

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

Пржевуский А.К., Никоноров Н.В.

КОНДЕНСИРОВАННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СРЕДЫ

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2009

А.К. Пржеvusкий, Н.В. Никоноров. «Конденсированные лазерные среды». Учебное пособие, курс лекций. СПб: СПбГУ ИТМО, 2009 г. – 147 стр.

Курс лекций является первым учебно-методическим пособием по конденсированным лазерным средам. В нем рассмотрены основы физики конденсированных лазерных материалов, их спектрально-люминесцентные свойства и основные типы. Описаны наиболее актуальные области применения лазерных материалов - энергетика, оптическая связь, обработка материалов. Учебное пособие предназначено для магистров, обучающихся по направлению 200600 «Фотоника и оптоинформатика» по магистерской программе «Оптические материалы фотоники и оптоинформатики» при изучении дисциплин «Конденсированные лазерные среды», «Волноводная фотоника», «Материалы и технологии волоконной и интегральной оптики», а также обучающихся по направлению 200200 «Оптотехника» при изучении дисциплины «Материалы лазерной оптоэлектроники».

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения, и оптотехники в качестве учебного пособия для студентов и магистров высших учебных заведений, обучающихся по направлениям подготовки 200600 - «Фотоника и оптоинформатика» и 200200 – «Оптотехника».



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2009.

© А.К. Пржеvusкий, Н.В. Никоноров. 2009.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	7
Часть I. ЛАЗЕРНЫЕ КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СРЕДЫ: ФИЗИКА, СВОЙСТВА, МАТЕРИАЛЫ.....	8
1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ РЗ ИОНОВ И ИОНОВ ПЕРЕХОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ И СТЕКЛАХ.....	8
1.1. Взаимодействия, определяющие спектры активированных лазерных сред.....	8
1.2. Штарковская структура спектров РЗ ионов	10
1.3. Особенности воздействия матрицы на уровни ионов переходных элементов [3].....	12
1.4. Однородное и неоднородное уширение спектров	17
1.5. Монохроматическое возбуждение люминесценции (исследование однородной ширины и скрытой штарковской структуры).....	21
2. ИНТЕНСИВНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОВ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ СРЕД.....	24
2.1. Характеристики интенсивности спектральных полос и связь между ними	24
2.2. Правило Лапорта	26
2.3. Теория Джадда-Офельта.....	28
2.4. Электронно-колебательная структура спектров. Стоксовский сдвиг [5].....	29
2.5. Сечения вынужденных переходов и спектроскопические методы его определения	34
2.6. Квазитрёхуровневая схема	37
3. ПРОЦЕССЫ ТРАНСФОРМАЦИИ ЭНЕРГИИ В АКТИВИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛАХ	40
3.1. Внутрицентровые безызлучательные переходы	40
3.2. Безызлучательная передача возбуждений между оптическими центрами и её проявления [5,6].....	43
3.2.1. Тушение и сенсбилизация люминесценции	43
3.2.2. Кросс-релаксация	45
3.2.3. Ап-конверсия	45
3.2.4. Миграция возбуждений	46
3.3. Микроскопическая модель передачи возбуждений для пары центров	48
3.4. Экспериментальные и теоретические методы исследования миграции.....	50
3.5. Примеры многоуровневых функциональных схем лазеров на полиактивированных материалах [14]	52
4. ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ.....	56

4.1. Пропускание на рабочей длине волны. Оптическая однородность	56
4.2. Радиационная устойчивость.....	56
4.3. Высокочастотная граница колебательного спектра	57
4.4. Сопоставление материалов с разной степенью упорядоченности (кристаллов, стёкол, керамик).....	58
4.5. Примеры популярных кристаллов, используемых для активации	60
5. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ СРЕД ..	62
5.1. Наиболее важные лазерные материалы, активированные РЗ ионами	62
5.1.1. Неодимовые материалы.....	62
5.1.2. Эрбиевые материалы.....	64
5.1.3. Иттербиевые материалы	68
5.1.4. Материалы для генерации в УФ диапазоне на межконфигурационных переходах	71
5.2. Наиболее важные лазерные материалы, активированные переходными элементами.....	73
5.2.1. Титан сапфировый лазер	73
5.2.2. Уникальная вариабельность свойств лазерных кристаллов, активированных трёхвалентным хромом	73
5.2.3. Лазеры на кристаллах с Cr^{2+} и Cr^{4+}	77
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	79
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	85
Часть II. ЛАЗЕРНЫЕ КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СРЕДЫ В СОВРЕМЕННЫХ ПРИЛОЖЕНИЯХ.....	86
1. НЕОДИМОВЫЕ СТЕКЛА В СОВРЕМЕННОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ.....	86
1.1. Общие сведения об управляемом термоядерном синтезе	86
1.1.1. Управляемый термоядерный синтез	86
1.1.2. Проект ИТЕР.....	88
1.1.3. Инерциальный термоядерный синтез	91
1.2. Лазерный термоядерный синтез: общие представления.....	92
1.3. Требования к лазерам для термоядерного синтеза	95
1.4. Конструкция лазера для термоядерного синтеза	96
1.5. Лазерные установки: общие представления и характеристики	98
1.6. Требования к неодимовым стеклам.....	108
2. ЭРБИЕВЫЕ СТЕКЛА В СОВРЕМЕННЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ	109
2.1. Общая характеристика оптических усилителей в волоконно-оптических линиях связи.....	109
2.2. Принцип работы эрбиевого усилителя	117
2.3. Основные элементы и характеристики эрбиевого волоконного усилителя.....	121
2.4. Преимущества и недостатки эрбиевых волоконных усилителей	129
2.5. Материалы для эрбиевых волоконных усилителей	130

3. ИТТЕРБИЕВЫЕ СТЕКЛА В СОВРЕМЕННЫХ СИСТЕМАХ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ	1313
3.1. Общая характеристика волоконных лазеров.....	1343
3.2. Сравнение волоконных лазеров с другими типами лазеров.....	135
3.3. Основные элементы конструкции волоконных лазеров	137
3.3.1. Резонаторы лазерных систем	139
3.3.2. Накачка активированных волокон	140
3.3.3. Фотонно-кристаллические активированные волокна	142
3.4. Схемы волоконных лазеров	142
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	105

ВВЕДЕНИЕ

Курс лекций является первым учебно-методическим пособием по конденсированным лазерным средам. В нем рассмотрены основы физики конденсированных лазерных материалов, их спектрально-люминесцентные свойства и основные типы. Описаны наиболее актуальные области применения лазерных материалов - энергетика, оптическая связь, обработка материалов. Учебное пособие предназначено для магистров, обучающихся по направлению 200600 «Фотоника и оптоинформатика» по магистерской программе «Оптические материалы фотоники и оптоинформатики» при изучении дисциплин «Конденсированные лазерные среды», «Волноводная фотоника», «Материалы и технологии волоконной и интегральной оптики», а также обучающихся по направлению 200200 «Оптотехника» при изучении дисциплины «Материалы лазерной оптоэлектроники».

Целью учебного пособия является:

Сформировать у студентов знания, умения и навыки в области исследований и разработки конденсированных лазерных сред, включая:

- необходимые знания о принципах анализа и интерпретации структуры энергетических уровней оптических центров в активированных кристаллах и стёклах,
- знания о физических механизмах, определяющих интенсивности оптических переходов и электронно-колебательную структуру спектров,
- представления о разнообразных процессах трансформации возбуждений в активированных материалах и о роли, которую эти процессы играют в лазерах и усилителях света,
- представления о требованиях к физико-химическим параметрам лазерных материалов,
- знания по свойствам наиболее популярных активированных лазерных материалов и наиболее актуальным направлениям их применения (энергетика, связь, обработка материалов),

с целью последующего использования полученных компетенций при разработке, исследовании и использовании конденсированных лазерных сред для приборов и устройств современной фотоники и оптоинформатики.

Часть I. ЛАЗЕРНЫЕ КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СРЕДЫ: ФИЗИКА, СВОЙСТВА, МАТЕРИАЛЫ

1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ РЗ ИОНОВ И ИОНОВ ПЕРЕХОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ И СТЕКЛАХ

1.1. Взаимодействия, определяющие спектры активированных лазерных сред

Активированные лазерные материалы – это кристаллы, стёкла и керамики, в состав которых специально введено небольшое количество редкоземельных ионов или ионов переходных металлов. Среди первых наиболее часто используются трёхвалентные ионы: Nd^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+} , Tm^{3+} , Yb^{3+} . Среди вторых – ионы хрома, титана, кобальта, которые могут находиться в разных валентных состояниях.

Ионы активаторы являются «красящими» примесями, так как материалы при их введении приобретают окраску. В спектре поглощения появляются полосы, характерные для каждого активатора. Кроме того, в ряде случаев материалы начинают люминесцировать при фотовозбуждении. Спектрально люминесцентные свойства активированных материалов определяют возможность их применения в качестве рабочих сред лазеров и усилителей света.

Каждый элементарный процесс поглощения или испускания света в активированных материалах охватывает весьма пространственно ограниченную область, которая кроме самого активатора включает только атомы, составляющие его ближайшее окружение – «лиганды». Таким образом, в активированных материалах поглощение и испускание света осуществляется «локальными оптическими центрами». Другим важным примером локальных оптических центров являются центры окраски, образующиеся в материалах при воздействии интенсивного УФ света. Противоположный, «нелокальный», характер носят процессы поглощения и испускания света свободными электронами, или колебаниями решётки в кристаллах.

Положения энергетических уровней и спектральных полос активаторных центров, определяющие диапазон усиления лазера, зависят как от взаимодействий внутри иона активатора, так и от взаимодействий активатора с матрицей. При этом, прежде всего, имеет значение относительная величина взаимодействий этих двух типов.

Далее в главе последовательно рассматриваются эти два класса взаимодействий в порядке убывания их величины сначала для РЗ ионов (1.2), затем для ионов переходных металлов (1.3). Кратко описываются используемые приближения и приводятся системы квантовых чисел,

применяемых для характеристики состояний, возникающих в разных приближениях.

Как известно, в случае свободного атома рассмотрение начинается с одноэлектронного приближения, согласно которому каждый электрон рассматривается независимо от других и считается движущимся в усреднённом поле других электронов и ядра[1,2]. Считается, что это поле обладает сферической симметрией. Поэтому для отдельного электрона должен выполняться закон сохранения момента количества движения, значения которого характеризуются квантовым числом l .

Квантовое число l принимает значения от 0 до $n-1$, где n - главное квантовое число (таблица 1.1). Численные значения l в спектроскопии традиционно характеризуют буквами по следующему правилу $l = 0$ (s), 1 (p), 2 (d), 3 (f), 4 (g). На определённой « l » оболочке может находиться $2(2l + 1)$ электронов с различной проекцией спина и орбитального момента.

<i>Таблица 1.1. Простейшие электронные конфигурации</i>		
значения n	значения l	конфигурации
$n = 1$	0	s^2
$n = 2$	0, 1	s^2, p^6
$n = 3$	0, 1, 2	s^2, p^6, d^{10}
$n = 4$	0, 1, 2, 3	s^2, p^6, d^{10}, f^{14}

Совокупность значений квантовых чисел n и l для всех электронов в атоме называется электронной конфигурацией. Например, у атома гелия два электрона находятся в состоянии $n=1, l=0$. Это означает, что атом гелия имеет конфигурацию - $(1s)^2$

Широко используемый в качестве активатора лазерных материалов трёхвалентный ион Cr^{3+} имеет 21 электрон и конфигурацию $(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(3p)^6(3d)^3$. Однако, этот длинный список, обычно, выписывать нет необходимости. Схему нижних энергетических уровней и оптические спектры определяют только электроны, находящиеся на незаполненной оболочке: в случае Cr^{3+} - это 3 электрона, находящихся на $3d$ – оболочке.

После одноэлектронного приближения и учета центрального поля на следующем этапе учитывается нецентральная часть кулоновского взаимодействия электронов. При этом необходимо рассматривать сложные многоэлектронные состояния, которые характеризуются значениями полного орбитального момента L и полного спина S . Значениям полного момента L так же как значениям момента отдельного электрона сопоставляются те же буквы, но прописные:

$$L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$$

$$L = S, P, D, F, G, H, I,$$

Наиболее слабым взаимодействием в свободном атоме из числа определяющих структуру оптического спектра является спин-орбитальное взаимодействие. Это взаимодействие суммарного спинового магнитного

момента электронов незаполненной оболочки с магнитным полем, возникающим из-за орбитального движения этих электронов. В результате спин-орбитального взаимодействия ни орбитальный момент, ни спиновый момент сами по себе не сохраняются. Сохраняется только полный момент **J**, который является точной характеристикой атомных состояний. Моменты **L** и **S** сохраняются как приближённые характеристики. Окончательно атомные состояния характеризуются набором трёх чисел - **L**, **S**, **J**. Они, обычно записываются в виде символа: $^{2S+1}L_J$, характеризующего определённый атомный уровень, кратность вырождения которого равна $2J+1$. Число $2S+1$ называется мультиплетностью. Уровни с одинаковыми значениями **L** и **S** «образуют мультиплет». Например, у «самого лазерного» иона Nd^{+3} основным является мультиплет из четырёх уровней: $^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{15/2}$. У соответствующих состояний $S=3/2$, $L=6$, а **J** принимает последовательно четыре значения: $9/2$, $11/2$, $13/2$, $15/2$.

Описанная выше весьма кратко последовательность учёта взаимодействий в свободном атоме соответствует т.н. «нормальному типу связи», который характерен для активаторов лазерных материалов.

1.2. Штарковская структура спектров РЗ ионов

Мы перечислили взаимодействия в свободных атомах. При попадании атома активатора в кристалл или в стекло он подвергается воздействию окружения (таблица 1.2). Прежде всего, это кулоновское воздействие электрических полей зарядов окружающих ионов (рис. 1.2). Кроме того, перекрывание волновых функций иона активатора и лигандов, которое, обычно, незначительно, также означает появление некоторого эффективного взаимодействия [3].

Хотя симметрия воздействия матрицы на ион активатор зависит от структуры матрицы и от позиции активатора, в любом случае она ниже симметрии свободного атома. Из квантовой механики хорошо известно, что понижение симметрии всегда приводит к снятию вырождения и расщеплению энергетических уровней.

Хорошей иллюстрацией этого общего положения являются эффект Зеемана и эффект Штарка [1,2]. Первый из них заключается в расщеплении атомных уровней и спектральных линий внешним магнитным полем, Второй – в расщеплении атомных уровней и спектров внешним электрическим полем. В магнитном поле вырождение снимается полностью. В электрическом поле часть уровней остаётся дважды вырожденными.

В принципе, расщепление уровней при попадании иона в матрицу имеет ту же природу, что и эффект Штарка. Основное отличие состоит в том, что в классическом эффекте Штарка внешнее электрическое поле

однородно, а поле матрицы имеет сложную конфигурацию, зависящую от структуры активаторного центра. Несмотря на это отличие, расщепления атомных уровней иона активатора в поле матрицы традиционно принято называть «штарковскими». Далее в пособии термин «штарковское расщепление» используется только в этом смысле.

Величина штарковских расщеплений в спектрах материалов, активированных РЗ ионами варьирует от нескольких единиц до нескольких сотен см^{-1} . Для ионов переходных элементов штарковские расщепления на порядок больше. Это отличие в величине влияния поля матрицы на состояния РЗ ионов и состояния ионов переходных элементов имеет принципиальное значение для построения количественной теории.

В случае редкоземельных ионов энергетические зазоры между атомными уровнями с разными значениями чисел **L**, **S**, **J** в подавляющем числе случаев меньше величина штарковских расщеплений. Из этого следует несколько важных выводов:

(а) Структура энергетических уровней редкоземельного активаторного центра разбивается на группы. Каждую из групп образуют штарковские уровни, возникающие при снятии $2J+1$ кратного вырождения атомного уровня с определёнными значениями чисел **L**, **S**, **J**. Например, для иона Nd^{3+} в диапазоне энергий расположено пять групп штарковских уровней, образующихся при расщеплении атомных уровней: ${}^4F_{3/2}$, ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{15/2}$. В качестве характеристики уровней группы принято продолжать использовать атомные значения **L**, **S**, **J**, хотя, конечно, в строгом смысле слова, они не являются квантовыми числами для РЗ центров в матрице.

(б) В спектрах поглощения и люминесценции материалов, активированных РЗ ионами, выделяются группы линий, соответствующие оптическим переходам ($S, L, J \rightarrow S', L', J'$) между группами штарковских уровней **S, L, J** и S', L', J' .

(в) Анализ и расчёт штарковских расщеплений каждого атомного уровня можно проводить независимо от других уровней.

Характер штарковских расщеплений определяется следующими правилами[3]:

- для ионов с чётным числом электронов на незаполненной «оптической» оболочке возможны кратности вырождения штарковских уровней 1, 2, 3. Трёхкратно вырожденные уровни возможны только в полях кубической симметрии (тетраэдр, октаэдр, куб)

- для ионов с нечётным числом электронов возможные кратности вырождения 2, 4. Четырёхкратно вырожденные уровни возможны только в полях кубической симметрии.

При отсутствии магнитного поля уровни иона-активатора с нечётным числом электронов по крайней мере двукратно вырождены (теорема Крамерса).

Общее правило таково - чем ниже симметрия, тем меньше кратность вырождения.

Для ионов в матрице полный момент не сохраняется. **J** перестаёт быть точным квантовым числом. Роль квантовых чисел выполняют «неприводимые представления». Тип неприводимого представления показывает кратность вырождения уровня и правило, по которому волновые функции преобразуются при операциях группы точечной симметрии, характеризующей положение иона в матрице. К сожалению, для неприводимых представлений применяется несколько систем обозначений. Наиболее часто используется следующая система обозначений:

- A, B - однократно вырожденные уровни,
- E - двукратно вырожденные уровни,
- T, F - трёхкратно вырожденные уровни,

<i>Таблица 1.2. Последовательность учёта взаимодействий для PЗ ионов</i>	
Приближение. Учитываемое взаимодействие	Характеристики состояний. Квантовые числа
Одноэлектронное приближение. Центральное поле	Электронные конфигурации $(4f)^k$ для PЗ ионов, $(3d)^k$ для переходных элементов
Нецентральная часть кулоновского взаимодействия электронов	Орбитальный и спиновый моменты L , S
Спин-орбитальное взаимодействие	Полный момент J
Воздействие матрицы	Неприводимое представление

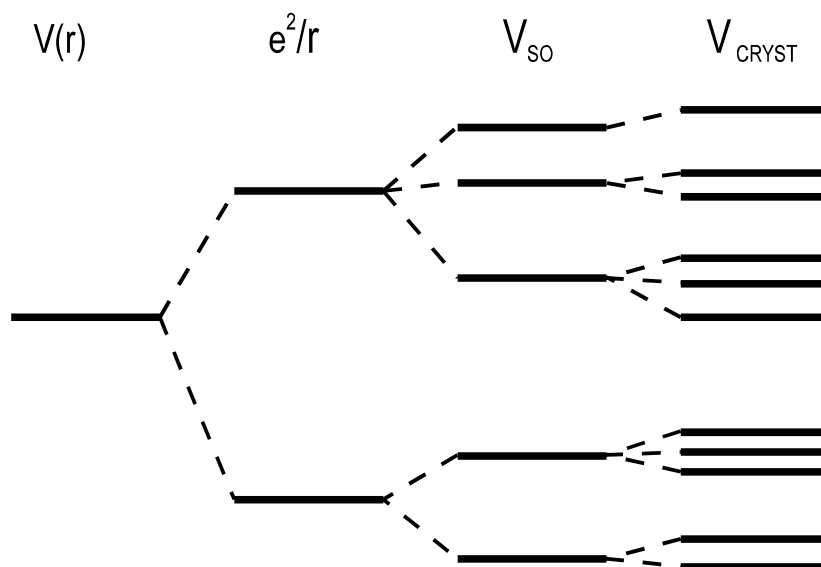


Рис. 1.2. Последовательность учёта взаимодействий для PЗ центров

1.3. Особенности воздействия матрицы на уровни ионов переходных элементов [3]

Приближение, использовавшееся для редкоземельных ионов не годится в случае ионов переходных элементов. Для ионов группы железа

моменты **S**, **L**, **J** не сохраняются, даже приближённо. Воздействие матрицы больше, или сопоставимо по величине с нецентральной частью кулоновского взаимодействия 3d – электронов. Поэтому в качестве первого приближения рассматривается задача о воздействии поля матрицы на ион с одним электроном на 3d оболочке.

Предполагается, что основная часть воздействия матрицы имеет кубическую симметрию и конкретно осуществляется одной из трёх конфигурацией лигандов: куба, октаэдра или тетраэдра.

Для всех названных конфигураций декартова система координат ориентируется одинаковым образом относительно элементов симметрии. В кубе и октаэдре оси координат направляются по трём осям четвёртого порядка, а в тетраэдре – по трём зеркально-поворотным осям четвёртого порядка (рис. 1.3.1)

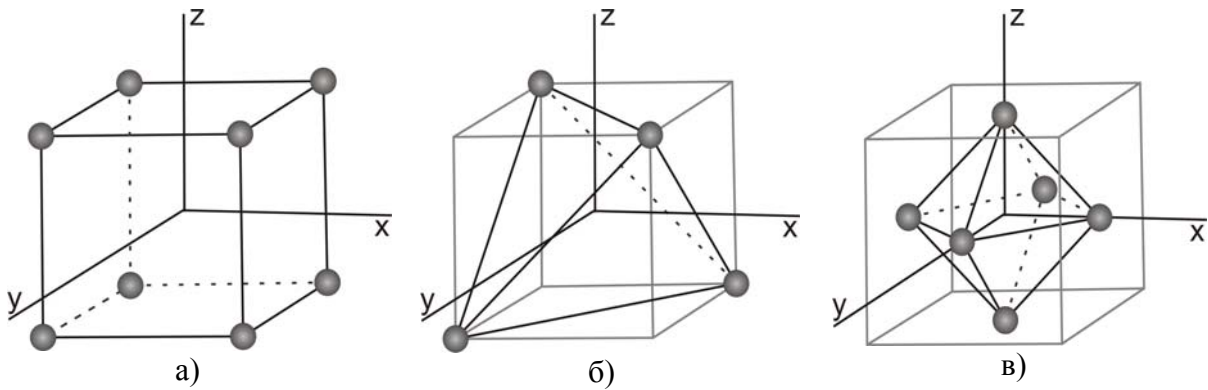


Рис. 1.3.1. Ориентация осей координат в кубе (а), тетраэдре (б) и октаэдре (в)

В свободном атоме d уровень ($l = 2$) пятикратно вырожден $2l + 1 = 5$. Согласно вышесказанному это пятикратное вырождение в полях кубической симметрии снимается и уровень расщепляется на два штарковских подуровня: дважды вырожденный E – уровень и трижды вырожденный T – уровень. Волновые функции, соответствующие этим уровням, получили название e – и t – орбитали [3]. Они приводятся ниже как в декартовых, так и в сферических координатах. В декартовых координатах хорошо видна симметрия функций, а сферические координаты удобны для анализа пространственного распределения функций:

$$d_{z^2} = \sqrt{15/16\pi}(3\cos^2 \vartheta - 1) = \sqrt{15/16\pi}(3z^2 - r^2)/r^2 \quad (1.3.1)$$

$$d_{x^2-y^2} = \sqrt{15/16\pi} \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi = \sqrt{15/16\pi}(x^2 - y^2)/r^2 \quad e\text{-орбитали}$$

$$d_{xy} = \sqrt{15/4\pi} \sin^2 \vartheta \sin 2\varphi = \sqrt{15/4\pi}(xy)/r^2 \quad (1.3.2)$$

$$d_{xz} = \sqrt{15/4\pi} \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \varphi = \sqrt{15/4\pi}(xz)/r^2 \quad t\text{-орбитали}$$

$$d_{yz} = \sqrt{15/4\pi} \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \varphi = \sqrt{15/4\pi}(yz)/r^2$$

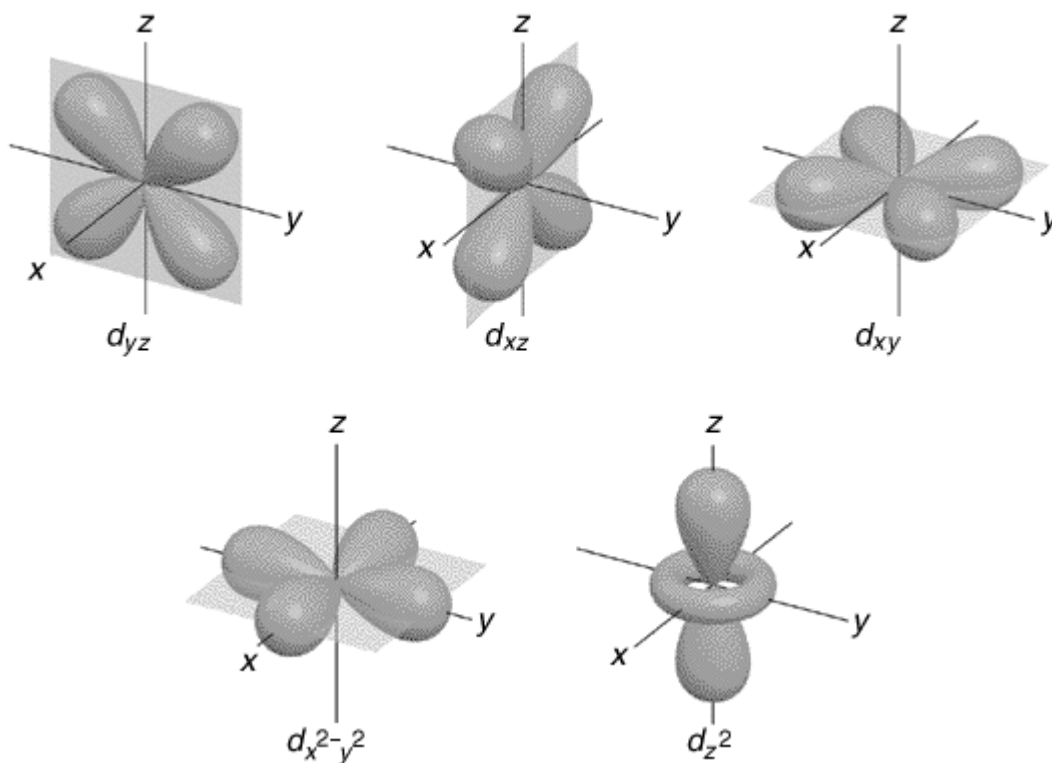


Рис. 1.3.2. Пространственное распределение электронной плотности, соответствующее t - и e - орбиталям [3]

Обращает на себя внимание следующее обстоятельство: «лепестки» волновых функций, а значит, и электронной плотности e - орбиталей направлены по осям координат, а t -орбиталей, наоборот, между осями координат.

Поэтому, если отрицательно заряженные лиганды расположены на осях координат (как в октаэдре), то энергетически более выгодным является распределение электронной плотности, описываемое t -орбиталями. Иными словами, в случае октаэдра подуровень t -орбиталей имеет меньшую энергию, чем подуровень e - орбиталей (рис. 1.3.3).

В случае тетраэдрической, или кубической конфигурации лигандов имеет место обратная ситуация: отрицательно заряженные лиганды (анионы) располагаются между осями координат (рис. 1.3.2) на осях третьего порядка. Следовательно, в этом случае энергетически более выгодными оказываются e - орбитали. Напомним, что ориентация осей координат во всех случаях остаётся фиксированной относительно элементов симметрии, а именно, – оси ориентированы вдоль осей симметрии 4го порядка.

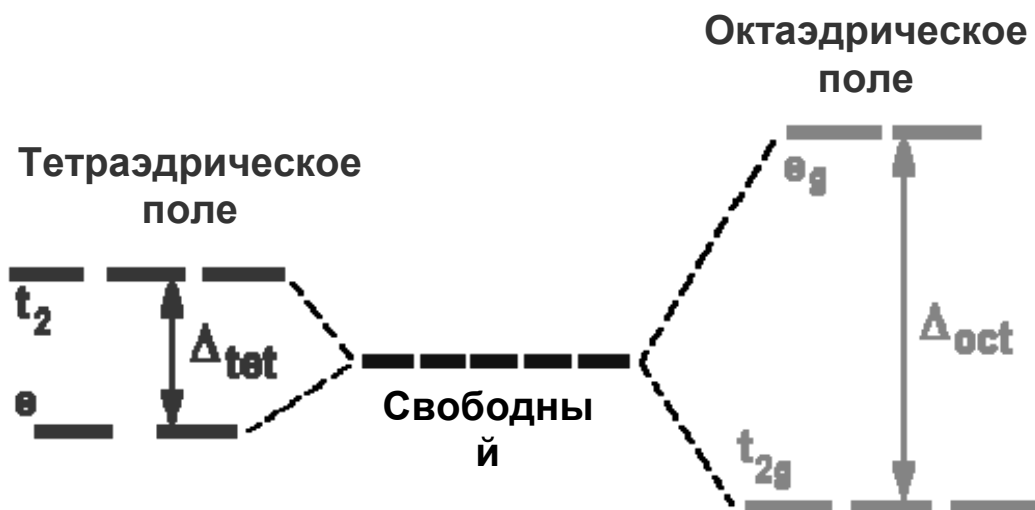


Рис. 1.3.3. Расщепление d –уровня в поле тетраэдра и в поле октаэдра

Следующий шаг рассмотрения задачи об уровнях примесного иона с достраивающейся d –оболочкой состоит в учёте нецентральной части кулоновского взаимодействия электронов.

Хорошее представление об относительной роли взаимодействия d –электронов с матрицей и кулоновского взаимодействия электронов друг с другом даёт диаграмма Оргела (рис. 1.3.4). На этой диаграмме энергии уровней d –оболочки приводятся как функции относительной величины взаимодействия d –электронов с матрицей и кулоновского взаимодействия электронов друг с другом. Начальные точки диаграммы соответствуют уровням свободного иона, а конечные точки – уровням невзаимодействующих между собой d –электронов. В случае двух d –электронов невзаимодействующие электроны имеют три уровня, соответствующие конфигурациям t^2 , te и e^2 .

Энергетические уровни на диаграмме Оргела и на описываемых далее диаграммах Сугано и Танабе обозначаются значками, указывающими тип неприводимого представления. В левом верхнем углу значка указывается мультиплетность, как и в случае свободного атома. Например: 3T_1 –означает трижды вырожденный орбитально уровень, характеризуемый значением полного спина $S=1$ (мультиплетность $2S+1=3$).

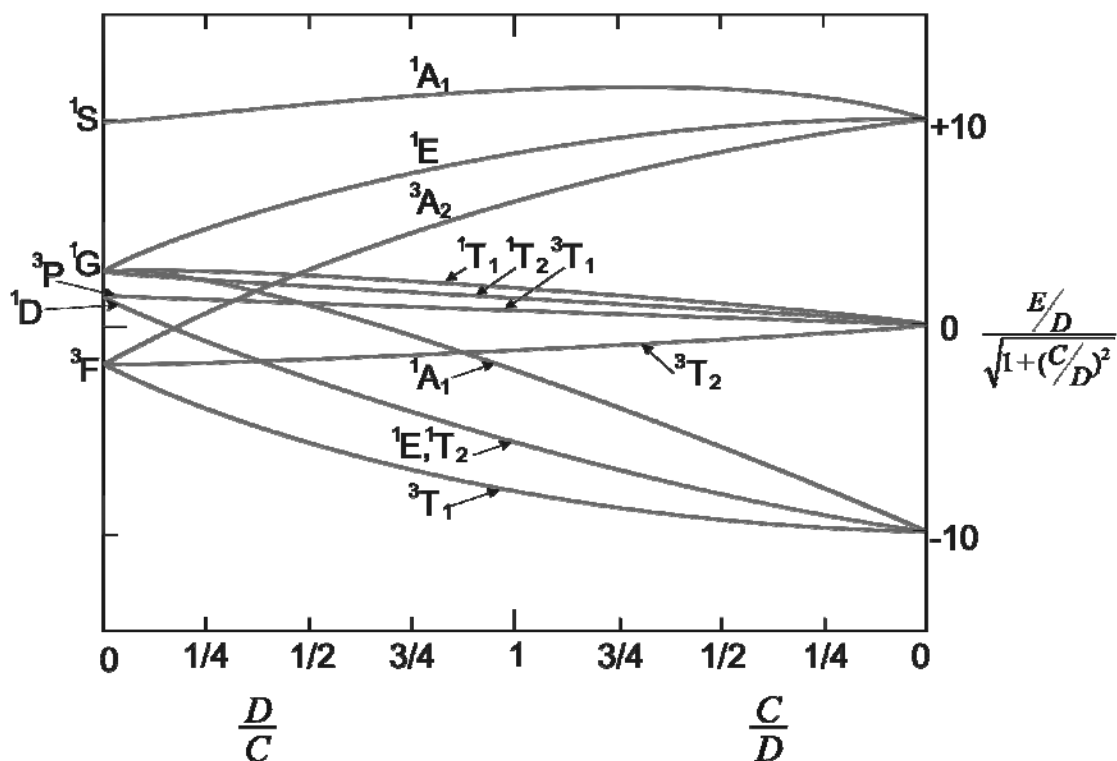


Рис. 1.3.4. Диаграмма Оргела для двух d электронов. Параметр \tilde{N} характеризует величину кулоновского взаимодействия d электронов

Наибольшее распространение при анализе экспериментальных спектров получили диаграммы Сугано и Танабе (рис. 1.3.5), которые несут такую же информацию, как левая часть диаграмм Оргела. При сравнении диаграмм Оргела и Сугано и Танабе следует учитывать, что, если у диаграмм Оргела энергия отсчитывается от общего центра тяжести всех рассматриваемых уровней, то у диаграмм Сугано и Танабе энергия отсчитывается от положения нижнего уровня, который считается закреплённым.

Таким образом, расшифровка спектров переходных элементов представляет достаточно непростую задачу.

Во-первых, они все имеют тенденцию менять валентное состояние и находится в нескольких валентных состояниях.

Во-вторых, их спектры кардинально меняются в зависимости от изменения координационного числа, а для них возможно несколько вариантов координационных чисел

В третьих, у одного и того же иона при одной координации и одной валентности люминесцентные характеристики могут кардинально меняться при переходе от матрицы к матрице (пример – трёхвалентный хром, который изучен лучше остальных ионов).

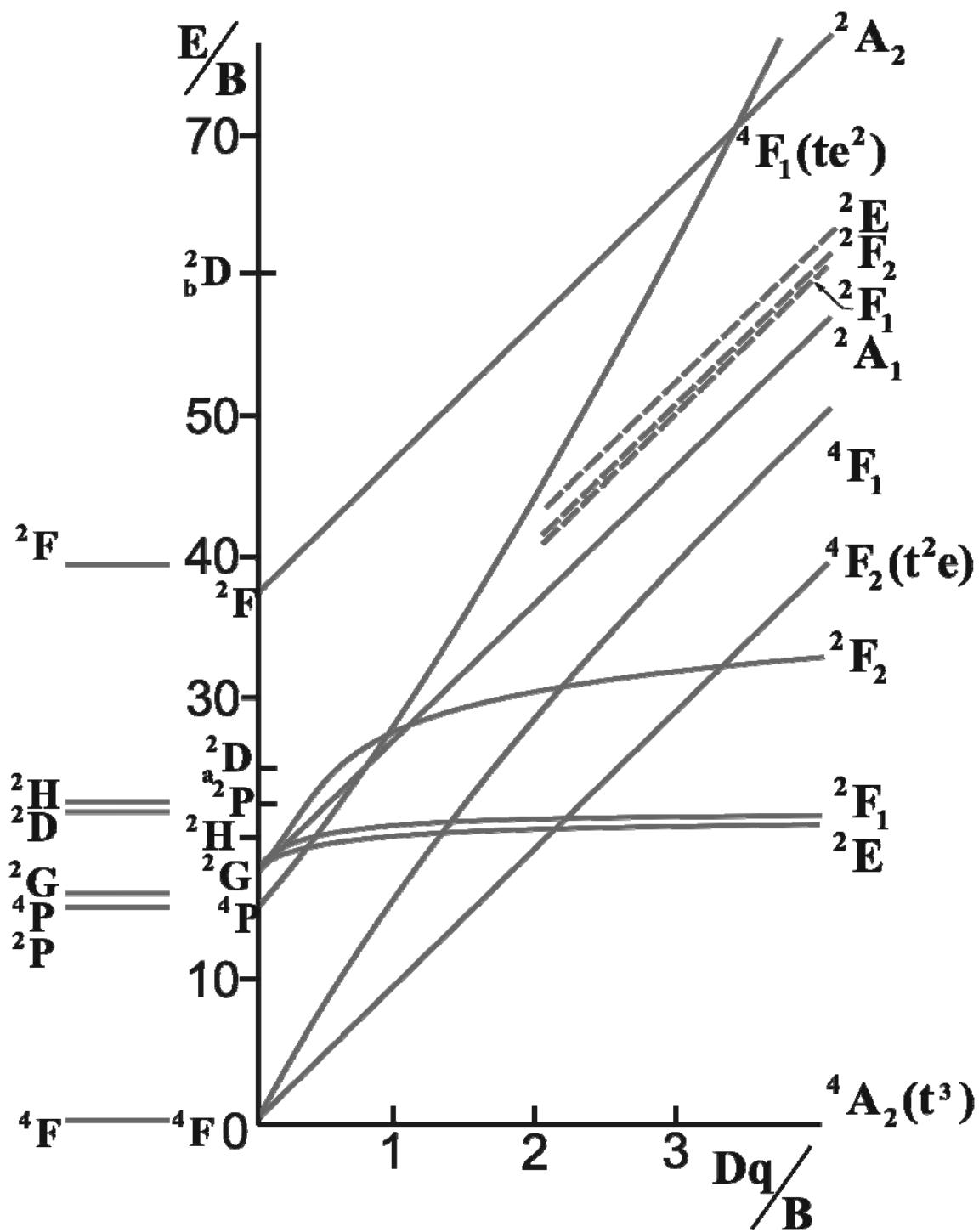


Рис. 1.3.5. Диаграмма Танабе и Сугано для конфигурации d^3 . Параметр \hat{A} характеризует отталкивание электронов

1.4. Однородное и неоднородное уширение спектров

Как отмечалось выше, спектры поглощения и люминесценции кристаллов, активированных ионами редкоземельных элементов, состоят из отдельных групп узких линий (рис. 1.4.1). Каждая группа представляет собой штарковскую структуру, возникающую из-за расщепления атомных

уровней основного и возбуждённого состояний, характеризующихся моментами J и J' . Группе приписывают оптические переходы $S, L, J \rightarrow S', L', J'$ в свободном атоме, с которыми она связана генетически.

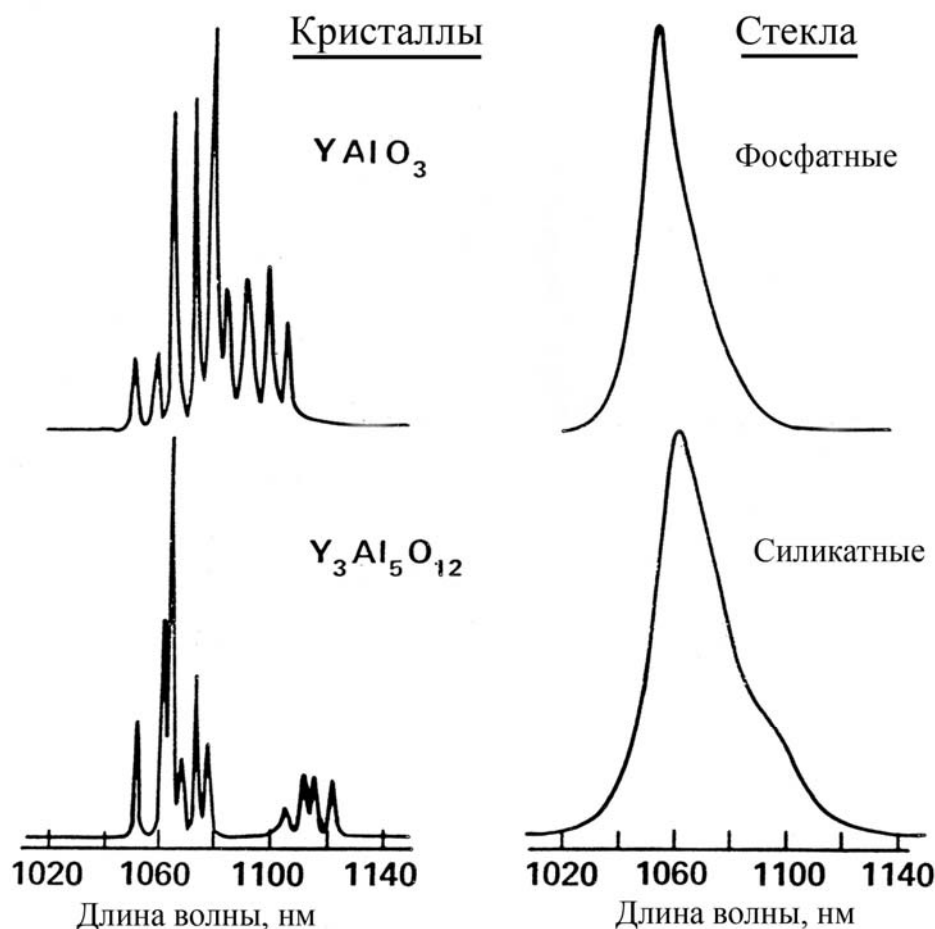


Рис. 1.4.1. Полоса люминесценции ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ в спектрах кристаллов и стёкол, активированных ионами Nd^{3+}

Если сравнить спектры одного и того же РЗ иона в разных кристаллах, то окажется, что число линий в $S, L, J \rightarrow S', L', J'$ группе, характер их расположения и относительные интенсивности различны. Эти характеристики связаны с особенностями ближайшего окружения РЗ иона (строением РЗ центра). Анализ штарковской структуры спектра позволяет получить информацию о строении оптического РЗ центра, в частности, определить его симметрию.

В спектрах стёкол в тех же диапазонах частот, где в случае кристаллов имеются группы узких линий, наблюдаются размытые полосы с более или менее выраженными максимумами (рис. 1.4.1). Они выглядят так, как если бы линии спектра кристалла увеличили ширину, оставаясь на прежнем месте, и частично наложились друг на друга.

Особенно выразительна картина в случае $J = J' = 0$, когда уровни невырождены, и оптическому переходу между ними в спектре кристаллов

соответствует одна узкая линия, а в спектре стёкол широкая полоса. Такой случай имеет место для ${}^5D_0 \longleftrightarrow {}^7F_0$ перехода в ионе Eu^{3+} .

Типичные значения ширины линий для перехода между парой отдельных штарковских уровней при комнатной температуре в случае кристаллов $\approx 10 \text{ см}^{-1}$, в случае стёкол $\approx 100 \text{ см}^{-1}$.

С чем связано такое различие спектров стёкол и кристаллов?

Объяснение станет очевидным, если сравнить структуру стёкол и кристаллов. Основным свойством кристалла является упорядоченность его структуры, которая характеризуется как точечной, так и пространственной симметрией. Поэтому атомы в кристалле занимают совершенно определённые места (положения). Число различного типа мест для атомов в кристалле невелико. Все "места" одного типа с большой точностью можно считать идентичными. Когда ионы активаторы занимают место определённого типа, то все они оказываются в одинаковом положении. Окружение действует на них одинаковым образом, штарковские расщепления уровней и спектральных линий для них одинаковы.

Иная ситуация в стекле, где в расположении атомов приблизительно сохраняется ближний порядок, а дальний порядок отсутствует. Поэтому, строго говоря, положения всех атомов в стекле различны, положения некоторых приблизительно схожи. Последнее утверждение требует пояснения.

С химической точки зрения, лазерные стёкла представляют собой сплавы окислов. Число различных окислов в промышленном стекле может достигать десятка. Среди этих окислов выделяют "главный", благодаря наличию которого сплав при охлаждении переходит в стеклообразное состояние, а не кристаллизуется. Этот окисел называют "стеклообразователем", в процентном отношении его количество составляет примерно половину, или больше от всего состава. Другие окислы называются "модификаторами". Самым распространённым стеклообразователем, на основе которого получают почти все оптические стёкла, является SiO_2 . Соответствующие стёкла называются "силикатными". В квантовой электронике широко используются также "фосфатные" стёкла, в которых стеклообразователем является окисел P_2O_5 .

Согласно исследованиям структуры стёкол с помощью рассеяния рентгеновских лучей и нейтронов только вокруг атомов стеклообразователей имеет место ближний порядок. А именно, подавляющее число атомов кремния в силикатных стёклах и атомов фосфора в фосфатных стёклах находится в центре тетраэдров из атомов кислорода. Катионы модификаторы, в том числе редкоземельные ионы, не имеют определённого координационного числа. Кроме того, даже в случае фиксированного координационного числа конфигурации лигандов могут меняться в очень широких пределах.

Таким образом, в стекле каждый из РЗ ионов находится в своём специфическом поле, которое отлично от полей, действующих на другие

ионы. Строго говоря, все оптические центры различны, а значит у них различаются штарковские расщепления уровней и штарковская структура спектров. Спектр, наблюдаемый в условиях обычного эксперимента есть результат наложения спектров отдельных центров. Понятно, что такое наложение проявляется в виде уширения спектральных линий.

Уширение спектральных полос, обусловленное тем, что энергия оптических переходов различна у разных центров внутри одного образца, называется «неоднородным».

Ширина спектральных линий отдельных центров называется «однородной». Основным механизмом однородного уширения спектральных линий активаторов в кристаллах и стёклах является взаимодействие с колебаниями матрицы. Поэтому однородная ширина сильно зависит от температуры. Если при 300 К типичные значения однородной ширины спектров кристаллов составляют 10 см^{-1} , то при температуре жидкого азота 77 К однородная ширина маскируется неоднородной (рис. 1.4.2).

Неоднородная не зависит. Это может служить критерием их разделения.

Типичная измеренная экспериментально зависимость ширины линии отдельной штарковской компоненты от температуры приведена на рис. 1.4.2. В области высокой температуры (выше 20 К) ширина линии очень сильно уменьшается при охлаждении, меняясь при этом на два порядка (от 10 см^{-1} до 0.1 см^{-1}). В области низких температур (менее 20 К) ширина линии не изменяется. Этот результат естественно объясняется изменением вклада однородного уширения в наблюдаемую экспериментально ширину. При высокой температуре уширение является однородным и поэтому сильно зависит от температуры. При низкой температуре основной вклад в ширину вносит неоднородное уширение, которое от температуры не зависит. Зависимости, представленные на рис. 1.4.2 были получены в середине 60х годов. Сравнительно недавно удалось этот эксперимент усовершенствовать и продлить температурную зависимость однородной ширины в область низких температур, применяя новый метод монохроматического возбуждения люминесценции.

Рис. 1.4.2. Температурная зависимость ширины линий люминесценции рубина r_1 и r_2

1.5. Монохроматическое возбуждение люминесценции (исследование однородной ширины и скрытой штарковской структуры)

Этот экспериментальный метод, позволяет выделять внутри неоднородного контура центры определённого типа. Монохроматическим здесь условно называется свет, резонансный с малой частью неоднородного контура исследуемых стёкол. Под действием такого света в спектре люминесценции должно наблюдаться излучение только тех центров, у которых энергия перехода равна энергии возбуждающих квантов. Схема метода изображена на рисунке 1.5.1.

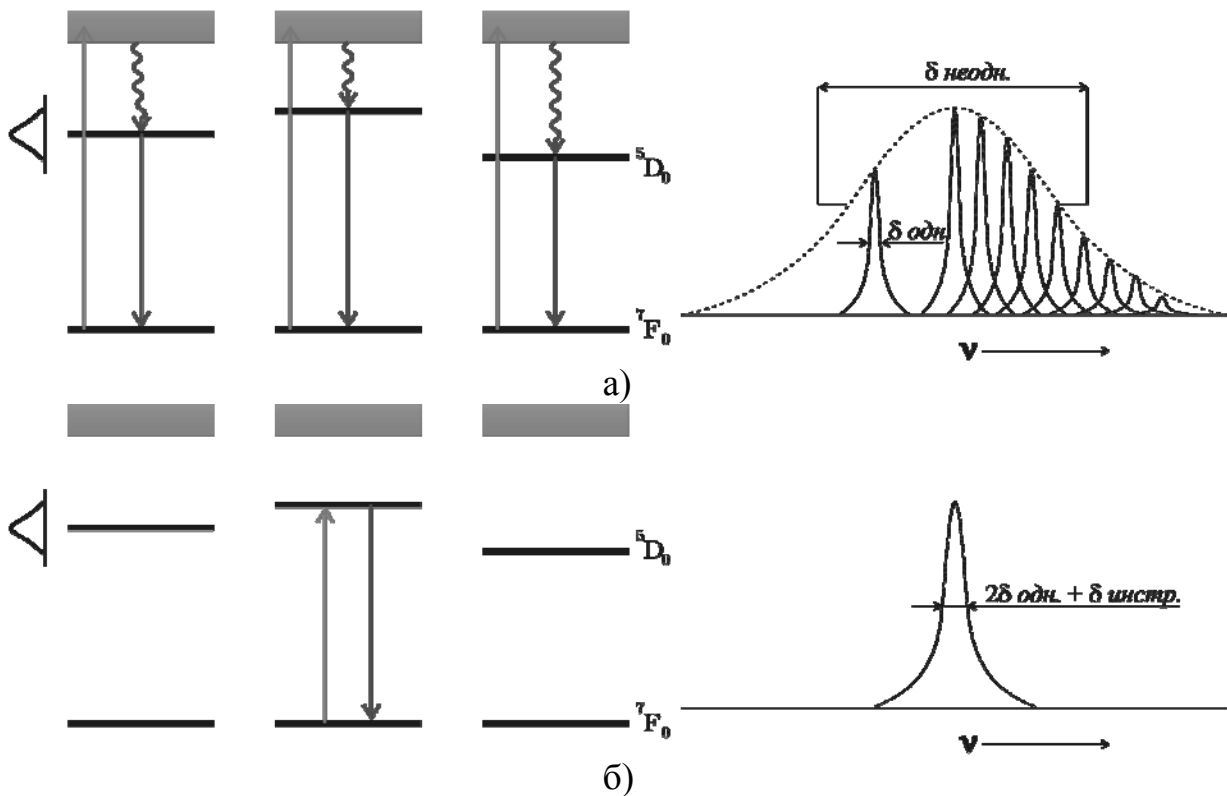


Рис. 1.5.1. Влияние монохроматического возбуждения на ширину полосы люминесценции ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$ центров Eu^{3+} в стекле: а) неселективное обычное возбуждение; б) монохроматическое возбуждение

Можно показать, что, если ширина спектра возбуждающего лазерного излучения пренебрежимо мала, то ширина линии люминесценции, наблюдаемой при резонансном монохроматическом возбуждении, равна удвоенной однородной ширине. Таким образом, монохроматическое возбуждение люминесценции позволяет экспериментально изучать однородную ширину. Применяя современные лазеры с узкой линией удалось измерить изменение однородной ширины области температур всего нескольких градусов К.

Выводы по главе 1

1. Положения энергетических уровней и спектральных полос активаторных центров, определяющие диапазон усиления лазера, зависят как от взаимодействий внутри иона активатора, так и от взаимодействий активатора с матрицей. При этом, прежде всего, имеет значение относительная величина взаимодействий этих двух типов.

2. В случае редкоземельных активаторных центров структура энергетических уровней в основных чертах определяется взаимодействиями внутри РЗ иона. В качестве характеристик уровней используются те же квантовые числа, что и для свободного иона. Это значение полного спинового момента **S** значение полного орбитального момента **L** и значение полного суммарного момента **J**. Величины штарковских расщеплений уровней под воздействием матрицы в подавляющем числе случаев меньше энергетических зазоров между атомными уровнями с разными значениями чисел **S, L, J**.

3. Для ионов группы железа моменты **S, L, J** не сохраняются, даже приближённо. Воздействие матрицы больше, или сопоставимо по величине с нецентральной частью кулоновского взаимодействия $3d - 3d$ – электронов. Поэтому в качестве первого приближения рассматривается расщепление $3d - 3d$ – уровня кубической компонентой поля матрицы. Вводятся представления о $t - e$ – орбиталях и о конфигурациях сильного поля. На следующем этапе учитывается нецентральная часть кулоновского взаимодействия для отдельных конфигураций сильного поля.

4. Спектральные полосы активаторных центров уширяются из-за действия двух различных физических механизмов. Однородное уширение определяет спектральный контур отдельного центра. Оно возникает из-за взаимодействия иона активатора с колебаниями матрицы и сильно возрастает при увеличении температуры. Неоднородное уширение возникает из-за неоднородности (неодинаковости) активаторных центров. В случае стёкол неоднородность является следствием неупорядоченности структуры. В случае кристаллов неоднородность центров гораздо меньше, чем в стёклах и возникает из-за структурных дефектов. Неоднородность локальных центров означает, что измеряемый экспериментально спектральный контур является наложением отличающихся контуров отдельных центров.

2. ИНТЕНСИВНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОВ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ СРЕД

Мы рассмотрели вопрос о положении спектральных полос, их структуре и ширине. Другая важнейшая группа спектроскопических параметров характеризует интенсивности спектральных полос, которые определяют сечение вынужденных переходов и накачку.

2.1. Характеристики интенсивности спектральных полос и связь между ними

В качестве характеристики интенсивности полос поглощения традиционно используется сила осциллятора, которая для обычных электрически дипольных переходов определяется по спектру, измеренному экспериментально согласно соотношению:

$$f_{ed} = \frac{mc^2}{\pi e^2} \cdot \frac{9n}{(n^2 + 2)^2} \cdot \frac{1}{N} \cdot \int k(\nu) d\nu \quad (2.1.1)$$

Здесь N - число оптических центров в единице объёма, n - показатель преломления. Сила осциллятора является интегральной характеристикой интенсивности полосы поглощения и определяется путём вычисления площади под контуром полосы поглощения. Исторически это понятие возникло в электронной теории Лорентца и имело физический смысл «доли» электрона, ответственной за конкретную спектральную линию.

Для полос люминесценции широко используются в качестве интегральной характеристики интенсивности коэффициент Эйнштейна A (скорость переходов) и обратная величина – радиационное время $\tau_R = A^{-1}$.

Кроме того используется "частотный коэффициент Эйнштейна $a(\nu)$, который связан с интегральным коэффициентом соотношением:

$$A = \int a(\nu) d\nu \quad (2.1.2)$$

Спектральная зависимость частотного коэффициента Эйнштейна с точностью до постоянного множителя может быть определена по спектру люминесценции (см. Приложение):

$$a(\nu) = \gamma \cdot I_{\dot{e}p i} \quad (2.1.3)$$

здесь $I_{\dot{e}p i}$ – плотность числа фотонов, испускаемых в единичном интервале частот; γ – параметр, определяемый геометрией эксперимента, качеством образца и т. п.

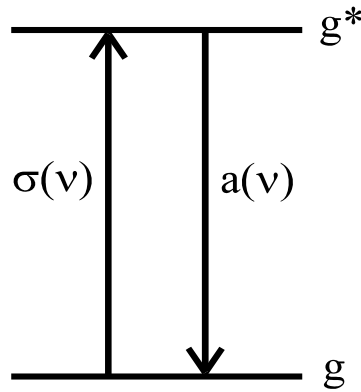


Рис. 2.1. Связь между параметрами поглощения и излучения для двухуровневой схемы

Значения сечения поглощения и дифференциального коэффициента Эйнштейна для спонтанного излучения связаны для двухуровневой системы соотношением:

$$a(\nu) = \frac{8\pi n^2}{c^2} \frac{g}{g^*} \nu^2 \sigma(\nu) \quad (2.1.4)$$

В этом соотношении g и g^* кратности вырождения основного и возбуждённого уровней соответственно. Проинтегрировав (3.4) по частоте получаем:

$$A = \frac{8\pi n^2}{c^2} \frac{g}{g^*} \int \nu^2 \sigma(\nu) d\nu \quad \{\nu, c^{-1}\} \quad (2.1.5)$$

$$A(S, L, J \rightarrow S', L', J') = 8\pi \nu^2 n^2 c \frac{(2J' + 1)}{(2J + 1)} \int \sigma(\nu) d\nu \quad (2.1.6)$$

$$\{\nu, cm^{-1}\}$$

Таким образом, измерив площадь под контуром спектра поглощения можно определить коэффициент Эйнштейна A и радиационное время $\tau_{рад} = A^{-1}$. Это замечательное, очень полезное соотношение, которое связывает экспериментальные результаты двух совершенно различных измерений – спектра поглощения и кинетики затухания люминесценции было получено Фюхтбауэром и Ладенбургом.

Уже первые измерения сил осцилляторов и радиационного времени для материалов, активированных РЗ ионами и ионами переходных элементов, привели к выводу, что интенсивности оптических переходов для них примерно на пять порядков меньше, чем интенсивности разрешённых переходов в свободных атомах.

Ниже приводятся типичные величины параметров (таблица 2.1), характеризующих интенсивности оптических переходов в активированных материалах.

Таблица 2.1. Радиационное время для популярных лазерных материалов		
Ион. Уровень	Матрица	Радиационное время, с
$\text{Cr}^{3+}, {}^2\text{E}$	Al_2O_3	$3 \cdot 10^{-3}$
$\text{Nd}^{3+}, {}^4\text{F}_{3/2}$	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$
	Силикатное стекло	$7 \cdot 10^{-4}$
	Фосфатное стекло	$3 \cdot 10^{-4}$
$\text{Er}^{3+}, {}^4\text{I}_{13/2}$	Фосфатное стекло	$9 \cdot 10^{-4}$

Типичные значения сил осцилляторов полос активированных кристаллов и стёкол лежат в диапазоне $f \cong 10^{-6} - 10^{-5}$. В зависимости от матрицы эти величины изменяются в 2-3 раза.

В то время как для разрешённых атомных переходов $\tau \cong 10^{-8}$ и $f \cong 1$.
В чём причина такой большой разницы?

2.2. Правило Лапорта

Согласно квантовой механике сила осциллятора и коэффициенты Эйнштейна пропорциональны квадрату модуля матричного элемента дипольного момента $\vec{D}(\vec{r})$:

$$\left| \int \Psi_i^*(\vec{r}) \vec{D}(\vec{r}) \Psi_f(\vec{r}) d\vec{r} \right|^2 \quad (2.2.1)$$

Здесь вектор \vec{r} условно обозначает координаты всех электронов на незаполненной «оптической» оболочке; Ψ_i и Ψ_f – многоэлектронные волновые функции исходного и конечного состояний оптического перехода.

Соотношения между квантовыми числами исходного и конечного состояний, при которых интеграл (2.2.1) обращается в ноль называются "правилами отбора". При анализе спектров активированных материалов важное значение имеет правило отбора, возникающее при рассмотрении своеобразного квантового числа - "чётность".

Если квантовомеханическая система обладает симметрией относительно преобразования инверсии ($\vec{r}' = -\vec{r}$), то тогда состояния системы классифицируются по чётности на два класса:

$$\begin{array}{l|l} \text{чётные, если} & \Psi^+(-\vec{r}) = \Psi^+(\vec{r}) \\ \text{нечётные, если} & \Psi^-(-\vec{r}) = -\Psi^-(\vec{r}) \end{array} \quad (2.2.2)$$

Говорят, что волновые функции характеризуются квантовым числом «чётность», которое может принимать два значения +1 для чётных функций и -1 для нечётных. Например, чётностью характеризуются волновые функции свободного атома, волновые функции примесного иона, расположенного в центре куба, или октаэдра. Напротив, волновые

функции иона, расположенного в центре тетраэдра, чётностью не обладают.

Можно показать, что все состояния одной электронной конфигурации обладают одинаковой чётностью. Чётность конфигурации одинаковых электронов определяется простым правилом. Она равна $(-1)^{kl}$, где l – одноэлектронное азимутальное квантовое число, а k – число эквивалентных электронов. Для d – электронов $l = 2$, все конфигурации чётные, для f – электронов чётность конфигурации совпадает с чётностью числа электронов на f – оболочке.

Использование чётности функций для получения правил отбора базируется на следующей теореме: «интеграл от нечётной функции по всему пространству равен нулю». Так как все состояния одной конфигурации обладают одной чётностью, а дипольный момент является функцией нечётной, то в случае оптического перехода между состояниями одной конфигурации подинтегральная функция в (2.2.1) является нечётной функцией и интеграл (2.2.1) равен нулю. Иными словами, оптические дипольные переходы между состояниями одной электронной конфигурации запрещены. Это правило отбора носит название «правила Лапорта».

Тем не менее, внутриконфигурационные переходы в ионах активаторах наблюдаются, только их вероятность мала. Значит нужно обратить внимание на условия, соблюдение которых необходимо для выполнения правила Лапорта. Основное необходимое условие – симметрия системы по отношению к преобразованию инверсии. Любое отклонение от инверсионной симметрии должно приводить к потере классификации состояний по чётности и, как следствие, к отличию интеграла (2.2.1) от нуля.

Обращение к структурным данным по кристаллам говорит о том, что идеальная инверсионная симметрия встречается редко. Например, ион Cr^{3+} в рубине, обычно, считают расположенным в центре октаэдра из ионов O^{2-} , где он занимает место Al^{3+} в неактивированном сапфире. Но октаэдрическое окружение является в данном случае только хорошим приближением. На самом деле, уже в сапфире ионы Al^{3+} находятся в искажённых октаэдрах. Дополнительное искажение структура претерпевает при замещении иона Al^{3+} на ион Cr^{3+} . В результате ион хрома оказывается на месте, которое не обладает инверсионной симметрией, что приводит к потере классификации состояний по чётности и отличию значения интеграла (2.2.1) от нуля.

Выше при рассмотрении структур активаторных центров имелись в виду равновесные положения атомов. Если эти положения не удовлетворяют инверсионной симметрии, то говорят о «статическом механизме» нарушения правила Лапорта. Но все атомы испытывают

колебательные движения, при которых их положения, как правило, занимают положения, не удовлетворяющие инверсионной симметрии, что является причиной нарушения классификации состояний по чётности и отличию интеграла (2.2.1) от нуля. В этом случае говорят о «колебательном механизме» нарушения правила Лапорта. Оценки показывают, что эти два механизма часто дают сопоставимые вклады в экспериментально измеряемую интенсивность полос активаторных центров.

2.3. Теория Джадда-Офельта

Существенный прогресс в количественном описании интенсивности спектральных полос спектров кристаллов и стёкол, активированных ионами РЗЭ был достигнут в работах Джадда и Офельта. Наиболее широкое распространение для описания экспериментальных данных получило следующее соотношение для силы осциллятора спектральной полосы, включающей все переходы $S, L, J \rightarrow S', L', J'$:

$$f(S, L, J \rightarrow S', L', J') = C(2J + 1)^{-1} \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_{\lambda} \left| \langle J \| U^{\lambda} \| J' \rangle \right|^2 \quad (2.3.1)$$

здесь: $C = (8\pi^2 m c \nu) / 3h$. $\left| \langle J \| U^{\lambda} \| J' \rangle \right|^2$ – квадраты «приведённых матричных элементов», которые сравнительно слабо зависят от активируемой матрицы. Они зависят от рассматриваемого РЗ иона и от квантовых чисел S, L, J, S', L', J' . Их расчёт по экспериментальным данным для конкретной матрицы представляет самостоятельное трудоёмкое исследование, хотя и не представляющее принципиальных трудностей. В настоящее время такие расчёты проведены для всех РЗ ионов (как правило, для нескольких матриц). Полезные таблицы приведённых матричных элементов имеются в книгах [4].

Таким образом, вся информация о зависимости интенсивности спектральных полос от активируемой матрицы содержится в трёх параметрах $\Omega_2, \Omega_4, \Omega_6$, которые получили наименование «параметров Джадда».

Во-первых, такой способ характеристики интенсивности спектров существенно более компактен, чем просто информация о силах осцилляторов отдельных полос поглощения, число которых у разных ионов составляет 8 – 10.

Во-вторых, имеется много данных, позволяющих считать, что за параметр Ω_2 , с одной стороны, и параметры Ω_4, Ω_6 , с другой стороны, ответственны нечётные возмущения разного происхождения. Хотя окончательно природа этой разницы не установлена, само её существование сомнению не подлежит. Обычно, для каждого иона

параметр Ω_2 вносит вклад в интенсивность только одной, или двух полос, которые получили в литературе наименование «сверхчувствительные». Измерив интенсивность сверхчувствительной полосы для одного иона, можно прогнозировать интенсивность сверхчувствительной полосы для другого иона в той же матрице.

В третьих, найдя параметры Джадда по результатам измерения спектра поглощения, можно их использовать для определения вероятностей таких оптических переходов, нахождение которых другим способом представляет серьёзную экспериментальную проблему. К числу таких параметров относятся вероятности поглощения из возбуждённого состояния и абсолютные значения вероятностей излучательных переходов.

Для решения второй задачи на основании соотношения (2.3.1) легко может быть получено следующее выражение для коэффициентов Эйнштейна:

$$A(S, L, J \rightarrow S', L', J') = \frac{8\pi^2 e^2 v^2 n^2 \chi C}{mc(2J+1)} \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_\lambda \left| \langle J \| U^\lambda \| J' \rangle \right|^2 \quad (2.3.2)$$

здесь $\chi = (n^2 + 2)^2 / 9n$.

2.4. Электронно-колебательная структура спектров. Стоксовский сдвиг [5]

Вероятно, одной из самых первых установленных закономерностей науки о люминесценции является «закон Стокса», согласно которому максимум полосы люминесценции расположен с длинноволновой стороны от максимума полосы поглощения. Разница значений энергии квантов, характеризующих эти максимумы получила название «стоксовского сдвига»

Особенно выразительно этот закон наблюдается для растворов органических красителей, в случае которых даже говорили о «зеркальной симметрии» спектральных контуров поглощения и люминесценции.

Вместе с тем, может сложиться впечатление, что на спектры, соответствующие оптическим переходам внутри $(4f)^K$ оболочек РЗ ионов закон Стокса не распространяется. Например, контуры в спектрах поглощения и люминесценции одиночных штарковских компонент ${}^5D_0 \leftrightarrow {}^7F_0$ иона Eu^{3+} и ${}^2F_{5/2} \leftrightarrow {}^2F_{7/2}$ иона Yb^{3+} совершенно идентичны в условиях, исключающих селективную накачку и миграцию возбуждений.

Своеобразную группу объектов в аспекте обсуждаемой проблемы составляют спектры материалов, активированных ионами 3d элементов. Для одного и того же материала наблюдаются как случаи значительного стоксовского сдвига, так и его отсутствия. Например, для классического

лазерного материала рубина в случае узких R линий имеет место полный резонанс люминесценции и поглощения, а для широкой U полосы, используемой для накачки, наблюдается значительный стоксовский сдвиг. В настоящем разделе все перечисленные случаи трактуются с единой точки зрения.

Ещё в ранних исследованиях спектров со значительным стоксовским сдвигом обращалось внимание на тонкую структуру широких полос поглощения и люминесценции, в которой обычно выделялся один, или несколько колебательных квантов. Это означало, что в случае стоксовского сдвига спектры имеют электронно-колебательную природу (изменение при оптическом переходе электронного состояния сопровождается рождением, или уничтожением колебательного кванта).

Современная трактовка стоксовского сдвига исходит из того, что при оптическом переходе (поглощении или излучении света) могут рождаться, или уничтожаться колебательные кванты. В этом случае говорят об электронно-колебательных спектрах поглощения, или люминесценции. Основные закономерности этих спектров объясняются с помощью модели конфигурационных кривых.

Рассмотрение основывается на том, что ядра гораздо тяжелее электронов (для водорода ~1840) и потому движутся гораздо медленнее. Поэтому эти два типа движений можно разделить. Соответствующее приближение называется "адиабатическим" и исходит из следующих двух положений:

- орбиты электронов рассматриваются для "застывшей" конфигурации неподвижных ядер;

- движение ядер рассматривается в усреднённом поле электронов.

Математически эти положения формулируются следующим образом.

Волновая функция записывается в виде произведения функции от координат ядер $\varphi(\mathbf{R})$ на функцию от координат электронов $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{R})$, зависящую параметрически от координат ядер:

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{R})\varphi(\mathbf{R}) \quad (2.4.1)$$

Тогда уравнение Шредингера разбивается на два уравнения. На уравнение для волновых функций электронов при застывших ядрах:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \Delta_i \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + V(\mathbf{r}, \mathbf{R})\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = W(\mathbf{R})\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \quad (2.4.2)$$

и на уравнение для волновых функций ядер:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha} \frac{\Delta_{\alpha}}{M_{\alpha}} \varphi(\mathbf{R}) + W(\mathbf{R})\varphi(\mathbf{R}) = E \varphi(\mathbf{R}) \quad (2.4.3)$$

Во втором уравнении роль потенциала выполняют собственные значения, полученные при решении первого уравнения. Функция $W(\mathbf{R})$ называется конфигурационной кривой, или адиабатическим потенциалом.

Она зависит от электронного состояния и вблизи минимума может быть представлена, как парабола.

Тогда уравнение для ядер (2.4.3) принимает вид уравнения для гармонического осциллятора. Собственные значения:

$$E_i^n = \hbar\omega_i(n + 1/2) \quad (2.4.4)$$

а собственные функции φ_i^n выражаются через полиномы Эрмита.

Примеры функций изображены на рис. 2.4.1. Функция φ_i^n имеет $n+1$ узел.

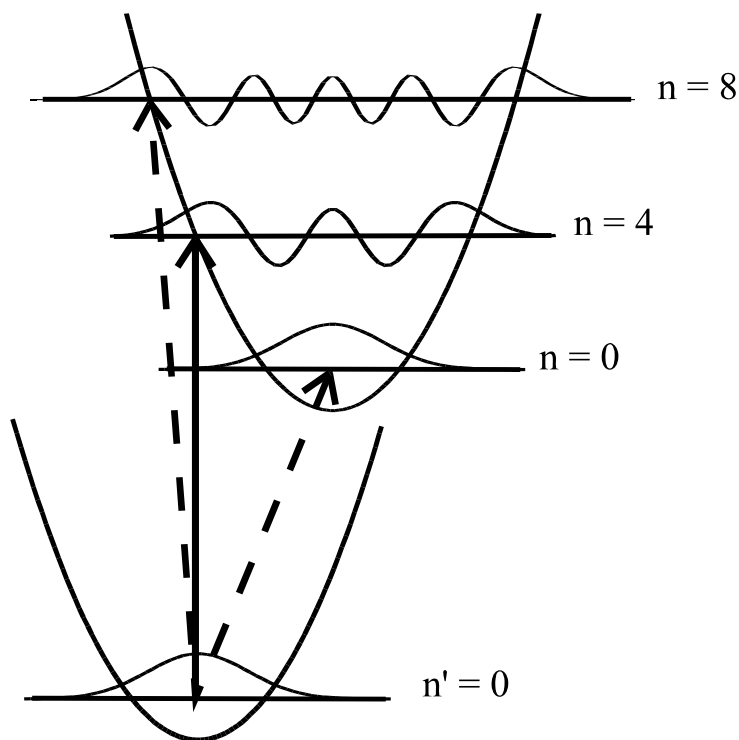


Рис. 2.4.1. Электронно-колебательные переходы

Вероятность оптического перехода записывается в виде:

$$w_{in,fm} = |D_{if}|^2 \left| \int \varphi_{in}(R)\varphi_{fm}(R)dR \right|^2 \quad (2.4.5)$$

Здесь интеграл имеет вид интеграла перекрывания, а D_{if} - матричный элемент дипольного момента, вычисленный на электронных функциях.

Вид электронно-колебательного спектра может быть объяснён путём рассмотрения интеграла перекрывания (рис 2.4.2). Наибольшее значение имеет интеграл перекрывания и наибольшую вероятность имеют переходы, происходящие при неизменном расстоянии R .

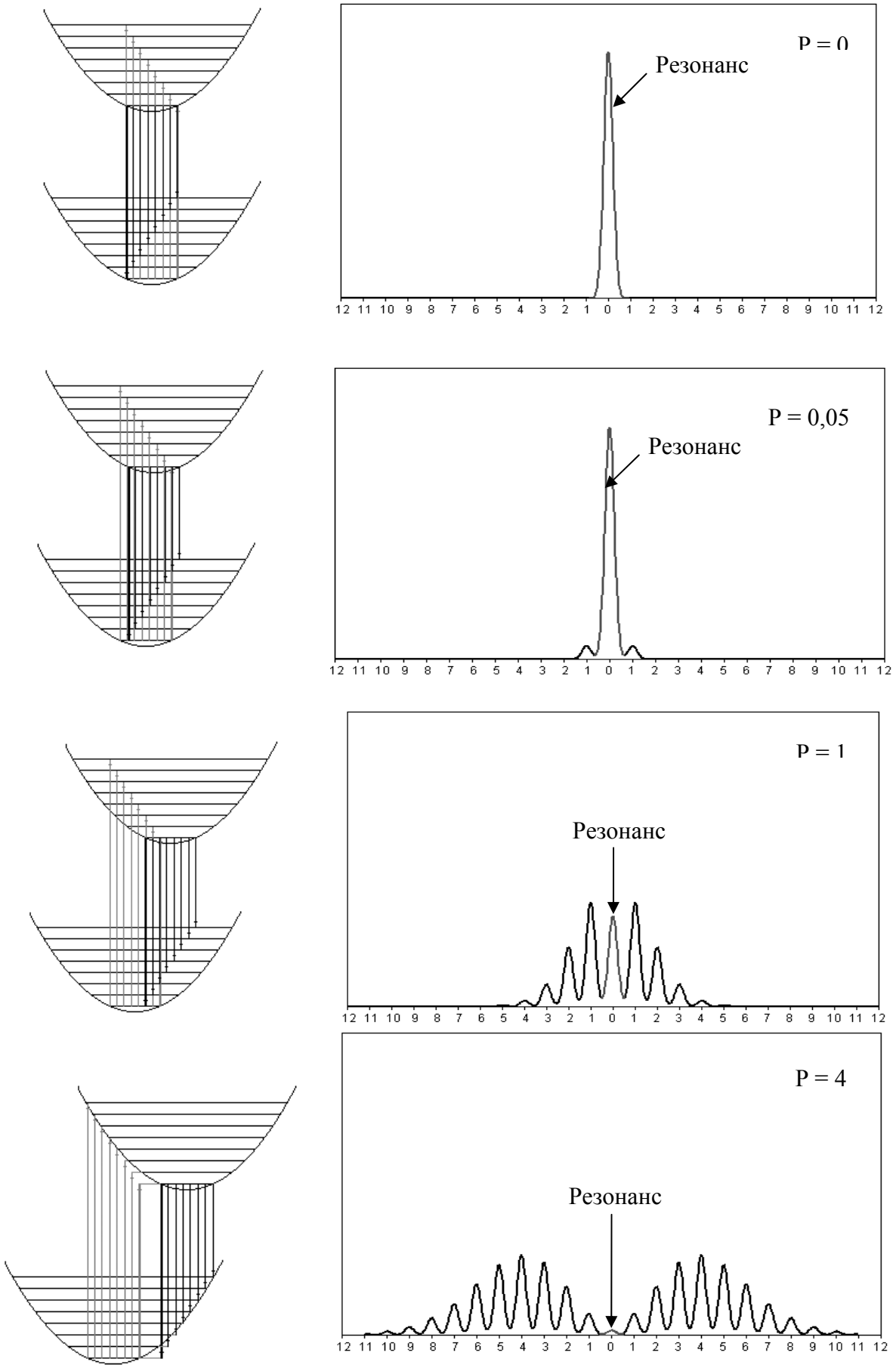


Рис. 2.4.2. Электронно-колебательная структура

Ещё до квантовой механики это правило отбора было сформулировано как принцип Франка-Кондона.

Количественный анализ сильно упрощается при рассмотрении колебания, которое либо сильно выделяется по интенсивности на сплошном фоне колебательного спектра матрицы, либо вообще отделено зазором от остального спектра. Такого типа колебания образуют примеси и дефекты структуры. Они пространственно локализованы около дефекта и поэтому получили название «локальных».

Для случая одного локального колебания Хуангом и Рисом было получено следующее простое по форме соотношение для вероятности перехода с нулевого уровня на уровень с номером f :

$$W_{0f} = \frac{p^f}{f!} \exp(-p) \quad (2.4.6)$$

здесь p — обозначает безразмерные стоксовы потери, которые примерно равны величине стоксовых потерь, выраженных в числе колебательных квантов осциллятора.

Формула (2.4.6) замечательна тем, что описывает всё множество наблюдающихся экспериментально случаев: а) отсутствие стоксовского сдвига, когда в спектрах поглощения и люминесценции на одной и той же частоте наблюдается только одна узкая линия - ν_0 ; б) случай, когда кроме этой узкой линии наблюдаются малоинтенсивные «колебательные спутники» $\nu_0 + \Omega$ в спектре поглощения и $\nu_0 - \Omega$ в спектре люминесценции; (в) Появляются спутники $\nu_0 + m\Omega$ в спектре поглощения и спутники $\nu_0 - m\Omega$ в спектре люминесценции. Их интенсивность возрастает одновременно с уменьшением интенсивности частоты ν_0 .

Характер картины определяется сдвигом минимумов конфигурационных кривых для основного и возбуждённого состояний. Если сдвиг отсутствует, наблюдается только одна частота ν_0 . При появлении и увеличении сдвига появляется электронно-колебательная структура $\nu_0 \pm m\Omega$ и стоксовский сдвиг.

Спектр кристалла рубина позволяет наблюдать оба крайних случая. Две узкие R линии наблюдаются как в поглощении, так и в люминесценции. Их электронно-колебательная структура практически не наблюдается (слабее R линий, по крайней мере, на три порядка). Вместе с тем, широкая U —полоса поглощения, используемая для накачки лазера, состоит только из электронно-колебательных повторений. Причина такой разницы объясняется следующим образом. Узкие R линии соответствуют переходам между состояниями одной конфигурацией сильного поля ${}^4A_2(t^3) \rightarrow {}^2E(t^3)$. В то время как, широкая U —полоса соответствует оптическим переходам между состояниями разных конфигураций

сильного поля ${}^4A_2(t^3) \rightarrow {}^4T_2(t^2e)$. Так как форма t и e орбиталей сильно отличается, неудивительно, что величина электронно-колебательного взаимодействия для разных конфигураций сильного поля различны. Следовательно, различны и конфигурационные кривые. Соответствующая полоса люминесценции ${}^4T_2(t^2e) \rightarrow {}^4A_2(t^3)$, как и положено, сильно сдвинута в длинноволновую сторону относительно полосы поглощения и наблюдается только при интенсивном возбуждении ввиду малого значения квантового выхода.

Стоксовский сдвиг имеет большое значение для потенциальных лазерных сред, так как позволяет реализовать четырёхуровневую систему накачки и осуществлять перестройку частоты генерации в широком диапазоне. Наиболее популярны следующие лазерные материалы, использующие свойства стоксовского сдвига:

- на центрах окраски,
- Cr^{3+} в александрите BeAl_2O_4 ,
- Tl^{3+} в Al_2O_3 .

2.5. Сечения вынужденных переходов и спектроскопические методы его определения

В основе теории усиления света лежит следующее соотношение для изменения мощности сигнала dP_S при прохождении сигналом небольшого участка лазерного материала длиной dx :

$$dP_S = \{ \sigma_{21}(\lambda)N_2 - \sigma_{12}(\lambda)N_1 \} P_S dx \quad (2.5.1)$$

Здесь N_1 и N_2 - населённости уровней, $\sigma_{12}(\lambda)$ - сечение поглощения сигнала, а $\sigma_{21}(\lambda)$ - сечение вынужденного излучения на длине волны сигнала.

Для двухуровневой схемы справедливо простое соотношение, связывающее сечение вынужденного излучения с сечением поглощения света:

$$g_1\sigma_{12} = g_2\sigma_{21} \quad (2.5.2)$$

где g_1 и g_2 - кратности вырождения основного и возбуждённого уровней. Если накачка очень мала (как это имеет место при обычных измерениях спектров поглощения и люминесценции) $N_2 \ll N_1$, первым членом в фигурных скобках выражения (2.5.1) можно пренебречь и получающееся соотношение:

$$dP_S = \{ -\sigma_{12}(\lambda)N_1 \} P_S dx \quad (2.5.3)$$

представляет собой классический закон Бера для поглощения света в дифференциальной форме. Проинтегрировав (2.5.3) получаем обычную форму закона Бера:

$$P(x) = P(0) \exp(-\sigma_{12}Nx) = P(0) \exp(-kx) \quad (2.5.4)$$

В выражении (2.5.4) N - полная концентрация оптических центров, которая при малой накачке практически равна населённости основного уровня N_1 ; k - коэффициент поглощения, измерение которого на спектрофотометре позволяет определить сечение поглощения из основного состояния

$$\sigma_{12} = k / N \quad (2.5.5)$$

Таким образом, при малой накачке выражение (2.5.1) описывает обычное поглощение света. При постепенном увеличении накачки первое слагаемое в (2.5.1) становится сопоставимым по величине со вторым слагаемым, что означает увеличение вклада вынужденного излучения. Экспериментально это проявляется в уменьшении поглощения сигнала образцом. Когда слагаемые в (2.5.1) становятся равными по модулю, фигурная скобка равна нулю, поглощение исчезает и сигнал проходит волокно, не изменяясь по величине. Наконец, когда из-за увеличения накачки первое слагаемое в (2.5.1) превышает второе, всё выражение становится положительным $dP_s > 0$. Сигнал при прохождении волокна усиливается. Выражение в фигурных скобках получает смысл коэффициента усиления. Его величина меняется вдоль волокна (зависит от координаты "x"), так как меняется заселённость возбуждённого уровня N_2 .

Из сказанного ясно, что сечение вынужденного излучения является важнейшим параметром, определяющим усиление и генерацию света. Метод зависит от положения конечного уровня рабочего перехода. Разные спектроскопические методы были разработаны и используются для лазеров и усилителей, работающих по трёх- и четырёх-уровневой схемам.

Кроме того, оказалось целесообразным выделить группу лазеров, которые, строго говоря, не относятся ни к трёхуровневым, ни к четырёхуровневым. Они получили название «квазитрёхуровневые». Ниже рассмотрены названные группы: трёхуровневая схема, четырёхуровневая и квазитрёхуровневая..

Сначала рассматриваются методы, применяемые в случае трёх- и четырёх-уровневых схем работы лазеров.

Классическим примером материала, работающего по трёхуровневой схемы, являются кристаллы рубина. Его свойства подробно описываются в главе 5. Накачка рубина осуществляется в широкие полосы поглощения, расположенные в диапазонах 340-480 нм и 500-600 нм. Генерация происходит на узкой R- 6943А, которая соответствует излучательному переходу ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ и резонанса соответствующей линии в спектре поглощения. Таким образом, рабочий лазерный переход в рубине заканчивается на основном уровне 4A_2 , Сечение вынужденных переходов σ_{\downarrow} в рубине определяется просто путём измерения соответствующего резонансного поглощения $\sigma(\nu)_{\uparrow}$ и пользуясь соотношением:

$$g^* \sigma_{\downarrow}(\nu) = g \sigma(\nu)_{\uparrow} \quad (2.5.6)$$

Примером реализации четырёхуровневой схемы является генерация на основном лазерном переходе ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ в ионе Nd^{3+} . Рабочий переход заканчивается на возбуждённом уровне ${}^4I_{11/2}$ (глава 5, рис. 5.1.1). Этот уровень при обычных условиях почти не заселён и поэтому оптические переходы, соответствующие поглощению света, с него практически не наблюдаются. Приёмы преодоления этой трудности, общей для всех четырёхуровневых систем далее будут иллюстрированы на примере неодимовых материалов.

Один из методов решения проблемы состоит в нагревании образцов, что заселяет уровень ${}^4I_{11/2}$ и позволяет измерить поглощение, соответствующее переходам ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$. Далее используется соотношение (2.5.6). Метод применим только к концентрированным образцам большого размера, что является серьёзным недостатком. Поэтому для характеристики неодимовых материалов (особенно многочисленных стёкол разного состава) было разработано ряд других методов.

Все эти методы имеют два общих этапа. Первый этап состоит в определении интегрального сечения $\int \sigma_{\downarrow}(\nu) d\nu$ для вынужденных переходов ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$.

Второй этап состоит в определении «эффективной ширины» полосы вынужденного излучения:

$$\Delta \nu_{\text{эф}} = \frac{\int \sigma_{\downarrow}(\nu) d\nu}{\sigma_{\downarrow}^{i \text{ à } \hat{n}}} \quad (2.5.7)$$

здесь $\sigma_{\downarrow}^{i \text{ à } \hat{n}}$ - значение сечения вынужденного излучения в максимуме полосы ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Это та величина, которая задаёт коэффициент усиления и определение которой составляет конечную цель описываемых исследований. Фактически соотношение (2.5.7) используется для нахождения $\sigma_{\downarrow}^{i \text{ à } \hat{n}}$, а $\Delta \nu_{\text{эф}}$ находится по измерениям контура спектра люминесценции. При этом достаточно измерить спектр люминесценции в относительных единицах, т.е. только его форму – контур.

Для проведения первого этапа – определения интегрального сечения $\int \sigma_{\downarrow}(\nu) d\nu$ используется несколько разных методик. Одна из них состоит в измерении интегральных интенсивностей всех полос спектра поглощения и нахождении параметров Джадда. Как отмечалось, значения параметров Джадда позволяют определить интегральные интенсивности всех оптических переходов в исследуемом материале, в том числе, и интегральное поглощение, фигурирующее в формуле (2.5.8):

$$\int \sigma_{\downarrow}(\nu) d\nu = \frac{\pi e^2 C \chi^{-1}}{m c^2 (2J + 1)} \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_{\lambda} \left| \langle J \| U^{\lambda} \| J' \rangle \right|^2 \quad (2.5.8)$$

Другая методика определения интегрального значения сечения, основанная на измерении квантового выхода q и времени затухания люминесценции τ .

Квантовый выход люминесценции с метастабильного уровня неодима ${}^4F_{3/2}$ можно представить в виде отношения:

$$q = \frac{A_{\Sigma}}{A_{\Sigma} + W_{\text{аацццц}}} = A_{\Sigma} \cdot \tau; \quad (2.5.9)$$

$$A_{\Sigma} = \sum_{J=9/2,11/2,13/2,15/2} A({}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_J);$$

По значениям квантового выхода и времени затухания люминесценции определяется суммарная вероятность всех излучательных переходов с метастабильного уровня. Затем измеряется спектр люминесценции, по которому после учёта спектральной чувствительности установки определяется значение коэффициента Эйнштейна для нужного лазерного перехода $A({}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2})$. По значению $A({}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2})$ с помощью формулы Фюхтбауэра-Ладенбурга находится интегральное сечение:

$$\int \sigma_{\downarrow}(\nu) d\nu = (8\pi \nu^2 n^2 c)^{-1} A({}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}) \quad (2.5.10)$$

2.6. Квазитрёхуровневая схема

Ряд широко используемых, актуальных лазеров работает по схеме, которую трудно отнести к трёхуровневой, или четырёхуровневой. Это Эрбиевый лазер на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, иттербиевый лазер на переходе ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ и неодимовый лазер на переходе ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$. Во всех перечисленных случаях лазерный переход осуществляется в группу штарковских подуровней, образовавшихся при расщеплении основного уровня активирующего иона в свободном состоянии. Величина штарковских расщелений составляет несколько сотен см^{-1} , что сопоставимо с величиной кТ при комнатной температуре. Поэтому все штарковские подуровни заселены, но существенно в разной степени. Такая схема работы лазера получила название «квазитрёхуровневой».

Определение сечения вынужденного излучения для квазитрёхуровневой схемы, обычно выполняется с помощью метода, базирующегося на формуле Мак Камбера, согласно которой сечение излучения $\sigma_{em}(\nu)$ и сечение поглощения $\sigma_{abs}(\nu)$ связаны соотношением:

$$\sigma_{em}(\nu) = \sigma_{abs}(\nu) \cdot \exp\left[\varepsilon - \frac{h\nu}{kT}\right] \quad (2.6.1)$$

Здесь ε – эффективная энергия зазора между мультиплетами основного и возбуждённого состояний, которая близка по величине к энергии лазерного перехода. Определение нужного значения этой величины составляет основную проблему рассматриваемого метода.

Рассмотрим для определённости эрбиевый лазер на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. В этом случае величина ε , обычно находится с помощью следующего приёма. По определению за значение ε принимается величина, удовлетворяющая уравнению:

$$\exp\left[\frac{\varepsilon}{kT}\right] = \frac{N_1}{N_2} \quad (2.6.2)$$

N_1 – населенность основного уровня ${}^4I_{15/2}$; N_2 – населенность возбужденного уровня ${}^4I_{13/2}$. При термодинамическом равновесии должно выполняться соотношение:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\sum_{i=1}^8 \exp\left[-\frac{E_{1i}}{kT}\right]}{\sum_{j=1}^7 \exp\left[-\frac{E_{2j}}{kT}\right]} = \frac{1 + \sum_{i=2}^8 \exp\left[-\frac{E_{1i}}{kT}\right]}{\exp\left[-\frac{E_0}{kT}\right] \cdot \left[1 + \sum_{j=2}^7 \exp\left[-\frac{E_{2j}}{kT}\right]\right]} \quad (2.6.3)$$

Здесь E_{1i} – значения энергетических зазоров между соседними штарковскими компонентами уровня ${}^4I_{15/2}$; E_{2j} – значения энергетических зазоров между соседними штарковскими компонентами уровня ${}^4I_{13/2}$. Так как детальная расшифровка штарковской структуры в настоящее время не представляется возможной, для оценки отношения N_1/N_2 использовалась простая модель с тремя параметрами E_0 , E_1 и E_2 . Здесь E_0 – энергия перехода между нижними штарковскими компонентами уровней ${}^4I_{15/2}$ и ${}^4I_{13/2}$. Она определяется как среднее значение положения максимумов спектров поглощения $k(\nu)$ и люминесценции $I_{fl}(\nu)$. Величины E_1 и E_2 – это средние значения энергетических зазоров между соседними штарковскими компонентами уровней ${}^4I_{15/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ соответственно. Их значения оценивались по контурам спектров поглощения $k(\nu)$ и люминесценции $I_{fl}(\nu)$. Результаты определения спектра сечения вынужденного излучения представлены на рисунке 2.6.

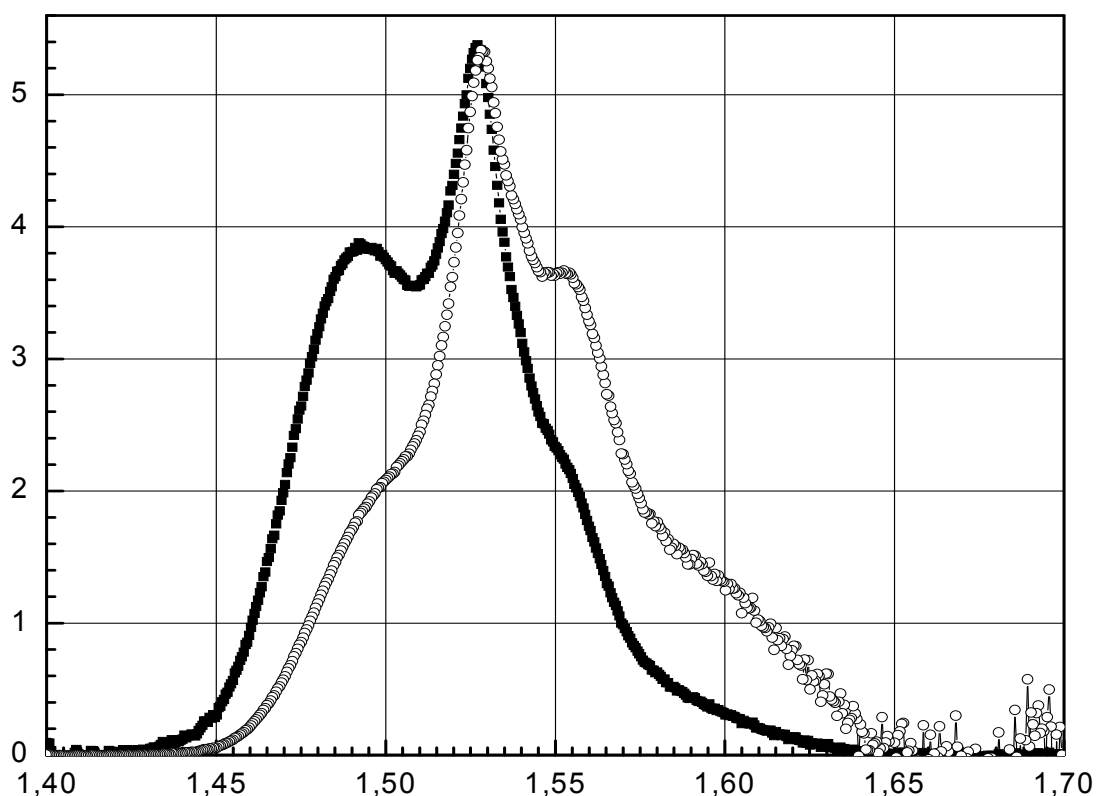


Рис. 2.6. Сечение поглощения (1) и сечение вынужденного излучения (2) для теллуритного стекла

Излучательное время даёт представление об интегральном значении сечения.

Интегральные значения сечений (или интегральные коэффициенты Эйнштейна) для разных активированных неодимом лазерных сред (кристаллов и стёкол) меняются в диапазоне 2-3 раза (таблица 2.6). Значения сечений для кристаллов на полтора порядка выше, чем для стёкол. Это отличие обусловлено неоднородным уширением спектра стёкол.

<i>Таблица 2.6. Интегральные характеристики интенсивности и сечения в максимуме для неодимовых материалов</i>		
Материал	Излучательное время (10^{-4} с)	Сечение (10^{-20} см ²)
Гранат ($Y_3Al_5O_{12}$)	2,5	77
Фосфатное стекло	4,0	(3,2-3,6)
Силикатное стекло	(1,7-2,5)	7,0

3. ПРОЦЕССЫ ТРАНСФОРМАЦИИ ЭНЕРГИИ В АКТИВИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛАХ

3.1. Внутрицентровые безызлучательные переходы

В случае если концентрация редкоземельных центров невелика, они не взаимодействуют друг с другом. Процессы поглощения и излучения происходят в каждом центре независимо от других центров. Таких процессов – три типа. Это поглощение света, испускание света и безызлучательные переходы, при которых энергия возбуждённого редкоземельного иона разменивается на несколько колебательных квантов матрицы (рис.3.1.1).

При поглощении света оптический центр переходит из основного состояния «1» в возбуждённое состояние «i». Вероятность такого процесса P_{1i} пропорциональна населённости основного состояния N_1 и спектральной плотности поглощаемого излучения $u(\omega)$:

$$P_{1i} = B_{1i}u(\omega)N_1 \quad (3.1.1)$$

Коэффициент пропорциональности B_{12} называется коэффициентом Эйнштейна для поглощения.

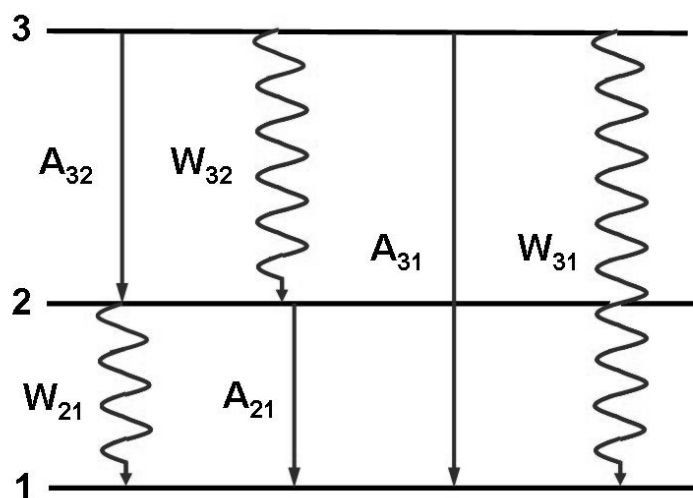


Рис. 3.1.1. Возможные типы излучательных и безызлучательных переходов для трёх уровней

При спонтанном излучении света оптический центр переходит из состояния «i» в состояние с меньшей энергией «к». Вероятность этого процесса P_{ik} пропорциональна населённости начального уровня N_i . Коэффициент пропорциональности A_{ik} называется коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения.

Энергия возбуждения оптического центра может трансформироваться не только в свет путём излучательных переходов,

изображённых на рисунке сплошными стрелками, но и в колебания матрицы путём безызлучательных переходов, изображенных на рисунке волнистыми стрелками.

Вероятность безызлучательного перехода $w_{ik}^{a\dot{e}}$ между состояниями “i” и “k” существенно зависит от энергетического зазора между уровнями ΔE_{ik} . Причина этого состоит в том, что вероятность $w_{ik}^{a\dot{e}}$ зависит от числа рождающихся при безызлучательном переходе колебательных квантов. Чем больше рождается колебательных квантов, тем меньше вероятность такого процесса. Но энергия колебательного кванта в твёрдом теле ограничена предельным значением $\hbar\Omega_{\max}$. Если величина зазора ΔE_{ik} больше $\hbar\Omega_{\max}$, то требуется, чтобы при безызлучательном переходе появилось несколько колебательных квантов и вероятность такого процесса гораздо меньше, чем вероятность процесса, при котором образуется один квант.

Когда после поглощения света оптический центр переходит в состоянии “i” с большой энергией, путь дальнейшей трансформация этой энергии зависит от соотношения между вероятностями излучательных и безызлучательных переходов из состояния “i”. В случае редкоземельных центров после поглощения возбуждающего света центр обычно попадает в состояние, для которого наиболее вероятным является безызлучательный переход на более низколежащий уровень. Такие безызлучательные переходы будут происходить до тех пор, пока оптический центр не окажется в состоянии, из которого вероятность безызлучательного перехода меньше вероятности излучательных переходов (рис. 3.1.2). Это состояние называется «метастабильным», а соответствующий уровень - «метастабильным уровнем».

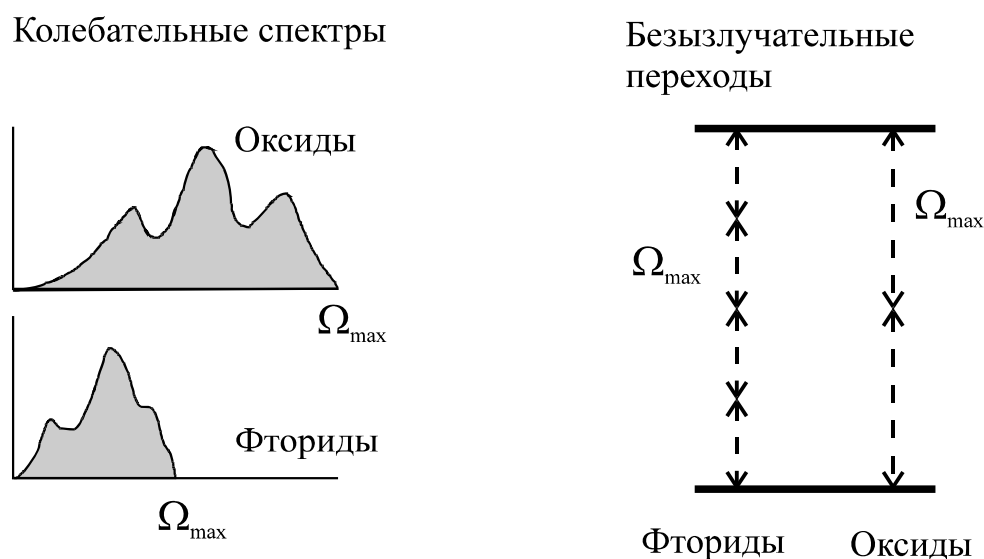


Рис. 3.1.2. Колебательные спектры и безызлучательные переходы во фторидах и оксидах

Так как нас интересуют излучательные переходы в оптическом диапазоне, то их энергия и следовательно величина соответствующего энергетического зазора в несколько раз больше энергии колебательных квантов. Следовательно, обычно при безызлучательном переходе образуется несколько колебательных квантов.

Как теория, так и эксперимент говорят о том, что вероятность безызлучательного перехода тем меньше, чем больше образуется колебательных квантов в результате перехода. Вероятность процесса тем меньше, чем больше порядок процесса, т.е. чем больше число участвующих частиц.

Теория и эксперимент дают следующее выражение для вероятности (скорости) безызлучательных внутрицентровых переходов (рис. 3.1.3):

$$w(\Delta E) = \exp(-\beta \Delta E) \quad (3.1.2)$$

Здесь B и β параметры активируемой матрицы (кристалла или стекла). Они не зависят ни от состояний, между которыми происходит переход, ни от иона.

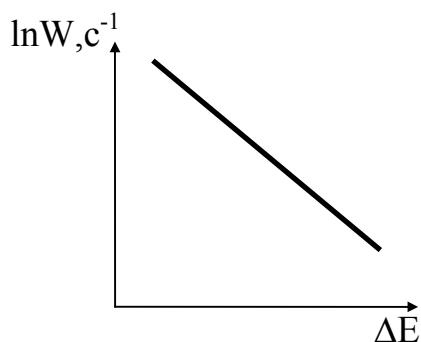


Рис. 3.1.3. Зависимость вероятности безызлучательных переходов от величины энергетического зазора

Экспериментально скорость w определяется по измерениям времени затухания люминесценции и суммарного коэффициента Эйнштейна A :

$$w(SLJ) = 1 / \tau - A_{\Sigma} \quad (3.1.3)$$

В таблице 3.1 приведены определённые по экспериментальным данным значения для двух кристаллов.

<i>Таблица 3.1. Значения параметров активируемой матрицы</i>			
Матрица	B, c^{-1}	β, cm	$1/\beta, cm^{-1}$
LiYF ₄	$3,5 \cdot 10^7$	$3,8 \cdot 10^{-3}$	260
Y ₃ Al ₅ O ₁₂	$9,7 \cdot 10^7$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	323

Из вышесказанного вытекает три важных следствия:

1) Очень сильная зависимость скорости w от энергетического зазора ΔE приводит к тому, что эта величина меняется в пределах одного центра на несколько порядков. Напротив, излучательная скорость всегда лежит в

узком диапазоне $A \sim 10^2-10^3$. Это означает, что уровни SLJ разделяются на две группы:

- "потушенные", для которых $w(\text{SLJ}) \gg A$,
- "метастабильные", для которых $w(\text{SLJ}) \ll A$.

При обычных условиях люминесценция наблюдается только с метастабильных уровней, квантовый выход люминесценции с потушенных уровней мал.

2) Положение высокочастотной границы колебательного спектра в оксидных и фторидных матрицах существенно различно. Это приводит к существенному различию их люминесцентных свойств.

3) Благодаря большой величине кванта О-Н колебания оказывают сильное тушащее действие на активированные материалы (особенно стекла).

3.2. Безызлучательная передача возбуждений между оптическими центрами и её проявления [5,6]

3.2.1. Тушение и сенсбилизация люминесценции

В случае малой концентрации оптических центров существует только два способа дезактивации возбуждённых состояний: излучение света и трансформация возбуждения центра в колебания матрицы. Ситуация меняется при увеличении концентрации центров. В этом случае проявляется взаимодействие центров друг с другом. В результате взаимодействия пары центров, один из которых находится на метастабильном уровне, возбуждение может перейти на второй центр. Такой процесс называется «передачей возбуждения». Центр, от которого возбуждение уходит, называется "донором", а тот на который возбуждение попадает - "акцептором".

Этот процесс можно записать в виде следующей реакции:



где буквы D и A означают донор и акцептор, а звёздочка указывает на то, что центр находится в возбуждённом состоянии.

Рисунок 3.2.1 изображает процесс передачи возбуждений на схеме энергетических уровней в случае, когда донор и акцептор являются центрами разного типа (например, разными редкоземельными ионами). Переходы, изображённые сплошными линиями, соответствуют поглощению и излучению света. Волнистые линии изображают внутрицентровые безызлучательные переходы, при которых энергия центра трансформируется в колебания матрицы. Пунктирные линии изображают безызлучательные переходы, при которых происходит передача возбуждения с донора на акцептор. В доноре и в акцепторе пунктирные линии имеют одинаковую длину, что является выражением

закона сохранения энергии при передаче. Описанный способ изображения переходов разного типа используется далее всюду в этой главе.

Изображённый на рисунке процесс весьма существенно влияет на параметры люминесценции как донора, так и акцептора.

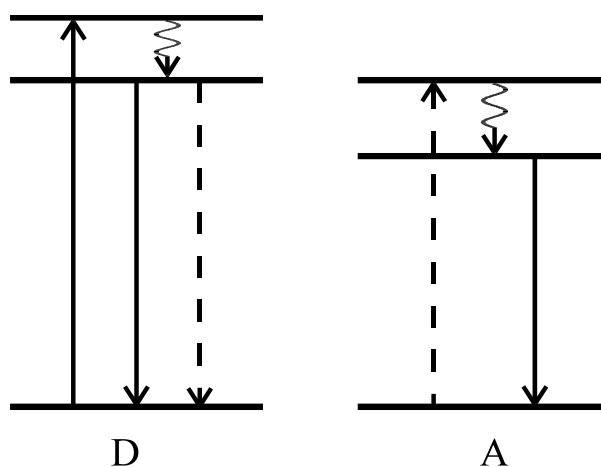


Рис. 3.2.1. Схема передачи энергии между локальными центрами

Во-первых, передача уменьшает квантовый выход и время затухания люминесценции донора. Часть возбуждений донора уходит на акцептор вместо того, чтобы трансформироваться в излучение, которому на рисунке соответствует сплошная стрелка, изображающая излучательный переход в доноре. Говорят, что акцептор «тушит» люминесценцию донора, а сам акцептор называют «тушителем».

Во-вторых, в случае, если в доноре возбуждение попадает на метастабильный уровень, как это изображено на рисунке, передача возбуждений вызывает люминесценцию акцептора, изображённую на рисунке сплошной стрелкой на схеме уровней акцептора. Необходимо подчеркнуть, что акцептор начинает люминесцировать несмотря на то, что непосредственно светом он не возбуждается. Это явление называют «сенсбилизацией» люминесценции акцептора, а донор называют «сенсбилизатором».

Часто оказывается, что у акцептора нет метастабильного уровня и он не люминесцирует. Такая ситуация имеет место, когда акцептор имеет много энергетических уровней, зазоры между которыми меньше максимальной энергии колебательного кванта. Тогда возбуждение оптического центра «скатывается» по этим уровням, как по лестнице, размениваясь на колебательные кванты. Важным примером такого акцептора являются О - Н группа. В этом случае возбуждение разменивается не на колебания матрицы, а на колебания самой О - Н группы.

3.2.2. Кросс-релаксация

Процесс передачи энергии, при котором энергия донора делится между донором и акцептором. Типичным примером является кросс-релаксация ионов Nd^{3+} (рис. 3.2.2). Исходно донор находится на метастабильном уровне ${}^4\text{F}_{3/2}$, акцептор – в основном состоянии. В результате кросс-релаксации оба иона оказываются в состоянии ${}^4\text{I}_{15/2}$, энергия которого приблизительно равна половине энергии метастабильного состояния ${}^4\text{F}_{3/2}$.

Существенно, что в состоянии ${}^4\text{I}_{15/2}$, ионы неодима не задерживаются. Скорость релаксации на ближайший расположенный ниже уровень ${}^4\text{I}_{13/2}$ достаточно велика, а дальше возбуждение «скатывается, как по лестнице», разменивая энергию неодимового центра на колебательные возбуждения матрицы.

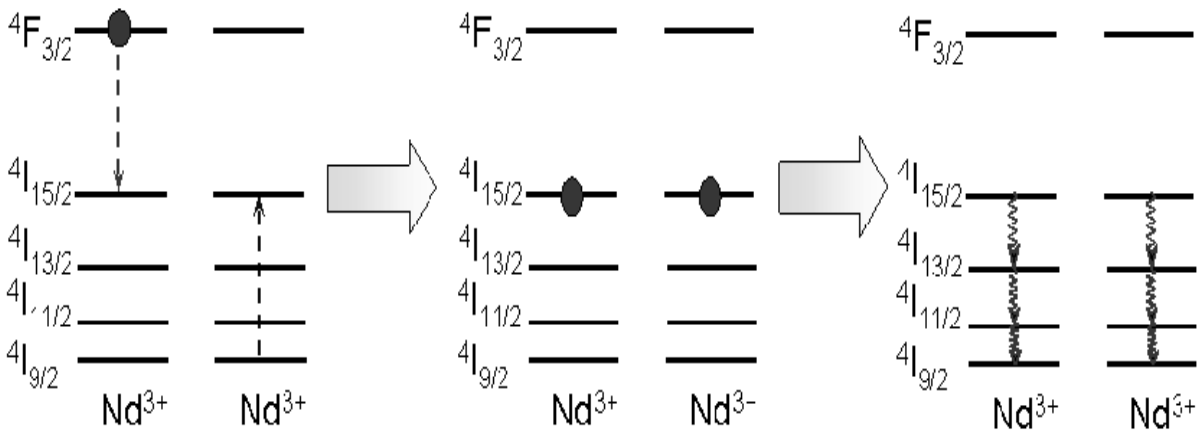


Рис. 3.2.2. Схема кросс-релаксация ионов Nd^{3+}

Таким образом, в случае неодимовых центров кросс-релаксация является процессом, снижающим квантовый выход люминесценции. Далее в разделе 3.5 будет приведён пример использования кросс-релаксации для повышения эффективности накачки лазера.

3.2.3. Ап-конверсия

Ап-конверсия является процессом, который можно рассматривать как обратный по отношению к кросс-релаксации. Рассмотрим случай передачи возбуждений между центрами, когда исходно взаимодействующие центры уже находятся в возбуждённом состоянии. Тогда возможен процесс, в результате которого один из центров (донор) окажется в основном состоянии, а другой центр (акцептор) окажется в высоком возбуждённом состоянии, энергия которого равна сумме энергий донора и акцептора до процесса передачи (рис. 3.2.3).

Таким образом, если при кросс-релаксации энергия одного центра делится между двумя центрами, то при ап-конверсии, наоборот, энергия

нескольких центров суммируется на одном центре. В случае, когда исходные возбуждения создаются в результате поглощения света, возможен процесс последовательного поглощения фотонов, который имеет внешне похожие черты с обсуждаемым здесь процессом ап-конверсии. Принципиальное различие между этими двумя процессами состоит в том, что ап-конверсия зависит от взаимодействия оптических центров. Она имеет место только в концентрированных материалах.

Дальнейшая судьба образовавшегося в результате ап-конверсии возбуждения с большой энергией зависит от соотношения значений вероятностей излучательных и безызлучательных переходов с уровня, который оказался возбуждённым. В зависимости от этого соотношения ап-конверсия выступает или как дополнительный канал тушения, или как способ накачки уровней с высокой энергией.

Вероятности излучательных переходов для одного и того же РЗ иона в разных матрицах не очень сильно различаются и могут быть с достаточной точностью оценены на основе теории Джадда-Офельта. Напротив, вероятности внутрицентровых безызлучательных переходов существенно зависят от активируемой матрицы (прежде всего, максимальной частоты колебательного спектра) (см раздел 3.1).

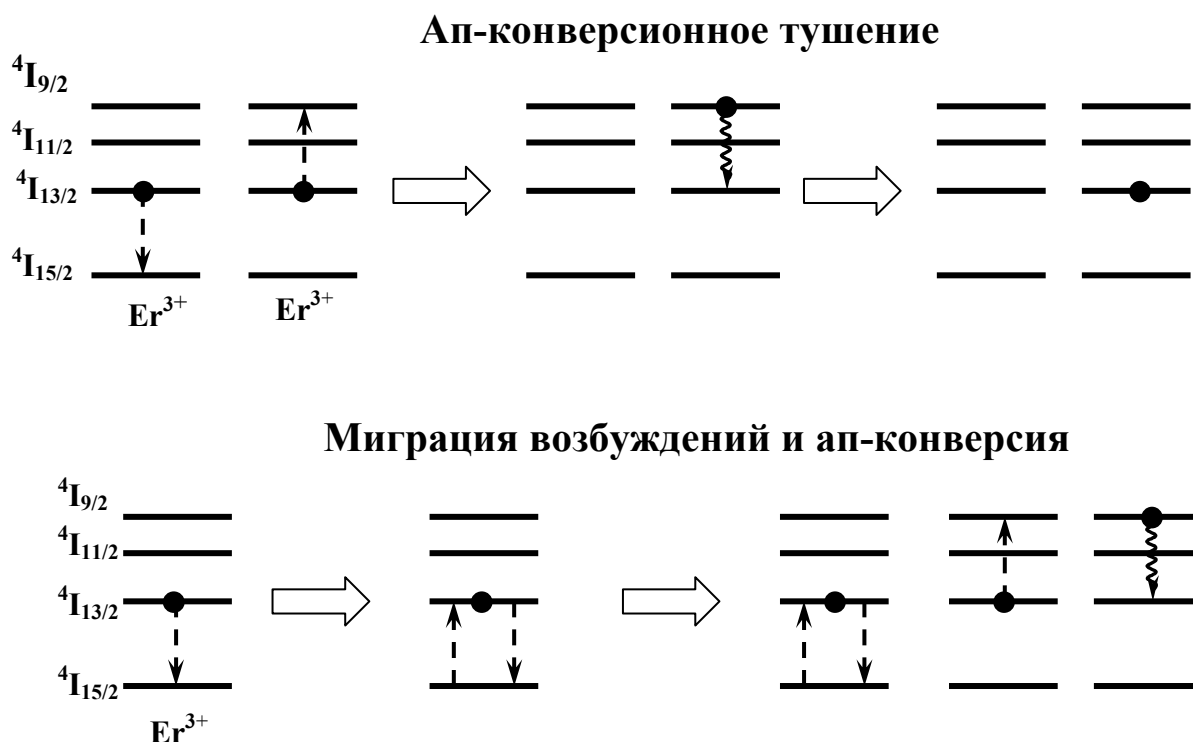


Рис. 3.2.3. Ап-конверсионное тушение люминесценции ионов Er^{3+} и влияние на него миграции возбуждений

3.2.4. Миграция возбуждений

Термин «миграция возбуждений», или просто «миграция» употребляют в случае, если передача происходит между центрами одного

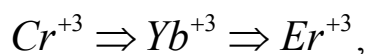
типа и только один из пары центров находится исходно на метастабильном уровне, а второй центр находится в основном состоянии.

На первый взгляд, кажется, что миграция не должна как-либо влиять на параметры люминесценции. Действительно, был возбуждён один центр, стал возбуждён другой, соседний, точно с такими же свойствами. Оказывается, что это не так. Влияния миграции на люминесцентные параметры материалов разнообразны и очень важны. Их обязательно надо учитывать при разработке новых материалов фотоники. Дело в том, что миграция модифицирует все рассмотренные выше проявления передачи возбуждений.

Миграция по донорам доставляет возбуждения к донорам, которые расположены на близком расстоянии от акцепторов. Благодаря этому увеличивается эффективность процессов передачи, в которых участвуют акцепторы. Например, увеличивается эффективность сенсбилизации.

Примером такого рода влияния миграции могут служить процессы в лазерных эрбиевых стёклах. У ионов Er^{+3} полосы поглощения, которые могли бы служить для накачки, имеют малую интенсивность. Если попытаться решить проблему, увеличив содержание эрбия, включатся многочисленные процессы передачи возбуждений внутри эрбиевого ансамбля, что приведёт к снижению квантового выхода люминесценции эрбия. Поэтому в стекло в качестве соактиваторов вводят большое количество ионов иттербия, которые решают две задачи. Во-первых, эффективно поглощают свет накачки. Во-вторых, служат переносчиками возбуждений к малочисленным ионам эрбия. Таким образом, миграция возбуждений по ионам Yb^{+3} играет роль транспорта возбуждений. Следует подчеркнуть, что наличие большой концентрации иттербия ни как не портит спектрально люминесцентные характеристики лазерных ионов эрбия. Описанная схема применяется при использовании диодной накачки, которая эффективна для иттербия.

В случае использования ламповой накачки в стекло добавляют небольшую концентрацию ионов Cr^{+3} , которые поглощают свет практически во всём видимом диапазоне. Тогда накачка осуществляется по схеме:



в которой ионам иттербия опять отведена роль транспорта возбуждений от хрома к эрбию.

Миграция может не только улучшать, но и ухудшать люминесцентные свойства. Например, давно известно явление под названием «концентрационное тушение люминесценции». Оно состоит в том, что практически для всех материалов квантовый выход и время затухания люминесценции уменьшаются с увеличением концентрации люминесцирующих центров. При этом в образцах с разной концентрацией центров, излучающих люминесценцию (доноров), концентрация тушителей (акцепторов) одна и та же. Этот эффект не могли объяснить до

тех пор, пока не учли влияние миграции по донорам, которая доставляет возбуждения к тушителям.

Точно такой же механизм позволяет объяснить концентрационное увеличение эффективности ап-конверсии.

Благодаря важности количественного учёта перечисленных эффектов задача количественного исследования миграции является актуальной для материалов фотоники. При этом желательно изучать явления, в которых миграция выступает сама по себе, а не как фактор, увеличивающий эффективность другого процесса. Экспериментальные и теоретические методы исследования миграции кратко описаны в разделе 3.4. Они базируются на рассмотренных ниже современных представлениях о механизме передачи возбуждений.

3.3. Микроскопическая модель передачи возбуждений для пары центров

Механизм передачи возбуждений между оптическими центрами объясняет микроскопическая модель, предложенная и разработанная в работах Фёрстера и Декстера [5,6].

Предполагается, что между центрами имеется кулоновское взаимодействие. Энергия взаимодействия раскладывается в ряд по расстоянию между центрами R . В этом ряду выделяются следующие члены: диполь-дипольный $V(dd)$, диполь-квадрупольный $V(dQ)$ и квадруполь-квадрупольный $V(QQ)$. Заряд - зарядовый и заряд-дипольный члены не дают вклада в передачу возбуждений. Выражение для энергии диполь-дипольного взаимодействия записывается следующим образом:

$$V(dd) = R^{-3} \left\{ \vec{d}_A \cdot \vec{d}_D - 3R^{-2} (\vec{d}_D \cdot \vec{R})(\vec{d}_A \cdot \vec{R}) \right\} \quad (3.3.1)$$

где R - расстояние между донором и акцептором, \vec{d}_D и \vec{d}_A - дипольные моменты электронов донора и акцептора. Полные выражения для диполь-квадрупольного и квадруполь-квадрупольного взаимодействий имеют громоздкий вид. Наиболее важна зависимость от расстояния R и от величины моментов:

$$V(dQ) \sim (d \times Q) / R^4 \quad (3.3.2)$$

$$V(QQ) \sim (Q \times Q) / R^5 \quad (3.3.3)$$

здесь Q - квадрупольный момент, являющийся тензором второго ранга. Выражения $(d \times Q)$ и $(Q \times Q)$ носят условный характер. Фактически они представляют собой суммы, построенные из произведений компонент тензоров и компонент дипольных моментов.

Считается, что уровни энергии донора и акцептора однородно уширены за счёт релаксационных процессов, скорости которых намного превосходят скорость передачи возбуждений.

Согласно квантовой механике вероятность передачи возбуждения, т. е. перехода из состояния D^*A , когда возбуждён донор, в состояние DA^* , когда возбуждён акцептор вычисляется по формуле теории возмущений для перехода в непрерывном спектре:

$$dw = 2\pi / \hbar \left| \langle A^*D | V | AD^* \rangle \right|^2 \delta(\Delta E) \quad (3.3.4)$$

здесь
$$\Delta E = E_D^* - E_D^0 - (E_A^* - E_A^0) \quad (3.3.5)$$

Выражение (3.3.4) интегрируется по энергиям начального и конечного состояний. В результате для диполь-дипольного взаимодействия получается следующее соотношение для вероятности передачи:

$$w^{dd} = MR^{-6} f_D f_A \int a_D(E) \sigma_A(E) E^{-4} dE \quad (3.3.6)$$

здесь M - коэффициент, зависящий от показателя преломления; $a_D(E)$ - нормированный спектральный коэффициент Эйнштейна, описывающий излучение донора; $\sigma_A(E)$ - нормированный контур сечения поглощения акцептора; f_D и f_A силы осцилляторов для переходов в доноре и акцепторе. Формулы для диполь-квадрупольного и диполь-дипольного взаимодействий имеют аналогичный вид. При этом

$$w_{dQ} \sim R^{-8}, \quad \text{а } w_{QQ} \sim R^{-10} \quad (3.3.7)$$

Из (3.3.6) видно, что вероятность передачи пропорциональна перекрыванию спектров поглощения и люминесценции.

Зависимость от интегральной интенсивности полос поглощения и люминесценции характеризуют силы осцилляторов, а зависимость от формы контуров нормированные функции $a_D(E)$ и $\sigma_A(E)$ (рис. 3.3).

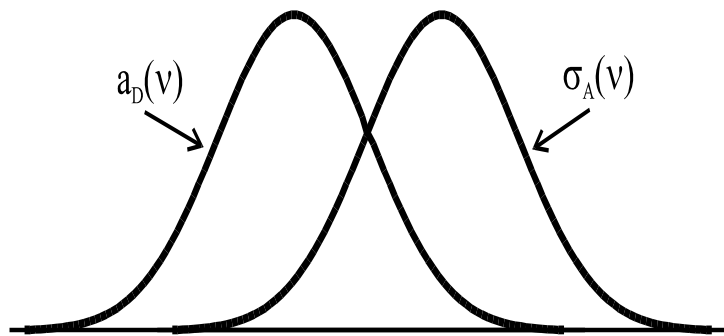


Рис. 3.3. Перекрывание спектральных контуров поглощения и люминесценции

Описанный механизм передачи получил название «индуктивно резонансного». Обращает на себя внимание то, что при этом механизме вероятность безызлучательной передачи зависит от перекрывания спектра

поглощения акцептора и спектра люминесценции донора точно так же, как в случае излучательного механизма передачи возбуждений. Действительно, вероятность процесса, когда донор испускает квант света, а акцептор его поглощает пропорциональна перекрытию спектров поглощения и люминесценции. Иногда, при проведении экспериментальных исследований возникает проблема выделения излучательного и безызлучательного механизмов передачи.

Для решения этой проблемы используют чрезвычайно сильную зависимость вероятности безызлучательной передачи от расстояния между донором и акцептором. Вероятность излучательной передачи не зависит от расстояния между донором и акцептором. Излучательная передача может иметь место и для образцов с небольшой концентрацией оптических центров.

Часто выражение для вероятности передачи записывают в следующем виде, выделяя зависимость от расстояния R :

$$w = A(R_F / R)^s \quad (3.3.8)$$

где $s = 6, 8, 10$ для dd , dQ , и QQ взаимодействий соответственно, а R_F - радиус Фёрстера, равный расстоянию между донором и акцептором, при котором вероятность передачи равна вероятности излучательного перехода A .

3.4. Экспериментальные и теоретические методы исследования миграции

Наиболее прямые и эффективные экспериментальные методы изучения миграции возбуждений основаны на а) исследовании вызванных миграцией изменениях спектров люминесценции – «спектральной миграции» [7] и б) исследовании концентрационной деполяризации люминесценции.

Эффекты спектральной миграции наблюдаются в случае спектров, обладающих неоднородным уширением (рис. 3.4). В этом случае изменение пространственного расположения возбуждения сопровождается изменением его энергии в пределах неоднородного контура. Это сравнительно просто наблюдается по спектру люминесценции. Особенно наглядные результаты получаются при применении монохроматического возбуждения люминесценции.

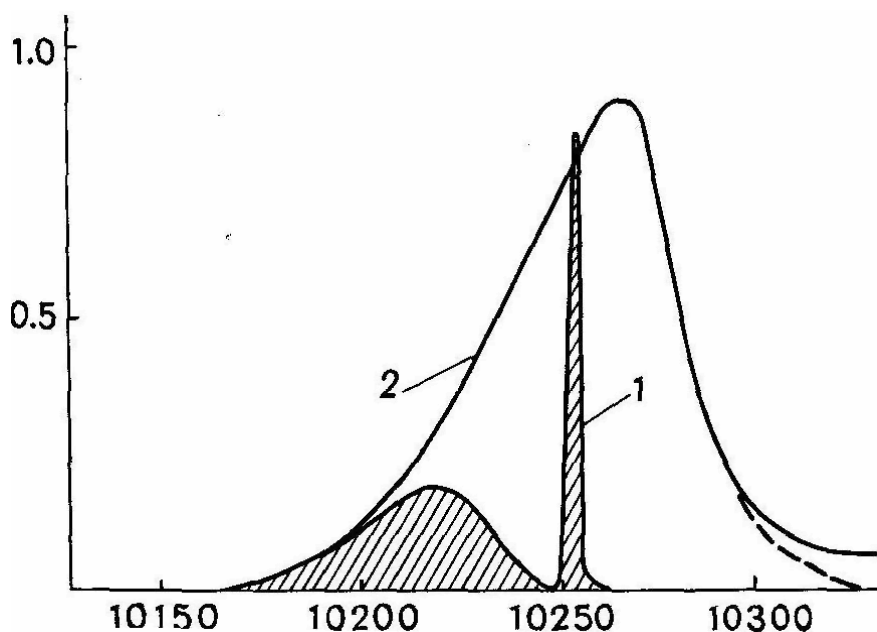


Рис. 3.4. Проявление миграции возбуждений в спектре резонансной люминесценции иттербиевых стёкол при монохроматическом возбуждении и температуре образца 4.2 °К: 1 – спектр люминесценции при возбуждении линией криптона 10254 см^{-1} ; 2 – спектр поглощения

В эксперименте, результаты которого представлены на рисунке, монохроматическим светом криптоновой лампы возбуждалась только малая часть ионов Yb^{+3} из их общего числа. Это были те центры, у которых энергия оптического перехода совпадала с частотой возбуждающего света. Люминесценция этих центров образует на рисунке узкий максимум. Но кроме этого узкого максимума с низкочастотной стороны от него в спектре люминесценции наблюдается второй более широкий максимум. Он образуется люминесценцией центров, на которые возбуждения попали в результате миграции. Ввиду низкой температуры образца возбуждения мигрируют только с понижением их энергии внутри неоднородного контура. Приведённые данные позволяют оценить скорость миграции, зависимость её вероятности от величины изменения энергии возбуждения при миграции ΔE . Обзор исследований такого рода по спектральной миграции дан в [7].

Другой эффективный экспериментальный метод изучения миграции основан на изучении поляризации люминесценции активированных стёкол, наведённой поляризацией возбуждающего света. Анизотропия поглощения и излучения света оптическим центром может быть смоделирована осциллятором, который в простейшем случае можно считать линейным. Если применять для возбуждения люминесценции линейно поляризованный свет то ансамбль возбуждённых осцилляторов будет анизотропным и, следовательно, испускаемый таким ансамблем свет люминесценции приобретёт частичную поляризацию.

При миграции возбуждений ориентация осцилляторов изменяется и измеряемая экспериментально степень поляризации уменьшается. Результаты теоретического рассмотрения и моделирования показывают,

что по вызванной миграцией деполяризации люминесценции можно однозначно определить радиус Фёрстера, характеризующий миграцию.

Построение количественной теории, описывающей влияние различных названных выше процессов передачи возбуждений на измеряемые экспериментально параметры люминесценции, представляет непростую задачу. Основная трудность состоит в переходе от микроскопических параметров, рассмотренных в п. 3.3 к экспериментально измеряемым величинам, которые всегда представляют собой результат усреднения.

Эффективный способ преодоления названной трудности представляет статистическое моделирование. Применение методов статистического моделирования для количественного анализа передачи возбуждений подробно рассматривается в пособии [8].

3.5. Примеры многоуровневых функциональных схем лазеров на полиактивированных материалах [14]

В завершение настоящей главы рассмотрим два довольно сложных примера, иллюстрирующих применение процессов передачи возбуждений в современных лазерах.

Первый пример относится к лазеру на ионе Ho^{3+} в кристалле BaEr_2F_8 , активированном Tm^{+3} и Ho^{3+} (рис. 3.5.1). Особенность этого кристалла состоит в том, что в его химическую формулу входит редкоземельный ион Er^{+3} . Такого рода кристаллы, в которых атом основной решётки играет роль активатора получили название «самоактивированных». Естественно, что из-за чрезвычайно большой концентрации ионов эрбия все процессы передачи возбуждений с участием этого иона должны протекать очень эффективно. Применяется ламповая накачка, которую в данном случае удалось хорошо согласовать с спектром поглощения эрбия. В результате поглощения света накачки ионы эрбия оказываются в состояниях $^2\text{H}_{11/2}$, $^4\text{S}_{3/2}$. Дальнейшее протекание процесса определяется следующим специфическим свойством уровней иона эрбия.

$$E(^4\text{I}_{13/2}) \approx 6600 \text{ см}^{-1}$$

$$E(^4\text{I}_{9/2}) \approx 12500 \text{ см}^{-1} \approx 2 * E(^4\text{I}_{13/2})$$

$$E(^2\text{H}_{11/2}, ^4\text{S}_{3/2}) \approx 19000 \text{ см}^{-1} \approx 3 * E(^4\text{I}_{13/2})$$

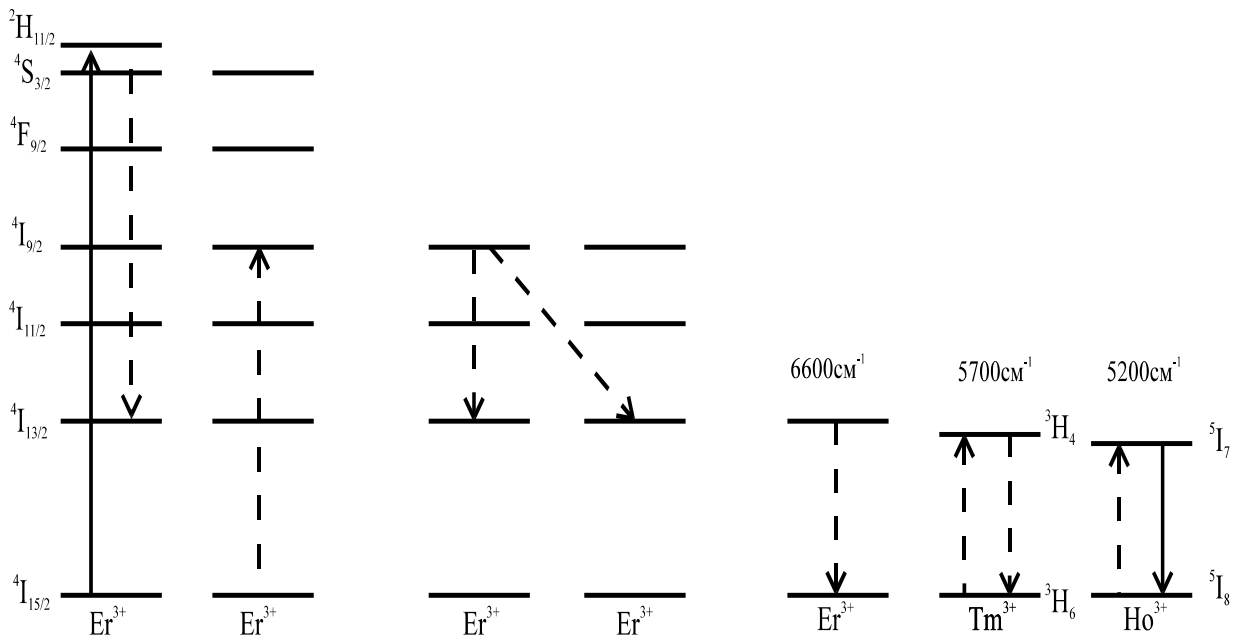


Рис. 3.5.1. Многоуровневая функциональная схема лазера на ионе Ho^{3+} в кристалле BaEr_2F_8 , активированном Tm^{+3} и Ho^{3+}

Благодаря этому свойству в ансамбле ионов эрбия дважды происходит процесс кросс-релаксации. В результате чего энергия накачки практически без потерь трансформируется в три возбуждения на уровне ${}^4I_{13/2}$. Затем возбуждения последовательно передаются сначала ионам Tm^{+3} , а затем ионам Ho^{+3} . Ионы Tm^{+3} добавлены для того, чтобы передача возбуждений от эрбия происходила с меньшим энергетическим зазором при большем перекрытии спектров донора и акцептора.

Аналогичным образом осуществляется накачка эрбиевого лазера на гранате 2.93 мкм (рис. 3.5.2).

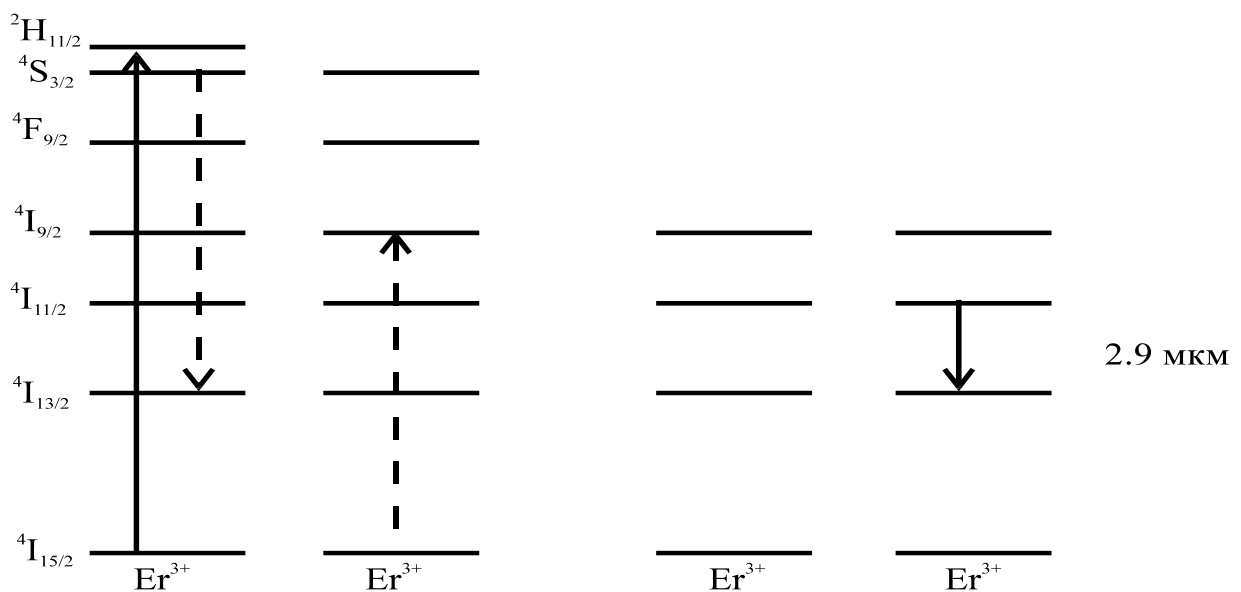


Рис. 3.5.1. Многоуровневая функциональная схема эрбиевого лазера на гранате

Первый этап такой же, что и в случае гольмиевого лазера. На втором этапе существенно сказывается безызлучательная релаксация с уровня ${}^4I_{9/2}$. Рассматриваемый лазер представляет собой типичный пример использования самоограничивающегося перехода. Для его эффективной работы необходимо расселять уровень ${}^4I_{13/2}$. Дополнительное расселение уровня ${}^4I_{13/2}$ за счёт суммирования возбуждений.

4. ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

4.1. Пропускание на рабочей длине волны. Оптическая однородность

Сечения вынужденного излучения как у РЗ ионов, так и у ионов переходных элементов невелики. Это означает, что коэффициент усиления лазерных активированных материалов принимает сравнительно небольшие значения (10^{-2}см^{-1}) и незначительное поглощение на длине волны генерации может серьёзно ухудшить параметры лазера. Поэтому Пропускание на рабочей длине волны является важнейшим нормируемым параметром твердотельных лазерных материалов. Например, неодимовые лазерные стёкла должны иметь поглощение на длине волны 1,06 мкм менее $3 \cdot 10^{-3} \text{дл}^{-1}$. Это очень маленькая величина. Для её измерения стандартный спектрофотометр не годится. Используются специальные установки, позволяющие с достаточной точностью измерять пропускание образцов длиной $\approx 100 \text{дл}$.

Лазерные кристаллы и стёкла – это оптические материалы. Поэтому они должны удовлетворять требованиям, предъявляемым к оптическим материалам. В частности, они должны удовлетворять требованиям по однородности.

4.2. Радиационная устойчивость

Под радиационной устойчивостью в широком смысле слова понимается сохранение материалом высокой прозрачности при воздействии интенсивного внешнего облучения. Исследование и разработка таких материалов является обширной областью науки и технологии, что обусловлено, в частности, разнообразием требований, предъявляемым к материалам, предназначенных для использования в разных условиях. Вместе с тем, несмотря отмеченное разнообразие, при рассмотрении самых разнообразных проблем радиационной устойчивости оказываются полезными общие модели и общие принципы анализа. На этих общих чертах и делается акцент в настоящем кратком разделе на общих способах рассмотрения и общих терминах.

В частности, наука о радиационной устойчивости в значительной степени базируется на классических представлениях о центрах окраски, которые особенно тщательно исследовались в случае щелочно-галогидных кристаллов.

Оба названных фактора приводят к появлению полос поглощения, что снижает накачку и уменьшает усиление. В ряде случаев центры нестабильны.

В большинстве случаев спектры стабильных центров, полученные при γ облучении и при мощном импульсном освещении УФ светом одинаковы. Какова их природа. Они получили название "центров окраски".

Особенно давно такие центры изучались в щелочногалогидных кристаллах (рис. 4.2.1 - 4.2.4). Хорошо известно, что кроме γ облучения их создаёт прокаливание в парах металлов.

Например, нагревание NaCl в парах Na сообщает кристаллам жёлтую окраску, KCl в парах K - красную.

Модель F центра - "анионная вакансия, захватившая электрон" (рис. 4.2.1).

Как происходит образование центров:

- γ облучение создаёт достаточное количество вакансий и электронов
- Вакансии могут образовываться при синтезе материала. Носители при возбуждении светом элементов переменной валентности.

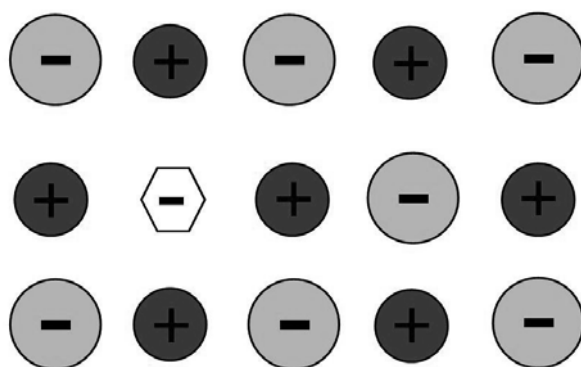


Рис. 4.2.1. Модель F-центра в щелочно-галогидном кристалле

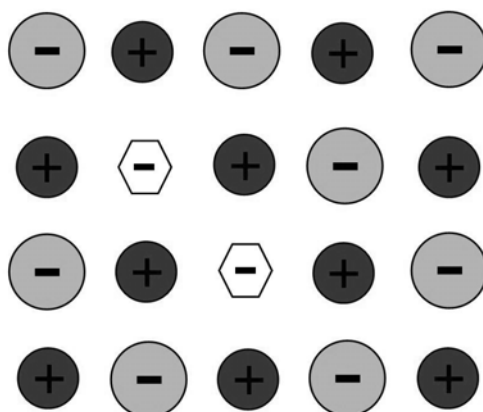


Рис. 4.2.2. Модель M-центра в щелочно-галогидном кристалле

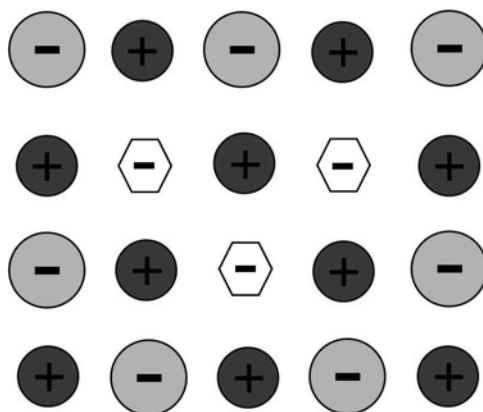


Рис. 4.2.3. Модель R-центра в щелочно-галогидном кристалле

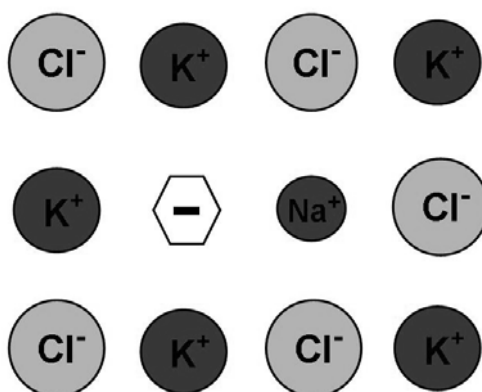


Рис. 4.2.4. Модель Fa-центра в KCl

Выводы:

- 1) радиационная стойкость может зависеть от технологии, так как меняется количество вакансий;
- 2) радиационная стойкость может быть повышена путём введения примесей, связывающих носители.

4.3. Высокочастотная граница колебательного спектра

Как указывалось в главе 3, значение высокочастотной границы колебательного спектра активированных материала Ω_{\max} в значительной степени определяет значения вероятностей внутрицентровых безызлучательных переходов. Чем меньше величина Ω_{\max} , тем меньшее число колебательных квантов образуется при трансформации электронной энергии одного электронного возбуждения активаторного центра в колебания матрицы. Вероятность процесса такой трансформации сильно уменьшается с ростом числа образующихся колебательных квантов. Поэтому для конкретного иона активатора в материалах с минимальным значением Ω_{\max} наблюдается люминесценция с таких уровней, которые

практически потушены в материалах с большим значением в материалах с минимальным значением Ω_{\max} .

Таблица 4.3 даёт представление о значениях в материалах с минимальным значением Ω_{\max} для разных материалов

<i>Таблица 4.3 Значение Ω_{\max} для разных материалов</i>	
Материал или класс материалов	Ω_{\max} , см ⁻¹
Оксидные кристаллы и стёкла	800 - 1000
Фторидные кристаллы и стёкла	400 - 560
$Na_{0.4}Y_{0.6}F_{2.2} : RE^{3+} (NYF)$	600
$KPb_2Cl_5 : RE^{3+} (KPC)$	203
$KPb_2Br_5 : RE^{3+}$	140

4.4. Сопоставление материалов с разной степенью упорядоченности (кристаллов, стёкол, керамик)

Кристаллы и стёкла

Некоторые редкоземельные ионы (Nd^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+}) широко используются для активации как кристаллов, так и стёкол. Поэтому целесообразно дать сравнительную характеристику лазерных кристаллов и стёкол при их использовании для генерации на одних и тех же переходах.

Преимущества стекол перед кристаллами:

- стёкла можно получать в больших объёмах;
- из стёкол сравнительно просто получают заготовки активных элементов любой формы;
- лазерные стёкла дешевле лазерных кристаллов;
- для стёкол отработана технология получения образцов высокой однородности
- благодаря значительному неоднородному уширению спектров для стёкол проще, чем для кристаллов, организовать эффективную накачку.

Недостатки стекол по сравнению с кристаллами:

- у стёкол меньшие значения эффективного сечения стимулированного излучения;
- у стёкол меньше теплопроводность;
- у стёкол хуже термостойкость, поэтому они плохо выдерживают частотный режим

Перечисленные выше особенности лазерных стёкол и кристаллов определяют особенности применения тех и других материалов

Оптические лазерные керамики

Оптическая керамика представляет собой поликристаллический оптический материал, состоящий из кристаллических зёрен случайным

образом ориентированных друг относительно друга. Попытки получить такой материал предпринимались давно. Однако получавшиеся образцы слишком сильно рассеивали свет на границах зёрен и не удовлетворяли требованиям по однородности, обычным для оптических и лазерных стёкол.

Прогресс удалось достигнуть в начале 1990 годов, применяя для изготовления керамик новые технологии, которые с тех пор активно развиваются всё последнее время. К настоящему времени разработано несколько различных технологий, позволяющих получать керамики необходимого качества и любого необходимого размера. Обычно процесс получения керамики начинается с нанокристалликов, которые постепенно увеличиваются путём добавления частиц, заданного и контролируемого распределения по размеру. В результате получается материал, очень низкой пористости, у которого потери на рассеяние не превышают соответствующие потери в монокристаллах.

В различных технологиях используется разная температура. Во всех случаях она гораздо ниже температуры плавления. Получающийся материал состоит из монокристалликов («зёрен»), имеющих размер от 1 мкм до 10 мкм. В ряде сообщений подчёркивается, что технология основана на химической реакции в твёрдом теле и что процесс образования каждого монокристаллического зерна похож на обычное выращивание кристалла.

В двух отношениях керамики имеют те же преимущества перед кристаллами, что и лазерные стёкла:

Так же как и в случае стёкол производство керамик обходится дешевле производства кристаллов (особенно для больших габаритов заготовок).

Так же как и в случае стёкол из керамик сравнительно просто могут быть получены заготовки любой формы и размера.

Но керамики не обладают основным недостатком стёкол. Их механические свойства не только не уступают свойствам кристаллов, но в ряде случаев их превосходят. Вязкость разрушения керамик и параметр теплового разрушения, имеют в несколько раз более высокие значения, чем для монокристаллов.

Кроме того, керамики имеют следующие преимущества перед кристаллами:

Они удобны для получения композитных сред усиления (например, активных элементов, состоящих из нескольких частей, различающихся по концентрации активатора или активированных разными ионами). В частности, одна из частей может включать пассивный затвор.

Керамики позволяют получать элементы с пространственно меняющейся концентрацией активатора, что расширяет возможности при конструировании лазерных элементов.

Ряд перспективных в качестве лазерных сред соединений (Y_2O_3 , Sc_2O_3 и некоторые другие) имеют столь высокие температуры плавления, что их трудно получить в виде монокристаллов. Гораздо проще их получить в виде керамик, так как температура синтеза керамик существенно ниже температуры плавления.

Активированная неодимом YAG керамика позволяет получить эффективность генерации и не хуже, чем в случае YAG монокристаллов.

Перечисленные достоинства керамик позволяют их рассматривать как основных кандидатов на материалы для высокоэффективных микрочипов и высокоомощных лазеров.

4.5. Примеры популярных кристаллов, используемых для активации

1. Гранаты: $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG), $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG), и $Gd_3Sc_2Al_3O_{12}$ (GSGG): кубические кристаллы, обладающие высокой твёрдостью и теплопроводностью. Активируются редкоземельными ионами, которые замещают в решётке Y, Gd. Химически инертны;

2. Сапфир: (Al_2O_3), оптически одноосный, активируется переходными элементами, обладают высокой твёрдостью и теплопроводностью;

3. Алюминаты $YAlO_3$ (YALO, YAP), оптически двухосные, обладают высокой твёрдостью и теплопроводностью, активируются PЗ ионами;

4. Оксиды: Y_2O_3 , Sc_2O_3 : обладают высокой твёрдостью и теплопроводностью, активируются PЗ ионами;

5. Ванадаты, например, YVO_4 и $GdVO_4$: оптически одноосные, активируются PЗ ионами, интегральные интенсивности переходов и поперечные сечения в несколько раз выше, чем для остальных популярных лазерных кристаллов;

6. Фториды, например, $YLiF_4$ (YLF): обладают хорошей прозрачностью в УФ области, низкосимметричны; Nd:YLF и LiCAF, LiLuF, LiSAF служат матрицами для лазера на хrome с большим диапазоном перестройки;

7. Силикаты, такие как форстерит в случае активации хромом позволяют получить большой диапазон перестройки;

8. Моноклинные двойные вольфраматы такие как $KGd(WO_4)_2$ (KGW), $KY(WO_4)_2$ (KYW): позволяют получить высокое сечение для иттербиевого лазера, широкую полосу генерации и обладают высокой теплопроводностью;

9. Тетрагональные двойные вольфраматы: $NaGd(WO_4)_2$ (NGW) и $NaY(WO_4)_2$ (NYW): позволяют получить исключительно большую полосу усиления для иттербия;

10. Халькогениды ZnS or ZnSe используются как матрицы для лазеров среднего ИК-диапазона.

Кроме того, в качестве матриц лазерных материалов очень широко используются стёкла: прежде всего, силикатные и фосфатные. Составы промышленных лазерных стёкол довольно сложны, так как должны удовлетворять широкому комплексу разнообразных требований как к спектрально люминесцентным, так и технологическим свойствам.

5. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ СРЕД

5.1. Наиболее важные лазерные материалы, активированные РЗ ионами

5.1.1. Неодимовые материалы

Неодимовые материалы. Активированные трёхвалентными ионами Nd^{3+} кристаллы, стекла, керамики являются одними из самых широко используемых лазерных материалов. Схема энергетических уровней и лазерных переходов в ионе Nd^{3+} изображена на рис. 5.1.1. Наиболее часто используются переходы ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ и ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. В этих случаях лазеры работают по классической 4х уровневой схеме.

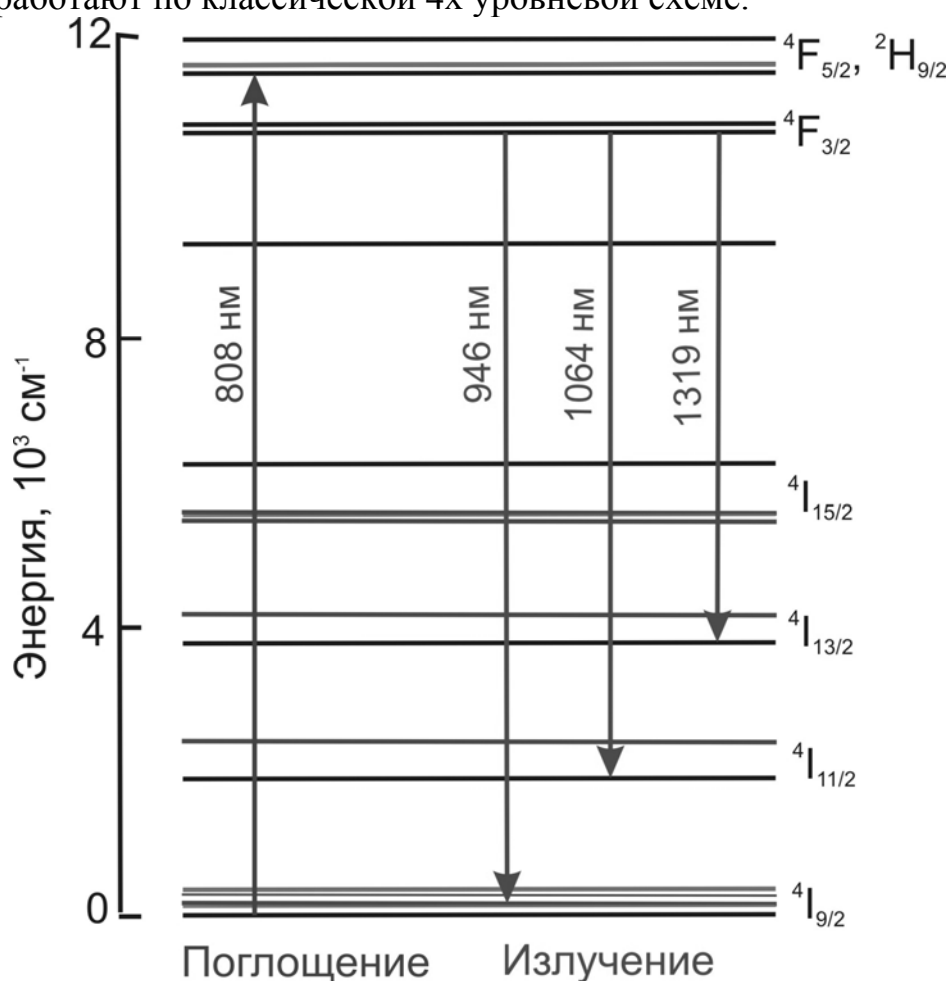


Рис. 5.1.1. Схема нижних энергетических уровней иона Nd^{3+} и основных лазерных переходов. Показана только одна полоса поглощения 808 нм, которая используется в случае диодной накачки

Сравнительно редко используются неодимовые лазеры, работающие на переходе ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$. Так как конечный уровень лазерного перехода ${}^4I_{9/2}$ в этом случае является основным, то, казалось бы, лазер должен

работать по 3х уровневой схеме. Однако, это не совсем так. Уровень ${}^4I_{9/2}$ расщеплён на пять штатковских компонент, которые оказываются заселёнными в существенно разной степени. Для характеристики ситуации часто используют термин «квазитрёхуровневая схема». Хотя порог накачки в этом случае меньше, чем в случае 3х уровневой схемы, всё же он гораздо выше, чем для генерации на основных переходах ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ и ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$.

Диапазон использования неодимовых лазеров чрезвычайно разнообразен. Начиная от маленьких элементов размером в несколько мм для дальномеров и кончая сложными многослойными элементами, построенными из дисков диаметром до 100см, которые применяются в уникальных установках для получения лазерного термояда.

В качестве матриц для активации ионами Nd^{3+} используются кристаллы, стёкла и (в последнее время) керамики. Сравнительная характеристика этих матриц, данная в предыдущей главе, относится к активированным неодимам материалам, прежде всего:

1. Nd:YAG = Nd:Y₃Al₅O₁₂ (иттриево алюминиевый гранат): эффективно работает как на основной длине волны 1064нм, так и на двухугих 946 and 1319 нм; кубический кристалл. Применяется в лазерах большой мощности и лазерах модулированной добротности;

2. Nd:YVO₄: ванадатный лазер используется на всех трёх переходах 1064, 914 1342нм: Обладает большими значениями сечений как поглощения, так и излучения. Особенно привлекателен благодаря низкому порогу; двулучепреломляет;

3. Nd:YLF = Nd:YLiF₄ на 1047 и 1053нм: двулучепреломляет, большое время жизни верхнего лазерного уровня;

4. В основном, для активации неодимом используются оксидные матрицы. Выбор конкретной матрицы определяется особенностями поставленной задачи. Хотя диапазон изменения длины волны генерации при вариации матрицы и невелик, в некоторых случаях он может оказаться существенным.

Значения интегральных интенсивностей и сил осцилляторов в зависимости от выбранной матрицы могут меняться в 2-3 раза. Значения сечений для кристаллов на порядок выше, чем для стёкол, что связано с разницей неоднородного уширения.

Подавляющее число неодимовых лазеров и усилителей работает на переходе ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. В спектре люминесценции на этом переходе испускается, примерно, половина общего числа квантов. Поэтому и

генерация на нём реализуется при наименьших накачках. Для получения генерации на одной из двух остальных лазерных переходов используются зеркала с селективными покрытиями.

При малой концентрации неодима квантовый выход излучения с метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ близок к единице для любой матрицы. Тушение люминесценции существенно проявляется в высококонцентрированных образцах. Тушение идёт по кросс-релаксационному типу и усиливается миграцией возбуждений. Имеются указания на то, что в керамиках концентрационное тушение люминесценции неодима ослаблено по сравнению с кристаллами.

Активированная неодимом YAG керамика позволяет получить эффективность генерации не хуже, чем в случае YAG монокристаллов.

В последнее время конкуренцию в качестве лазерного материала для области 1 мкм неодимовым материалам стали составлять материалы, активированные ионами Yb^{3+} .

5.1.2. Эрбиевые материалы

Ионы Er^{3+} имеют чрезвычайно сложную схему энергетических уровней (рис. 5.1.2.1). Эта схема имеет несколько важных особенностей.

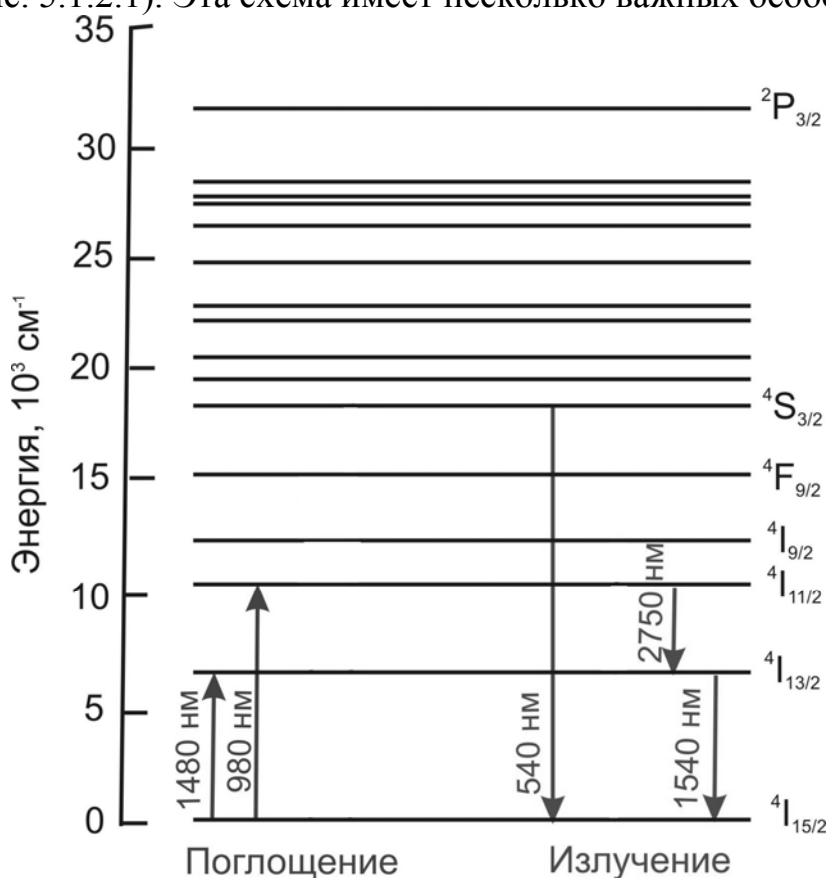


Рис. 5.1.2.1. Схема энергетических уровней иона Er^{3+} и основных лазерных переходов

Во-первых, некоторые энергетические зазоры встречаются в схеме несколько раз. Это открывает возможность для реализации сложных схем трансформации возбуждений – ап-конверсии и кросс-релаксации.

Во-вторых, величина энергетических зазоров между уровнями такова, что квантовый выход люминесценции с многих уровней оказывается очень чувствительным к активируемой матрице. Иными словами, число метастабильных уровней эрбия зависит от активируемой матрицы.

Благодаря двум названным обстоятельствам на ионах эрбия было получено такое большое число каналов генерации, как ни на каком другом ионе. В настоящем пособии мы ограничимся рассмотрением только наиболее «популярных» каналов, которые широко используются в устройствах фотоники. Оптические переходы, соответствующие этим каналам, изображены на рисунке 5.1.2.1.

Несомненно, основным лазерным переходом иона Er^{3+} является переход ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. На нём осуществляется генерация и усиление как в кристаллах, так и в стёклах во множестве разнообразных устройств фотоники. Самым важным применением является использование в усилителях волоконно-оптической связи.

В частности, широко применяются активированные эрбием стёкла как силикатной, так и фосфатной систем (рис. 5.1.2.2). Стёкла используются как в виде объёмных элементов, так и в виде волоконных и планарных лазеров и усилителей. В зависимости от химического состава стекла длина волны генерации меняется в пределах 1.53 и 1.6 мкм. Благодаря тому, что для эрбия фактически реализуется квазитрёхуровневая схема генерации Эрбиевые лазеры и усилители требуют значительно большей плотности возбуждённых ионов эрбия и поэтому для эрбиевых лазеров необходимы высокие значения порога накачки.

Типичная схема накачки эрбиевых лазеров состоит в использовании полосы поглощения 0.9–1 мкм, соответствующей переходу ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Хотя накачка 1.45 мкм в штарковские компоненты перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ также применяется часто. В силикатных и фосфатных стёклах безызлучательная релаксация с уровня ${}^4I_{11/2}$ на уровень ${}^4I_{13/2}$ происходит достаточно быстро без потерь числа. Время жизни метастабильного уровня ${}^4I_{13/2}$ составляет 8–10 мс.

Описанная выше прямая накачка светом в полосу поглощения 0.9–1 мкм не достаточно эффективна ввиду того, что эта полоса имеет небольшую силу осциллятора, а концентрация эрбия не может быть существенно увеличена, чтобы избежать ряда процессов тушения. Проблема увеличения накачки эффективно решается путём введения дополнительного активатора – ионов (Yb^{3+}). Ионы Yb^{3+} эффективно поглощают свет 980 нм и затем передают возбуждения ионам эрбия на уровень $^4I_{11/2}$. Далее всё происходит как и в случае оптического возбуждения: с уровня $^4I_{11/2}$ возбуждения безызлучательным образом попадают на метастабильный уровень. Сенсibilизация эрбия иттербием хорошо себя зарекомендовала как в объёмных, так и в волоконных усилителях и лазерах.

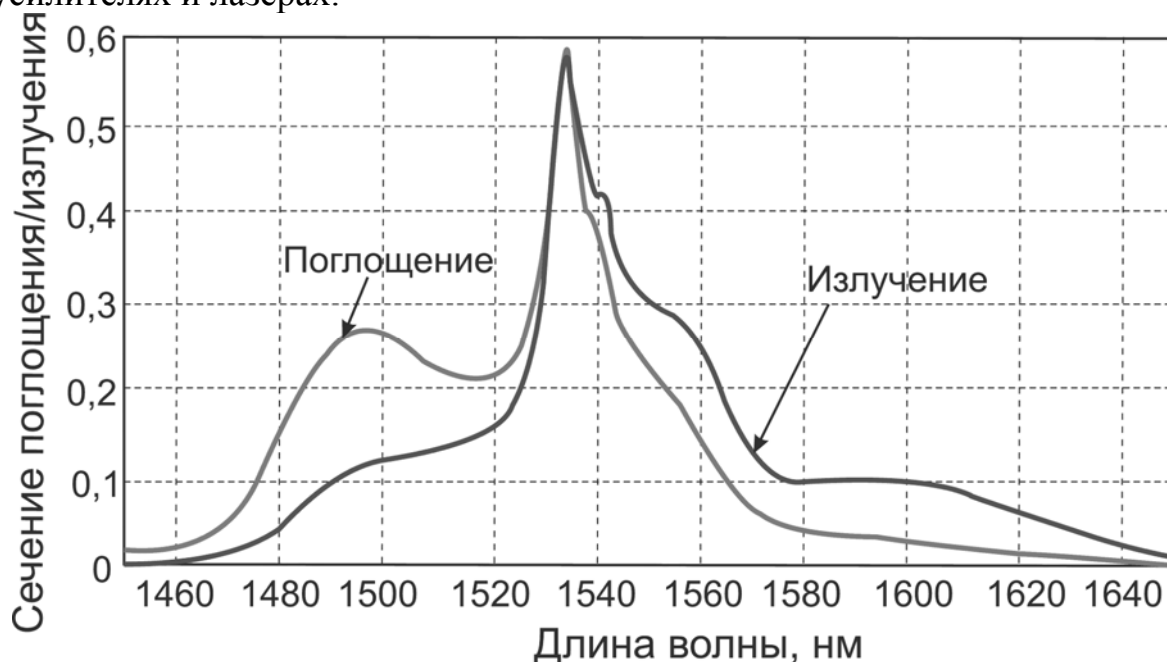


Рис. 5.1.2.2. Сечения поглощения и излучения активированного эрбием фосфатного стекла

Как отмечалось выше, свойства ионов Er^{3+} чрезвычайно сильно зависят от максимальной частоты колебательного спектра матрицы Ω_{max} . Например, во фторидных матрицах, у которых Ω_{max} существенно меньше, чем в оксидных, наблюдается люминесценция с ряда уровней, которые практически полностью потушены в оксидных материалах. Это обстоятельство позволило реализовать во фторидных материалах целый ряд разнообразных схем накачки и генерации, которые невозможны в оксидных матрицах.

Например, на фторидных волокнах получена зелёная генерация при накачке по ап-конверсионной схеме. В ряде фторидных материалов получена генерация на длине волны 2.9 мкм, которая соответствует

переходу, начинающемуся на полностью потушенном в оксидных материалах уровне ${}^4I_{11/2}$.

Благодаря сложной схеме энергетических уровней иона Er^{3+} в концентрированных эрбиевых материалах возможны разнообразные процессы передачи возбуждений. Например, на спектральнолюминесцентные параметры эрбиевых материалов сильно влияют процессы ап-конверсии, когда в начальном состоянии два иона находятся на метастабильном уровне ${}^4I_{13/2}$, а в конечном состоянии один ион переходит в основное состояние, а другой – в высокоэнергетическое состояние ${}^4I_{9/2}$.

Миниатюрные эрбиевые микрочип-лазеры часто работают в режиме модулированной добротности в лазерных дальномерах на длине волны 1.5-мкм, которая сравнительно безопасна для глаза. В случае использования для накачки импульсной лампы такие лазеры содержат в качестве соактиваторов Cr^{3+} и Yb^{3+} для повышения эффективности накачки. Основной областью применения эрбиевых лазеров и усилителей является волоконно-оптическая связь.

На кристаллах Er:YAG впервые была получена генерация 2.9 мкм на переходе ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. В этом случае время жизни конечного лазерного уровня ${}^4I_{13/2}$ существенно больше времени жизни начального уровня ${}^4I_{11/2}$. Поэтому при работе лазера населённость конечного уровня увеличивается, а инверсия уменьшается. В результате лазер перестаёт работать. Такого рода переходы получили название самоограниченные лазерные переходы. Лазер в этом случае может работать в импульсном режиме, или в результате организации тушения конечного уровня ${}^4I_{13/2}$ путём включения процессов безызлучательной передачи возбуждений. Излучение 2.9 мкм сильно поглощается парами воды, что открывает перед этим лазером множество применений в медицине.

Лазер на активированных эрбием кристаллах YAG может работать на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, генерируя свет длины волны 1.645 мкм. Например, эффективная генерация на этой длине волны может быть получена при накачке на штарковские компоненты основной полосы ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$.

5.1.3. Иттербиевые материалы

Иттербиевые материалы имеют более высокий КПД, большую ширину полосы генерации и большее время жизни верхнего лазерного уровня. Более простая схема энергетических уровней у иона Yb^{3+} по сравнению с ионом Nd^{3+} приводит к уменьшению числа механизмов тушения. Основным недостатком лазеров на ионах Yb^{3+} - это «квазитрёхуровневый» характер схемы генерации.

Кристаллы и стёкла, активированные иттербием, имеют ряд интересных свойств, выгодно отличающих их от неодимовых лазерных материалов.

Во всём видимом и ближнем ИК диапазонах наблюдаются только оптические переходы между штатковскими подуровнями всего двух групп атомных состояний (${}^2F_{5/2}$) и (${}^2F_{7/2}$) (рис. 5.1.3.1). Основным уровнем ${}^2F_{7/2}$ расщеплён на 4 штатковских подуровня, возбуждённый уровень ${}^2F_{5/2}$ расщеплён на три штатковских подуровня. Накачка и усиление осуществляются на разных оптических переходах между этими двумя группами подуровней.

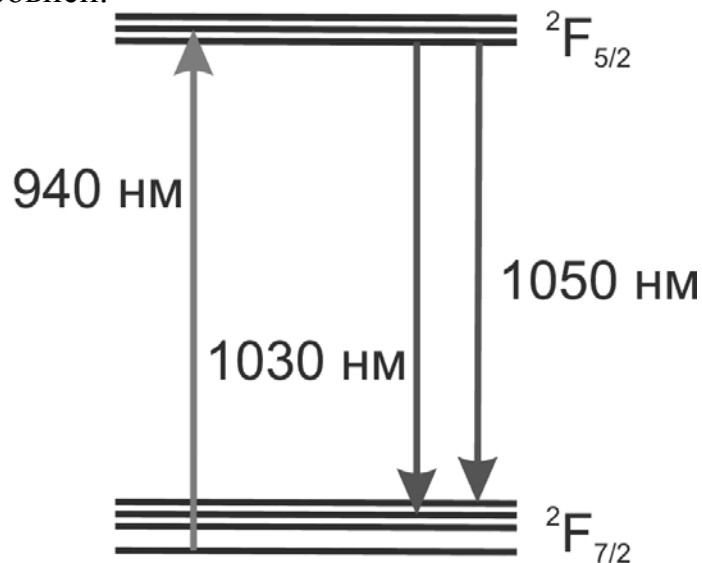


Рис. 5.1.3.1. Схема энергетических уровней иона Yb^{3+} в кристалле Yb:YAG . Показаны переходы, используемые для накачки и генерации

Разница энергий накачивающих и усиливающих квантов невелика, что, в принципе, означает малые тепловые потери и высокий КПД. Однако, возникают проблемы из-за того, что иттербиевый лазер фактически работает по квазитрёхуровневой схеме. Простота схемы энергетических уровней исключает возможность поглощения из возбуждённого состояния, а так же возможность тушащих процессов передачи энергии. Ширина полосы усиления достаточно велика, что позволяет перестраивать длину волны генерации и использовать иттербиевый лазер для генерации сверх

коротких импульсов. Время жизни возбуждённого состояния сравнительно велико 1-2 мс, что удобно для работы в режиме с модулированной добротностью.

Квазитрёхуровневый характер генерации иттербиевых лазеров

Маленькая величина разницы между длинами волн накачки и генерации приводит к неблагоприятному последствию – квазитрёхуровневому режиму генерации особенно в коротковолновой части полосы усиления. При квазитрёхуровневом режиме требуется большая мощность накачки, что не позволяет реализовать высокое значение КПД лазера. Другая трудность конструирования иттербиевых лазеров состоит в том, что при накачке в торец предъявляются очень жёсткие требования к селективности зеркал резонатора: зеркало, через которое осуществляется накачка должно иметь высокое отражение для лазерной длины волны, которая лишь немногим меньше длины волны накачки и высокое пропускание для длины волны накачки. Получение дихроичных зеркал с такой высокой селективностью представляет серьёзную проблему.

Рисунок 5.1.3.2. показывает спектры сечения для иттербия в германосиликатном стекле.

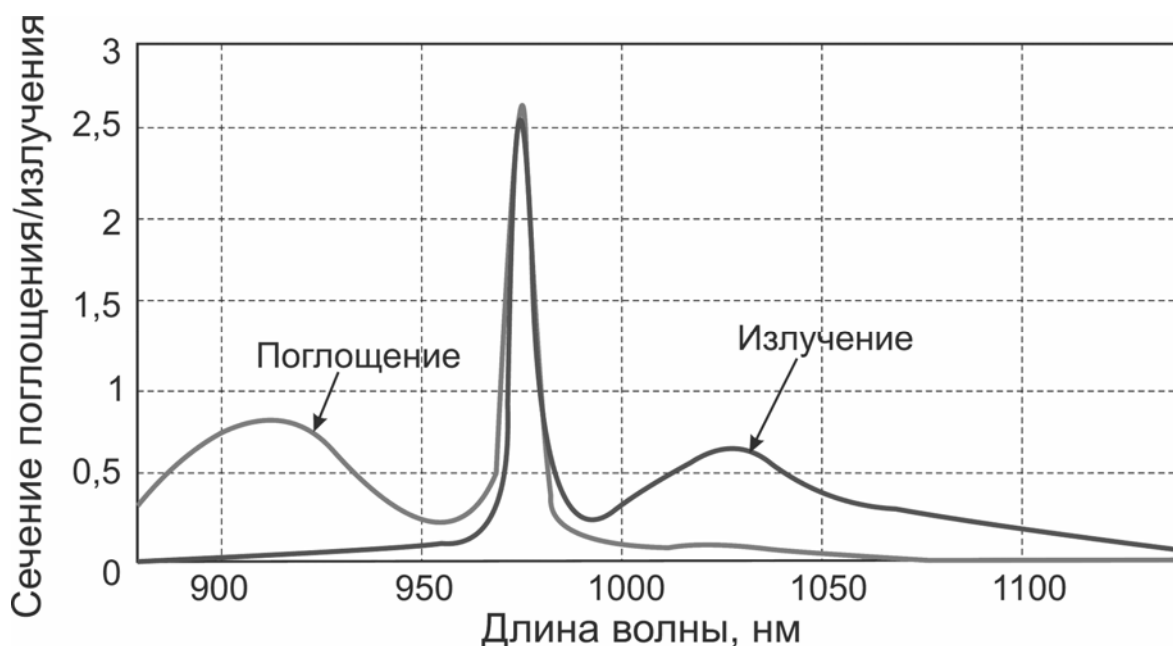


Рис. 5.1.3.2. Сечения поглощения и излучения активированного иттербием германосиликатного стекла

Эффективная накачка возможна в районе 910 нм, или в районе 975 нм. В последнем случае ширина линии накачки должна быть невелика, около 50% возбуждений могут трансформироваться в стимулированное излучение. Хотя при этом требуется активный элемент меньшего размера и

квантовый дефект так же меньше. Трёхуровневый вариант реализуется в случае генерации на длине волны 1030нм, В то время как почти четырёх уровневый вариант может быть реализован для генерации на $\lambda_{\text{ген}} \geq 1080\text{нм}$, в диапазоне очень слабой реабсорбции. Для активированных иттербием кристаллов (например, Yb:YAG), часто возможен выбор между различными лазерными переходами. В этом случае, чем меньше длина волны генерации, тем более выраженным является трёх уровневый режим.

В качестве матриц для активации иттербием используется большой набор матриц:

1. иттрий алюминиевый гранат (Yb:YAG): хорошо себя проявил при работе в установках большой мощности, лазерах с активными зеркалами, работает или на 1030нм, или 1050 нм;
2. ванадат иттрия (Yb:YVO₄): обладает широким и сравнительно ровным спектром излучения;
3. Yb:KGd(WO₄)₂, Yb:KY(WO₄)₂ и Yb:KLu(WO₄)₂, сокращённые названия Yb:KGW, Yb:KYW and Yb:KLuW: сочетают широкий спектр излучения и большое значение сечения;
4. Yb³⁺:NaGd(WO₄)₂ (Yb:NGW) и Yb³⁺:NaY(WO₄)₂ (Yb:NYW): неупорядоченные кристаллы с широкой полосой усиления и неоднородным уширением;
5. флюорит кальция (Yb:CaF₂) и флюорит стронция (Yb:SrF₂): обладают широкими спектрами излучения;
6. силикатные и фосфатные стёкла разнообразного состава. Плохая теплопроводность.

Во многих случаях иттербий может быть замещён другим ионом (чаще всего, иттрием, который имеет близкое значение радиуса) Таким образом можно повысить теплопроводность даже в случае высокого уровня допирования.

Очень высокая эффективность (КПД), качество пучка, ограниченное только дифракцией и выходная мощность более 1 кВт были достигнуты для волоконного активированного иттербием лазера с двойной оболочкой и усилителя. Высокие параметры были получены при использовании иттербиевых материалов в конфигурации лазера с активными зеркалами. Кроме того, иттербиевые материалы хорошо себя зарекомендовали при работе в режиме с синхронизацией мод, использовавшемся для получения фемтосекундных импульсов.

5.1.4. Материалы для генерации в УФ диапазоне на межконфигурационных переходах

Как отмечалось в главе 2, интенсивности полос ионов активаторов в видимой области спектра незначительны, что объясняется правилом отбора по чётности. Полосы в видимой области соответствуют оптическим переходам между состояниями одной основной конфигурации $(4f)^k$. Все состояния одной конфигурации имеют одинаковую чётность, а электрические дипольные переходы между состояниями одной чётности запрещены. Таким образом, существенно большую интенсивность должны иметь полосы, соответствующие оптическим переходам из состояний основной конфигурации в состояния другой возбуждённой конфигурации.

В спектре поглощения это переходы $(4f)^n \rightarrow (4f)^{n-1}5d$. В спектре люминесценции – переходы $(4f)^{n-1}5d \rightarrow (4f)^n$ (рис. 5.1.4.1, 5.1.4.2). Поперечные сечения для них порядка 10^{-18} см².

Используются различные системы накачки. Чаще всего лазер на цериевых материалах (рис. 5.1.4.1) накачивается наносекундными импульсами удвоенной частотой лазера с модулированной добротностью. Кроме того, была опробована ступенчатая схема накачки квантами видимого диапазона.

По-видимому, к настоящему времени наилучшие результаты получены на кристаллах LiCAF (дифференциальная эффективность 45-50%).

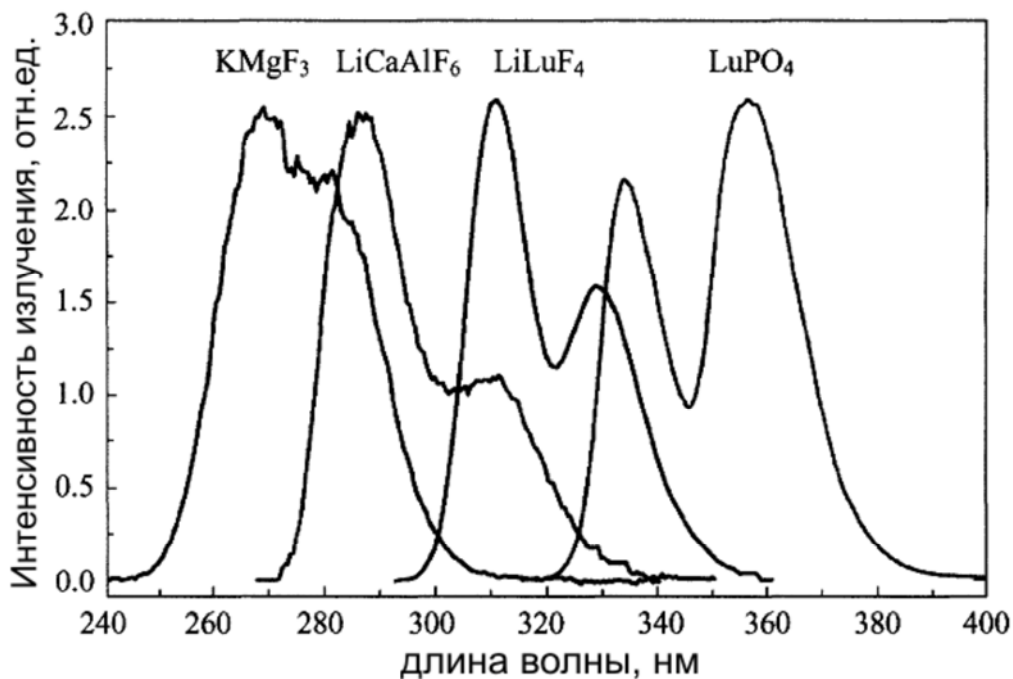


Рис. 5.1.4.1. Спектры люминесценции кристаллов, активированных ионом Ce^{+3}

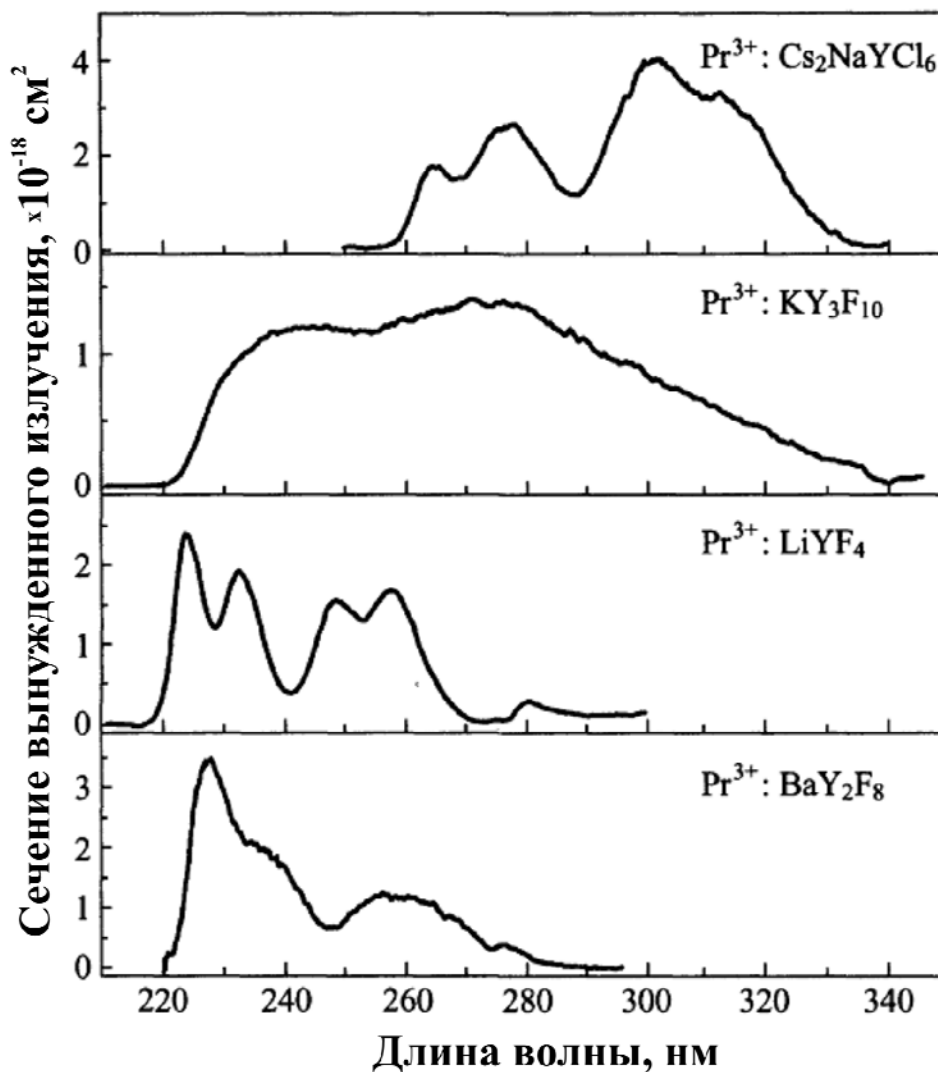


Рис. 5.1.4.2. Спектры люминесценции кристаллов, активированных ионами празеодима

Ультрафиолетовые лазеры находят широкую сферу применений.

Мощные импульсные ультрафиолетовые лазеры используются в технологии для получения очень маленьких отверстий в разнообразных материалах.

Непрерывные УФ лазеры требуются в микролитографии при производстве чипов nano размеров.

Как импульсные, так и непрерывные УФ лазеры используются для формирования брегговских решёток в волокнах.

Некоторые методы хирургии глаза используют UV лазеры

5.2. Наиболее важные лазерные материалы, активированные переходными элементами

5.2.1. Титан сапфировый лазер

Ti^{+3} имеет всего один электрон на 3d – оболочке. Он имеет тенденцию к образованию октаэдрического комплекса. Полосы поглощения и излучения имеют вид типичный для электронно-колебательных спектров (рис. 5.2.1).

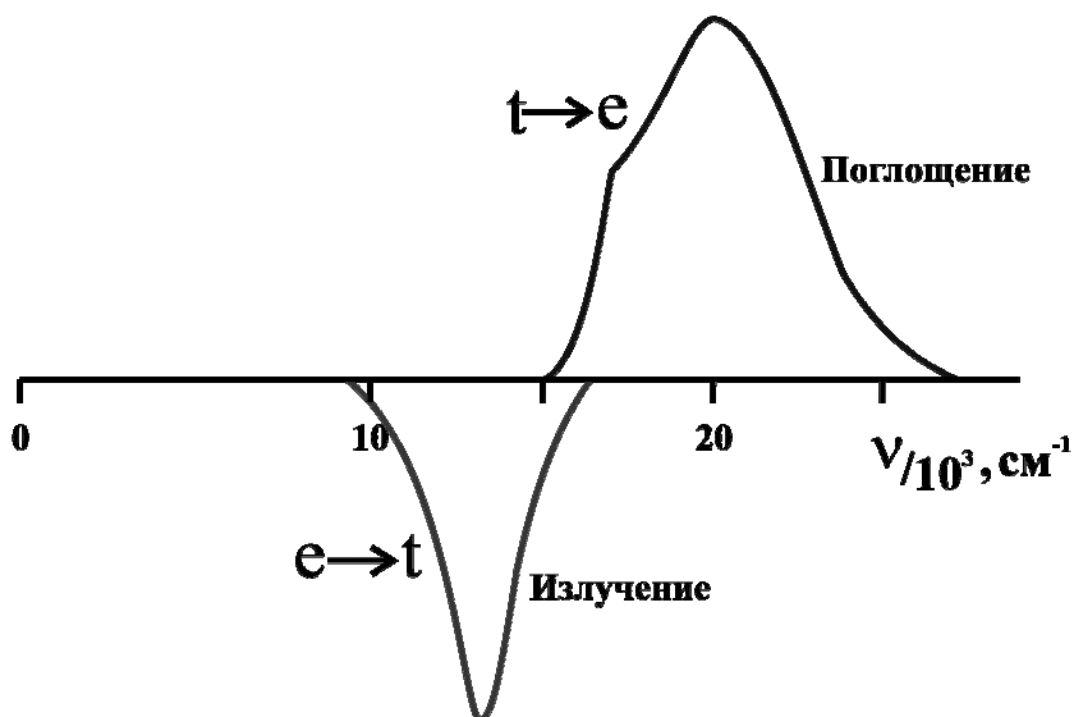


Рис. 5.2.1. Спектры поглощения и излучения иона Ti^{+3} в кристаллах Al_2O_3

Природа их уширения подробно рассматривалась в главе 2. Большая ширина полосы поглощения позволяет применять разные источники накачки, а большая ширина полосы излучения позволяет перестраивать частоту генерации в широких пределах и получать импульсы фемтосекундного диапазона.

5.2.2. Уникальная переменность свойств лазерных кристаллов, активированных трёхвалентным хромом

Спектры люминесценции иона Cr^{+3} чрезвычайно сильно зависят от активируемой матрицы. У представленного здесь спектра (рис. 5.2.2.1) рубина люминесценция сконцентрирована в двух узких R – линиях. Расстояние между ними всего 29 см^{-1} и на рисунке они сливаются. Этим линиям соответствуют резонансные с ними две узкие линии поглощения. В спектре поглощения рубина практически весь видимый диапазон занимают две широкие полосы поглощения, в которые и осуществляется накачка рубинового лазера.

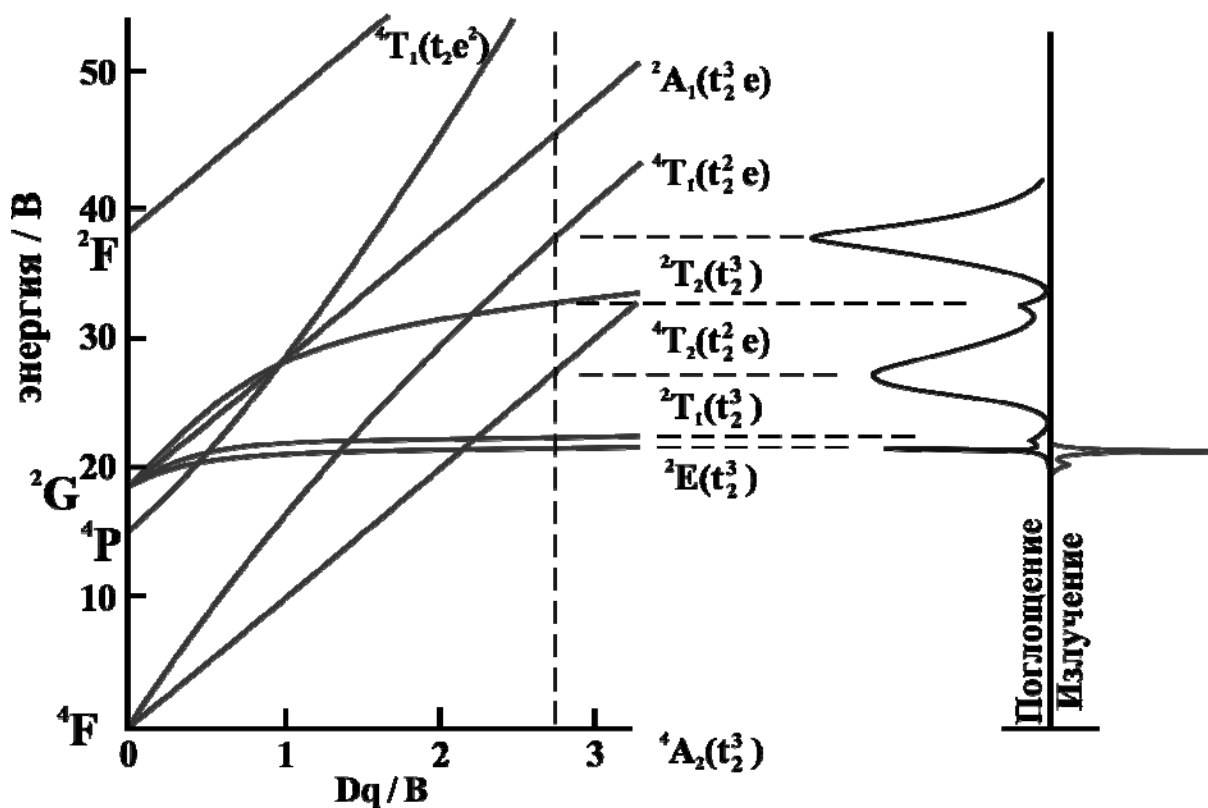


Рис. 5.2.2.1. Схема энергетических уровней и спектры Cr^{+3} в рубине

Одновременное существование в спектре рубина широких полос и узких линий позволяет объяснить схема Сугано и Танабе, которая приведена на рисунке. Согласно этому объяснению узкие R – линии соответствуют оптическим переходам ${}^2E(t_2^3) \leftrightarrow {}^4A_2(t_2^3)$ между состояниями одной конфигурации сильного поля t_2^3 , а широкие полосы соответствуют переходам: ${}^4A_2(t_2^3) \rightarrow {}^4T_2(t_2^2e)$; ${}^4A_2(t_2^3) \rightarrow {}^4T_1(t_2^2e)$, между состояниями, принадлежащими разным конфигурациям сильного поля (t_2^3) и (t_2^2e). Естественно ожидать, что конфигурационные кривые для одной конфигурации сильного поля имеют минимумы при одном значении конфигурационной координаты (рис. 5.2.2.2). Поэтому стоксовский сдвиг для R – линий отсутствует, и вся их интенсивность сосредоточена в $0 \rightarrow 0$ переходе.

Наоборот, широкие полосы поглощения соответствуют переходам между разными конфигурациями сильного поля (t_2^3) и (t_2^2e). Для них положение минимумов конфигурационных кривых должно отличаться. Следовательно, должна наблюдаться у спектральных полос развитая электронно-колебательная структура, что и показывают измерения спектров.

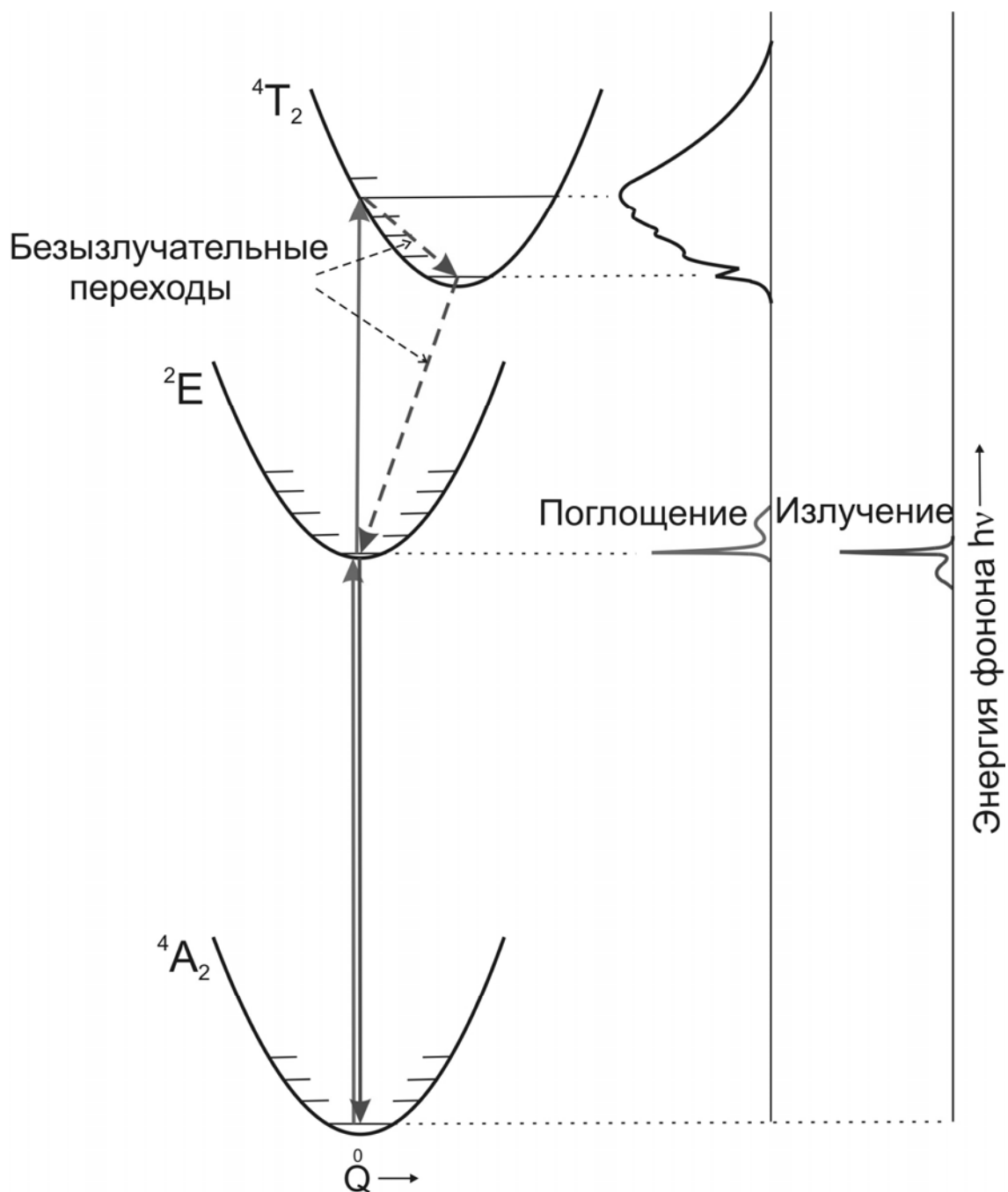


Рис. 5.2.2.2. Схема возбуждения люминесценции R - линий

Специального внимания заслуживает вопрос о люминесценции, материалов, активированных трёхвалентным хромом.

Из диаграммы Сугано и Танабе видно, что зависимости энергий от силы кубического поля сильно отличаются для состояний разных конфигураций. Например, уровень ${}^2E(t_2^3)$ практически не зависит от силы кубического поля, а уровень ${}^4T_2(t_2^2e)$ изменяется в зависимости от силы кристаллического поля достаточно круто.

Поэтому эти два уровня пересекаются при некотором значении кубического поля Dq . Ниже изображён фрагмент схемы Сугано Танабе,

на котором эта особенность специально выделена (рис. 5.2.2.3). На рисунке отложены значения Dq , соответствующие разным кристаллам.

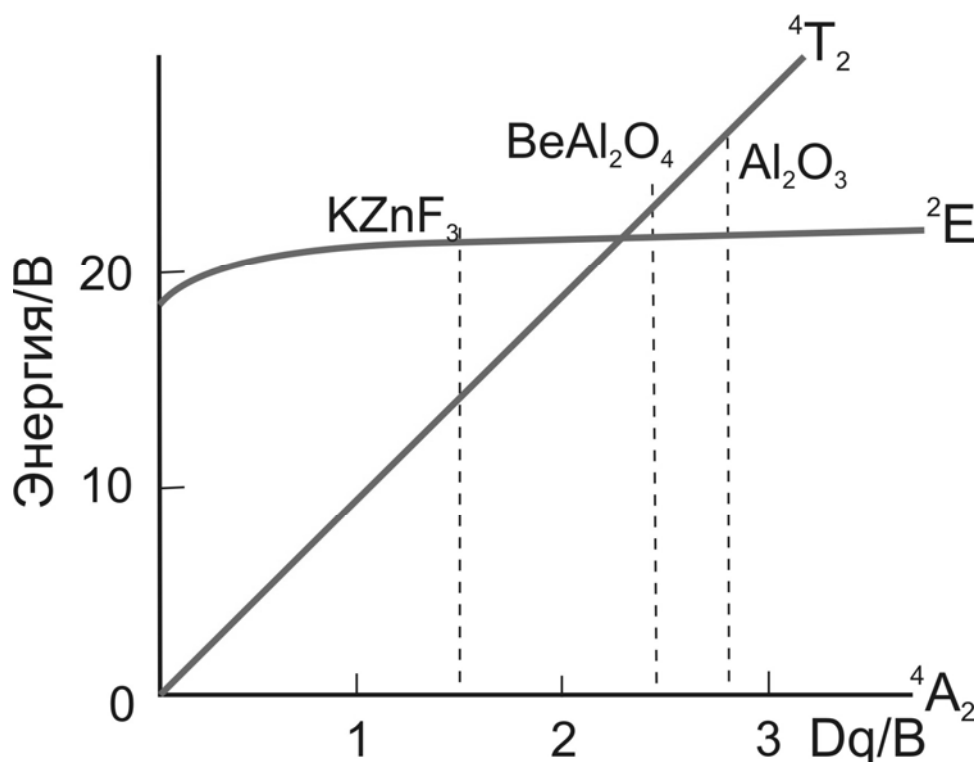


Рис. 5.2.2.3. Схема, иллюстрирующая вариабельность спектров люминесценции Cr^{+3}

Факт пересечения имеет кардинальное значение для свойств люминесценции. В области малых Dq до точки пересечения нижним метастабильным уровнем является уровень ${}^4T_2(t_2^2e)$, а при больших значениях Dq метастабильным уровнем является уровень ${}^2E(t_2^3)$. Так как эти уровни принадлежат разным конфигурациям свойства спектра люминесценции должны быть совершенно различны.

В случае рубина Al_2O_3 метастабильным является уровень ${}^2E(t_2^3)$ Электронно-колебательная структура и стоксовский сдвиг отсутствуют.

В случае кристалла KZnF_3 , наоборот, метастабильным является уровень ${}^4T_2(t_2^2e)$. Его конфигурационная кривая имеет положение минимума, сильно смещённое относительно минимума конфигурационной кривой основного состояния ${}^4A_2(t_2^3)$. Поэтому полосы как в спектре поглощения, так и в спектре люминесценции имеют большую ширину. Имеется значительный Стоксовский сдвиг. Лазер на этом материале имеет большой диапазон перестройки.

Случай кристалла BeAl_2O_4 (александрита) является промежуточным. Спектр люминесценции является наложением широкой полосы и узких

линий. Соотношение между этими компонентами зависит от температуры (рис. 5.2.2.4).

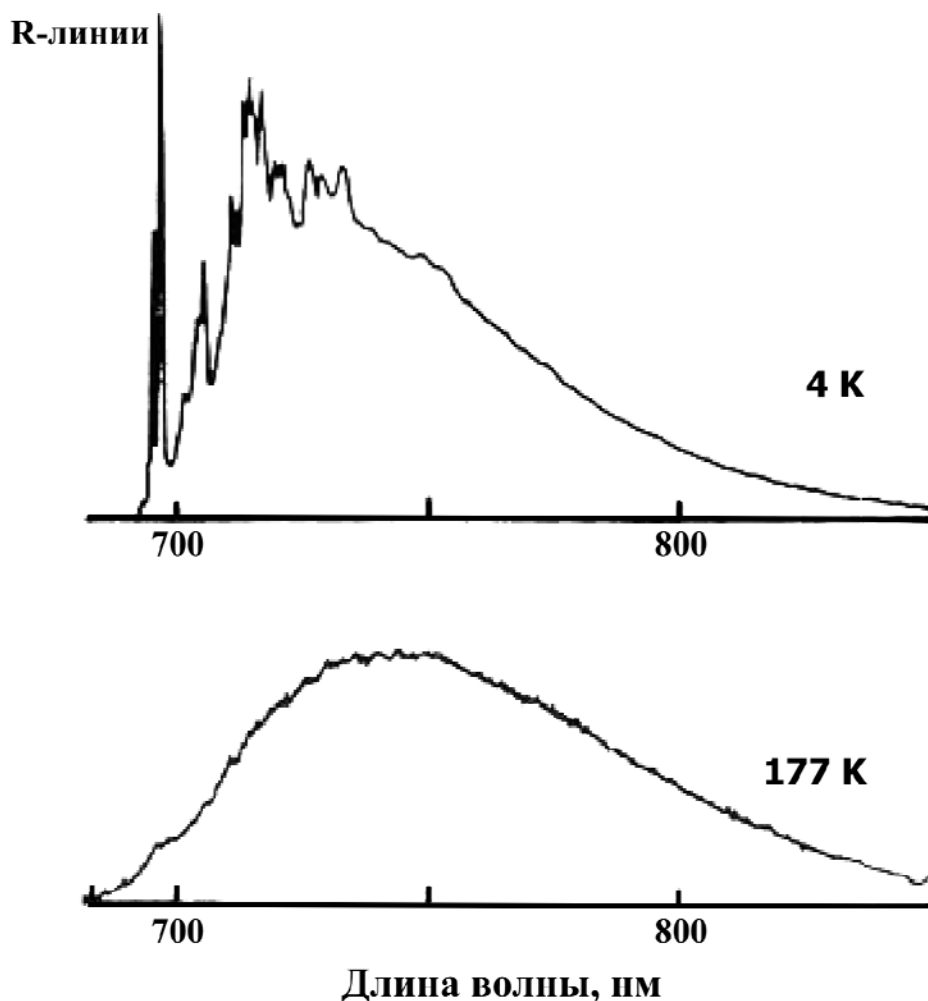


Рис. 5.2.2.4. ${}^4T_2(t_2^2e) \rightarrow {}^4A_2(t_2^3)$ люминесценция кристалла GSGG при разных температурах

Таким образом, на ионах Cr^{3+} могут быть получены лазеры с разными свойствами в зависимости от активируемой матрицы.

5.2.3. Лазеры на кристаллах с Cr^{2+} и Cr^{4+}

Ионы Cr^{2+} в основном используются для активации халькогенидов цинка $Cr^{2+}:ZnS$, $Cr^{2+}:ZnSe$, и $Cr^{2+}:ZnS_xSe_{1-x}$. Лазеры на этих кристаллах могут генерировать излучение в широком диапазоне 1.9 and 3.4 мкм при накачке в области 1.5–1.9 мкм. Несмотря на очень большую ширину полосы перестройки эти лазеры имеют сравнительно низкие значения порога генерации и могут работать при диодной накачке. При применении пассивного затвора они генерируют импульсы длительностью меньше 100 фмс.

Ионы Cr^{4+} используются в качестве активаторов кристаллов: YAG, MgSiO_4 (форстерит), гагаренит и других силикатов, а также германатов, апатитов и других кристаллов. Кристаллы, активированные ионами Cr^{4+} , генерируют в диапазоне 1.35–1.65 мкм, для Cr^{4+} :YAG 1.1–1.37 мкм для Cr^{4+} : MgSiO_4 . Длительность импульса 20 фмс была получена для Cr^{4+} : MgSiO_4 . Для накачки лазеров на Cr^{4+} часто используется лазер Nd:YAG.

Кристаллы гагаренита являются оптически двуосными (рис. 5.2.3) и это обязательно надо учитывать как при изготовлении активного элемента, так и при работе.

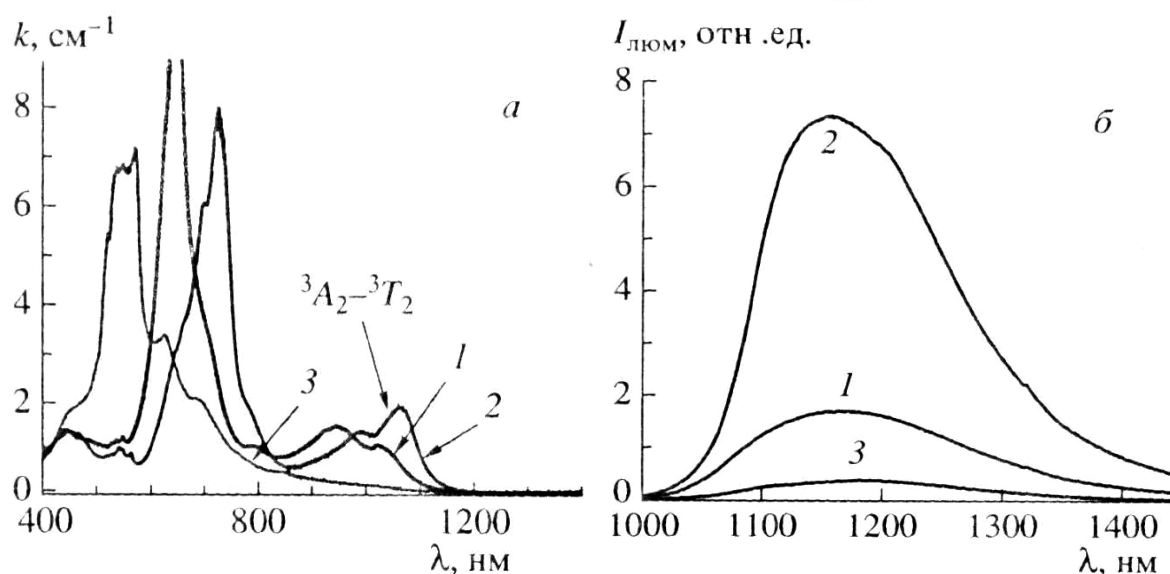


Рис. 5.2.3. Спектры поглощения (а) и люминесценции (б) кристалла гагаренита с Cr^{4+} . Цифры 1,2,3 соответствуют трём взаимно перпендикулярным направлениям поляризации

Лазеры этой группы часто называются «вибронными» лазерами.

ПРИЛОЖЕНИЕ

П.1. Спектрально-люминесцентные параметры оптических материалов и методы их определения

Для прохождения светом слоя материала толщины x (рис. П.1) его интенсивность $J(\nu, x)$ изменяется в соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера:

$$J(\nu, x) = J(\nu, 0) \cdot \exp[-k(\nu) \cdot x] \quad (\text{П.1.1})$$

здесь x – толщина слоя, $k(\nu)$ – коэффициент поглощения. В практически важном случае прохождения света через пластинку толщины d , учитывая однократное отражение от передней и задней граней, получаем для интенсивности света, вышедшего из образца:

$$J(\nu, d) = J(\nu, 0) \cdot (1 - R)^2 \cdot \exp[-k(\nu) \cdot d] \quad (\text{П.1.2})$$

здесь R – коэффициент отражения, который для большинства активированных лазерных сред можно считать слабо зависящей от частоты малой величиной. и использовать для него соотношение:

$$R = (n - 1)^2 / (n + 1)^2, \quad (\text{П.1.3})$$

где n – показатель преломления.

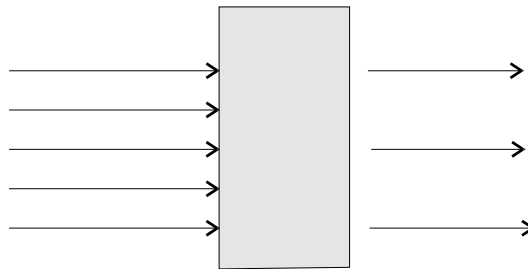


Рис. П.1. Прохождение света через слой материала

В случае наиболее распространённых силикатных стёкол $n \approx 1,5; R \approx 0,04$, что даёт ослабление сигнала на 8%. Чрезвычайно упрощает исследование спектров поглощения лазерных материалов то обстоятельство, что в подавляющем большинстве случаев частотная зависимость коэффициента отражения практически не сказывается на спектральном контуре полос, определяющих лазерные свойства материала. Поэтому при исследовании спектров, обычно, используют «метод базовой линии», описывающей монотонные незначительные изменения пропускания за счёт частотной зависимости коэффициента отражения. При исследовании одной, или нескольких полос РЗЭ, обычно, базовую линию считают прямой.

Обычно, спектры поглощения измеряются на спектрофотометрах. На выходе получают два типа данных: (1) пропускание в

процентах $-J(d)/J(0), \%$, (2) оптическую плотность $-\lg[J(0)/J(d)]$. После введения поправки на отражение, обычно, путём вычитания базовой линии значения плотности используют для определения коэффициента поглощения. Последняя пропорциональна коэффициенту поглощения.

$$k(\nu) = (1/d) \cdot \lg[J(\nu, 0)/J(\nu, d)] \quad (\text{П.1.4})$$

Обычно, значения коэффициента поглощения приводят в см^{-1} .

В случае лазерных материалов наиболее актуально поглощение света локальными оптическими центрами, типичными примерами которых являются ионы РЗЭ, и ионы переходных элементов. Для локальных центров вводится понятие сечения поглощения $-\sigma(\nu)$:

$$\sigma(\nu) = k(\nu) / N \quad (\text{П.1.5})$$

N – число локальных оптических центров в кубическом см. Имеет размерность $-\text{см}^{-3}$. Размерность сечения поглощения – см^2 .

Из сказанного выше следует, что спектры пропускания и оптической плотности являются характеристиками образца. При этом форма спектрального контура в шкале «пропускание» зависит от толщины образца, а в шкале «плотность» - не зависит. Спектр коэффициента поглощения является характеристикой материала, а спектр сечения – характеристикой оптического центра.

На схеме уровней оптические переходы, соответствующие поглощению света, изображаются сплошными стрелками, направленными вверх.

П.2. Люминесценция. Определение. Типичная схема наблюдения

После того как оптический центр после поглощения света оказался в возбуждённом состоянии возможно несколько различных сценариев. В аспекте настоящего пособия наиболее важным является обратный переход с излучением света. На схемах уровней он изображается сплошной стрелкой направленной вниз. Экспериментально такой переход проявляется как люминесценция, или стимулированное излучение - генерация. Чтобы прогнозировать генерационные свойства при изучении материалов исследуют люминесценцию (рис. П.2).

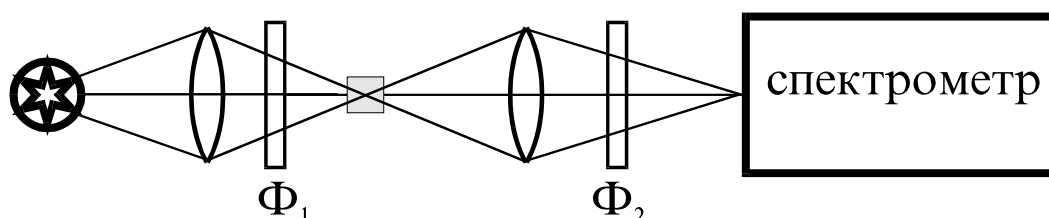


Рис. П.2. Типичная экспериментальная схема изучения

Фильтр Φ_1 пропускает только свет, возбуждающий люминесценцию, а фильтр Φ_2 – наоборот, - пропускает только свет люминесценции. В

случае отсутствия образца, или отсутствия люминесценции установка не регистрирует сигнала.

В определении понятия «люминесценция» подчёркиваются её отличия от теплового излучения и от рассеяния, с которыми её проще всего спутать. Люминесценцией называется излучение,

(1) представляющее собой избыток над тепловым излучением тела при данной температуре и

(2) имеющее длительность, значительно превышающую период световых волн.

П.3. Время затухания люминесценции

Остановимся на второй особенности люминесценции. Рассмотрим затухание люминесценции после выключения возбуждающего импульса. Плотность возбуждённых центров N^* будет уменьшаться. При этом скорость уменьшения будет пропорциональна текущей плотности возбуждений. Коэффициент пропорциональности A носит название коэффициента Эйнштейна для скорости спонтанного излучения.

$$dN^* = -N^* A dt \quad (\text{П.3.1})$$

Решая это простое уравнение, получаем простейший закон затухания люминесценции:

$$N^*(t) = N^*(0) \exp(-At) \quad (\text{П.3.2})$$

Таким образом, в случае, когда отсутствуют другие процессы дезактивации возбуждённого состояния, кроме спонтанного излучения, интенсивность люминесценции после выключения возбуждающего импульса убывает по экспоненциальному закону. Показатель экспоненты характеризует скорость спонтанного излучения A . Обычно используют обратную величину $A^{-1} = \tau_R$, которую называют радиационным временем затухания люминесценции.

Современная электроника позволяет с большой точностью измерять зависимость от времени интенсивности люминесценции после выключения возбуждающего импульса $-J(t)$. Измерения показывают, что эта функция отнюдь не всегда имеет вид экспоненты, а время уменьшения интенсивности в « e » раз может быть гораздо меньше радиационного времени. Эти факты говорят об участии нескольких процессов в дезактивации возбуждённого состояния. Исследование кинетики затухания люминесценции представляет собой мощный метод исследования этих процессов.

П.4. Спектр люминесценции

Спектр люминесценции описывает или спектральное распределение излучаемой энергии, или спектральное распределение излучаемых

квантов. Любое непрерывное (сплошное) распределение характеризуется функцией плотности, которая по своей математической природе является производной. Например, плотность распределения квантов люминесценции может быть введена следующим образом:

Пусть $\Delta m_{\nu, \nu + \Delta \nu}$ число квантов люминесценции, испускаемых в интервале $\nu, \nu + \Delta \nu$, то тогда очевидно, что это число пропорционально интервалу $\Delta \nu$:

$$\Delta m_{\nu, \nu + \Delta \nu} \approx \Delta \nu; \text{ или } \Delta m_{\nu, \nu + \Delta \nu} = g(\nu) \Delta \nu; \quad (\text{П.4.1})$$

Функция $g(\nu)$, появляющаяся как коэффициент пропорциональности, и есть плотность распределения квантов люминесценции, или спектр люминесценции:

$$g(\nu) = \Delta m_{\nu, \nu + \Delta \nu} / \Delta \nu \rightarrow dm(\nu) / d\nu \quad (\text{П.4.2})$$

Таким образом, в описанном случае спектр люминесценции есть производная $dm(\nu) / d\nu$.

Можно использовать довольно много разных определений спектра люминесценции. Но, во-первых, при любом определении спектр люминесценции возникает как функция плотности, а значит производная. Во-вторых. Хотя вид спектрального контура зависит от выбранного определения, все варианты контуров связаны однозначным образом.

Подробнее проблема изображения спектра излучения рассматривается в разделе «Излучение чёрного тела» курса оптики.

Экспериментально определяется эта функция путём сравнения с известной функцией: например, распределением плотности излучения для чёрного тела. Из определения ясно, что получаемый спектр $g(\nu)$ пропорционален частотному коэффициенту Эйнштейна $a(\nu)$.

П.5. Квантовый выход фотолюминесценции. Методы измерения абсолютного и относительного квантового выход

Согласно классическому определению абсолютный квантовый выход фотолюминесценции q равен отношению числа квантов, испускаемых образцом в единицу времени $m_{\text{люм}}$, к числу квантов, поглощаемых в единицу времени $m_{\text{погл}}$:

$$q = m_{\text{люм}} / m_{\text{погл}} \quad (\text{П.5.1})$$

Это феноменологическое определение, которое не вникает в микроскопическую картину явлений поглощения и излучения света. Поэтому оно не удобно для рассмотрения трансформации возбуждений в лазерных материалах, когда, обычно, важен вполне определённый способ накачки и дезактивация путём вполне определённого «лазерного» перехода.

Поэтому в фотонике часто используются другие определения квантового выхода. Например, широко используется представление о квантовом выходе люминесценции с определённого уровня $q(E_J)$, который определяется как отношение числа квантов $m_{изл}(E_J)$, излучаемых в единицу времени с уровня E_J к числу возбуждений, попадающих на этот уровень $m_{возб}(E_J)$ за то же время:

$$q(E_J) = \frac{m_{изл}(E_J)}{m_{возб}(E_J)} \quad (\text{П.5.2})$$

Прямое непосредственное определение абсолютного квантового выхода представляет значительные трудности, так как требует специальной установки, все части которой должны быть очень аккуратно исполнены (рис. П.5).

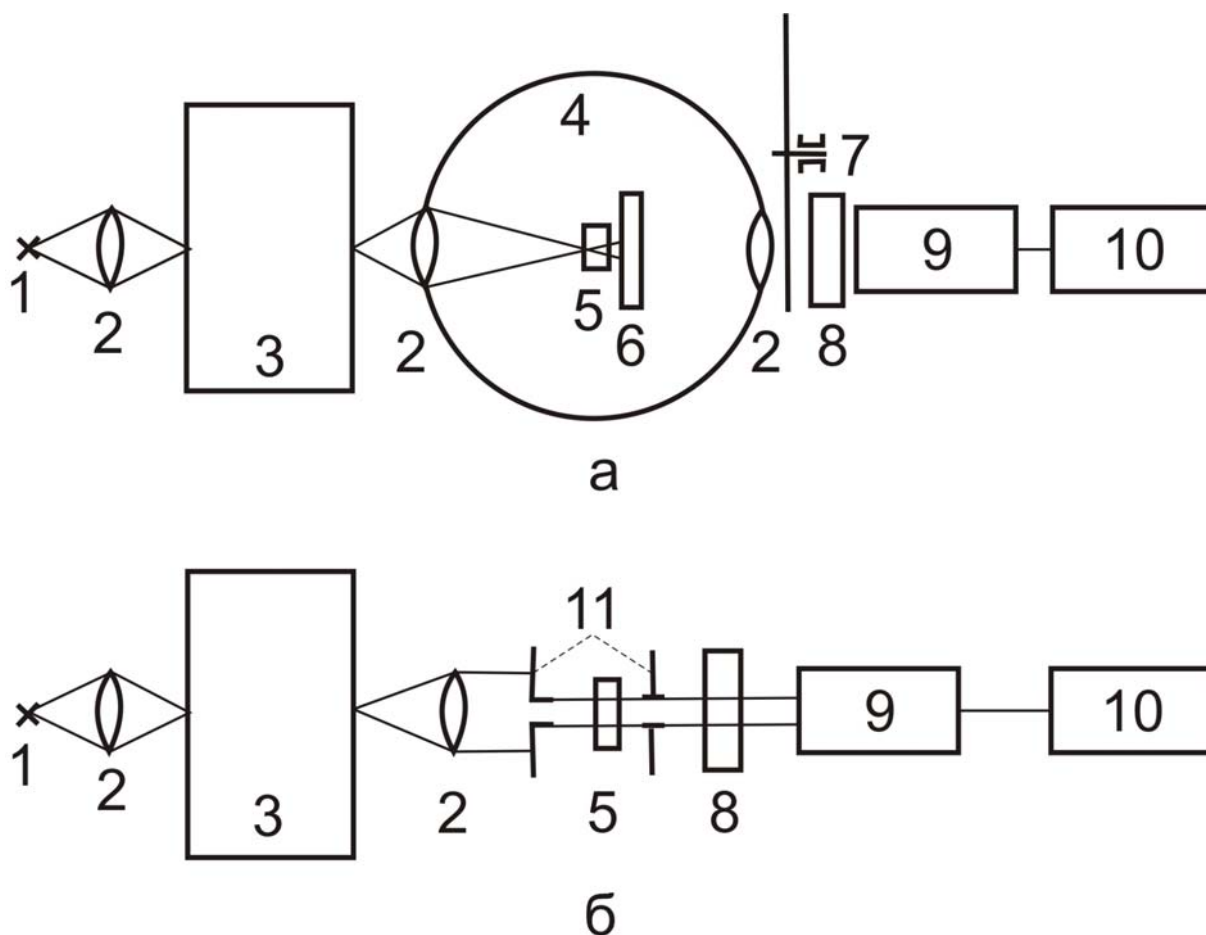


Рис. П.5. Схемы установок, применяемых для измерения квантового выхода люминесценции: 1 – источник возбуждения; 2 – линзы; 3 – монохроматор; 4 – интегрирующая сфера; 5 – образец; 6 – экран; 7 – модулятор; 8 – светофильтр; 9 – приёмник; 10 – регистрирующее устройство; 11 – диафрагма.

Для равномерного освещения приёмника сфера покрыта диффузно отражающим покрытием BaSO_4 :

$$q = \frac{J_{\text{люм}}}{J_{\text{возб}}^0 - J_{\text{возб}}} \cdot \frac{S_{\text{возб}}}{S_{\text{люм}}} \quad (\text{П.5.3})$$

здесь $J_{\text{люм}}$ – сигнал люминесценции;

$J_{\text{возб}}^0$ – сигнал, измеренный в спектральной области возбуждения без образца;

$J_{\text{возб}}$ – сигнал, измеренный в спектральной области возбуждения с образцом;

Разность $J_{\text{возб}}^0 - J_{\text{возб}}$ пропорциональна количеству поглощённого света;

$S_{\text{возб}}$ – чувствительность установки в спектральной области возбуждения;

$S_{\text{люм}}$ – чувствительность установки в спектральной области люминесценции.

Гораздо чаще чем абсолютный квантовый выход измеряют относительный квантовый выход, т.е. измеряют квантовый выход люминесценции относительно известного квантового выхода эталона. Для этого не нужен шар. Просто сравнивают интенсивности люминесценции и учитывают количество поглощённого света.

Косвенные измерения по значениям времени затухания люминесценции применяются в случае образцов одного типа - т.е. имеющих одинаковые спектры поглощения и люминесценции, но различающиеся только значениями квантового выхода. Например, такая задача возникает при производстве лазерных стёкол определённой марки. Величина квантового выхода стёкол в этом случае зависит от деталей используемой технологии удаления из расплава остаточных следов водорода («обезвоживания стекла»). В этом случае для квантового выхода люминесценции с лазерного метастабильного уровня E_J справедливо соотношение:

$$q(E_J) = \frac{A_{\Sigma}}{A_{\Sigma} + W_{\text{безызл}}} = A_{\Sigma} \cdot \tau \quad (\text{П.5.4})$$

Здесь A_{Σ} – суммарный коэффициент Эйнштейна, характеризующий общую вероятность спонтанных излучательных переходов с уровня E_J ;

$W_{\text{безызл}}$ – сумма вероятностей всех безызлучательных переходов, возникающих, в основном, из за «тушения» люминесценции $O - H$ группами. Так как время затухания люминесценции τ определяется суммой вероятностей обоих процессов то $\tau = (A_{\Sigma} + W_{\text{безызл}})^{-1}$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ельяшевич М.А. Атомная спектроскопия. Пособие для вузов // КомКнига, 2007. - 416 с.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика // М.: Высшая школа, 1989.
3. Берсукер И.Б. Электронное строение и свойства координационных соединений: Введение в теорию. — 3-е изд., перераб. // Л.: Химия, 1986. - 288 с.
4. Ребане К.К. Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов // М.: Наука, 1968. - 232 с.
5. Ермолаев В.Л., Бодунов Е.Н., Свешникова Е.Б., Шахвердов Т.Л. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения // М.: Наука, 1977. - 311 с.
6. Агранович В.М., Галанин М.Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах // М.: Наука, 1978. - 383 с.
7. Басиев Т.Т., Малышев В.А., Пржеvusкий А.К. Спектральная миграция возбуждений в активированных стёклах // М.: Наука, Сборник «Кинетическая лазернофлюоресцентная спектроскопия лазерных кристаллов», Т 46, с.86-136.
8. Пржеvusкий А.К. Оптическое материаловедение: моделирование оптических материалов и процессов. Пособие //
9. Осико В.В. Лазерные материалы // М.: Наука, 2002. - 496 с.
10. Каминский А.А. Лазерные кристаллы // М.: Наука, 1975.
11. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. Фосфатные лазерные стёкла // М.: Наука, 1980.
12. Звелто О. Принципы лазеров // М.: Мир, 1990.
13. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике // М.: Наука, 1983.
14. Каминский А.А., Антипенко Б.М. Многоуровневые функциональные схемы кристаллических лазеров // М.: Наука, 1989.
15. Ливер Э., Электронная спектроскопия неорганических соединений // М.: Мир, 1987, т.1,2.
16. Rudiger Paschota Encyclopedia of Laser Physics and Technology

Часть II. ЛАЗЕРНЫЕ КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СРЕДЫ В СОВРЕМЕННЫХ ПРИЛОЖЕНИЯХ

1. НЕОДИМОВЫЕ СТЕКЛА В СОВРЕМЕННОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ

1.1. Общие сведения об управляемом термоядерном синтезе

Запасы ископаемого топлива (нефти, газа, угля) неуклонно истощаются, новые месторождения открываются с трудом, время их безудержной эксплуатации определено уходит. Нефть и газ закончат свою карьеру уже в этом веке. А между тем доля ископаемых источников в мировой энергетике сейчас больше 80%. Что придет на смену тепловым электростанциям (ТЭС)? Атомная энергия, производство которой в индустриальных странах многократно выросло, а в некоторых из них (Франция, Япония) покрывает значительную часть энергетического бюджета (50–70%), могла бы решить дело. Электроэнергия, производимая АЭС, самая дешевая. Эти станции не сжигают атмосферный кислород, как ТЭС, не загрязняют атмосферу гигантскими выбросами вредных газов и пыли. Однако в современном виде они несут угрозу радиационного загрязнения среды – при непредвиденных авариях и возможных атаках террористов. Хранение радиоактивных отходов отработанного топлива – другая серьезная трудность. Успешно решая энергетическую задачу сегодня, атомная энергетика создает будущим поколениям еще более сложную экологическую проблему.

Возобновляемые источники энергии – вода рек, излучение Солнца, морские приливы, ветер – не могут пока внести заметный вклад в энергетику по причине малой мощности и высокой себестоимости электроэнергии, хотя их заметный прогресс (особенно солнечной энергетики) вселяет уверенность в широком применении уже в этом веке. Основные надежды возлагаются на развитие в ближайшие десятилетия (пока окончательно не истощатся сырьевые запасы ископаемого топлива) термоядерного метода получения энергии.

1.1.1. Управляемый термоядерный синтез

Идея неисчерпаемого энергетического источника, основанного на реакции синтеза легких ядер, была подсказана звездами. Решая проблему «за счет чего светят звезды», астрофизик А.Эддингтон предположил, что в их центральной зоне, где температура достигает миллионов градусов, происходят ядерные реакции, в которых масса ядер уменьшается на величину Δm и, в соответствии с формулой А.Эйнштейна, выделяется энергия $E = \Delta mc^2$, где c – скорость света. Плеяда физиков XX в., среди которых был и наш Г.Гамов, развила идею Эддингтона в законченную теорию термоядерного (ТЯ) горения, блестяще подтвержденную

экспериментами с солнечными нейтрино, поток которых образуется в ТЯ-реакциях.

Первым практическим применением рукотворного ТЯ-источника стала водородная бомба, в которой была осуществлена неуправляемая реакция синтеза тяжелых изотопов водорода – дейтерия ${}^2\text{H}$ (D) и трития ${}^3\text{H}$ (T) – с образованием гелия (${}^4\text{He}$) и нейтрона (n):



В этой реакции выделяется энергия 17,6 МэВ. Впервые о возможности создания сверхмощного оружия на основе реакции (1) заявили Ю.Б.Харитон и профессора МИФИ И.И.Гуревич, Я.Б.Зельдович и И.Я.Померанчук в докладной записке, направленной в 1946 г. правительству СССР («Успехи физических наук», 1991, т. 161, с. 171).

Быстрая реализация водородной бомбы в начале 50-х гг. создала иллюзию столь же быстрого успеха управляемого термоядерного синтеза (УТС) с целью получения энергии – практически неисчерпаемого, экологически чистого источника. Чтобы не доводить дело до взрыва, реакция (1) должна протекать в малых дозах – в разреженной и очень нагретой дейтерий-тритиевой плазме. Высокая температура (в десять раз выше температуры центра Солнца) нужна для того, чтобы ядра дейтерия и трития сближались на расстояние действия ядерных сил (приблизительно 10^{-13} см), преодолевая кулоновское отталкивание. Плотность плазмы порядка 10^{14} атом/см³ (10^{-5} от плотности газа при нормальном давлении) ограничена возможностью ее удержания магнитным полем, препятствующим тепловому разлету. Генеральным направлением УТС стало предложение И.Е.Тамма и А.Д.Сахарова (1952 г.) о магнитном удержании плазмы. Плазма – сгусток заряженных частиц (ядер и электронов) – должна быть заключена в магнитную ловушку, где она может нагреваться до нужной температуры, будучи изолированной от стенок реактора. Еще одно условие УТС – сохранение высокой температуры дейтерия и трития достаточно долго (не меньше 1 с), чтобы энерговыделение за счет реакций синтеза превысило затраты энергии на создание и разогрев плазмы. На этом пути были разработаны десятки экспериментальных установок, получивших название токамак (токавая камера с магнитными катушками).

Условия оказались технически сложными и энергетически «затратными»: температура – не ниже 100 млн градусов, напряженность удерживающего магнитного поля – десятки тысяч эрстед, требуемый объем горячей плазмы – сотни кубических метров. Столь высокие требования и непредсказуемость поведения плазмы привели к тому, что «прямой путь» затянулся на полстолетия и только сейчас привел

исследователей к возможности создания реактора с положительным выходом энергии (рис. 1.1.1).

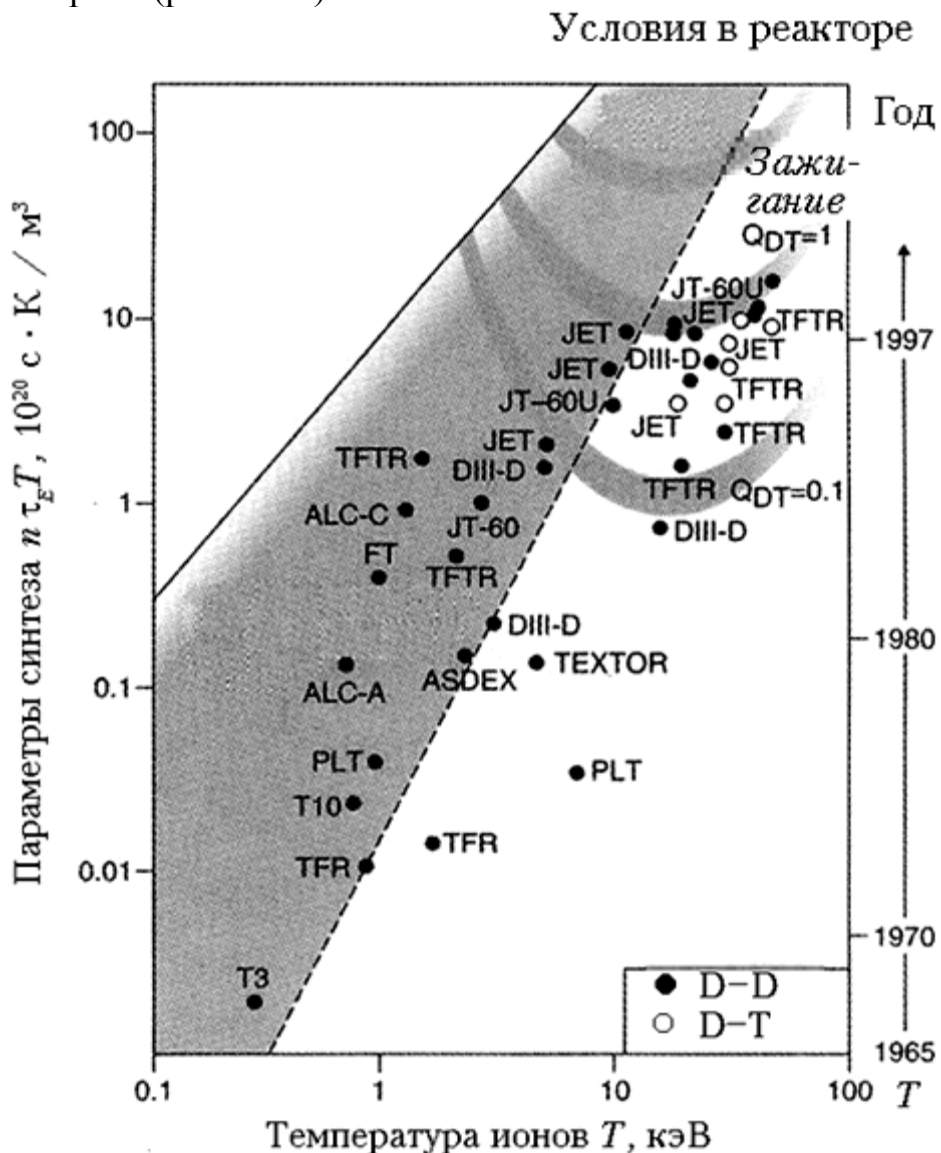


Рис. 1.1.1. На пути к реактору-токамаку с положительным выходом энергии (1965–1998 гг.). Q_{DT} – отношение термо-ядерной энергии к энергии разогрева плазмы

Длительная затыжка УТС вызвала, с одной стороны, серьезные сомнения в практической возможности создания термоядерных электростанций, с другой, – появление альтернативных путей ядерного синтеза. Столбовой тракт к желаемому энергетическому изобилию разделился на много дорог и троп, ведущих в общем нужном направлении, с заранее неизвестными трудностями. Какие из них окажутся непроходимыми, а какие, преодолев преграды, выведут к заветной цели?

1.1.2. Проект ITER

Самым «продвинутым», доведенным до инженерного решения, является крупный проект ITER (International Thermonuclear Experimental

Reactor), уже более 10 лет разрабатываемый «большой четверкой» (США, Европой, Россией и Японией) и практически рассчитанный «до последнего болта». ITER – это очередной гигантский шаг в развитии метода токамака и весьма сложное, дорогое предприятие. Даже в новом, «урезанном» варианте его стоимость составляет 4 млрд долларов!

Все физические задачи, связанные с поведением плазмы в магнитном поле (ее разогрев, подавление неустойчивостей, приводящих к охлаждению), – считаются решенными на предыдущих установках, но множество инженерно-технических вопросов (радиационная стойкость материалов, выбор оптимальных режимов, переход к непрерывному горению) еще ждут своего решения. Размеры установки, ее уникальное приборное оснащение так велики, а ожидаемые результаты настолько ответственны, что до сих пор не принято окончательного решения о создании ITER. Не достигнуто согласия о сроках и месте строительства, о составе консорциума. Американская сторона, несколько лет назад вышедшая из числа участников проекта, сейчас, убедившись в отсутствии реальных альтернатив, вновь готова принять участие на этапе строительства. Ряд новых стран (Индия, Китай) хотят присоединиться к проекту. Наиболее заинтересованы страны, лишенные природных источников (Англия, Франция, Германия, Япония) и чувствующие сильнее других угрозу энергетического кризиса. Россия, родоначальница исследований по УТС, где они велись широким фронтом, принимает участие в основном своими разработками токамаков и огромным накопленным опытом. Координатор работ – научный центр «Курчатовский институт».

На рис. 1.1.2 показана схема ITER. Его главные параметры: мощность 500 МВт, отношение энергии ТЯ-синтеза к энергии дополнительного нагрева не менее 10, время горения плазмы 400 с (с переходом на непрерывный режим), большой и малый радиусы тора 6,2 м и 2 м соответственно, объем плазмы 840 м³, ток плазмы 15 МА. Грандиозная установка, превышающие критические значения параметры плазмы.

Если строительство начнется в ближайший год, специалисты прогнозируют к 2030 г. создание первой ТЯЭС и начало коммерческой эксплуатации «искусственного солнца». Здесь еще неизбежно встретятся преграды и «непредвиденные обстоятельства». Как видно, ожидать быстрого включения ТЯ-синтеза в мировую энергетическую упряжку вряд ли следует.

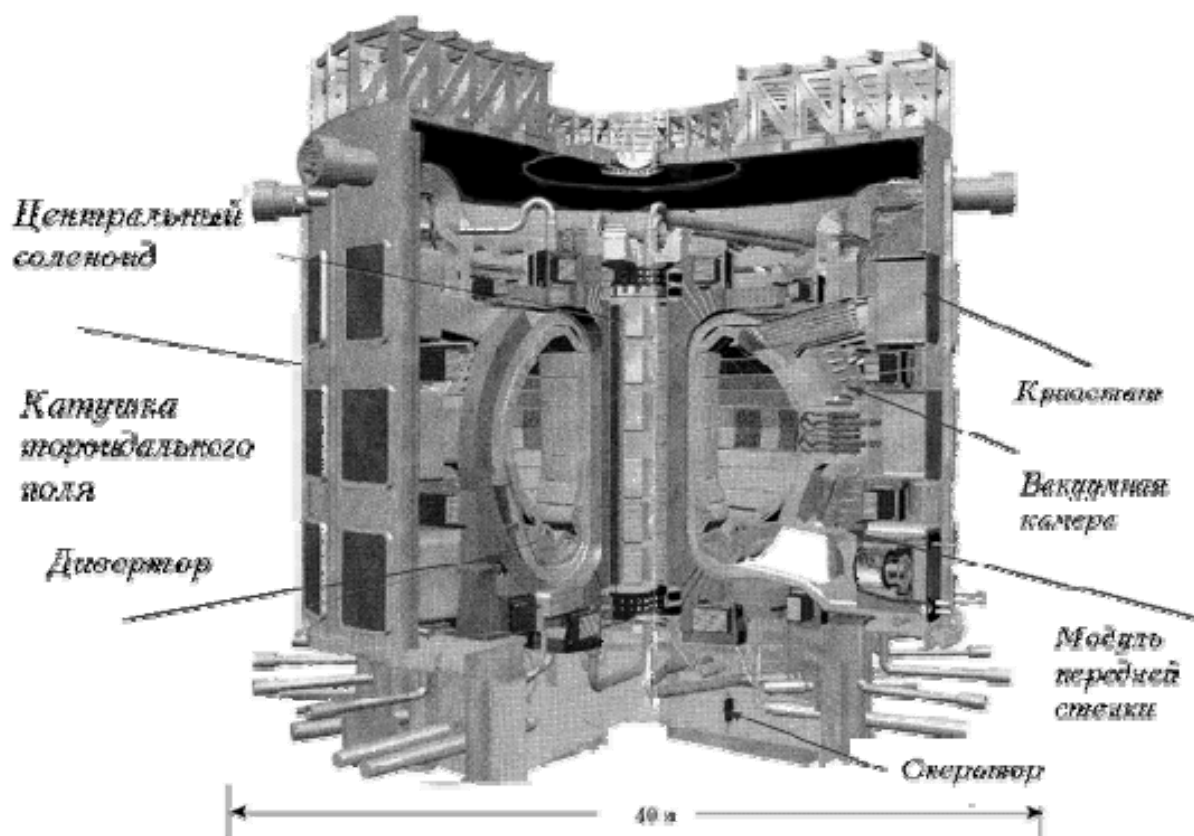


Рис. 1.1.2. Общий вид проектируемого реактора ITER-FEAT, в котором будет получен энергетически выгодный термоядерный синтез

В настоящее время самые высокие параметры плазмы получены на крупных установках «Токамак-15» (Россия), TFTR (США), JET (Европа), JT-60 (Япония), которые были чисто исследовательскими и не использовали дейтерий-тритиевую смесь (по причине радиоактивности трития). Их цель – проверка теории, описывающей поведение высокотемпературной плазмы, на основе которой делаются расчеты более крупных промышленных установок. Можно считать, что плазма сейчас ведет себя вполне предсказуемым образом и исследования уже достигли границы энергетически выгодного УТС ($Q = 1$ на рис. 6.1.1). В некоторых случаях эта граница по отдельным параметрам даже пройдена: получена температура 400 млн град., в 4 раза больше минимально необходимой (JT-60), энергетический выход $Q = 1,25$ (JT-60U), мощность реактора в течение 1 с составляла 10 МВт (TFTR) и 16 МВт (JET).

ITER-FEAT – еще более крупная экспериментальная установка, по-видимому, последняя перед созданием демонстрационного промышленного ТЯ-реактора. Главное направление ее исследований:

- оптимизация работы всех действующих агрегатов реактора;
- повышение мощности в 50 раз и достижение уровня крупных современных ТЭС;
- увеличение времени жизни горячей плазмы до минут с последующим

переходом на непрерывное (часы, дни) горение (достижение «границы горения» на рис. 1.1.1);

– решение вопроса регенерации трития (работа дивертора);

– решение ряда важнейших технических задач по надежности и эффективности эксплуатации промышленного реактора.

1.1.3. Инерциальный термоядерный синтез

Необходимые критерии УТС можно получить, как показал А.Д.Сахаров в 1960 г., и не удерживая плазму магнитным полем. Без какого-либо капкана – позволяя нагретой d–t-плазме, в которой протекают реакции синтеза, свободно разлетаться во все стороны. Разлету плазмы препятствует инерция ее частиц, обладающих массой. Даже очень нагретая плазма, созданная быстрым внешним облучением, будет «инерциально» удерживаться в течение наносекунд (10^{-9} с). Столь короткое время, предоставленное для ТЯ-реакций, должно быть скомпенсировано высокой плотностью плазмы, которая, согласно расчетам, должна в 100 раз превосходить плотность твердого тела. Вместо очень разреженной, но долго удерживаемой магнитным полем плазмы предлагается противоположное ее состояние – очень плотная и короткоживущая. А результат тот же – превышение энергии, выделяемой в реакциях синтеза, над энергетическими затратами. «Инерциальный термояд» – это путь отдельных микровзрывов d–t-мишеней (размером около 1 мм), следующих с определенной частотой, наподобие вспышек бензина в цилиндрах двигателя внутреннего сгорания.

Конкретный путь реализации был указан Басовым Н.Г. и Крохиным О.Н. в 1964 г. – обжимать и нагревать d–t-мишени мощными лазерными пучками, самой природой предназначенными для быстрого ввода в малый объем огромной порции энергии. Это направление получило название лазерного термояда. За прошедшие 40 лет лазерный метод проделал большой путь. Были созданы многопучковые установки (десятки лазерных пучков), которые позволяли синхронно сбрасывать импульсы лазерного излучения на сферические мишени, добиваясь их равномерного сжатия и разогрева. Были разработаны сверхкороткие импульсные лазеры (10^{-15} с), наиболее пригодные для УТС, и многослойные мишени, сжимаемые равномерно без потери формы. Плотность в фокусе лазерного луча достигла 10^{18} Вт/см².

Устройства для получения энергии типа реакторов токамак должны, в принципе, работать в непрерывном режиме или удерживать плазму довольно долго – несколько секунд. Но существует и другой способ получения условий для проведения термоядерной реакции – так называемое инерциальное удержание плазмы. Основан он на инерции вещества, которое при резком повышении температуры разлетается не

сразу, давая возможность пройти реакции во всем объеме. Одно из его направлений - применение мощного лазерного излучения.

1.2. Лазерный термоядерный синтез: общие представления

Современные лазеры способны за короткий промежуток времени - около 10^{-10} секунды - сконцентрировать энергию в чрезвычайно малом объеме - порядка 10^{-6} см³. Это позволяет получить наиболее высокое на сегодняшний день контролируемое выделение энергии - до 10^{20} Вт/см². Лазерные импульсы сжимают термоядерное "горючее" - смесь дейтерия D с тритием T - примерно в $5 \cdot 10^4$ раз и нагревают его до температуры 10 кэВ (около 120 миллионов градусов). При этих условиях (сохраняющихся только на время действия лазерного импульса) может начаться термоядерная реакция с выделением нейтронов (n) и большого количества энергии (1).

Установка для лазерного термоядерного синтеза представляет собой камеру, в которую помещается дейтерий-тритиевая мишень (рис.1.2.1). Мишень может быть прямого облучения (рис. 1.2.2,а) или непрямого облучения, т.е. через оболочку (рис. 1.2.2,б). На мишени фокусируется излучение нескольких мощных импульсных лазеров. Мишень представляет собой сферическую ампулу, содержащую несколько миллиграммов дейтериево-тритиевой смеси в виде льда (при температуре ниже 14 К) или газа под давлением до сотен атмосфер. Ампула окружена несколькими оболочками (рис. 1.2.2,б, рис. 1.2.3). Внутренние оболочки и экраны предохраняют содержимое от перегрева; внешняя, испаряясь под действием лазерного импульса, разлетается и создает реактивный импульс, который, складываясь со световым давлением, сжимает содержимое мишени.

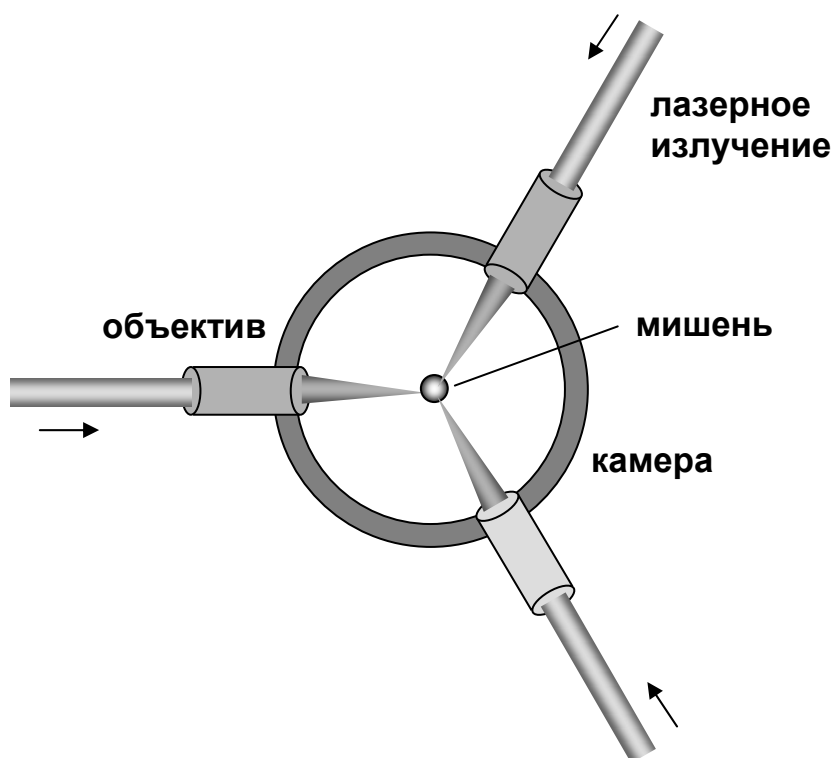


Рис. 1.2.1. Общая схема лазерного термоядерного синтеза. Излучение нескольких мощных лазеров одновременно фокусируется в камере на дейтерий-тритиевую мишень размером несколько мм

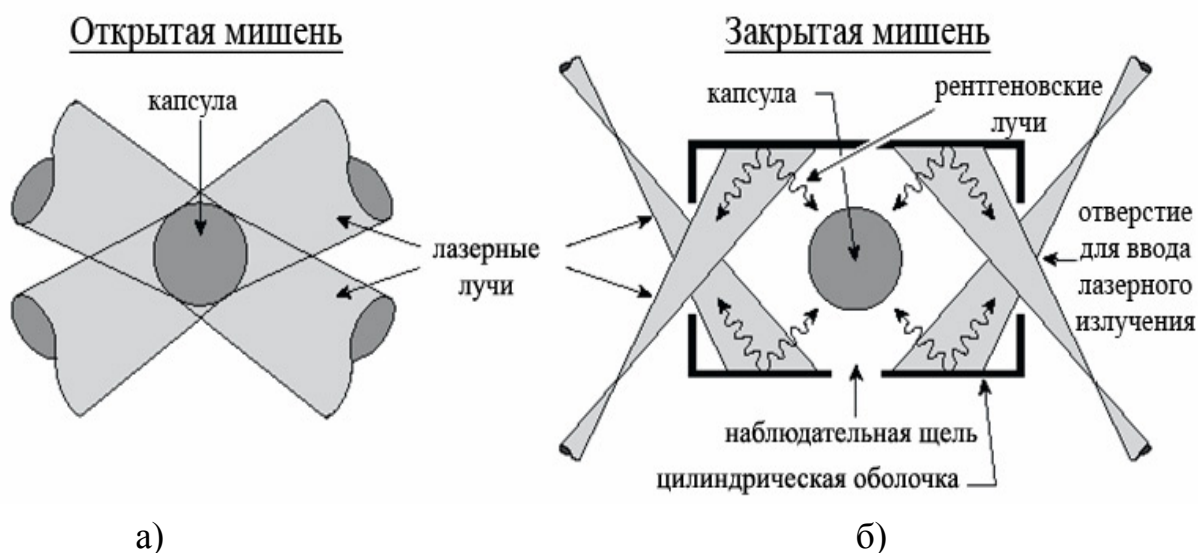


Рис. 1.2.2. Мишени для лазерного термоядерного синтеза: а) прямого облучения; б) непрямого облучения

Лазерные импульсы, несущие энергию порядка 10^{14} Вт, фокусируются на мишени симметрично со всех сторон. Оболочка ампулы за время, гораздо меньшее длительности импульса, испаряется, ее

вещество ионизируется и превращается в плазму (так называемую корону), которая разлетается со скоростью до 1000 км/с.

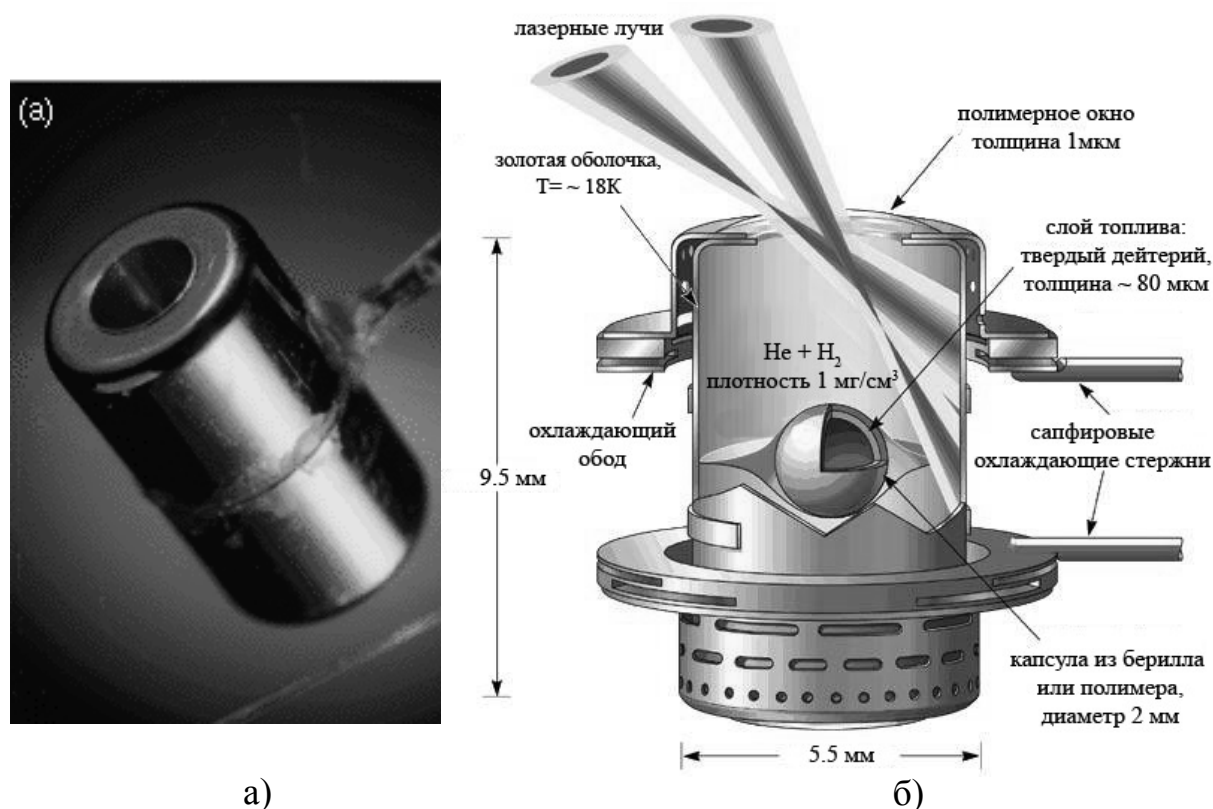


Рис. 1.2.3. Мишень непрямого облучения: а) вид снаружи, б) вид в разрезе. Капсула с изотопами водорода окружена двухслойной оболочкой. Снаружи мишень покрыта медью или полимерной пленкой толщиной 10-15 микрон, внутри - более толстым слоем железа, золота, индия, алюминия или других материалов. Лазерная вспышка испаряет металл, и его пары сжимают капсулу, запуская термоядерную реакцию

Лазерное излучение взаимодействует с плазмой по очень сложным законам и нагревает ее. Энергию из короны переносят в плотные слои мишени "горячие" электроны. Тепловой поток испаряет и нагревает новые слои оболочки, в результате чего вся энергия лазерного импульса превращается в тепловую и кинетическую энергию разлетающегося вещества. Его отдача и тепловое давление создают на границе испарения импульс сжатия более 10^6 атмосфер. Плотность вещества в периферийной части мишени возрастает до $10^2 - 10^3$ г/см³, а в центральной - до 5 - 50 г/см³. При этих условиях во всей массе дейтериево-тритиевой смеси возникает термоядерная реакция.

Тепло, полученное в ходе реакции, может быть преобразовано в электроэнергию или использовано непосредственно. Но для получения энергии необходимо построить промышленный лазерный термоядерный реактор, а на пути его создания имеется ряд технологических трудностей.

1.3. Требования к лазерам для термоядерного синтеза

К лазерам теория предъявляет крайне жесткие требования. Согласно оценкам, лазеры должны иметь КПД не ниже 10% при энергии излучения 1-3 МДж, иначе вся выработанная термоядерная энергия попросту уйдет на питание самого лазера. При этом длительность лазерного импульса должна находиться в субнаносекундной области (менее 10^{-9} с) при частоте повторения вспышек 1-10 Гц, то есть "стрелять" лазер должен очень короткими импульсами со скоростью минимум раз в секунду. Десятки лазерных каналов должны стоять на расстоянии 30 - 50 метров от реактора и обеспечивать фокусировку излучения на мишень размером 1 сантиметр. Неоднородность интенсивности облучения мишени не может превышать 5%, а сама мишень должна быть изготовлена с точностью 1%. Мишени - ампулы с дейтериево_тритиевой смесью нужно подавать в реактор несколько раз в секунду, с высокой точностью фиксируя их в центре реактора. Значительно более серьезными представляются трудности, связанные с лучевой прочностью лазерных материалов, оптических элементов, стабильностью работы и т. д. Так, лазер, пригодный для термоядерного реактора, должен давать порядка ста миллионов импульсов излучения без замены элементов и юстировки. Только при выполнении всех этих условий коэффициент усиления реактора (отношение выделившейся термоядерной энергии к энергии лазеров) может достигнуть $10^2 - 10^3$. Таким образом, видно, что лазерная установка для термоядерного синтеза представляет собой сложнейшую систему с очень серьезными требованиями.

Какие на сегодняшний день достигнуты результаты по лазерному термоядерному синтезу?

В 1995 году на установке "Омега" был поставлен своего рода мировой рекорд - нейтронный выход составил 10^{14} нейтронов (российская "Искра" дала $6 \cdot 10^9$ нейтронов). Плотность сжатого материала оболочки 120 г/см^3 , достигнутая на установке "Гекко-12", в 600 раз превысила плотность твердого дейтерий-тритиевого газа. Полученная на "Нове" плотность сжатого дейтерий-тритиевого газа составила 20 г/см^3 . На "Искре-5" зафиксирована температура ионов до 7 кэВ. На установках "Нова" и "Искра-5" скорость оболочки мишени приблизилась к $3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. На "Гекко-12" температура рентгеновского излучения в полости мишени достигла 240 эВ, на установке "Искра-5" - 170 эВ. Эти результаты свидетельствуют, что достичь необходимой плотности топлива для его зажигания вполне реально. Они хорошо соответствуют расчетно-теоретическим моделям, которые определяют необходимую величину энергии лазерного излучения и его параметры - форму импульса, длину волны, число пучков, расходимость излучения, точность наведения на

мишень и многие другие характеристики, позволяющие в конце концов зажечь термоядерную реакцию в лабораторных условиях.

1.4. Конструкция лазера для термоядерного синтеза

Рассмотрим конструкцию лазера для термоядерного синтеза на примере американской установки «Nova». Лазерная установка состоит из нескольких усилительных каналов. Например в установке «Nova» их число достигает 20. Каждый канал достигает длины сотни метров и состоит из следующих основных элементов (рис. 1.4):

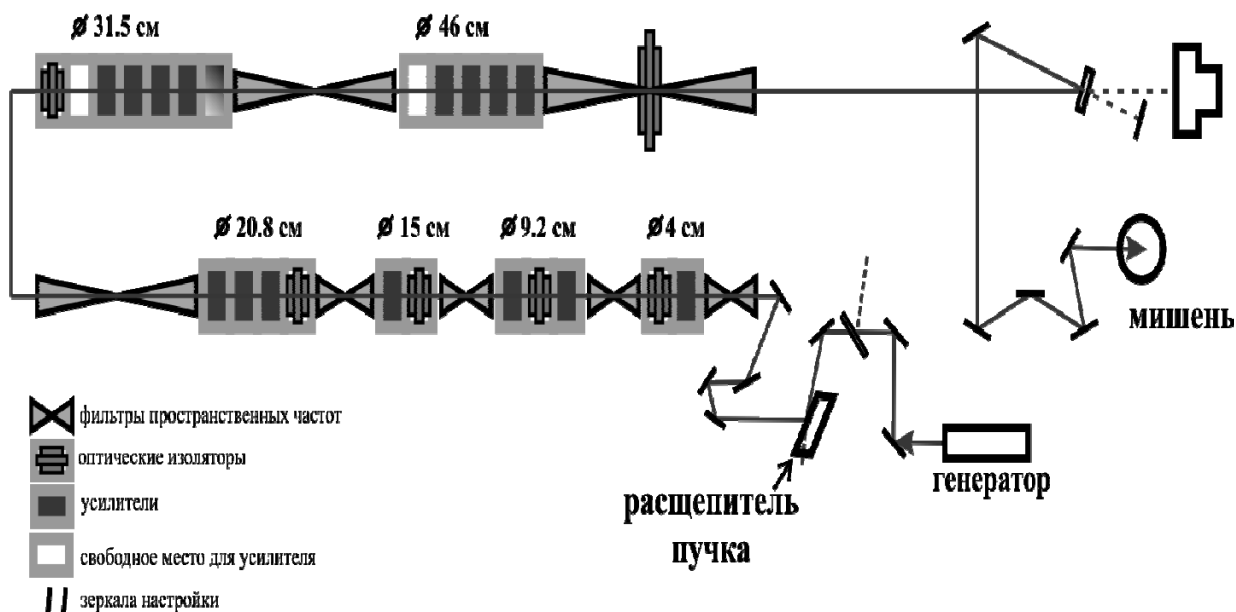


Рис. 1.4. Оптическая схема одного усилительного канала лазерной установки «Nova» (LLNL, USA). В усилительном канале излучение от задающего генератора расширяется при помощи объективов (от 4 см в диаметре до 46 см), проходя систему пространственных фильтров, оптических изоляторов и каскадных усилителей

- задающий генератор (устройство, которое формирует основной лазерный импульс, например лазер на фосфатном стекле генерирующий на длине волны 1.064 мкм);

- объективы для расширения пучка (лазерный пучок диаметром 4 см от задающего генератора проходит каскад расширителей, в результате на выходе усилительного канала пучок расширяется в диаметре до 50 см. Этот прием делается для того, чтобы уменьшить плотность энергии излучения и избежать разные нелинейные эффекты, сопровождающиеся при взаимодействии высокоинтенсивного излучения с оптическими элементами - изменение показателя преломления, приводящее к искажению волнового фронта, самофокусировка, оптический пробой, образование центров окраски и т.д.

- пространственные фильтры (эти элементы задают форму лазерного пучка и служат для получения высококачественного распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка);

- оптические изоляторы (В системах, состоящих из десятков оптических элементов и работающих в мощных световых потоках, существует много пучков-бликов, переотраженных от передних и задних поверхностей оптических элементов, Эти блики могут интерферировать и разрушать оптические элементы. Оптические изоляторы пропускают свет в одном направлении, при этом нежелательные блики в противоположном направлении распространения пучка отсутствуют. Рассмотрим одну из многочисленных схем оптического изолятора. Оптические изоляторы делаются на основе специальных электро- или магнитооптических материалов, в которых действием приложенного внешнего электрического или магнитного поля наводится двойное лучепреломление. Перед изолятором помещается поляризатор. Линейно поляризованный луч лазера, проходя через такую систему, поворачивает свою плоскость поляризации на 45 градусов. Отраженный назад пучок-блик от оптических элементов, находящихся за оптическим изолятором, возвращается в изолятор и поворачивается еще на 45 градусов. В результате чего, плоскость поляризации отраженного пучка-блика составляет угол 90 градусов с осью переднего поляризатора, и этот нежелательный блик полностью гасится).

- системы слежения и коррекции волнового фронта. (Чтобы сфокусировать лазерный пучок диаметром 50 см в мишень 1 мм, он должен иметь идеальный волновой фронт. В свою очередь, волновой фронт лазерного пучка, проходя через сотни оптических элементов и сотни метров, сильно искажается. Для этого на протяжении всего усилительного канала существуют специальные системы для слежения и коррекции волнового фронта).

- каскад оптических усилителей (оптический усилитель для лазерного термоядерного синтеза, кроме гигантских размеров, мало, чем принципиально отличается от обычных оптических усилителей. В качестве активной среды используется неодимовое фосфатное стекло. Неодим работает по четырехуровневой схеме, при этом используется его основной переход на 1.64 мкм. Активные элементы из неодимового стекла представляют собой диски диаметром от 4 см и до 50 см и толщиной 3-5 см. Диски накачиваются специальными импульсными лампами. Подробно принцип работы оптического усилителя описан в разделе 2. Каскад последовательных усилителей усиливает сигнал от задающего генератора и доставляет излучение к мишенной камере.

Таким образом, каскад оптических усилителей на неодимовом стекле представляет собой главный узел в усилительном канале, который определяет мощность лазера. Основная задача при работе с десятками оптических усилителей – это синхронизовать их работу в одном канале и, что самое главное, синхронизовать работу всех 20 каналов. Т.е. на мишень надо направить одновременно 20 лазерных импульсов, прошедших через каскад усилителей.

1.5. Лазерные установки: общие представления и характеристики

Лазерные установки для термоядерного синтеза представляют собой гигантские сооружения, в результате чего им присваиваются собственные имена. Например:

- «Дельфин-1» (ФИАН, Москва, СССР)
- «Nova» (Lawrence Livermore National Laboratory - LLNL, USA)
- «Omega» (University of Rochester, USA)
- «NIF» - National Ignition Facility (LLNL, USA)
- «Gekko-12» (Osaka, Japan)
- «Febus» (France)
- «Искра-5» (РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, РФ)
- «Искра-6» (РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, РФ).

Рассмотрим характеристики некоторых из них. На рис. 1.5.1 и 1.5.2 показан общий вид лазерной установки «Nova» и ее мишенная камера. Лазерная установка имеет следующие характеристики:

- Число лазерных каналов - 20
- Длина волны излучения - 0.35 мкм
- Активные элементы из неодимового фосфатного стекла
- Энергия в импульсе - 40 КДж
- Мощность - 16 ТВт
- Длительность импульса - 2 нс
- Диаметр камеры - 4 м
- Диаметр мишени - 1 мм.

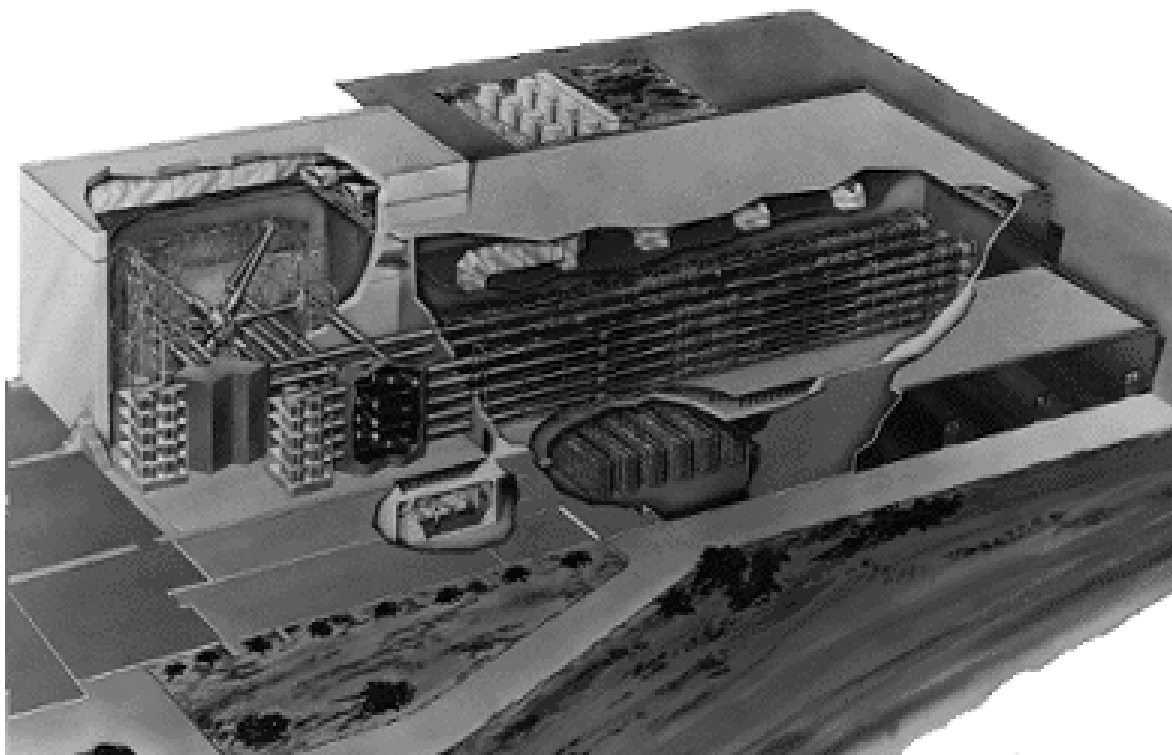


Рис. 1.5.1. Общий вид лазерной установки «Nova» (LLNL, USA)

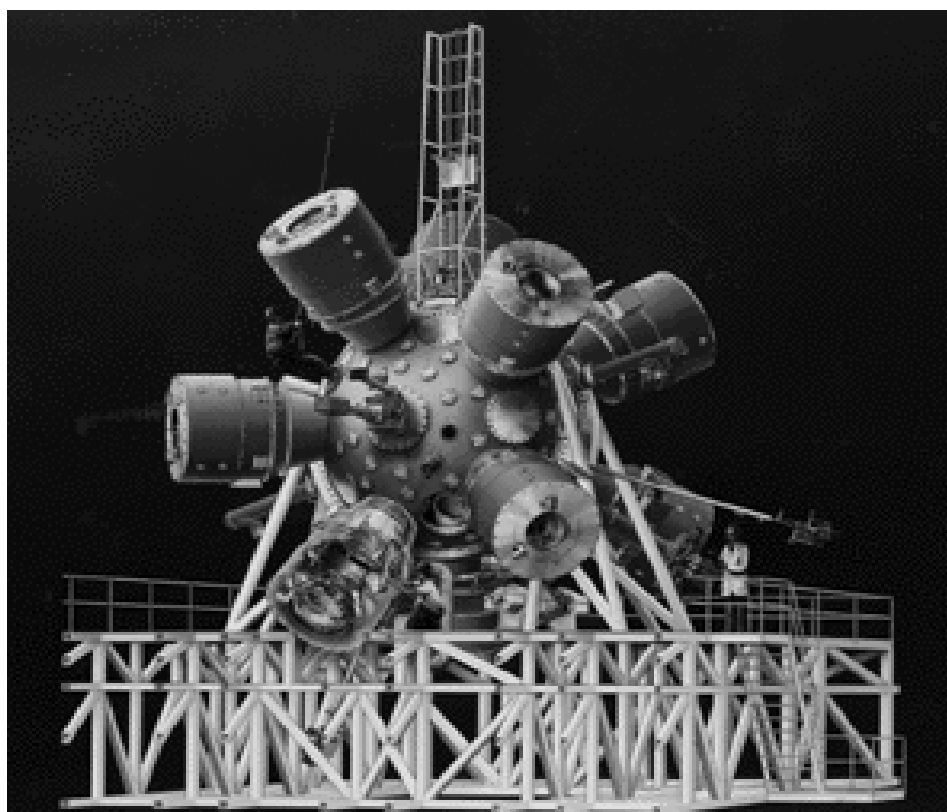


Рис. 1.5.2. Мишенная камера установка «Nova». Диаметр камеры 4 м, в которой расположена мишень диаметром 1 мм

Лазерная установка «Omega» имеет более внушительные характеристики (рис. 1.5.3 – 1.5.6):

- Число лазерных каналов - 60
- Длина лазерного канала - 100 м
- Энергия в импульсе - 40 КДж
- Активные элементы из неодимового фосфатного стекла
- Плотность мощности излучения - $1.3 * 10^{15}$ Вт/см²
- Длительность импульса - 1 нс
- Частота импульсов - 1 выстрел/час
- Диаметр камеры - 4.5 м
- Диаметр мишени - 1 мм.

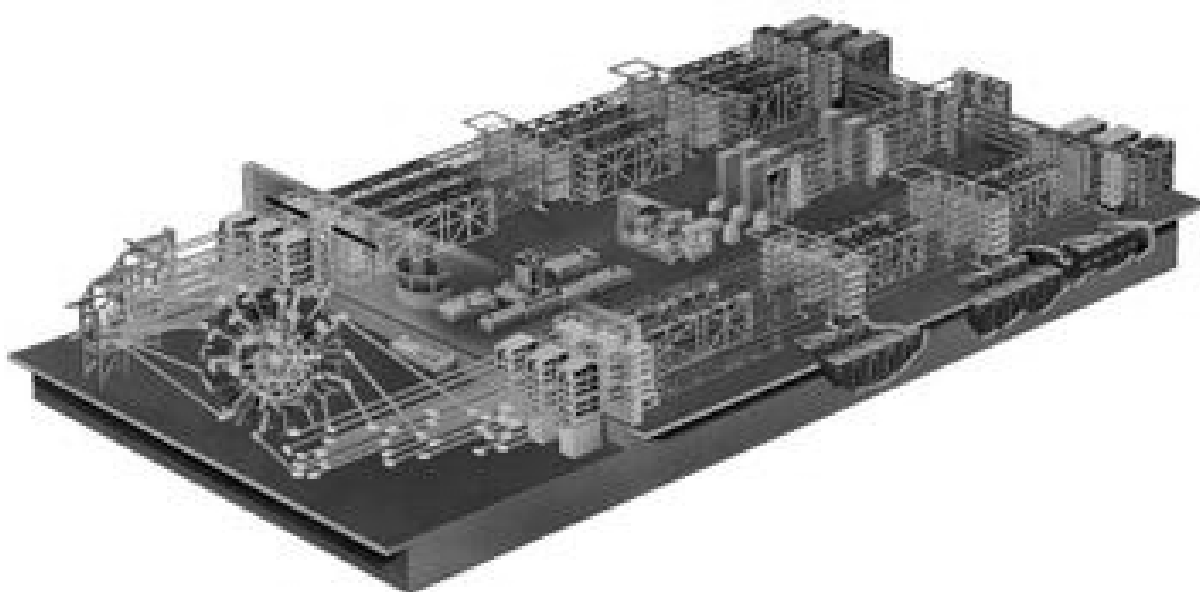
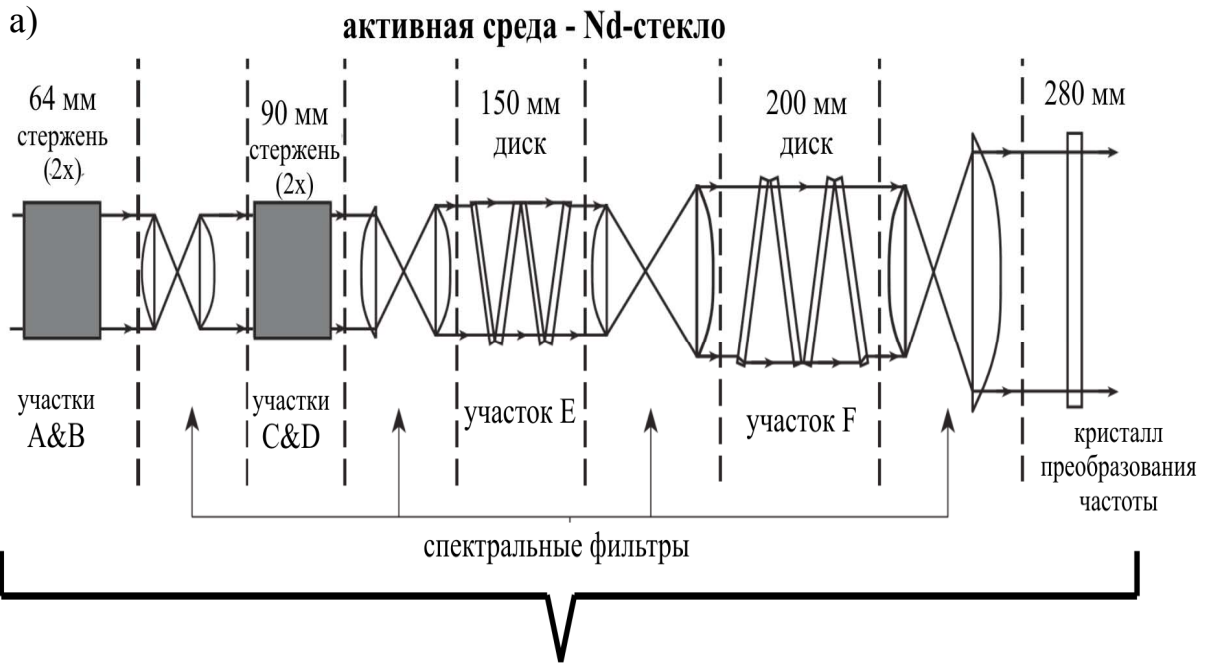


Рис. 1.5.3. Общий вид лазерной установки «Omega» в Рочерстерском университете США (University of Rochester)



1 канал

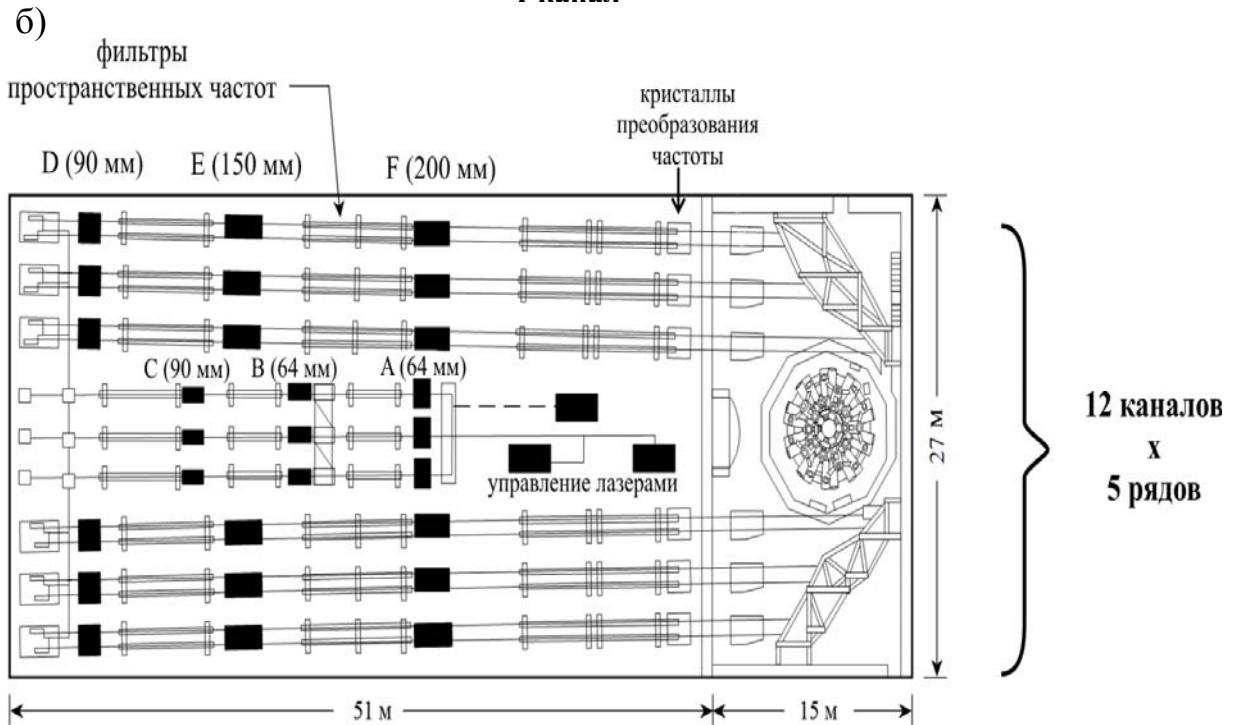
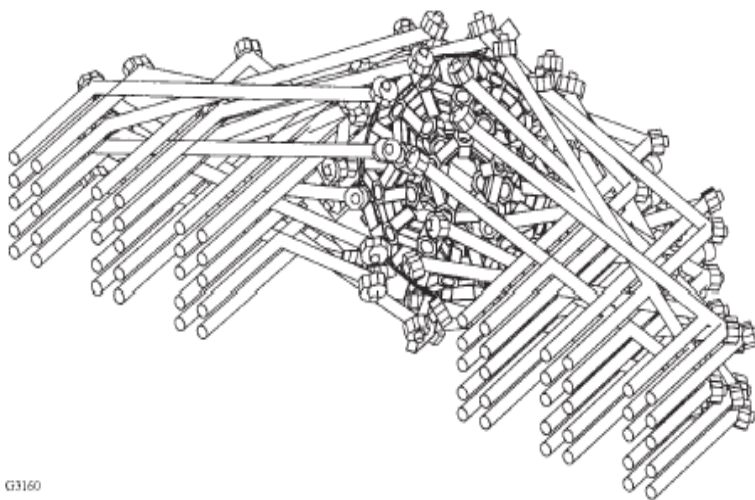


Рис. 1.5.4. Оптическая схема установки «Омега» (а) и фрагмент ее выходного усилительного канала на основе неодимового стекла в виде плоских дисков диаметром, увеличивающимся от 90 до 280 мм (б)

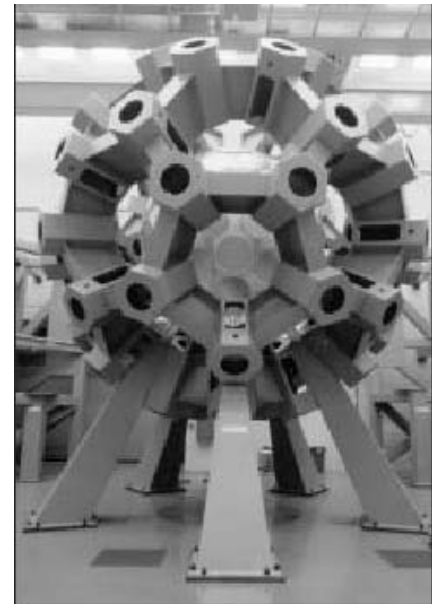


Рис. 1.5.5. Установка «Омега» Внутренний вид зала с усилителями



G3160

а)



б)

Рис. 1.5.6. Установка «Омега» Оптическая схема (а) подвода лазерного излучения по 60 каналам к камере диаметром 4.5 м (б), в которой расположена мишень диаметром 1 мм

Рекордсменом на сегодняшний день является еще строящаяся лазерная установка в Ливерморской лаборатории «NIF» (рис. 1.5.7 – 1.5.10). Первые эксперименты по термоядерному синтезу на этой

установке запланированы на 2010 г. Установка имеет следующие характеристики:

- Число лазерных каналов - 192
- Длина канала - 300 м
- Активные элементы из неодимового фосфатного стекла
- Длина волны излучения - 0.35 мкм
- Энергия в импульсе - 4 МДж
- Мощность - 750 ТВт
- Класс чистоты помещений 10 (10 пылинок размером 1 мкм в 1 куб. метре)
- Диаметр камеры - 10 м
- Диаметр мишени - 10 мм
- Интегрированная система контроля (> 100 компьютеров)
- Обслуживающий персонал >100 чел



Рис. 1.5.7. Внешний вид здания, где расположена лазерная установка NIF²²- National Ignition Facility (LLNL, USA). Первые эксперименты по термоядерному синтезу запланированы на 2010 г.

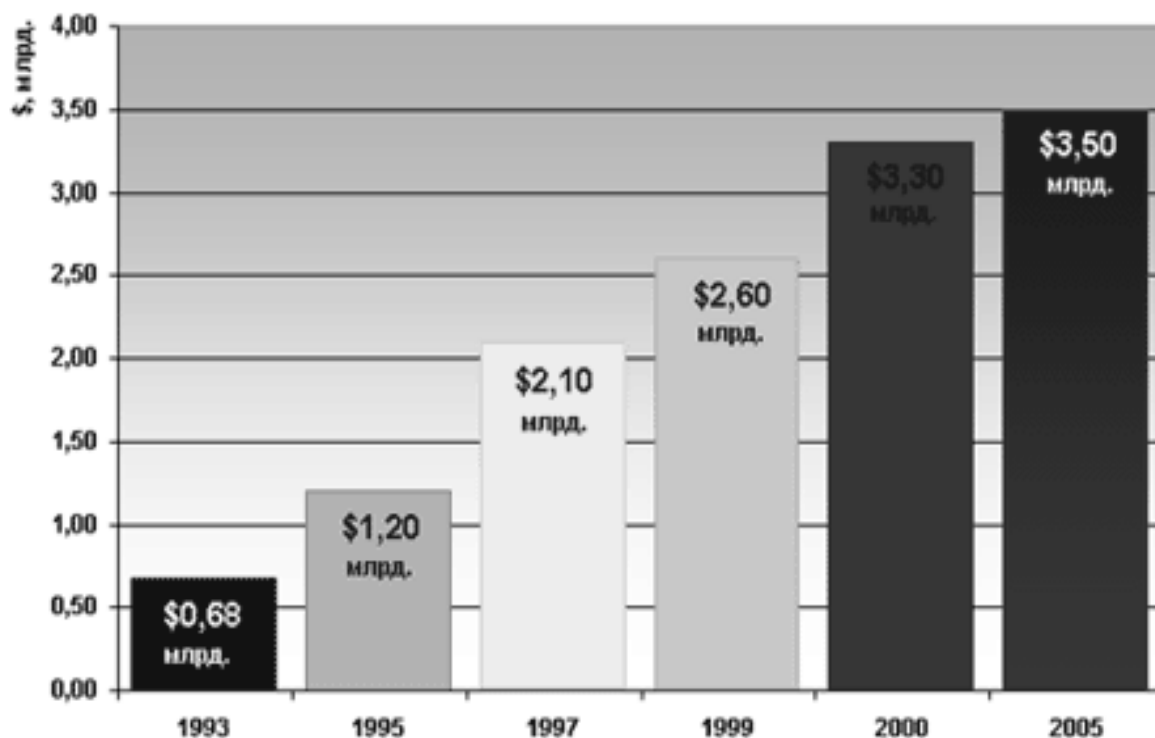


Рис. 1.5.8. Расходы на строительство лазерной установки NIF (США). Выдержка из программы CNN (2005 г.) «Суперлазер разорит Америку»: «...Лазерная установка рекордной мощности-NIF успела прославиться огромным перерасходом средств. Несмотря на это, Пентагон не жалеет денег в надежде получить решающее военное преимущество...»

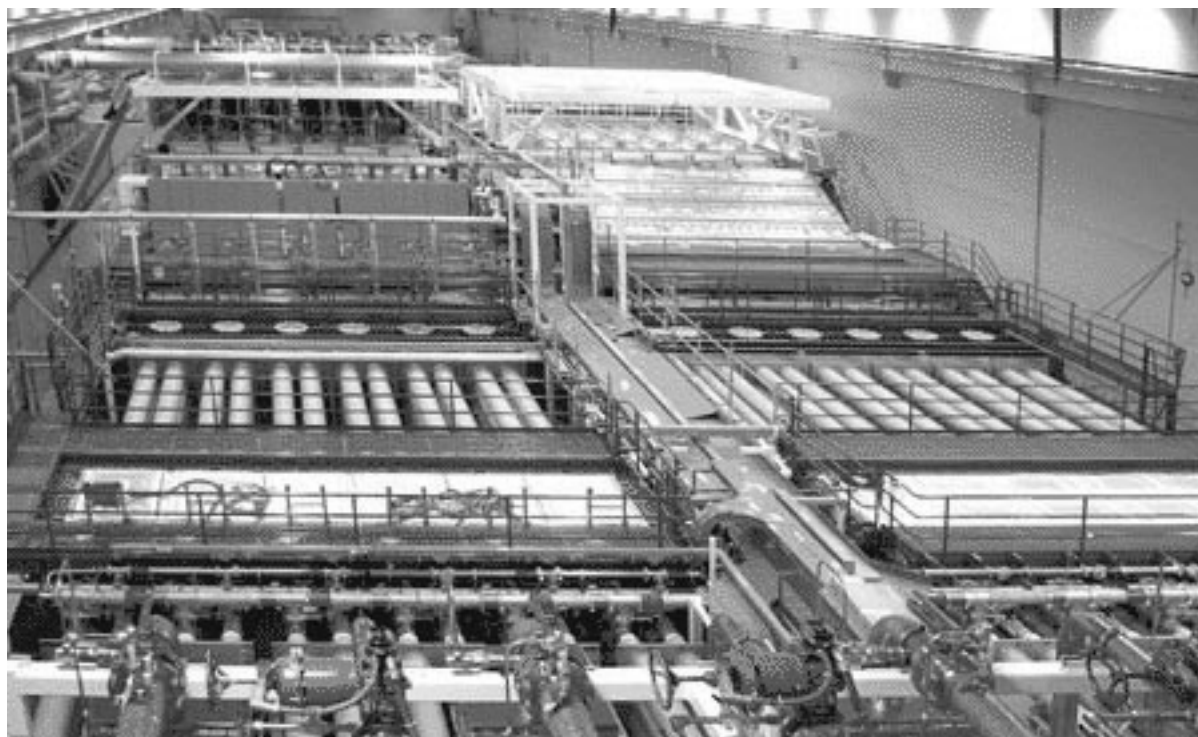


Рис. 1.5.9. Общий вид лазерной установки «NIF» (LLNL, USA)

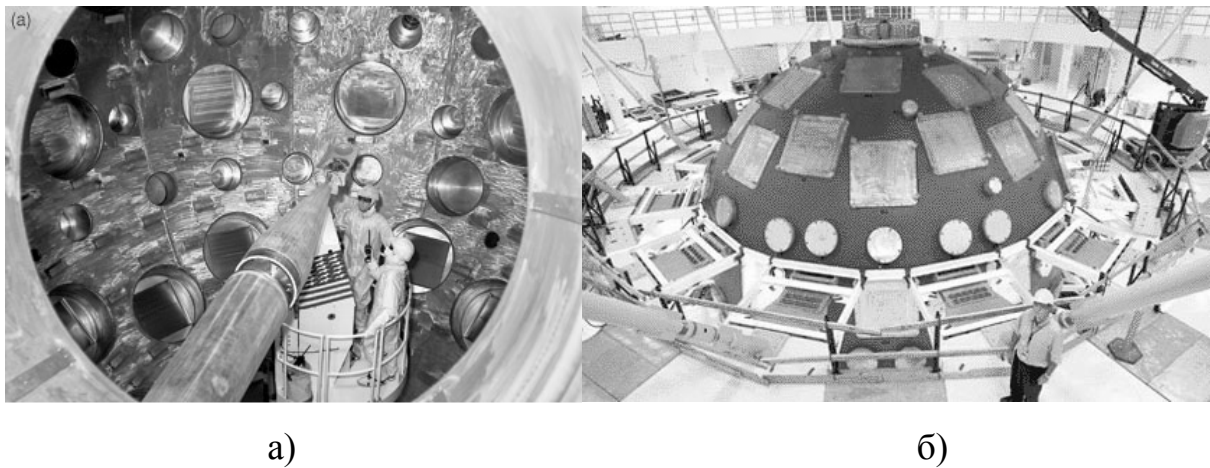


Рис. 1.5.10. Внешний (а) и внутренний (б) вид мишенной камеры установки «NIF». Диаметр камеры 10 м, в которой расположена мишень размером 10 мм

На сегодняшний день это самый большой и самый дорогой лазер. На рис. 1.5.8 показана динамика расходов на этот лазер.

В России существует 2 лазерные установки действующая «Искра-5» и строящаяся «Искра-6», которые расположены в Российском федеральном ядерном центре Всероссийского НИИ экспериментальной физики (г. Саров). Установка «Искра-5» имеет следующие характеристики:

- Число лазерных каналов - 12
- Активная среда – пары йода
- Энергия в импульсе - 40 КДж,
- Суммарная мощность -100 ТВт
- Интенсивность излучения 10^{15} - 10^{16} Вт/см²
- Длительность импульса - 0.3 нс

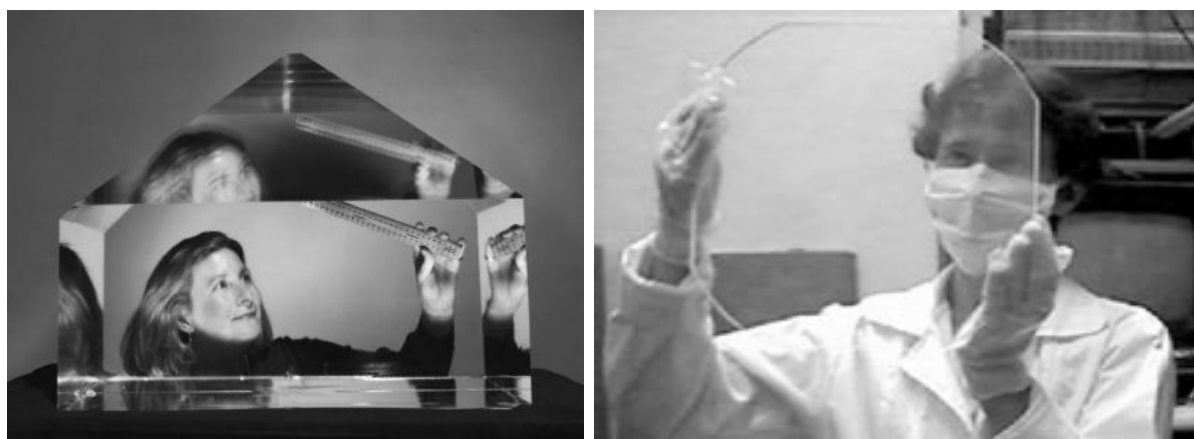
В отличие от перечисленных выше лазерных установок в «Искре-5» используется лазер, работающий на парах йода. Это существенно ограничивает возможности такой установки: после каждого выстрела необходима замена газовой смеси. Это заметно ограничивает частоту выстрелов: 1 выстрел в сутки для одного канала, 1 выстрел в месяц для 12 каналов.

В «Искре-6» используется задающий лазер и каскад усилителей на неодимовом стекле. Установка «Искра-5» будет иметь следующие характеристики:

- Число лазерных каналов - 128 (по 16 активных элементов в каждом канале)
- Активные элементы из неодимового фосфатного стекла

- Размер активного элемента - 690x400x40 мм
- Энергия в импульсе = 600 кДж
- Длительность импульса - 3-15 нс
- Класс чистоты помещений 100.

Гигантские размеры лазерных установок для термоядерного синтеза требуют особого внимания к оптическим материалам. Главные из них это неодимовые стекла и нелинейно-оптические кристаллы. Оптические элементы (лазерные диски для усилителей и нелинейно-оптические преобразователи частоты), изготовленные из этих материалов, имеют размеры, которые выходят далеко за пределы обычных оптических систем и достигают сотни миллиметров (рис. 1.5.11, 1.5.12 и 1.5.13). Например, размер лазерного диска последнего каскада выходного канала установки «Nova» в диаметре достигает 460 мм (рис. 1.4). Размер неодимовых пластин в «Искре-6» достигает 700 x 40 x 40 мм (рис. 1.5.3). В связи с этим к таким материалам предъявляются сверхвысокие требования по сравнению с обычными оптическими материалами. Рассмотрим некоторые из них, а также как такие требования достигаются.



а)

б)

Рис. 1.5.11. Материалы для усилительного канала лазерной установки:
 а) нелинейный супер-монокристалл KDP для преобразования ИК-излучения неодимового лазера (1.064 мкм) в третью гармонику 351 нм. Вес кристалла 320 кг. Нелинейно-оптические элементы из этого кристалла используются в установке «NIF»;
 б) нелинейный кристалл дигидрофосфата калия с тяжелой водой (DKDP), выращенный в Институте прикладной физики РАН. Размер нелинейно-опического элемента 330x320x20 мм. Используется в установках «Искра-5» и «Искра-5»



а)



б)

Рис. 1.5.12. Неодимовое фосфатное стекло: (а) - создано в компании Ноуа (США) для установки «NIF»; (б) – создано в научно-исследовательском и технологическом институте оптического материаловедения (НИТИОМ) для строящейся установки «Искра-6». Размер пластин 70 x 40 x 4 см.

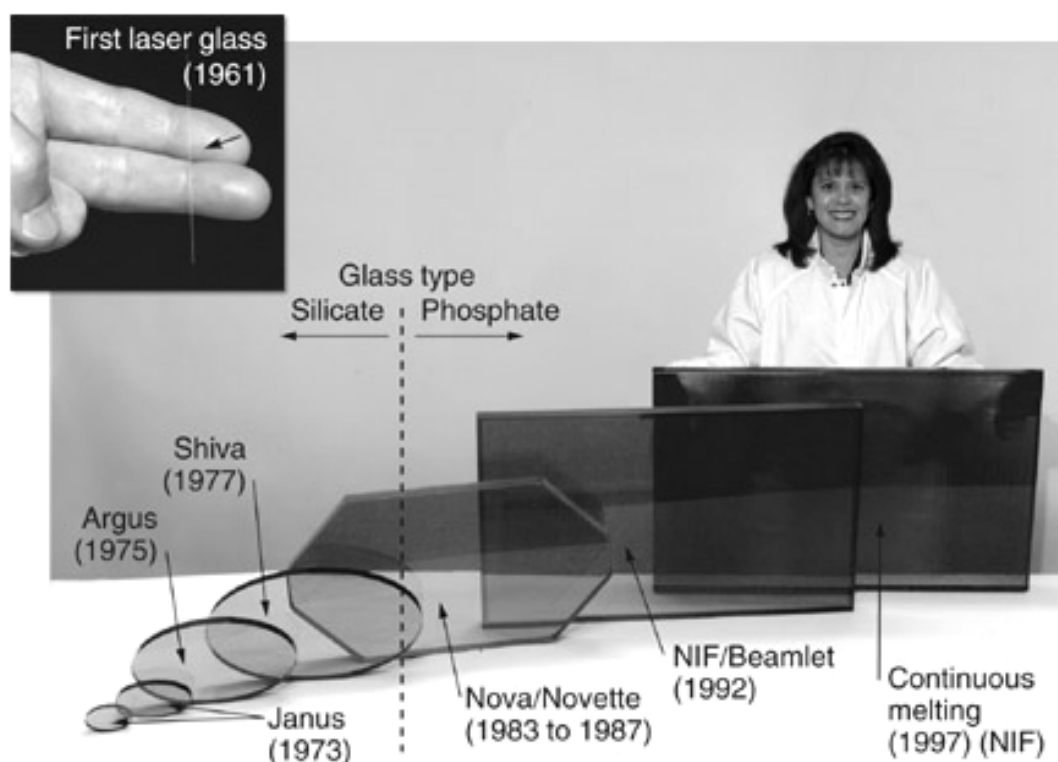


Рис. 1.5.13. Образцы лазерных стёкол, использовавшихся в различных системах для лазерного термоядерного синтеза

1.6. Требования к неодимовым стеклам

Требования к неодимовым стеклам можно разбить на 2 категории:

- требования, которые определяются составом материала;
- требования, которые определяются технологиями синтеза стекла и качеством сырьевых материалов.

Требования, которые определяются составом материала, включают следующие показатели:

- концентрации ионов неодима (число частиц в одном кубическом см) должна составлять не меньше $N \geq 4 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$;
- сечение вынужденного поглощения не ниже $\sigma \geq (3.6 - 3.8) \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$;
- низкое значение нелинейного показателя преломления - n_2 ;
- высокая химическая устойчивость.

Требования, которые определяются технологией синтеза стекла и качеством сырья:

- квантовый выход люминесценции не ниже $\eta \geq 0.70 - 0.80$;
- время затухания не ниже $\tau \geq 280 \text{ мкс}$;
- лучевая прочность не ниже $\geq 20 \text{ Дж/см}^2$ при длительности импульса 3.0 – 3.5 нс;
- высокая оптическая однородность;
- отсутствие включений платины (поскольку стекло варится в платиновых тиглях);
- отсутствие свилей;
- двулучепреломление не больше $\delta n \leq 5 \text{ нм/см}$;
- оптические потери на длине волны 1.053 мкм не больше $a \leq 0.0019 \text{ см}^{-1}$;
- пузырьность: 3 пузыря диаметром менее 1мм на 1 кг стекла.

В таблице 1.6.1 приведены составы неодимовых фосфатных стекол LHG-8, LG-750 и RUCC-0180 для лазерных термоядерных установок, изготавливаемых компаниями Hoya, Schott и в НИТИОМ. Состав стекол практически одинаков. Это в основном калиево-бариевофосфатные стекла. В таблице 1.6.2 приведены свойства перечисленных стекол. Отличительной особенностью российских стекол от американских является низкий коэффициент температурного расширения и высокий порог оптического пробоя.

Компонент, мас. %	КГСС 0180 (НИТИОМ, РФ)	ЛHG-8 (Hoya, USA)	LG-750 (Schott, USA)
P ₂ O ₅	57-63	56-60	55-60
SiO ₂	1.8-2.5	-	-
B ₂ O ₃	2.5-3.4	-	-

Al ₂ O ₃	6-10	8-12	8-12
K ₂ O	10-13	13-17	13-17
BaO	10-13	10-15	10-15

Таблица 1.6.2. Свойства неодимовых фостатных стекол

Характеристика	Единицы измерения	Значение		
		LHG-8 Hoya	LG-750 Schott	KGSS 0180 NITIOM
Сечение вынужденного излучения	10 ⁻²⁰ см ²	3,6	3,7	3,6
Радиационное время жизни для неодима	мкс	365	383	360
Длина волны генерации	мкм	1,053	1,0535	1,053
Кэф-т поглощения на 1,053 мкм	см ⁻¹	-	-	0,0015
Порог разрушения поверхности	Дж/см ²	(18-20)	(18-20)	33
Кэф-т преломления n _e	-	1.530	1.526	1.532
Нелинейный коэф-т надежности	10 ⁻¹³	1,12	1,08	1,0
Температурный коэф-т надежности	10 ⁻⁷ К ⁻¹	-53	-51	-39,5
Кэф-т термического расширения (20-40 °С)	10 ⁻⁷ К ⁻¹	127	132	116
Температура стеклования	°С	485	450	460
Плотность	г/см ³	2,83	2,83	2,83
Модуль Юнга	ГПа	50	50	59
Кэф-т Пуассона	-	0,26	0,26	0,25

2. ЭРБИЕВЫЕ СТЕКЛА В СОВРЕМЕННЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

2.1. Общая характеристика оптических усилителей в волоконно-оптических линиях связи

С началом третьего тысячелетия мир вступает в информационную эру, которая, с одной стороны, характеризуется непрерывно растущими потребностями человеческого общества в обмене информацией и, с другой стороны, появлением впервые в истории человечества технических возможностей практически полностью удовлетворить эти потребности.

История становления и развития человеческого общества неразрывно связана с совершенствованием средств связи и передачи информации. Поэтому в эту область деятельности всегда вкладываются большие средства, в ней используются новейшие достижения науки и техники. Несмотря на это до сих пор потребности в обмене информацией превышают технические возможности общества. И только с освоением

оптических методов передачи и обработки информации у человечества возникли реальные возможности создания технических условий для практически полного удовлетворения своих потребностей в обмене информацией.

В связи с этим интересно обратить внимание на динамику развития систем связи за последние сто с небольшим лет, т.е. со времени появления телефона в 90-х годах прошлого столетия. Анализ показывает, что примерно за 90 лет со дня появления первых телефонных линий информационная ёмкость каналов связи выросла на 5 порядков с 1 бит/с до 10^5 бит/с. За 20 лет, прошедшие с начала активного использования волоконно-оптических линий связи, ёмкость систем связи выросла на 7 порядков, достигнув скорости передачи порядка 1 Тбит/с. Этот скачок стал возможен только благодаря качественному изменению систем связи - становлению и внедрению волоконно-оптических технологий.

На рис. 2.1.1 приведена диаграмма роста скорости передачи в коммерческих системах на основе одномодового волокна за период с 1980 г по 2000 г. Как видно из этой диаграммы рост скорости передачи постоянно опережает делаемые прогнозы. Такое несовпадение прогнозов с реальностью объясняется тем, что при прогнозировании учитывается текущее состояние дел в отрасли, но появление новых технологий приводит к резкому, скачкообразному росту скорости передачи. Рост скорости передачи ведет к постоянному уменьшению стоимости передачи. В связи с чем возникает новая коммерческая ситуация, растёт спрос, что позволяет найти средства на разработку нового "технологического скачка" и так далее. Такое "спиралевидное" развитие бизнеса и технологических разработок приводит к тому, что сделать прогноз на 10 лет вперед становится фактически невозможно.

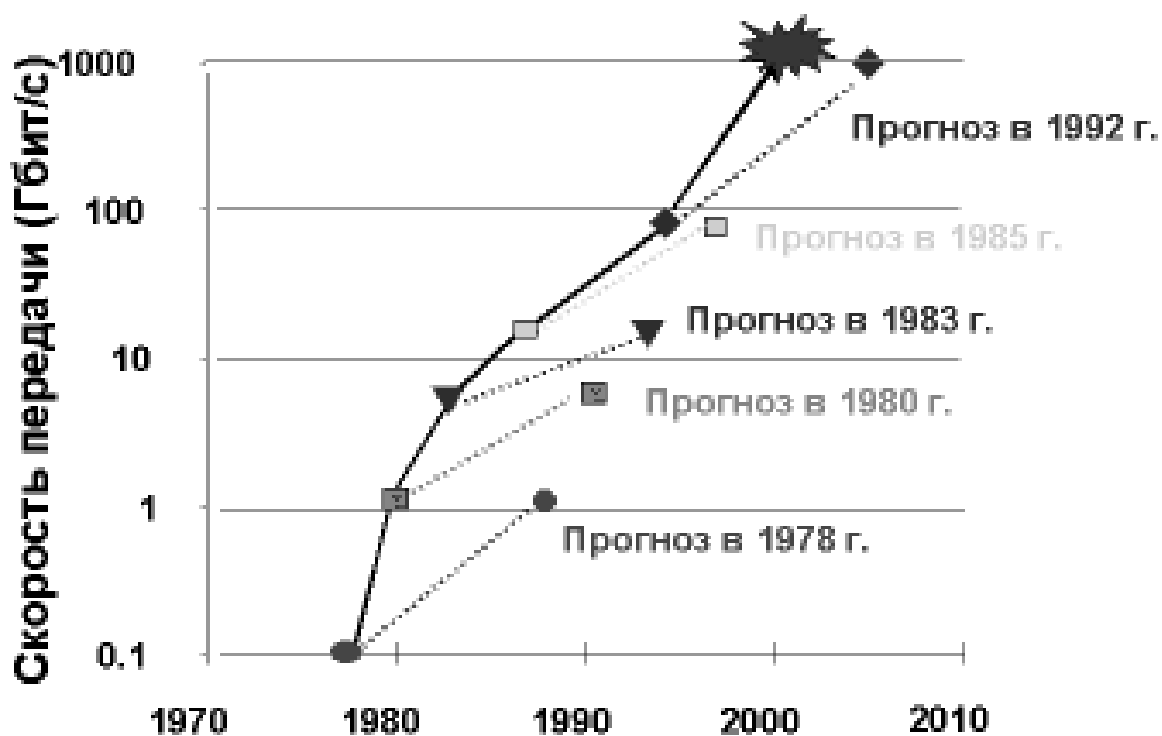


Рис. 2.1.1. Скорость передачи информации в оптических линиях увеличивается быстрее любых прогнозов. 10 летние планы реализуются в срок от 4 до 7 лет!

Темпы развития волоконно-оптической связи в мире действительно поразительны. В настоящее время производство волоконных световодов достигло 70 млн. км в год, каждую минуту в мировых телекоммуникациях прокладывается свыше 100 км оптического волокна. Уже все материки связаны между собой подводными волоконно-оптическими линиями связи, продолжается интенсивное строительство наземных междугородных и внутригородских волоконно-оптических систем и сетей связи.

На основе развития современных технологий оптической обработки информации, таких как спектральное уплотнение каналов (DWDM-технологии), а также разработки методов и устройств усиления оптических сигналов, новых типов оптических волокон, в конце 90-х годов были созданы экспериментальные волоконно-оптические системы связи, обладающие скоростями передачи информации свыше 1 Тбит/с. Несомненно, что в ближайшие годы такие системы будут доведены до практической реализации и найдут коммерческое применение в мировых телекоммуникационных сетях связи. Однако уже сейчас ясно, что даже такие скорости передачи не могут удовлетворить растущие потребности человечества в обмене информацией, особенно в связи с развитием в последние годы интернета.

Какие же существуют пути для увеличения информационной ёмкости волоконно-оптических систем связи? По-видимому, первым и наиболее очевидным путём является расширение спектральной области для передачи информации. Практически все современные системы связи

работают во втором и третьем окнах прозрачности волокна, т.е. в диапазонах длин волн $\lambda = 1,3$ мкм и $\lambda = 1,55$ мкм, соответственно. Область в диапазоне $\lambda = 1,4$ мкм до последнего времени была закрыта из-за наличия сильного поглощения в волокне, обусловленного наличием гидроксильных групп в кварцевом стекле. Успехи в технологии изготовления волоконных световодов позволили убрать эту полосу поглощения, в результате чего спектральная область оптического волокна с малыми потерями ($< 0,3$ дБ/км) расширилась до 500 нм и лежит в диапазоне длин волн 1200-1700 нм. Использование всего спектрального диапазона волокна позволяет резко увеличить информационную ёмкость волоконно-оптических систем со спектральным уплотнением каналов. Действительно, при достижимых в настоящее время значениях спектральных интервалов (разность между длинами волн соседних каналов), равных 0,2 нм, и скорости передачи информации в отдельном канале 160 Гбит/с получается, что по одному волокну можно передать 2500 спектральных каналов и реализовать суммарную скорость передачи, равную 400 Тбит/с. С учетом дальнейшего прогресса волоконно-оптических технологий можно предположить, что, используя только спектральный интервал 1,2 - 1,7 мкм, можно передавать по одному волокну информацию со скоростью в 1000 Тбит/с. Очевидно, что для практической реализации таких систем связи потребуются новые исследования и разработка новых оптических материалов и их технологий, новой элементной базы, в частности создание широкополосных оптических усилителей, мультиплексоров и демультиплексоров, оптических переключателей света и т.д. Однако, учитывая бурный прогресс в части развития волоконно-оптических технологий, можно с достаточно большой долей уверенности утверждать, что такие системы также будут реализованы практически в третьем тысячелетии.

Хорошо известно, что через каждые 50 - 100 км волоконно-оптического тракта происходит ослабление оптического сигнала на 10 - 20 дБ, что требует его восстановления. До начала 90-х г. в действующих линиях связи единственным способом компенсации потерь в линии было применение регенераторов.

Регенератор – это сложное устройство, включающее в себя как электронные, так и оптические компоненты. Регенератор принимает модулированный оптический сигнал (с высокой степенью сжатия), преобразует его в электрический сигнал с той же степенью сжатия, усиливает его, и затем переводит усиленный электрический сигнал обратно в оптический с той же модуляцией и степенью сжатия (Рис.2.1.2). Регенератор состоит из трех важнейших компонентов: оптический приемник, электронный усилитель и оптический передатчик (рис. 2.1.2). Регенераторы работают с одной длиной волны и экономически не выгодны. К примеру, в мультиволновых системах требуется и

соответствующее число регенераторов. Поэтому, принимая во внимание, что в оптической линии установлено несколько регенераторов (обычно через каждые 50-80 км), стоимость такой системы оказывается весьма значительной.

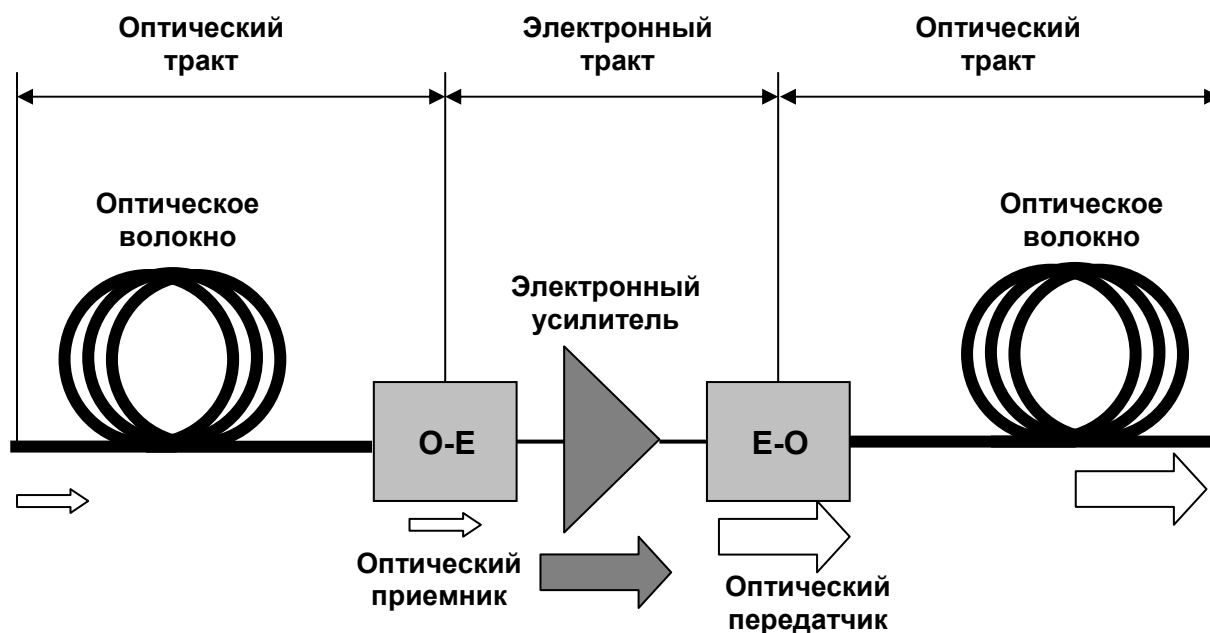


Рис. 2.1.2. Оптический регенератор и его основные компоненты: оптический приемник, электронный усилитель, оптический передатчик.
 О-Е – переход от оптики к электронике
 Е-О – переход от электроники к оптике

Пропускная способность сети или линии дальней связи с регенераторами ограничена возможностями электроники (на сегодняшний день предельная скорость обработки сигналов для электроники порядка 40 Гбит/с, а в 1986 г. она не превышала 1 Гбит/с). Интенсивные исследования нескольких групп ученых в 1985-1990 годах, каскад открытий и изобретений привели, в конечном счете к появлению технически совершенных промышленных **оптических усилителей** (например, эрбиевых Erbium-Doped Fiber Amplifier – EDFA). На рис. 2.1.3 показана топология оптической сети с оптическим усилителем на основе эрбиевого волокна. Ключевыми элементами такой схемы являются:

1) **мультиплексор**. Это оптическое устройство, которое объединяет несколько спектральных каналов с длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$ в один оптический канал. В литературе такие устройства называют «wavelength division multiplexing» – WDM). В современных промышленных линиях связи WDM объединяет до 40 спектральных каналов. WDM стоит на входе оптической линии связи. Если WDM стоит на выходе оптической линии связи, то его называют **демультиплексором**. Демультиплексор (WDM) выполняет обратную

1) задачу – выбирает определенные длины волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$ и разводит их по отдельным спектральным каналам.

2) **оптическое волокно.** Современное оптическое кварцевое волокно имеет оптические потери 0.2 дБ/км. На сегодняшний день это предельные значения для кварцевого волокна.

3) **оптический усилитель.** Как правило, это **оптический эрбиевый волоконный усилитель (EDFA)** – устройство, которое усиливает оптические сигналы в диапазоне длин волн 1.53- 1.58 мкм. Диапазон усиления эрбиевого усилителя совпадает с диапазоном минимальных оптических потерь в кварцевом волокне. Коэффициент усиления в EDFA составляет 10 дБ/мВт.

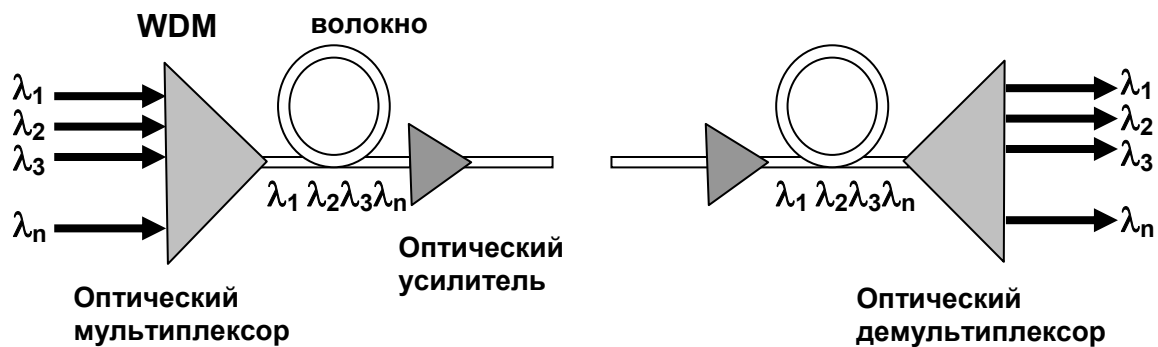


Рис. 2.1.3. Топология оптической сети (пример) со спектральным мультиплексированием и ее основные компоненты: оптический мультиплексор/демультиплексор, оптическое волокно, оптический усилитель

Одним из основных узлов современных волоконно-оптических систем связи со спектральным уплотнением каналов (WDM- и DWDM-систем) является оптический усилитель. Создание широкополосных оптических усилителей (наряду с другими элементами) позволило в конце 90-х годов создать экспериментальные волоконно-оптические системы связи со спектральным мультиплексированием более ста каналов и достичь скорости передачи информации более 1 Тбит/с.

Терабитные скорости передачи в системе достигаются за счет применения временного (TDM) и спектрального (WDM) уплотнения (мультиплексирования) сигналов. Полная скорость передачи информации B в мультиплексной системе равна произведению числа спектральных каналов N на скорость передачи информации в одном канале b :

$$B = N \cdot b$$

Величина b определяется возможностью технологий временного уплотнения сигналов. В настоящее время практически реализованы системы со скоростями передачи в одном канале до 40 Гбит/с, имеются сообщения о многоканальной экспериментальной системе со скоростями передачи в одном канале до 160 Гбит/с. Число спектральных каналов N в системе, как уже говорилось выше, может достигать 100, с разделением по длине волны $\Delta\lambda$ между соседними каналами, равными (0,4-0,8) нм. Таким образом, для реализации протяженных терабитных систем требуются широкополосные оптические усилители, спектральная полоса которых должна, по крайней мере, превышать 30 нм.

В настоящее время для волоконно-оптических систем связи разработаны три типа оптических усилителей: **полупроводниковые оптические усилители**, **рамановские волоконные усилители** (ВКР усилители) и **волоконные усилители** на основе редкоземельных ионов (например, эрбиевые).

Полупроводниковые оптические усилители

Полупроводниковые оптические усилители не нашли применения в системах со спектральным уплотнением каналов, поскольку физические особенности их функционирования приводят к неприемлемой величине перекрестных помех между каналами. Самое главное преимущество полупроводниковых оптических усилителей состоит в том, что они изготавливаются на основе *InGaAsP* и поэтому имеют малые размеры, компактны и могут быть интегрированы с другими полупроводниковыми и оптическими компонентами. Несколько полупроводниковых усилителей могут быть объединены в массив. Они имеют следующие характеристики:

- относительно высокое усиление (20 дБ)
- предел выходной мощности составляет 5-10 дБ/м
- широкий рабочий диапазон
- работают в области 0,8, 0,9, 1,0, 1,3, 1,5 мкм.

Недостатки полупроводниковых оптических усилителей:

- температурная зависимость длины волны
- высокий шум-фактор
- большие перекрестные помехи

Рамановский волоконный усилитель

В основе функционирования рамановских усилителей лежит явление вынужденного комбинационного рассеяния. При этом усиление оптического сигнала происходит в том случае, если он распространяется в световоде вместе с интенсивной волной накачки, а его длина волны лежит в полосе частот комбинационного рассеяния света в световоде.

Рамановские усилители перспективны для применения в волоконно-оптических системах связи в силу их следующих принципиальных преимуществ:

- 1- они могут усиливать на любой длине волны;
- 2- в качестве активной среды рамановских усилителей может использоваться сам волоконный световод;
- 3- спектр усиления этих усилителей зависит от спектра (длины волны) накачки, поэтому, в принципе, подбором источников накачки можно формировать очень 4- широкую (более 100 нм) полосу усиления;
- 5- рамановские усилители имеют низкий уровень шумов.

Основным недостатком рамановских усилителей является их невысокая эффективность преобразования, что требует использования довольно мощного непрерывного излучения накачки (~1 Вт) для получения типичной для оптических систем связи величины усиления сигнала 30 дБ.

Однако в последнее время в литературе появились сообщения о разработке эффективных рамановских волоконных усилителей, в которых в качестве активного световода используются специальные волоконные световоды с большим содержанием германия, обладающие низкими оптическими потерями. Этот факт, а также разработка высокоэффективных рамановских лазеров для накачки усилителя будут играть всё возрастающую роль в волоконно-оптических системах связи.

Перспективным направлением является также разработка и создание гибридных волоконных усилителей, состоящих из различных комбинаций, включающих распределенный рамановский усилитель и эрбиевый волоконный усилитель. Разработка данных схем гибридных усилителей позволила получить равномерное усиление сигналов в полосе 82,8 нм с отклонением не более 3 дБ в пределах заданной полосы.

Указанные выше достижения в области оптических усилителей позволили всем основным крупным телекоммуникационным фирмам приступить к разработке и практической реализации мультиплексорных систем связи со скоростными пределами информации 1 Тбит/с и выше.

Наиболее широкое применение в настоящее время находят волоконные усилители. Современный уровень развития технологий позволяет вводить в световедущую жилу кварцевого волокна различные примеси, в частности, редкоземельные элементы, имеющие спектр люминесценции в окнах прозрачности волокна (например, $\lambda = 1,54$ мкм, $\lambda = 1,32$ мкм и др.) и пики поглощения в области генерации полупроводниковых лазеров ($\lambda = 800$ нм; $\lambda = 980$ нм; $\lambda = 1480$ нм), через которые может осуществляться накачка активированного оптического волокна излучением этих лазеров. На рис. 2.1.4 показана ширина полос усиления редкоземельных ионов (неодима, празеодима, тулия, иттербия и

эрбия), которые используются в волоконных оптических усилителях, на фоне спектра пропускания оптического кварцевого волокна. Эрбий и тулий имеют самые широкие полосы усиления.

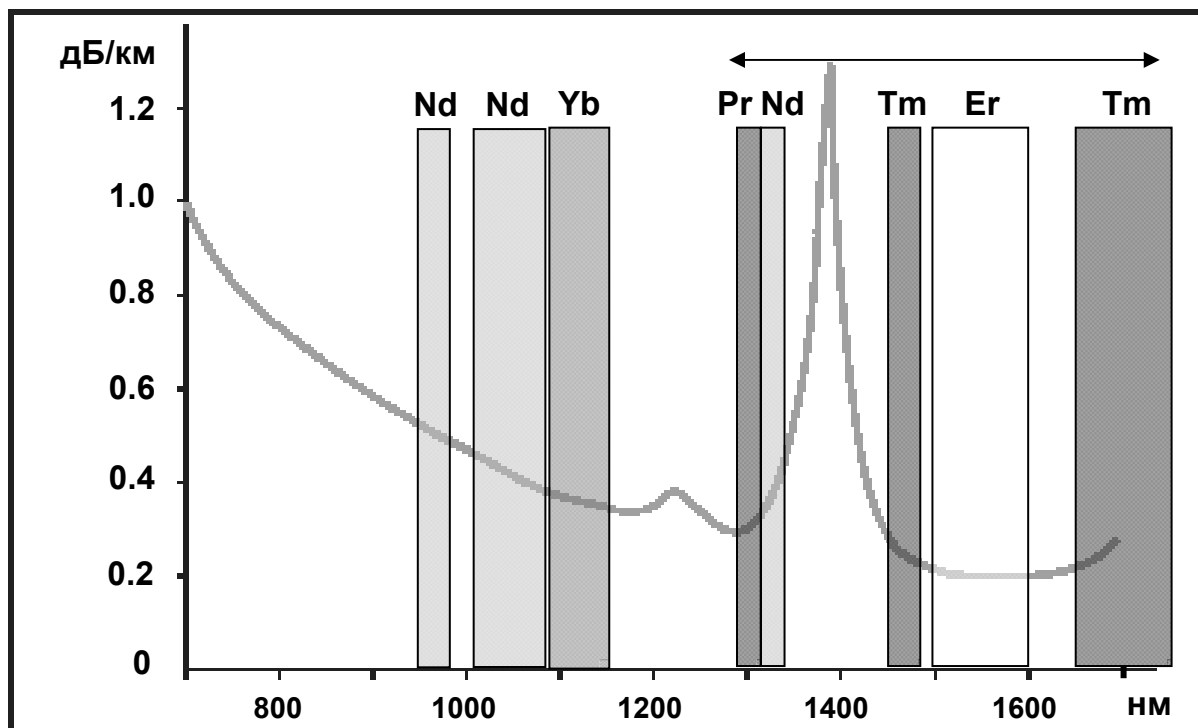


Рис. 2.1.4. Полосы усиления редкоземельных ионов и спектр оптических потерь кварцевого волокна

Самыми распространенными в настоящее время являются **эрбиевые волоконные оптические усилители** (erbium doped fiber amplifiers – EDFA). Главным образом это определяется спектром люминесценции ионов эрбия, лежащим в области длин волн $\lambda = 1,54$ мкм - области минимальных потерь современных кварцевых световодов (рис. 2.1.4). Рассмотрим принцип работы эрбиевого волоконного усилителя и его характеристики.

2.2. Принцип работы эрбиевого усилителя

Принцип работы эрбиевых усилителей основан на явлении усиления света при вынужденном излучении (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) [1-5]. Это то же самое явление, которое обеспечивает возникновение генерации в лазерах и, собственно говоря, дало им название LASER. Возможность усиления света в световодах, легированных ионами эрбия, обуславливается схемой уровней энергии данного редкоземельного элемента, представленной в упрощенном виде на рис. 2.2.1.

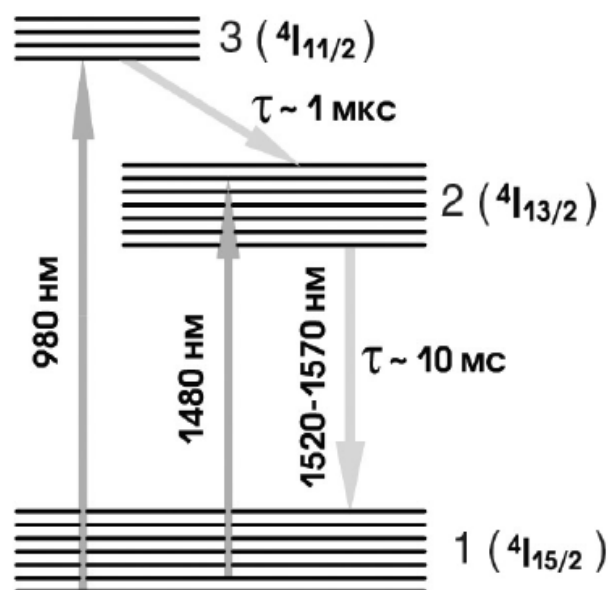


Рис. 2.2.1. Упрощенная трехуровневая схема уровней энергии ионов эрбия (Er^{3+}) в кварцевом стекле

Усиление света в эрбиевом усилителе происходит благодаря переходу между уровнями 2-1 (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$). Каждый из этих уровней расщеплен на ряд подуровней из-за взаимодействия ионов эрбия с внутрикристаллическим полем кварцевого стекла (эффект Штарка). Основной уровень ${}^4I_{15/2}$ расщепляется на 8 штарковских подуровней, первый возбужденный уровень ${}^4I_{13/2}$ расщепляется на 7 штарковских подуровней. Между ними может происходить 56 оптических переходов, которым и приписываются полосы сложной формы с максимумом 1.54 мкм как в спектре поглощения, так и в спектре люминесценции. Энергетические зазоры между штарковскими подуровнями сравнимы по величине со средней тепловой энергией kT при комнатной температуре. Поэтому населенности верхних и нижних штарковских подуровней как для основного уровня ${}^4I_{15/2}$, так и для возбужденного ${}^4I_{13/2}$ уровня различаются весьма существенно. Это является основной причиной различия контуров полосы в спектре поглощения и в спектре люминесценции.

Под действием накачки за счет поглощения фотонов накачки ионы эрбия переходят из основного состояния (уровень 1) в верхнее возбужденное состояние (уровень 3), которое является короткоживущим (время жизни $\tau_3=1$ мкс), и за счет процессов релаксации переходят в долгоживущее состояние (на метастабильный уровень 2 энергии). Поэтому число ионов, находящихся на уровне 2, при соответствующей мощности накачки может превышать число ионов на уровне 1. Уровень 1 называется основным состоянием, т.к. в отсутствие накачки практически все ионы эрбия находятся на этом энергетическом уровне. Доля частиц, находящихся на остальных уровнях, в отсутствие накачки мала.

Число ионов в единице объема, находящихся на некотором уровне энергии, называется населенностью этого уровня энергии. В нормальных

условиях, т.е. в отсутствие накачки, населенность основного уровня энергии вещества максимальна, населенности всех остальных уровней энергии быстро уменьшаются с увеличением энергии уровня. Состояние среды, при котором населенность некоторого более высокого уровня энергии иона превышает населенность некоторого нижележащего уровня, получило название состояния с инверсией населенностей уровней, или, более коротко, **инверсией населенности**.

Если в среду с инверсией населенности попадает излучение с энергией фотона, совпадающей с энергией перехода из метастабильного состояния в основное, то с большой вероятностью происходит переход иона с метастабильного уровня 2 на основной уровень 1 с одновременным рождением еще одного фотона. Увеличение числа фотонов при их взаимодействии с ионами эрбия означает, что происходит усиление света, распространяющегося в среде с инверсией населенности.

Отметим, что длина волны и спектр усиления жестко определены типом активных ионов. Тот факт, что спектр усиления волокна, легированного ионами эрбия, совпадает с областью минимальных потерь кварцевого оптического волокна, является удачным совпадением.

Не все ионы эрбия находятся в метастабильном состоянии и обеспечивают усиление. Часть ионов находится на уровне 1 и эти ионы, взаимодействуя с фотонами, энергия которых совпадает с энергией перехода, эффективно их поглощают, переходя на уровень 2. При этом спектр усиления ионов эрбия практически совпадает со спектром поглощения (рис. 2.2.2). Если количество ионов, находящихся на уровне 2, меньше числа ионов, находящихся на основном уровне 1, то наблюдается поглощение.

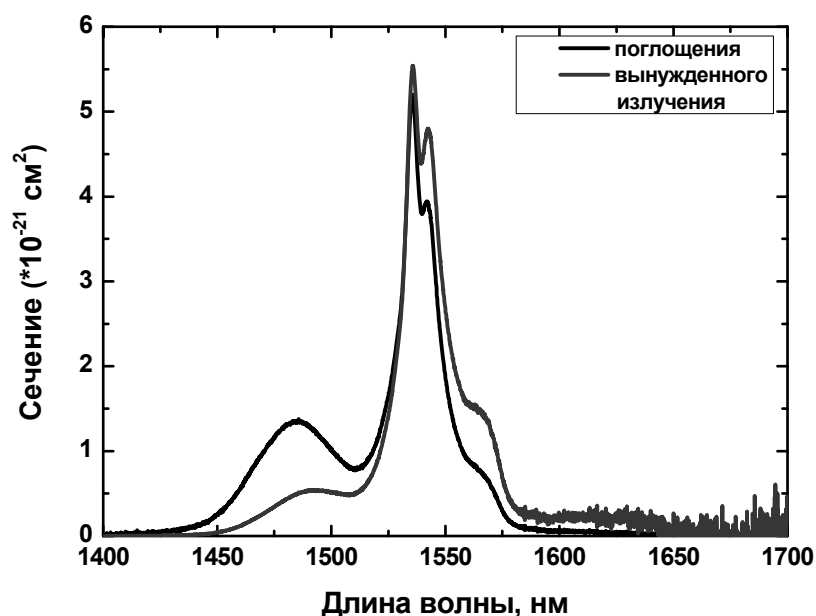


Рис. 2.2.2. Спектр поглощения, кривая 1 (переход $4I15/2 - 4I13/2$) и люминесценции, кривая 2 (переход $4I13/2 - 4I15/2$) эрбия в области 1.5 мкм

Именно поэтому необходимым условием усиления света является создание инверсии населенностей между двумя рабочими уровнями

энергии 2 и 1. Для создания инверсии населенностей в эрбиевом усилителе необходимо перевести примерно половину ионов эрбия на метастабильный уровень 2. Мощность накачки оптического усилителя, при которой населенность уровней 1 и 2 равны, называется пороговой мощностью.

При мощности накачки ниже пороговой наблюдается не усиление, а поглощение светового сигнала. На рис. 2.2.3 представлены спектры поглощения/усиления при различных значениях относительной населенности уровня 2, определяемой уровнем мощности накачки. Нижняя кривая, наблюдающаяся в отсутствии накачки (все частицы находятся в основном состоянии, населенность уровня 2 равно 0%), соответствует «отрицательному усилению», т.е. поглощению во всем рабочем спектральном диапазоне. По мере увеличения мощности накачки все большее число активных ионов переходит в возбужденное состояние. Это приводит, как видно из рис. 2.2.3 сначала к уменьшению коэффициента поглощения, так называемое просветление, а затем к усилению света. Отметим также, что спектр усиления несколько сдвинут в длинноволновую область относительно спектра поглощения. Следовательно, для усиления в длинноволновой части спектра требуется меньшее значение инверсии.

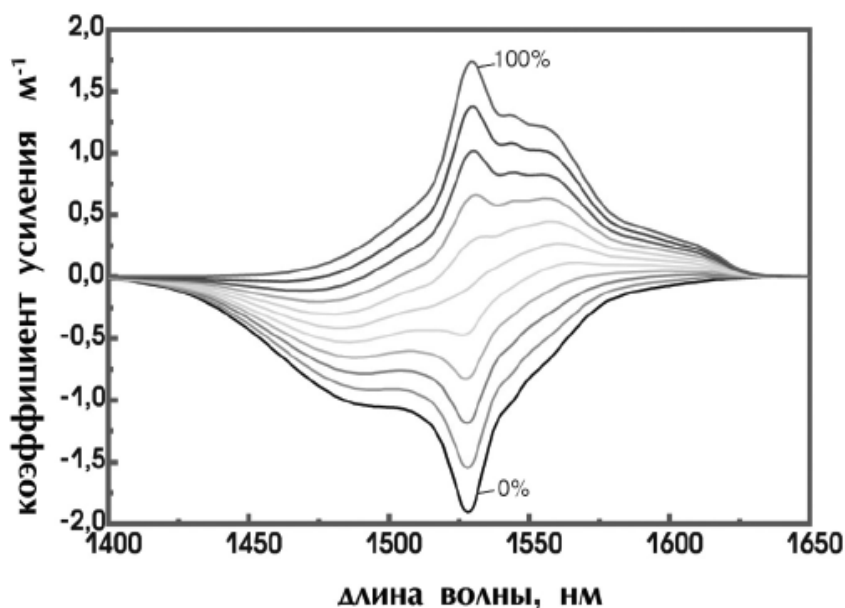


Рис. 2.2.3. Спектральная зависимость усиления/поглощения эрбиевого волокна при разных значениях относительной населенности метастабильного уровня энергии.

Нижняя (черная) кривая – населенность 0%, верхняя кривая – населенность 100%.

Кривые проведены для населенностей изменяющихся с шагом 10%

Использование трехуровневой схемы накачки приводит к появлению следующих важных свойств эрбиевого усилителя:

Наличие пороговой мощности накачки, при которой происходит «просветление» активного волоконного световода, т.е. достигаются

нулевые потери. При превышении пороговой мощности накачки начинается усиление сигнала. В зависимости от структуры активного волоконного световода, концентрации легирующей примеси и длины волны накачки величина пороговой мощности составляет от долей до нескольких единиц мВт.

- Необходимости выбора оптимальной длины эрбиевого волокна, то есть длины, при которой достигается максимальное усиление при заданной концентрации ионов эрбия. При длине волокна больше оптимальной в дальних участках волокна будет наблюдаться поглощение сигнала, а при использовании эрбиевого волокна недостаточной длины излучение накачки используется не полностью. Оптимальная длина эрбиевого волокна зависит от частоты усиливаемого сигнала. Чем меньше частота сигнала, тем более длинный отрезок эрбиевого волокна соответствует максимальному усилению.

При отсутствии усиливаемого сигнала ионы эрбия переходят в основное состояние самопроизвольно, излучая фотоны с энергией, соответствующей данному переходу. То есть появляется спонтанное излучение (люминесценция).

2.3. Основные элементы и характеристики эрбиевого волоконного усилителя

Характеристики волоконного эрбиевого усилителя определяются параметрами активированного ионами эрбия волокна и оптической схемой-топологией усилителя.

В большинстве схем волоконных усилителей накачка осуществляется непосредственно в торец световедущей жилы активированного волокна. В последнее время в результате разработки активированных эрбием световодов со сложным профилем показателя преломления и распределения ионов эрбия по диаметру световедущей жилы волокна начали применяться более эффективные схемы усилителей с накачкой через промежуточную оболочку световода.

В Таблице 2.3 приведены значения эффективностей использования накачки, определяемой максимальным значением отношения коэффициента усиления к мощности накачки, для нескольких полос поглощения. Источники накачки видимого диапазона на основе твердотельных и газовых лазеров использовались на начальном этапе исследований эрбиевых волоконных усилителей, пока не были разработаны необходимые полупроводниковые источники. Наибольшая эффективность использования накачки достигается на длинах волн 980 и 1480 мкм. Отметим, что именно этот факт дал мощный толчок развитию полупроводниковой техники высоких мощностей. Если в первых экспериментах по усилению сигнала использовались полупроводниковые лазеры с максимальной мощностью 20–30 мВт, то в настоящее время разработаны устройства накачки с мощностью в несколько сотен мВт,

введенной в одномодовое волокно. Большая мощность накачки требуется, например, для обеспечения высокого коэффициента усиления одновременно большого числа информационных каналов в система[с плотным спектральным уплотнением (dense wavelength devising multiplexing - DWDM).

Таблица 2.3. Эффективность использования накачки в эрбиевом усилителе

Длина волны накачки, нм	Максимальная эффективность накачки, дБ/мВт
980	11
1480	6.3
664	3.8
532	2.0
827	1.3

На рис. 2.3.1. показана простейшая схема модуля эрбиевого волоконного оптического усилителя. Модуль состоит из следующих ключевых элементов:

1) **Полупроводниковый источник накачки**, работающий на длинах волн 980 нм или 1480 нм (в англоязычной литературе – pumping).

2) **Соединитель** канала накачки на длине волны 980/1480 нм и полезного сигнала с $\lambda = 1.54$ мкм, который необходимо усиливать (в англоязычной литературе - WDM coupler).

3) **Оптическое волокно**, активированное эрбием. В волокне происходит оптическое усиление входного сигнала. Этот элемент является ключевым в модуле оптического усилителя.

4) **Оптический изолятор**, пропускающий оптические сигналы только в одном направлении. Оптический изолятор предотвращает попадание отраженного сигнала от оптических элементов, стоящих за ним (например, брэгговской решетки), в активное волокно и полупроводниковый источник накачки.

5) **Брэгговская решетка**, выравнивающая спектр усиления в рабочем диапазоне длин волн.

Ниже приводятся основные параметры коммерчески доступных эрбиевых волоконных усилителей:

- коэффициент линейного усиления (малосигнального) – 30-40 дБ;
- мощность насыщения - до 0,5 Вт;
- спектральная полоса усиления - $\Delta\lambda = 30-40$ нм;
- диапазон рабочих (усиливаемых) длин волн - 1530-1570 нм;
- коэффициент шума - 4-6 дБ.

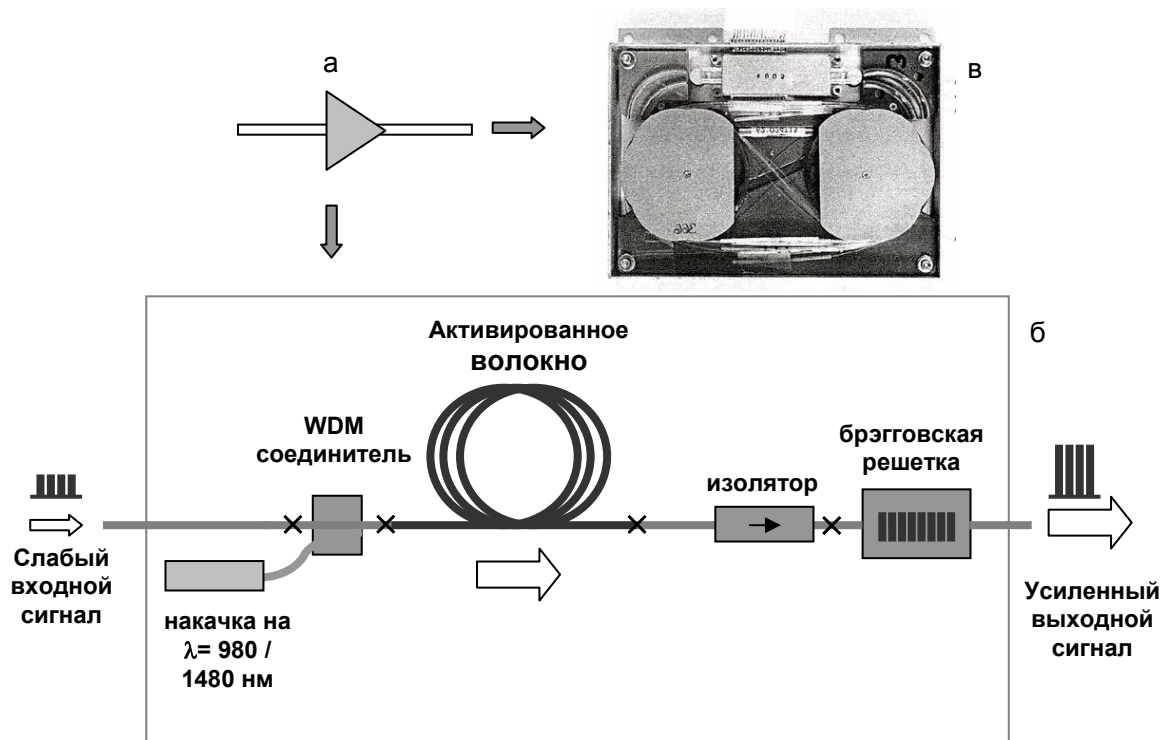


Рис. 2.3.1. Модуль оптического волоконного усилителя на основе эрбиевого волокна: а) обозначение на схеме, б) оптические компоненты, входящие в модуль, в) фотография внутренней компоновки реального волоконного усилителя

Ширина и равномерность полосы усиления

Ширину полосы усиления можно определять разными способами. В любом случае этот параметр должен давать информацию о том, что в определенном диапазоне длин волн значение усиления не ниже некоторого граничного уровня. Как правило, этот уровень составляет 3 дБ от максимального значения коэффициента усиления. Для многоканальных волоконно-оптических систем со спектральным мультиплексированием этот параметр является принципиальным. Поскольку в настоящее время число каналов достигает 100 и практически трудно реализовать разделение отдельных спектральных каналов с интервалами менее чем 0,4 нм (100 ГГц), то ширина спектра усиливаемого излучения может превышать 40 нм. В этих условиях ширина полосы усиления начинает оказывать определяющее влияние на число спектральных каналов, используемых для передачи информации, а значит, и на общую информационную пропускную способность волокна. Вообще говоря, ширина полосы усиления определяется спектром излучения ионов эрбия в материале сердцевины оптического волокна. Определяющее влияние материала сердцевины волокна на спектр излучения связан с тем, что ионы эрбия окружены молекулами этого материала. Под действием молекул окружения уровни энергии ионов эрбия расщепляются на подуровни (рис. 2.2.1). Величина расщепления и определяет ширину полосы излучения. Чем шире полоса излучения, тем более широкого спектра усиления можно добиться при конструировании усилителя. Наиболее широким спектром излучения обладают ионы эрбия в алюмосиликатном стекле (рис. 2.3.2).

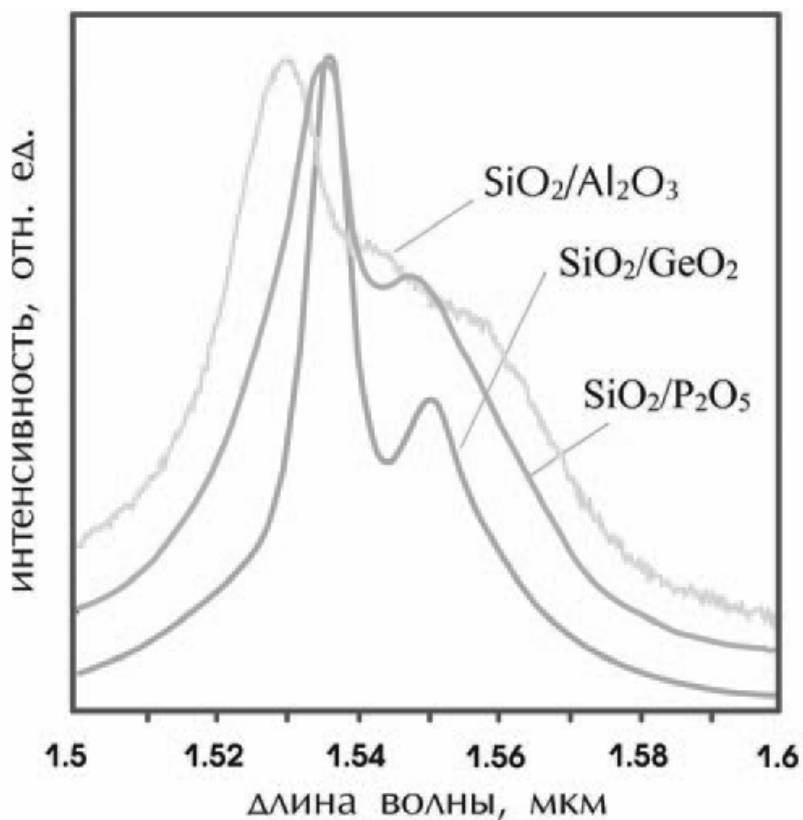


Рис. 2.3.2. Спектры излучения ионов эрбия в кварцевом стекле с различными добавками

Спектры усиления типичного эрбиевого усилителя на алюмосиликатном стекле при двух значениях мощности входного сигнала представлены на рис. 2.3.3.

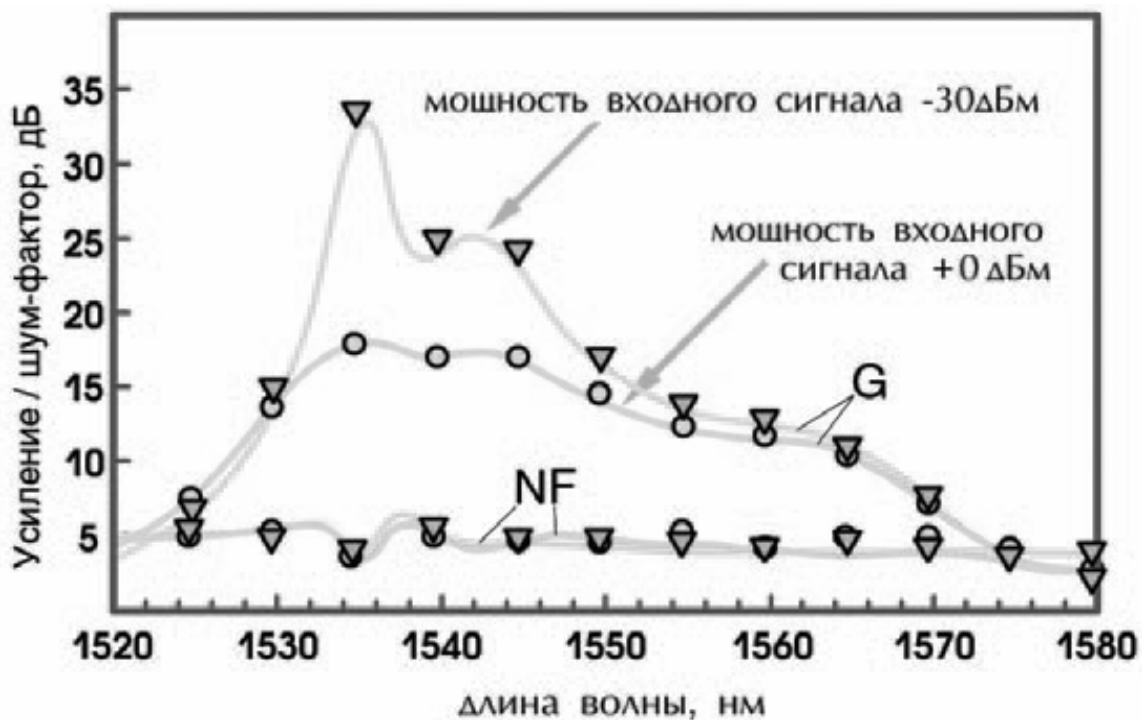


Рис. 2.3.3. Спектральные зависимости коэффициентов шума (NF) и усиления (G) эрбиевого усилителя для двух значений входного сигнала

Увеличивая длину активного волокна, удается получать достаточно большой коэффициент усиления вплоть до длины волны 1560 нм, при превышении которой усиление резко падает. Таким образом, ширина полосы усиления для традиционной конфигурации усилителя (рис. 2.3.1) составляет примерно 30 нм (1530 – 1560 нм). Эта полоса усиления имеет название стандартного диапазона (conventional band), или *C*-диапазона. Как видно из рис. 2.3.2, интенсивность люминесценции имеет заметное значение вплоть до 1600 нм. При этом поглощение в области 1560 – 1600 нм падает очень быстро, что позволяет использовать и этот диапазон для усиления световых сигналов. Таким образом, оказывается возможным усиление в так называемом длинноволновом диапазоне (long wavelength band) или *L*-диапазоне, если использовать длинное эрбиевое волокно. Следует отметить, что при такой конструкции усилителя активная среда оказывается не полностью инвертированной, и для оптических сигналов в *C*-диапазона такое устройство работает как поглотитель. Поэтому перед усилением оптические сигналы разделяются по диапазонам *C* и *L*, и для каждого используется свой усилитель. Спектральные характеристики усиления в обоих диапазонах представлены на рис. 2.3.4.

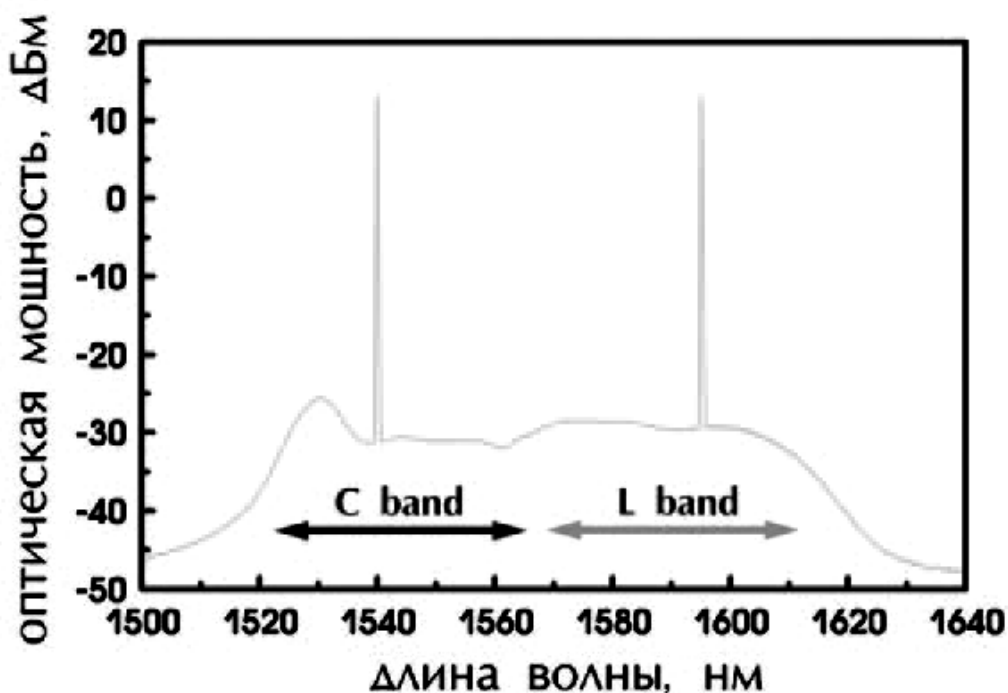


Рис. 2.3.4. Спектральные характеристики двухдиапазонного усилителя

Дальнейшее расширение рабочего спектрального диапазона эрбиевых усилителей связано с использованием области 1480–1530 нм, или *S*-диапазона (short wavelength band – коротковолновый диапазон). Интенсивность люминесценции ионов эрбия в этой области не меньше, чем в *L*-диапазоне, однако существенным является сильное поглощение сигнала (рис. 2.2.2, кривая 1). Эта проблема решается использованием более мощных источников накачки по сравнению с другими усилителями. Вторая проблема выглядит более серьезной и связана она с сильной

конкуренцией между усилением сигнала в S -диапазоне и спонтанным излучением в C -диапазоне, для которого условия усиления являются более благоприятными. В последнее время опубликованы несколько работ, в которых показана возможность усиления в S -диапазоне при использовании фильтров или введении изгибных потерь в диапазоне 1530 – 1560 нм для подавления усиленного спонтанного излучения.

Современные эрбиевые волоконные усилители обеспечивают усиление модулированных оптических сигналов в полосе до 40 ГГц. Имеются экспериментальные работы, в которых показана возможность усиления модулированных сигналов с скоростями модуляции до 160 Гбит/с.

Полоса пропускания, ее равномерность, динамический диапазон и другие перечисленные выше характеристики усилителя напрямую зависят от параметров активированного световода (его длины, диаметра световедущей жилы, распределения ионов эрбия по диаметру световедущей жилы, степени однородности накачки и т.д.), а также топологии усилителя. В связи с тем, что невозможно создать усилители с одним активным элементом (световодом), полностью удовлетворяющие требования $DWDM$ -систем, в последнее время стали разрабатываться многокаскадные эрбиевые волоконно-оптические усилители. Так, фирма *Lucent Technologies* сообщила о создании двухкаскадных эрбиевых волоконных усилителей, имеющих спектральную полосу усиления $\Delta\lambda = 35$ нм с максимальным отклонением коэффициента усиления не более 0,6 дБ (или 2,5%) в пределах всей полосы. Современная технология изготовления активированных эрбиевых световодов позволяет сдвигать границы полосы усиления в пределах длин волн $\Delta\lambda = 1530$ -1650 нм, перекрывая тем самым C и L полосы $DWDM$ -систем. Фирмой *Alcatel* разработан эрбиевый волоконный усилитель для $DWDM$ -систем, работающий в L спектральной полосе ($\Delta\lambda = 1570$ -1603 нм) и имеющий среднее значение коэффициента усиления, равное 34 дБ с отклонением не более 1,8 дБ по всей полосе усиления. При мощности накачки, равной 1,76 Вт, выходная мощность усилителя составляла +26 дБм.

Последним достижением можно считать разработку эрбиевых усилителей на основе теллуричного волокна, имеющих спектральную полосу $\Delta\lambda = 80$ нм, которая перекрывает C и L рабочие полосы $DWDM$ систем. Именно с помощью таких усилителей была реализована экспериментальная система, обеспечивающая полную скорость передачи информации 3 Тбит/с (19 спектральных каналов емкостью 160 Гбит/с в каждом канале).

Кроме широкой полосы усиления важную роль играет равномерность коэффициента усиления во всей полосе или плоскостность спектральной характеристики (рис. 2.3.5) Это обусловлено необходимостью иметь одинаковое усиление сигнала в каждом

спектральном канале. Как правило, ни один из усилителей не имеет плоской спектральной характеристики, поэтому выравнивание спектра усиления осуществляется оптическими фильтрами различных типов, например, при использовании брэгговских решеток (рис. 2.3.6) или за счет использования активированного волокна специального состава (фторидного - рис. 2.3.7 или теллуридного). В основном усилители, применяемые в системах со спектральным уплотнением, имеют неравномерность коэффициента усиления в пределах не более нескольких децибел во всей полосе усиления.

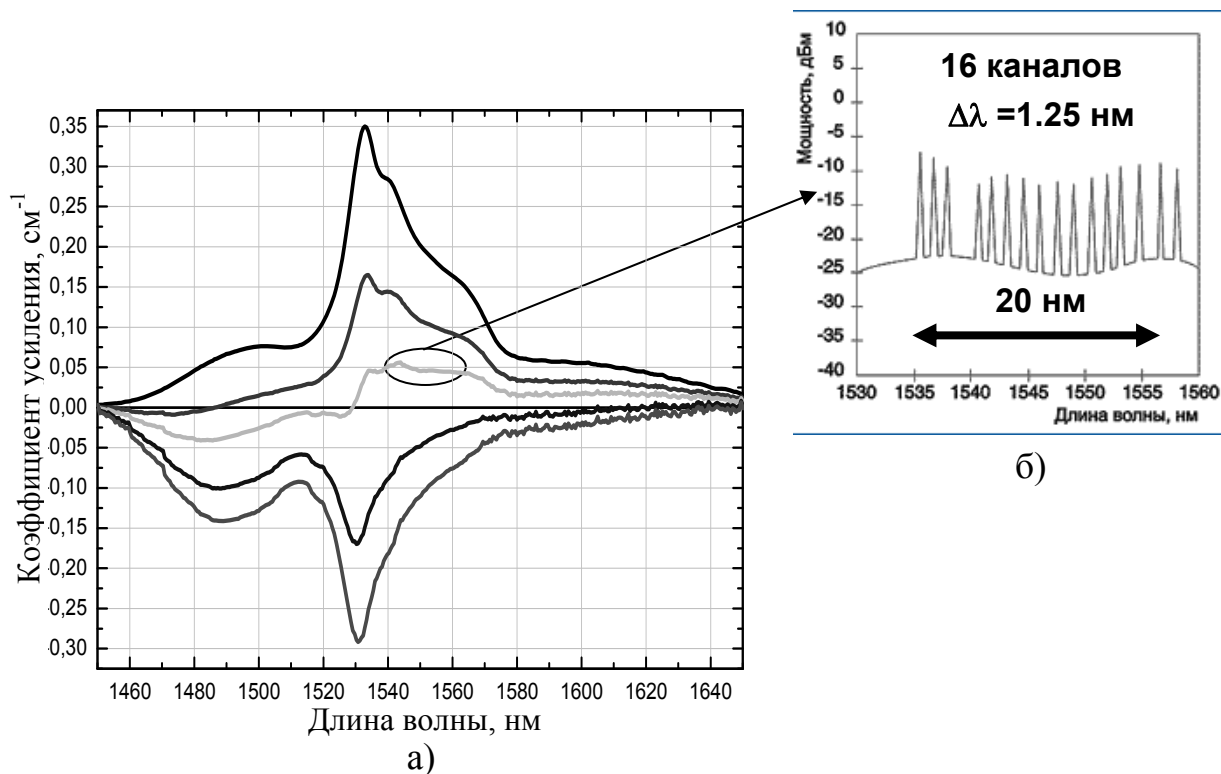


Рис. 2.3.5. Спектр усиления-потерь E_g усилителя при разных накачках (а) и участок спектра (C-band) (б), который использован для передачи 16 спектральных каналов с WDM-разделением $\lambda\Delta = 1.25$ нм

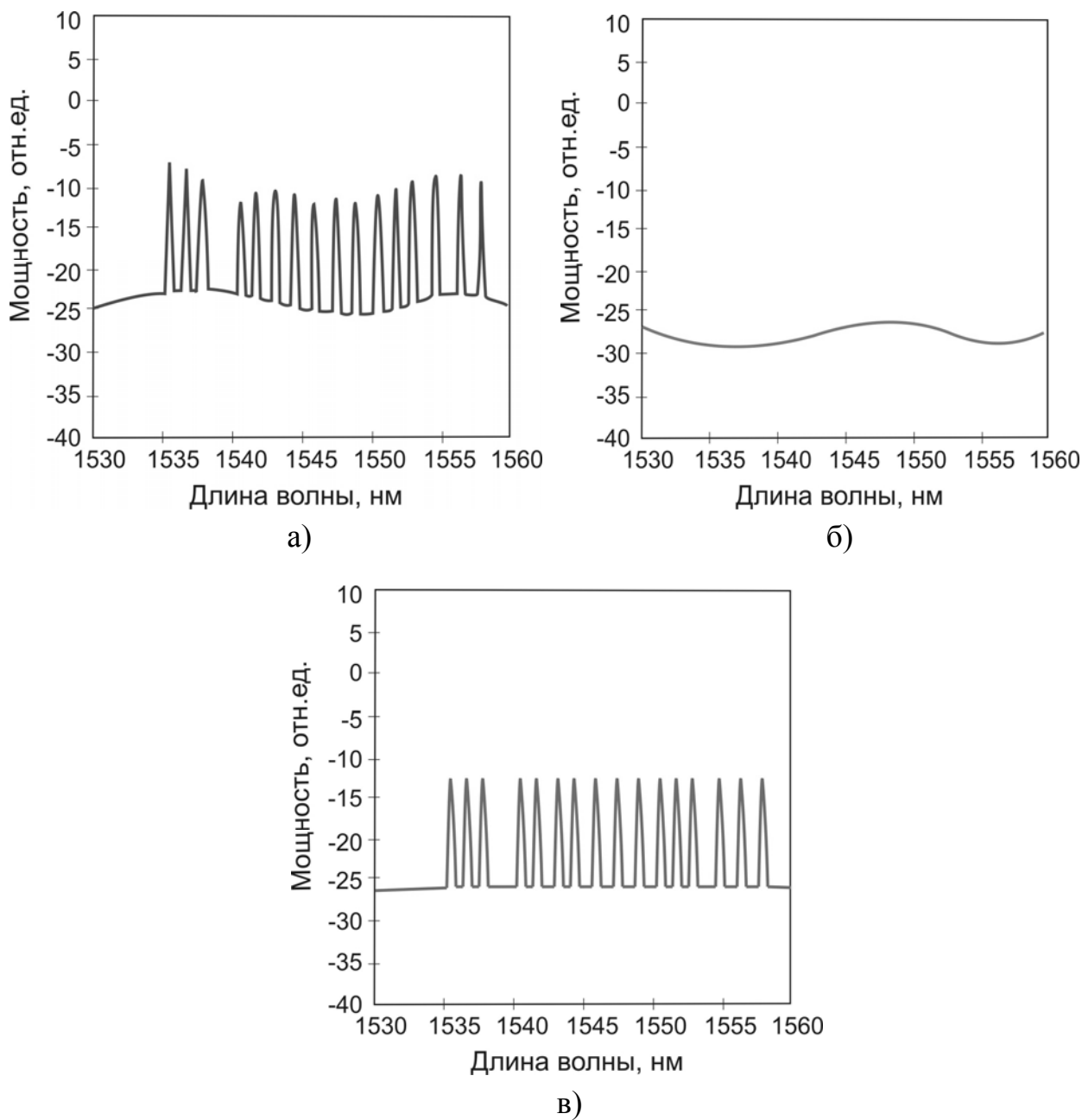


Рис. 2.3.6. Фрагмент спектра усиления в эрбиевом волокне до (а) и после (в) брэгговской решетки, которая имеет спектр пропускания (б), зеркально повторяющий контур усиления

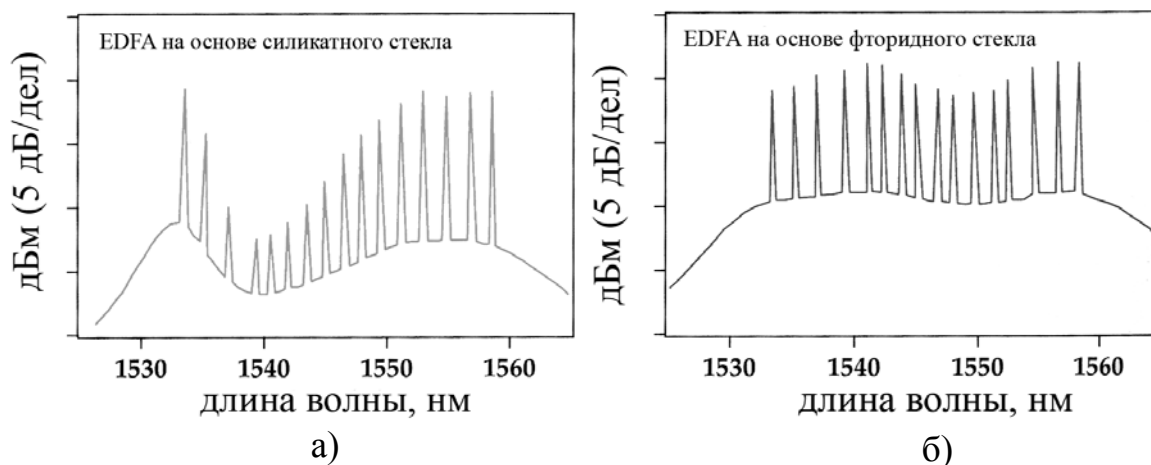


Рис. 2.3.7. Фрагмент спектра усиления 16 сигналов в эрбиевом силикатном (а) и фторидном (б) волокне

2.4. Преимущества и недостатки эрбиевых волоконных усилителей

Преимущества:

- высокая передача энергии от накачки к сигналу $> 50\%$;
- одновременное усиление в широком диапазоне длин волн в области 1550 нм с выходной мощностью в 37 дБ/м, с относительно плоским спектром усиления > 20 дБ, т.е. подходит для WDM-систем;
- выходной предел более 1 мВ (10-25 дБ/м);
- временная константа усиления (> 100 мс) достаточно велика для преодоления помех модуляции;
- низкий шум-фактор;
- поляризационно-независим (что уменьшает потери на соединениях);
- пригодны для использования в дистанционных системах;
- эрбиевый усилитель также может работать в *S* и *L*-band диапазонах.

Недостатки:

- большие размеры модуля эрбиевого усилителя ($\sim 220 \times 220 \times 10$ мм³). Габариты корпуса усилителя определяются радиусом изгиба активированного оптического волокна, который составляет более 10 см. Это приводит к нерациональному соотношению веса активированного оптического волокна (несколько грамм) к объему, который оно занимает в корпусе усилителя;
- невозможность интеграции с полупроводниковыми устройствами;

- в эрбиевом усилителе существует **усиленное спонтанное излучение** (*amplified spontaneous emission - ASE*). Поэтому даже если нет входящего сигнала, всегда существует какой-то сигнал на выходе усилителя вследствие спонтанного перехода некоторых ионов в возбужденное состояние. Этот эффект называется **спонтанным шумом**.

- перекрестные помехи;
- предел усиления.

2.5. Материалы для эрбиевых волоконных усилителей

Собственно усилительной средой усилителя является эрбиевое волокно – волоконный световод с примесями ионов эрбия. Изготавливаются такие световоды теми же методами, что и световоды для передачи информации, с добавлением промежуточной операции пропитки не проплавленного материала сердцевины раствором солей эрбия либо операции легирования ионами эрбия из газовой фазы непосредственно в процессе осаждения сердцевины (см., например [6]). Волноводные параметры эрбиевого волоконного световода делают сходными с параметрами световодов, используемых для передачи информации, в целях уменьшения потерь на соединения. Принципиальным является выбор легирующих добавок, формирующих сердцевину активного световода, а также подбор концентрации ионов эрбия. Различные добавки в кварцевое стекло изменяют характер штарковского расщепления уровней энергии ионов эрбия (рис. 2.2.1). В свою очередь это приводит к изменению спектров поглощения и излучения. На рис. 2.3.2 представлены спектры излучения ионов эрбия в кварцевом стекле, легированном наиболее часто применяемыми в технологии волоконных световодов добавками германия, фосфора и алюминия. Из представленных данных видно, что наиболее широкий спектр люминесценции (а значит, и спектр усиления), составляющий около 40 нм по полувысоте, достигается при использовании в качестве добавки алюминия. Поэтому этот элемент стал необходимой составляющей материала сердцевины эрбиевых волоконных световодов.

Концентрация ионов эрбия в сердцевине оптического волокна фактически определяет его длину, используемую в усилителе при заданных уровнях сигнала и накачки. Верхний предел концентрации активных ионов определяется возникновением эффекта кооперативной ап-конверсии. Это явление состоит в том, что при большой концентрации активных ионов возможно образование кластеров, состоящих из двух и более ионов эрбия. Когда эти ионы оказываются в возбужденном состоянии, происходит обмен энергиями, в результате чего один из них переходит в состояние с еще более высокой энергией, а второй – безызлучательно релаксирует на основной уровень. Таким образом, часть

ионов эрбия поглощает излучение усиленного сигнала, снижая эффективность усилителя.

Другое направление исследований в области расширения полосы усиления эрбиевых усилителей, а также увеличения концентрации ионов эрбия связано с поиском других (не силикатных) стеклообразующих матриц для сердцевины волокна. Так в последнее время появился значительный интерес к фосфатным, теллуридным и фторидным стеклам.

Ширина спектра люминесценции у фосфатных стекол близка к силикатным (рис. 2.5.1).

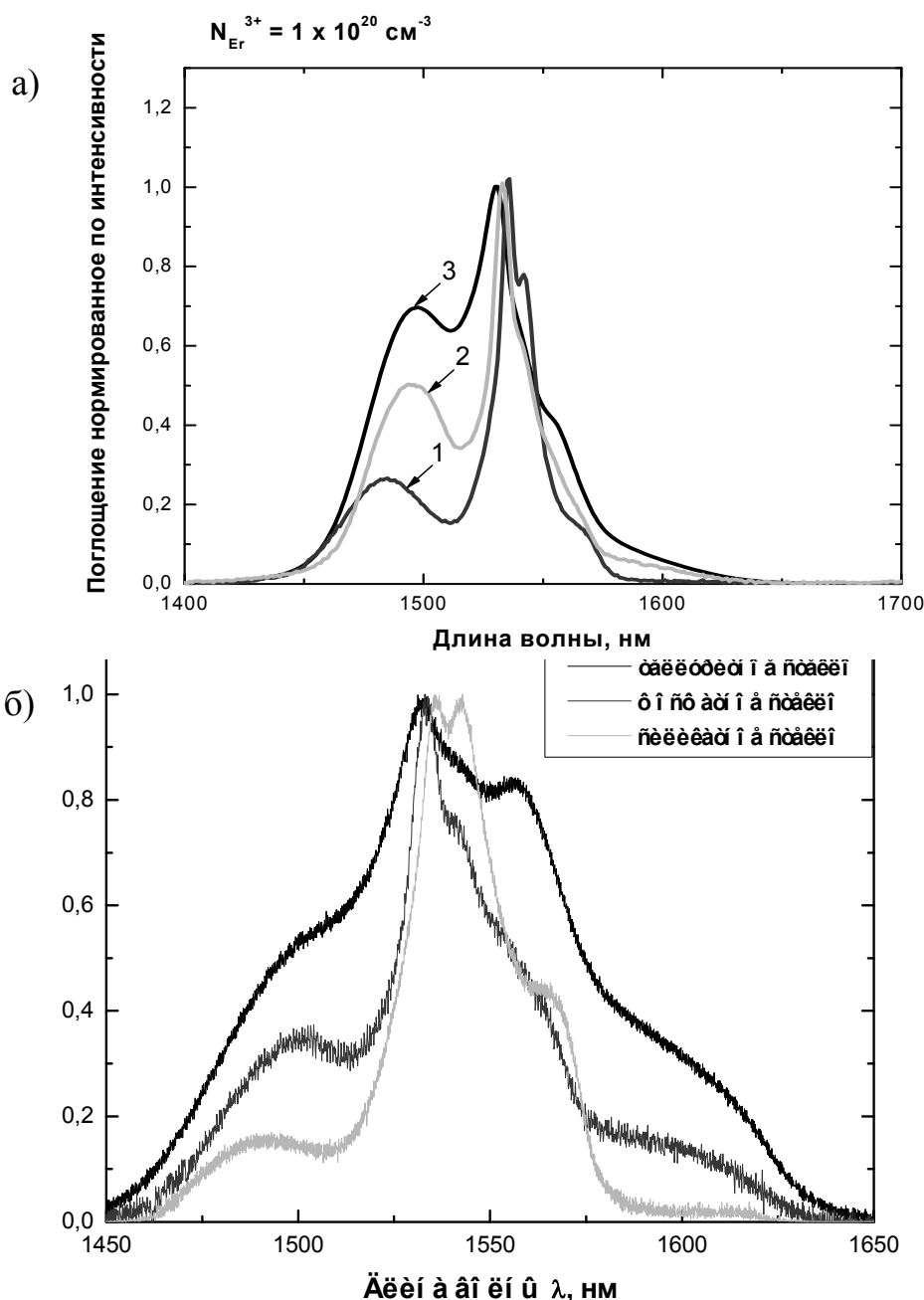


Рис. 2.5.1. Спектры поглощения (а) и люминесценции (б) силикатного (кривая 1), фосфатного (кривая 2) и теллуридного (кривая 3) стекла, легированного ионами эрбия

Здесь выигрыша у этих материалов по сравнению с силикатными матрицами нет. Тем не менее, увеличение концентрации эрбия в фосфатных стеклах не приводит к заметному образованию эрбиевых кластеров, как это имеет место в силикатных стеклах. Поэтому фосфатные стекла имеют более низкие коэффициенты нелинейного ап-конверсионного тушения люминесценции по сравнению с силикатными стеклами. Это позволяет реализовывать в фосфатных стеклах более высокие концентрации ионов эрбия без заметного концентрационного тушения, по сравнению с силикатными стеклами. Однако, на сегодняшний день технология вытяжки оптических волокон из фосфатных стекол пока еще не совершенна, что сдерживает их использование для эрбиевых волоконных усилителей. Высококонцентрированные фосфатные стекла, легированные эрбием и иттербием, нашли свое применение при разработке планарных волноводных усилителей.

Ионы эрбия в теллуридных и фторидных стеклах имеют самые широкие полосы люминесценции и, соответственно усиления. Следующие два рисунка иллюстрируют эту особенность. На рис. 2.5.1 показаны спектры поглощения (а) и люминесценции (б) ионов эрбия для силикатных, фосфатных и теллуридных стекол. Сравнение спектров усиления силикатного стекла, легированного алюминием, и фторидного стекла показано на рис. 2.5.2. Несмотря на привлекательность теллуридных и фторидных матриц, они пока не находят широкого использования в волоконных оптических усилителях в виду сложной технологии вытяжки волокна.

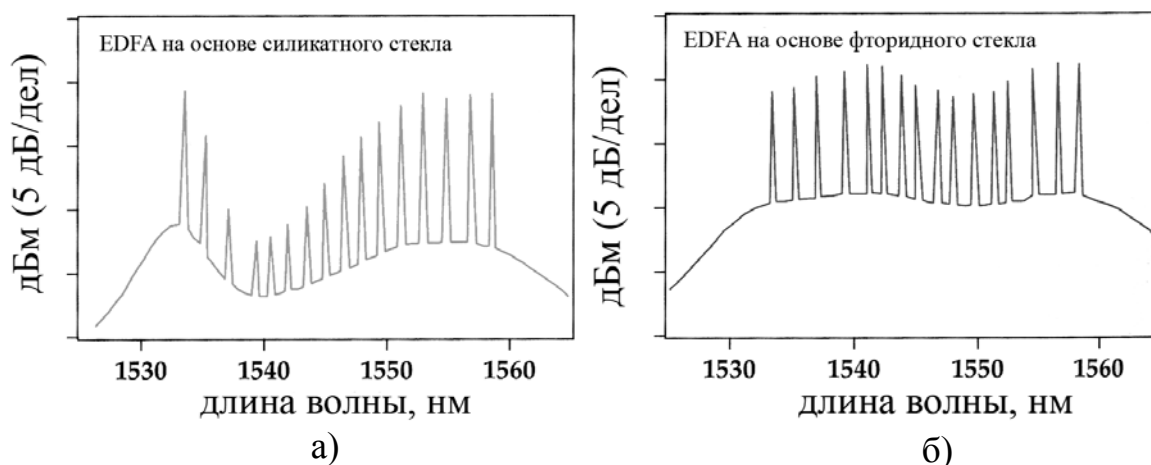


Рис. 2.5.2. Спектры усиления силикатного стекла, легированного алюминием, и фторидного стекла

3. ИТТЕРБИЕВЫЕ СТЕКЛА В СОВРЕМЕННЫХ СИСТЕМАХ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

3.1. Общая характеристика волоконных лазеров

Впервые твердотельный лазер на рубине был реализован Мейманом в 1960 году, а спустя три года в 1963 г. Коестер и Снитцер продемонстрировали первый волоконный лазер, в котором в качестве активного элемента использовался стеклянный волоконный световод, легированный ионами неодима. Накачка первых волоконных лазеров осуществлялась через боковую поверхность световода с помощью лампы вспышки. Следующим этапом на пути совершенствования волоконных лазеров на активных ионах был новый метод накачки волоконных лазеров - ввод излучения накачки через торец волоконного световода, впервые предложенный Стоуном и Баррусом в 1973. Кроме того, постоянно совершенствовалась технология производства волоконных световодов - снижались оптические потери и росли концентрации активных ионов. Бурное развитие волоконных лазеров на активных ионах было в сильной степени инициировано изобретением в 1985 г. Пэйном и его группой эрбиевого усилителя, который произвел настоящий прорыв в области волоконно-оптической связи. Постоянно растущие потребности телекоммуникационной отрасли требовали совершенствования таких важных компонентов волоконных лазеров как: активные световоды, лазерные диоды для накачки и волоконные брэгговские решетки показателя преломления, возможность записи которых в волоконных световодах была впервые случайно обнаружена в 1978 г. Вслед за эрбиевыми усилителями стали развиваться волоконные лазеры и усилители на основе ионов редких земель: Yb , Tm , Ho , и др., а так же ВКР лазеры и усилители. Именно на элементной базе, разработанной для нужд оптоволоконной связи, впоследствии стали создаваться мощные волоконные лазеры.

Впервые лазерная генерация на ионах Yb^{3+} в кварцевом стекле была получена еще в 1962 г. Однако долгое время лазеры на ионах Yb^{3+} практически не были распространены, а значительно большее распространение получили неодимовые лазеры, что связано с возможностью получения в ионах неодима генерации по чисто четырехуровневой схеме в отличие от трехуровневой для эрбия или квази-четырёхуровневой генерации для иттербия. Широкое распространение лазеры на ионах Yb^{3+} получили только в середине 90-х годов после первых работ по волоконным иттербиевым лазерам с накачкой через первую оболочку. Но уже в этих работах было показано - эффективность генерации иттербиевых волоконных лазеров может быть существенно выше, чем неодимовых. В середине 90-х годов произошел качественный скачок в области создания

мощных промышленных волоконных лазеров и их коммерциализации. Этому послужили три фактора:

- 1) использование полупроводниковых лазеров для накачки,
- 2) разработка брэгговских волоконных резонаторов,
- 3) создание активированного волокна с двойной оболочкой.

Волоконные лазеры явились символом наступления нового века для лазерной техники. Начав свой выход на рынок промышленных систем на рубеже веков, они по совокупности параметров, надежности и ресурсу существенно превосходят промышленные лазеры других типов (например, газовый - CO_2 , твердотельный - $Nd:YAG$). Производством волоконных лазеров, в силу новизны этого направления, занимаются лишь несколько компаний в мире - *IPG Photonics Corp* и *JDS Uniphase*. Ведущей является *IPG Photonics Corp*. – международная научно-производственная группа российского происхождения. На долю *IPG* приходится более 75% мирового объема выпуска волоконных лазеров и усилителей, при этом большинство типов волоконных лазеров, включая промышленные лазеры киловаттного диапазона мощности, производит только *IPG*.

На рис. 3.1 показана динамика развития волоконных лазеров. В настоящее время мощность излучения одномодовых волоконных лазеров уже превысила 1000 Вт, а в многомодовом режиме приближается к 20 кВт.

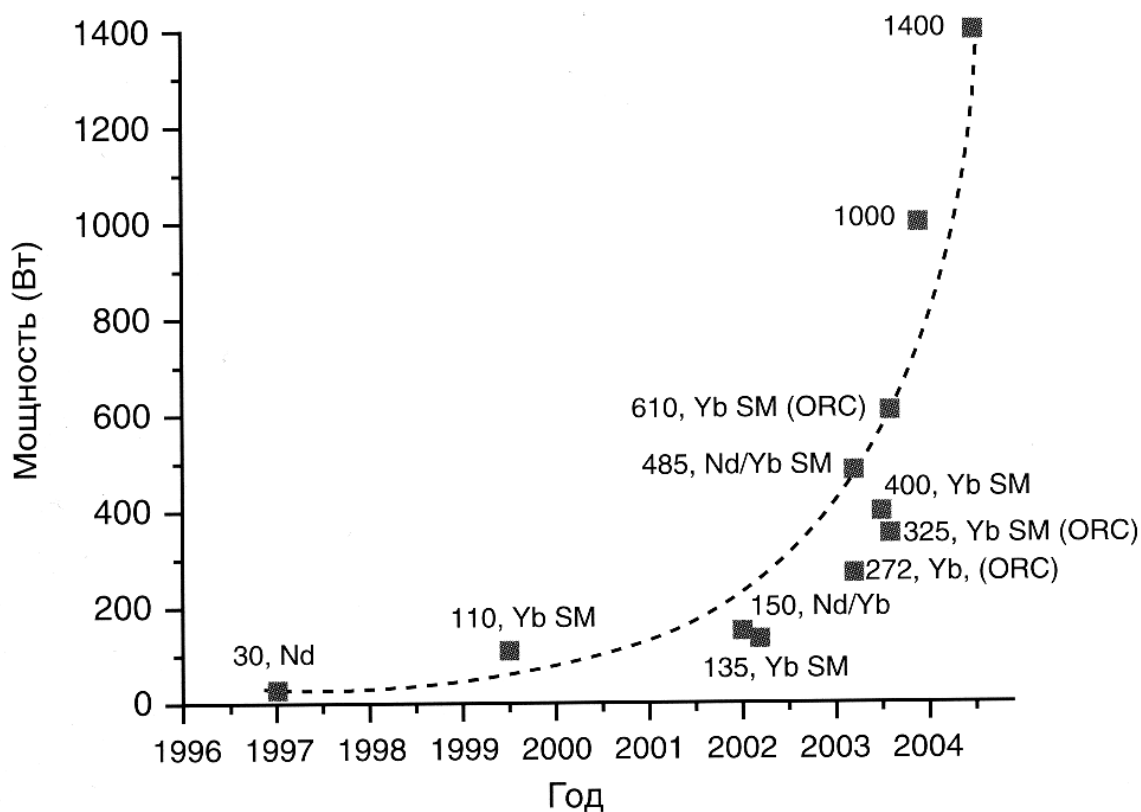


Рис. 3.1. Динамика развития волоконных лазеров

В настоящее время волоконные лазеры перестали быть экзотикой и все шире применяются в различных отраслях промышленности.. Благодаря своим характеристикам они могут служить хорошей заменой для CO_2 и $Nd:YAG$ лазеров в таких отраслях обработки материалов, как лазерная сварка и резка, нанесение покрытий. Кроме того, они находят массу применений в медицине, метрологии, научных исследованиях и других областях науки и техники.

Сегодня основными областями применения волоконных иттербиевых лазеров являются маркировка, резка, сварка, термообработка. Так например, для резки применяют волоконные иттербиевые лазеры с выходной мощностью от 50 Вт до 5 кВт. Выбор типа лазера и уровня мощности определяется типом и толщиной обрабатываемых материалов, а также необходимой скоростью резки. Например, лазеры мощностью до 200 Вт подходят для резки металлов толщиной до 1-2 мм. Для резки металлов толщиной 3-10 мм обычно используют волоконные лазеры мощностью 0.4 - 2 кВт, а для толщин 10-20 мм используются лазеры мощностью 3 - 5 кВт. Волоконные иттербиевые лазеры мощностью 5 - 20 кВт используются главным образом для сварки.

Рынок волоконных и, прежде всего, мощных лазеров, используемых для обработки материалов, стремительно растет. Ежегодный рост составляет 15%. В 2008 г. рынок волоконных лазеров составил 490 млн. долларов, Это примерно треть рынка всех твердотельных лазеров, составившего в 2008 г. 1500 млн. долларов.

3.2. Сравнение волоконных лазеров с другими типами лазеров

В течение долгого времени развитие мощных непрерывных лазеров шло по двум основным направлениям: газовые (в основном CO_2) лазеры и твердотельные лазеры (в основном на кристаллах $Nd:YAG$). Мощные CO_2 лазеры до сих пор являются наиболее распространенными лазерными устройствами, применяемыми в обработке материалов. Это связано в первую очередь с наименьшей среди прочих типов лазеров стоимостью одного ватта излучения, что объясняется использованием прямой электрической накачки и относительно высоким КПД (около 10% «от розетки»). Основными недостатками таких систем являются: 1) длина волны излучения CO_2 лазера - 10,6 мкм плохо пригодна для обработки материалов с высоким коэффициентом отражения (например, металлы типа Al , Cu), а отсутствие волоконных световодов в данном диапазоне на сегодняшний день усложняет доставку излучения, 2) резонаторы мощных CO_2 лазеров требуют периодической настройки, 3) параметры пучка и стабильность мощности очень чувствительны к обратным отражениям, 4) мощные CO_2 лазеры, как правило, не мобильны (большие габариты и вес).

Мощности промышленных CO_2 лазеров достигают величины 100 кВт, такие мощные лазеры используются в судо-, авиа- и автомобилестроении.

В непрерывных лазерах на кристаллах $Nd:YAG$ используется ламповая или диодная накачка. КПД лазера "от розетки" составляет 2-3% для ламповой накачки и 4 - 6% - для диодной. Стоимость за ватт излучения таких лазеров выше, чем в CO_2 лазерах, однако они обладают более удобной для обработки материалов длиной волны генерации - 1,06 мкм. Излучение с такой длиной волны не только лучше поглощается материалами, но и может подводиться в труднодоступные места с помощью волоконных световодов, существующих в настоящее время. Данный тип лазеров так же обладает рядом существенных недостатков, а именно: низкий КПД (до 6%), не высокое качество пучка по сравнению с CO_2 лазерами, и низкая стабильность выходных параметров. Кроме того, такие лазеры так же практически не мобильны. Мощность современных промышленных $Nd:YAG$ лазеров достигает величины порядка 15 кВт.

Основные преимущества мощных волоконных иттербиевых лазеров в сравнении с другими типами мощных газовых и твердотельных лазеров вытекают из свойств самих волоконных световодов и заключаются в:

- долговечности и прочности конструкции волоконных лазеров;
- отсутствию проблем с тепловыми эффектами из-за большого отношения поверхности к объему активной области, что обеспечивает эффективный теплоотвод и предотвращает появление больших градиентов температуры в сердцевине;
- высоком, вплоть до дифракционно-ограниченного, качестве выходного излучения и стабильности его параметров;
- высокой эффективности по отношению к оптической накачке (лазерными диодами) вплоть до 85%, а «от розетки» до 30%;
- удобной длине волны излучения в диапазоне прозрачности волоконных световодов на основе кварцевого стекла (1 - 2 мкм);
- компактности и малом весе.

Дополнительно можно отметить следующие особенности волоконных иттербиевых лазеров. В волоконных лазерах отсутствует эффект термолинзы, который имеет место в активных кристаллах и стеклах твердотельных лазеров. Отсутствует эффект искажения волнового фронта, который имеет место в кристаллах вследствие его дефектов. Эти эффекты всегда были препятствием для достижения максимальных возможностей твердотельных лазерных систем. На выходе волоконного лазера получается идеальный одномодовый лазерный пучок с равномерным распределением мощности, что позволяет сфокусировать излучение в пятно малого размера и иметь большую, чем в случае мощных твердотельных YAG -лазеров, глубину резкости (каустики) (рис. 3.2). Это

чрезвычайно важное для лазерных систем свойство, особенно для многолучевых оптических систем.

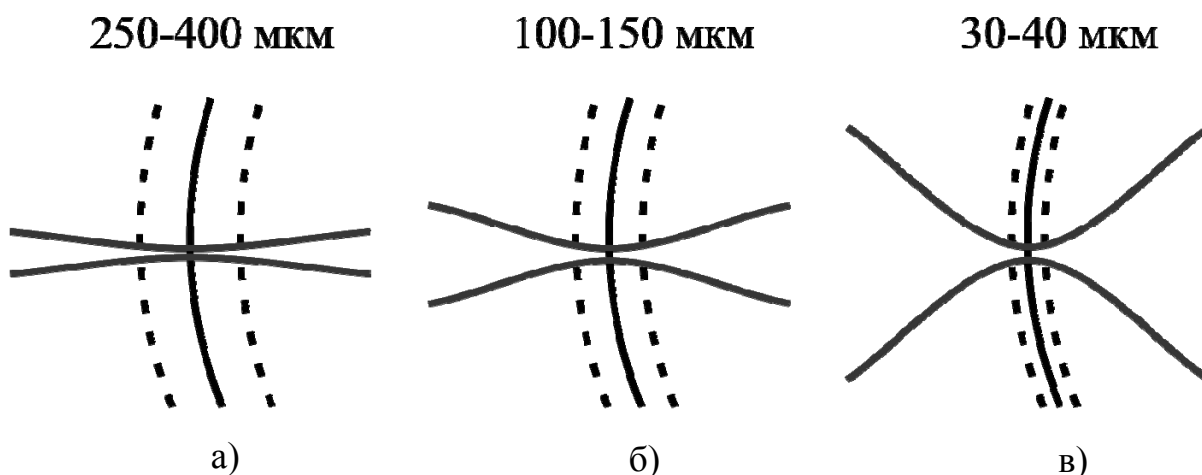


Рис. 3.2. Форма пучка разных лазерных источников: а — волоконный лазер; б — Nd:YAG-лазер; в — лазерный диод

Наряду с рядом достоинств волоконные лазеры обладают несколькими недостатками, главным из которых можно считать более высокую стоимость систем накачки для волоконных лазеров по сравнению с другими типами мощных лазеров, что естественным образом негативно сказывается на конечной стоимости мощных волоконных лазерных систем.

Рассмотрим основные элементы и схемы волоконных лазеров.

3.3. Основные элементы конструкции волоконных лазеров

Конструкция любого лазера включает в себя три основных элемента: **активную среду**, в которой происходит усиление проходящего света, **резонатор**, обеспечивающий устойчивую обратную связь для генерируемого излучения, и **накачку**, с помощью которой в среде создается инверсная населенность.

Принцип усиления света основан на явлении вынужденного излучения впервые описанного Эйнштейном. Если фотон с определенной энергией падает на возбужденный атом, энергия возбуждения которого относительно какого-либо нижнего уровня равна энергии падающего фотона, то с некоторой вероятностью возбужденный атом испустит квант света и перейдет на этот более низкий уровень. При этом испущенный фотон будет идентичен падающему по всем параметрам - энергии, поляризации, направлению распространения. Используя этот принцип можно добиться таких условий в среде, при которых мощность проходящего через нее излучения, будет усиливаться. Что бы добиться усиления в среде необходимо создать инверсную населенность на рабочих уровнях, то есть ситуацию, когда на верхнем лазерном уровне (в

возбужденном состоянии) находится большее число атомов, чем на нижнем лазерном уровне. Именно в этом случае количество актов вынужденного излучения будет превышать количество актов поглощения, так как вероятности этих процессов одинаковы. В обычных условиях (без внешнего воздействия) в среде распределение атомов по энергиям подчиняется статистике Больцмана, что исключает инверсную населенность, а значит и усиление. Обычно среда, в которой создана инверсная населенность, называется активной, а атомы и ионы, которые непосредственно участвуют в усилении, называются активными. Чтобы достичь инверсной населенности в среде необходимо внешнее воздействие, направленное на перевод активных атомов в возбужденное состояние. Таким воздействием может быть оптическое, электрическое, химическое и любое другое воздействие позволяющее перевести атомы в нужное возбужденное состояние. Внешнее воздействие называется накачкой. В волоконных лазерах используется оптическая накачка, то есть возбуждение активных атомов осуществляется посредством внешнего оптического излучения.

Инверсная населенность в среде может быть достигнута только при определенной конфигурации энергетических уровней. Например, в чисто двухуровневой среде нельзя создать стационарную инверсию с помощью оптической накачки. Существуют две основных схемы уровней атомов, позволяющих получить инверсию при помощи оптической накачки - трехуровневая схема (рис. 2.2.1) и четырехуровневая схема (рис. 3.3.1).

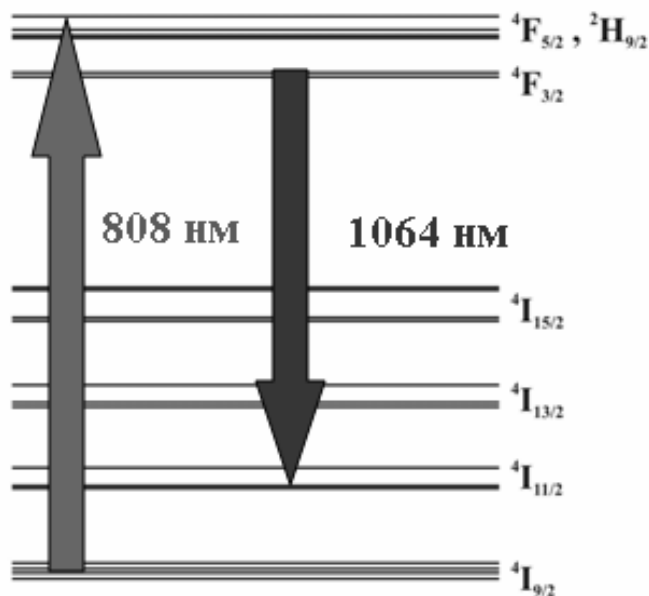


Рис. 3.3.1. Четырехуровневая схема

В первом случае кванты накачки переводят активные атомы из состояния 1 в состояние 3, затем за счет безызлучательной релаксации

атом переходит в состояние 2, откуда он под действием внешнего поля переходит обратно в состояние 1. Чтобы достичь инверсии в такой схеме необходимо мощное излучение накачки, которое было бы в состоянии перевести более половины атомов в возбужденное состояние. Если же использовать четырехуровневую схему требования к мощности накачке существенно ослабляются за счет того, что в данном случае для достижения инверсии между уровнями 1 и 2 достаточно накачки небольшой мощности, так как уровень 1 практически не заселен. Как правило, достичь генерации по четырехуровневой схеме значительно проще, чем по трехуровневой. В этом отношении для создания мощных лазеров наиболее привлекательны ионы неодима, работающие по четырехуровневой схеме (рис. 3.3.1) и ионы иттербия, работающие по квази-четырёхуровневой схеме (рис. 3.3.2).

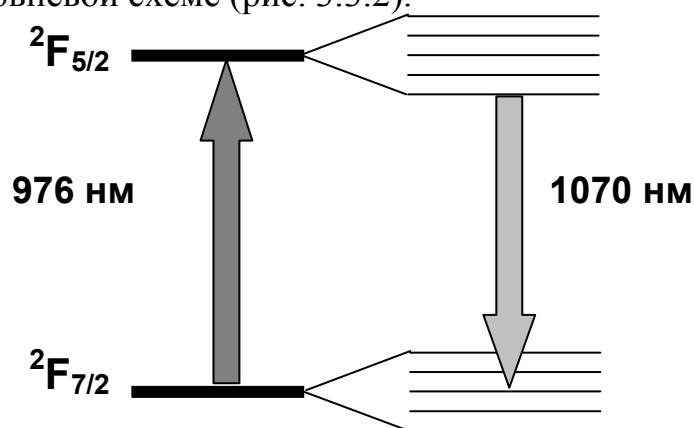


Рис. 3.3.2. Квази-четырёхуровневая схема иттербия

В волоконных лазерах в качестве активной среды используется сердцевина световода, легированная ионами Yb^{3+} или других активных ионов (Er^{3+} , Tm^{3+} , Nd^{3+} , Pr^{3+} , Ho^{3+} и др.) в зависимости от требуемой длины волны генерации.

3.3.1. Резонаторы лазерных систем

Для того чтобы из усилителя излучения сделать оптический генератор (лазер) требуется положительная обратная связь, возвращающая часть усиленного излучения обратно в активную среду. В отсутствии обратной связи или если она недостаточна для возникновения генерации система будет работать как усилитель проходящих сигналов, а так же собственного спонтанного и теплового излучения. Достаточной для возникновения генерации является такая обратная связь, потери на которой компенсируются усилением в активной среде при данном уровне накачки. При этом минимальная мощность накачки, позволяющая компенсировать потери, называется **пороговой мощностью** возникновения лазерной генерации. Величина пороговой мощности

зависит от величины обратной связи - чем сильнее обратная связь, тем меньше пороговая мощность. Элементы резонатора лазера могут служить для амплитудной, пространственной, частотной, фазовой и поляризационной фильтрации генерируемого излучения.

В конструкции резонатора лазера могут быть использованы такие элементы, как зеркала (металлические или диэлектрические, плоские или вогнутые и прочее), дифракционные решетки, волоконные брэгговские решетки показателя преломления, мультиплексоры и другие специальные элементы. Кроме того, в качестве элементов резонатора могут использоваться грани и сколы активной среды или каких-либо других элементов лазера, например сколотый под прямым углом торец волоконного световода. Все указанные элементы могут использоваться в резонаторах как объемных, так и волоконных лазеров.

3.3.2. Накачка активированных волокон

Для работы любого лазера требуется соответствующая накачка. В частности в волоконных лазерах используется оптическая накачка, то есть для создания инверсии в активной среде требуется внешнее излучение оптического диапазона. Например, для накачки *Nd* лазеров требуется излучение с длиной волны в районе 810 нм, для *Yb* лазеров в области 910-980 нм, хотя можно использовать и другие длины волн, попадающие в полосу поглощения.

Накачка первых волоконных лазеров осуществлялась через боковую поверхность с помощью излучения ламп-вспышек. Такая схема накачки позволяла достичь **эффективности генерации**, то есть отношения мощности генерации к мощности источников накачки, не более 5%. Это связано, в первую очередь, с тем, что большая часть мощности накачки не поглощалась. В 1973 году впервые была использована накачка волоконного лазера через торец световода прямо в сердцевину. Такая схема позволяла поглотить всю мощность излучения накачки, а значит и существенно повысить эффективность генерации. Однако, очевидно, что в этом случае невозможно использовать ламповую накачку из-за ее малой яркости, а единственным возможным источником накачки по такой схеме становятся лазеры. Таким образом, для эффективной накачки волоконных лазеров можно использовать твердотельные либо полупроводниковые лазеры, причем яркость последних позволяет до сих пор вводить в одномодовую сердцевину мощность более нескольких ватт.

Чтобы поднять выходную мощность волоконных лазеров и упростить ввод излучения полупроводниковых лазерных диодов в волоконный световод, Снитцер в 1988 году предложил использовать

световод с двойной оболочкой (в англоязычной литературе – double clad fiber – DCF). Световод такой конструкции представляет собой (рис. 3.3.2) одномодовую или маломодовую сердцевину - 1 внутри многомодового световода (первой оболочки) - 2, окруженного второй оболочкой (полимерной или из кварцевого стекла) с более низким показателем преломления - 3. Снаружи такая конструкция иногда покрывается защитной оболочкой - 4.

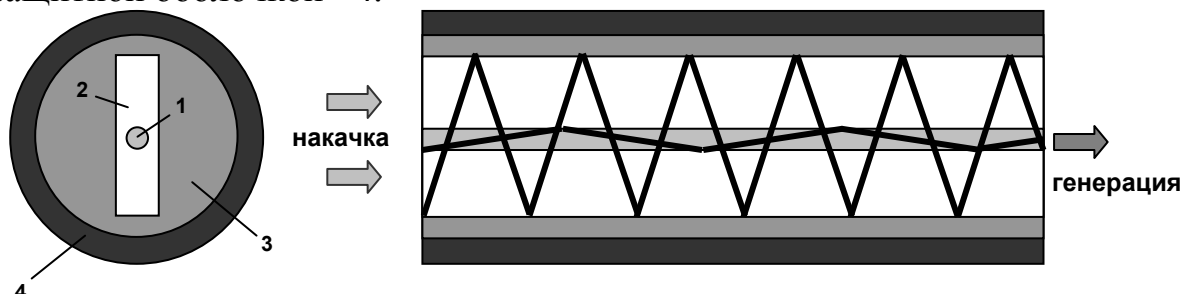


Рис. 3.3.2. Активное волокно с двойной оболочкой: 1 – сердцевина, активированная иттербием, с показателем преломления n_1 , 2 – первая оболочка для распространения накачки с n_2 ($n_2 < n_1$), 3 – вторая оболочка с n_3 ($n_3 < n_2$), 4 -защитное покрытие

В такой структуре излучение накачки за счет полного внутреннего отражения от второй оболочки распространяется по первой оболочке, постепенно поглощаясь в легированной активными ионами сердцевине, по которой распространяется излучение генерации. Площадь первой оболочки может быть значительно больше площади сердцевины, что позволяет ввести в такую структуру значительно больше мощности накачки, чем в сердцевину. Несмотря на такое усовершенствование использование ламповой накачки для таких волоконных лазеров практически исключено, так как максимальная площадь сечения первой оболочки не превышает 1 мм^2 , а как правило лежит в пределах $0.01 - 0.1 \text{ мм}^2$. Увеличение площади первой оболочки ограничено в первую очередь необходимостью иметь достаточное поглощение излучения накачки из первой оболочки. Сечение первой оболочки можно сделать прямоугольным (рис. 3.3.2), и таким образом можно максимальным образом согласовать апертуру и структуру полей самого канала накачки с лазерным диодом, используемым для накачки и, соответственно, увеличить эффективность накачки.

Поглощение по сердцевине ограничено максимальной технологически доступной концентрацией активных ионов, а площадь сердцевины ограничена условиями ее одномодовости или маломодовости и другими параметрами. В зависимости от формы поперечного сечения световода меняется доля мод, не перекрывающихся с сердцевиной. Очевидно, что для наилучшего поглощения излучения накачки требуется такая форма световода, которая минимизировала или исключала бы существование таких мод.

3.3.3. Фотонно-кристаллические активированные волокна

В последнее время бурное развитие получили лазеры на основе фотонно-кристаллических волокон (подробно фотонно-кристаллические волокна описаны в [6]). На рис. 3.3.3 показан пример фотонно-кристаллического волокна, активированного иттербием, с ярко выраженными поляризационными свойствами. Фотонно-кристаллические волокна имеют следующие отличительные особенности по сравнению с обычными волокнами:

- высокая числовая апертура 0.6 (предельные теоретические значения 0.9);
- большой диаметр сердцевины (до 40 мкм), который может поддерживать одномодовый режим. В результате этого в фотонно-кристаллических волокнах можно реализовывать высокие мощности накачки и генерации без заметного нагрева;
- отсутствие нелинейных эффектов;
- высокая анизотропия структуры волокна, позволяющая пропускать излучение с высокой степенью поляризации.

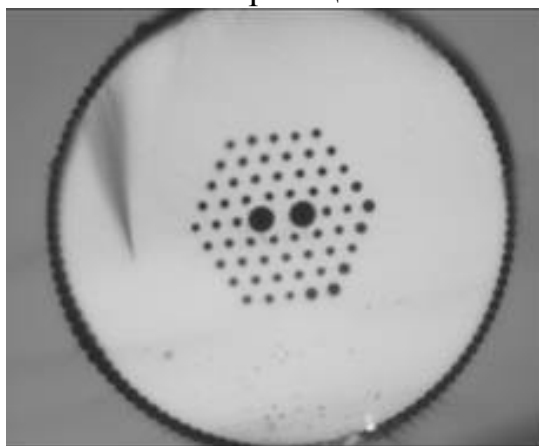


Рис. 3.3.3. Лазер на основе иттербиевого анизотропного фотонно-кристаллического волокна, (компания Crystal Fiber, Denmark). Характеристики: эффективность >70%, мощность поляризованного лазерного излучения = 3 Вт, отношение поляризаций 200:1

3.4. Схемы волоконных лазеров

На рис. 3.4.1 показана одна из первых простейших схем волоконного лазера. Основными элементами такого лазера являются активированное эрбием или иттербием волокно и резонатор, состоящий из двух дихроичных зеркал – входного и выходного. Входное зеркало пропускает длину волны накачки (например, 980 нм) и является «глухим» для рабочей длины волны (в случае эрбия – 1.54 мкм, в случае иттербия – 1.07 мкм). Выходное зеркало является частично прозрачным для рабочей длины волны. Накачка осуществляется в торец через микрообъектив. Недостатками такой схемы являются использование объемных оптических элементов (зеркал, линз) в качестве «навесного» монтажа.

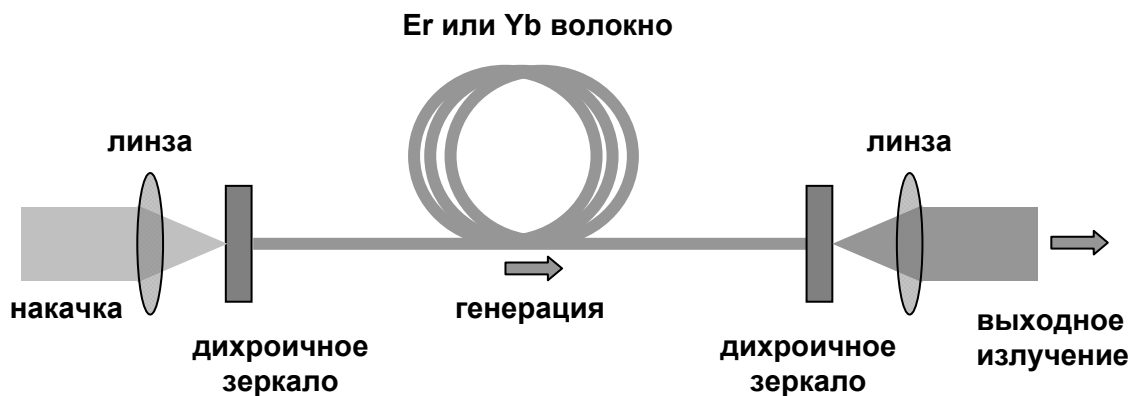


Рис. 3.4.1. Схема волоконного лазера с объемными оптическими элементами: резонатором (два зеркала) и линзами

На рис. 3.4.2 и 3.4.3 показаны наиболее часто встречающиеся схемы волоконного лазера с резонатором в виде брэгговских зеркал. Брэгговская решетка может быть создана на концах не активированного волокна (рис. 3.4.2) или на концах активированного волокна (рис. 3.4.3), Последний вариант называется лазер с распределенной обратной связью (в англоязычной литературе - distributed Bragg resonator - DBR laser).

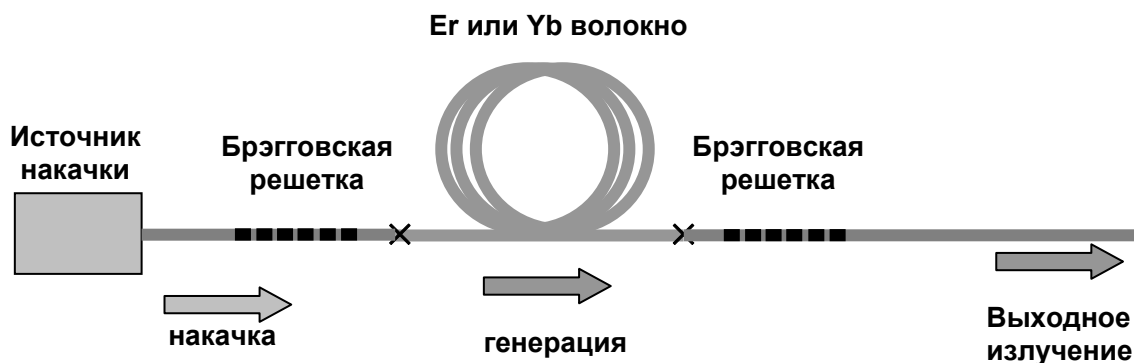


Рис. 3.4.2. Модуль волоконного лазера с резонатором в виде брэгговских зеркал (решеток) в волокне, не активированном редкоземельными ионами

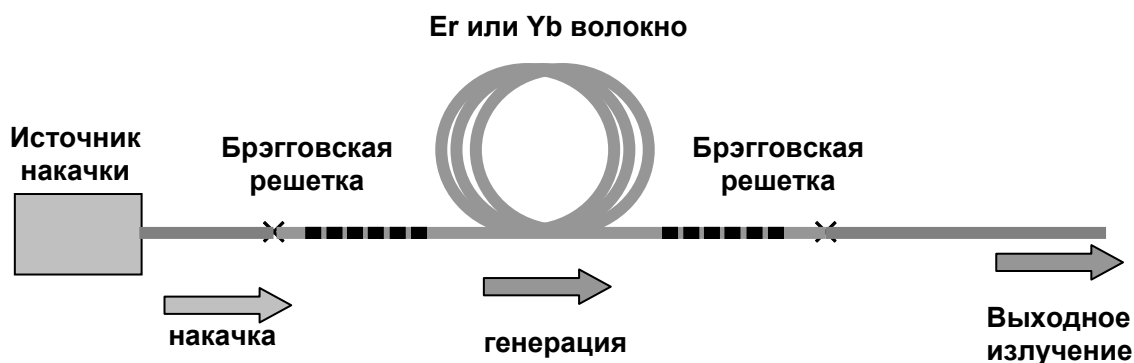


Рис. 3.4.3. Модуль волоконного лазера с резонатором в виде брэгговских зеркал (решеток) в волокне, активированном редкоземельными ионами - лазер с распределенной обратной связью

В волоконном лазере сам принцип его устройства и работы гарантирует высокие характеристики и делает такие лазеры совершенными, практически идеальными преобразователями светового излучения в лазерное. Так например, на рис. 3.4.4 показана типичная экспериментальная зависимость выходной мощности иттербиевого волоконного лазера от мощности накачки. Мощность такого лазера достигает более 5 Вт, а эффективность 75%.

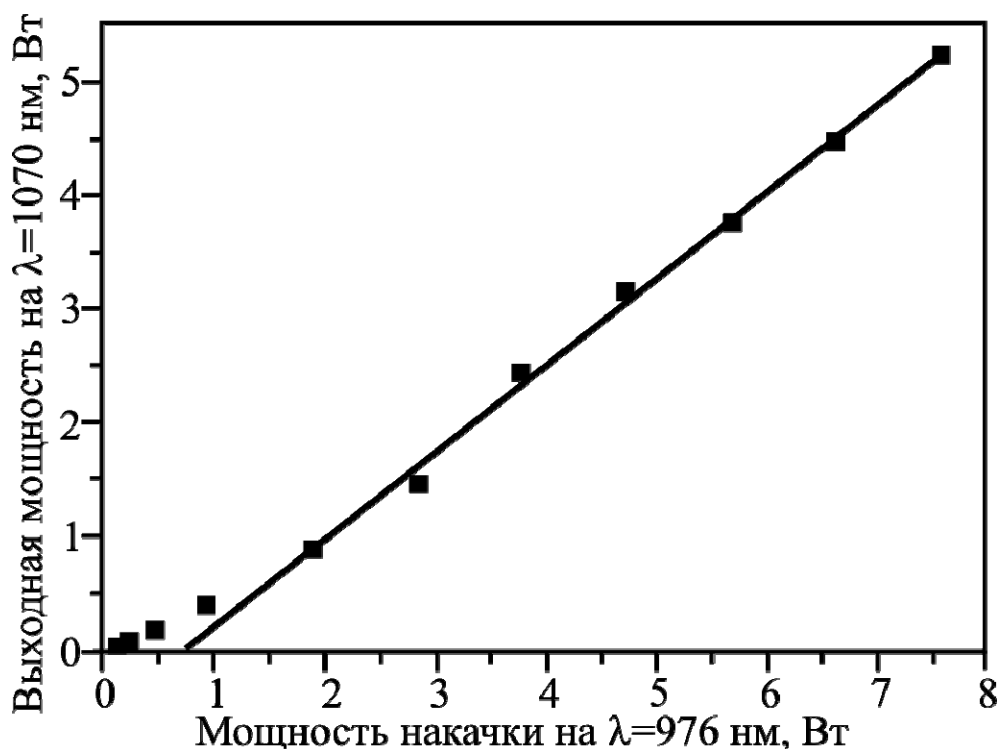


Рис. 3.4.4. Зависимость выходной мощности иттербиевого волоконного лазера от мощности накачки

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shoichi Sudo Optical fiber amplifiers. Materials, devices and applications // Artech House, Inc, Boston, 1997. - 627 p.
2. Becker P.C., Olsson N.A., Simpson J.R. Erbium-doped fiber amplifiers. Fundamentals and technologies // Academic Press, San Diego, 1999. - 460 p.
3. Canning J. Fiber laser and related technologies // Optics and lasers in engineering, 2006, №44, p.647-676.
4. Snitzer E. Proposed fiber cavities for optical masers // J. Appl. Phys., 1961, Vol.32(1), p.36–9.
5. Koester C. J., Snitzer E. Amplification in a fiber laser // Appl. Opt. 1964, Vol.3, №10, p.1182 .
6. Никоноров Н.В., Сидоров А.И. Материалы и технологии волоконной оптики: специальные оптические волокна. Учебно-методическое пособие // СПбГУ ИТМО, 2009. - 100 с.

В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

КАФЕДРА ОПТОИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И МАТЕРИАЛОВ

- 1994 г.** Организована базовая кафедра СПбГУ ИТМО при Государственном оптическом институте (ГОИ) им. С.И.Вавилова – кафедра оптического материаловедения. Образование кафедры явилось логичным развитием тесных связей, которые в течение многих лет существовали между ГОИ и ИТМО. В частности, для преподавания в ИТМО широко привлекались ведущие сотрудники ГОИ, а ИТМО был постоянным источником, из которого ГОИ черпал новые молодые кадры. Кафедра начала подготовку специалистов по образовательному направлению «Оптотехника», специальность «Оптические технологии и материалы».
- 1999 г.** Реорганизация кафедры. На кафедре созданы три направления: оптическое материаловедение, информационная оптотехника, физическая оптика и спектроскопия. Кафедра переименована в кафедру оптического материаловедения и оптики (ОМиО).
- 2002 г.** Кафедра ОМиО вошла в состав нового факультета СПбГУ ИТМО - фотоники и оптоинформатики.
- 2003 г.** При кафедре создана учебно-исследовательская лаборатория материалов и технологий фотоники.
- 2004 г.** Кафедра явилась одним из инициаторов и организаторов создания нового образовательного направления подготовки бакалавров и магистров – «Фотоника и оптоинформатика». Кафедра начала подготовку бакалавров и магистров по направлению - 200600 «Фотоника и оптоинформатика».

- 2005 г.** Кафедра ОМиО переименована в кафедру оптоинформационных технологий и материалов (ОТиМ).
- 2006 г.** Кафедра ОТиМ – лидер в России по подготовке специалистов по оптическому материаловедению в области фотоники и оптоинформатики. Кафедра ведет совместные научные исследования с зарубежными компаниями Corning, Samsung, PPG.
- 2007 г.** Первый выпуск бакалавров по направлению «Фотоника и оптоинформатика». Кафедра ОТиМ - участник выполнения инновационной образовательной программы в СПбГУ ИТМО «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», реализуемой в рамках Приоритетных Национальных Проектов «Образование».

Александр Кириллович Пржевуский
Николай Валентинович Никоноров

КОНДЕНСИРОВАННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СРЕДЫ

Учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Компьютерная верстка
Заведующая РИО

Е.В. Цыганкова
Н.Ф. Гусарова

Редакционно-издательский отдел СПб ГУ ИТМО
Лицензия ИД №00408 от 05.11.99. Отпечатано на ризографе. Тираж 100
экз. Заказ №.

Подписано в печать

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

Пржеvusкий А.К., Никоноров Н.В.

КОНДЕНСИРОВАННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СРЕДЫ

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2009