

# Влияние профиля интенсивности моды на кинетику населенности уровней иона тербия и возбуждение люминесценции в маломодовом халькогенидном световоде

Е.А.Романова, Н.Д.Паршина, В.С.Ширяев

*На основе представлений волновой теории волоконных световодов рассмотрено возбуждение люминесценции в маломодовом световоде из халькогенидного стекла, легированного ионами тербия. Согласно волновой теории излучение, распространяющееся в световоде, является совокупностью мод, каждая из которых имеет свой профиль интенсивности в поперечном сечении световода. Разработана упрощенная теоретическая модель, отличающаяся от общепринятой феноменологической модели тем, что интенсивность излучения в поперечном сечении световода предполагается не постоянной, а зависящей от радиальной координаты в соответствии с профилем интенсивности заданной моды. В модельной задаче о кинетике населенности энергетических уровней иона тербия в стекле состава  $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}Se_{65}$  при поглощении излучения накачки с заданным профилем интенсивности установлено, что скорость изменения населенности и время формирования инверсной населенности зависят от радиальной координаты. Показано, что из-за радиальной зависимости населенности уровней происходит искажение профилей интенсивности мод, распространяющихся в световоде на длинах волн излучения накачки и люминесценции. Обсуждаются радиационные потери, возникающие при перестройке профилей мод, и применимость общепринятой феноменологической модели.*

**Ключевые слова:** волоконный световод, редкоземельные элементы, численное моделирование, моды световода, люминесценция, кинетика населенности.

## 1. Введение

Волоконные лазеры и источники люминесцентного излучения на длинах волн более 2 мкм получили распространение, в частности, как элементы полностью оптоволоконных спектроскопических датчиков для дистанционного анализа химического состава различных сред в режиме реального времени [1]. Спектральные измерения, основанные на регистрации колебательных спектров в среднем ИК диапазоне, обеспечивают надежную идентификацию атомов и молекул. Перспективным материалом для изготовления элементов оптоволоконных спектроскопических датчиков являются халькогенидные стекла [1–5], имеющие низкие оптические потери в диапазоне длин волн 1–15 мкм и высокую химическую стойкость к агрессивным средам.

В течение двух последних десятилетий проводились исследования по поиску составов халькогенидных стекол и ионов РЗЭ для спонтанной эмиссии в диапазоне длин волн 1–8 мкм [2, 6–13]. Разработаны способы получения высококчистых стекол систем Ga–Ge–As–Se и Ga–Ge–Sb–Se, легированных ионами РЗЭ, с ультранизким содержанием лимитируемых примесей [14–17]. Из легированных стекол изготовлены двухслойные световоды, обладающие минимальными оптическими потерями 0.4–1 дБ/м

в диапазоне длин волн 1–7 мкм. В ряде работ описаны волоконные сенсорные системы, в которых в качестве источника люминесцентного излучения на длинах волн 3.5–6 мкм используются волокна из халькогенидных стекол, легированных ионами РЗЭ [18–20]. В халькогенидных стеклах состава  $Ge_{36}Ga_5Se_{59} + Tb^{3+}$  (легированных ионами тербия  $Tb^{3+}$ ) была продемонстрирована лазерная генерация в спектральной области 4.9–5.5 мкм при накачке с длиной волны  $\lambda_p = 2.93$  мкм [21], а в световодах из стекол состава  $Ga_3Ge_{25}As_{15}Se_{57} + Tb^{3+}$  (сердцевина) и  $Ge_{18}As_{22}S_{60}$  (оболочка) [22] и состава  $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}Se_{65} + Tb^{3+}$  (сердцевина) и  $Ge_{12}As_{20}Sb_5S_63$  (оболочка) [23] – при накачке с  $\lambda_p = 1.98$  мкм.

Для исследования люминесцентных свойств активных халькогенидных световодов вначале использовались бесструктурные волокна, состоящие только из стеклянной сердцевины диаметром 200–350 мкм [24–26]. Такие световоды могут направлять большое число мод, амплитуды которых определяются условиями ввода излучения накачки. Поскольку халькогенидные стекла имеют большой показатель преломления (более 2.5 в зависимости от состава), световоды с большим диаметром сердцевины и стеклянной оболочкой [11, 27] также являются многомодовыми. Теоретический подход, который обычно применяется для описания возбуждения люминесцентного излучения в таких световодах, основан на феноменологической модели, широко используемой в теории волоконных лазеров [28] и включающей дифференциальные уравнения для мощности излучения накачки (ИН) и излучения люминесценции (ИЛ), а также кинетические уравнения для населенности энергетических уровней ионов [24, 27]. В модели световода с большим диаметром сердцевины вполне применимы представления геометрической оптики, т.е. не учитываются профиль показателя преломления в поперечном сечении световода (ПСС), модовый со-

Е.А.Романова, Н.Д.Паршина. Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83; e-mail: romanovaelena@sgu.ru

В.С.Ширяев. Институт химии высококчистых веществ им. Г.Г.Десятых РАН, Россия, 603951 Н. Новгород, ул. Тропинина, 49; e-mail: shiryayev@ihps-nnov.ru

Поступила в редакцию 26 марта 2023 г., после доработки – 10 июня 2023 г.

став излучения и пространственные профили мод. Если же диаметр сердцевины не превышает 20 мкм, а именно такие маломодовые световоды используются в разработках лазеров и усилителей [22, 23, 29, 30] и направляют одну или несколько мод, каждая из которых характеризуется пространственным профилем электромагнитного поля в ПСС, то возникает вопрос о применимости общепринятого теоретического подхода.

Описание распространения ИН и ИЛ в активных световодах в рамках электромагнитной теории является довольно сложной задачей. Необходимо, в первую очередь, создать модель преобразования спонтанного излучения ионов РЗЭ в моды световода. Коэффициент преобразования спонтанного излучения в моду диодного лазера или наноразмерного волокна был получен на основе электродинамического подхода в ряде работ [31–33], но, как отмечается в [31], вопрос о корректном расчете до сих пор остается дискуссионным. Далее, поскольку волоконный световод является открытым, необходимо описание радиационных потерь, возникающих как при вводе излучения, так и при его распространении, если свойства световода по той или иной причине меняются вдоль его оси [34]. Если размеры сердцевины световода сравнимы с длиной волны, а разницу в показателях преломления сердцевины и оболочки нельзя считать малой, скалярное приближение неприменимо, и следует использовать векторную модель. Поэтому для исследования в компьютерной модели влияния модового состава излучения на возбуждение ИЛ в таких световодах необходимы некоторые упрощения.

В настоящей работе используется упрощенный теоретический подход, направленный на то, чтобы установить, насколько поперечный профиль интенсивности заданной моды в активном световоде влияет на населенности уровней иона РЗЭ, а также на изменение мощности ИН и ИЛ при распространении в световоде. Вначале система кинетических уравнений для плотностей населенности энергетических уровней иона РЗЭ в матрице халькогенидного стекла решается с учетом того, что интенсивность излучения в ПСС не является постоянной, как в общепринятой феноменологической модели, а меняется в соответствии с профилем интенсивности светового пучка, который соответствует некоторой моде данного световода. Далее решается система дифференциальных уравнений для ИН и ИЛ с заданными начальными профилями интенсивности в предположении, что профиль моды нелегированного световода не меняется при распространении, а плотности населенности уровней имеют стационарные значения. Проводится сравнение с общепринятой феноменологической моделью, делаются выводы о применимости этой модели и о тех физических эффектах, которые в этой модели не учитываются.

В рамках модельной задачи исследуется кинетика населенности уровней  $Tb^{3+}$  в матрице халькогенидного стекла состава  $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}Se_{65}$ , образующего сердцевину волоконного световода. В эксперименте возбуждение ИЛ накачкой с  $\lambda_p = 2.05$  мкм в таком световоде без стеклянной оболочки исследовалось в работах [25, 26]. В теоретических моделях возбуждения ИЛ световод такого состава ранее не исследовался. В ряде работ для световода из стекла системы  $Ga-Ge-As-Se$ , легированного  $Tb^{3+}$ , в рамках общепринятой теоретической модели была применена трехуровневая схема с  $\lambda_p = 2.95$  мкм [24, 35] и 2 мкм [36]. В [36] предполагалось, что уровни  ${}^7F_2 - {}^7F_4$  являются

термически связанными. В работе [29] для световода из стекла системы  $Ga-Ge-As-Se$ , легированного  $Tb^{3+}$ , была применена четырехуровневая схема с  $\lambda_p = 2$  мкм.

В настоящей работе предполагается, что световод с сердцевиной из стекла состава  $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}Se_{65}$  имеет стеклянную оболочку состава  $Ge_{12}As_{20}Sb_5S_{63}$  [23]. В расчетах кинетики населенности уровней иона тербия используется трехуровневая схема с  $\lambda_p = 2.95$  мкм (рис.1,а). Поскольку для перехода  $3 \rightarrow 1$  нет сведений о сечении эмиссии  $Tb^{3+}$  в стекле состава  $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}Se_{65}$ , принято, что  $\sigma_{31} \approx \sigma_{13}$ . Для времени жизни уровня 3 безызлучательного перехода  $3 \rightarrow 2$  использовано значение, полученное в [7] для иона тербия в стекле системы  $Ga-Ge-As-Se$ , в котором, как и в стеклах системы  $Ga-Ge-Sb-Se$ , распад уровня  ${}^7F_4$  происходит преимущественно за счет многофотонной релаксации, в связи с чем ИЛ на длине волны  $\sim 3$  мкм не было зарегистрировано [35] или было очень слабым [7, 26]. Показатель преломления стекла сердцевины в области длин волн 3–5 мкм изменяется незначитель-

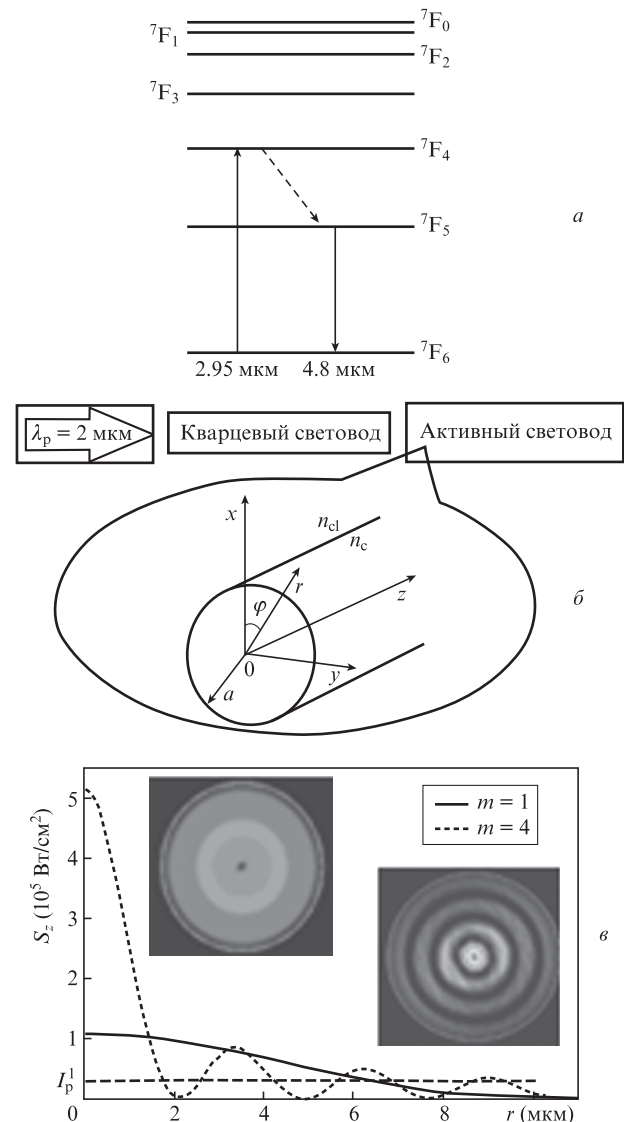


Рис.1. Схема энергетических уровней иона тербия (а), схема ввода излучения в активный световод и геометрия волоконного световода (б), а также радиальные профили интенсивности мод  $HE_{11}$  (сплошная кривая) и  $HE_{14}$  (пунктирная кривая), рассчитанные при  $\varphi = \pi/4$  на длине волны ИН с  $P_p = 100$  мВт (на вставке профили интенсивности мод в ПСС) (в).

но и равен 2.55 [23, 25, 37], а для показателя преломления стекла оболочки в [23] приводится значение 2.35.

## 2. Компьютерные модели

Запишем систему кинетических уравнений для плотностей населенности  $N_1, N_2, N_3$  энергетических уровней иона тербия:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -(\sigma_{13}N_1 - \sigma_{31}N_3)\varphi_p - (\sigma_{12}N_1 - \sigma_{21}N_2)\varphi_1 \\ &\quad + \frac{N_2}{\tau_{2r}} + \frac{N_2}{\tau_{21nr}} + \frac{\beta_{31}N_3}{\tau_{3r}}, \\ \frac{dN_2}{dt} &= (\sigma_{12}N_1 - \sigma_{21}N_2)\varphi_1 \\ &\quad + \frac{N_3}{\tau_{32nr}} - \frac{N_2}{\tau_{2r}} - \frac{N_2}{\tau_{21nr}} + \frac{\beta_{32}N_3}{\tau_{3r}}, \\ \frac{dN_3}{dt} &= (\sigma_{13}N_1 - \sigma_{31}N_3)\varphi_p - \frac{N_3}{\tau_{32nr}} - \frac{N_3}{\tau_{3r}}. \end{aligned} \tag{1}$$

Параметры для решения кинетических уравнений и ссылки на литературные источники приведены ниже.

Длина волны ИН $\lambda_p$ (мкм) . . . . .	2.95
Длина волны ИЛ $\lambda_l$ (мкм) . . . . .	4.8
Сечение поглощения ИН $\sigma_{13}$ (см <sup>2</sup> ) . . . . .	$11 \times 10^{-21}$ [23]
Сечение эмиссии ИН $\sigma_{31}$ (см <sup>2</sup> ) . . . . .	$11 \times 10^{-21}$ [23]
Сечение поглощения ИЛ $\sigma_{12}$ (см <sup>2</sup> ) . . . . .	$14 \times 10^{-21}$ [23]
Сечение эмиссии ИЛ $\sigma_{21}$ (см <sup>2</sup> ) . . . . .	$15 \times 10^{-21}$ [23]
Радиационное время жизни	
уровня 3 $\tau_{3r}$ (мс) . . . . .	4.9 [9, 21, 25, 26]
Время жизни уровня 3	
для безызлучательного	
перехода $3 \rightarrow 2$ $\tau_{32nr}$ (мс) . . . . .	0.012 [7]
Радиационное время жизни	
уровня 2 $\tau_{2r}$ (мс) . . . . .	13.9 [9, 21, 25, 26]
Время жизни уровня 2	
для безызлучательного	
перехода $2 \rightarrow 1$ $\tau_{21nr}$ (мс) . . . . .	8.9 [26]
Коэффициент ветвления	
для перехода $3 \rightarrow 2$ $\beta_{32}$ . . . . .	0.07 [9, 25, 26]
Коэффициент ветвления	
для перехода $3 \rightarrow 1$ $\beta_{31}$ . . . . .	0.93 [9, 25, 26]
Радиус сердцевины	
световода $a$ (мкм) . . . . .	10
Показатель преломления	
сердцевины световода $n_c$ . . . . .	2.55 [23, 25, 37]
Показатель преломления	
оболочки световода $n_{cl}$ . . . . .	2.35 [23]
Концентрация ионов	
тербия $N_{Tb}$ (см <sup>-3</sup> ) . . . . .	$2 \times 10^{19}$
Коэффициент оптических потерь	
нелегированного стекла	
на длине волны ИН $\alpha_p$ (см <sup>-1</sup> ) . . . . .	0.003
Коэффициент оптических потерь	
нелегированного стекла	
на длине волны ИЛ $\alpha_l$ (см <sup>-1</sup> ) . . . . .	0.001

Отметим, что в расчетах задаются длины волн ИН и ИЛ, средние по спектру переходов  $1 \rightarrow 3$  и  $1 \rightarrow 2$  [23].

В системе (1)  $\varphi_p$  и  $\varphi_1$  – это плотности потоков энергии ИН и ИЛ:

$$\varphi_p = \frac{P_p}{hf_p A}, \quad \varphi_1 = \frac{P_1}{hf_1 A}. \tag{2}$$

Здесь  $P_p$  и  $P_1$  – мощности излучения накачки и люминесценции;  $f_p$  и  $f_1$  – частоты соответствующих излучений;  $h$  – постоянная Планка. Согласно условию  $N_1 + N_2 + N_3 = N_{Tb}$  сумма плотностей населенности уровней равна концентрации ионов тербия  $N_{Tb}$ .

*Модель 1D.* Волоконный световод характеризуется только одним параметром – площадью сердцевины  $A$ , при изменении которой при заданной мощности ИН варьируются  $\varphi_p$  и  $\varphi_1$ , а также интенсивность  $I_p^1 = P_p/A$ , одинаковая во всех точках ПСС. Плотности населенности уровней зависят только от времени:  $N_i = N_i(t)$ ,  $i = 1, 2, 3$ . Такая теоретическая модель является общепринятой [28].

*Модель 3D.* Охарактеризуем световод как волноводную структуру с учетом профиля показателя преломления в ПСС и модового состава излучения. Если излучение лазера вводится в халькогенидный световод через одно-модовый кварцевый световод, расположенный встык (или через линзу) и соосно халькогенидному (как показано на рис.1,б), в последнем возбуждаются преимущественно моды  $HE_{1m}$ , которые не имеют внутренних каустик [34]. Если диаметр стеклянной оболочки световода значительно больше диаметра сердцевины, число мод определяется по числу нулей функции Бесселя  $J_1(V)$ , где  $V = ka\sqrt{n_c^2 - n_{cl}^2}$  – параметр световода с радиусом сердцевины  $a$  и показателями преломления сердцевины  $n_c$  и оболочки  $n_{cl}$  (рис.1,б);  $k = 2\pi/\lambda$ . Параметры радиального профиля электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей заданной моды могут быть получены путем решения характеристического уравнения [34]

$$\begin{aligned} &\left[ \frac{J'_\nu(u)}{uJ_\nu(u)} + \frac{K'_\nu(w)}{wK_\nu(w)} \right] \left[ \frac{J'_\nu(u)}{uJ_\nu(u)} + \frac{n_{cl}^2}{n_c^2} \frac{K'_\nu(w)}{wK_\nu(w)} \right] \\ &= \left( \frac{v\beta}{kn_c} \right)^2 \left( \frac{V}{uw} \right)^4, \end{aligned} \tag{3}$$

где  $v$  – азимутальный порядок моды (для  $HE_{1m}$ -мод  $v = 1$ );  $J_\nu$  и  $K_\nu$ ,  $J'_\nu$  и  $K'_\nu$  – функции Бесселя и Макдональда и их производные соответственно. Получив параметры профиля моды  $u$  и  $w$ , соответственно, в сердцевине и оболочке, можно рассчитать радиальные ( $E_r$ ,  $H_r$ ) и азимутальные ( $E_\varphi$ ,  $H_\varphi$ ) компоненты полей  $E$  и  $H$ , а также продольную компоненту плотности потока мощности  $S_z = \frac{1}{2} \text{Re}[E_r H_\varphi^* - E_\varphi H_r^*]$  в каждой точке  $(r, \varphi)$  ПСС (рис.1,б). Здесь  $E_r = e_r(r)f(\varphi)$ ,  $E_\varphi = e_\varphi(r)g(\varphi)$ ,  $H_r = h_r(r)g(\varphi)$ ,  $H_\varphi = h_\varphi(r)f(\varphi)$  и  $e_r, e_\varphi, h_r, h_\varphi$  – профили соответствующих компонент полей  $E$  и  $H$ . Для четных мод  $f(\varphi) = \cos \varphi$ ,  $g(\varphi) = -\sin \varphi$  [34];  $S_z(r, \varphi)$  определяет интенсивность излучения в каждой точке ПСС. Полная мощность ИН в световоде

$$P_p = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty S_z(r, \varphi) r dr,$$

а плотность потока энергии ИН (2) зависит от радиальной координаты:

$$\varphi_p(r, \varphi) = \frac{S_z(r, \varphi)}{hf_p}.$$

Для световода с параметрами, приведенными выше, число мод  $HE_{1m}$  на длине волны ИН равно семи, а на дли-

не волны ИЛ – четырем. Таким образом, в сердцевине световода на длине волны ИН распространяется основная мода  $HE_{11}$  и еще шесть мод с ненулевыми амплитудами, величина которых зависит от условий ввода излучения на входном торце.

Профили интенсивности мод в ПСС и радиальная зависимость  $S_z$  для  $HE_{1m}$ -мод с  $m = 1, 4$  на длине волны ИН показаны на рис.1,в. В расчетах предполагалось, что мощность каждой отдельной моды равна 100 мВт. Поскольку интенсивность излучения моды зависит от радиальной координаты, в уравнениях (1)  $N_i = N_i(r, t)$ . Для сравнения интенсивность  $I_p^1 = 31.8$  кВт/см<sup>2</sup>, рассчитанная в модели 1D, отмечена на рис.1,в штриховой линией. В точках  $r_c$  пересечения этой линии с профилями интенсивности мод  $S_z(r_c) = I_p^1$ . Для основной моды  $HE_{11}$  имеется одно пересечение в точке  $r_c = 6.28$  мкм, а для моды  $HE_{14}$  – таких пересечений семь.

Отметим, что для рассматриваемой структуры вариации  $S_z$  по  $\varphi$  составляют менее 1% и не видны на профилях мод в ПСС на рис.1,в. Поэтому в дальнейшем рассмотрении будут рассчитываться только радиальные зависимости плотностей населенности, соответствующие радиальному профилю  $S_z$  при  $\varphi = \pi/4$ .

### 3. Кинетика населенности уровней

Рассмотрим изменение во времени плотностей населенности  $N_i(t)$  уровней  $Tb^{3+}$  в модели 1D в предположении, что  $P_p$  задана в некотором ПСС и не зависит от  $t$ , а мощность ИЛ мала, так что можно считать  $P_1 = 0$ . При  $t = 0$   $N_1 = N_{Tb}$ ,  $N_2 = 0$ ,  $N_3 = 0$ .

Зависимости  $N_i(t)$ , нормированные на  $N_{Tb}$ , полученные в результате численного решения системы (1) с заданными параметрами (см. разд.2), приведены на рис.2 для разных  $I_p^1$ . Видно, что время перехода в стационарный режим, когда населенности уровней уже не меняются со временем, зависит от интенсивности ИН – чем больше  $I_p^1$ , тем быстрее устанавливаются стационарные значения  $N_i$ , также зависящие от  $I_p^1$ .

Далее в модели 3D учтем модовый состав излучения в световоде и будем считать, что профиль интенсивности ИН в ПСС соответствует профилю одной из мод  $HE_{1m}$ . Плотности населенности  $N_i(r, t)$ , полученные в результате решения системы (1) при условии, что профиль интенсивности ИН соответствует моде  $HE_{11}$  или моде  $HE_{14}$ , показаны на рис.3. Как и в модели 1D, переход к стационарному режиму происходит быстрее там, где больше  $S_z(r)$ .

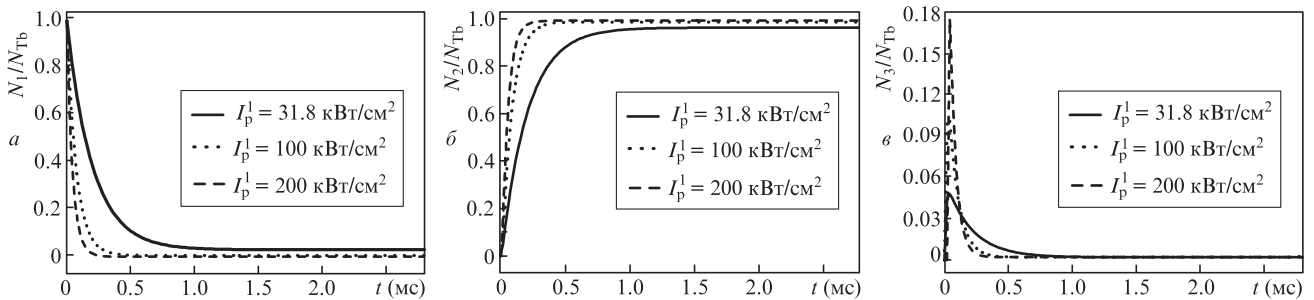


Рис.2. Зависимости плотностей населенности уровней 1 (а), 2 (б), 3 (в) иона тербия от времени в модели 1D при разной интенсивности ИН ( $I_p^1 = 31.8$  кВт/см<sup>2</sup> соответствует  $P_p = 100$  мВт).

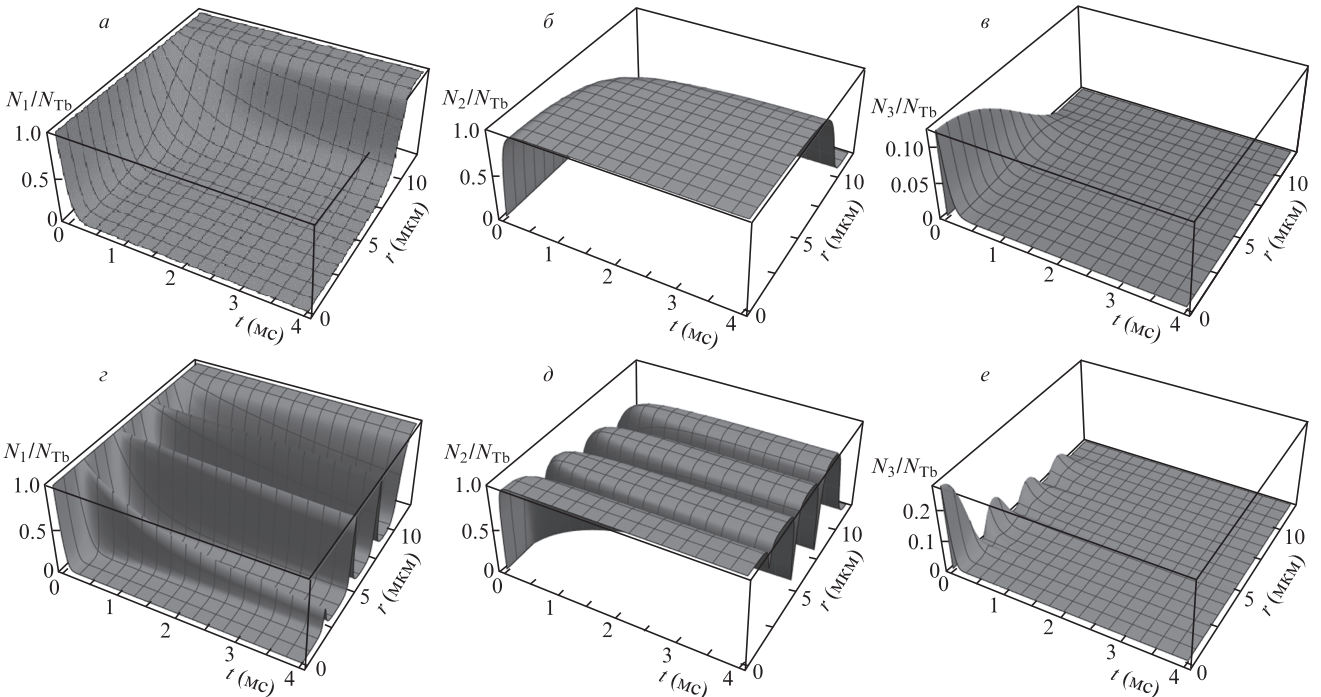


Рис.3. Зависимости плотностей населенности уровней 1 (а, г), 2 (б, д), 3 (в, е) иона тербия от времени и радиальной координаты в модели 3D для мод  $HE_{11}$  (а, б, в) и  $HE_{14}$  (г, д, е);  $P_p = 100$  мВт.

В модели 3D это область вблизи оси световода ( $r = 0$ ). В моде  $HE_{11}$  (рис.3,  $a-e$ ) в заданный момент времени стационарная плотность населенности  $N_1$  растет, а плотность населенности  $N_2$  падает вдоль радиальной координаты соответственно уменьшению  $S_z(r)$  в направлении от оси световода к границе сердцевинки и оболочки (рис.1,  $e$ ). В моде  $HE_{14}$  (рис.3,  $z-e$ ) радиальные зависимости  $N_i$  имеют экстремумы, причем минимумы  $N_1$  и максимумы  $N_2$  соответствуют максимумам  $S_z(r)$  на рис.1,  $e$ . В точках  $r = r_c$  зависимость  $N_i(r_c, t)$  в модели 3D совпадает с зависимостью  $N_i(t)$ , показанной на рис.2 сплошными линиями.

Сравним полное число ионов тербия в ПСС на уровнях  $i = 1, 2$  и 3, полученное в модели 1D,

$$N_i^A(t) = N_i(t)A,$$

и в модели 3D,

$$N_i^A(t) = 2\pi \int_0^a N_i(r, t) r dr.$$

На рис.4 показаны  $N_i^A(t)$ , нормированные на полное число ионов тербия  $N_i = N_{Tb}A = 6.28 \times 10^{13} \text{ см}^{-1}$  в ПСС. Видно, что изменение  $N_i^A$  во времени происходит поразному в моделях 1D и 3D, а также оно зависит от радиального профиля интенсивности моды. Так, при поглощении ИН  $N_1^A$  и  $N_2^A$  в модели 1D меняются быстрее, чем в модели 3D. Стационарное значение  $N_1^A$  в модели 1D меньше, а  $N_2^A$  и  $N_3^A$  больше, чем рассчитанные в модели 3D.

Теперь сравним рассчитанные в обеих моделях изменения во времени разности плотностей населенности  $\Delta N_{12} = N_2 - N_1$ . Если ИН имеет профиль моды  $HE_{11}$ ,  $\Delta N_{12}$

уменьшается в ПСС от оси ( $r = 0$ ) к периферии (рис.5,  $a$ ) в соответствии с профилем  $S_z(r)$ . На рис.6,  $a, b$  показано, что время установления стационарной величины  $\Delta N_{12}$  и время создания инверсной населенности (смена знака в каждой кривой от  $\Delta N_{12} < 0$  к  $\Delta N_{12} > 0$ ) растут при увеличении  $r$ . Кривые, построенные в разных моделях, совпадают в точках  $r = r_c$ . На оси световода инверсная населенность создается быстрее, чем в модели 1D, поскольку  $S_z(0) > I_p$ . При  $P_p = 100 \text{ мВт}$  стационарные значения  $\Delta N_{12}$  имеют положительный знак в области ПСС с  $r < 9.55 \text{ мкм}$  (рис.6,  $a$ ), а при  $P_p = 20 \text{ мВт}$  – в области ПСС с  $r < 8.6 \text{ мкм}$  (рис.6,  $b$ ).

Если ИН имеет профиль моды  $HE_{14}$ , области с  $\Delta N_{12} < 0$  чередуются с областями с  $\Delta N_{12} > 0$  (рис.5,  $b$ ) в соответствии с профилем моды на рис.1,  $e$ . Как показано на рис.6,  $b, z, y$  этой моды  $\Delta N_{12}$  на оси световода больше, чем у моды  $HE_{11}$ , поскольку при одинаковой мощности ИН  $S_z(0)$  больше у моды  $HE_{14}$ . В областях вблизи минимумов профиля  $S_z(r)$  получаем  $\Delta N_{12} < 0$  (например, для  $r = 4.8 \text{ мкм}$  на рис.6,  $b$ ), а время установления стационарного значения  $\Delta N_{12}$  значительно больше, чем на оси световода.

Для моды  $HE_{11}$  сравним полную в ПСС разность населенностей  $\Delta N_{12}(t)A$  в модели 1D и

$$\Delta N_{12}^A(t) = 2\pi \int_0^a \Delta N_{12}(r, t) r dr$$

в модели 3D (рис.7) при разной мощности ИН. Отметим, что в модели 3D усреднение проводится по области ПСС с  $\Delta N_{12} > 0$ . При  $P_p = 100 \text{ мВт}$  (сплошные кривые) и  $20 \text{ мВт}$  (пунктирные кривые) стационарная инверсная населенность в модели 1D оказывается больше, чем в модели 3D.

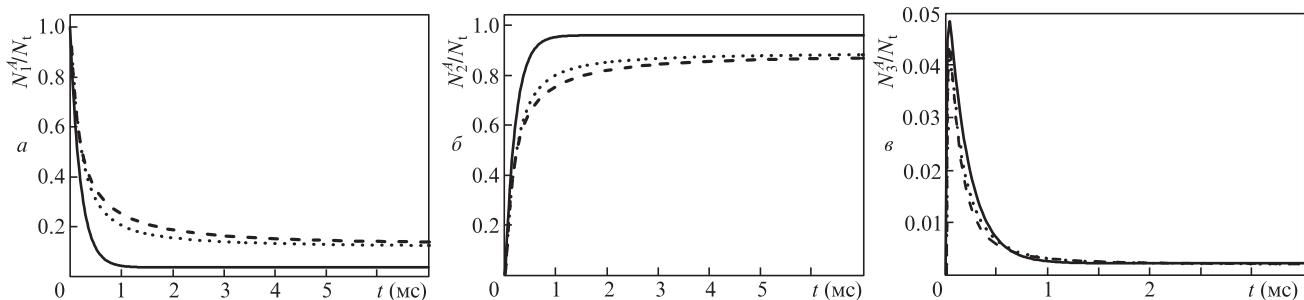


Рис.4. Зависимости полного числа ионов тербия в ПСС на уровнях 1 ( $a$ ), 2 ( $b$ ), 3 ( $v$ ) от времени в модели 1D (сплошные кривые) и в модели 3D для мод  $HE_{11}$  (штриховые кривые) и  $HE_{14}$  (пунктирные кривые);  $P_p = 100 \text{ мВт}$ .

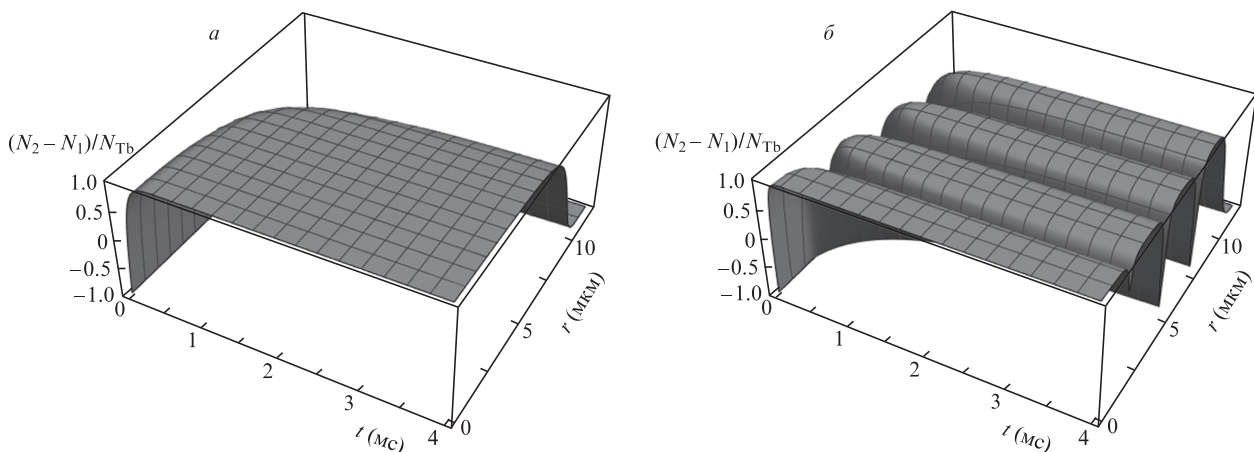


Рис.5. Зависимости разности плотностей населенности уровней 1 и 2 иона тербия от времени и радиальной координаты в модели 3D для мод  $HE_{11}$  ( $a$ ) и  $HE_{14}$  ( $b$ );  $P_p = 100 \text{ мВт}$ .

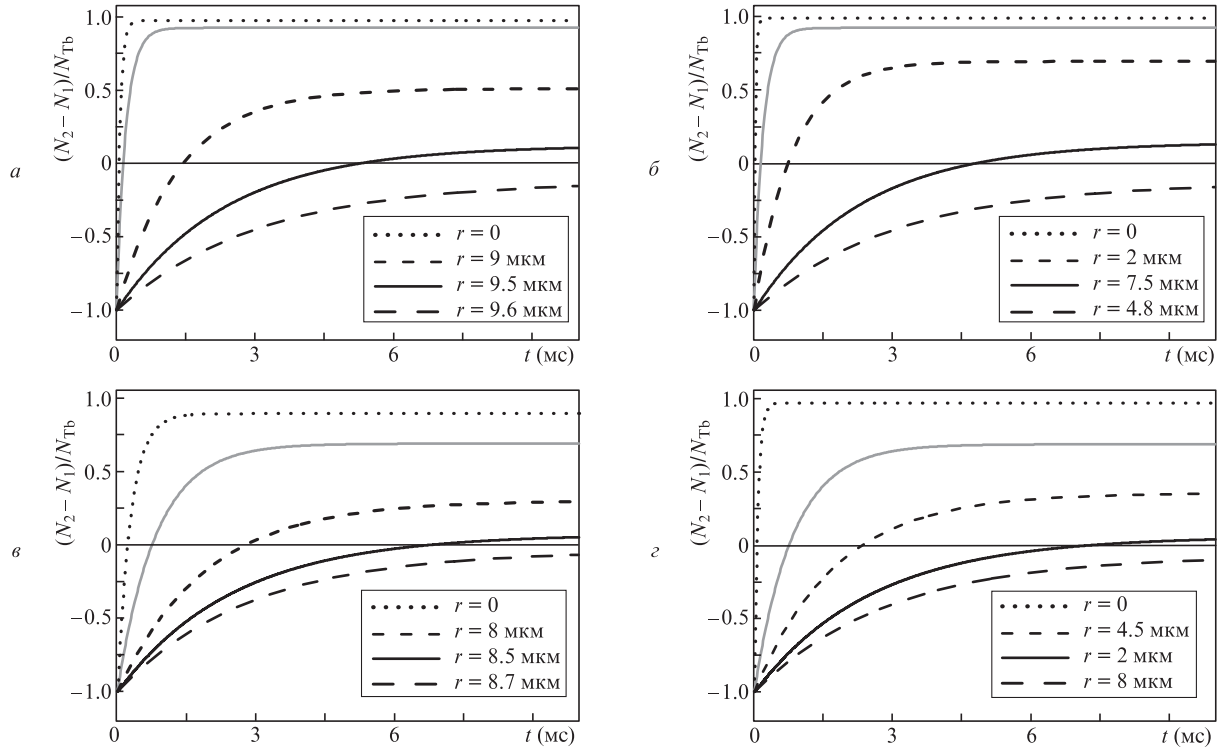


Рис.6. Зависимости разности плотностей населенности уровней 1 и 2 иона тербия от времени, рассчитанные в модели 3D в разных радиальных точках для моды  $HE_{11}$  (а, в) и  $HE_{14}$  (б, г), а также в модели 1D (серые кривые);  $P_p = 100$  мВт (а, б) и 20 мВт (в, г).

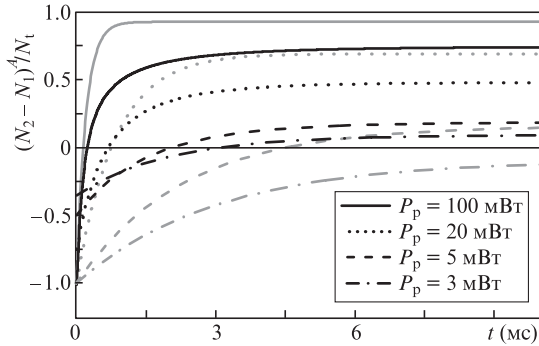


Рис.7. Зависимости полной в ПСС разности населенностей уровней 1 и 2 иона тербия от времени в модели 1D (серые кривые) и для моды  $HE_{11}$  в модели 3D (черные кривые) при различной мощности ИЛ.

При  $P_p = 5$  мВт (штриховые кривые) стационарные значения  $\Delta N_{12}^A$  почти совпадают, а при  $P_p = 3$  мВт (штрихпунктирные кривые) в модели 1D во всем ПСС  $\Delta N_{12} < 0$ , в то время как в модели 3D стационарное значение  $\Delta N_{12}$  несколько больше нуля, т. к. в ПСС еще имеются области с  $\Delta N_{12} > 0$  (при  $r < 5.7$  мкм).

#### 4. Возбуждение люминесцентного излучения

Рассмотрим распространение ИЛ и ИЛ в активном световоде с учетом радиального профиля моды в ПСС. В наших расчетах, как и в работах [24, 27], будем использовать стационарные решения системы (1) при  $dN_i/dt = 0$ , которые могут быть получены в аналитическом виде [28]. Поскольку установлено, что в модели 3D при  $P_p < 100$  мВт стационарное значение  $\Delta N_{12} > 0$  только в ограниченной области ПСС, при моделировании распростра-

нения ИЛ и ИЛ будем задавать начальную мощность ИЛ не менее 100 мВт.

В модели 1D для расчета изменения мощностей накачки  $P_p$  и люминесценции  $P_1$  вдоль оси  $z$  световода (рис. 1, б) обычно решается система уравнений [24, 27, 28]

$$\frac{\partial}{\partial z} P_p = -(\sigma_{13}N_1 - \sigma_{31}N_3)P_p - \alpha_p P_p, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} P_1 = -(\sigma_{12}N_1 - \sigma_{21}N_2)P_1 - \alpha_1 P_1 + \gamma N_2.$$

Здесь  $\alpha_p$  и  $\alpha_1$  – коэффициенты оптических потерь на длинах волн  $\lambda_p$  и  $\lambda_1$ ;  $\gamma = \eta f_1 A / \tau_{2r}$  – коэффициент спонтанного излучения с уровня 2 [12], где  $\eta = \{1 - \cos[\pi/2 - \arcsin(n_{c1}/n_c)]\}/2$  определяется долей спонтанного излучения в пределах апертурного угла световода. Для световода с заданными выше параметрами  $\eta = 0.039$ .

В системе (4)  $P_p = P_p(z)$ ,  $P_1 = P_1(z)$ ,  $N_1 = N_1(z)$ ,  $N_2 = N_2(z)$ ,  $N_3 = N_3(z)$ , а начальные значения мощностей –  $P_p(0) = P_p^0$ ,  $P_1(0) = 0$ . Отметим, что систему (4) можно записать и для постоянных в ПСС интенсивностей ИЛ и ИЛ:  $I_p^1 = P_p/A$  и  $I_1^1 = P_1/A$ .

В модели 3D для каждой точки  $r$  в ПСС можно записать систему дифференциальных уравнений для зависящих от  $r$  интенсивностей  $I_p = I_p(r, z)$  и  $I_1 = I_1(r, z)$  и локальных плотностей населенности  $N_1 = N_1(r, z)$ ,  $N_2 = N_2(r, z)$ ,  $N_3 = N_3(r, z)$ :

$$\frac{\partial}{\partial z} I_p = -(\sigma_{13}N_1 - \sigma_{31}N_3)I_p - \alpha_p I_p, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} I_1 = -(\sigma_{12}N_1 - \sigma_{21}N_2)I_1 - \alpha_1 I_1.$$

Уравнения (5) дополняются начальными условиями  $I_p(r, 0) = S_z(r)$ ,  $I_l(0) = S_z^l(r)$ , где  $S_z(r)$  и  $S_z^l(r)$  – радиальные профили интенсивности на длинах волн  $\lambda_p$  и  $\lambda_l$ . Предполагается, что при  $z = 0$  мода на длине волны ИЛ уже сформирована, т. е. радиационные потери на входном торце световода не учитываются. Отметим также, что в модели 3D не учитываются возможные радиационные потери при изменении  $N_i$  вдоль  $z$ , если эти изменения приводят к искажению профиля интенсивности моды в ПСС. В нелегированном световоде в соответствии с уравнениями (5)  $I_p$  и  $I_l$  уменьшаются вдоль  $z$  за счет поглощения в стекле, а радиальный профиль интенсивности не меняется.

Поскольку, как показано в разд.3, населенности  $N_i(r, t)$  имеют радиальную зависимость в ПСС в соответствии с профилем интенсивности заданной моды  $HE_{1m}$ , предположим, что в световоде на длине волны ИЛ формируется преимущественно  $HE_{1m}$ -мода с таким же радиальным индексом. Как следует из рис.8,а, у моды  $HE_{11}$  радиальные профили интенсивности на длинах волн ИН и ИЛ отличаются незначительно, а у моды  $HE_{14}$  минимумы интенсивности на разных длинах волн несколько смещены по  $r$ , причем ИЛ больше проникает в оболочку световода ( $r > a$ ) по сравнению с ИН в этой же моде.

Отметим, что учет спонтанного излучения в обеих моделях имеет феноменологический характер и вносит некоторую неопределенность в расчет мощности ИЛ. В модели 1D для расчета  $\gamma$  нужны значения  $n_c$  и  $n_{cl}$ , а их довольно сложно измерить точно в среднем ИК диапазоне. Кроме того, сердцевинной световода направляется не все излучение в пределах апертурного угла, а только те волны, которые удовлетворяют условию поперечного фазового резонанса [34]. В модели 3D предполагается, что в плоскости  $z = 0$  часть спонтанного излучения уже преобразована в моду на длине волны  $\lambda_l$ , но выбор мощности

$$P_l(0) = 2\pi \int_0^\infty S_z^l(r) r dr$$

произволен. Для согласования начальных условий зависимости  $N_3(z)$  и  $P_l(z)$  рассчитывались в модели 1D вначале при  $\gamma = 0.039$ , а затем при  $\gamma = 0$  для заданной  $P_p^0$  подбирались значения  $P_l(0) \neq 0$ , при которой получались равные значения в максимумах этих зависимостей. Для  $P_p^0 = 100$  или 140 мВт получено  $P_l(0) \approx 2.3 \times 10^{-7} P_p^0$ . Отметим, что при таких двух способах задания начальных условий в модели 1D не только максимумы функций  $N_3(z)$  и  $P_l(z)$ , но и их значения во всех точках  $z$  практически совпадают. В модели 3D полученное значение  $P_l(0)$  использовалось для расчета начального профиля  $S_z^l(r)$  при заданной мощности  $P_p^0$ .

Рассмотрим изменение радиального профиля интенсивности в ПСС при распространении ИН вдоль  $z$  (рис.9,а,б). Поскольку стационарные значения  $N_i$  зависят от  $r$ , при поглощении ИН, в соответствии с первым уравнением системы (5), радиальный профиль  $I_p(r, z)$  искажается и, как видно из рис.8,б, в точках  $z > 0$  отличается от формы профиля моды  $S_z(r)$  нелегированного световода. Такая перестройка профиля светового пучка на длине волны ИН в реальном световоде сопровождается радиационными потерями, приводящими к уменьшению  $P_p$ . Модель 3D, в отличие от модели 1D, позволяет выявить этот эффект, но радиационные потери в моделях не учитываются.

Сравнение рис.9,в и г, полученных в разных моделях, показывает, что спад мощности  $P_p$  вдоль  $z$  зависит от  $P_p^0$ . Большей величине  $P_p^0$  и, соответственно, большей интенсивности ИН в каждой точке, соответствует меньшее стационарное значение  $N_1$  (рис.2,а), что приводит к более медленному спаду  $P_p$  при распространении ИН. Заметные различия в спаде  $P_p$  при разных  $P_p^0$  наблюдаются только при  $z < 50$  см в области нарастания  $N_3$  до максимумов (вставки на рис.9,в,г) за счет поглощения ИН. При больших  $z$  кривые  $P_p(z)$  сближаются и достигают нуля все в одной точке  $z \approx 120$  см. Максимальные значения  $N_3$  на оси световода (при  $r = 0$ ) в модели 3D значительно больше, чем в модели 1D, поскольку  $S_z(0) \gg I_p^l$  (рис.1,в). Для моды  $HE_{11}$  в каждой точке  $r < r_c = 6.28$  мкм кривая  $N_3(z, r)$  лежит выше кривой  $N_3(z)$ , полученной в модели 1D. В точке  $r = r_c$  кривая  $N_3(z, r_c)$  совпадает с кривой  $N_3(z)$  (серые кривые на вставках рис.9,в и г). При  $r > r_c$  кривая  $N_3(z, r)$  будет лежать ниже кривой  $N_3(z)$ . Для моды  $HE_{14}$  имеется несколько точек  $r_c$ , в которых зависимости  $N_3(z, r_c)$  и  $N_3(z)$  совпадают, а при  $r = 0$  полученное в модели 3D максимальное значение  $N_3$  более чем на порядок превышает соответствующее значение в модели 1D (вставка на рис.9,г).

Разность стационарных плотностей населенности  $\Delta N_{12} = N_2 - N_1$  в модели 3D больше, чем в модели 1D, в тех точках  $r$ , где  $S_z(r) > I_p^l$  (рис.1,в). Как показано на рис.10,а,б, изменение  $\Delta N_{12}$  вдоль  $z$  зависит от радиальной координаты – там, где  $S_z(r)$  меньше, короче длина спада  $N_2$  до нуля, когда  $\Delta N_{12}/N_{Tb} = -1$ . Вблизи границы сердцевины и оболочки  $\Delta N_{12}$  уменьшается вдоль  $z$  от положительных к отрицательным значениям на короткой длине (рис.10,в и г;  $r = 8$  и 9 мкм). При меньших  $r$  ( $r < r_c$ ) кривые  $\Delta N_{12}(z)$ , полученные в моделях 3D и 1D, практически совпадают в области положительных значений и переходят через ноль в точке  $z \approx 70$  см. Далее величина  $\Delta N_{12}/N_{Tb}$  имеет отрицательные, но близкие к нулю значения, примерно от  $-0.1$  до  $-0.03$ , после чего происходит резкий

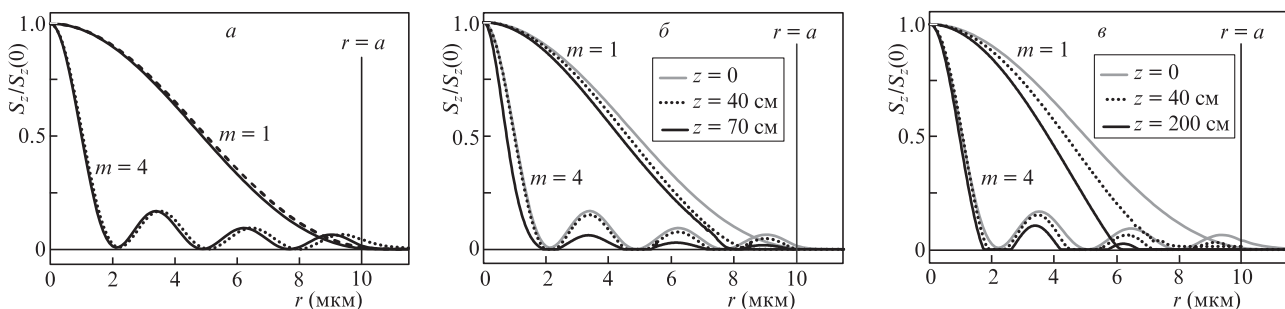


Рис.8. Радиальные профили интенсивности мод  $HE_{11}$  и  $HE_{14}$  в ПСС на длинах волн ИН (сплошные кривые) и ИЛ (штриховые и пунктирные кривые) при  $z = 0$  (а), а также на длине волны ИН (б) и ИЛ (в) при разных  $z$ ;  $P_p^0 = 100$  мВт.

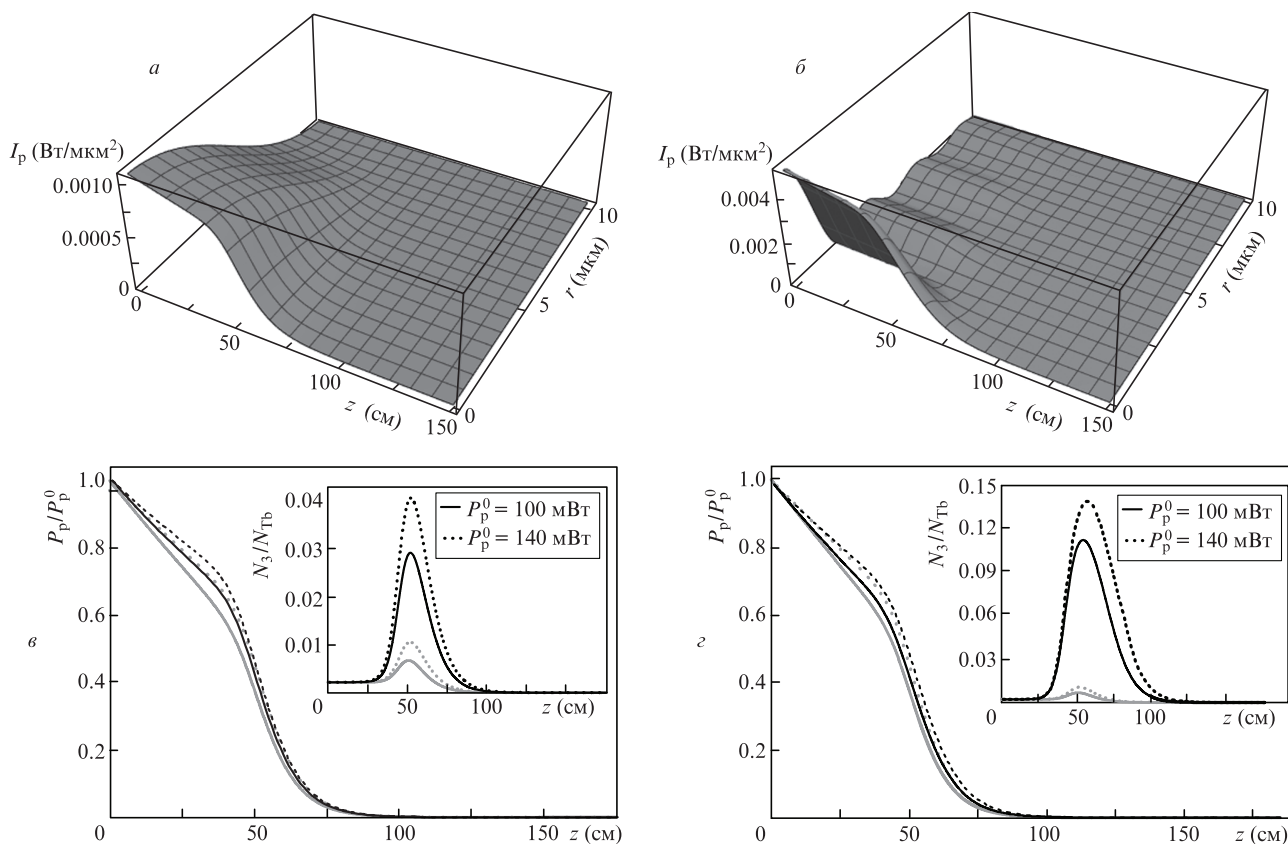


Рис.9. Интенсивность ИН в зависимости от продольной и радиальной координат,  $P_p^0 = 100$  мВт (а, б); изменение мощности ИН и населенности уровня 3 (на вставках) вдоль  $z$  при распространении излучения в моде  $HE_{11}$  (в) или  $HE_{14}$  (г) в модели 1D (серые кривые) и в модели 3D на оси световода (черные кривые).

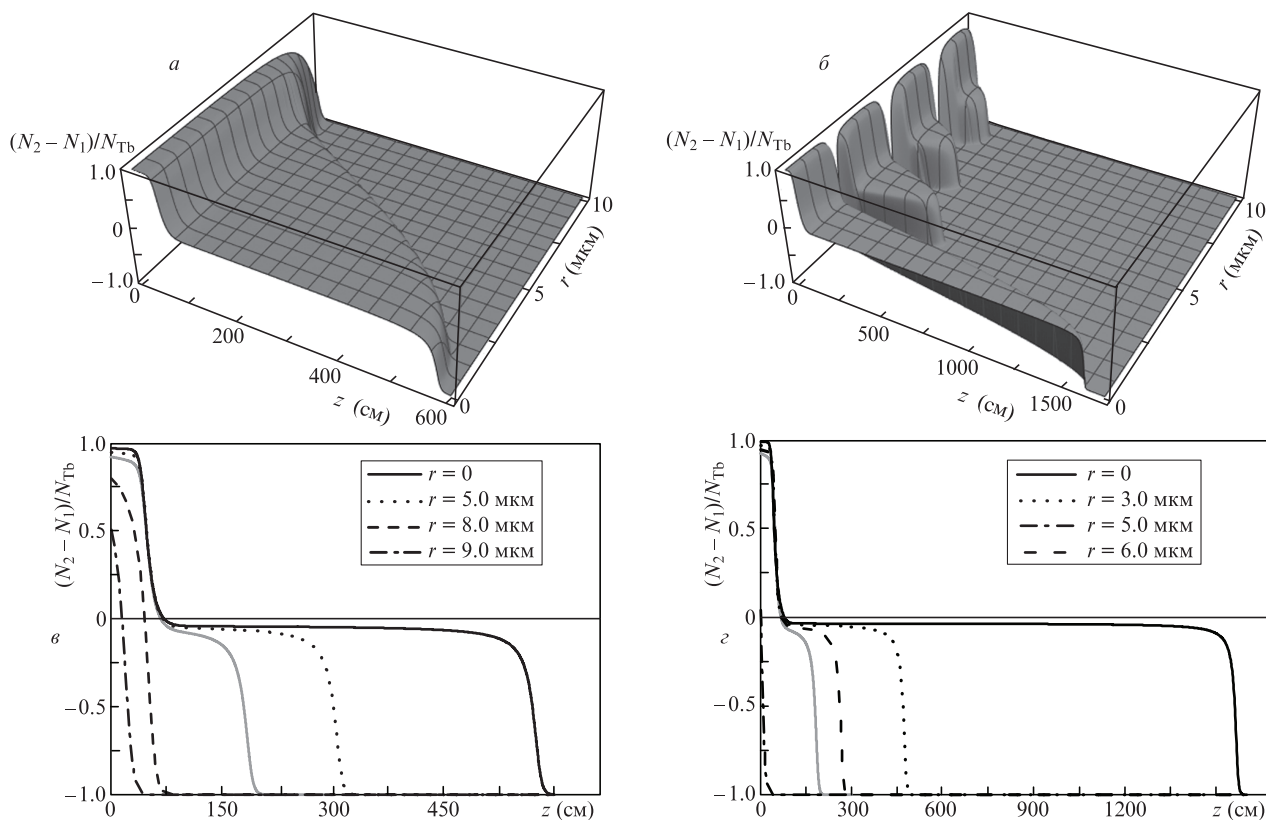


Рис.10. Зависимости разности плотностей населенности уровней 1 и 2 от продольной и радиальной координат (а, б), а также от продольной координаты в модели 1D (серые кривые) и в модели 3D (черные кривые) в разных радиальных точках (в, г) при распространении излучения в моде  $HE_{11}$  (а, в) или  $HE_{14}$  (б, г);  $P_p^0 = 100$  мВт.

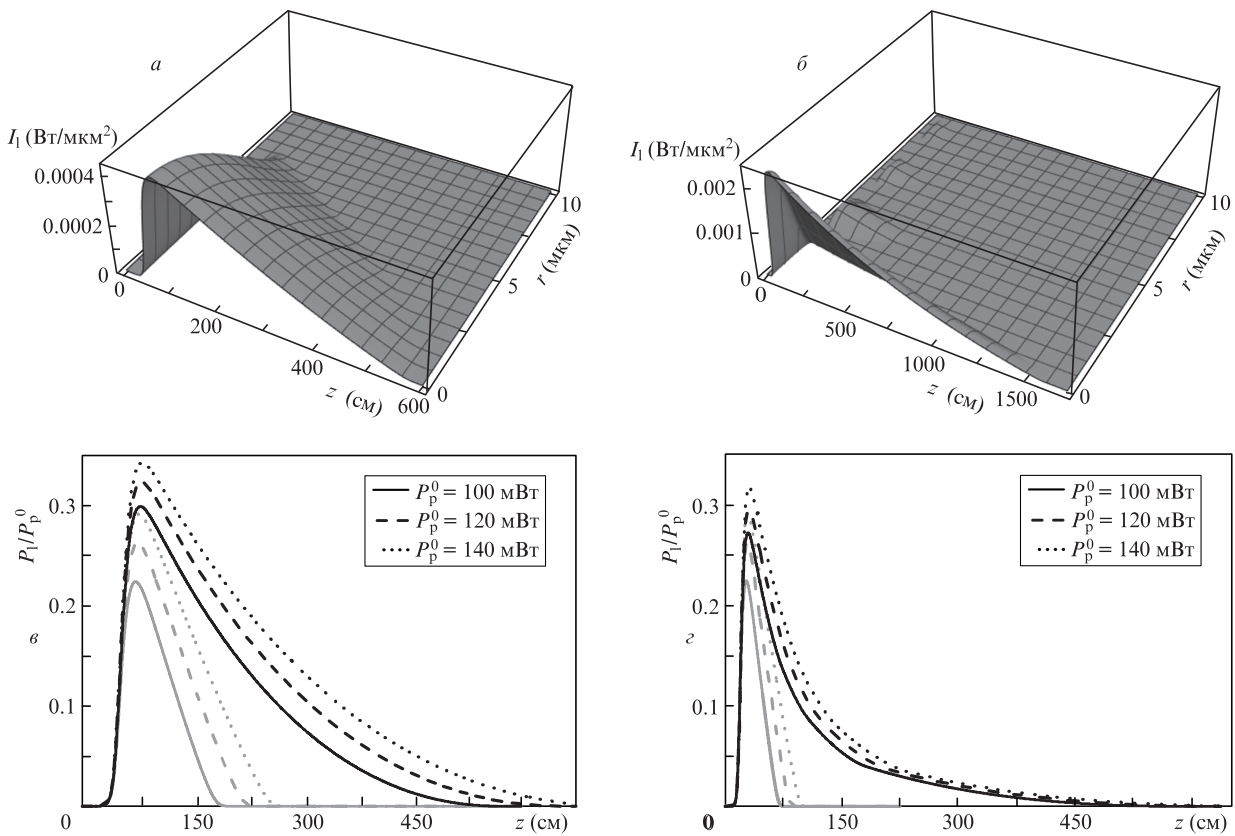


Рис. 11. Зависимости интенсивности ИЛ от продольной и радиальной координат,  $P_p^0 = 100$  мВт ( $a, \delta$ ), а также мощности ИЛ от продольной координаты ( $\epsilon, \zeta$ ) в модели 1D (серые кривые) и в модели 3D (черные кривые) при распространении излучения в моде  $HE_{11}$  ( $a, \epsilon$ ) или  $HE_{14}$  ( $\delta, \zeta$ ), рассчитанные при различной мощности ИН.

спад до  $-1$ . Как видно из рис.10, $\epsilon, \zeta$ , у моды  $HE_{11}$  длина уменьшения  $N_2$  до нуля при  $r = 0$  (0.6 м) значительно меньше, чем у моды  $HE_{14}$  (1.5 м), у которой  $S_z(0)$  в несколько раз больше (рис.1, $\epsilon$ ). В точках с низкой интенсивностью  $\Delta N_{12} < 0$  при всех  $z$  (например, как показано на рис.10, $\zeta$  для  $r = 5$  мкм). Длина спада  $N_2$  до нуля, полученная в модели 1D (0.2 м), равна длине спада, полученной для моды  $HE_{11}$  в модели 3D в точке  $r = 6.28$  мкм, и оказывается значительно меньше максимальной длины спада при  $r = 0$ . По этой причине в модели 3D ИЛ вблизи оси распространяется на значительно большие расстояния, чем в модели 1D (рис.11). При распространении профиль интенсивности светового пучка в ПСС искажается (рис.8, $\epsilon$ ). Для моды  $HE_{11}$  с ростом  $z$  наблюдается тенденция к уменьшению ширины пучка ИЛ, что видно и на рис.11, $a$ . В моде  $HE_{14}$  на некоторой длине ИЛ спадает до нуля во всех максимумах профиля интенсивности, кроме центрального, ширина которого уменьшается (рис.11, $\delta$ ). Отметим, что в реальном световоде перестройка профиля моды ИЛ в ПСС приводит к радиационным потерям, как и при распространении ИН, и уменьшению  $P_1$ .

Как показано на рис.11, $\epsilon, \zeta$ , в модели 3D получена большая максимальная мощность ИЛ, чем в модели 1D, что обусловлено большими значениями  $N_3$  и  $N_2$  по поглощению ИН в тех областях в ПСС, где  $S_z(r) > I_p^0$ . При заданной начальной мощности  $P_p^0$  максимальная мощность ИЛ больше, если ИН и ИЛ распространяются в моде  $HE_{11}$  (рис.11, $a, \epsilon$ ), а не в моде  $HE_{14}$  (рис.11, $\delta, \zeta$ ). При увеличении  $P_p^0$  положение максимума зависимости  $P_1(z)$  несколько смещается в направлении от источника излучения. Однако следует учитывать, что в реальном свето-

воде  $P_1$  будет уменьшаться и за счет радиационных потерь при перестройке профиля моды.

## 5. Заключение

В задаче возбуждения ИЛ в маломодовом волоконном световоде из халькогенидного стекла, легированного ионами РЗЭ, применены представления волновой теории волоконных световодов [34]; согласно этой теории излучение, распространяющееся в световоде, является совокупностью мод, каждая из которых имеет свой профиль интенсивности в ПСС. Для исследования влияния профиля интенсивности на кинетику населенности энергетических уровней иона РЗЭ и возбуждение люминесценции разработана упрощенная теоретическая модель, отличающаяся от общепринятой феноменологической модели [24, 27, 28] тем, что интенсивность излучения в ПСС предполагается не постоянной, а зависящей от радиальной координаты в соответствии с профилем интенсивности заданной моды.

Расчеты проводились для мод  $HE_{1m}$ , которые не имеют внутренних каустик и возбуждаются в световоде при соосном вводе излучения накачки. В модельной задаче о кинетике населенности энергетических уровней иона тербия при поглощении ИН с заданным радиальным профилем интенсивности установлено, что скорость изменения населенности уровней и время перехода в стационарный режим зависят от радиальной координаты. Так, на оси световода это время более чем на порядок меньше, чем вблизи границы сердцевин и оболочки, что важно иметь в виду, например, в случае импульсной оптической на-

качки. Инверсная населенность быстро формируется вблизи оси, а на периферии разность населенностей верхнего и нижнего рабочих уровней может оставаться отрицательной. В модах высоких порядков инверсная населенность не формируется в радиальных точках, соответствующих минимумам интенсивности заданной моды. Таким образом, инверсная населенность распределена в ПСС неравномерно, а ее изменение во времени зависит от радиальной координаты (а при большой разнице  $n_c$  и  $n_{cl}$  также и от угловой координаты). Если при некоторой заданной мощности ИН в модели 1D усиление отсутствует, то в модели 3D в ограниченных областях в ПСС может быть создана инверсная населенность. Отметим, что селективное возбуждение отдельных мод редко реализуется на практике. Обычно в маломодовом световоде распространяется несколько мод, амплитуды которых определяются условиями ввода излучения на входном торце. Варьируя модовый состав или амплитуды мод на длине волны ИН, можно управлять профилем усиления в ПСС.

Радиальная зависимость плотностей населенности уровней в ПСС приводит к искажению профилей интенсивности мод, распространяющихся в световоде на длинах волн ИН и ИЛ. Поскольку населенности уровней и мощность ИН и ИЛ меняются вдоль  $z$ , в световоде нет области пространственно-установившегося режима, когда профили интенсивности волн накачки и люминесценции в ПСС не зависят от  $z$  [34]. Часть энергии волн уходит из реального световода в виде поля излучения при перестройке профилей мод. Этот эффект не был выявлен в модели 1D. В предлагаемой нами работе показано, что вследствие радиальной зависимости интенсивности мод распространение ИН и ИЛ происходит в пространственно-неустановившемся режиме, что должно приводить к радиационным потерям. Расчет таких радиационных потерь совместно с потерями при преобразовании спонтанного излучения в моды световода на длине волны ИЛ является актуальной задачей в разработках рассматриваемых источников люминесцентного излучения и лазерных систем.

Отметим, что в модели 3D спад мощности ИН вдоль оси световода практически не зависит от радиального профиля интенсивности ИН. Однако населенности уровней 2 и 3 вследствие поглощения с нижнего уровня иона тербия в модели 3D оказываются больше вблизи оси световода, где интенсивность ИН выше, чем на периферии. Такой профиль усиления приводит к значительному возрастанию мощности ИЛ в модели 3D по сравнению с моделью 1D, но для точной оценки в расчетах необходимо учитывать радиационные потери.

Полученные результаты продемонстрировали ограниченную применимость общепринятой теоретической модели в отношении халькогенидного световода, легированного ионами РЗЭ. Так, если световод является маломодовым, интенсивность излучения нельзя считать одинаковой во всех точках ПСС. Такое приближение не согласуется и с данными эксперимента [23], где измерялся профиль интенсивности светового пучка на выходном торце маломодового халькогенидного световода в волоконном лазере и было показано, что форма профиля интенсивности близка к профилю основной моды световода, а вклад мод высоких порядков мал, что указывает на малость амплитуд этих мод на входном торце световода или большие радиационные потери при преобразовании спонтанного излучения в эти моды на длине волны ИЛ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-13-00194).

1. Boussard-Plédel C., in *Chalcogenide Glasses: Preparation, Properties and Applications. Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials*, **44**, 381 (2014).
2. Guo H., Cui J., Xu C., Xu Y., Farrell G., in *Mid-Infrared Fluoride and Chalcogenide Glasses and Fibers, Progress in Optical Science and Photonics*, **18**, 217 (2022).
3. Heo J., Rodrigues M., Saggese S.J., Sigel G.H. *J. Appl. Opt.*, **30**, 3944 (1991).
4. Sanghera J.S., Kung F.H., Pureza P.C., et al. *J. Appl. Opt.*, **33**, 6315 (1994).
5. Seddon A.B., Tang Z., Furniss D., et al. *Opt. Express*, **18**, 26704 (2010).
6. Jackson S.D., Jain R.K. *Opt. Express*, **28**, 30964 (2020).
7. Shaw L.B., Cole B., Thielen P.A., Sanghera J.S., Aggarwal I.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **48**, 1127 (2001).
8. Sojka L., Tang Z., Jayasuriya D., Shen M., et al. *Appl. Sci.*, **10**, 539 (2020).
9. Nazabal V., Adam J.-L. *Opt. Mater.: X*, **15**, 100168 (2022).
10. Shiryayev V.S., Karaksina E.V., Kotereva T.V., Snopatin G.E., Velmuzhov A.P., et al. *J. Non-Cryst. Solids*, **537**, 120026 (2020).
11. Karaksina E.V., Kotereva T.V., Shiryayev V.S. *J. Lumin.*, **204**, 154 (2018).
12. Karaksina E.V., Shiryayev V.S., Anashkina E.A., Kotereva T.V., Churbanov M.F., Snopatin G.E. *Opt. Mater.*, **72**, 654 (2017).
13. Churbanov M.F., Denker B.I., et al. *J. Lumin.*, **245**, 118756 (2022).
14. Shiryayev V.S., Karaksina E.V., et al. *J. Lumin.*, **183**, 129 (2017).
15. Velmuzhov A.P., Sukhanov M.V., Plotnichenko V.G., Plekhovich A.D., Shiryayev V.S., Churbanov M.F. *J. Non-Cryst. Solids*, **525**, 119669 (2019).
16. Sukhanov M.V., Velmuzhov A.P., Otopkova P.A., Ketkova L.A., Evdokimov I.I., Kurganova A.E., Plotnichenko V.G., Shiryayev V.S. *J. Non-Cryst. Solids*, **593**, 121793 (2022).
17. Sukhanov M.V., Velmuzhov A.P., Ketkova L.A., Otopkova P.A., Evdokimov I.I., Kurganova A.E., Shiryayev V.S., Denker B.I., Galagan B.I., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G., Sverchkov S.E. *J. Non-Cryst. Solids*, **608**, 122256 (2023).
18. Starecki F., Charpentier F., Doualan J.L., Quétel L., Michel K., Chahal R. *Sens. Actuators, B*, **207**, 518 (2015).
19. Pele A.L., Braud A., Doualan J.L., Starecki F., Nazabal V., Chahal R., Boussard-Plédel C., Bureau B., et al. *Opt. Mater.*, **61**, 37 (2016).
20. Velmuzhov A.P., Sukhanov M.V., Kotereva T.V., Zernova N.S., Shiryayev V.S., et al. *J. Non-Cryst. Solids*, **517**, 70 (2019).
21. Churbanov M.F., Denker B.I., Galagan B.I., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G., Sukhanov M.V., et al. *Appl. Phys. B*, **126**, 117 (2020).
22. Shiryayev V.S., Sukhanov M.V., Velmuzhov A.P., Karaksina E.V., Kotereva T.V., Snopatin G.E., Denker B.I., Galagan B.I., Sverchkov S.E., et al. *J. Non-Cryst. Solids*, **567**, 120939 (2021).
23. Koltashev V.V., Denker B.I., Galagan B.I., Snopatin G.E., Sukhanov M.V., et al. *Opt. Laser Technol.*, **161**, 109233 (2023).
24. Sujecki S., Sojka L., Pawlik E., Anders K., Piramidowicz R., Tang Z., Furniss D., Barney E., Benson T., Seddon A. *J. Lumin.*, **199**, 112 (2018).
25. Starecki F., Abdellaoui N., Braud A., Doualan J.-L., Boussard-Plédel C., Bureau B., Camy P., Nazabal V. *Opt. Lett.*, **43**, 1211 (2018).
26. Abdellaoui N., Starecki F., Boussard-Plédel C., Shpotyuk Y., Doualan J.-L., Braud A., Baudet E., Nemeč P., Chevire F., Dussauze M., Bureau B., Camy P., Nazabal V. *Opt. Mater. Express*, **8**, 2887 (2018).
27. Sujecki S., Sojka L., Beres-Pawlik E., Anders K., Piramidowicz R., Tang Z., Furniss D., Barney E., et al. *J. Lumin.*, **209**, 14 (2019).
28. Dong L., Samson B. *Fiber Lasers: Basics, Technology, and Applications* (CRC Press, 2016).
29. Anashkina E.A. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **30**, 1190 (2018).
30. Sójka L., Tang Z., Zhu H., et al. *Opt. Mater. Express*, **2**, 1632 (2012).
31. Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **47**, 313 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 313 (2017)].
32. Masalov A.V., Minogin V.G. *J. Exp. Theor. Phys.*, **118**, 714 (2014).
33. Le Kien F., Hejazi S., Busch T., et al. *Proc. 2018 Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (San Jose, US); [https://doi.org/10.1364/CLEO\\_AT.2018.JTh2A.45](https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2018.JTh2A.45).
34. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волокон* (М.: Радио и связь, 1987).
35. Sójka L., Tang Z., Furniss D., Sakr H., Fang Y., Beres-Pawlik E., Benson T.M., Seddon A.B., Sujecki S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, 70 (2017).
36. Sujecki S., Sojka L., Tang Z., Jayasuriya D., Furniss D., Barney E., Benson T., Seddon A. *J. Rare Earths*, **37**, 1157 (2019).
37. Ma C., Guo H., Xu Y., Wu Z., Mingming Li M., Jia X., Nie Q. *J. Am. Ceram. Soc.*, **102**, 6794 (2019).