

УДК 535.343.1

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛА $\text{LiNbO}_3:\text{Ho}^{3+}$ В ПОЛОСЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ 1880–2130 нм

Г.Г. ДЕМИРХАНЫАН^{1,2}, Э.П. КОКАНЯН^{1,2}, А.Г. ДЕМИРХАНЫАН^{1*}

¹Армянский государственный педагогический университет им. Х. Абовяна,
Ереван, Армения

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: demirkhanyan_hasmik@yahoo.com

(Поступила в редакцию 29 сентября 2014 г.)

Проведено теоретическое исследование спектроскопических свойств кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Ho}^{3+}$ в области длин волн 1500–1800 нм с учетом штарковской структуры оптического спектра примесного иона. Определены волновые функции штарковских подуровней основного 5I_8 и первого возбужденного 5I_7 мультиплетов иона Ho^{3+} , вычислены силы линий, индуцированных косвенными электродипольными и магнито-дипольными межштарковскими переходами, и на их основе рассчитаны основные спектроскопические характеристики.

1. Введение

Кристаллы ниобата лития, легированные трехвалентными ионами редких земель (НЛ:РЗ³⁺), по сей день являются перспективным материалом для малогабаритных многофункциональных лазеров в инфракрасной и видимой областях спектра. Это прежде всего связано с нелинейно-, акусто- и электро-оптическими свойствами кристалла НЛ, позволяющими в одном элементе получить лазерное излучение с самоудвоением частоты [1–4]. Кроме того, кристаллы НЛ:РЗ³⁺ (РЗ = Yb^{3+} , Nd^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+} , Tm^{3+}) могут служить хорошим материалом для создания как оптических охлаждающих систем, так и лазеров с самоохлаждением [5,6].

Оптические спектры примесного поглощения и излучения кристалла НЛ: Ho^{3+} исследованы в [7–10]. В частности, в [8] построена энергетическая схема штарковских уровней низколежащих мультиплетов (5I_8 , 5I_7 , 5I_6 , 5I_5), проведен стандартный анализ Джадда–Офельта спектров поглощения с основного мультиплета ($^5I_8 \rightarrow ^5I_6$, 5I_5 , 5F_5 , ...) и определены параметры интенсивности: $\Omega_2 = 4.3 \times 10^{-20}$ см², $\Omega_4 = 5.11 \times 10^{-20}$ см², $\Omega_6 = 1.89 \times 10^{-20}$ см². В то же время спектры поглощения и излучения кристалла НЛ: Ho^{3+} в диапазоне длин волн 1500–1800 нм, индуцированные межштарковскими переходами с основного 5I_8 и первого возбужденного 5I_7 мультиплетов, недостаточно изучены. Между тем эти переходы могут быть перспективными для создания оптических охлаждающих систем на основе

кристалла НЛ:Но³⁺ [11].

В настоящей работе проводится теоретическое исследование спектроскопических свойств кристалла НЛ:Но³⁺ в диапазоне длин волн 1500–1800 нм с учетом штарковской структуры оптического спектра: определены волновые функции штарковских подуровней основного ⁵I₈ и первого возбужденного ⁵I₇ мультиплетов иона Но³⁺, вычислены основные спектроскопические характеристики (силы линий, вероятности переходов и т.п.).

2. Волновые функции штарковских уровней мультиплетов ⁵I₈ и ⁵I₇

В кристаллическом поле (КП) 17-кратно и 14-кратно вырожденные мультиплетные состояния ⁵I₈ и ⁵I₇ свободного иона Но³⁺ расщепляются соответственно на 11 и 10 штарковских состояний, волновые функции которых в приближении слабого КП (*LSJM* представление) строятся в виде линейной комбинации

$$|v\rangle = \sum_M a_{JM}^{(v)} |LSJM\rangle, \quad (1)$$

где L и S – угловой и спиновый моменты, M – проекция полного углового момента J , $a_{JM}^{(v)}$ – численные коэффициенты, значения которых в нулевом порядке теории возмущений определяются внутримultipлетной диагонализацией потенциала КП на основе базисных функций неприводимых представлений соответствующей точечной группы симметрии.

Известно, что в матрице НЛ конгруэнтного состава примесные PЗ³⁺ ионы в основном замещают литиевые позиции с точечной симметрией C_{3v} [12]. В рамках приближения точечных зарядов потенциал КП, инвариантный относительно преобразований группы C_{3v}, в представлении эквивалентных операторов Стивенса имеет вид [13]:

$$V_{\text{cr}} = \alpha_J A_{20} O_2^0 + \beta_J A_{40} O_4^0 + \gamma_J A_{60} O_6^0 + \beta_J A_{43} O_4^3 + \gamma_J A_{63} O_6^3 + \gamma_J A_{66} O_6^6, \quad (2)$$

где α_J , β_J , γ_J – постоянные Стивенса, соответствующие полному угловому моменту J , A_{kq} – параметры КП, численные значения которых определяются из условия наилучшего согласия расчетных и экспериментальных значений энергий штарковских подуровней рассматриваемого мультиплетета, O_k^q – эквивалентные операторы, матричные элементы которых приведены в [13].

Численные значения постоянных Стивенса для мультиплетов ⁵I₈ и ⁵I₇ приведены в [13,14]: $\alpha_8 = -1/2 \times 3^2 \times 5^2$, $\beta_8 = -1/2 \times 3 \times 5 \times 7 \times 11 \times 13$, $\gamma_8 = -5/3^3 \times 7 \times 11^2 \times 13^2$, $\alpha_7 = -1/2 \times 3 \times 5 \times 13$, $\beta_7 = -1/2 \times 3^2 \times 11^2 \times 13$, $\gamma_7 = -5/3^4 \times 7 \times 11^2 \times 13^2$. Базисные функции неприводимых представлений точечной группы C_{3v} для $J = 8$ и $J = 7$ имеют вид [15]:

$$D^{(8)} = 3\Gamma_1 + 2\Gamma_2 + 6\Gamma_3,$$

$$\begin{aligned}\Gamma_1: \psi_1 &= Y_{80}; \psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{86} + \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{8-6}; \psi_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{83} - \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{8-3}; \\ \Gamma_2: \psi_4 &= \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{86} - \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{8-6}; \psi_5 = -\frac{1}{\sqrt{2}}Y_{83} - \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{8-3};\end{aligned}\quad (3)$$

$$\Gamma_3: \psi_6 = \pm Y_{8\pm 1}; \psi_7 = \pm Y_{8\mp 5}; \psi_8 = \pm Y_{8\pm 7}; \psi_9 = Y_{8\mp 2}; \psi_{10} = Y_{8\pm 4}; \psi_{11} = Y_{8\mp 8};$$

$$D^{(7)} = 2\Gamma_1 + 3\Gamma_2 + 5\Gamma_3,$$

$$\begin{aligned}\Gamma_1: \psi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{76} - \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{7-6}; \psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{73} + \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{7-3}; \\ \Gamma_2: \psi_3 &= Y_{70}; \psi_4 = -\frac{1}{\sqrt{2}}Y_{73} + \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{7-3}; \psi_5 = \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{76} + \frac{1}{\sqrt{2}}Y_{7-6}; \\ \Gamma_3: \psi_6 &= Y_{7\pm 1}; \psi_7 = Y_{7\mp 5}; \psi_8 = Y_{7\pm 7}; \psi_9 = \mp Y_{7\mp 2}; \psi_{10} = \mp Y_{7\pm 4};\end{aligned}\quad (4)$$

где Y_{kq} – сферические функции ($Y_{k-q} = (-1)^q Y_{kq}$).

Параметры КП определены из условия наилучшего согласия рассчитанных и экспериментальных [8] значений энергии штарковских подуровней мультиплетов 5I_8 и 5I_7 : $A_{2,0} = -206.56$, $A_{4,0} = 92.79$, $A_{6,0} = 260.52$, $A_{4,3} = -2196.78$, $A_{6,3} = -1048.59$, $A_{6,6} = 1988.26$ (в см^{-1}). Используя эти значения параметров КП для волновых функций штарковских состояний, получим для мультиплета 5I_8 –

$$\begin{aligned}|v_1\rangle &= -0.13128|8, -6\rangle - 0.6948|8, -3\rangle - 0.6948|8, 3\rangle + 0.1312|8, 6\rangle, \\ |v_2\rangle &= \mp 0.2946|8, \mp 5\rangle \mp 0.0092|8, \pm 1\rangle + 0.1278|8, \pm 7\rangle - 0.5561|8, \mp 2\rangle \\ &\quad - 0.3936|8, \mp 8\rangle - 0.6578|8, \pm 4\rangle, \\ |v_3\rangle &= \pm 0.43488|8, \mp 5\rangle \pm 0.2982|8, \pm 1\rangle \pm 0.1343|8, \pm 7\rangle - 0.0939|8, \mp 2\rangle \\ &\quad + 0.6710|8, \mp 8\rangle - 0.4949|8, \pm 4\rangle, \\ |v_4\rangle &= -0.29877|8, -6\rangle - 0.5497|8, -3\rangle - 0.4660|8, 0\rangle + 0.5497|8, 3\rangle \\ &\quad - 0.2987|8, 6\rangle, \\ |v_5\rangle &= \mp 0.4044|8, \mp 5\rangle \mp 0.5932|8, \pm 1\rangle \mp 0.1112|8, \pm 7\rangle - 0.3460|8, \mp 2\rangle \\ &\quad + 0.5824|8, \mp 8\rangle + 0.1126|8, \pm 4\rangle, \\ |v_6\rangle &= \pm 0.2103|8, \mp 5\rangle \pm 0.3894|8, \pm 1\rangle \mp 0.1311|8, \pm 7\rangle - 0.7312|8, \mp 2\rangle \\ &\quad - 0.0151|8, \mp 8\rangle + 0.5021|8, \pm 4\rangle, \\ |v_7\rangle &= 0.1389|8, -6\rangle - 0.4104|8, -3\rangle + 0.7903|8, 0\rangle + 0.4104|8, 3\rangle \\ &\quad + 0.1389|8, 6\rangle,\end{aligned}\quad (5)$$

$$\begin{aligned}
|v_8\rangle &= \pm 0.7164|8, \mp 5\rangle \mp 0.6230|8, \pm 1\rangle \mp 0.1279|8, \pm 7\rangle - 0.1472|8, \mp 2\rangle \\
&\quad - 0.2354|8, \mp 8\rangle - 0.0717|8, \pm 4\rangle, \\
|v_9\rangle &= -0.6948|8, -6\rangle + 0.1312|8, -3\rangle + 0.1312|8, 3\rangle + 0.6948|8, 6\rangle, \\
|v_{10}\rangle &= -0.6257|8, -6\rangle + 0.1713|8, -3\rangle + 0.3979|8, 0\rangle - 0.1713|8, 3\rangle \\
&\quad - 0.6257|8, 6\rangle, \\
|v_{11}\rangle &= \pm 0.0558|8, \mp 5\rangle \mp 0.1392|8, \pm 1\rangle \pm 0.9590|8, \pm 7\rangle - 0.0726|8, \mp 2\rangle \\
&\quad - 0.0074|8, \mp 8\rangle + 0.2291|8, \pm 4\rangle;
\end{aligned}$$

для мультиплета 5I_7 –

$$\begin{aligned}
|\mu_1\rangle &= -0.1544|7, -6\rangle - 0.3923|7, -3\rangle - 0.8028|7, 0\rangle \\
&\quad + 0.3923|7, 3\rangle - 0.1544|7, 6\rangle, \\
|\mu_2\rangle &= \mp 0.0523|7, \mp 2\rangle \pm 0.4682|7, \pm 4\rangle - 0.0922|7, \mp 5\rangle \\
&\quad - 0.8294|7, \pm 1\rangle - 0.2856|7, \pm 7\rangle, \\
|\mu_3\rangle &= 0.2208|7, -6\rangle + 0.6717|7, -3\rangle + 0.6717|7, 3\rangle - 0.2208|7, 6\rangle, \\
|\mu_4\rangle &= \pm 0.7209|7, \mp 2\rangle \pm 0.3522|7, \pm 4\rangle + 0.3822|7, \mp 5\rangle \\
&\quad + 0.2445|7, \pm 1\rangle - 0.3880|7, \pm 7\rangle, \\
|\mu_5\rangle &= \mp 0.4817|7, \mp 2\rangle \pm 0.1790|7, \pm 4\rangle - 0.2426|7, \mp 5\rangle \\
&\quad + 0.4050|7, \pm 1\rangle - 0.7163|7, \pm 7\rangle, \\
|\mu_6\rangle &= -0.2213|7, -6\rangle - 0.5229|7, -3\rangle + 0.5961|7, 0\rangle \\
&\quad + 0.5229|7, 3\rangle - 0.2213|7, 6\rangle, \\
|\mu_7\rangle &= \pm 0.1178|7, \mp 2\rangle \mp 0.7833|7, \pm 4\rangle + 0.1786|7, \mp 5\rangle \\
&\quad - 0.2963|7, \pm 1\rangle - 0.5030|7, \pm 7\rangle, \\
|\mu_8\rangle &= \pm 0.4814|7, \mp 2\rangle \mp 0.1058|7, \pm 4\rangle - 0.8687|7, \mp 5\rangle \\
&\quad + 0.0216|7, \pm 1\rangle - 0.0437|7, \pm 7\rangle, \\
|\mu_9\rangle &= -0.6717|7, -6\rangle + 0.2208|7, -3\rangle + 0.2208|7, 3\rangle + 0.6717|7, 6\rangle, \\
|\mu_{10}\rangle &= 0.6536|7, -6\rangle - 0.2697|7, -3\rangle + 0.0121|7, 0\rangle \\
&\quad + 0.2697|7, 3\rangle + 0.6536|7, 6\rangle.
\end{aligned} \tag{6}$$

Здесь нумерация штарковских состояний проведена с нижайшего подуровня соответствующего мультиплета. Видно, что вырождение мультиплетов снимается не полностью: шесть уровней мультиплета 5I_8 и пять уровней мультиплета 5I_7 остаются двукратно вырожденными.

3. Вычисление спектроскопических характеристик кристалла LN:Ho³⁺ с учетом штарковской структуры спектра

При теоретическом исследовании спектроскопических свойств примесных кристаллов наиболее удобной величиной является сила линии (СЛ) S_{if} перехода $i \rightarrow f$ [16]:

$$S_{if} = \left| \langle f | \hat{T} | i \rangle \right|^2, \quad (7)$$

где \hat{T} – оператор, индуцирующий переход $i \rightarrow f$. Зная СЛ, можно по известным формулам вычислить основные спектроскопические характеристики примесных кристаллов:

интегральный коэффициент поглощения на переходе $i \rightarrow f$

$$\alpha_{if} = \frac{1}{N} \int k(\lambda) d\lambda = \frac{8\pi^3 e^2 \lambda_{if}}{3ch n^2} \times \frac{1}{g_i} S_{if}, \quad (8)$$

вероятность спонтанного перехода $i \rightarrow f$

$$A_{if} = \frac{64\pi^4 e^2}{3h\lambda_{i \rightarrow f}^3} \times \frac{1}{g_i} S_{if}, \quad (9)$$

радиационное время жизни j -ого уровня

$$\tau_j = \left(\sum_m A_{j \rightarrow m} \exp\left(\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_m}{kT}\right) \right)^{-1}, \quad (10)$$

коэффициент ветвления люминесценции

$$\beta(i \rightarrow f) = A_{i \rightarrow f} \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_f}{kT}\right) / \sum_{j,m} A_{jm} \exp\left(\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_m}{kT}\right). \quad (11)$$

В формулах (8)–(11) введены следующие обозначения: g_i – кратность вырождения начального состояния, e – заряд электрона, h – постоянная Планка, c – скорость света, n – коэффициент преломления на длине волны перехода, N – концентрация примесных ионов в кристалле, ε_j – энергия j -ого штарковского состояния начального мультиплета, k – постоянная Больцмана и T – температура.

Как известно, интенсивные линии в спектрах примесного поглощения и излучения кристаллов, легированных R³⁺ ионами, обусловлены косвенными электро-дипольными (КЭД) и магнито-дипольными (МД) переходами [16]. Поэтому с учетом поправок локального поля (χ) СЛ неполяризованного излучения, индуцированного переходом $i \rightarrow f$, можно записать в виде [17,18]

$$S_{if} = \chi^{(ed)} \sum_{t=2,4,6} \Omega_t A_t^{(ied)}(i \rightarrow f) \left| \langle J_f || U_i || J_i \rangle \right|^2 + \chi^{(md)} A^{(md)}(i \rightarrow f) S^{(md)}, \quad (12)$$

где первое слагаемое определяет вклад КЭД, а второе – МД переходов. Для оптически изотропных сред $\chi^{(ed)} = n(n^2 + 2)^2 / 9$ и $\chi^{(md)} = n^3$, Ω_t – параметры

Джадда–Офельта, $\langle J_f || U_t || J_i \rangle$ – приведенный матричный элемент неприводимого единичного тензорного оператора U_t ранга t , явное выражение которого приведено в [19]. Используя значения генеалогических коэффициентов для иона Ho^{3+} (электронная конфигурация $4f^{10}$) [11], для приведенных матричных элементов перехода ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ получим: $\langle {}^5I_7 || U_2 || {}^5I_8 \rangle = -0.1477$, $\langle {}^5I_7 || U_4 || {}^5I_8 \rangle = 0.3338$, $\langle {}^5I_7 || U_6 || {}^5I_8 \rangle = -1.2852$. Выражение для СЛ межмультиплетного МД перехода $S^{(md)}$ приведено в [16]. Для МД перехода ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ имеем: $S^{(md)} = 51\mu^2 / e^2$ (μ – магнетон Бора).

Коэффициенты $A_t^{(ied)}$ и $A^{(md)}$ определяются выражениями [17,18]:

$$A_t^{(ied)}(i \rightarrow f) = \sum_{m=-t}^t \left| \sum_{M_i, M_f} (-1)^{J_f - M_f} a_{J_f M_f}^{*(f)} a_{J_i M_i}^{*(i)} \begin{pmatrix} J_f & t & J_i \\ -M_f & m & M_i \end{pmatrix} \right|^2, \quad (13)$$

$$A^{(md)}(i \rightarrow f) = \sum_{m=-1}^1 \left| \sum_{M_i, M_f} (-1)^{J_f - M_f} a_{J_f M_f}^{*(f)} a_{J_i M_i}^{*(i)} \begin{pmatrix} J_f & 1 & J_i \\ -M_f & m & M_i \end{pmatrix} \right|^2, \quad (14)$$

где $\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$ – $3j$ символы.

Результаты расчетов СЛ межштарковских МД и КЭД переходов в полосе люминесценции 1880–2130 нм кристалла НЛ:Ho³⁺ приведены в табл.1 и 2. В табл.3 и 4 приведены расчетные значения основных спектроскопических характеристик примесного излучения и поглощения, соответственно. Примечательно, что наибольшие значения коэффициентов ветвления люминесценции приходятся на долю переходов с возбужденных штарковских состояний (табл.3): $\mu_8 \rightarrow \nu_2$ (1.0%), $\mu_8 \rightarrow \nu_3$ (1.5%), $\mu_8 \rightarrow \nu_5$ (1.0%), $\mu_8 \rightarrow \nu_8$ (0.9%), $\mu_9 \rightarrow \nu_3$ (1.5%), $\mu_9 \rightarrow \nu_5$ (0.6%), $\mu_9 \rightarrow \nu_1$ (1.5%) и т.д. Это обстоятельство может играть существенную роль при исследовании возможностей кристалла НЛ:Ho³⁺ в качестве материала для систем оптического охлаждения и лазеров с самоохлаждением.

Что касается процессов поглощения, то, как и следовало ожидать, наиболее интенсивно они протекают с первых трех штарковских подуровней (ν_1, ν_2, ν_3) основного мультиплета. Так наличие интенсивного поглощения $\nu_1 \rightarrow \mu_{10}$ (1.5%) и $\nu_2 \rightarrow \mu_{10}$ (3.2%) позволяет предположить возможность генерации лазерного излучения по следующей квази-четырёхуровневой схеме $\nu_1, \nu_2 \rightarrow$

$\mu_{10} \xrightarrow{21 \text{ см}^{-1}} \mu_9 \xrightarrow{1905 \text{ нм}} \nu_3$ или $\nu_1, \nu_2 \rightarrow \mu_{10} \xrightarrow{21 \text{ см}^{-1}} \mu_9 \xrightarrow{2054 \text{ нм}} \nu_{11}$. Возможны процессы генера-

ции по следующим схемам: $\nu_3 \xrightarrow{-42 \text{ см}^{-1}} \mu_{10} \xrightarrow{21 \text{ см}^{-1}} \mu_9 \xrightarrow{1893 \text{ нм}} \nu_2 \xrightarrow{8 \text{ см}^{-1}} \nu_1$ и $\nu_3 \xrightarrow{-42 \text{ см}^{-1}}$

$\mu_{10} \xrightarrow{21 \text{ см}^{-1}} \mu_9 \xrightarrow{1890 \text{ нм}} \nu_1$, сопровождающимся охлаждением кристалла. На рис.1 и 2 приведены температурные зависимости коэффициентов ветвления люминесценции и поглощения актуальных переходов.

Очевидно, что для выявления лазерных (в том числе с самоохлаждением) возможностей кристалла НЛ:Но³⁺ необходимы более детальные экспериментальные и теоретические исследования спектроскопических и кинетических характеристик (ширин и сдвигов спектральных линий, факторов Дебая–Валлера, вероятностей безызлучательных переходов и т. д.) этого материала, их температурных и концентрационных зависимостей.

Табл.1. Силы линий межштарковских МД переходов в полосе ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$.

Мультиплет	Штарковские подуровни	${}^5I_7, 10^{-22} \text{ см}^2$									
		μ_1 $g_1 = 1$	μ_2 $g_2 = 2$	μ_3 $g_3 = 1$	μ_4 $g_4 = 2$	μ_5 $g_5 = 2$	μ_6 $g_6 = 1$	μ_7 $g_7 = 2$	μ_8 $g_8 = 2$	μ_9 $g_9 = 1$	μ_{10} $g_{10} = 1$
5I_8	v_1	0	0.2162	2.4339	1.1724	0.2460	0.0044	0.0317	0.0628	0.0840	0
	v_2	0.1649	0.1869	2.7544	1.5278	0.3526	0.2845	0.3347	0.0544	0.0174	0.0107
	v_3	0.9533	0.8358	0.8850	1.5746	1.2913	0.0684	0.2458	0.2792	0.0282	0.0170
	v_4	2.0778	0.0209	0	0.7092	0.2216	0.1940	0.1006	0.0035	0	0.0004
	v_5	1.5108	0.6665	0.0033	0.6110	1.8281	0.0832	1.1422	0.0466	0.0142	0.0378
	v_6	0.0905	2.0712	0.1374	0.4078	1.1310	2.3474	1.0978	0.9664	0.0707	0.1461
	v_7	0.3956	0.7726	0	0.0032	0.4111	2.2501	0.2789	0.3303	0	0.3343
	v_8	0.8422	1.4326	0.0041	0.0169	0.2888	0.4948	2.5420	1.1596	0.3610	0.0008
	v_9	0	0.0144	0.0046	0.1780	0.0239	0.1233	0.1416	1.7800	1.3425	0
	v_{10}	0.2979	0.2163	0	0.0297	0.1938	0.0151	0.0299	1.6208	0	1.1524
	v_{11}	≈ 0	0.0938	0.1100	0.1023	0.3450	0.4679	0.3879	0.0030	4.4150	4.6336

Табл.2. Силы линий межштарковских ЭДП переходов в полосе ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$.

Мультиплет	Штарковские подуровни	${}^5I_7, 10^{-22} \text{ см}^2$									
		μ_1 $g_1 = 1$	μ_2 $g_2 = 2$	μ_3 $g_3 = 1$	μ_4 $g_4 = 2$	μ_5 $g_5 = 2$	μ_6 $g_6 = 1$	μ_7 $g_7 = 2$	μ_8 $g_8 = 2$	μ_9 $g_9 = 1$	μ_{10} $g_{10} = 1$
5I_8	v_1	0.7712	1.7243	1.8820	1.1826	1.8009	2.4379	1.2586	0.5051	1.9984	2.2311
	v_2	4.3255	0.8987	1.6621	2.8583	3.2858	3.2699	3.5104	3.6585	1.7534	5.0923
	v_3	1.7077	2.2907	2.4301	2.0214	2.5611	2.0002	2.9173	5.4091	6.4378	1.5520
	v_4	0.1855	2.2373	1.5096	0.9379	0.3844	1.9702	1.9914	1.4930	2.2582	2.2519
	v_5	1.6050	1.8674	3.8998	2.9543	2.3483	2.1026	3.9333	4.1962	2.7665	3.5546
	v_6	4.1050	3.4157	3.2064	3.8808	1.9553	4.0833	2.7515	1.9853	2.2187	2.9363
	v_7	1.6308	2.8319	2.7126	0.9322	0.7776	1.6940	1.6020	1.5173	0.4968	0.4072
	v_8	3.4873	3.8133	1.1687	4.0937	3.8085	2.6505	2.5968	2.6777	1.4754	1.7652
	v_9	3.0380	1.9554	0.9766	1.7097	1.5478	1.5284	1.7781	0.5185	0.0744	1.6270
	v_{10}	2.1583	2.1167	2.1964	0.5536	2.8340	0.7299	1.0799	1.0220	1.7473	0.2189
	v_{11}	2.2176	2.0805	3.5876	4.1075	3.8292	2.7650	1.8126	2.2491	4.0051	3.5953

Табл.3. Основные параметры спектра излучения кристалла LN:Ho³⁺ в области 1880–2130 нм с учетом штарковской структуры спектра.

$i \rightarrow f$	λ , нм	A , с ⁻¹	τ_{rad} , мс $T = 300\text{K}$	β , % $T = 300\text{K}$	$i \rightarrow f$	λ , нм	A , с ⁻¹	τ_{rad} , мс $T = 300\text{K}$	β , % $T = 300\text{K}$
$\mu_1 \rightarrow \nu_1$	1957.1	9.0925	3.1	0.4	$\mu_4 \rightarrow \nu_1$	1937	27.4554	3.8	0.9
$\rightarrow \nu_2$	1960	52.5468		2.3	$\rightarrow \nu_2$	1940	51.5567		1.7
$\rightarrow \nu_3$	1974	29.6652		1.3	$\rightarrow \nu_3$	1953	41.1138		1.4
$\rightarrow \nu_4$	1984	23.6616		1.0	$\rightarrow \nu_4$	1963	18.5569		0.6
$\rightarrow \nu_5$	2035	31.3609		1.4	$\rightarrow \nu_5$	2013	38.08		1.3
$\rightarrow \nu_6$	2053	42.7754		1.9	$\rightarrow \nu_6$	2030	44.9512		1.5
$\rightarrow \nu_7$	2067	19.9509		0.9	$\rightarrow \nu_7$	2044	9.67802		0.3
$\rightarrow \nu_8$	2081	41.774		1.8	$\rightarrow \nu_8$	2058	41.6655		1.4
$\rightarrow \nu_9$	2098	29.0755		1.3	$\rightarrow \nu_9$	2075	18.5277		0.6
$\rightarrow \nu_{10}$	2118	22.6176		1.0	$\rightarrow \nu_{10}$	2094	5.59085		0.2
$\rightarrow \nu_{11}$	2134	20.1677		0.9	$\rightarrow \nu_{11}$	2110	39.5269		1.3
$\mu_2 \rightarrow \nu_1$	1948	22.9862	3.4	0.9	$\mu_5 \rightarrow \nu_1$	1933	24.7971	4.1	0.8
$\rightarrow \nu_2$	1951	12.7351		0.5	$\rightarrow \nu_2$	1936	43.9584		1.4
$\rightarrow \nu_3$	1964	35.665		1.4	$\rightarrow \nu_3$	1949	44.709		1.4
$\rightarrow \nu_4$	1974	25.9264		1.0	$\rightarrow \nu_4$	1959	6.90775		0.2
$\rightarrow \nu_5$	2025	26.3804		1.0	$\rightarrow \nu_5$	2008	43.933		1.4
$\rightarrow \nu_6$	2042	55.1681		2.1	$\rightarrow \nu_6$	2026	31.8022		1.0
$\rightarrow \nu_7$	2056	36.0026		1.4	$\rightarrow \nu_7$	2039	12.0372		0.4
$\rightarrow \nu_8$	2070	51.0864		2.0	$\rightarrow \nu_8$	2053	41.6042		1.3
$\rightarrow \nu_9$	2087	19.1402		0.7	$\rightarrow \nu_9$	2070	15.641		0.5
$\rightarrow \nu_{10}$	2107	21.8736		0.8	$\rightarrow \nu_{10}$	2089	29.198		0.9
$\rightarrow \nu_{11}$	2122	20.0392		0.8	$\rightarrow \nu_{11}$	2104	39.337		1.3
$\mu_3 \rightarrow \nu_1$	1944	49.4897	3.5	1.8	$\mu_6 \rightarrow \nu_1$	1929	30.0672	4.2	0.9
$\rightarrow \nu_2$	1947	50.1473		1.8	$\rightarrow \nu_2$	1932	43.2718		1.3
$\rightarrow \nu_3$	1960	38.0496		1.4	$\rightarrow \nu_3$	1944	24.817		0.8
$\rightarrow \nu_4$	1970	17.4509		0.6	$\rightarrow \nu_4$	1955	25.4079		0.8
$\rightarrow \nu_5$	2020	41.8486		1.5	$\rightarrow \nu_5$	2004	23.9275		0.7
$\rightarrow \nu_6$	2037	34.8448		1.3	$\rightarrow \nu_6$	2021	66.7652		2.0
$\rightarrow \nu_7$	2051	27.7872		1.0	$\rightarrow \nu_7$	2035	39.4038		1.2
$\rightarrow \nu_8$	2065	11.7677		0.4	$\rightarrow \nu_8$	2048	31.9388		1.0
$\rightarrow \nu_9$	2082	9.60509		0.4	$\rightarrow \nu_9$	2065	16.475		0.5
$\rightarrow \nu_{10}$	2102	20.9011		0.8	$\rightarrow \nu_{10}$	2084	7.26252		0.2
$\rightarrow \nu_{11}$	2117	34.3589		1.3	$\rightarrow \nu_{11}$	2100	30.4818		0.9

Табл.3 (продолжение).

$i \rightarrow f$	λ , нм	A , с^{-1}	$\tau_{\text{рад, MC}}$ $T = 300\text{K}$	β , % $T = 300\text{K}$	$i \rightarrow f$	λ , нм	A , с^{-1}	$\tau_{\text{рад, MC}}$ $T = 300\text{K}$	β , % $T = 300\text{K}$
$\mu_7 \rightarrow \nu_1$	1911	16.3071	5.1	0.4	$\mu_9 \rightarrow \nu_1$	1890	27.1692	2.8	0.5
$\rightarrow \nu_2$	1914	48.1158		1.4	$\rightarrow \nu_2$	1893	23.0525		0.4
$\rightarrow \nu_3$	1927	38.8161		0.9	$\rightarrow \nu_3$	1905	82.6321		1.5
$\rightarrow \nu_4$	1937	25.3391		0.6	$\rightarrow \nu_4$	1915	28.4192		0.5
$\rightarrow \nu_5$	1985	56.2811		1.4	$\rightarrow \nu_5$	1962	32.5258		0.6
$\rightarrow \nu_6$	2002	41.3941		1.0	$\rightarrow \nu_6$	1979	26.039		0.5
$\rightarrow \nu_7$	2015	20.0686		0.5	$\rightarrow \nu_7$	1992	5.55481		0.1
$\rightarrow \nu_8$	2029	52.1386		1.3	$\rightarrow \nu_8$	2005	19.8077		0.4
$\rightarrow \nu_9$	2045	19.717		0.5	$\rightarrow \nu_9$	2021	13.9771		0.3
$\rightarrow \nu_{10}$	2064	11.1301		0.3	$\rightarrow \nu_{10}$	2039	18.2168		0.3
$\rightarrow \nu_{11}$	2079	21.3261		0.5	$\rightarrow \nu_{11}$	2054	82.1378		1.5
$\mu_8 \rightarrow \nu_1$	1902	7.22754	2.8	0.2	$\mu_{10} \rightarrow \nu_1$	1883	29.5341	7.3	0.5
$\rightarrow \nu_2$	1904	47.4831		1.0	$\rightarrow \nu_2$	1885	67.3242		1.1
$\rightarrow \nu_3$	1917	71.072		1.5	$\rightarrow \nu_3$	1898	20.2628		0.3
$\rightarrow \nu_4$	1927	18.48		0.4	$\rightarrow \nu_4$	1907	28.7027		0.5
$\rightarrow \nu_5$	1975	48.6307		1.0	$\rightarrow \nu_5$	1954	42.5194		0.7
$\rightarrow \nu_6$	1991	32.1548		0.7	$\rightarrow \nu_6$	1970	35.4922		0.6
$\rightarrow \nu_7$	2004	19.9883		0.4	$\rightarrow \nu_7$	1983	8.08969		0.1
$\rightarrow \nu_8$	2018	40.2331		0.9	$\rightarrow \nu_8$	1996	19.6267		0.3
$\rightarrow \nu_9$	2034	22.5886		0.5	$\rightarrow \nu_9$	2012	17.6546		0.3
$\rightarrow \nu_{10}$	2053	25.6188		0.5	$\rightarrow \nu_{10}$	2030	13.477		0.2
$\rightarrow \nu_{11}$	2067	22.5358		0.5	$\rightarrow \nu_{11}$	2045	81.0636		1.3

Табл.4. Основные параметры спектра поглощения кристалла $\text{LN}:\text{Ho}^{3+}$ в области 1880–2130 нм с учетом штарковской структуры спектра.

$i \rightarrow f$	$\lambda_{i \rightarrow f}$, нм	$S_{i \rightarrow f}$, 10^{-21} см^2	$\alpha_{i \rightarrow f}$, 10^{-26} $T = 300\text{K}$	β , % $T = 300\text{K}$	$i \rightarrow f$	$\lambda_{i \rightarrow f}$, нм	$S_{i \rightarrow f}$, 10^{-21} см^2	$\alpha_{i \rightarrow f}$, 10^{-26} $T = 300\text{K}$	β , % $T = 300\text{K}$
$\nu_1 \rightarrow \mu_1$	1957.1	0.94526	0.3526	0.5	$\nu_4 \rightarrow \mu_1$	1984	2.56269	0.9691	1.0
$\rightarrow \mu_2$	1948	2.35646	0.8749	1.3	$\rightarrow \mu_2$	1974	2.76574	1.0406	1.1
$\rightarrow \mu_3$	1944	5.04232	1.8683	2.8	$\rightarrow \mu_3$	1970	1.85031	0.6947	0.7
$\rightarrow \mu_4$	1937	2.76722	1.0216	1.5	$\rightarrow \mu_4$	1963	1.94668	0.7283	0.8
$\rightarrow \mu_5$	1933	2.48385	0.9151	1.4	$\rightarrow \mu_5$	1959	0.72022	0.2689	0.3
$\rightarrow \mu_6$	1929	2.99307	1.1004	1.6	$\rightarrow \mu_6$	1955	2.63291	0.9811	1.0
$\rightarrow \mu_7$	1911	1.57829	0.5749	0.9	$\rightarrow \mu_7$	1937	2.55392	0.9429	1.0
$\rightarrow \mu_8$	1902	0.68968	0.2500	0.4	$\rightarrow \mu_8$	1927	1.8339	0.6736	0.7
$\rightarrow \mu_9$	1890	2.54384	0.9164	1.4	$\rightarrow \mu_9$	1915	2.76787	1.0103	1.1
$\rightarrow \mu_{10}$	1883	2.73465	0.9814	1.5	$\rightarrow \mu_{10}$	1907	2.76059	1.0034	1.1
$\nu_2 \rightarrow \mu_1$	1960	5.48709	2.0498	2.9	$\nu_5 \rightarrow \mu_1$	2035	3.66529	1.4216	0.8
$\rightarrow \mu_2$	1951	1.3116	0.4877	0.7	$\rightarrow \mu_2$	2025	3.03797	1.1725	0.7

Табл.4 (продолжение).

$i \rightarrow f$	$\lambda_{i \rightarrow f}$, нм	$S_{i \rightarrow f}$, 10^{-21} см ²	$\alpha_{i \rightarrow f} \cdot 10^{-26}$ $T = 300\text{K}$	β , % $T = 300\text{K}$	$i \rightarrow f$	$\lambda_{i \rightarrow f}$, нм	$S_{i \rightarrow f}$, 10^{-21} см ²	$\alpha_{i \rightarrow f} \cdot 10^{-26}$ $T = 300\text{K}$	β , % $T = 300\text{K}$
$\rightarrow\mu_3$	1947	5.13302	1.9048	2.7	$\rightarrow\mu_3$	2020	4.78368	1.8417	1.1
$\rightarrow\mu_4$	1940	5.22057	1.9303	2.8	$\rightarrow\mu_4$	2013	4.3078	1.6528	1.0
$\rightarrow\mu_5$	1936	4.42369	1.6323	2.3	$\rightarrow\mu_5$	2008	4.93298	1.8879	1.1
$\rightarrow\mu_6$	1932	4.32766	1.5936	2.3	$\rightarrow\mu_6$	2004	2.67066	1.0201	0.6
$\rightarrow\mu_7$	1914	4.67887	1.7069	2.4	$\rightarrow\mu_7$	1985	6.1048	2.3097	1.3
$\rightarrow\mu_8$	1904	4.54535	1.6495	2.4	$\rightarrow\mu_8$	1975	5.19564	1.9558	1.1
$\rightarrow\mu_9$	1893	2.16869	0.7825	1.1	$\rightarrow\mu_9$	1962	3.40685	1.2740	0.7
$\rightarrow\mu_{10}$	1885	6.25364	2.2468	3.2	$\rightarrow\mu_{10}$	1954	4.39934	1.6384	0.9
$\nu_3 \rightarrow \mu_1$	1974	3.16458	1.1906	1.4	$\nu_6 \rightarrow \mu_1$	2053	5.1332	2.0086	1.0
$\rightarrow\mu_2$	1964	3.74709	1.4027	1.7	$\rightarrow\mu_2$	2042	6.51452	2.5354	1.2
$\rightarrow\mu_3$	1960	3.97325	1.4843	1.8	$\rightarrow\mu_3$	2037	4.0845	1.5858	0.8
$\rightarrow\mu_4$	1953	4.24738	1.5810	1.9	$\rightarrow\mu_4$	2030	5.21502	2.0177	1.0
$\rightarrow\mu_5$	1949	4.59048	1.7052	2.1	$\rightarrow\mu_5$	2026	3.66778	1.4163	0.7
$\rightarrow\mu_6$	1944	2.52851	0.9369	1.1	$\rightarrow\mu_6$	2021	7.64323	2.9441	1.4
$\rightarrow\mu_7$	1927	3.85199	1.4148	1.7	$\rightarrow\mu_7$	2002	4.60637	1.7577	0.8
$\rightarrow\mu_8$	1917	6.94372	2.5371	3.1	$\rightarrow\mu_8$	1991	3.51955	1.3356	0.6
$\rightarrow\mu_9$	1905	7.92248	2.8766	3.5	$\rightarrow\mu_9$	1979	2.79891	1.0557	0.5
$\rightarrow\mu_{10}$	1898	1.92139	0.6951	0.8	$\rightarrow\mu_{10}$	1970	3.76322	1.413	0.7
$\nu_7 \rightarrow \mu_1$	2067	2.4435	0.9626	0.4	$\nu_7 \rightarrow \mu_6$	2035	4.60531	1.7862	0.7
$\rightarrow\mu_2$	2056	4.33941	1.7005	0.7	$\rightarrow\mu_7$	2015	2.27703	0.8745	0.4
$\rightarrow\mu_3$	2051	3.32482	1.2997	0.5	$\rightarrow\mu_8$	2004	2.23099	0.8521	0.3
$\rightarrow\mu_4$	2044	1.14619	0.4465	0.2	$\rightarrow\mu_9$	1992	0.60893	0.2312	0.1
$\rightarrow\mu_5$	2039	1.41515	0.5499	0.2	$\rightarrow\mu_{10}$	1983	0.87484	0.3306	0.1
$\nu_8 \rightarrow \mu_1$	2081	5.22095	2.0708	0.7	$\nu_{10} \rightarrow \mu_1$	2118	2.98024	1.2031	0.3
$\rightarrow\mu_2$	2070	6.28411	2.4793	0.9	$\rightarrow\mu_2$	2107	2.83754	1.1395	0.3
$\rightarrow\mu_3$	2065	1.43708	0.5656	0.2	$\rightarrow\mu_3$	2102	2.69212	1.0786	0.3
$\rightarrow\mu_4$	2058	5.03663	1.9756	0.7	$\rightarrow\mu_4$	2094	0.71193	0.2841	0.1
$\rightarrow\mu_5$	2053	4.99266	1.9536	0.7	$\rightarrow\mu_5$	2089	3.69144	1.4698	0.3
$\rightarrow\mu_6$	2048	3.80483	1.4852	0.5	$\rightarrow\mu_6$	2084	0.91161	0.3621	0.1
$\rightarrow\mu_7$	2029	6.03995	2.3358	0.8	$\rightarrow\mu_7$	2064	1.35723	0.5339	0.1
$\rightarrow\mu_8$	2018	4.58537	1.7636	0.6	$\rightarrow\mu_8$	2053	3.07435	1.2030	0.3
$\rightarrow\mu_9$	2005	2.21413	0.8461	0.3	$\rightarrow\mu_9$	2039	2.14166	0.8323	0.2
$\rightarrow\mu_{10}$	1996	2.1645	0.8234	0.3	$\rightarrow\mu_{10}$	2030	1.56354	0.6049	0.1
$\nu_9 \rightarrow \mu_1$	2098	3.72366	1.4890	0.4	$\nu_{11} \rightarrow \mu_1$	2134	2.7181	1.1055	0.2
$\rightarrow\mu_2$	2087	2.41291	0.9598	0.3	$\rightarrow\mu_2$	2122	2.65549	1.074	0.2
$\rightarrow\mu_3$	2082	1.20218	0.4771	0.1	$\rightarrow\mu_3$	2117	4.52094	1.8242	0.4
$\rightarrow\mu_4$	2075	2.29563	0.9079	0.3	$\rightarrow\mu_4$	2110	5.14953	2.0709	0.4
$\rightarrow\mu_5$	2070	1.92399	0.7591	0.2	$\rightarrow\mu_5$	2104	5.08119	2.0376	0.4
$\rightarrow\mu_6$	2065	2.01194	0.7919	0.2	$\rightarrow\mu_6$	2100	3.91494	1.5669	0.3
$\rightarrow\mu_7$	2045	2.33856	0.9115	0.3	$\rightarrow\mu_7$	2079	2.65767	1.0531	0.2
$\rightarrow\mu_8$	2034	2.63614	1.0220	0.3	$\rightarrow\mu_8$	2067	2.76008	1.0874	0.2
$\rightarrow\mu_9$	2021	1.60008	0.6164	0.2	$\rightarrow\mu_9$	2054	9.87124	3.8645	0.8
$\rightarrow\mu_{10}$	2012	1.99421	0.7647	0.2	$\rightarrow\mu_{10}$	2045	9.61464	3.7475	0.7

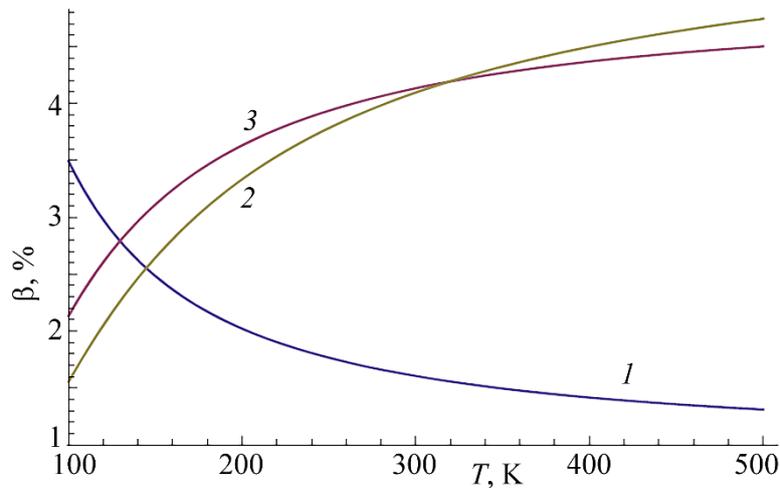


Рис.1. Температурная зависимость коэффициентов ветвления люминесценции переходов: (1) – $\mu_1 \rightarrow \nu_2$ (1960 нм), (2) – $\mu_9 \rightarrow \nu_3$ (1905 нм), (3) – $\mu_8 \rightarrow \nu_3$ (1917 нм).

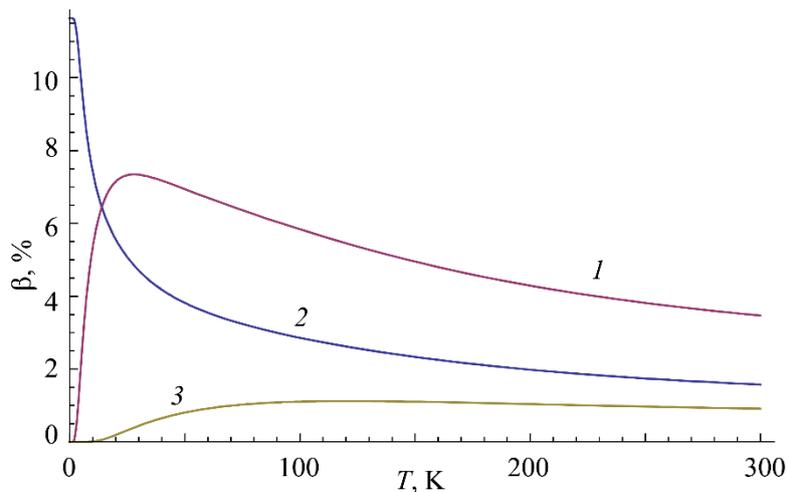


Рис.2. Температурная зависимость коэффициента ветвления поглощения переходов: (1) – $\nu_2 \rightarrow \mu_{10}$ (1885 нм), (2) – $\nu_1 \rightarrow \mu_{10}$ (1883 нм), (3) – $\nu_3 \rightarrow \mu_{10}$ (1898 нм).

4. Заключение

Проведенные нами теоретические исследования спектроскопических свойств кристалла НЛ:Но³⁺ являются основой для дальнейших детальных теоретических и экспериментальных исследований с целью выявления лазерных (в том числе с самоохлаждением) возможностей этого материала на длинах волн в диапазоне 1880–2130 нм, а также его применения в системах оптического охлаждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.F. Johnson, A.A. Ballman.** J. Appl. Phys., **40**, 297 (1969).
2. **A. Cordova-Plaza, M. Digonnet, H.J. Shaw.** IEEE J. Quantum Electron., **23**, 262 (1987).
3. **E. Lallier, J.P. Pocholle, M. Papuchon, M. de Micheli, et al.** Opt. Lett., **15**, 682 (1990).
4. **W. Jinhao, Z. Yueping, X. Haiping, et al.** Bulletin of Materials Science, **32**, 183 (2009).
5. **X.L. Ruan, M. Kaviany.** Phys. Rev. B, **73**, 155422 (2008).
6. **A.J. Garcia-Adeva, R. Balda, J. Fernandez.** Phys. Rev. B, **79**, 033110 (2009).
7. **A. Lorenzo, J.A. Sanz Garcia, J. Garcia Solé.** J. Phys.: Condens. Matter, **6**, 1065 (1994).
8. **A. Lorenzo, L. Bausa', J.A. Sanz Garcia, J. Garcia Solé.** J. Phys.: Condens. Matter, **8**, 5781 (1996).
9. **Ai-Hua, Zhi-Ren Zheng, Qiang Lü, et al.** J. Appl. Phys., **104**, 063526 (2008).
10. **R. Wang, Q. Guo, Y.N. Qian, et al.** Chinese J. Struct. Chem., **30**, 1597 (2011).
11. **Г.Г. Демирханян, Э.П. Коканян, Дж. Грубер, Д. Сардар, М. Похрел.** Труды конференции посвященной 90-летию АрмГПУ, Ереван, Элит Принт, 2014, с. 384.
12. **Ю.С. Кузьминов.** Ниобат и танталат лития. Материалы для нелинейной оптики. Москва, Наука, 1975.
13. **А. Абрагам, Б. Блини.** Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Москва, Мир, 1972.
14. **A. Badalyan, A. Mkrtchyan, H. Demirkhanyan.** Scientific News of ASPU (to be published).
15. **А.М. Леушин.** Таблицы функций, преобразующихся по неприводимым представлениям кристаллографических точечных групп. Москва, Наука, 1968.
16. **Д.Т. Свиридов, Ю.Ф. Смирнов.** Теория оптических спектров ионов переходных металлов. Москва, Наука, 1977.
17. **G.G. Demirkhanyan, R.B. Kostanyan.** Inter. Conf. on Laser Physics 2010, Proc. of SPIE, **7998**, 799805 (2011).
18. **G.G. Demirkhanyan, V.G. Babajanyan, E.P. Kokanyan, et al.** Opt. Materials, **29**, 1107 (2007).
19. **А.П. Юцис, А.Ю. Санукина.** Математические основы теории атома. Вильнюс, Минтис, 1973.

STUDY OF SPECTROSCOPIC PROPERTIES OF $\text{LiNbO}_3:\text{Ho}^{3+}$ CRYSTAL IN 1880–2130 nm LUMINESCENCE BAND

G.G. DEMIRKHANYAN, E.P. KOKANYAN, H.G. DEMIRKHANYAN

Theoretical study of spectroscopic properties of $\text{LiNbO}_3:\text{Ho}^{3+}$ crystal in the wavelength range of 1500–1800 nm was carried out taking into account the Stark structure of optical spectrum of the impurity ion. Wave functions of the Stark sublevels of the ground (5I_8) and first excited (5I_7) multiplets of the Ho^{3+} ion were defined, line strengths induced by indirect electric-dipole and magnetic-dipole inter-Stark transitions were calculated, and on their basis the main spectroscopic characteristics were determined.