

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«КУБАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(ФГБОУ ВПО «КубГУ»)
Физико-технический факультет

Кафедра оптоэлектроники

КУРСОВАЯ РАБОТА

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ГРАДИЕНТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ С ДВОЙНЫМ
ЛЕГИРОВАНИЕМ

Работу выполнил _____ Налбантов Николай Николаевич

Курс 4

Специальность 210401 – Физика и техника оптической связи

Научный руководитель

канд. физ.-мат. наук, доцент _____ Е. В. Строганова

Нормоконтролер инженер _____ И. А. Прохорова

Краснодар 2014

РЕФЕРАТ

Курсовая работа: 46 с., 36 рис., 21 источник, 2 прил.

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ, ЛАЗЕРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ, ГРАДИЕНТНОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ, МИКРОЧИПОВЫЕ ЛАЗЕРЫ, РЕЗОНАНСНАЯ ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ

Объектом исследований в данной курсовой работе являются лазерные кристаллы с градиентными распределениями активных ионов (Er^{3+}) и ионов-сенсibilизаторов (Yb^{3+}) вдоль длины активного элемента с целью изучения их генерационных свойств, а также определения степени влияния неоднородности концентраций оптических центров на динамику резонансного безызлучательного переноса энергии между редкоземельными ионами в кристаллической матрице.

Для достижения поставленной цели необходимо решить задачи по определению оптимальных параметров градиентных лазерных кристаллов, а также поиску и созданию математических моделей, позволяющих рассчитывать необходимые характеристики оптических резонаторов и структуру поля лазерного излучения внутри них.

В результате выполнения курсовой работы произведен анализ кинетических параметров переноса энергии в лазерных кристаллах с двойным легированием, а также смоделирована динамика этого процесса внутри объема кристалла в пространственной и временной области. Разработаны компьютерные математические модели усиления излучения накачки и трехмерной структуры эрмит-гауссовых мод внутри лазерных кристаллов с произвольными градиентами концентраций оптических центров.

СОДЕРЖАНИЕ

Обозначения и сокращения.....	4
Введение.....	5
1 Свойства ионов-активаторов Er^{3+} и Yb^{3+} в кристаллических лазерных средах.....	7
1.1 Спектрально-люминесцентные характеристики ионов Er^{3+}	7
1.1.1 Кросс-релаксация в эрбиевых активных средах.....	11
1.1.2 Ап-конверсия в эрбиевых активных средах.....	12
1.1.3 Реабсорбция в эрбиевых активных средах.....	13
1.2 Спектрально-люминесцентные характеристики ионов Yb^{3+} и механические свойства активных сред с их содержанием.....	15
2 Кинетика переноса энергии и люминесценции в системе оптических центров Yb^{3+} - Er^{3+}	20
2.1 Основные механизмы резонансного переноса энергии.....	20
2.1.1 Ферстеровский резонансный перенос энергии (FRET).....	23
2.1.2 Декстеровский резонансный перенос энергии (обменный).....	25
2.2 Особенности резонансного переноса энергии в системе ионов Yb^{3+} - Er^{3+}	26
3 Моделирование лазерной генерации в градиентном кристалле $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}:\text{YAG}$	30
3.1 Выводы.....	34
Заключение.....	35
Список использованных источников.....	36
Приложение А Графики параметров процесса резонансной передачи энергии.....	39
Приложение Б Графики распределения мощности электромагнитного поля в градиентном и однородном кристаллах.....	43

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

АЭ	активный элемент
ЛС	лазерная система
YAG	yttrium-aluminium garnet, алюмоиттриевый гранат
λ	длина волны, нм
n	коэффициент преломления
η	квантовая эффективность процесса
τ	время жизни энергетического уровня, с
σ	сечение процесса, см ²
W	вероятность (скорость) процесса, с ⁻¹
α	коэффициент поглощения, см ⁻¹
N	концентрация ионов-активаторов, см ⁻³
T	коэффициент пропускания зеркала
w	диаметр перетяжки гауссова пучка, мм
U	амплитуда электромагнитного поля
P	мощность электромагнитного поля
I	интенсивность электромагнитного поля
ат %.	концентрация ионов-активаторов в атомных процентах

ВВЕДЕНИЕ

Лазерные среды, содержащие ионы эрбия, занимают особое положение среди источников лазерного излучения, т.к. сложная структура энергетических уровней этого редкоземельного иона позволяет получать лазерное излучение видимого (500-600 нм), ближнего инфракрасного (1500 нм) и среднего инфракрасного диапазонов (2900 нм). Благодаря этим свойствам эрбиевые активные среды являются одними из наиболее востребованных в лазерной технике на протяжении вот уже почти пятидесяти лет.

Однако энергоэффективность упомянутых выше лазерных переходов относительно невысока из-за слабой абсорбции оптической накачки и ряда паразитных энергетических процессов, мешающих генерации. Подробное рассмотрение спектрально-люминесцентных свойств ионов эрбия проведено в разд. 1.1 данной работы.

Сенсибилизация поглощения энергии накачки с помощью дополнительного легирования другим видом активаторов является известной и распространенной техникой улучшения КПД лазерных элементов. В случае эрбиевых активных сред в качестве сенсибилизатора выступают ионы иттербия, чья концентрация значительно превышает концентрацию ионов-акцепторов, которыми становятся ионы Er^{3+} . Свойства лазерных кристаллов, легированных иттербием, рассмотрены в пункте 1.2.

Процесс передачи энергии от сенсибилизаторов к лазерным ионам может происходить с помощью нескольких механизмов, из которых практический интерес представляют безызлучательные процесс резонансного переноса электронного возбуждения. Эти взаимодействия можно разделить на два класса: электростатические (пункт 2.1.1) и обменные (пункт 2.1.2). В случае связи Yb^{3+} - Er^{3+} в кристаллических матрицах при низких уровнях легирования эрбием актуален ферстеровский механизм

переноса энергии, основные характеристики которого для данного типа сред рассмотрены в пункте 2.2 данной работы.

Неоднородные распределения концентраций доноров и акцепторов по длине активного элемента сложным образом меняют динамику параметров переноса энергии, что вызывает соответственные изменения в динамике усиления вынужденного излучения. Анализ и результаты расчетов данных процессов приведены в главе 3 и приложениях А и Б.

1 Свойства ионов-активаторов Er^{3+} и Yb^{3+} в кристаллических лазерных средах

1.1 Спектрально-люминесцентные характеристики ионов Er^{3+}

Ионы эрбия используются в качестве лазерных активаторов с середины шестидесятых годов прошлого века [1] и зарекомендовали себя как один из наиболее эффективных типов примесных ионов для генерации лазерного излучения в ближнем и среднем инфракрасном диапазоне. Наиболее часто используемыми матрицами для ионов Er^{3+} являются фосфатные стекла и оптические волокна на их основе. Однако по термооптическим и механическим показателям данные стекла значительно уступают кристаллическим матрицам, вследствие чего оптимизация энергетических процессов для данного типа активных сред является важной и актуальной задачей в лазерной физике.

В области энергий, соответствующей оптическим переходам, ионы эрбия имеют пять энергетических уровней относительно основного мультиплета $^4\text{I}_{15/2}$ (рис. 1). Длины волн линий люминесценции лежат в диапазоне от 550 до 2900 нм. Наибольшей оптической эффективностью обладает переход $^4\text{I}_{13/2} - ^4\text{I}_{15/2}$, спектральный пик которого приходится на длину волны 1550 нм, что обуславливает его широкое использование в оптических линиях связи, работающих в четвертом окне прозрачности кварцевых волокон. Переход на $\lambda=2900$ нм нашел широкое практическое применение в медицинских лазерах, однако сложности в процессах получения импульсных режимов высокой мощности и эффекты самоограничения перехода $^4\text{I}_{11/2} - ^4\text{I}_{13/2}$ создают большие сложности в разработках высокоэффективных лазерных сред, работающих на этой длине волны.

Три главных канала оптической накачки соответствуют длинам волн 807, 980 и 1450 нм (рис. 2). Прямая накачка мультиплета $^4\text{I}_{13/2}$ излучением с $\lambda=1450$ нм

имеет наибольшую эффективность и позволяет значительно уменьшить рассеивание энергии накачки вследствие снижения квантового дефекта. Однако в этом случае пик спектра симулированного излучения также приходится на область около 1450 нм, что для большинства практических применений не является приемлемым результатом. Линии поглощения на

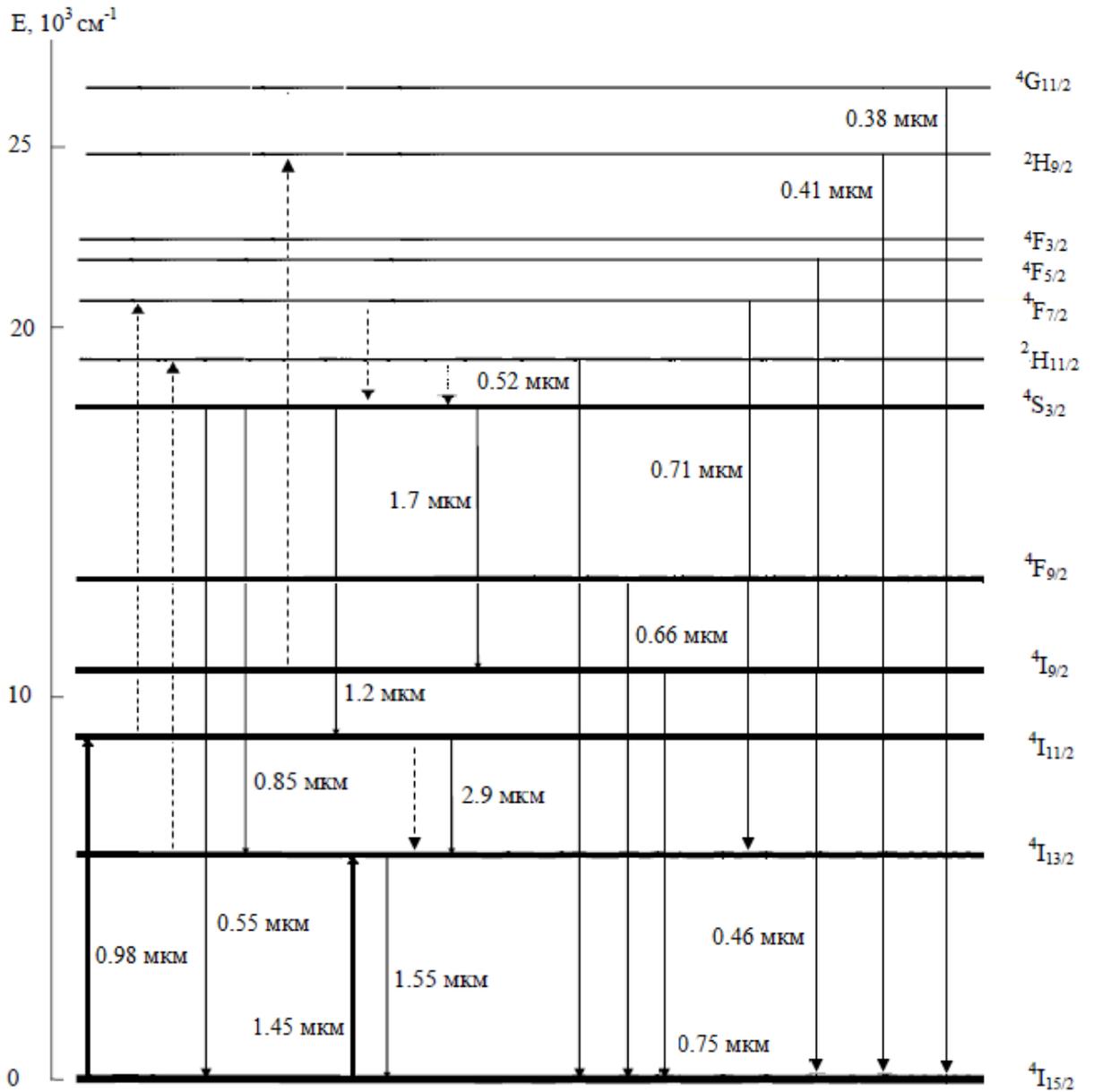


Рисунок 1 - Схема энергетических уровней и переходов иона Er^{3+} ; *жирные линии* – накачка, *пунктирные линии* – ап-конверсия и безызлучательная релаксация, *сплошные тонкие линии* – оптические переходы [2].

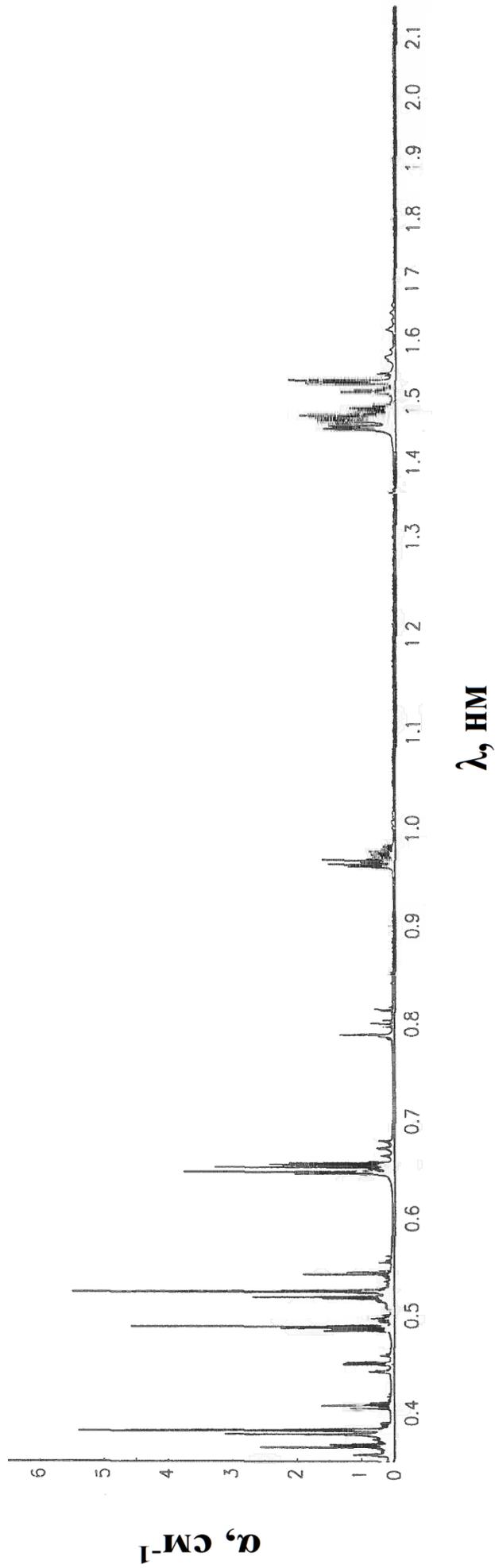


Рисунок 2 – Спектр поглощения иона Er^{3+} в диапазоне длин волн 350-2150 нм [3].

980 нм имеют несколько большую ширину и более высокое пиковое сечение поглощения, чем полоса спектра возле $\lambda=807$ нм, что упрощает прямую оптическую накачку и повышает эффективность резонансной передачи энергии от ионов-сенсibilизаторов в этой области спектра. В качестве сенсibilизаторов, как правило, выступают ионы иттербия Yb^{3+} , в спектре поглощения которых присутствует ярко выраженная нулевая фононная линия с пиком на длинах волн 965-980 нм, в зависимости от состава кристаллической матрицы и температуры.

Передача энергии накачки от ионов-сенсibilизаторов Yb^{3+} к ионам Er^{3+} осуществляется на уровень $^4\text{I}_{11/2}$, который является предлазерным в схеме генерации излучения на длине волны 1.55 мкм. Это состояние быстро распадается с характерным временем жизни от 0.1 мкс (фторидные и боратные матрицы) до 150 мкс (оксидные матрицы). Основным каналом распада возбужденного состояния в низколегированных эрбиевых матрицах является мультифононная релаксация на лазерный уровень $^4\text{I}_{13/2}$ (рис. 1).

Энергетическое состояние $^4\text{I}_{13/2}$ является метастабильным и имеет очень продолжительное время жизни, составляющее порядка 6-8 мс для большинства твердотельных матриц.

Устойчивая и энергетически эффективная лазерная генерация в диапазоне 1450-1620 нм значительно затруднена несколькими паразитными процессами, ведущими к снижению эффективной инверсной населенности рабочих уровней мультиплета $^4\text{I}_{13/2}$. К их числу относится реабсорбция излучаемой энергии, свойственная всем квазитрехуровневым системам, апконверсия, обратный перенос энергии к ионам-сенсibilизаторам и сильная кросс-релаксация между ионами эрбия. В связи с этим, большинство твердотельных эрбиевых лазерных систем имеют значения мощности генерации в пределах нескольких ватт, т.к. невысокая эффективность преобразования энергии накачки делает производство мощных модулей экономически нецелесообразным.

1.1.1 Кросс-релаксация в эрбиевых активных средах

Кросс-релаксация возбуждения ионов эрбия является основным фактором, ограничивающим степень легирования матрицы, повышение которой могло бы увеличить КПД оптической накачки активных элементов. В первую очередь это проявляется в резком падении радиационного времени жизни уровней ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$. Первый из этих процессов является полезным для повышения населенности лазерного уровня, однако его ускоренная релаксация в результате приводит к значительному падению энергетической эффективности генерации.

В зависимости от состава и строения кристаллической решетки матрицы предельные используемые концентрации могут значительно варьироваться: от величин порядка 3-4 ат. % для оксидных матриц (YAG, YVO и т.д.) до 10 ат. % для фторидных матриц (YNaF₄, YLF и др.). В кристаллах боратов из-за высокого темпа безызлучательной релаксации время жизни предлазерного и лазерного уровня падает ниже 1 мкс и 1 мс, соответственно, что приводит к очень высоким значениям пороговых мощностей накачки. Для эффективной лазерной генерации в непрерывном режиме на длине волны 1550 нм обычно используют кристаллы с содержанием Er³⁺ порядка 0.1-2 ат. %.

Стоит отметить, что для получения лазерной генерации в диапазоне около $\lambda=2.9$ мкм применяют кристаллы, сильно легированные эрбием до концентраций, порядка 30-50 ат. %. Это позволяет запустить многоступенчатый энергетический процесс, благодаря которому появляется возможность получить усиление на самоограниченном переходе ${}^4I_{11/2}$ - ${}^4I_{13/2}$.

1.1.2 Ап-конверсия в эрбиевых активных средах

Предлазерный и лазерный уровни имеют дополнительные каналы утечки населенностей за счет ап-конверсионных процессов: переходы ${}^4I_{11/2} - {}^4F_{7/2}$ и ${}^4I_{13/2} - {}^2H_{11/2}$, соответственно (рис. 1). Под воздействием достаточно мощной оптической накачки возможно заселение более высоких энергетических уровней – ${}^4F_{5/2}$ и ${}^2H_{9/2}$. В результате распада данных энергетических состояний в эрбиевых средах возникает люминесценция на нескольких участках спектра в видимом диапазоне длин волн: синее излучение – 410 и 460 нм (переходы ${}^2H_{9/2} - {}^4I_{15/2}$ и ${}^4F_{5/2} - {}^4I_{15/2}$), зеленое излучение – 520 и 550 нм (${}^2H_{11/2} - {}^4I_{15/2}$ и ${}^4S_{3/2} - {}^4I_{15/2}$), красное излучение – 660, 706, 750 нм (${}^4F_{9/2} - {}^4I_{15/2}$, ${}^4F_{7/2} - {}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{9/2} - {}^4I_{15/2}$).

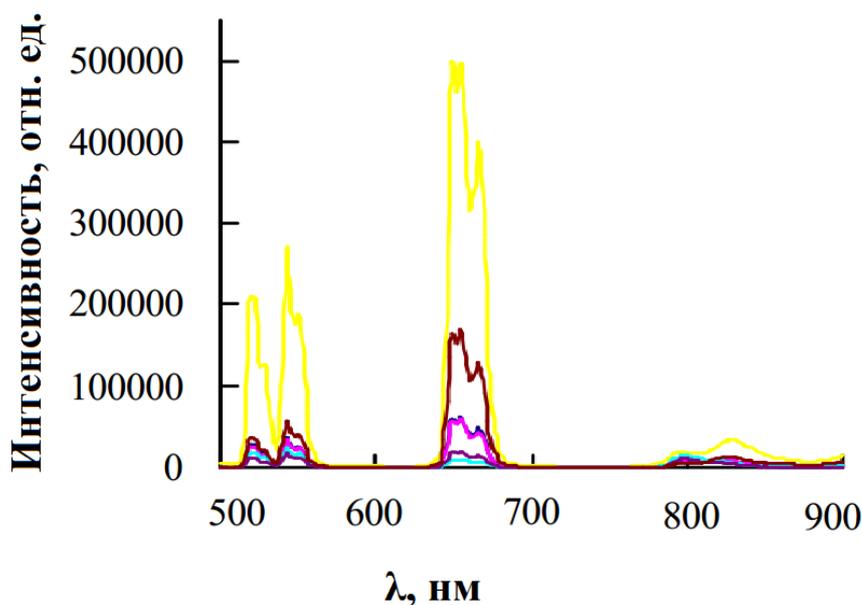


Рисунок 3 – Интенсивность ап-конверсионных линий люминесценции в стеклах с разным содержанием эрбия [4];
сверху вниз: $N(\text{Er}^{3+})=0.13$ ат. %, 0.206 ат. %, 1.08 ат. %, 2.1 ат. %, 4 ат. %

Эти процессы имеют различную зависимость скорости протекания от концентрации ионов эрбия. Сильная кросс-релаксация энергии между

ионами, находящимися на лазерном и предлазерном уровнях, ведет к кооперативной ап-конверсии, в результате которой часть ионов переходят в высокоэнергетичные состояния, в то время как другая доля активаторов теряет энергию. Таким образом, процесс ап-конверсии ускоряется с повышением концентрации ионов Er^{3+} . Однако интенсивность люминесценции в видимом диапазоне с увеличением степени легирования матрицы значительно уменьшается, т.к. безызлучательная релаксация с верхних уровней превышает темп их заселения в результате ап-конверсии. Так в фосфатном стекле, легированном иттербием и эрбием, интенсивность всех линий люминесценции падает на 3 порядка при повышении концентрации Er^{3+} от 0.13 ат. % до 4 ат. % [4] (рис. 3). В низколегированных кристаллах красная люминесценция преобладает над зеленой люминесценцией из-за более низкого расположения энергетических уровней. В кристаллах, содержащих до нескольких атомных процентов эрбия, начинают преобладать линии излучения из зеленой части спектра, а также повышается эффективность генерации синего света – это связано со вторичной ап-конверсией с уровней $^4\text{I}_{9/2}$ и $^4\text{F}_{9/2}$ на верхние энергетические уровни (вплоть до $^4\text{G}_{11/2}$).

1.1.3 Реабсорбция в эрбиевых активных средах

Структура схемы генерации лазерного излучения с длиной волны около 1.55 мкм близка к чисто трехуровневой: в большинстве фторидных и оксидных матриц нижний мультиплет $^4\text{I}_{15/2}$ расщеплен на 7-8 штарковских подуровней, располагающихся в пределах $300\text{-}600\text{ см}^{-1}$ [5]. Как и в любых других трехуровневых активных средах, эффективность лазерной генерации в матрицах с эрбием сильно ограничена перепоглощением вынужденного излучения. Пиковые значения сечения реабсорбции приходятся на те же области спектра, где находятся пики контура усиления (рис. 4), что

вынуждает использовать более высокие интенсивности накачки для поддержания инверсии населенностей.

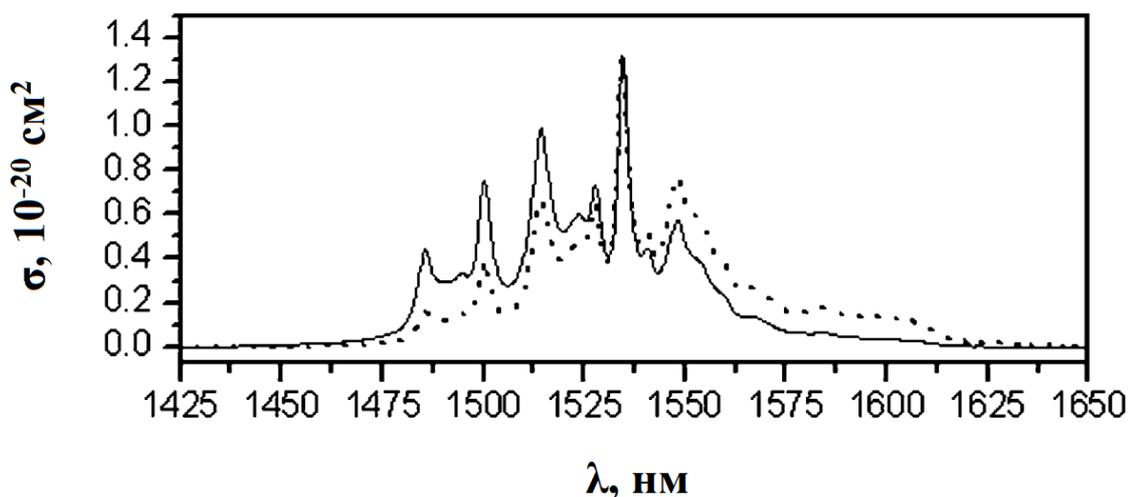


Рисунок 4 – Перекрывание спектров сечения поглощения (сплошная линия) и излучения (прерывистая линия) [6].

Для уменьшения влияния перепоглощения чаще всего используют активные элементы малых габаритов (с оптической длиной ≤ 1 см), которые иногда погружают в иммерсионные жидкости или материал, хорошо поглощающий излучение заданной длины волны, для уменьшения обратного отражения фотонов вынужденного излучения. Также иногда практикуют генерацию на краю контура усиления, где сечения поглощения и излучения имеют относительно малые значения. Однако ни один из этих способов не позволяет избежать энергетических потерь, связанных с реабсорбцией.

Другим проявлением данного эффекта является «пленение» времени жизни возбужденного состояния - вследствие перепоглощения испускаемых фотонов в материале эффективное время затухания люминесценции может значительно увеличиваться. В системе $\text{Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ это явление обычно проявляется при помощи обратного переноса энергии от ионов эрбия к ионам иттербия. Время жизни возбужденного состояния ионов иттербия под действием этого механизма накачки может увеличиваться до 2-3 раз [7], что

при определенных условиях может привести к нежелательному эффекту насыщения поглощения в активном элементе.

1.2 Спектрально-люминесцентные характеристики ионов Yb^{3+} и механические свойства активных сред с их содержанием

Ионы иттербия привлекали к себе внимание в качестве потенциально высокоэффективных оптических активаторов с самого начала лазерной эры, однако широкое применение они получили лишь на рубеже 1990-х годов. Причина такой задержки была, прежде всего, связана с отсутствием эффективных источников накачки, подходящих для полос поглощения ионов Yb^{3+} . Решением данной технической проблемы стали полупроводниковые лазеры на основе InGaAs, успешно работающие на длинах волн 940 и 980 нм. За последние 20 лет иттербиевые лазеры с разными геометриями активных элементов стали одним из наиболее широко распространенных типов твердотельных лазеров.

Простая схема энергетического спектра, свободная от многих паразитных явлений, а также высокая эффективность поглощения излучения накачки делают ионы иттербия пригодными для сенсбилизации лазерных элементов, генерирующих излучение в среднем ИК-диапазоне (эрбиевые, гольмиевые, тулиевые и др. лазеры). В эрбиевых активных элементах, сенсбилизированных ионами иттербия, концентрация последних, как правило, на порядок превышает концентрацию Er^{3+} , вследствие чего термооптические свойства таких лазерных кристаллов в большей степени определяются именно распределением ионов Yb^{3+} .

Энергетическая диаграмма валентной зоны иона иттербия состоит из основного энергетического состояния $^2\text{F}_{7/2}$ и низко расположенного мультиплета $^2\text{F}_{5/2}$ (рис. 5). Каждое из этих состояний характеризуется небольшим штарковским расщеплением на несколько подуровней. Накачка с нижнего подуровня $^2\text{F}_{7/2}$ на подуровни $^2\text{F}_{5/2}$ осуществляется на длинах волн

910, 940 и 970 нм, соответственно. Наиболее интенсивные излучательные переходы происходят с нижнего подуровня мультиплета $^2F_{5/2}$ и характеризуются длинами волн в районе 1030 и 1050 нм.

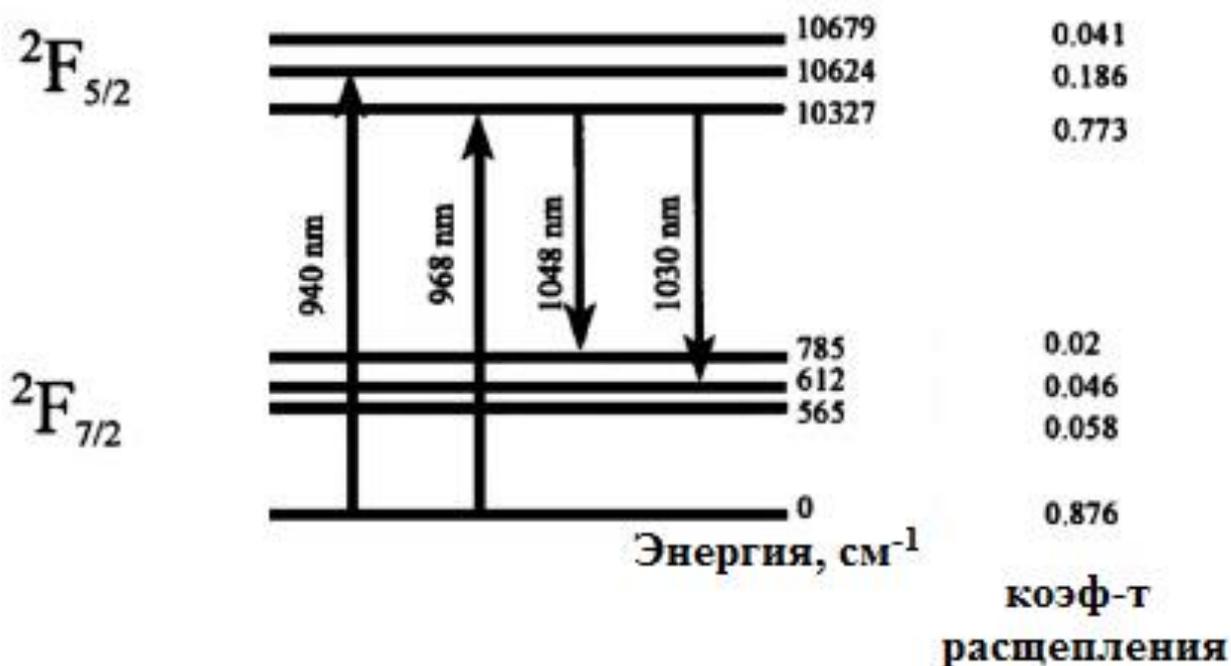


Рисунок 5 – Схема энергетических уровней Yb^{3+} в кристалле YAG и их населенность [8].

Накачка иттербиевой лазерной среды на длине волны 970 нм имеет ряд преимуществ: прямое возбуждение на лазерный уровень позволяет снизить квантовый дефект и уменьшить влияние паразитных безызлучательных энергетических процессов. Кроме того, данный переход соответствует нулевой фоновой линии спектра иона иттербия – безызлучательная фоновая релаксация возбуждения в первом приближении запрещена квантовыми правилами отбора. Эффективность поглощения излучения накачки в этом диапазоне демонстрирует сильную прямую зависимость от концентрации Yb^{3+} и обратную от температуры кристалла. Величина сечения поглощения данной линии сравнивается с сечением перехода на 940 нм в

условиях комнатной температуры при концентрациях иттербия порядка 8-10 ат. % [9] и может значительно превышать ее в высоколегированных кристаллах. Недостатком данного диапазона накачки является малая ширина спектральной полосы, которая не превышает нескольких нанометров во всех известных матрицах (рис. 6).

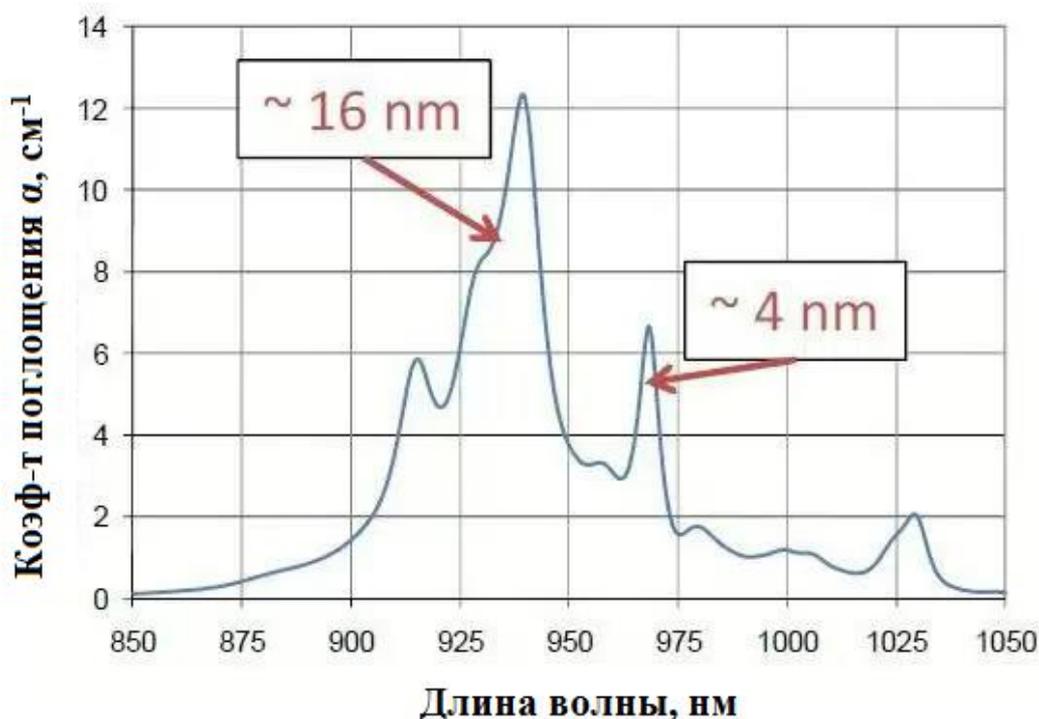


Рисунок 6 – Спектр поглощения низколегированного Yb:YAG [10].

Влияние роста концентрации ионов иттербия на время жизни возбужденного состояния относительно невелико – для матрицы алюмоиттриевого граната оно снижается с 996 мкс ($N_{Yb} = 5$ ат. %) до 707 мкс ($N_{Yb} = 100$ ат. %) [8]. Это позволяет использовать на практике высокие степени легирования, что повышает эффективность поглощения накачки без заметного снижения эффективности генерации лазерного излучения.

Теплопроводность кристаллических матриц, легированных большим количеством ионов Yb^{3+} может значительно ухудшаться с ростом концентрации данной примеси. Так в кристаллах YAG, содержащих 30 ат. %

ионов иттербия (высокий уровень легирования) теплопроводность снижается в 2 раза от первоначального значения в матрице без допантов (рис. 7)

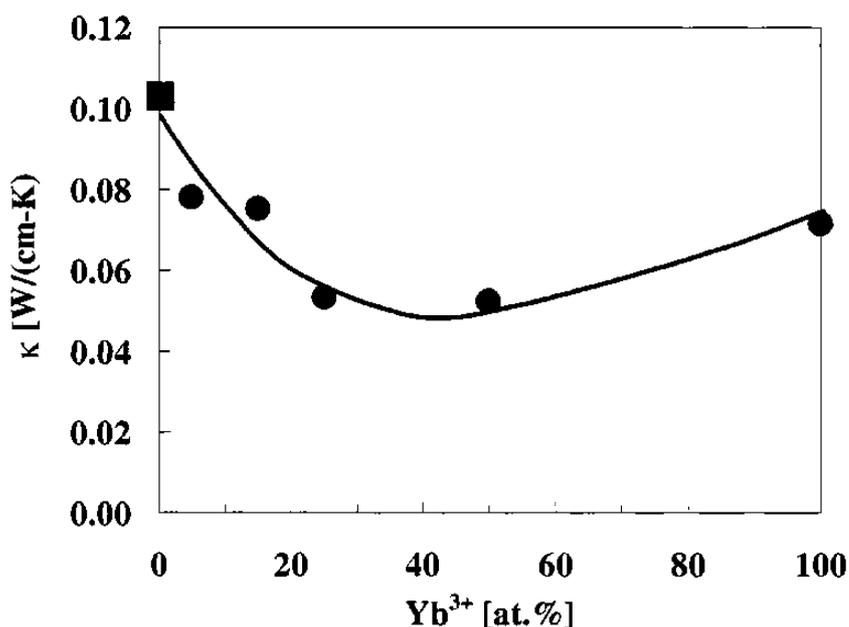


Рисунок 7 – Зависимость теплопроводности Yb:YAG от N_{Yb} , ат. % [8]

Другой проблемой, ограничивающей предельную концентрацию ионов иттербия, является эффект перепоглощения генерируемого излучения, который является следствием квазитрехуровневой энергетической схемы переходов ионов иттербия. Реабсорбция значительно растет вместе с увеличением концентрации допантов. Для практических применений уровень легирования в 30 ат. % является предельным для большинства кристаллических матриц без применения специальных технических мер для снижения реабсорбции. Среди таких мер следует перечислить охлаждение кристалла, подавление эффекта полного внутреннего отражения от граней кристалла (с помощью поглотителей, антирефлективных покрытий или иммерсионных жидкостей), а также уменьшение габаритов активной среды.

На практике чаще всего применяются две категории лазерных кристаллов, легированных ионами Yb^{3+} :

- низколегированные ($N_{Yb} \leq 5$ ат. %): обладают хорошей теплопроводностью и хорошим усилением, используются для получения небольших мощностей или в случаях, когда размеры системы не играет решающей роли;

- среднелегированные ($5 \text{ ат. \%} \leq N_{Yb} \leq 30 \text{ ат. \%}$): позволяют получать значительные мощности с очень компактных АЭ (толщиной менее 1 мм); вследствие этого для них часто требуется система охлаждения (как минимум, пассивный теплоотвод). Микролазеры с такими АЭ по структуре являются переходным звеном между компактными ЛС и лазерами на тонких дисках, однако кристаллы в них имеют меньшие поперечные размеры.

В целях сенсбилизации накачки ионов Er^{3+} обычно используют активные элементы с высоким уровнем концентрации ионов иттербия, порядка 20 ат. %. Это обеспечивает скорость резонансного переноса энергии к ионам эрбия, достаточную для генерации вынужденного излучения на переходе ${}^4I_{13/2} - {}^4I_{15/2}$, учитывая все паразитные энергетические эффекты.

2 Кинетика переноса энергии и люминесценции в системе оптических центров Yb^{3+} - Er^{3+}

2.1 Основные механизмы резонансного переноса энергии

Теория безызлучательного энергетического взаимодействия между возбужденными электронными состояниями в конденсированных средах начала развиваться в середине двадцатого века после открытия математических методов квантовой электродинамики. В результате этих исследований удалось классифицировать два типа процессов резонансной передачи электронного возбуждения – электростатический и обменный (рис. 8).



Рисунок 8 – Классификация процессов переноса энергии электронного возбуждения [11].

Интенсивность каждого из этих процессов сильно зависит от соотношения ширины и расположения (интеграла перекрытия) спектральных линий переходов в доноре и акцепторе. Исходя из соотношения основных

энергетических масштабов взаимодействия (Δw – энергия возбужденного состояния донора, $\Delta\varepsilon$ – расщепление возбужденного состояния донора, ΔE – энергетическая расстройка между основными состояниями донора и акцептора, U – энергия взаимодействия) выделяют три типа связи: сильную, слабую и очень слабую (рис. 9).

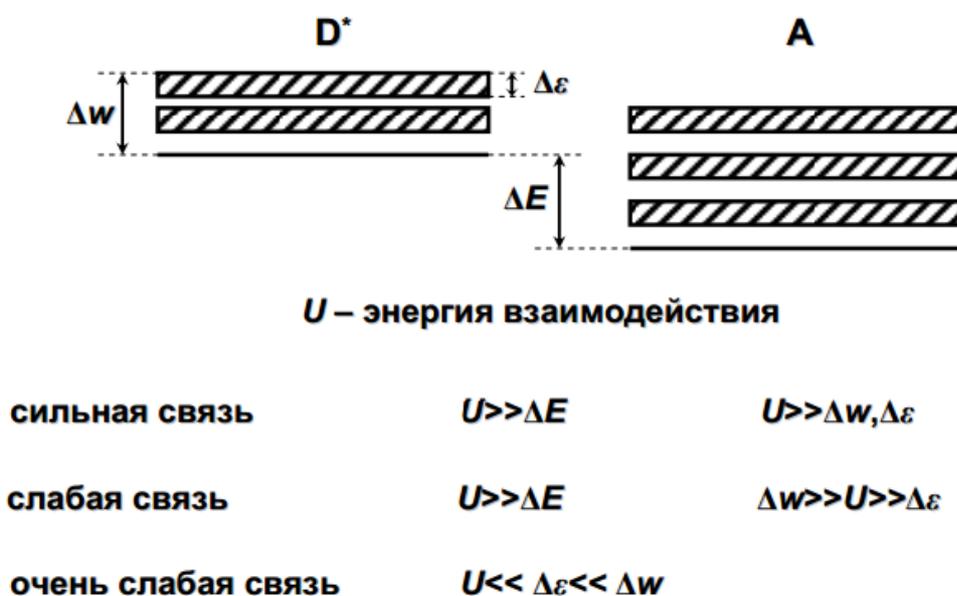


Рисунок 9 – Классификация донорно-акцепторных взаимодействий по силе связи [11].

Случаи сильной и слабой связи характерны для некоторых видов сложных органических молекул, в частности для ароматических углеводородов. Для взаимодействия редкоземельных ионов-сенситизаторов с лазерными ионами-активаторами в кристаллических матрицах выполняются условия очень слабой связи: $U \ll \Delta\varepsilon \ll \Delta w$. В условиях данного приближения двумя важнейшими процессами, ответственными за миграцию электронных возбуждений являются электростатический диполь-дипольный механизм Ферстера (п. 2.1.1) и обменный механизм Декстера (п. 2.2.2) (рис. 10). При этом синглет-

синглетный перенос может происходить через оба механизма, а передача энергии между состояниями с более высокой мультиплетностью осуществляется только при спин-орбитальном обменном взаимодействии.

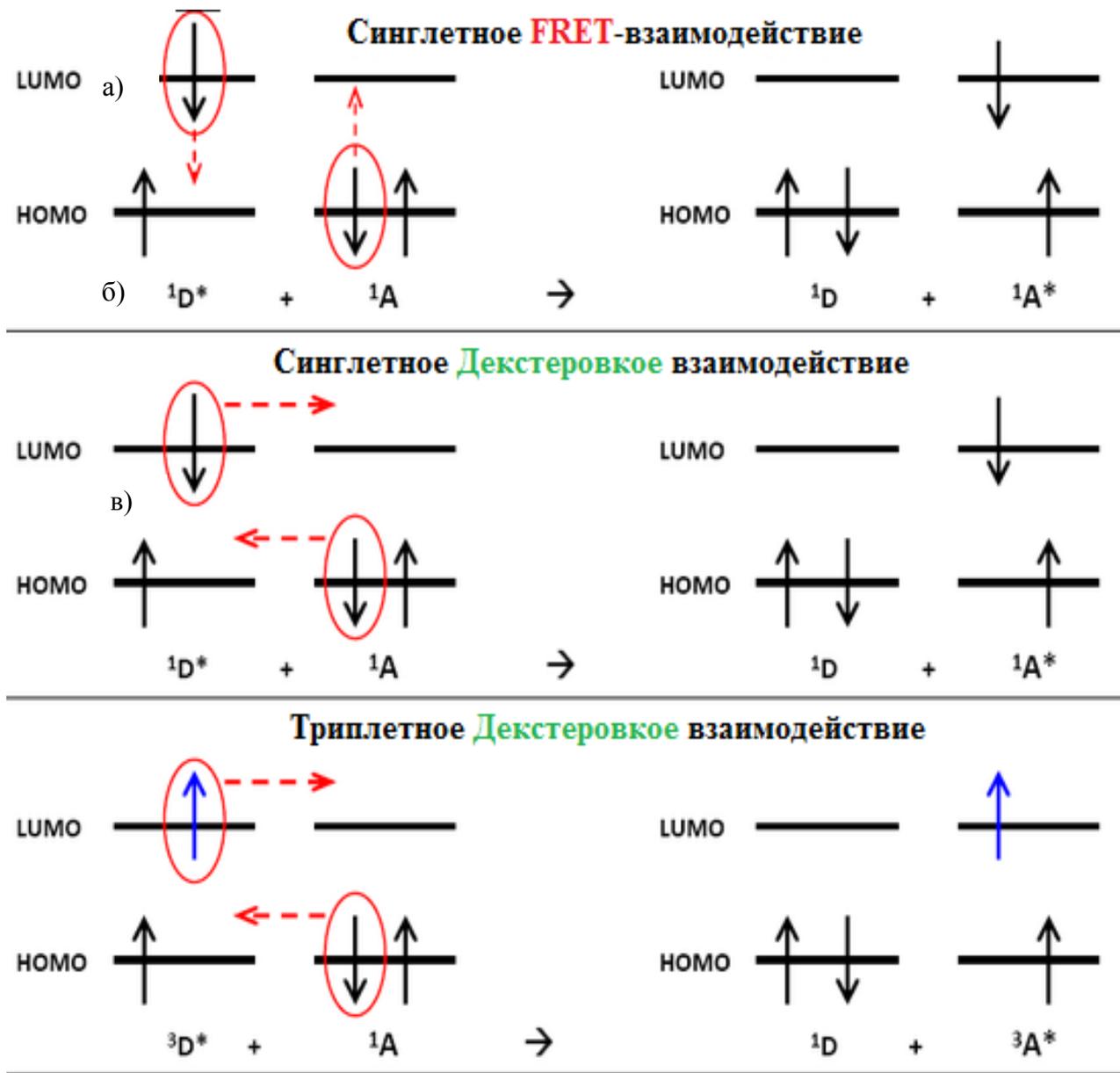


Рисунок 10 – Схемы энергетических процессов для: а) ферстеровского (FRET); б, в) декстеровского механизмов миграции энергии [12].

2.1.1 Ферстеровский резонансный перенос энергии (FRET)

В 1948 году Теодором Ферстером была сформулирована теория резонансного переноса энергии между центрами возбуждения посредством виртуальных фотонов [13] (электростатическое взаимодействие без обмена электронами) – данный процесс получил название ферстеровского резонансного переноса энергии (FRET, рис. 10 (а)). Это взаимодействие носит ближнепольный характер, т.е. проявляется на расстояниях меньше длины волны, соответствующей энергетическому переходу данной системы. Вероятность переноса возбуждения убывает пропорционально шестой степени расстояния между соседними центрами. Характеристическое расстояние между двумя взаимодействующими экситонами (ферстеровский радиус) определяется из условия $W\tau_d = 1$, где W - вероятность переноса энергии от донора к акцептору, τ_d – время жизни возбуждения донора при отсутствии акцепторов, и пропорционально следующим параметрам (1):

$$R_0^6 \sim const \cdot \frac{\kappa^2 \cdot \eta_0 \cdot \Phi(\lambda)}{n^4}, \quad (1)$$

где η_0 – квантовый выход люминесценции донора в отсутствие акцептора;

$\Phi(\lambda) = \int F_d(\lambda) \cdot \alpha_a(\lambda) \cdot \lambda^4 d\lambda$ – интеграл перекрытия нормированного спектра люминесценции донора ($F_d(\lambda)$, Гц^{-1}) и спектра поглощения акцептора ($\alpha_a(\lambda)$, см^{-1}) – $\int_0^\infty F_d(\lambda) d\lambda = 1$;

κ^2 – фактор ориентации мультиполей – пример определения фактора κ^2 для диполь-дипольного взаимодействия изображен на рис. 11;

n – коэффициент преломления материала.

Значения константы варьируются от типа взаимодействующих частиц, параметров среды и типа взаимодействия.

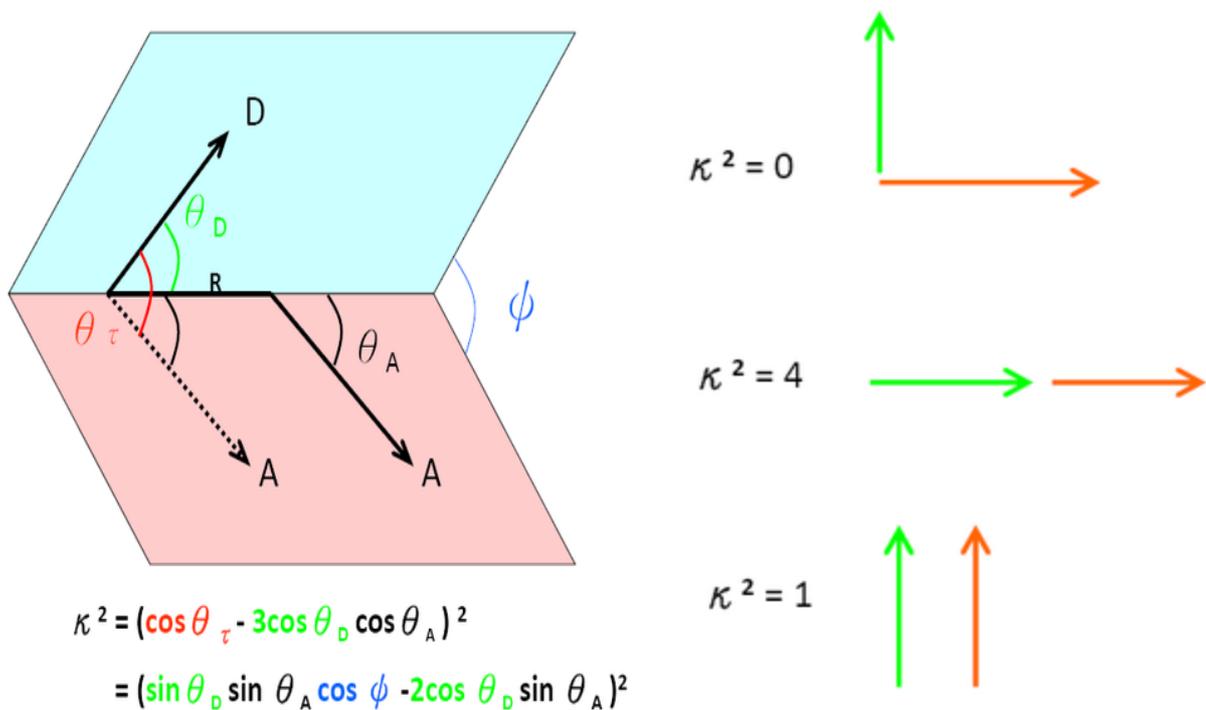


Рисунок 11 – Определение фактора диполь-дипольной ориентации [14].

Характерные значения величины R_0 не превышают 8-10 нанометров для диполь-дипольного взаимодействия и порядка 1 нанометра для мультипольных взаимодействий.

Таким образом, функцию вероятности переноса энергии W_ϕ от расстояния между донором и акцептором R можно выразить следующей формулой (2):

$$W_\phi(R) = \frac{1}{\tau_d} \left(\frac{R_0}{R} \right)^6. \quad (2)$$

Однако, основным фактором, влияющим на вероятность переноса энергии, являются квантовые правила отбора. В первом приближении для диполь-дипольных электростатических взаимодействий редкоземельных ионов (смешанный тип связи: вклад JJ и LS-связей примерно равен) основную роль играют следующие ограничения (3):

$$\begin{aligned}
\Delta J &= 0, \pm 1, \\
J = 0 &\Leftrightarrow J = 0, \\
\Delta M_J &= 0, \pm 1, \\
\Delta L &= 0, \pm 1, \pm 2 \text{ при } \Delta S = \pm 1.
\end{aligned}
\tag{3}$$

В случае удовлетворения этих условий электростатическое взаимодействие может преобладать даже на коротких расстояниях (1-2 нм) и полностью доминирует в дальней области (8-10 нм). Однако при нарушении этих условий вероятность и эффективная дальность переноса энергии стремительно падает. При удалении взаимодействующих экситонов на расстояние свыше 10 нм перенос энергии резко снижает темп, что объясняется формулой (1), описывающей сильную обратную степенную зависимость вероятности данного процесса от расстояния.

2.1.2 Декстеровский резонансный перенос энергии (обменный)

Данный механизм взаимодействия (рис. 10 (б, в)) реализуется только на сверхмалых дистанциях ($\lesssim 1$ нм) в случаях пространственного перекрытия волновых функций соседних возбужденных электронных состояний.

Скорость переноса энергии демонстрирует экспоненциальную зависимость от расстояния между взаимодействующими центрами, что резко отличается от степенного характера убывания скорости электростатического переноса энергии:

$$W_d(R) \sim const \cdot \frac{2\pi}{h} \Phi'(\lambda) \cdot \exp\left(-\frac{2R}{R_B}\right),
\tag{4}$$

где: R_B – средний боровский радиус соответствующего мультиплета донора;

$\Phi'(\lambda) = \int F_d(\lambda) \cdot f_a(\lambda) d\lambda$ – интеграл перекрытия нормированных спектров люминесценции доноров ($F_d(\lambda)$, Гц⁻¹) и поглощения акцепторов ($f_a(\lambda)$, Гц⁻¹) – $\int_0^\infty F_d(\lambda) d\lambda = \int_0^\infty f_a(\lambda) d\lambda = 1$.

Значения константы обменного взаимодействия варьируются от свойств материала и не могут быть определены напрямую спектроскопическими методами, что значительно усложняет анализ динамики обменных процессов. Ее величину определяют косвенным способом, используя следующую формулу (5):

$$W_d(R) \sim \frac{D_a^2 D_d^2}{R^6} \quad (5)$$

где D_a и D_d – переходные дипольные моменты акцептора и донора, соответственно.

Значение константы взаимодействия определяется из сравнения экспериментальных результатов измерений величин, входящих в формулы (4) и (5).

2.2 Особенности резонансного переноса энергии в системе ионов Yb^{3+} - Er^{3+}

Как говорилось выше, данные типы оптических центров взаимодействуют преимущественно электростатически, в приближении очень слабой связи. Прыжковый обменный механизм может вносить вклад в процесс передачи энергии только при высоких концентрациях редкоземельных ионов, что более характерно для лазерных иттербий-эрбиевых сред, работающих на длине волны 2.9 мкм.

Для идеальных сенсibilизированных лазерных сред, работающих в диапазоне длин волн вблизи 1.5 мкм кинетические уравнения без учета

кумулятивных и нелинейных эффектов после достижения равновесия вблизи порога генерации можно записать [15, 16]:

$$\begin{aligned} W_p(N_d - n_d) - W_{tr}n_d - \frac{n_d}{\tau_d} &= 0, \\ W_{tr}n_d - \frac{n_a}{\tau_a} &= 0, \\ \sigma_{abs_a}(N_a - n_a) - \sigma_{loss}N_a &= \sigma_{em_a}n_a. \end{aligned} \quad (6)$$

где: N_d и n_d (N_a и n_a) – концентрация невозбужденных и возбужденных доноров Yb^{3+} (акцепторов Er^{3+}), соответственно;

σ_{abs_a} и σ_{em_a} – сечение поглощения и эмиссии акцепторов Er^{3+} на длине волны генерации, соответственно;

$\sigma_{loss} = T/(2N_aL)$ – сечение выходных потерь, T – пропускание выходного зеркала, L – длина кристалла;

W_p – скорость накачки доноров;

W_{tr} – эффективная скорость переноса энергии от доноров Yb^{3+} к активным центрам Er^{3+} :

$$W_{tr} = W_m + \gamma^2, \quad (7)$$

γ – макропараметр переноса энергии электронного возбуждения от доноров к акцепторам (постоянная Ферстера):

$$\gamma = \frac{4}{3} \pi^{3/2} \sqrt{C_{da}} N_a (1 - \beta), \quad (8)$$

W_m – вероятность миграции возбуждений по донорам:

$$W_m = \pi \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{3/2} \sqrt{C_{da}C_{dd}} N_d N_a (1 - \beta). \quad (9)$$

Величина $\beta = n_a/N_a$ выражает относительную концентрацию возбужденных акцепторов, которая уменьшается в процессе перекачки энергии от доноров.

τ_d, τ_a – время затухания люминесценции доноров Yb^{3+} акцепторов Er^{3+} , соответственно.

Величины C_{dd} и C_{da} являются микропараметрами, определяющими эффективность переноса энергии. Их значение определяется интегральным перекрытием спектров поглощения и излучения доноров и акцепторов [17]:

$$\begin{aligned} C_{dd} &= \frac{3}{8} \frac{c}{\pi^4 n^2} \int_0^\infty \sigma_{em_d}(\lambda) \sigma_{abs_d}(\lambda) d\lambda, \\ C_{da} &= \frac{3}{8} \frac{c}{\pi^4 n^2} \int_0^\infty \sigma_{em_d}(\lambda) \sigma_{abs_a}(\lambda) d\lambda, \end{aligned} \quad (10)$$

где n – коэффициент преломления среды.

Выделим из относительной населенности акцепторов β слагаемые, связанные с процессом реабсорбции люминесценции, β_{ra} , и потерями на выходе из активной среды, β_{loss} :

$$\beta = \beta_{ra} + \beta_{loss} = \frac{\sigma_{abs}}{(\sigma_{abs} + \sigma_{em})} + \frac{\sigma_{loss}}{(\sigma_{abs} + \sigma_{em})}. \quad (11)$$

Из выражений (6-11) следует, что соотношение концентраций возбужденных доноров и акцепторов не зависит от величины β и времени жизни доноров τ_d :

$$\frac{n_d}{n_a} = \frac{1}{\tau_a W_{tr}}. \quad (12)$$

Квантовую эффективность переноса энергии обозначим как η :

$$\eta = \frac{W_{tr}}{W_{tr} + 1/\tau_d}. \quad (13)$$

Выразим скорость накачки W_p из уравнения (6.1), заменив параметр n_d его функциональной зависимостью от n_a (12), и перепишем получившийся результат, используя величины β и η :

$$W_p = \frac{W_{tr}}{\eta \left(\frac{N_d \tau_a W_{tr}}{N_a \beta} - 1 \right)}. \quad (14)$$

Исходя из общей формулы пороговой плотности мощности накачки, получаем выражение для рассматриваемого случая:

$$I_{thr} = \frac{W_p h c}{\lambda_p \sigma_p} = \frac{W_{tr} h c}{\eta \lambda_p \sigma_p \left(\frac{N_d \tau_a W_{tr}}{N_a \beta} - 1 \right)}. \quad (15)$$

Таким образом, из формул (8-15) следует, что эффективность переноса энергии η и пороговая интенсивность накачки I_{thr} имеют сложные нелинейные зависимости от концентраций как доноров (Yb^{3+}), так и акцепторов (Er^{3+}).

3 Моделирование лазерной генерации в градиентном кристалле $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}:\text{YAG}$

В случае неоднородно активированных и сенсibilизированных лазерных сред рассмотренные выше системы уравнений получают дополнительные степени свободы – изменение концентраций доноров и акцепторов вдоль пространственных координат. Эта особенность усложняет процедуру расчета свойств таких активных элементов, однако анализ результатов позволяет оптимизировать энергетическую эффективность процесса генерации после применения правильно подобранных концентрационных профилей обоих типов оптических центров.

Для выполнения данной задачи была выбрана модель кристалла алюмоиттриевого граната, градиентно легированного ионами иттербия и эрбия. Кристалл имеет форму куба со стороной $L = 5$ мм. На две грани, перпендикулярные оси резонатора Z нанесены покрытия, имеющие на длине волны лазерной генерации 1550 нм коэффициенты пропускания 0 % (непрозрачное входное зеркало) и $T = 2$ % (выходное зеркало), соответственно

Функции распределения концентраций этих ионов имеют следующий аналитический вид (рис. 12):

$$\begin{aligned} N_{\text{Yb}}(z) &= (-4 \cdot |z + 0.25|^2 + 1.22) \cdot 22,5 \text{ ат. \%}, \\ N_{\text{Er}}(z) &= (-4 \cdot |z + 0.25|^2 + 1.22) \cdot 2,25 \text{ ат. \%}. \end{aligned} \tag{16}$$

При этом средние эффективные концентрации активаторов составляют 20 ат. % и 2 ат. %, соответственно. Выбор данной конфигурации концентрационных профилей обусловлен предыдущими исследованиями оптимальных распределений оптических центров для кристаллических лазерных элементов [16, 18-21]; подбор коэффициентов, определяющий

численное содержание активаторов в матрице, произведен с учетом свойств данных ионов, описанных в первом разделе текущей работы.

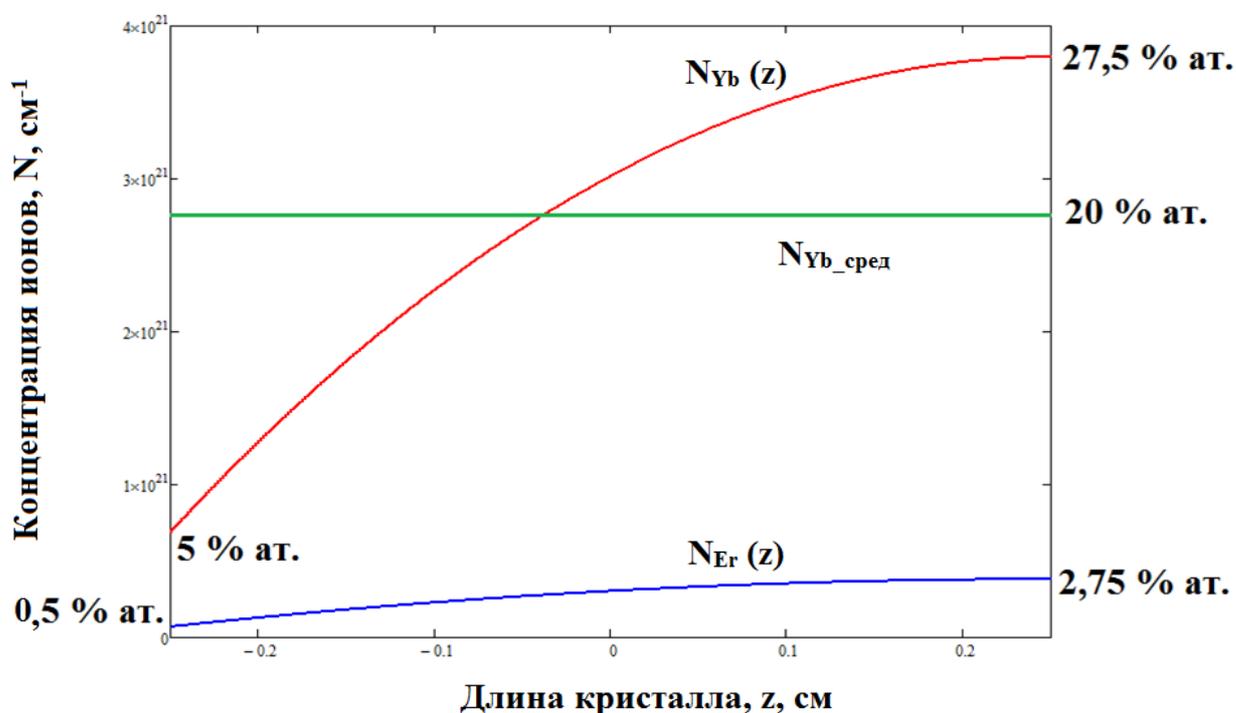


Рисунок 12 – Градиенты концентраций ионов Yb^{3+} и Er^{3+}

Микропараметры C_{ad} и C_{da} были рассчитаны согласно формулам (10) в приближении отдельных лоренцевых линий поглощения и люминесценции ионов иттербия и эрбия. Положение и вид этих линий изображены на рисунке А.1 в приложении А.

Следующим шагом моделирования стало исследование пространственной и временной динамики параметров резонансного переноса энергии с учетом неравномерного легирования кристалла вдоль оси Z . В качестве единичного шага при временном моделировании был выбран период одного полного обхода резонатора (два прохода по активной среде) фронтом волны излучения ионов эрбия ($\lambda = 1550$ нм). На рисунках А.2-А.5 в приложении А изображены распределения значений параметров β , W_m ,

γ и η вдоль длины активного элемента после первого и второго обхода резонатора.

Рисунок А.2 демонстрирует динамику возбуждения ионов эрбия: после первого обхода резонатора доля возбужденных акцепторов составляет около 60 %, а после второго стремится к 100 %, т.е. в идеальных условиях эффективная накачка лазерных ионов происходит всего за два обхода резонатора.

Графики на рисунках А.3-А.5 подтверждают данный вывод: скорость миграции энергии по донорам, скорость переноса энергии к акцепторам и его квантовая эффективность значительно падают на втором обходе, что связано с быстро наступающим насыщением активной среды.

Для расчета трехмерной структуры поля использовалась обобщенная модель пучков Эрмита-Гаусса. Амплитуда поля моды с индексами p и q вдоль осей X и Y имеет вид:

$$U(x, y, z) = G(z) \frac{w_0}{w(z)} H_p \left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right) H_q \left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)} \right) \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2} \right) \cdot \cos \left[kz - (p + q + 1) \cdot \arctan \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2} \right) + \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)} \right], \quad (17)$$

где: H_m – полином Эрмита порядка m ;

k – волновое число;

w_0 – радиус пучка в перетяжке – в данной модели перетяжка пучка находится на входном зеркале и имеет радиус 1.25 мм;

$w(z)$ – радиус пучка в точке с продольной координатой z :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2}, \quad (18)$$

$R(z)$ – радиус кривизны волнового фронта в точке с продольной координатой z :

$$R(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{z\lambda} \right)^2 \right], \quad (19)$$

$G(z)$ – амплитудный коэффициент:

$$G(z) = \sqrt{P_p \cdot \exp[\sigma_{ampl}(z) \cdot N_{Er}(z) \cdot z]}, \quad (20)$$

где: P_p – мощность импульса накачки;

$\sigma_{ampl}(z)$ – сечение усиления, определяемое из выражения (рисунок А.6 в приложении А):

$$\sigma_{ampl}(z) = \sigma_{abs} \cdot \beta(z) - \sigma_{em} \cdot (1 - \beta(z)). \quad (21)$$

Мощность поля генерируемого излучения пропорциональна квадрату амплитуды, квантовой эффективности переноса энергии η и коэффициенту конверсии излучения K : $P(x, y, z) \sim \eta \cdot K \cdot U(x, y, z)^2$. Точное значение последней величины зависит от интенсивности паразитных энергетических процессов, таких как обратный перенос энергии, ап-конверсия, кросс-релаксация и т.д. Данные эффекты не были учтены в рассматриваемой модели, поэтому результаты расчета мощности люминесценции имеют оценочный характер. В дальнейшем планируется экспериментальное исследование вышеупомянутых процессов в градиентных кристаллах с двойным легированием ионами Yb^{3+} и Er^{3+} .

Описанная модель была дополнительно протестирована на аналогичном активном элементе с равномерным распределением активаторов

(рисунки Б.2-Б.3). Результаты энергетических расчетов для градиентного (рисунки Б.4-Б.5) и однородного кристаллов, а также их сравнение (рисунок Б.6) для случая основной гауссовой моды (TEM_{00} , рисунок Б.1) представлены в приложении Б.

3.1 Выводы

Характерной чертой динамики усиления излучения в градиентном кристалле является медленный рост интенсивности у входного зеркала (область минимальных концентраций активатора), переходящий в мощное увеличение эффективности генерации у выходного зеркала (область максимальной концентрации активаторов) (рисунки Б.4-Б.5). Данная особенность имеет две положительные стороны: во-первых, снижается тепловая нагрузка на торец активной среды, на который направляется импульс накачки; во-вторых, увеличивается мощность излучения, выходящего из резонатора, по сравнению с аналогичным однородным активным лазерным элементом. Особенно большой выигрыш в энергоэффективности должен наблюдаться для лазеров, работающих в режиме генерации гигантских импульсов.

Таким образом, в результате моделирования:

- был определен характер влияния градиента концентраций доноров и акцепторов на динамику процесса резонансного переноса энергии;
- был получен качественный вид распределения электромагнитного поля в градиентном и однородном кристаллах с двойным легированием. Качественные характеристики полученных распределений совпали с аналогичными расчетами для однократно легированных кристаллов [20].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты курсовой работы состоят в следующем:

1 Произведен обзор спектрально-люминесцентных характеристик ионов эрбия и иттербия, сделан анализ основных факторов, снижающих квантовый выход вынужденного излучения на длине волны 1550 нм. Также были проанализированы оптимальные значения концентраций активаторов и их влияние на эффективность энергетических процессов в кристаллических лазерных матрицах.

2 Произведен обзор физических принципов и основных динамических характеристик основных видов резонансных переносов энергии электронных возбуждений в конденсированных средах: ферстеровское и декстеровское взаимодействия. Проанализирована модель взаимодействия ионов иттербия (доноры) и ионов эрбия (акцепторы) в кристаллической матрице в приближении слабой связи, были введены основные кинетические параметры и получены уравнения для их расчета.

3 Разработаны математические модели, демонстрирующие характер распределения мощности электромагнитного поля в лазерных кристаллах с произвольными концентрационными профилями активных центров и ионов-сенсбилизаторов, взаимодействующих в рамках рассмотренного ранее приближения слабой резонансной передачи энергии через ферстеровский электростатический механизм. Сравнение энергетических параметров генерации для однородно легированных кристаллов и кристаллов с параболическими градиентами концентрации подтвердило высокую лазерную эффективность последних.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Snitzer E. Yb³⁺ – Er³⁺ glass laser / E. Snitzer, R. Woodcock // Applied Physics Letters – 1965. – № 6. – P. 45-48.
- 2 Encyclopedia of Laser Physics and Technology [Электронный ресурс] // (Engl.). – URL: http://www.rp-photonics.com/erbium_doped_gain_media.html [19 февраля 2014].
- 3 Webb C. Handbook of Laser Technology and Applications, Volume II: Laser Design and Laser Systems / C. Webb, J. D. C. Jones // IOP Publishing Ltd., 2004. – 1263 p.
- 4 Effect of Erbium Concentration on Upconversion Luminescence of Er:Yb:phosphate Glass Exited by InGaAs Laser Diode / F. Song, M. J. Myers, S. Jiang et al. // Proceedings of SPIE. – 1999. – Vol. 3622. – P. 182-188.
- 5 Каминский А. А. Лазерные кристаллы / А. А. Каминский. – М.: Наука, 1975. – 260 с.
- 6 Crystal growth, optical and spectroscopic characterization of monoclinic KY(WO₄)₂ co-doped with Er³⁺ and Yb³⁺ / X. Mateos, R. Sole, J. Gavalda et al. // Optics Materials. – 2006. – Vol. 28. – P. 423-431.
- 7 Экспериментальное наблюдение «пленения возбуждения» в системе сильно взаимодействующих частиц / Т. Т. Басиев, Ю. К. Воронько, В. В. Осико и др. // Журнал экспериментальной и технической физики. – 1976. – Т. 70. – № 4. – С. 1225-1233.
- 8 Patel F. D. Laser Demonstration of Yb₃Al₅O₁₂ (YbAG) and Materials Properties of Highly Doped Yb:YAG / F. D. Patel, E. C. Honea, J. Speth et al. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2001. – Vol. 37. – № 1. – P. 135-144.
- 9 Weichelt B. Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line / B. Weichelt, A. Voss, M. A. Ahmed // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37. – № 15. – P. 3045-3047.
- 10 Ryan Feeler. A & P Instrument // (Engl.). – URL: http://www.anpico.com/en/NewsDetails_30.Html [9 November 2011].

11 Нанотехнологическое сообщество [Электронный ресурс] // (Рус.). – URL: http://www.nanometer.ru/2009/10/27/12565959107489/PROP_FILE_files_2/lumin2.pdf [27 октября 2009].

12 University of California. ChemWiki. [Электронный ресурс] // (Engl.). – URL: http://chemwiki.ucdavis.edu/Theoretical_Chemistry/Fundamentals/Fluorescence_Resonance_Energy_Transfer [21 февраля 2014].

13 Förster T. Zwischenmolekulare Energiewanderung und Fluoreszenz / T. Förster // Annalen der Physik. – 1948. – Vol. 437. – P. 55-75.

14 University of California. ChemWiki. [Электронный ресурс] // (Engl.). – URL: http://chemwiki.ucdavis.edu/Theoretical_Chemistry/Fundamentals/Dexter_Energy_Transfer [21 февраля 2014].

15 Ворошилов И. В. Спектроскопия и безызлучательные взаимодействия РЗИ в монокристаллах $\text{Yb}^{3+}, \text{Er}^{3+}, \text{Ce}^{3+}:\text{CaGd}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$: дис.. канд. физ.-мат. наук: 01.02.07 / И. В. Ворошилов; Кубан. гос. ун-т. – Краснодар, 2000. – 136 с.

16 Galutskiy V. V Comparative Analysis of Ytterbium-Erbium Media for 1.5 μm Lasers / V. V. Galutskiy, E.V. Stroganova, N. A. Yakovenko // Advanced Materials Research. – 2013. – Vol. 660. – P. 40-46.

17 Concentration quenched luminescence and energy transfer analysis of Nd^{3+} ions doped Ba-Al-metaphosphate laser glasses / A. D. Sontakke, K. Biswas, A. K. Mandal et al. // Applied Physics B. – 2010. – Vol. 101. – P. 235-244.

18 Galutskiy V. V. Growth of single crystal with a gradient of concentration of impurities by the Czochralski method using additional liquid charging / V. V. Galutskiy, M. I. Vatlina, E.V. Stroganova // Journal of Crystal Growth. – 2009. – Vol. 311. – P. 1190–1194.

19 Квантовая эффективность продольной накачки в градиентных лазерных кристаллах / Е. В. Строганова, В. В. Галуцкий, Н. А. Яковенко и др. // Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов. – 2012. – С. 96-97.

20 Налбантов Н. Н. Распределение электромагнитного поля продольной накачки в градиентном лазерном кристалле / Н. Н. Налбантов, Е. В. Строганова, В. В. Галуцкий // Сборник научных трудов VIII международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2013». – 2013. - С. 168-170.

21 Налбантов Н. Н. Исследование энергетических характеристик градиентных лазерных кристаллов с двойным легированием / Н. Н. Налбантов, Е. В. Строганова, В. В. Галуцкий // Сборник научных трудов III всероссийской конференции по фотонике и информационной оптике. – 2014. – С. 97-98.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Графики параметров процесса резонансной передачи энергии

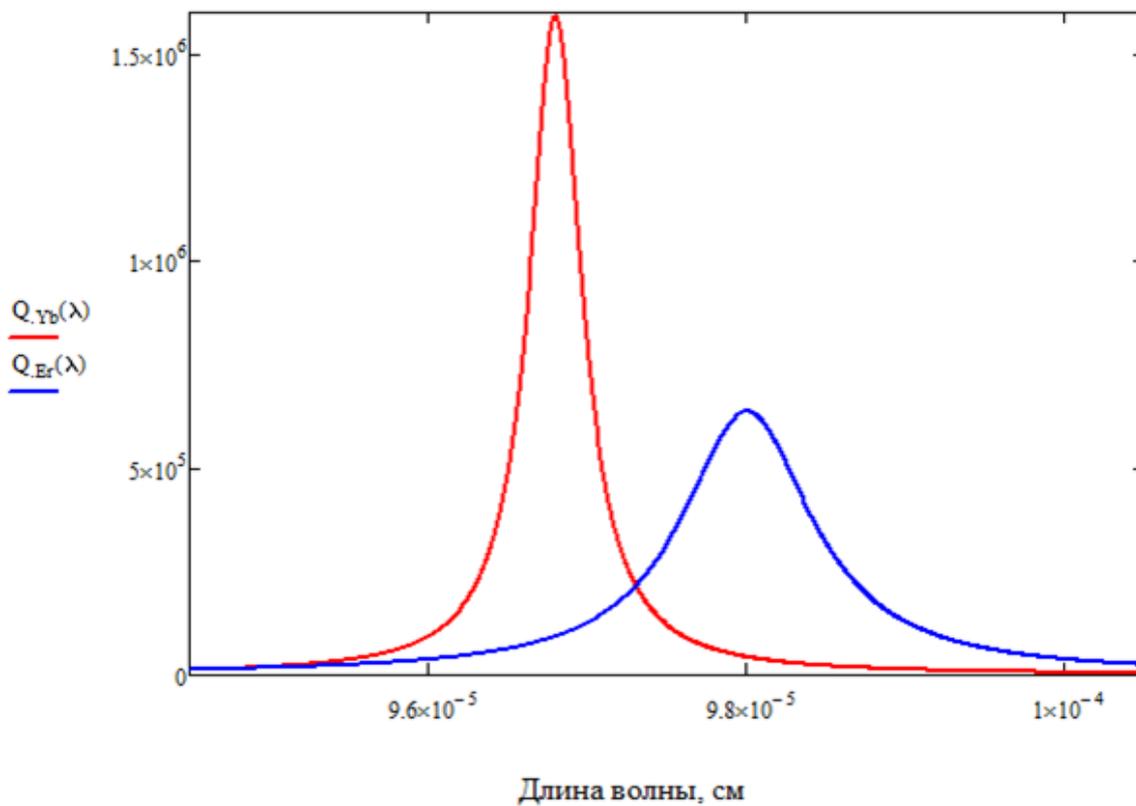


Рисунок А.1 – Смоделированные спектральные полосы излучения иона Yb^{3+} (красная линия) и поглощения иона Er^{3+} (синяя линия).

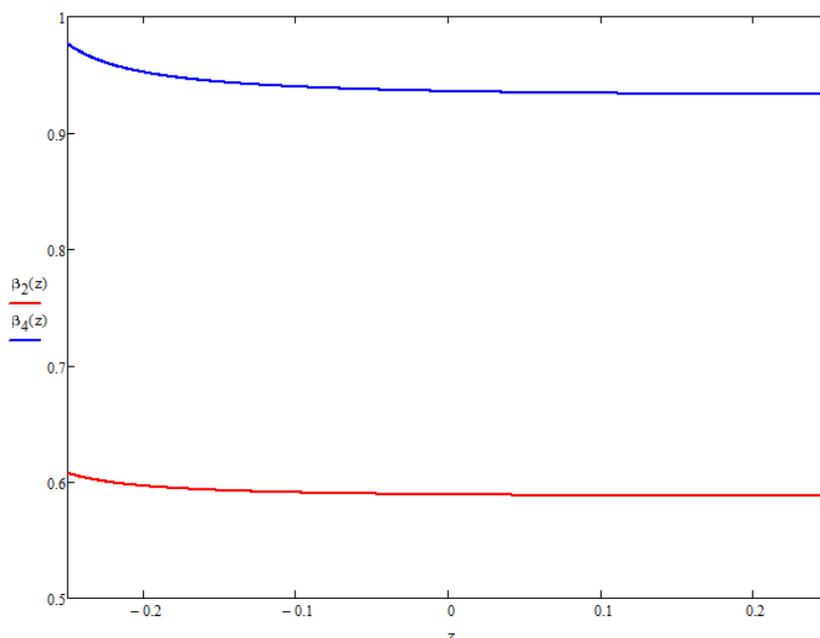


Рисунок А.2 – Распределение значений относительной населенности акцепторов β вдоль длины кристалла после одного обхода резонатора (красная линия), после двух обходов резонатора (синяя линия).

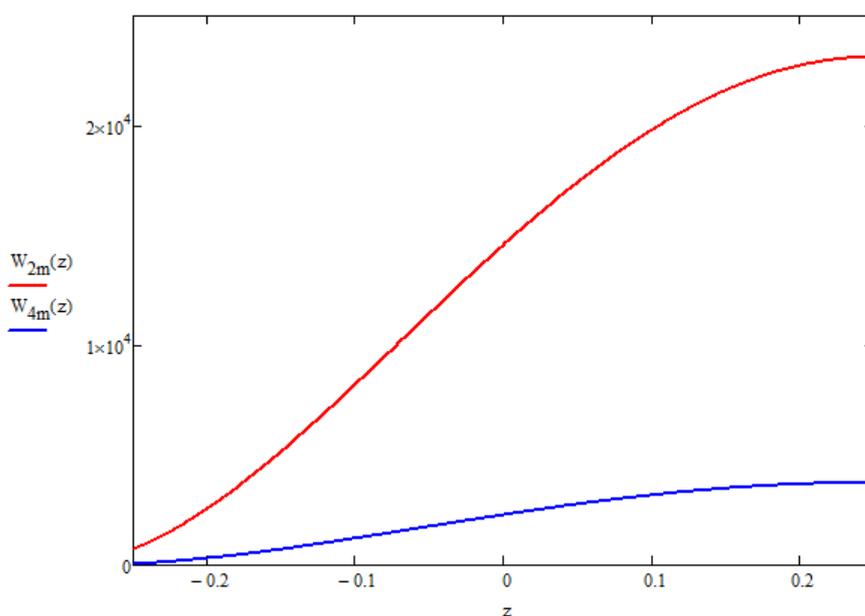


Рисунок А.3 – Распределение значений скорости миграции возбуждения по донорам W_m вдоль длины кристалла после одного обхода резонатора (красная линия), после двух обходов резонатора (синяя линия).

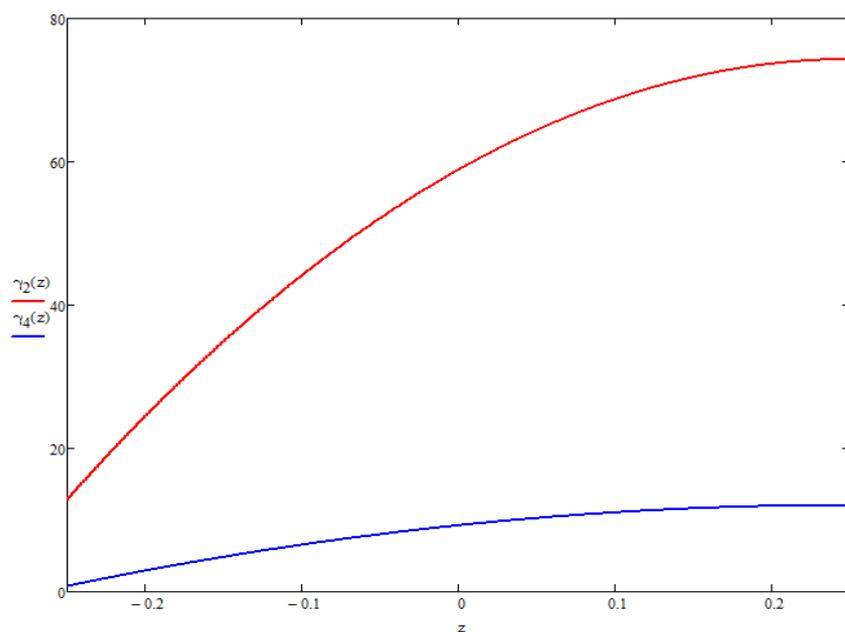


Рисунок А.4 – Распределение значений постоянной Ферстера γ вдоль длины кристалла после одного обхода резонатора (*красная линия*), после двух обходов резонатора (*синяя линия*).

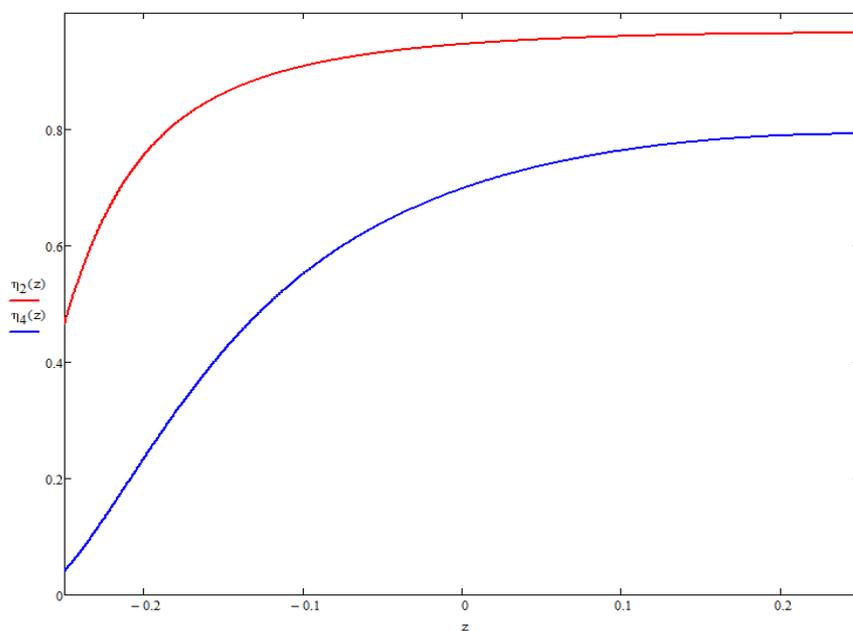


Рисунок А.5 – Распределение значений квантовой эффективности переноса энергии η вдоль длины кристалла после одного обхода резонатора (*красная линия*), после двух обходов резонатора (*синяя линия*).

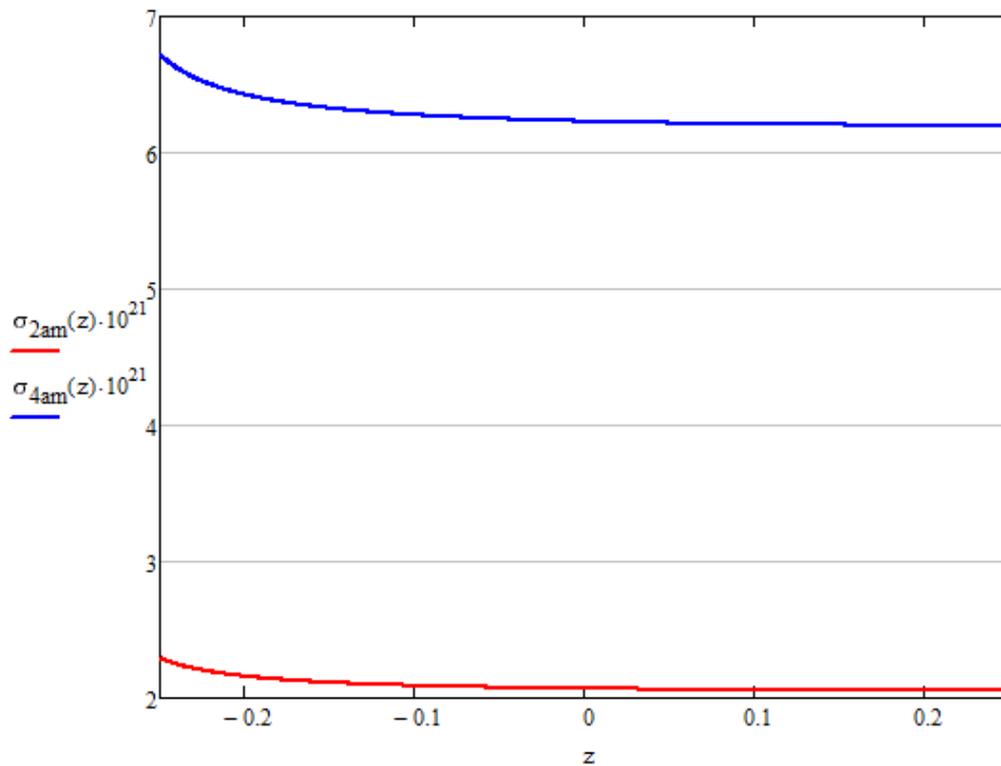


Рисунок А.6 – Распределение значений сечения усиления σ_{ampl} вдоль длины кристалла после одного обхода резонатора (*красная линия*), после двух обходов резонатора (*синяя линия*).

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Графики распределения мощности электромагнитного поля в градиентном и однородном кристаллах

Все значения мощности указаны в относительных единицах. Все координаты указаны в количестве шагов по трехмерной сетке размером 5x5x5 мм (габариты активного элемента) – величина шага соответствует 10 мкм по заданной оси.

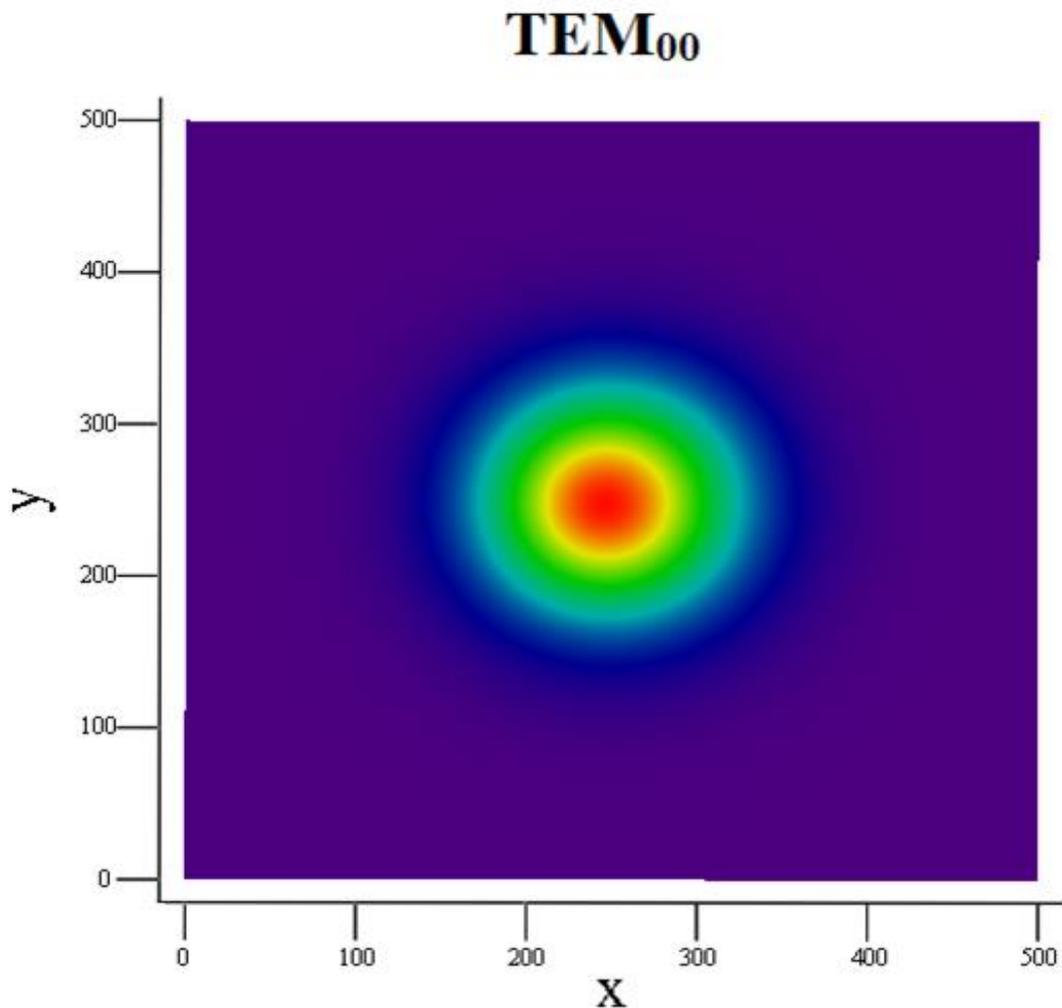


Рисунок Б.1 – Распределение мощности поля основной гауссовой моды в плоскости XY в градиентном кристалле.

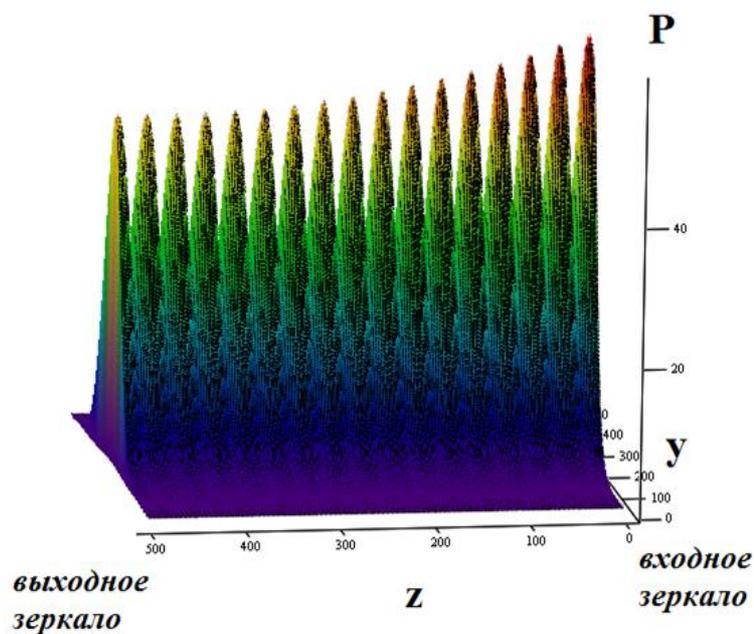


Рисунок Б.2 – Распределение мощности поля после одного полного обхода резонатора в однородном кристалле.

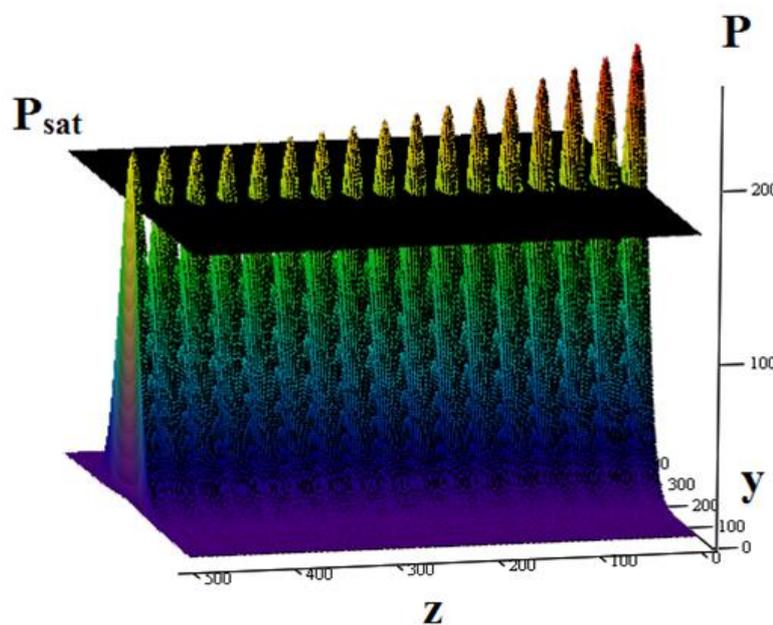


Рисунок Б.3 – Распределение мощности поля после второго полного обхода резонатора в однородном кристалле и сравнение с уровнем мощности насыщения.

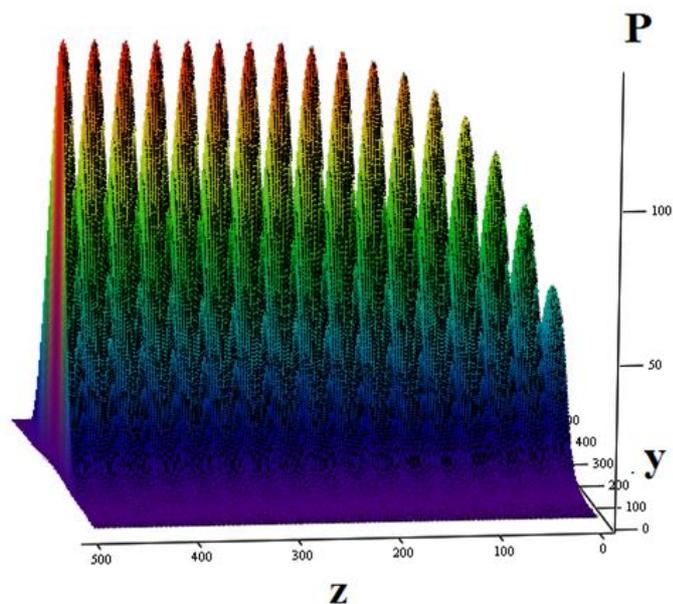


Рисунок Б.4 – Распределение мощности поля после первого полного обхода резонатора в градиентном кристалле.

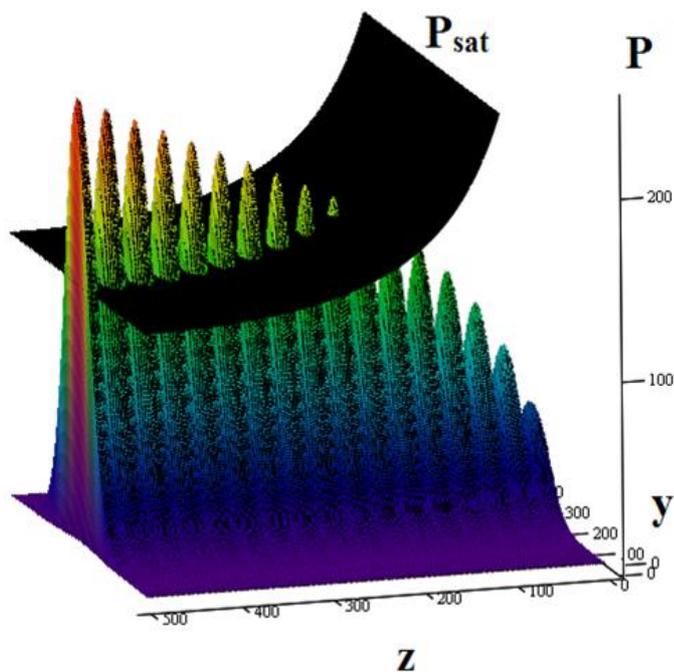


Рисунок Б.5 – Распределение мощности поля после третьего прохода по резонатору (1.5 обхода) в градиентном кристалле и сравнение с уровнем мощности насыщения.

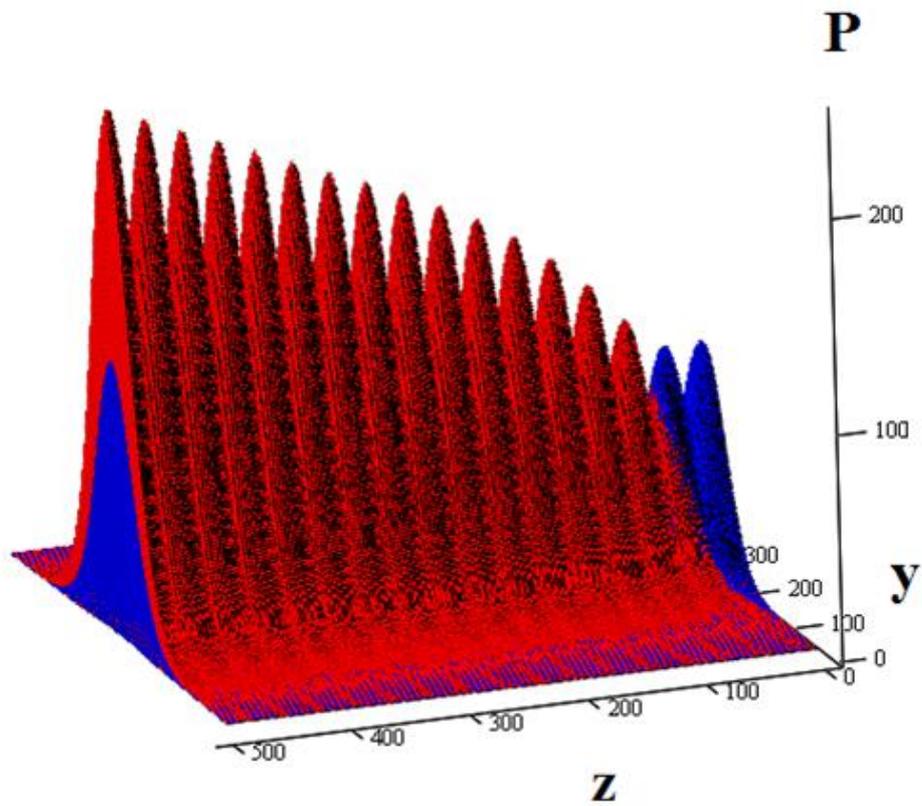


Рисунок Б.6 – Сравнение мощностей поля в градиентном (*красная поверхность*) и однородном (*синяя поверхность*) кристаллах после трех проходов излучения по резонатору (1.5 обхода).