных полос поглощения ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле  $\text{SrMoO}_4$*

Энергетические переходы	$\lambda_{\pi}$ , нм	$f_{\text{exp}}, \pi \cdot 10^{-6}$	$f_{\text{exp}}, \sigma \cdot 10^{-6}$	$f_{\text{exp}}, \cdot 10^{-6}$	$f_{\text{cal}}, \cdot 10^{-6}$	$\Delta f, 10^{-6}$
$^5\text{I}_8 - ^5\text{I}_7$	1985,58	2,45 (ED) 0,62(MD)	1,89 (ED) 0,62(MD)	2,08 (ED) 0,62(MD)	1,36 (ED)	0,72
$^5\text{I}_8 - ^5\text{I}_6$	1179,30	1,86	1,59	1,68	1,23	0,45
$^5\text{I}_8 - ^5\text{F}_5$	647,33	9,51	3,74	5,67	5,25	0,42
$^5\text{I}_8 - ^5\text{S}_2 + ^5\text{F}_4$	540,69	10,21	5,02	6,75	5,39	1,36
$^5\text{I}_8 - ^5\text{G}_6 + ^5\text{F}_1$	453,09	107,8	96,53	100,30	100,70	0,40
$^5\text{I}_8 - ^5\text{G}_5$	419,23	11,12	5,12	7,12	8,06	0,93
$^3\text{H}_6$	361,61	28,76	25,44	26,55	19,04	7,51

В табл. 3 приведены параметры интенсивности ионов  $\text{Ho}^{3+}$  для некоторых кристаллов по литературным данным. В таблице представлен также расчетный параметр спектроскопического качества  $X$ , который свидетельствует о потенциале кристалла для его использования в качестве высокоэффективной лазерной среды. Видно, что в кристалле  $\text{Ho}^{3+} : \text{SrMoO}_4$  он почти в два раза выше, чем в ИАГ,  $\text{YVO}_4$ ,  $\text{LiNbO}_3$ , близок к значению в другом шеелитовом кристалле  $\text{SrWO}_4$ .

Сравнение параметров интенсивности ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в некоторых матрицах

Кристалл	$\Omega_2, 10^{-20} \text{ см}^2$	$\Omega_4, 10^{-20} \text{ см}^2$	$\Omega_6, 10^{-20} \text{ см}^2$	$X = \Omega_4/\Omega_6$	Ссылка
$\text{SrMoO}_4$	18,37	4,32	1,13	3,82	Настоящая работа
ИАГ	0,04	2,67	1,89	1,41	[6]
$\text{YVO}_4$	7,5	4,0	1,9	2,1	[7]
$\text{LiNbO}_3$	4,3	5,11	1,89	2,7	[8]
$\text{SrWO}_4$	11,24	3,95	1,23	3,2	[9]

Используя полученные значения параметров интенсивности переходов, можно рассчитать вероятности излучательных переходов с уровня  $J$  на нижележащие уровни  $J'$  по следующей формуле:

$$A(J, J') = \frac{64\pi^4 e^2}{3h\bar{\lambda}^3 (2J'+1)} \left[ n \left( \frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 S_{ed} + n^2 S_{md} \right], \quad (12)$$

В этой общей формуле учитывается себя вклад электродипольных и магнитодипольных составляющих перехода. Для переходов между уровнями, включающими в себя только электродипольный момент,  $S_{md}$  необходимо взять равным нулю. Вероятность спонтанного излучения и излучательное время жизни  $\tau_{\text{rad}}$  уровня определяется суммой вероятностей излучательных переходов по всем нижележащим уровням  $J'$ :

$$\tau = \frac{1}{\sum_{J'} A_{JJ'}}. \quad (13)$$

Расчетные вероятности излучательных переходов  $A(J, J')$  позволяют определить теоретические коэффициенты ветвления  $\beta_{JJ'}$  люминесценции с уровня  $J$  на нижележащие уровни  $J'$ .

$$\beta_{JJ'} = \frac{A_{JJ'}}{\sum_{J'} A_{JJ'}}. \quad (14)$$

Вероятности спонтанных переходов, расчетное излучательное время жизни и коэффициенты ветвления для уровней  ${}^5\text{I}_7$ ,  ${}^5\text{I}_6$ ,  ${}^5\text{F}_5$  и полосы  ${}^5\text{S}_2 + {}^5\text{F}_4$  представлены в табл. 4.

Таблица 4

Вычисленные значения вероятностей спонтанного излучения, коэффициентов ветвления и времени жизни различных переходов в кристалле  $\text{Ho}^{3+} : \text{SrMoO}_4$

Начальный уровень $J$	Конечный уровень $J'$	$A(JJ'), \text{ с}^{-1}$	$\beta$	$\tau, \text{ мс}$
${}^5\text{I}_7$	${}^5\text{I}_8$	129,29 ED 23,07 MD	1	6,5
${}^5\text{I}_6$	${}^5\text{I}_7$	33,21ED 7,43 MD	0,114 0,026	3,4
	${}^5\text{I}_8$	250,86	0,861	
${}^5\text{F}_5$	${}^5\text{I}_4$	0,113	$2,36 \cdot 10^{-5}$	0,21
	${}^5\text{I}_5$	14,31	$2,99 \cdot 10^{-3}$	
	${}^5\text{I}_6$	172,78	0,036	
	${}^5\text{I}_7$	1003	0,21	
	${}^5\text{I}_8$	3592	0,751	

Начальный уровень $J$	Конечный уровень $J'$	$A(JJ')$ , $\text{с}^{-1}$	$\beta$	$\tau$ , мс
${}^5\text{S}_2 + {}^5\text{F}_4$	${}^5\text{F}_5$	52,919 ED	$6,67 \cdot 10^{-3}$	0,12
		5,601 MD	$7,06 \cdot 10^{-4}$	
	${}^5\text{I}_4$	52,838	$6,66 \cdot 10^{-3}$	
	${}^5\text{I}_5$	209,87	0,026	
	${}^5\text{I}_6$	664,562	0,084	
	${}^5\text{I}_7$	1399	0,176	
	${}^5\text{I}_8$	5549	0,699	

### Измерение экспериментального времени жизни люминесценции в ионах $\text{Ho}^{3+}$ в кристалле $\text{SrMoO}_4$

Экспериментальные времена жизни люминесценции ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле  $\text{SrMoO}_4$  снимались при комнатной температуре. Люминесценция ионов  $\text{Ho}^{3+}$  на переходе  ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_8$  наблюдалась в области 2050 нм при их возбуждении излучением импульсного лазерного диода с длиной волны 445 нм. Релаксация возбуждения хорошо описывается одноэкспоненциальной кривой (рис. 3). Измеренное время жизни уровня  ${}^5\text{I}_7$  составило 5,9 мс, что несколько короче расчетного значения (табл. 4).

Для измерения времени жизни возбуждения на уровне  $({}^5\text{S}_2 + {}^5\text{F}_4)$  использовалось вторая гармоника излучения импульсного  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAlO}_3$  лазера с длиной волны 539 нм и длительностью импульса 15 нс. В этом случае люминесценция ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле  $\text{SrMoO}_4$  регистрировалась на переходе  $({}^5\text{S}_2 + {}^5\text{F}_4) \rightarrow {}^5\text{I}_7$  на длине 766 нм. Кривая затухания люминесценции показана на рис. 4. Видно, что время жизни уровня  $({}^5\text{S}_2 + {}^5\text{F}_4)$  равняется 3,09 мкс, что значительно короче расчетного времени.

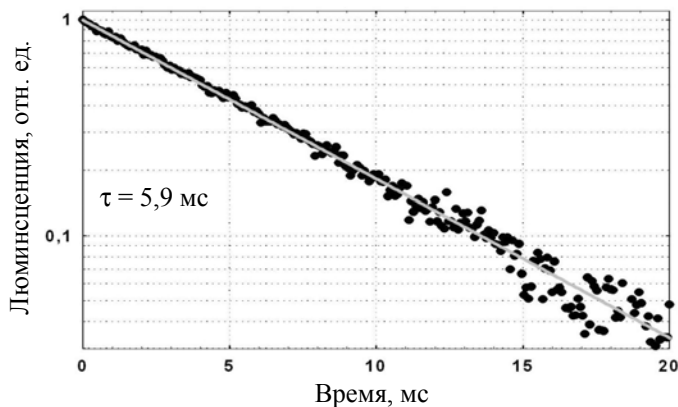


Рис. 3. Кривая затухания люминесценции в ионах  $\text{Ho}^{3+}$  на переходе на переходе  ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_8$  в кристалле  $\text{SrMoO}_4$  при возбуждении излучением с длиной волны 445 нм

При возбуждении излучением  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAlO}_3$  лазера с длиной волны 539 нм в кристалле  $\text{Ho}^{3+}:\text{SrMoO}_4$  наблюдалась люминесценция на длине волны 988 нм, соответствующей переходу  ${}^5\text{F}_5 \rightarrow {}^5\text{I}_7$ . Временная зависимость этой люминесценции представлена на рис. 5. Видно, что кривая имеет начальный этап разгорания и затем затухания люминесценции. Анализ энергетической диаграммы ионов  $\text{Ho}^{3+}$  и временной зависимости показал, что на первом этапе наблюдается разгорание люминесценции, соответствующее передаче возбуждения с уровня  $({}^5\text{S}_2 + {}^5\text{F}_4)$  на уровень  ${}^5\text{F}_5$  с характерным временем 3,09 мкс. В дальнейшем происходит релаксация на уровень  ${}^5\text{I}_7$ . Причем видно, что поскольку время разгорания и релаксации для уровня  ${}^5\text{F}_5$  имеют близкие значения, то при анализе необходимо учитывать эти процессы одновременно, решая систему балансных уравнений. Решением системы уравнений было определено время жизни возбуждения на уровне  ${}^5\text{I}_7$ , которое составило 2,7 мкс, что значительно короче расчетного значения (табл. 4). Расчетная кривая суммарного процесса хорошо описывает экспериментальную временную зависимость, что свидетельствует об отсутствии более сложных процессов ап-конверсии и кросс релаксации при таких заданных возбуждения.

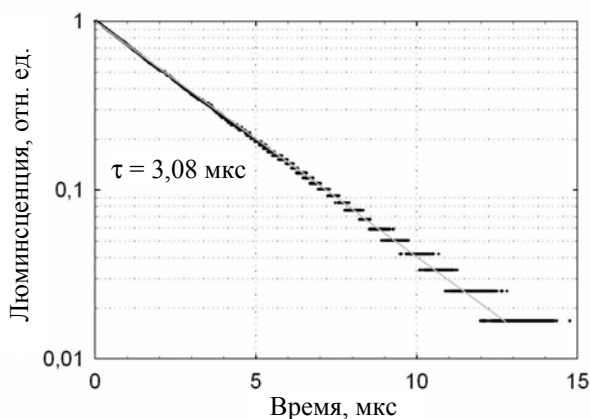


Рис. 4. Кривая затухания люминесценции на переходе  $({}^5\text{S}_2 + {}^5\text{F}_4) \rightarrow {}^5\text{I}_7$  в ионах  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле  $\text{SrMoO}_4$  при возбуждении излучением  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAlO}_3$  лазера с длиной волны 539 нм

В табл. 5 представлены расчетные и экспериментальные времена жизни исследованных уровней в ионе  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле  $\text{SrMoO}_4$ . Как видно из данных табл. 5 расчетные времена жизни уровней  ${}^5\text{I}_7$ ,  ${}^5\text{F}_5$ ,  $({}^5\text{S}_2 + {}^5\text{F}_4)$  больше, чем экспериментально измеренные времена жизни этих уровней. Укорочение реального времени жизни уровня может быть связано с наличием безизлучательных процессов релаксации, которые не учитывает теория Джадда–Офельта. Коэффициент  $\eta$  показывает вклад безизлучательных переходов в экспериментально измеренное время релаксации и вычисляется по формуле

$$\eta = \left( 1 - \frac{\tau_{\text{экс}}}{\tau_{\text{рас}}} \right) \cdot 100\%. \quad (15)$$

Так же в таблице представлены величины энергетических зазоров до ближайшего нижележащего уровня иона  $\text{Ho}^{3+}$ . Вероятность безизлучательных процессов тем выше, чем меньше энергетический зазор, что хорошо коррелирует с вкладом безизлучательных процессов в процесс релаксации.

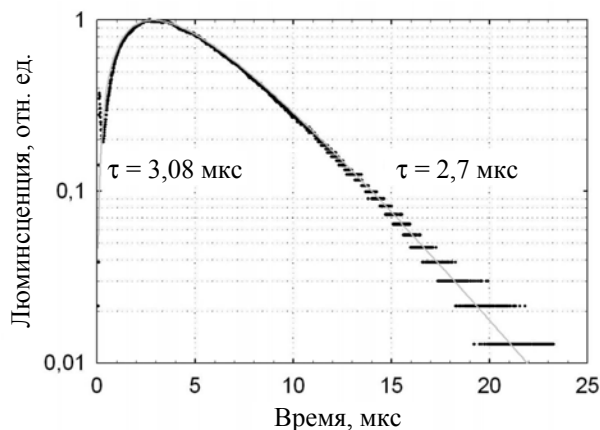


Рис. 5. Кривая затухания люминесценции с уровня  ${}^5F_5$  в ионах  $Ho^{3+}$  в кристалле  $SrMoO_4$  при возбуждении излучением  $Nd^{3+} : YAlO_3$  лазера с длиной волны 539 нм

Таблица 5

Расчетное и экспериментальное время жизни уровней в ионе  $Ho^{3+}$  в  $SrMoO_4$

Начальный уровень	$\tau_{\text{расч.}}$ , мкс	$\tau_{\text{экспер.}}$ , мкс	Энергетический зазор, $см^{-1}$	$\eta$ , %
${}^5S_2 + {}^5F_4$	120	3,08	3000	97,5
${}^5F_5$	210	2,7	2200	98,8
${}^5I_7$	6500	5900	5130	11

### Выводы

В данной работе исследовались интенсивности оптических переходов ионов  $Ho^{3+}$  в кристалле  $SrMoO_4$ . Методом Джадда – Офельта определены параметры интенсивности ионов  $Ho^{3+}$ , значения которых составили  $\Omega_2 = 9,11 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_4 = 2,32 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_6 = 0,34 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ . С использованием полученных значений интенсивности переходов для ионов  $Ho^{3+}$  в кристалле  $SrMoO_4$ , рассчитаны значения излучательных времен жизни. Экспериментальное измерение времени жизни на уровнях ( ${}^5S_2 + {}^5F_4$ ),  ${}^5F_5$  и  ${}^5I_7$  показали, что в релаксацию высоколежащих уровней иона гольмия в  $SrMoO_4$ , имеющих маленький энергетический зазор с нижележащими уровнями, большой вклад вносят безизлучательные процессы. Расчетное значение времени жизни уровня  ${}^5I_7$ , равное 6,6 мс, оказалось близко к экспериментально измеренному значению (5,9 мс), что говорит о незначительном вкладе безизлучательных процессов в процесс его релаксации. Это свидетельствует о том, что кристалл  $Ho^{3+}$  в  $SrMoO_4$  может представлять интерес для создания эффективных двухмикронных твердотельных лазеров.

### Благодарности

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 15-02-05932) за частичную финансовую поддержку данной работы. Авторы благодарят Л. И. Ивлеву за предоставленный образец кристалла  $Ho^{3+} : SrMoO_4$ .



## Список литературы

1. Ivleva L. I., Basiev T. T., Zverev P. G., Osiko V. V., Voronina I. S., Polozkov N. M. // *Optical Materials*. 2002. Vol. 23. P. 439–442.
2. Judd B. R. *Phys. Rev.* 1962. Vol. 127. P. 750.
3. Ofelt G. S. // *J. Chem. Phys.* 1962. Vol. 37. P. 511.
4. Carnall W. T., Fields P. R., Rajnak K. // *J. Chem. Phys.* 1968. Vol. 49. P. 4424.
5. Ma X., You Z., Zhu Z., Li J., Wu B., Wang Y., Tu C. // *Materials Research Bulletin*. 2009. Vol. 44. P. 571–575.
6. Malinowski M., Frukacz Z., Szufinska M., Wnuk M., Kaczkan M. // *J. Alloys Compd.*, 2000. P. 300–301.
7. Golab S., Solarz P., Doiniak-Dzik G., Lukasiewicz T., Swirkowicz A., Ryba-Romanowski W. // *Appl. Phys.* 2002. Vol. 74. P. 237.
8. Lorenzo A., Bausa L., Sanz Garcia J., Garcia Sole J. // *J. Phys.: Condens. Matter*. 1996. Vol. 8. P. 5781.
9. Li J., Jia G., Zhu Z. Z., You Z., Wang Y., Wu B., Tu C. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2007. Vol. 40. P. 5883.