

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО
ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

Кафедра общей, теоретической и компьютерной физики

**КИНЕТИКА НАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ ИОНА ТЕРБИЯ
И ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
В МАЛОМОДОВОМ ХАЛЬКОГЕНИДНОМ СВЕТОВОДЕ**

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ
студентки 2 курса 2225 группы
направления 03.04.02 «Физика» Института физики
Паршиной Нины Дмитриевны

Научный руководитель
профессор, д.ф.-м.н.

Е. А. Романова

Заведующий кафедрой
общей, теоретической и
компьютерной физики
профессор, д.ф.-м.н.

В.М. Аникин

Саратов
2024

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность выпускной квалификационной работы (ВКР) определяется проведением исследований по созданию материально-технологической базы для волоконно-оптических устройств, работающих в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне (длины волн от 3 до 50 мкм).

Спектральные измерения в среднем ИК диапазоне, основанные на регистрации колебательных спектров, идентификацию атомов и молекул. Метод волоконной спектроскопии открывает новые возможности для дистанционного анализа химического состава веществ в реальном времени, что имеет важное значение в различных областях, включая науку, медицину, промышленность и другие сферы деятельности.

Халькогенидные стекла являются перспективным материалом для изготовления элементов оптоволоконных спектроскопических датчиков, так как они обладают низкими оптическими потерями в диапазоне длин волн 1-15 мкм и высокой химической стойкостью к агрессивным средам.

В выпускной квалификационной работе на основе компьютерного моделирования исследуются физические свойства волоконно-оптических источников излучения среднего ИК диапазона на основе халькогенидных световодов, легированных ионами редкоземельных элементов.

Цель работы – определение влияния модового состава излучения в халькогенидном световоде на кинетику населенности уровней активного иона (ион Tb^{3+}) и на возбуждение люминесценции.

Задачи ВКР:

1. Определение модового состава халькогенидного световода, легированного ионами тербия, на длинах волн накачки и люминесценции. Расчет профилей интенсивности мод в поперечном сечении световода.

2. Построение системы кинетических уравнений для населённостей уровней иона Tb^{3+} с учетом радиального профиля интенсивности моды активного световода в его поперечном сечении.

3. Для моды с заданным профилем интенсивности решить систему кинетических уравнений и исследовать полученные зависимости населенности уровней иона тербия от времени в разных радиальных точках поперечного сечения световода.

4. Построение компьютерной модели для расчета мощностей излучения накачки и излучения люминесценции в активном световоде.

5. Расчет изменения мощности излучения накачки и излучения люминесценции в разных модах световода.

Научная новизна определяется оригинальной физико-математической моделью изучения физических особенностей излучения накачки и люминесценции и результатами, полученными на ее основе.

Структура и объём ВКР. Выпускная квалификационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка используемых источников. Общий объём работы составляет 54 страницы.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность работы, обсуждается практическая значимость полученных результатов. Описывается история использования света для передачи информации и современные волоконно-оптические технологии. Особое внимание уделяется разработкам волоконно-оптических датчиков для дистанционного анализа химического состава жидких веществ. Волоконные источники широкополосного излучения являются важными элементами таких датчиков.

В первой главе приводятся общие сведения об оптических и электронных свойствах халькогенидных стекол.

Основными составляющими халькогенидных стекол являются халькогены, это химические элементы VI группы. Халькогены, такие как сера, селен и теллур, являются важными компонентами халькогенидных стекол. С увеличением порядкового номера халькогенов меняются их физические и химические свойства, что отражается на их способности к образованию различных соединений.

Лантаноиды, или редкоземельные элементы, представляют собой уникальное семейство металлов, которые включают в себя 15 элементов с атомными номерами от 57 до 71.

Халькогенидные световоды, активированные ионами редкоземельных элементов (Pr, Dy, Tm, Yb, Tb и др.), имеют малые оптические потери в среднем ИК диапазоне. Такие световоды могут использоваться как источники ИК излучения для создания спектроскопических оптоволоконных датчиков.

Во второй главе описываются основные положения волновой теории волоконных световодов, необходимые для решения задач работы. Даются сведения об условиях отсечки и классификации мод, а также волновые уравнения для сердцевины и оболочки световода. Приводится характеристическое уравнение для мод цилиндрического волновода, решение которого позволяет рассчитать профили интенсивности мод в световоде.

В третьей главе исследуется кинетика населённости энергетических уровней иона тербия в халькогенидном световоде (Рисунок 1).

Рассчитываются профили интенсивности мод в поперечном сечении световода (ПСС). Строится система кинетических уравнений для населённостей уровней иона Tb^{3+} с учетом радиального профиля интенсивности моды активного световода в его поперечном сечении. Для моды с заданным профилем интенсивности решается система кинетических уравнений и исследуются полученные зависимости населённости уровней иона тербия от времени в разных радиальных точках ПСС.

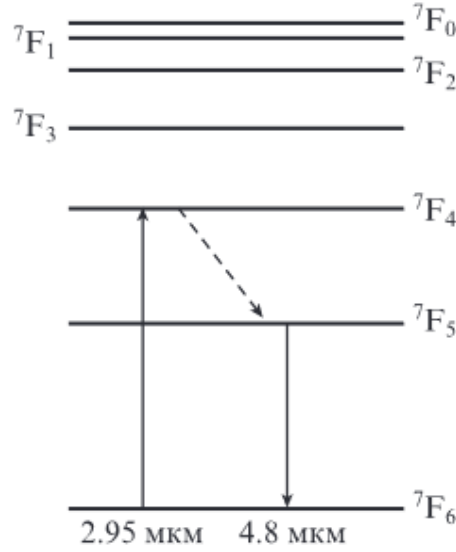


Рисунок 1. Схема энергетических уровней иона тербия.

Система кинетических уравнений для плотностей населённости N_1 , N_2 , N_3 энергетических уровней иона тербия в матрице халькогенидного стекла имеет вид:

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

Описание используемых параметров и их значения приведены в [1].

В системе (1) φ_p и φ_l – плотности потоков энергии излучения накачки (ИН) и излучения люминесценции (ИЛ):

$$\varphi_p = \frac{P_p}{h \cdot f_p \cdot A}, \quad \varphi_l = \frac{P_l}{h \cdot f_l \cdot A} \quad (2)$$

Здесь P_p и P_l – мощности ИН и ИЛ, f_p и f_l – частоты ИН и ИЛ, h – постоянная Планка. Согласно условию $N_1 + N_2 + N_3 = N_{Tb}$, сумма плотностей населённости уровней равна концентрации N_{Tb} ионов тербия.

Параметры мод получены путем решения характеристического уравнения [2]:

$$\left[\frac{J'_v(u)}{u \cdot J_v(u)} + \frac{K'_v(w)}{w \cdot K_v(w)} \right] \cdot \left[\frac{J'_v(u)}{u \cdot J_v(u)} + \frac{n_o^2}{n_c^2} \cdot \frac{K'_v(w)}{w \cdot K_v(w)} \right] = \left(\frac{v \cdot \beta}{k \cdot n_c} \right)^2 \cdot \left(\frac{V}{u \cdot w} \right)^4 \quad (3)$$

Здесь v – азимутальный порядок моды (для HE_{1m} мод $v = 1$), J_v и K_v , J'_v и K'_v – функции Бесселя и Макдональда и их производные, соответственно, $k = 2\pi/\lambda$, $V = k \cdot a \cdot \sqrt{n_c^2 - n_o^2}$ – параметр световода с радиусом сердцевины a и показателями преломления сердцевины n_c и оболочки n_o , λ – длина волны излучения. Получив параметры моды u и w , соответственно, в сердцевине и оболочке,

можно рассчитать радиальные (E_r, H_r) и азимутальные (E_φ, H_φ) компоненты полей \vec{E} и \vec{H} , а также продольную компоненту плотности потока мощности $S_z = 1/2 \cdot \text{Re}[E_r \cdot H_\varphi^* - E_\varphi \cdot H_r^*]$ в каждой точке (r, φ) ПСС. Здесь $E_r = e_r(r) \cdot f(\varphi)$, $E_\varphi = e_\varphi(r) \cdot g(\varphi)$, $H_r = h_r(r) \cdot g(\varphi)$, $H_\varphi = h_\varphi(r) \cdot f(\varphi)$. Для четных мод $f(\varphi) = \cos(\varphi)$, $g(\varphi) = -\sin(\varphi)$, $e_r, e_\varphi, h_r, h_\varphi$ – радиальные профили соответствующих компонент полей \vec{E} и \vec{H} [3]. Величина $S_z(r, \varphi)$ 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: $\varphi_p(r, \varphi) = S_z(r, \varphi) / (h \cdot f_p)$.

Профили интенсивности мод в ПСС и радиальная зависимость S_z для HE_{1m} мод с $m = 1, 3, 5, 7$ на длине волны ИН показаны на рисунке 2. В расчетах предполагалось, что мощность каждой отдельной моды равна 100 мВт.

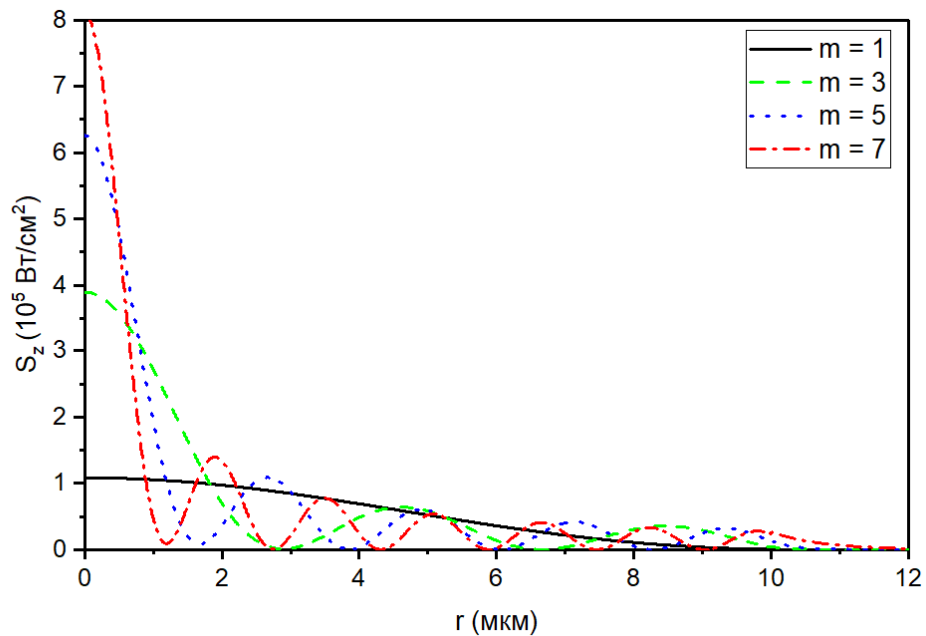


Рисунок 2. Радиальные профили интенсивности мод HE_{11} , HE_{13} , HE_{15} и HE_{17} , рассчитанные при $\varphi = \pi/4$ на длине волны ИН с $P_p = 100$ мВт.

Для световода с параметрами, приведенными в [1], число мод HE_{1m} на длине волны ИН равно 7, а на длине волны ИЛ – 4. Таким образом, в сердцевине световода на длине волны ИН распространяется основная мода HE_{11} и еще 6 мод с ненулевыми амплитудами, величина которых зависит условий ввода излучения на входном торце.

В расчетах предполагалось, что на коротком временном интервале мощность накачки, заданная в начальный момент времени $t = 0$, является постоянной, а мощность люминесценции $P_l = 0$.

Плотности населенности $N_i(r, t)$ рассчитаны при использовании профиля интенсивности ИН, соответствующего модам HE_{1m} с $m = 1, 7$ и показаны на рисунке 3. Видно, что переход к стационарному режиму происходит быстрее

в областях с более высоким значением $S_z(r)$ на рисунке 2. Эти области расположены вблизи оси световода ($r = 0$).

В моде HE_{11} (рисунок 3, а-в) в стационарной плотности населенности N_1 в направлении от оси световода к границе сердцевины и оболочки ($r = 10$ мкм) наблюдается рост, в то время как плотность населенности N_2 уменьшается вдоль радиальной координаты (рисунок 2).

В модах с $m > 1$ (рисунок 3, г-е) радиальные зависимости N_i имеют экстремумы, где минимумы N_1 и максимумы N_2 соотносятся с максимумами $S_z(r)$ соответствующих мод на рисунке 2. Это подчеркивает важность анализа влияния профиля интенсивности излучения на кинетику населенностей.

Поскольку усиление в активной среде определяется разностью плотностей населенности $\Delta N_{12} = N_2 - N_1$, рассмотрено изменение ΔN_{12} со временем. При использовании профиля моды HE_{11} , как показано на рисунке 3а, ΔN_{12} уменьшается от оси к периферии ПСС в соответствии с профилем $S_z(r)$ на рисунке 2.

При использовании профиля мод с $m > 1$, области с $\Delta N_{12} < 0$ чередуются с областями с $\Delta N_{12} > 0$ (рисунок 4б), что соответствует профилям мод на рисунке 2. У этих мод ΔN_{12} на оси световода больше, чем у моды HE_{11} , из-за различия в $S_z(0)$.

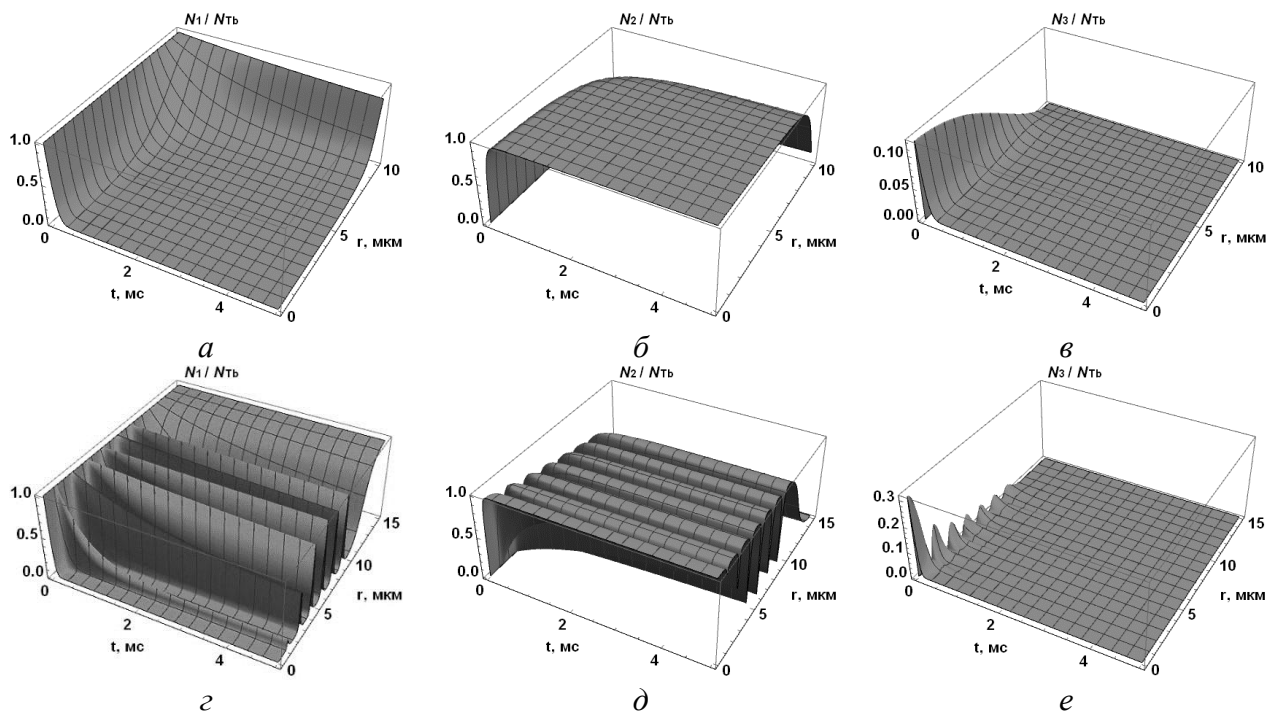


Рисунок 3. Плотности населенности уровней 1 (а,г), 2 (б,д), 3 (в,е) иона тербия в зависимости от времени и радиальной координаты для мод HE_{11} (а,б,в), HE_{17} (г,д,е). $P_p = 100$ мВт.

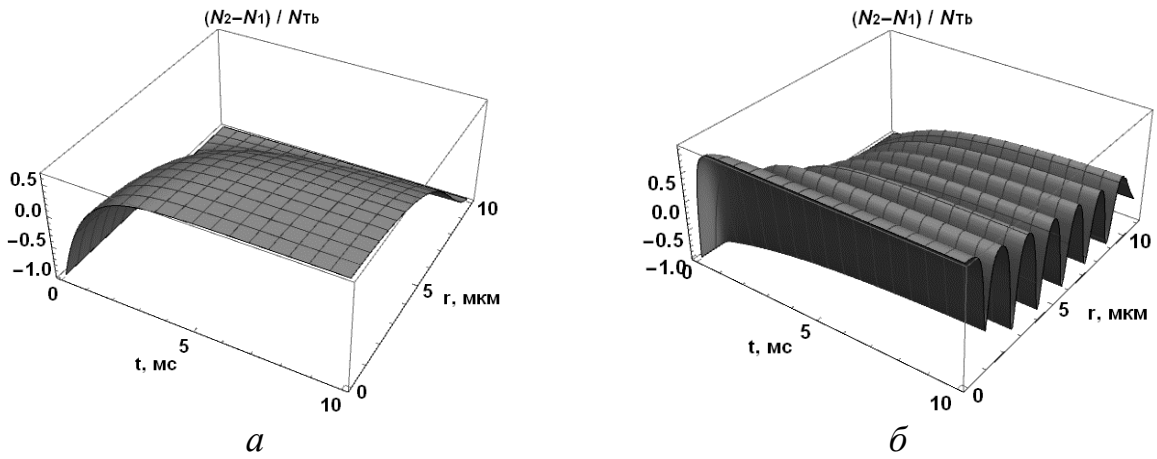


Рисунок 4. Разность плотностей населенности уровней 1 и 2 иона тербия в зависимости от времени и радиальной координаты, рассчитанная для мод HE_{11} (а) и HE_{17} (б). $P_p = 100$ мВт.

Таким образом, при исследовании кинетики населенности энергетических уровней иона тербия при поглощении ИН с заданным радиальным профилем интенсивности обнаружено, что скорость изменения населенности уровней и время перехода в стационарный режим изменяются в зависимости от радиальной координаты. Например, время перехода в стационарный режим на оси световода значительно меньше, чем в области близкой к границе сердцевины и оболочки, что следует учитывать при использовании импульсной оптической накачки. Инверсная населенность быстро формируется вблизи центральной оси, в то время как на периферии разница в населенности между верхними и нижними уровнями может оставаться отрицательной. В модах высоких порядков инверсная населенность не образуется в радиальных точках, соответствующих минимумам интенсивности. Распределение инверсной населенности в поперечном сечении световода неравномерно, а ее изменение во времени зависит от радиальной координаты и определяется радиальным порядком моды.

В четвертой главе решается задача о возбуждении ИЛ в активном световоде. Построена компьютерная модель для расчета интенсивности ИЛ.

С учетом радиальных профилей интенсивности мод для каждой радиальной точки в ПСС можно записать систему дифференциальных уравнений для зависящих от радиальной координаты интенсивностей ИН $I_p = I_p(r, z)$ и ИЛ $I_l = I_l(r, z)$ и локальных плотностей заселенности $N_1 = N_1(r, z)$, $N_2 = N_2(r, z)$, $N_3 = N_3(r, z)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} I_p &= -(\sigma_{13} N_1 - \sigma_{31} N_3) I_p - \alpha_p I_p \\ \frac{\partial}{\partial z} I_l &= -(\sigma_{12} N_1 - \sigma_{21} N_2) I_l - \alpha_l I_l \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения (4) 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 λ_p и λ_l .

В модели предполагается, что при $z = 0$ часть спонтанного излучения уже преобразована в моду ИЛ на длине волны λ_l и мощность ИЛ мала:

$$P_l(0) = 2\pi \int_0^{\infty} S_z^l(r) r dr \approx 2.3 \times 10^{-7} P_p^0 \quad (5)$$

Отметим, что рассматриваются моды с $m=1,2,3,4$, поскольку число мод на длине волны ИЛ, полученное в 3 главе, равно 4. Предполагается, что ИН в заданной моде возбуждает ИЛ в моде с тем же радиальным порядком.

На рисунке 5 показано изменение профилей интенсивности мод на длине волны накачки при распространении ИН вдоль световода. Видно, что на длине 100 см мощность ИН падает вследствие поглощения, так что при $z > 100$ см интенсивность ИН во всех радиальных точках ПСС равна нулю.

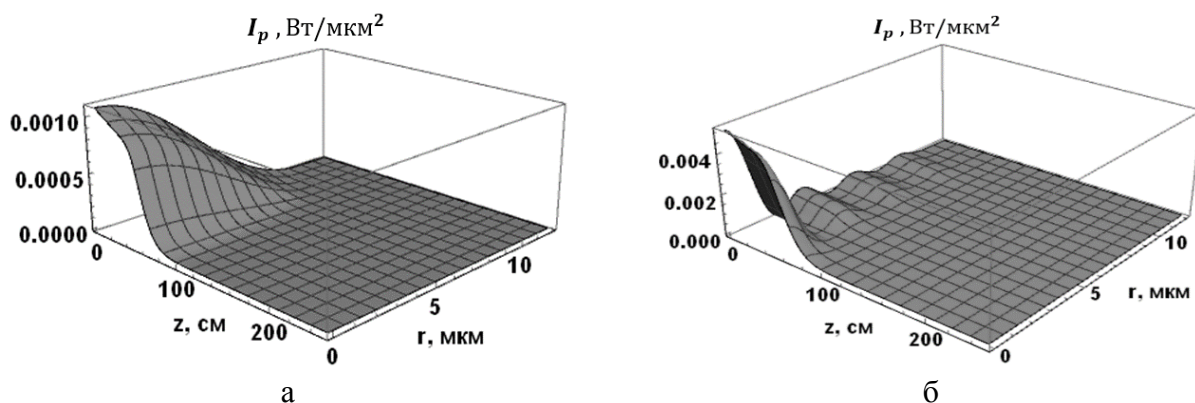


Рисунок 5. Зависимости интенсивности ИН от продольной и радиальной координат, рассчитанные для мод HE_{11} (а) и HE_{14} (б) при $P_p^0 = 100$ мВт.

На рисунке 6 сравниваются зависимости для спада нормированной мощности ИН для разных мод, полученные при заданной мощности P_p^0 . В каждой точке z мощность накачки больше у моды с меньшим m . Поэтому доля поглощенной мощности больше у мод более высоких порядков.

На рисунке 7 показано изменение профилей интенсивности мод на длине волны ИЛ при распространении вдоль световода. Видно, что на длине 700 см у моды с $m=1$ интенсивность падает вследствие поглощения, и при $z > 700$ см интенсивность ИЛ во всех радиальных точках ПСС равна нулю. У моды с $m=4$ интенсивность ИЛ падает на длине 1600 см, причем, излучение в побочных максимумах спадает до нуля на значительно меньшей длине (< 500 см). Максимальная интенсивность на оси больше у моды с $m=4$.

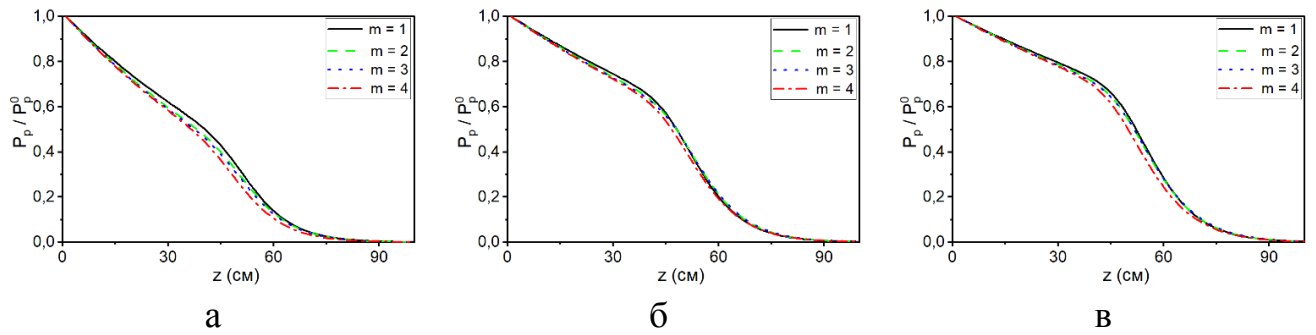


Рисунок 6. Изменение мощности ИН от продольной координаты, рассчитанные при мощности ИН, $P_p^0 = 50$ мВт (а), 100 мВт (б) и 150 мВт (в) для различных мод HE_{11} , HE_{12} , HE_{13} и HE_{14} .

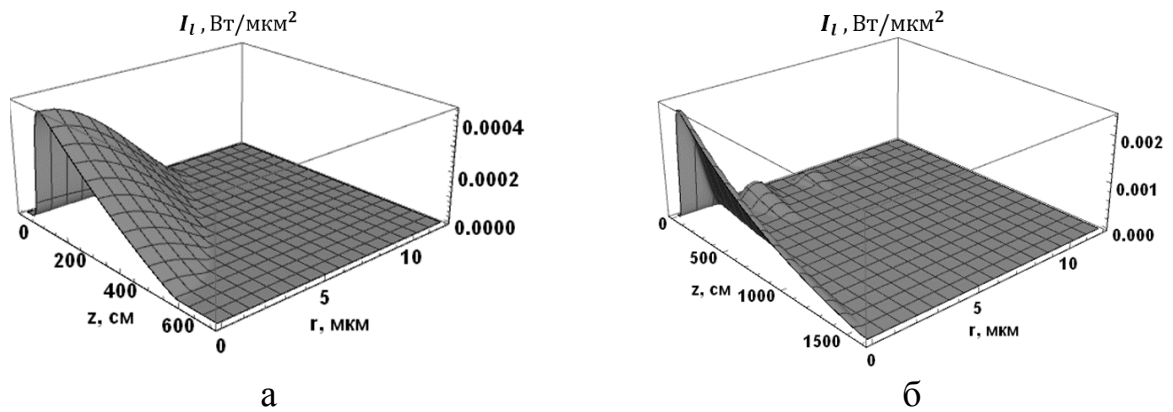


Рисунок 7. Зависимости интенсивности ИЛ от продольной и радиальной координат, рассчитанные для мод HE_{11} (а) и HE_{14} (б) при $P_p^0 = 100$ мВт.

На рисунке 8 проводится сравнение изменения мощности ИЛ в разных модах при заданной мощности ИН. При заданной P_p^0 максимальная мощность ИЛ $P_l(z) = 2\pi \int_0^\infty S_z^l(r, z) r dr$ больше, если ИН и ИЛ распространяются в моде HE_{11} (рисунок 8), а не в модах с $m > 1$. Однако, с ростом P_p^0 разница мощностей в максимумах уменьшается. При одной и той же мощности P_p^0 ИЛ в модах высокого порядка распространяется на значительно большие расстояния, чем в основной моде.

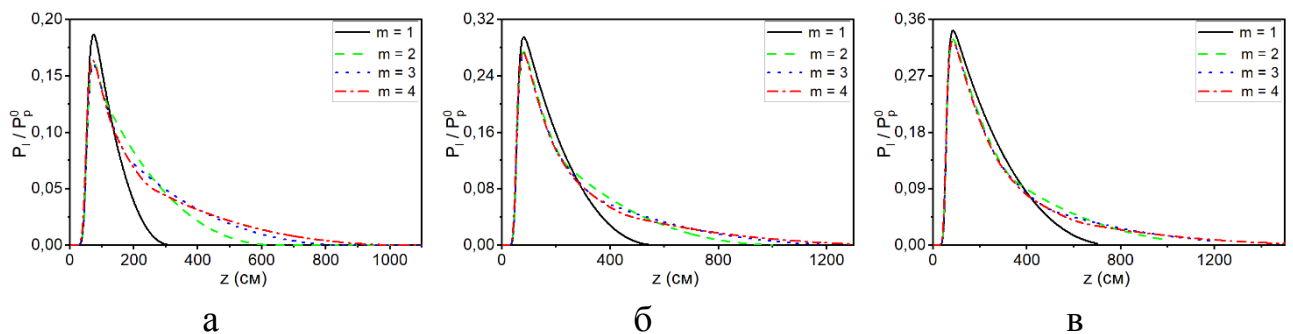


Рисунок 8. Изменение мощности ИЛ от продольной координаты, рассчитанные при мощности ИН, $P_p^0 = 50$ мВт (а), 100 мВт (б) и 150 мВт (в) для различных мод HE_{11} , HE_{12} , HE_{13} и HE_{14} .

Таким образом, установлено, что уменьшение мощности накачки вследствие поглощения практически не зависит от того в какой моде распространяется ИН (различие составляет не более 5 %). У всех мод спад интенсивности происходит на одной и той же длине равной 90 см, так что на длинах больше 100 см мощность накачки равна нулю. Мощность люминесценции нарастает на длине от 0 до 90 см одинаково у всех мод, но максимумы мощности больше у мод с меньшим радиальным порядком. Положение максимума зависит от начальной мощности накачки и при увеличении P_p^0 сдвигается в направлении от источника накачки. После достижения максимумом спад происходит на разной длине у разных мод. Чем больше радиальный порядок моды, тем больше длина спада мощности люминесценции. В каждой отдельной моде длина спада мощности люминесценции растет при увеличении мощности P_p^0 . Такие особенности возбуждения люминесценции объясняются тем, что плотность населенности энергетических уровней тербия распределена в ПСС неравномерно и зависит от радиального порядка моды.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В задаче возбуждения люминесценции в маломодовом волоконном световоде из халькогенидного стекла, легированного ионами тербия, применена теоретическая модель, отличающаяся от традиционных феноменологических моделей тем, что интенсивность ИН и ИЛ предполагается не постоянной, а зависящей от радиальной координаты в поперечном сечении световода. Излучение, распространяющееся в световоде, рассматривается как совокупность мод с заданными радиальными профилями интенсивности. Расчеты проводились для мод HE_{1m} , которые не имеют внутренних каустик и возбуждаются при соосном вводе излучения накачки.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

Если интенсивность излучения накачки не является постоянной в ПСС, а имеет радиальный профиль одной из мод световода, то скорость изменения населенности энергетических уровней иона тербия зависит от радиальной координаты. Инверсная населенность распределена в ПСС неравномерно, имеет большие значения и формируется быстрее вблизи оси световода, где интенсивность моды выше, чем на периферии. Поглощение излучения накачки происходит во всех модах на одной и той же длине, а уменьшение мощности накачки вдоль световода практически не зависит от радиального порядка моды. Соответственно, рост мощности люминесценции при поглощении излучения накачки также не зависит от радиального порядка моды, однако длина спада мощности люминесценции вдоль световода больше у мод более высокого порядка. Максимум мощности люминесценции больше у основной моды, и падает при увеличении радиального порядка. Положение максимума люминесценции не зависит от радиального порядка моды.

Результаты исследования демонстрируют ограниченную применимость традиционной теоретической модели возбуждения люминесценции в мало-модовом халькогенидном световоде, где интенсивность излучения не может считаться постоянной в поперечном сечении световода.

Полученные результаты представляют интерес для разработки волоконных источников люминесцентного излучения и лазеров среднего ИК диапазона.

Список использованных источников

1. Романова Е.А., Паршина Н.Д., Ширяев В.С. // *Квантовая электроника*, 53, № 7 (2023) [Quantum Electron., 53, 546 (2023)].
2. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987.
3. Pele A.L., Braud A., Doualan J.L., Starecki F., Nazabal V., Chahal R., Boussard-Plédel C., Bureau B., Moncorge R., Camy P. // *Opt. Mater.*, 61, 37 (2016).