МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение

высшего профессионального образования

**«КУБАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

**(ФГБОУ ВПО «КубГУ»)**

**Физико-технический факультет**

**Кафедра физики и информационных технологий**

**КУРСОВАЯ РАБОТА**

**ОСНОВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ АКТИВИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ И МЕТОДЫ ИХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ**

Работу выполнил \_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_Александров Дмитрий Николаевич

Курс 2

Направление 03.03.02 Физика

Научный руководитель

преподаватель кафедры физики и

информационных систем\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_Скачедуб А. В.

Нормоконтролёр

доцент, преподаватель кафедры физики и

информационных систем\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_Быковский П. И.

Краснодар 2015

**РЕФЕРАТ**

АЛЕКСАНДРОВ Д. Н. ОСНОВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ АКТИВИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ И МЕТОДЫ ИХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ. Курсовая работа: 40 с., 10 источников., 2 прил.

РАЗВИТИЕ ФИЗИКИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЛАЗЕРОВ, УСЛОВИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ В ПРИМЕСНОМ ВЕЩЕСТВЕ ЛАЗЕРНОГО ИЛИ СТИМУ-ЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ, ОДНОРОДНОЕ И НЕОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ ЛИНИЙ, УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ (УФС), РЕНТГЕНОВСКАЯ ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ (РФС), ЭЛЕКТРОННАЯ ОЖЕ -СПЕКТРОСКОПИЯ (ЭОС).

Объектом исследования данной курсовой работы являются основные лазерные параметры активированных кристаллов и методы их опре-деления.

Целью работы является изучение и обзор основных лазерных параметров активированных кристаллов и методов их определения.

В результате выполнения курсовой работы были изучены основные лазерные параметры активированных кристаллов и методы их определения.

**СОДЕРЖАНИЕ**

Обозначения и сокращения……………………………………………………...4

Введение…………………………………………………………………………..6

1 Общие сведения………………………………………………………………...8

* 1. Развитие физики кристаллических лазеров………………………………...8
  2. Взаимодействия, определяющие спектры активных сред………………..13

2 Спектральные и генерационные характеристики активированных диэлек-трических кристаллов…………………………………………………………..15

2.1 Основные понятия теории поглощения, излучения и генерации света....15

2.2Условие возникновения в примесном веществе лазерного или стиму-лированного излучения…………………………………………………………18

2.3 Основные Лазерные параметры и характеристики активированных кристаллов.............................................................................................................20

2.2.1 Спектроскопические характеристики активированных кристаллов…..20

2.2.2 Однородное и неоднородное уширение линий………………………….26

3 Методы исследования активированных кристаллов…………….……….....30

3.1 Ультрафиолетовая фотоэлектронная спектроскопия (УФС)…………….31

3.2 Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФС)………………….32

3.3 Электронная оже -спектроскопия (ЭОС)………………………………….32

Заключение………………………………………………………………………34

Список использованных источников…………………………………………..36

Приложение А…………………………………………………………………...37

Приложение Б…………………………………………………………………...40

**ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ**

|  |  |
| --- | --- |
| *c* | скорость света в вакууме |
| *K* | кельвин |
|  | вероятность спонтанного перехода |
| , | энергия верхнего, нижнего уровня |
| , | вероятности индуцированных переходов в поглощении, излучении |
| *R* | коэффициент отражения |
|  | энергетический зазор |
| *C* | полная концентрация активаторных ионов |
| *P* | дипольный момент |
|  | квадрат амплитуды матричного элемента дипольного момента |
|  | сила осцилятора |
| *t* | время |
| , | интенсивность люминесценции |
| , | люминесцентное время жизни возбуждённого состояния, излучённого состояния |
|  | квантовый выход |
|  | вероятность безызлучательных переходов |
| , | ширина электронной линии естественная, неоднородная |
|  | частота |
|  | постоянная Больцмана |
|  | длина |
| , | числа (заселённости) активаторных частиц |
|  | температура |
| , | статистические веса уровней |
|  | показатель преломления |
|  | поперечное сечение |
| , , | плотность излучения |
|  | формфактор |
|  | суммарный коэффициент поглощения |
| , | коэффициенты, характеризующие переходы соответственно 1→2, 2→1. |
|  | коэффициент потерь в среде, не связанный с квантовой системой |
|  | коэффициент усиления |
| мкм | микрометр |
| см | сантиметр |
| сек | секунда |
| эрг | единица работы и энергии в СГС |
| РФС | рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия |
| УФС | ультрафиолетовая фотоэлектронная спектроскопия |
| ОКГ | оптический квантовый генератор |
| ЭОС | электронная оже-спектроскопия |

**ВВЕДЕНИЕ**

В истории развития квантовой электроники лазеры или оптические квантовые генераторы (ОКГ) на основе примесных диэлектрических кристаллов, активированных редкоземельными ионами, занимают особое место. Они доказали свое право на жизнь, найдя разнообразное применение в науке и технике, и в настоящее время составляют одно из перспективных направлений теоретической и экспериментальной физики. Однако вместе с ростом внедрения ОКГ в повседневную жизнь, растёт и рост требований к совершенствованию существующих и разработке новых лазеров, использующих активированные кристаллы. Такие проблемы, как повышение коэффициента полезного действия, получение генерации в неосвоенных диапазонах длин волн, создание миниатюрных лазеров для интегральной оптики являются в настоящее время весьма актуальными. Решение их в значительной степени определяется поиском, исследованием и разработкой новых сред для лазеров, а также совершенствованием методов определения характеристик активированных кристаллов.

Тема данной курсовой работы - Основные лазерные параметры активированных кристаллов и методы их определения. В ней изучаются и разбираются вопросы основных лазерных параметров активированных кристаллов, используемых в ОКГ, методы их определения, а так же рассматривается развитие физики кристаллических лазеров.

Объектом исследования являются параметры активированных крис-таллов. Предметом – их влияние в сферах теоретической и экспе-риментальной физики.

Актуальность выбранной темы состоит в том, что параметры активированных кристаллов, используемых в ОКГ, должны соответствовать определённым критериям, чтобы иметь соответствующую ценность для физики, как теоретической, так и практической.

Цель курсовой работы – дать общую характеристику основным ла-зерным параметрам активированных кристаллов и методов их определения, оценить и проанализировать их влияние в развитии твердотельных крис-таллических лазеров.

Для достижения данной цели нами были определены следующие за-дачи:

* Рассмотреть историю развития физики кристаллических лазеров;
* описать основные лазерные параметры активированных крис-таллов;
* сделать обзор на основные методы определения характеристик активированных кристаллов;
* проанализировать изложенную информацию и оценить её важ-ность для ОКГ.

Методы исследования, использованные в выбранном курсовом про-екте: метод дедукции, метод анализа, метод классификации.

Работа состоит из введения, трёх глав, заключения, списка исполь-зованных источников и приложения.

**1 Общие сведения**

**1.1 Развитие физики кристаллических лазеров.**

В 1958 г. Шавлов и Танус проанализировали возможность генерирования и усиления электромагнитных колебаний оптических и близких к ним частот посредством стимулированного излучения. Они в общих чертах рассмотрели основы теории, а также высказали ряд конкретных предложений относительно выбора активных сред и способов их возбуждения. В частности, они обратили внимание на возможность использования для этих целей веществ с примесью редкоземельных ионов (TR). Летом 1960 г., т. е. через полтора года, Мейман в журнале «Nature» сообщил о создании импульсного квантового генератора на основе синтетического рубина (кристалла Al2O3 с ионами Cr3+), излучающего в красной части видимого спектра (6943 А). Благодаря этим работам квантовая электроника шагнула в оптический диапазон.

Вслед за рубиновым лазером в том же 1960 г. Сорокиным и Стивенсоном был описан генератор с кристаллом CaF2, активированным ионами U3+. В отличие от первого кристаллического ОКГ, работающего по трёхуровневой схеме, их генератор был уже четырёхуровневым. Он излучал при гелиевой температуре на волнах, близких к 2,6 мкм. Эти же авторы в 1961 г. Получили стимулированное излучение в видимом диапазоне (~0,7 мкм) с использованием ионов Sm2+ в CaF2. Знаменательно, что Сорокин и Стивенсон в своих экспериментах опирались на результаты детальных спектроскопических исследований этих кристаллов, выполненных П. П. Феофиловым с сотрудниками. Таким образом, двухвалентный самарий стал первым лазерным редкоземельным ионом [1].

В наибольшей степени активированные кристаллы раскрыли свои свойства после того, как Джонсон и Нассау вскоре создали ОКГ на основе CaWO4–Nd3+, излучающий при комнатной температуре в области 1 мкм с чрезвычайно низким порогом возбуждения. Последнее обуславливалось тем, что конечный для индуцированного перехода уровень иона Nd3+ расположен примерно на 2000 см-1 над основным и при рабочей температуре практически не заселён. В настоящее время ион Nd3+ является самым распространённым активаторным ионом в лазерных кристаллах (см. приложение А, табл. 1.1 – 1.5).

1962 год был годом бурного развития кристаллических ОКГ. Так, наряду с открытием эффекта стимулированного излучения у большого ряда кристаллов с другими редкоземельными ионами, были разработаны и новые типы ОКГ. К их числу относятся лазеры непрерывного действия и с модулированной добротностью резонатора, впоследствии нашедшие широкое практическое применение.

Во всех упомянутых кристаллических ОКГ стимулированное излучение обуславливалось переходами между электронными уровнями активаторных ионов. Проведённые в 1963 г. исследования Джонсона, Дейтца и Гугенхейма показали, что в ряде кристаллов с примесью некоторых двухвалентных ионов элементов группы железа индуци-рованное излучение можно возбудить и на электронно-колебательных переходах.

Последующие годы были годами широкого поиска новых лазерных кристаллов и путей повышения их эффективности. Так, в работе для улучшения генерационных параметров ОКГ впервые был использован принцип сенсибилизации. Ю. К. Воронько, В. В. Осико, А. М. Прохоров применили другой способ повышения эффективности кристаллических ОКГ. Он состоял в использовании в качестве кристалла-матрицы непрос-тых соединений (см. приложение А, табл. 1.1 и 1.3), а смешанных разупоря-доченных систем (твёрдых растворов). Отличительной особенностью этого нового перспективного класса лазерных сред, является то, что в них TR3+-ионы входят в состав многих, отличающихся по структуре активаторных центров. Это приводит к тому, что спектры поглощения этих веществ состоят из широких интенсивных полос, значительно увеличивающих коэффициент использования энергии излучения источников возбуждения. Имеющая место в этих средах миграция энергии по возбуждённым состояниям множества активаторных центров также способствует улучшению рабочих параметров ОКГ. К смешанным кристаллическим системам по ряду спектроскопических свойств примыкают такие лазерные среды, как стёкла и неорганические жидкости с примесью TR3+-ионов. К настоящему времени синтезирован большой ряд смешанных фторидных кристаллов с TR3+-ионами, на основе которых создано около трёх десятков ОКГ (см. приложение А , табл. 1.2). Некоторые из этих кристаллов придают лазерам уникальные свойства. Например, ОКГ на основе α-NaCaYF6–Nd3+ способен генерировать вплоть до 1000º К. Идея по созданию разупорядоченных кристаллических систем была с успехом перенесена на кислородосодержащие кристаллы (см. приложение А, табл. 1.4).

Если в первые годы развития квантовой электроники спектроскопические исследования активированных кристаллов выявляли возможность их использования в оптических квантовых генераторах, то, в свою очередь, накопленный опыт по изучению параметров стимули-рованного излучения позволил в последующие годы во многих случаях глубже и шире анализировать характеристики этих веществ и раскрыть их новые свойства в комплексе с такими традиционными спек-троскопическими методами, как люминесцентный и абсорбционный анализы. Таким образом, на стыке квантовой электроники и классической спектроскопии сформировалось новое направление – спектроскопия сти-мулированного излучения активированных кристаллов, переживающая сейчас бурное развитие. К важным достижениям в этой области можно отнести создание кристаллических лазеров с каскадными рабочими схемами, с комбинированными активными средами, с «инжекцией фо-тонов», возбуждению высокоэнергетических метастабильных состояний которых в определённой мере способствуют и различные процессы преобразования ИК-квантов накачки, а также квантовые генераторы, частота стимулированного излучения которых может плавно или скачко-образно перестраиваться путём изменения температуры генерирующего кристалла или параметров оптического резонатора. Представляют определённый интерес и кристаллические лазеры, генерация которых воз-можна только при высоких температурах. Предложенные в работе схемы многолучевых ОКГ обладают рядом новых специфических свойств. Одним из важных качеств этих квантовых генераторов является возможность уп-равления населённостью возбуждённых метастабильных лазерных сос-тояний в процессе стимулированного излучения [2].

Методы спектроскопии стимулированного излучения, базиру-ющегося на использовании принципов, заложенных в работе ОКГ пе-речисленных выше типов, помогают решать одну из основных задач квантовой электроники, а именно – расширение списка частот, на которых получена генерация и освоение новых спектральных диапазонов. Высокотемпературные методы спектроскопии стимулированного излучения позволяют анализировать поведение индуцированных переходов в широком интервале температур, что особенно важно исследования электрон-фононного взаимодействия в активированных кристаллах. Первые обнадёживающие исследования в этом плане уже проведены с кристаллами LaF3 и Y3Al3O12, активированными ионами Nd3+.

К настоящему времени эффект стимулированного излучения обнаружен почти у 200 диэлектрических кристаллов с примесью ионов переходных элементов. Самым представительным классом этого ряда является класс оксидных лазерных кристаллов с упорядоченной структурой, в которых примесные ионы образуют в основном один тип активаторных центров (см. приложение А, табл. 1.3). Если в этих средах основными генерирующими ионами являются трёхвалентные редкоземельные ионы, то простые фторидные лазерные кристаллы такой изобретательности не проявляют (см. приложение А , табл. 1.1). Они, кроме трёхвалентного иона хрома, используют все типы известных активаторных ионов. К настоящему времени количество синтезированных смешанных фторидных и оксидных разупорядоченных лазерных кристаллов приблизительно одинаково (см. приложение А, табл. 1.2 и 1.4).

Как уже отмечалось, самым распространённым в лазерных кристаллах активаторным ионом является трёхвалентный неодим. Он обнаруживает способность к генерации почти в восьмидесяти средах. На втором месте стоит гольмий, а далее следует эрбий и тулий. Интересным фактом является то, что из всех редкоземельных ионов только ионы тулия и диспрозия являются лазерными как в двух, так и в трёхвалентном состоянии.

Из большого числа известных лазерных диэлектрических кристаллов широкое применение в настоящее время находят только те из них, которые наиболее полно удовлетворяют всем современным требованиям квантовой электроники. К этим материалам, наряду с не утратившим своих позиций кристалла рубина, в первую очередь относятся кристаллы Y3Al5O12 и YAlO3 с примесью ионов Nd3+. В импульсном и непрерывном режимах при комнатной температуре стимулированное излучение первых было в 1964 г. открыто Гюсиком, Маркосом и Ван Уитером, вторых – в 1969 г. Х. С. Багдасаровым. В последующие годы, благодаря усилиям А. М. Прохорова, В. В. Осико и их сотрудников, в число наиболее применяемых вошли также кристаллы CaF2–Dy2+, лазерный эффект которых практически однов-ременно обнаружен ещё в 1962 г. Кисом и Данкеном, Джонсоном и Яр-ивом.

На развитие физики лазерных кристаллов существенно влияние оказал и ряд новых чисто спектроскопических методов. К ним в первую очередь необходимо отнести метод поляризованной люминесценции, детально разработанный П. П. Феофиловым, пьезоспектроскопический метод, или метод, направленной упругой деформации, А. А. Каплянского, а также метод концентрационных серий, предложенный Ю. К. Воронько и В. В. Осико. Наряду с традиционными магнитооптическими люминес-центными и абсорбционными эти методы в значительной степени помогли раскрыть природу образования в лазерных кристаллах активаторных центров. Большой вклад в развитие магнитооптических методов приме-нительно к редкоземельным ионам в кристаллах внесли исследовательские группы Дики и Б. П. Захарчени. Важное значение для физики лазерных кристаллов имеют фундаментальные работы Вебера, а также Райзберга и Мууса по экспериментальному исследованию процессов безызлучательной релаксации в трёхвалентных редкоземельных ионах.

Значительным вкладом в теоретические аспекты физики лазерных кристаллов являются работы К. К. Ребане и Маккамбера по теории электронно-колебательных переходов, Декстера, Ферстера и М. Д, Галанина по теории явления передачи энергии возбуждения и Ю. Е. Перлина по теории многофононных безызлучательных переходов. Детальной кинетический теории генерации в активированных средах посвящён цикл работ Б. И. Степанова.

**1.2 Взаимодействия, определяющие спектры активных сред.**

Примесный ион, введённый в кристаллическую матрицу, обладает характерной только для него системой дискретных (штарковских) энергетических уровней, являющейся своеобразным мостом, который обеспечивает физическую связь протекающих в активированной среде разнообразных квантовых процессов с полем излучения. В основе этой связи лежат энергетические переходы между отдельными уровнями активатора, которые и обуславливают поглощение или излучение средой электромагнитной энергии. В своей знаменитой работе Эйнштейн с термодинамических позиций постулировал существование следующих элементарных процессов в квантовой системе с дискретным спектром состояний: спонтанное излучение, индуцированное или стимулированное поглощение и излучение. Последние два процесса возможны только при наличии падающего на вещество электромагнитного излучения. В связи с тем, что все переходы между энергетическими уровнями системы являются случайными, Эйнштейн ввёл три коэффициента, которые характеризуют вероятность спонтанного перехода и вероятности индуцированных переходов в поглощении и излучении . Здесь – плотность энергии излучённая на частоте

, (1.1)

Соответствующей разности энергий начального и конечного состояний системы. В формуле (2.1) – энергия верхнего и – энергия нижнего уровней, – постоянная Планка, равная 6,6256∙10-27 эрг∙сек [3].

**2 Спектральные и генерационные характеристики активированных диэлектрических кристаллов.**

**2.1 Основные понятия теории поглощения, излучения и генерации света.**

Основные законы взаимодействия излучения с веществом можно вывести, рассмотрев простую квантовую систему, обладающую только двумя энергетическими уровнями – Верхним и нижним . Нарушение термодинамического равновесия такой системы, в которой

, (2.1)

Путём возбуждения её полем излучения с частотой , обусловлено только переходом 1→2, происходящем с вероятностью . В формуле (2.2) и – числа (заселённости) активаторных частиц, соответственно обладающие энергией и ; – температура; – постоянная Больцмана, равная 1,38∙10-16 эрг/град; и – статистические веса уровней или факторы вырождения, показывающие, сколько независимых состояний квантовой системы обладают одной и той же энергией [4].

С целью упрощения положим . Возвращение системы в первоначальное равновесное состояние, т. е. переход 2→1, может происходить как следствие двух процессов, так что полная вероятность будет представляться суммой . В результате условие равновесия системы запишется

, (2.2)

или

. (2.3)

C учётом (1.1) и (2.1) выражение (2.3) принимает вид

, (2.3.1)

откуда получается простое соотношение между спектральной плоскостью излучения и коэффициентами Эйнштейна:

. (2.4)

Сравнивая эту формулу с классической формулой Планка для плотности равновесного излучения внутри замкнутой полости

, (2.5)

легко выявляется универсальная связь между коэффициентами Эйнштейна

, (2.5.2)

или в общем виде

, (2.5.3)

, (2.5.4)

где *с* – скорость света в вакууме, и *n* – показатель преломления среды. Множитель перед представляет собой число радиационных осцилляторов (типов колебаний) в единичном объёме, излучающих в единичном интервале частот. Отношение коэффициентов определяются энергетическим зазором между взаимодействующими уровнями и , а также их статистическими весами и . Несправедливость соотношений (2.5.3) и (2.5.4) противоречила бы условию (2.2), и, следовательно, установлению термодинамического равновесия между средой и излучением.

Спонтанное излучение не зависит от внешних полей и испускается ансамблем центров с беспорядочной фазой. Его характеристики обусловлены исключительно свойствами активированной среды. В случае примесных сред этому процессу соответствует люминесценция. В отличие от люминесценции лазерное излучение когерентно: его частота и фаза определяются частотой и фазой индуцирующего электромагнитного поля.

Для характеристики излучательных индуцированных переходов при рассмотрении основных свойств ОКГ удобнее пользоваться не вероятностью, а параметром который называется поперечным сечением и обозначается . Для перехода от вероятности введём понятие интенсивности излучения , которое определяет полное число фотонов, пролетающих через 1 см2 среды в единицу времени, тогда

(2.6)

или

. (2.6.1)

Для спектра излучения, состоящего из одной узкой линии с формфактором , параметр может быть выражен в различной форме. Мы выберем следующую:

; (2.7)

отсюда

. (2.8)

Теперь остановимся на понятии отрицательной температуры, характеризующей нарушение термодинамического равновесия в квантовой системе. Перепишем (2.2) в виде

. (2.9)

Натуральный логарифм отношения заселённостей второго и первого уровней, стоящий в знаменателе, в условиях равновесия отрицателен, так как . Такая система формально будет характеризоваться отрицательной температурой. Реализация такого состояния системы и удержание его в течение нужного времени является одной из задач, которую необходимо решить для получения генерации. Из (2.2) следует, что переход системы из состояния с в равновесное не будет связан только с индуцированными переходами. В обычных условиях на оптических частотах спонтанные акты преобладают над индуцированными, так как их вес в канале распада верхнего уровня возрастает пропорционально третьей степени частоты перехода. Поэтому второй задачей при создании ОКГ является достижение преобладания индуцированных переходов над спонтанными [5].

**2.2 Условие возникновения в примесном веществе лазерного или стимулированного излучения.**

Пусть на активированную среду длиной *l*, характеризующуюся отрицательной температурой, падает параллельный монохроматический пучок света с частотой и интенсивностью . При небольших мощностях падающего излучения процесс взаимодействия его с веществом описывается известным выражением

или , (2.10)

где – интенсивность излучения после прохождения среды, – суммарный коэффициент поглощения на единицу длины среды. В последнем выражении коэффициент , характеризующий переход 1→ 2, пропорционален и . Он всегда положителен, поскольку этот процесс связан с переходом энергии от поля к веществу. Коэффициент характеризует интенсивность переходов 2→ 1. Он имеет отрицательный знак, поскольку обмен энергией в этом случае происходит в обратном направлении. Этот коэффициент пропорционален и . Наконец, коэффициент описывает потери в среде, не связанные с квантовой системой. Эти потери могут быть обусловлены рассеянием на посторонних частицах, пузырьках и т. д. Если принять , то суммарный коэффициент запишется в виде

. (2.11)

В системе с отрицательной температурой , так что и . Это означает, что взаимодействующий с нею поток излучения усиливается. Величину обычно называют числом активных частиц, которое характеризует степень инверсии населённостей участвующих в переходах уровней квантовой системы. Произведение принято называть коэффициентом усиления. Перепишем выражение (2.10) с использованием новых обозначений:

. (2.12)

В реальных средах . В соответствии с (2.12) достичь большого усиления в системе можно двумя способами – увеличив или . Практически приемлемым оказывается чаще всего второй способ. Причём эффективное увеличение получается в результате многократного пропускания луча через активное вещество. В подавляющем большинстве случаев это достигается применением интерферометра Фабри – Перо, образованным двумя плоскопараллельными зеркалами. Обычно одно из этих зеркал имеет коэффициент отражения , второе является частично прозрачным. При достаточном однажды усиленный поток, отразившись от 100%-ного зеркала, может вторично усилиться до такого уровня, что все потери в среде и в зеркалах будут не только скомпенсированы, но и превзойдены на величину первоначального потока. Теперь если этот поток вторично частично прозрачным зеркалом вернуть опять в среду, то усилитель превратиться в генератор, так как для его функционирования не требуется уже внешнего излучения. Условие для возбуждения такого генератора с учётом потерь при двойном прохождении излучения через среду и на частично прозрачном зеркале с коэффициентом отражения *R* запишется так:

. (2.13)

Это является самым распространённым путём достижения преобладания индуцированных переходов над спонтанными. Известные активированные среды характеризуются очень сложными системами энергетических уровней, индивидуальные свойства которых определяются как типом примесного иона и свойствами матрицы, так и степенью взаимной связи последних. Эти свойства в свою очередь определяют рабочую схему и тип ОКГ, т. е. условия возбуждения и реализации , частотный диапазон и режим генерации, а также возможный температурный интервал получения стимулированного излучения.

**2.3 Основные Лазерные параметры и характеристики активи-рованных кристаллов.**

**2.3.1 Спектроскопические характеристики активированных кристаллов.**

Рассмотрим параллельный монохроматический пучок излучения с частотой и плотностью , падающий на двухуровневую изотропную среду длиной *l*, которая характеризуется положительной температурой (2.9). Условие равновесия системы (2.2) перепишем с учётом (2.8)

. (2.14)

В отличие от индуцированного спонтанное излучение происходит во все стороны и для потока, распространяющегося в направлении *l*,может яв-ляться каналом потерь. Пренебрегая люминесценцией в направлении рас-пространения, ослабление потока в двухуровневой среде можно представить как

, (2.15)

где .

Интегрируя (2.15) по всей длине, получим

, (2.16)

т. е. приведённую ранее формулу (2.10), где

, (2.17)

или с учётом (2.5.4)

. (2.18)

Полученная формула носит так называемый приведённый коэффициент поглощения, который обычно измеряется в эксперименте. Вследствие того, что чаще реализуется случай , индуцированным испусканием можно пренебречь. Тогда интегрируя (2.18) по всему контуру линии, получим

. (2.19)

Выражение (2.21) описывает интегральный коэффициент поглощения и является одной из основных формул абсробционной спектроскопии. В формулу (2.16) входит произведение . Этот параметр тоже используется для описания поглощения и называется оптической плотностью или оптической толщиной.

Сравнивая Выражение (2.17) и (2.7) видим, что коэффициент поглощения пропорционален заселённости нижнего уровня и поперечного сечению перехода, т. е.

(2.20)

или

. (2.20.1)

Отсюда следует, что зная число частиц на нижнем уровне (в случае большого энергетического зазора между уровнями равно *C* – полной концентрации активаторных ионов), нетрудно определить поперечное сечение перехода по измерению коэффициента поглощения. Таким образом, поперечное сечение перехода можно определить двумя независимыми методами: по спектральным характеристикам спонтанного излучения и по поглощению, т. е. с использованием формулы (2.20):

*.* (2.21)

В эксперименте первый метод применяют обычно в том случае, если конечный уровень исследуемого перехода расположен достаточно высоко и практически не заселён, например в случае лазерных сред с четырёх-уровневой рабочей схемой, ибо абсорбционный метод определения поперечного сечения перехода в этом случае требует применение высокотемпературных приспособлений или образцов очень большой длины.

Коэффициенты и , связанные между собой соотношением (2.5.4), могут быть выражены через величину электрического или магнитного момента перехода. Эта величина в классической электро-динамике соответствует амплитуде изменения во времени электрического или магнитного момента системы. В зависимости от характера изменяющегося момента различают два типа переходов: электрические дипольные и магнитные дипольные. У примесных ионов, использующихся в соответствующих лазерных средах, преобладают электрические дипольные переходы. В этом случае вероятность спонтанного излучения, записывается в виде

, (2.22)

где – квадрат амплитуды матричного элемента дипольного момента *P*. Соответствие между теориями квантовых и классических осцилляторов даёт возможность вместо вероятности перехода (2.22) ввести особую характеристику – силу осциллятора

, (2.23)

где *m* и *e* – масса и заряд электрона. Подставляя (2.25) в выражение для вероятности спонтанного перехода (2.22), придём к формуле

*.* (2.24)

Теперь выразим через интегральный коэффициент поглощения, используя (2.19):

. (2.25)

Из (2.24) и (2.25) получим

. (2.26)

− известную формулу Кравца для силы осциллятора. В отличие от величина является безразмерной. Следовательно, измеряя коэффициент поглощения для линии поглощения как функцию частоты, можно легко определить и вероятность спонтанного перехода и силу осциллятора.

С вероятностью спонтанного перехода связан один из самых важных спектроскопических параметров – время жизни возбуждённого состояния, которое характеризует скорость затухания люминесценции после прекращения процесса возбуждения. Время жизни возбуждённого состояния играет существенную роль в физике ОКГ; по его величине судят о перспективности данной люминесцирующей среды для различных типов генераторов.

Если проанализировать в рамках рассматриваемой двухуровневой модели убыль числа возбуждённых частиц вследствие люминесценции и рассмотрим связь люминесцентного времени жизни возбуждённого состояния 2 с другими квантовыми параметрами. Пусть в момент времени , который соответствует времени прекращения возбуждённой системы, заселённость возбуждённого уровня равна . Вследствие спонтанного перехода 2→1 за период времени от *t* до на уровне 2 произойдёт уменьшение числа частиц на величину , равную

, (2.27)

Так как за единицу времени число излучённых фотонов *M* будет равно произведению . В формуле (2.27) соответствует заселён-ности возбуждённого уровня в текущий момент времени *t*. Из (2.27) получаем

. (2.28)

В общем случае, когда число люминесцентных каналов, начинающихся на возбуждённом состоянии, более одного, (2.27) должно быть записано в следующем виде:

. (2.29)

Введём понятие полной вероятности спонтанных переходов , выражение для которой согласно (2.29), примет вид

. (2.29.1)

Решением этого дифференциального уравнения будет

. (2.29.2)

Отсюда вытекает, что заселённость возбуждённого состояния при наличии нескольких каналов спонтанного излучения уменьшается со временем по экспоненциальному закону, т. е. так же, как и для случая одного перехода.

В принятой модели квантовой системы интенсивность лю-минесценции прямо пропорциональна числу возбуждённых частиц. Поэтому

. (2.30)

в момент времени

. (2.30.1)

Величиной принято характеризовать среднюю продолжи-тельность существования одной частицы на уровне *i*. Этот параметр и называют обычно люминесцентным временем жизни возбуждённого состояния

. (2.31)

Если вновь вернутся к двухуровневой системе, распад возбуждённого состояния которой характеризуется только люминесценцией, то (2.31) целесообразно записать в виде

. (2.32)

В этом случае величина характеризует время жизни состояния 2, обусловленное излучением только на одном переходе. Поэтому, для отличия его от , связанного с несколькими люминесцентными переходами, здесь оно названо излучательным временем жизни. Вследствие того что в реальных квантовых системах возбуждённые состояния чаще всего связаны с несколькими каналами распада, определение конкретного парциального , обусловленного только одним переходом, сопряжено с некоторыми затруднениями.

На опыте определение обычно связано с осциллографическим анализом интенсивности сигнала, поступающего с фотоприёмника, который регистрирует изменение интенсивности люминесценции на частоте одного из переходов после импульса возбуждения. Вследствие линейности развёрток луча трубки осциллографа (горизонтальной – во времени и вертикальной – по интенсивности входного сигнала) на экране прибора наблюдается экспонента. Тогда значение можно определить как , где – начальное отсчётное время, соответствующее интенсивности сигнала и , т. е. время, которому соответствует величина сигнала .

Ещё одной важно особенностью является то, что кроме чисто излучательных каналов деактивации могут существовать и безыз-лучательные переходы, которые будут сокращать . Действительно, с учётом безызлучательных переходов, характеризующихся вероятностями , убыль частиц с возбуждённого состояния *j* в соответствии с (2.29) запишется так

, (2.33)

откуда аналогично (2.32) вследствие существования двух различных типов каналов распада получим закон изменения

. (2.34)

Этому закону дезактивации возбуждённого состояния соответствует время жизни

, (2.35)

или с учётом (2.31),

. (2.36)

Таким образом, безызлучательные каналы сокращают в раз. Естественно, что эти каналы дезактивации должны умень-шать и интенсивность люминесценции в то же число раз. Этот процесс, который принято называть тушением люминесценции, удобно харак-теризовать другим спектроскопическим параметром – квантовым выходом люминесценции. Квантовый выход представляет собой отношение числа излучённых фотонов к числу поглощённых и выражается следующей формулой:

. (2.37)

При квантовый выход равен единице [5].

**2.3.2 Однородное и неоднородное уширение линий.**

Одной из существенных проблем физики ОКГ является вопрос о природе спектральной линии люминесценции, на частоте которой возникает стимулированное излучение. Вид контура линии люминесценции во многом определяет энергетические параметры ОКГ, в частности и такую важную характеристику, как порог возбуждения генерации. Известные лазерные кристаллы по спектроскопическим свойствам их активаторных центров можно подразделить на два типа - простые соединения и смешанные системы, или твёрдые кристаллические растворы. Под активаторным центром подразумевается условно выделенное из объёма кристалла локальное образование с радиусом порядка линейных размеров элементарной ячейки, состоящее из примесного иона и непосредственно окружающих его ионов матрицы-основы. Представление о локальности центра подразумевает изолированность активаторных ионов друг от друга [6].

Если соединение, характеризующиеся упорядоченностью своей структуры, активаторная примесь входит изоморфно, замещая один тип ионов матрицы, расположенных в строго эквивалентных позициях, то мы имеем дело с идеальным простым одноцентровым кристаллом. В этом случае все элементарные центры являются идентичными, и связанная с ними спектральная линия представляет собой наложение множества тождественных по положению и контуру линий. В этом случае физические процессы, которые затрагивают весь ансамбль частиц, полностью совпадают с процессами взаимодействия в каждом отдельно взятом центре. Линии в спектрах, принадлежащих таким кристаллам, называют однородно уширёнными. В реальных простых кристаллах вследствие микронеоднородностей (дефектов) самой матрицы даже при изоморфном вхождении примеси активаторные центры будут несколько отличаться друг от друга. Особенно это становится заметным при низких температурах. В этом случае наблюдаемые линии представляют собой суперпозицию слегка разнесённых по частоте линий. Как следует из теории, ширина электронной линии при должна стремиться к величине порядка естественной ширины, т. е. к величине

. (2.38)

Уширение, связанное с дефектностью кристалла, получило название неоднородного уширения. Как правило, ширина таких линий отличается слабой температурной зависимостью. Форма их удовлетворительно описывается гауссовым контуром. Последнее является отражением того факта, что отклонение частот отдельных линий от среднего значения является случайным и определяется случайным характером искажения внутрикристаллического поля. Также экспериментально подтверждено, что при температурах ~150º K и более высоких температурах вкладом неодно-родного уширения можно пренебречь, считая форму линий лоренцевой.

Следовательно, неоднородная ширина электронной линии при очень низких температурах может служить для оценки внутренней однородности кристалла. К одноцентровым простым кристаллам с изоморфным и гомовалентным вхождением можно отнести такие соединения, как YAlO3 и Y3Al5O12, в которых ионы TR3+ заменяют Y3+. Гомовалентный изоморфизм может приводить к образованию в простых кристаллах также и нескольких отличающихся друг от друга центров, характеризующихся своими специфическими спектроскопическими параметрами. Такая ситуация может реализоваться только в том случае, если в кристалле имеется несколько значительно разнящихся пространственно неэквивалентных положений замещаемых ионов. В качестве примера можно назвать полуторные окислы Y3O3 и Er2O3, в которых катионы расположены в двух неэквивалентных позициях с симметрией *C2*и *C3l*. В этом случае можно ожидать образования в них ионами TR3+ двух типов активаторных ионов.

Ряд похожих ситуаций возникает и при гетеровалентной активации простых кристаллов, когда замещающий и замещаемый ионы, удовлетворяя требованиям размеров, имеют разные по величине заряды. В этом случае характер образования центров определяется способами компенсации заряда, обеспечивающих их локальную электро-нейтральность. Гетеровалентный изоморфизм может также приводить как и одноцентровым системам (кристаллы типа Ca5(PO4)3F c ионами TR3+), так и к многоцентровым. Характерные представителями последних являются кристаллы типа флюорита (CaF2), активированные ионами TR3+.

В случае смешанных кристаллических систем, возникают следующие свойства. Вследствие разупорядоченности их структуры в этих системах всегда имеет несколько отличающихся друг от друга позиций, в которые могут входить активаторные ионы. Всё это приводит к образованию множества центров. В отличие от простых многоцентровых кристаллов, в оптических спектрах которых каждому типу центров принадлежат чётко разрешённые линии, в смешанных системах такого разделения линий нет даже при очень низких температурах, и спектры характеризуются широкими полосами, представляющими собой суперпозицию множества линий. К таим соединениям, например, относятся фторидные кристаллы типа CaF2−YF3−Nd3+, CaF2−SrF2−BaF2−YF3−LaF3−Nd3+, α-NaCaCeF6−Nd3+, 5NaF∙9YF3−Nd3+ и кислородосодержащие системы типа NaLa(MoO4)2−Nd3+.

Таким образом, в качестве надёжного критерия при определении типа реальных примесных кристаллов можно принять характер температурного поведения контурной электронной линии активатора. Если при низких температурах имеется переход от однородного контура к неоднородному, то мы имеем дело с простым кристаллом. В смешанных системах такого перехода нет и контур линии всегда неоднородный. В ряде случаев тип соединения можно определить и по характеру разупорядоченности их его кристаллической структуры [7].

**3 Методы исследования активированных кристаллов**.

Cуществует мнoжecтвo мeтoдoв oпрeдeлeния параметpов aк-тивиpoвaнных кристаллов, но в последнее вpeмя ширoкoе пpименение получили разнообразные спектроскопические методы, с помощью которых получают сведения о химичеcкoм составе, стpуктуре поверхноcти, и раc-пpeдeлeнии запoлнeнных и нeзaпoлнeнных энeргeтичeских повeрхнocтных уpoвнeй, cтeпeни oкиcлeния пoвepхнocтных мoлeкул и химичecкoй aктивнocти пoвеpхнocти или мoлeкул, pacпoлoжeнных нa пoвepхнoсти, o хaрaктepиcтике cвязeй cиcтeмы твёрдоe тeлo – aдcopбат. Глубинa aнaлизa oбычнo oпpeдeляeтcя тeм copтoм чacтиц, кoтopыe иcпoльзуютcя в кoнкpетнoм экcпepимeнтe, и мeняeтcя oт дecятых дoлeй нaнoмeтpa до 103 нм.

В спeктpoскoпии рeaлизуется тpи oснoвных подхода:

1)пpимeнeниe peнтгeнoвcких лучeй для вoзбуждeния элeктpoнoв внутpeнних oбoлoчeк, или мeтoд peнтгенoвcкoй фoтoэлeктpoннoй cпектpoскoпии (РФС);

2)испoльзовaниe бoлee мягкoгo ультpaфиoлeтoвoгo излучeния, пoзвoляющeгo иccлeдoвaть вaлeнтныe уpoвни, или ультpaфиoлетoвaя элeктpoннaя cпeктpocкoпия (УФC);

3) иccлeдoвaниe oжe-элeктpoнoв или элeктpoннaя oжe-cпeктpocкoпия (ЭOC).

Пpoцeccы, хapaктеpныe для элeктpoннoй cпектpocкoпии, мoжнo пpoиллюcтpиpoвaть c пoмoщью cхeм, пpeдcтaвлeнных нa рис. 3.1.

Пpи oблучeнии пoвepхнocти фoтoнaми балaнc энepгии в упpoщённoм видe мoжeт быть зaпиcaн cлeдующим oбpaзoм:

, (3.1)

гдe – кинeтичecкaя энepгия элeктpoнoв, иcпуcкaeмых из мoлeкулы пoд дeйcтвиeм фoтoна с энepгиeй , – энepгия cвязи элeктpoна [8].

Знaя энepгию пepвичнoгo излучeния и oпpeдeляя экcпepи-мeнтaльнo кинeтичecкую энepгию эмитиpoвaнных элeктpoнoв , мoжнo нaйти энepгию cвязи дaннoгo aтoмa или мoлeкулы c пoвepхнocтью.

Cпeктpocкoпичecкиe мeтoды мoжнo услoвнo paздeлить нa гpуппы: мeтoды иccлeдoвaния cтpуктуpных и энepгeтичecких хapaктepиcтик пoвepхнocти, мeтoды aнaлизa химичeскoгo cocтaвa пoвepхнocти и мeтoды иccледoвaния кинeтики пoвepхнocтных рeaкций. Но главным образом, рассмотрим методы исследования структурных и энергетических характеристик поверхности.

**3.1 Ультрафиолетовая фотоэлектронная спектроскопия (УФС).**

В методе ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии на поверхность падает ультрафиолетовое излучение, и исследуются эмитированные фотоэлектроны. Основной переменной является длина волны ультрафиолетового излучения, две другие переменные – угол падения и поляризация света. В процессе измерений регистрируется энергетический спектр эмитированных фотоэлектронов, а в некоторых экспериментах также их угловое распределение.

Для появления фотоэлектронов должна быть обеспечена возможность электронного перехода с некоторого заполненного энергетического уровня на уровень, находящийся выше уровня свободного электрона (см. приложение Б рис. 3.1). при этом измеренное распределение фотоэлектронов по энергиям отражает плотность заполненных энергетических уровней как объемных, так и поверхностных.

Метод УФС применяется при исследовании поверхностных состояний, связанных с взаимодействием в системе адсорбат – твердое тело, и позволяет получить ценную информацию о хемосорбции. Важным преимуществом метода является малое возмущение поверхности (практически неразрушающий метод диагностики). Приблизительная глубина составляет 5 нм [9].

**3.2 Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФС).**

При облучении поверхности вещества фотонами могут протекать различные процессы, в том числе образование фотоэлектронов, рассеяние фотонов, фотодесорбция атомов и молекул с поверхности.

Физические принципы метода основаны на явлении фотоэффекта. В спектрометре монохроматический пучок рентгеновских лучей с энергией фотонов падает на исследуемое вещество, атомы которого поглощают фотоны. Связанный электрон переходит в свободное состояние и вылетает за пределы образца с энергией, которая в идеальном случае должна удовлетворять уравнению (3.1). Однако на практике при работе с твердыми образцами необходимо еще учитывать работу выхода спектрометра , поэтому уравнение (3.1) примет вид

. (3.2)

Электроны возбуждаются со всех уровней атома, на которых . Зная величину и . , которую измеряют с помощью электронного спектрометра, можно определить энергию связи электрона на том или ином уровне атома. Для каждого элемента периодической системы Менделеева характерно свое строение атома, поэтому по спектрам фотоэлектронов можно провести соответствующую классификацию [10].

**3.3 Электронная оже-спектроскопия (ЭОС).**

Метод ЭОС является одним из наиболее распространенных спектроскопических методов анализа химического состава поверхности. Оже-спектроскопия позволяет анализировать состав нескольких припо-верхностных слоев образца. В этом методе электроны, бомбардирующие образец, имеют энергию 1 – 5 кэВ, достаточную для выбивания электронов атомного остова из атомов поверхности. Электроны могут вернуться в оболочку остова несколькими путями, в том числе за счет испускания рентгеновских лучей или в результате сложных процессов, когда часть энергии передается вылетающему электрону, часть – фононам твердого тела, а часть переходит в излучение. Но единственным процессом, в результате которого эмитированный электрон приобретает характеристическую энергию, является оже-процесс. Этот процесс носит имя П. Оже, который в 1925 г. наблюдал с помощью камеры Вильсона явление эмиссии электронов из аргона под действием рентгеновских лучей и обнаружил новый тип дезактивации с испусканием характеристического электрона.

Суть оже-процесса заключается в том, что на заполненный уровень атомного остова переходит электрон из внешней оболочки, а вся высвобождающаяся энергия передается электрону, находящемуся на другой орбитали внешней оболочки. Этот электрон вылетает из образца с характерной энергией и называется оже-электроном. При этом энергия испущенного оже-электрона никак не зависит от энергии падающего электрона и полностью определяется спектром энергетических уровней в твердом теле.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В ходе обзора и анализа было выяснено, что лазерные параметры активированных кристаллов, а также методы их определения имеют большое значение в развитии ОКГ.

В данной работе были изучены и рассмотрены основные вопросы, возникающие при изучении характеристик и методов определения параметров лазерных кристаллов. Также был произведён краткий обзор развития физики кристаллических лазеров.

Теоретический и практический интерес данной работы заключается в том, что при исследовании, проведении экспериментов с помощью ОКГ, а также при создании более совершенных твердотельных лазеров необходимо знать основные характеристики активированных кристаллов.

В результате выполнения работы я овладел следующими общекуль-турными и общепрофессиональными компетенциями:

1. способностью к самоорганизации и самообразованию (ОК-7), которую я использовал в процессе поиска необходимой информации и написания курсовой работы;
2. способностью анализировать основные этапы и закономерности исторического развития общества для формирования гражданской позиции (ОК-2), которую я использовал в первой главе данной курсовой работы, в которой были проанализированы основные этапы развития физики кристаллических лазеров;
3. способностью использовать базовые теоретические знания фундаментальных разделов общей и теоретической физики для решения профессиональных задач (ОПК-3), которую я использовал во второй главе данной курсовой работы, для описания основных понятий теории поглощения, излучения и генерации света, условий возникновения в примесном веществе лазерного или стимулированного излучения, а также для обзора спектроскопических характеристик активированных крис-таллов;
4. способностью использовать основные методы, способы и средства получения, хранения, переработки информации и навыки работы с компьютером как со средством управления информацией (ОПК-5), которую я использовал в данной курсовой работе в приложении для оформления таблиц и поясняющего рисунка.

Результаты исследования могут быть применены как в научной сфере при написании различных трудов, так и в практической.

**СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

1. Борисов С. Ф. Физические методы исследования атомных и наномасштабных объектов для физиков / С. Ф. Борисов – Екатеринбург, 2008. – 112 с.

2. Каминский, А. А. Лазерные кристаллы / А. А. Каминский – М. : Наука, 1975. – 261 с.

3. Каминский А. А. Исследование спектроскопических характерис-тик в экспериментах по стимулированному излучению / А. А. Каминский – В сб. «Спектроскопия кристаллов». Л. : Наука, 1973. 70 – 93 с.

4. Келли А. Кристаллография и дефекты в кристаллах / А. Келли, Г. Гровс, – М. : Мир, 1974. – 496 с.

5. Матвеев, А. Н Оптика / А. Н. Матвеев – М. : Высш. шк., 1985. – 351 с.

6. Микаэлян, А. Л. Оптические квантовые генераторы на твёрдом теле / А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков – М.: Сов. радио, 1967. – 375 с.

7. Павлов, П. В. Физика твёрдого тела / П. В. Павлов, Хохлов А.Ф. – М. : Высшая школа, 1985. – 384 с.

8. Прежвуский, А. К. Конденсированные лазерные среды [курс лекций] / Н. В. Никоноров, А. К. Прежвуский – СПб : СПбГУ ИТМО, 2009. – 147 с.

9. Реблине К. К. Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов / К. К. Реблине – М. : Наука, 1968. – 325 с.

10. Урусов, В. С. Теоретическая кристаллохимия / В. С. Урусов – М. : МГУ, 1987. – 275 с.

**ПРИЛОЖЕНИЕ А**

Таблица 1.1. Простые лазерные фторидные кристаллы с упорядоченной структурой

|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Кристалл | Активаторные ионы | | | | | | | | | | | | | | |
| Pr3+ | Nd3+ | Tb3+ | Dy3+ | Ho3+ | Er3+ | Tu3+ | Yb3+ | Sm2+ | Dy2+ | Tu2+ | U3+ | V2+ | Co2+ | Ni2+ |
| LiYF4 |  | + | + |  | + | + |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| MgF2 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  | + | + | + |
| KMgF2 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  | + |  |
| KMnF3 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  | + |
| CaF2 |  | + |  |  | + | + |  | + | + | + | + | + |  |  |  |
| CaF2 \* |  | + |  |  |  | + | + |  | + |  |  |  |  |  |  |
| MnF2 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  | + |
| ZnF2 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  | + |  |
| SrF2 |  | + |  |  |  |  | + |  | + | + |  | + |  |  |  |
| BaF2 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |  | + |  |  |  |
| BaY2F8 |  |  |  | + | + | + |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| LaF3 | + | + |  |  |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| CeF3 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| HoF3 |  |  |  |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |

Таблица 1.2. Смешанные фторидные лазерные кристаллы с разупорядоченной структурой

|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Кристалл | Активаторные ионы | | | | Кристалл | Активаторные ионы | | | |
| Nd3+ | Ho3+ | Er3+ | Tu3+ | Nd3+ | Ho3+ | Er3+ | Tu3+ |
| 5NaF∙9YF3 | + |  |  |  | CdF2−YF3 | + |  |  |  |
| CaF2−SrF2 | + |  |  |  | CdF2−LaF3 | + |  |  |  |
| CaF2−YF3 | + | + | + |  | BaF2−LaF3 | + |  |  |  |
| Ca2Y5F19 | + |  |  |  | BaF2−CeF3 | + |  |  |  |
| CaF2−LaF3 | + |  |  |  | BaF2−GdF3 | + |  |  |  |
| CaF2−CeO2 | + |  |  |  | LaF3−SrF2 | + |  |  |  |
| CaF2−GdF3 | + |  |  |  | α-NaCaYF6 | + |  |  |  |
| CaF2−ErF3 |  | + | + | + | α-NaCaCeF6 | + |  |  |  |
| SrF2−YF3 | + |  |  |  | α-NaCaErF6 |  | + |  | + |
| Sr2Y5F19 | + |  |  |  | SrF2−CeF3−GdF3 | + |  |  |  |
| SrF2−LaF3 | + |  |  |  | CdF2−YF3−LaF3 | + |  |  |  |
| SrF2−GdF3 | + |  |  |  | CaF2−(Er, Tu, Yb)F3 |  |  | + |  |
| SrF2−LuF3 | + |  |  |  | CaF2−SrF2−BaF2−YF3−LaF3 | + |  |  |  |

Таблица 1.3. Простые лазерные оксидные кристаллы с упорядоченной структурой

|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Кристалл | Активаторные ионы | | | | | | | | | |
| Pr3+ | Nd3+ | Eu3+ | Gd3+ | Ho3+ | Er3+ | Tu3+ | Yb3+ | Ni2+ | Cr3+ |
| LiNbO3 |  | + |  |  | + |  | + |  |  |  |
| MgO |  |  |  |  |  |  |  |  | + |  |
| Al2O3 |  |  |  |  |  |  |  |  |  | + |
| KY(MoO4)2 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| KY(WO4)2 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| CaAl4O7 |  | + |  |  |  | + |  |  |  |  |
| CaAl12O19 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| CaSc2O4 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Ca3(VO4)2 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Ca(NbO3)2 | + | + |  |  | + | + | + |  |  |  |
| CaMoO4 |  | + |  |  | + |  | + |  |  |  |
| Ca0,25Ba0,75(NbO3)2 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| CAWO4 | + | + |  |  | + | + | + |  |  |  |
| SrAl4O7 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| SrAl12O19 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| SrMoO4 | + | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| SrWO4 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Y2O3 |  | + | + |  |  |  |  |  |  |  |
| YAlO3 |  | + |  |  | + | + | + |  |  |  |
| Y3Al5O12 |  | + |  | + | + | + | + | + |  | + |
| Y2SiO5 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| YScO3 |  | + |  |  |  |  |  | + |  |  |
| Y3Sc2Al3O12 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Y3Sc2Ga3O12 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| YVO­4­­­ |  | + | + |  | + |  | + |  |  |  |
| Y3Fe5O12 |  |  |  |  | + |  |  |  |  |  |
| Y3Ga5O12 |  | + |  |  | + |  |  | + |  |  |
| La2O3 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| LaAlO3 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| LaNbO4 |  | + |  |  | + |  |  |  |  |  |
| Gd2O3 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| GdAlO3 |  | + |  |  | + | + | + |  |  |  |
| GdScO3 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Gd3Sc2Al3O12 |  | + |  |  |  |  |  | + |  |  |
| Gd3Ga5O12 |  | + |  |  |  |  |  | + |  |  |
| Gd2(MoO4)3 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Ho3Al5O12 |  |  |  |  | + |  |  |  |  |  |
| Er2O3 |  |  |  |  | + |  | + |  |  |  |
| ErAlO3 |  |  |  |  | + |  | + |  |  |  |
| Er3Al5O12 |  |  |  |  |  |  | + |  |  |  |
| Er3Sc2Al3O12 |  |  |  |  | + |  |  |  |  |  |
| Yb3Al5O12 |  |  |  |  | + | + | + |  |  |  |
| Lu3Al5O12 |  | + |  |  | + | + | + | + |  |  |
| Lu3Sc2Al3O12 |  | + |  |  |  |  |  | + |  |  |
| Lu3Ga5O12 |  | + |  |  |  |  |  | + |  |  |
| PbMoO4 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |
| Bi4Ge3O12 |  | + |  |  |  |  |  |  |  |  |

Таблица 1.4. Оксидные лазерные кристаллы с разупорядоченной структурой.

|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Кристалл | Активаторные ионы | | | | Кристалл | Активаторные ионы | | | |
| Nd3+ | Ho3+ | Er3+ | Tu3+ | Nd3+ | Ho3+ | Er3+ | Tu3+ |
| LiLa(MoO4)2 | + |  |  |  | SrY4(SiO4)3O |  | + |  |  |
| LiGd(MoO4)2 | + |  |  |  | SrLa4(SiO4)3O | + |  |  |  |
| NaLa(MoO4)2 | + | + |  |  | ZrO2−Y2O3 | + |  |  |  |
| NaLa(WO4)2 | + |  |  |  | ZrO2−Er2O3 |  | + | + | + |
| NaGd(WO4)2 | + |  |  |  | Ba2MgGe2O7 | + |  |  |  |
| KLa(MoO4)2 | + |  |  |  | Ba0,25Mg2,75Y2Ge3O12 | + |  |  |  |
| CaY4(SiO4)3O | + | + |  |  | Ba2ZnGe2O7 | + |  |  |  |
| CaLa4(SiO4)3O | + |  |  |  | NdP5O14 | + |  |  |  |
| Ca4La(PO4)3O | + |  |  |  | HfO2−Y2O3 | + |  |  |  |
| CaGd4(SiO4)3O | + |  |  |  |  |  |  |  |  |

Таблица 1.5. Прочие лазерные кристаллы

|  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Кристалл | Активаторные ионы | | | Кристалл | Активаторные ионы | | |
| Pr3+ | Nd3+ | Ho3+ | Pr3+ | Nd3+ | Ho3+ |
| Ca5(PO4)3F |  | + | + | CeCl3 |  | + |  |
| Sr5(PO4)3F |  | + |  | PrCl3 | + |  |  |
| La2O2S |  | + |  | PrBr3 | + |  |  |
| LaCl3 | + |  |  |

**ПРИЛОЖЕНИЕ Б**

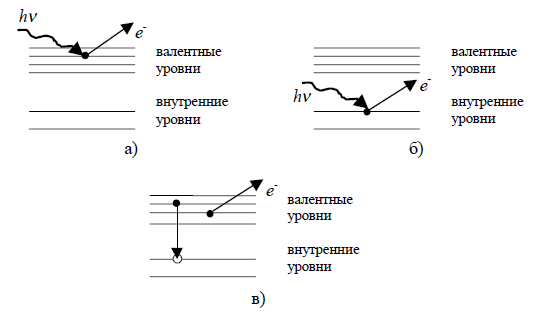


Рисунок 3.1. Процессы, характерные для электронной спектроскопии:

а) УФС; б) РФС; в) оже-процесс