

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ  $\gamma - La_{2(1-x)}Nd_{2x}S_3$ 

Г.И.АБУТАЛЫБОВ, А.А.МАМЕДОВ

Институт Физики им. академика Г.М.Абдуллаева

НАН Азербайджана

AZ- 1143, Баку, пр. Г. Джавида 33

Aşqarlanmamış  $\gamma - Ln_2S_3$  monokristallarının kombinassion səpilmə və fotolyuminessensiyasının, həmçinin bu kristallarda neodim ionlarının  ${}^4F_{3/2}$  səviyyəsinin parçalanma kinetikası tədqiqatlarının nəticələri verilmişdir.  $\lambda = 0,53\text{mkm}$  dalğa uzunluqlu işıqla həyəcanlaşmada neodim ionlarının  ${}^4F_{3/2}$  səviyyəsinin parçalanma əyrilərindəki təhrif olunmaların izahı verilmişdir.

Приводятся результаты исследования фотолуминесценции и комбинационного рассеяния нелегированных монокристаллов  $\gamma - Ln_2S_3$ , а также кинетики распада  ${}^4F_{3/2}$  уровня ионов неодима в этих кристаллах. Дается объяснение искажению кривого распада  ${}^4F_{3/2}$  уровня ионов неодима при возбуждении светом длиной волны  $\lambda = 0,53\text{мкм}$ .

The investigation results of photoluminescence and combinational scattering of non-doped single crystals  $\gamma - Ln_2S_3$  and also kinetic decay  ${}^4F_{3/2}$  of neodymium ion level at excitation by the light which has wavelength  $\lambda = 0,53\text{mkm}$ .

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Халькогениды редкоземельных (*Tr*) элементов состава  $Ln_2X_3$  (здесь *Ln* - *Tr* ион, *X* - ион халькогена) кристаллизуются в нескольких структурных типах, обозначаемых буквами  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и др. [1]. Одним из них является дефектная  $\gamma$ - фаза переменного состава (с граничными составами  $Ln_2X_3$  и  $Ln_3X_4$ ), которая имеет объемно-центрированную кубическую решетку типа  $Th_3P_4$  [2]. Пространственная группа симметрии  $T_d^6 - \bar{1}\bar{4}3d$ . Кристаллическая формула соединения записывается в виде  $(Ln_{3-x}^{3+}V_x)X_4^{2-}e_{1-3x}^-$  [3]. Здесь  $x$  меняется от 0 до 1/3,  $V$  - вакансия в катионной подрешетке,  $e^-$  - электрон проводимости. При  $x=0$  образуется фаза состава  $Ln_3X_4$ , в которой все катионные узлы заняты, и соединение обладает металлической проводимостью. При  $x=1/3$  образуется фаза другого граничного состава -  $Ln_2X_3$ , в которой 1/3 катионных узлов в элементарной ячейке (ячейка состоит из четырех формульных единиц) вакантны и соединение представляет собой изолятор. В пределах фазы концентрация электронов  $n$  и вакансий в катионной подрешетке  $N_v$  изменяется непрерывно:  $n = n_0(1 - 3x)\text{см}^{-3}$ ;  $N_v = (6,25x) \cdot 10^{21}\text{см}^{-3}$ , то есть  $N_v$  меняется от 0 до  $2,08 \cdot 10^{21}\text{см}^{-3}$ , а  $n$ -в пределах

$6,25 \cdot 10^{21}\text{см}^{-3}$  до 0 (при  $x$ , возрастающем от 0 до 1/3). В работе [4] показано, что катионные вакансии в структуре  $\gamma - Ln_2X_3$  имеют статистическое распределение по объему кристалла.

В работе [5] на основе исследования фотопроводимости и термостимулированного тока было идентифицировано энергетическое положение уровней центров в запрещенной зоне  $\gamma - Ln_2S_3$ . Пик стационарной фотопроводимости 1,3 eV, появляющийся в спектрах при 80 К, связывался с уровнем «быстрой» рекомбинации (уровень I), а пик 2,6 eV - с уровнем «медленной» рекомбинации (уровень II). На основе анализа кривых термостимулированного тока был сделан вывод о том, что вблизи дна зоны проводимости  $\gamma - Ln_2S_3$  имеет место квазинепрерывное распределение ловушек. Обнаруженные в работе [5] центры возникают из-за дефектной структуры кристалла  $\gamma - Ln_2S_3$ .

Целью настоящей работы является исследование особенностей спектроскопических свойств кристаллов  $\gamma - La_{2(1-x)}Nd_{2x}S_3$ , обусловленных дефектностью их структуры. Нами исследованы спектрально-люминесцентные свойства кристаллов  $\gamma - La_{2(1-x)}Nd_{2x}S_3$ , кинетика распада возбужденного уровня  ${}^4F_{3/2}$  иона  $Nd^{3+}$  в этих кристаллах, а также комбинационного рассеяния света кристалла  $\gamma - Ln_2S_3$ .

## 2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллы  $\gamma - Ln_2S_3$  с различной концентрацией ионов  $Nd^{3+}$  выращены из расплава в серосодержащей атмосфере [6].

Импульсное возбуждение люминесценции осуществлялось второй гармоникой лазера на гранате с неодимом (ЛТИПЧ-7), лазером на родамине 6 G, длина волны генерации которого плавно перестраивалась в области 5600÷6200 Å и на кристалле LiF с  $F_2^+$  центрами окраски в области 8500÷11000 Å.

В качестве источников возбуждения стационарной люминесценции использовалась лампа КГМ 12-100 и аргоновый лазер.

Для регистрации спектров люминесценции использовался спектрометр СДЛ-1 и монохроматор МДР-2. Люминесценция исследуемых образцов регистрировалась ФЭУ-83 в одном из двух режимов: аналоговом - для средних интенсивностей и счетном - для крайне слабых световых потоков.

Кинетика затухания люминесценции регистрировалась на экране осциллографа или с помощью многоканального (2048 каналов) усреднителя сигналов марки 4202 (фирма PAR). Небольшая оптическая плотность образцов исключала влияние эффекта реабсорбции на кинетику распада возбужденного состояния. Отсутствие насыщения приемника специально контролировалось.

Штарковская структура спектров поглощения и люминесценции изучалась при помощи дифракционного спектрометра ДФС-12 с решетками  $600 \frac{\text{шт}}{\text{мм}}$ . Величина щелей обычно не превышала 0,02 мм.

Спектры комбинационного рассеяния света кристаллов  $La_2S_3$  возбуждались лазером на парах меди. Для получения спектра использовался двойной монохроматор фирмы « SPEX » (модель 1403) с голографическими дифракционными решетками, обладающими крайне низким уровнем паразитного рассеянного света от возбуждающей линии. Максимальное спектральное разрешение для данного монохроматора составляло примерно  $0,15 \text{ см}^{-1}$ .

При регистрации комбинационного рассеяния света для отстройки от люминесценции матрицы и редкоземельного иона применялся метод схемы совпадений. Сигнал комбинационного рассеяния света на выходе спектрометра регистрировался фотоумножителем ФЭУ-79 (с мультищелочным фотокатодом). С выхода формирователя отобранные и стандартизированные одноэлектронные импульсы подавались на 1-й вход схемы совпадений. Второй вход служил для подачи стробирующих, стандартизированных импульсов. Линия задержки обеспечивала одновременный приход на схему совпадений стробирующего импульса и импульса сигнала комбинационного рассеяния света. Временное окно схемы совпадений составляло  $\tau_{\text{стр}} = 10 \text{ нс}$ . Таким образом, счет фотонов осуществлялся только в течении времени  $\tau_{\text{стр}}$ , равного в нашем случае длительности

лазерного импульса, причем среднее число импульсов сигнала от одного возбуждающего лазерного импульса было, естественно, меньше единицы (временное разрешение ФЭУ-79 не превышало 10 нс). С выхода схемы совпадений импульсы сигнала подавались на цифровой счетчик фотонов, осуществляющий счет импульсов сигнала за выбранное время накопления и выдающий информацию в виде скорости счета импульсов сигнала (импульсы в секунду).

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

При возбуждении неактивированного кристалла  $\gamma - La_2S_3$  излучением  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ , при комнатной температуре наблюдается широкополосная люминесценция с максимумом на 0,775 мкм (рис.1). Эта собственная люминесценция неактивированного кристалла  $\gamma - La_2S_3$  практически не возбуждается излучением с длиной волны  $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$ . При уменьшении температуры полоса собственной люминесценции испытывает сдвиг в высокоэнергетическую область спектра.

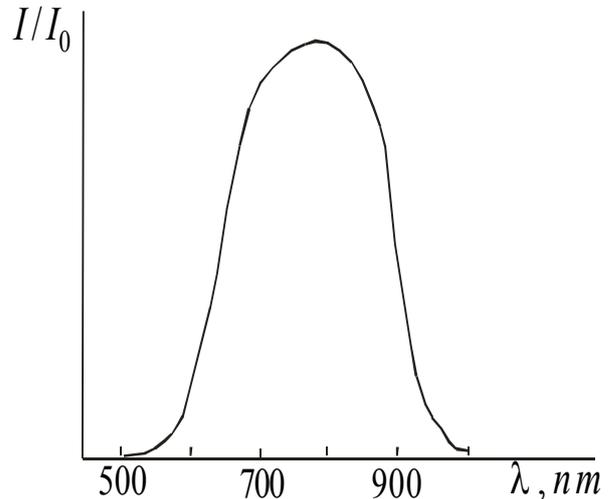


Рис.1. Спектр люминесценции кристалла  $\gamma - Ln_2S_3$  при возбуждении светом с длиной волны  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$  ( $T=300\text{K}$ ).

При малых концентрациях активатора в кристаллах  $\gamma - La_{2(1-x)}Nd_{2x}S_3$  при возбуждении светом длиной волны  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$  на начальном участке кривой распада метастабильного уровня  $^4F_{3/2}$  неодима наблюдается неэкспоненциальность (рис.2), а на дальних стадиях распада метастабильного уровня  $^4F_{3/2}$  неодима имеет место его замедление. При увеличении плотности возбуждающего излучения, форма кривой распада  $^4F_{3/2}$  уровня неодима не изменялась. Это свидетельствовало о том, что за наблюдаемую аномалию кооперативное явление не ответственно. При возбуждении светом длиной волны  $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$  наблюдается экспоненциальность (рис.2).

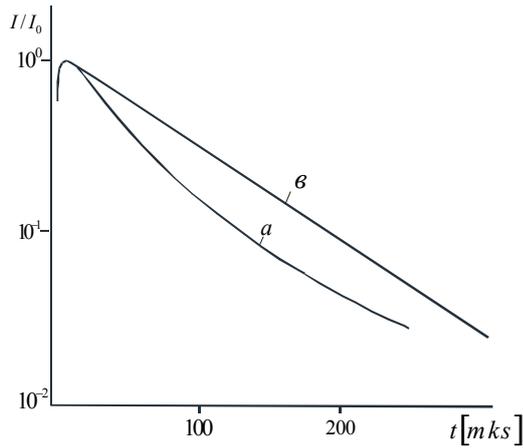


Рис.2. Кривые распада метастабильного состояния

$4F_{3/2}Nd^{3+}$  в кристалле

$\gamma - La_2S_3 - 0,9\% \text{вес.} Nd^{3+}$  при возбуждении

$\lambda = 0,53 \text{ мкм}$  (а) и  $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$  (в).

На рис.3 представлен спектр комбинационного рассеяния света кристалла  $\gamma - Ln_2S_3$  при комнатной температуре. В спектрах комбинационного рассеяния света обращает на себя внимание необычно большая ширина линий.

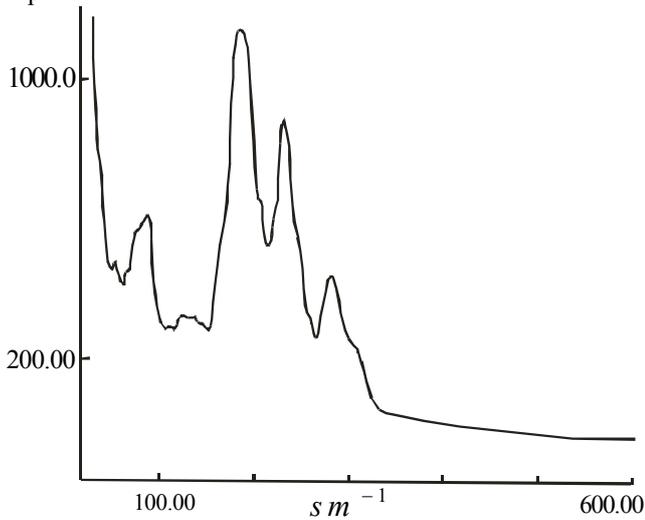


Рис.3. Спектр комбинационного рассеяния  $\gamma - La_2S_3$ .

На рис.4 представлены спектр поглощения и люминесценции иона неодима в кристалле  $\gamma - Ln_2S_3$  при гелиевой температуре. Линии спектров оказались уширенными. Поэтому для исследования характера образования активаторных центров применяли метод селективного лазерного возбуждения. При изменении длины волны возбуждения форма и положения линии люминесценции изменялись (рис.5)

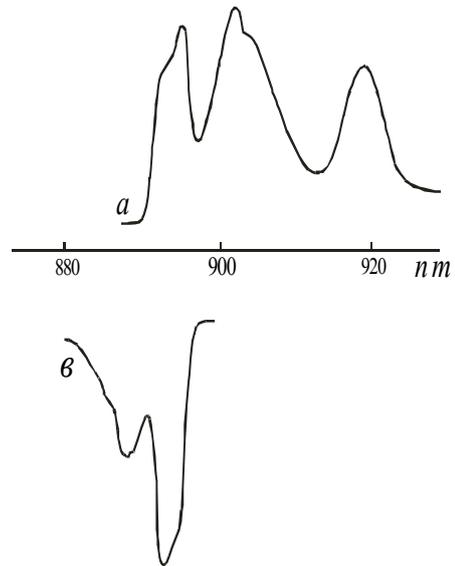


Рис.4. Спектр люминесценции(а) и поглощения кристалла  $\gamma - La_2S_3 - Nd^{3+}$  при 4,2К

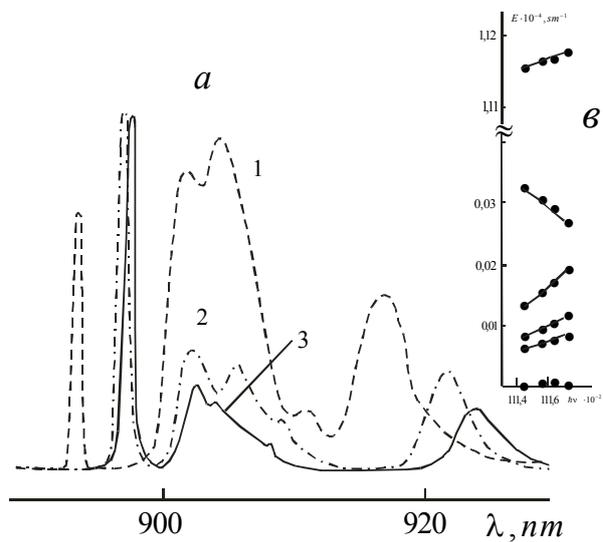


Рис.5. Избирательные спектры люминесценции(а) снятые в 25 мкс времени после окончания действия возбуждающего импульса света при гелиевой температуре: 1-  $\lambda_{\text{в}} = 895,4 \text{ нм}$ ; 2-  $\lambda_{\text{в}} = 896,4 \text{ нм}$ ; 3-  $\lambda_{\text{в}} = 897,4 \text{ нм}$ ; и диаграмма штарковских расщеплений (в) ионов  $Nd^{3+}$  в кристаллах  $\gamma - La_2S_3$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для обсуждения результатов данной работы была использована схема предложенная в работе [5] для энергетических положений ловушек в запрещенной зоне кристалла  $\gamma - Ln_2S_3$  (рис.6). На основе этой схемы излучение собственной люминесценции кристалла объясняется следующим образом.

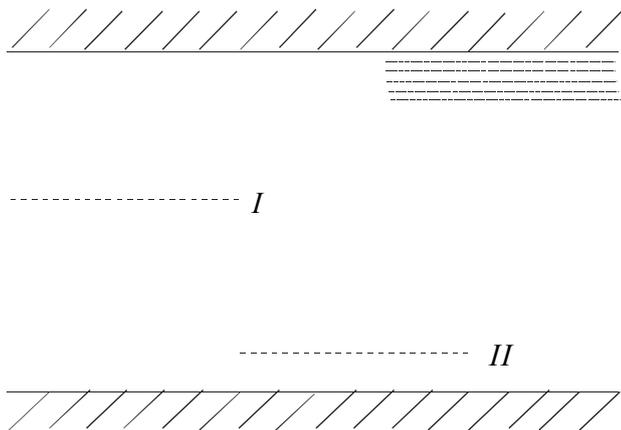


Рис.6. Схема уровней ловушек в запрещенной зоне кристалла  $\gamma - La_2S_3$

Собственная люминесценция кристалла  $\gamma - Ln_2S_3$  обусловлена рекомбинацией в донор-акцепторных парах. В качестве донора выступает квазинепрерывный набор мелких ловушек у дна зоны проводимости, а акцептором, является центр, обуславливающий появление уровня II.

Возбуждение собственной люминесценции неактивированных кристаллов  $\gamma - Ln_2S_3$  светом с длиной волны  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$  осуществляется забросом электронов с уровня II на уровень квазинепрерывно распределенных ловушек. При обратном переходе электронов с уровней непрерывного набора ловушек на самый глубокий уровень II, наблюдается широкополосная люминесценция неактивированного кристалла  $\gamma - La_2S_3$  с максимумом длины волны 775 нм. Увеличение температуры наряду с изменением ширины запрещенной зоны приводит к перераспределению электронов по донорным уровням, причем более мелкие (дающие вклад в высокоэнергетическую часть спектра собственной люминесценции) ионизуются при более низких температурах и раньше исключаются из процесса излучательной рекомбинации. При возбуждении светом с длиной волны  $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$  энергия кванта не достаточна для заброса электронов с уровня II на уровень квазинепрерывно распределенных ловушек и потому не наблюдается собственная люминесценция.

Нами также был предложен механизм, объясняющий наличие неэкспоненциальности на начальном участке кривой распада метастабильного уровня  ${}^4F_{3/2}$  неодима в кристаллах  $\gamma - La_{2-2x}Nd_{2x}S_3$  при малых концентрациях активатора, при возбуждении светом длиной волны  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ . Суть этого механизма заключается в следующем. При возбуждении кристалла  $\gamma - La_2S_3 - Nd^{3+}$  светом с длиной волны  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ , одновременно происходит возбуждение ионов  $Nd^{3+}$  и забрасывание электронов с уровня II на квазинепрерывно распределенные уровни ловушек. В возбужденных ионах неодима, поглощенная ими энергия переносится в

метастабильное состояние  ${}^4F_{3/2}$ . Энергия, соответствующая переходу  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  (1,41 мкм или  $\sim 0,88 \text{ эВ}$ ) ионов неодима, достаточна для заброса электрона из валентной зоны на уровень II. В результате этого взаимодействия, ионы  $Nd^{3+}$  оказываются в низком возбужденном состоянии  ${}^4I_{13/2}$ , а электроны переходят из валентной зоны на уровень II. Таким образом происходит перенос энергии с уровня  ${}^4F_{3/2}$ , что и является причиной наблюдаемой неэкспоненциальности на начальной стадии кинетики распада неодима в этих кристаллах.

Обсудим затягивание распада возбужденного состояния неодима при возбуждении  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ .

Из анализа кривых распада нами установлено, что скорость затухания собственной люминесценции уменьшается со временем – на дальних стадиях распада она становится значительно меньше скорости распада возбужденного состояния неодима  ${}^4F_{3/2}$ .

Характерно, что при введении ионов неодима собственная люминесценция матрицы существенно тушится, при этом наблюдается модуляция широкополосного излучения матрицы полосами поглощения  $Nd^{3+}$ , а также уменьшение интенсивности широкополосного излучения там, где  $Nd^{3+}$  не поглощает. Закон распада возбужденного состояния неодима при возбуждении образца излучением с  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$  на дальних стадиях распада идентичен закону затухания собственной потушенной люминесценции. Это наводит на мысль о том, что при возбуждении активированного кристалла излучением с  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$  в области люминесценции неодима имеет место суперпозиция излучений неодима и матрицы. Однако, совпадение законов затухания собственной люминесценции и люминесценции неодима может быть также и тогда, когда имеет место передача энергии от ловушек к примесным центрам неодима, если скорость этой передачи меньше скорости распада возбужденного состояния неодима. Тот факт, что люминесценция не наблюдается, например, в области 0,99 мкм, где неодим не излучает, а кинетика распада возбужденного состояния неодима, измеренная в области  $\sim 0,9 \text{ мкм}$  (переход  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ), совпадает с кинетикой распада, измеренной в области  $\sim 1,06 \text{ мкм}$  (переход  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ), свидетельствует о существовании второго механизма затягивания распада возбужденного состояния неодима при возбуждении излучением с  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ . Таким образом, обнаруженный экспериментальный факт обусловлен медленным переносом энергии от ловушек к ионам неодима. При повышении температуры наблюдалось увеличение скорости распада, а при понижении температуры – наоборот. Это связано с тем, что с ростом температуры, вследствие увеличения скорости высвобождения

захваченных ловушками электронов, «затягивание» люминесценции на переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_J$  исчезает.

Причинами наблюдаемых необычно больших ширинок линий в спектрах комбинационного рассеяния света в кристаллах  $\gamma - La_2S_3$  могут быть, в частности, структурное несовершенство или же аморфность кристалла и, вследствие этого, несоблюдение правил отбора. Вероятнее первое предположение, так как для полупроводников характерна дефектность решетки из-за большого числа катионных вакансий. В таких кристаллах вследствие нарушения трансляционной симметрии условие равенства волновых векторов падающего и рассеянного света  $\mathbf{K}_1 = \mathbf{K}_2$  ( $\mathbf{q} = 0$ ) становится необязательным и заменяется условием  $\mathbf{K}_1 = \mathbf{K}_2 + \mathbf{q}$ , где  $\mathbf{q}$  – волновой вектор фонона. Таким образом, появляется возможность участия в рассеянии фононов с любым  $\mathbf{q}$ , и амплитудная характеристика в спектре комбинационного рассеяния коррелирует с плотностью фононных состояний в кристалле. Некоторым подтверждением этому является наблюдаемое совпадение спада интенсивности комбинационного рассеяния света с частотой в стоксовом и антистоксовом спектрах, поскольку последний более явно связан с плотностью фононных состояний.

Как было отмечено выше, кристалл  $\gamma - La_{2-2x}Nd_{2x}S_3$  относится к разупорядоченным структурам типа  $Th_3P_4$ .

В структуре фосфида тория каждый атом  $Th$  окружен восемью атомами  $P$ , находящимися от него на равных расстояниях и образующих «скрученный нормальный восьмивершинник»  $ThP_8$  симметрии ( $\bar{4} - S_4$ ). Шесть атомов  $Th$  окружают на равных расстояниях атом  $P$ , образуя деформированный (скрученный) октаэдр  $[PTh_6]$  симметрии  $3 - C_3$ . Позиция атомов тория в халькогенидах  $Ln_2X_3$  занимают атомы лантаноидов, а позиции  $P$ - атомы серы, селена или теллура. Координационный полиэдр атома  $Th(Ln)$  можно представить как бы образованным двумя проникающими тетраэдрами. В кристалле  $\gamma - La_{2-2x}Nd_{2x}S_3$  одна треть катионных узлов в элементарной ячейке(ячейка состоит из четырех формульных единиц) вакантны и эти вакансии имеют беспорядочное распределение по объему кристалла. Таким образом, беспорядочно распределенные вакансии искажают кристаллическое поле, действующее на ионы, оказавшиеся вблизи них. В отличие от простых многоцентровых кристаллов, в оптических спектрах в которых каждому центру принадлежат четко разрешенные линии, в разупорядоченных системах такого разделения нет даже при очень низких температурах, и их спектры характеризуются широкими полосами, представляющими собой суперпозицию множества линий. Контуров полос поглощения и люминесценции активаторных ионов в разупорядоченных кристаллах являются неоднородно уширенными при любых температурах. Это обстоятельство отчетливо проявляется

в спектрах поглощения и люминесценции ионов неодима в кристалле  $\gamma - La_2S_3$ , записанных при  $T = 4,2K$ .

Спектральные линии являются неэлементарными, что затрудняет построение схемы штарковского расщепления.

При изучении люминесцентных свойств большого ряда разупорядоченных лазерных кристаллов с ионами  $Nd^{3+}$  в [7] была предложена концепция квазицентра активатора, которая впоследствии себя не оправдала при исследовании спектров. Под квазицентром понимается некое мыслимое статическое построение, которое обобщает свойства множества элементарных центров, отличающихся по структуре, но имеющих близкое штарковское расщепление энергетических состояний. Ясно, что построение штарковского расщепления без учета неоднородного уширения полосы поглощения и люминесценции(при стационарном возбуждении) в рамках концепции квазицентра активатора является неправильным. Поэтому возникла необходимость исследования тонкой структуры спектров ионов неодима в кристалле  $\gamma - La_2S_3$ . Эти исследования были проведены с применением методов селективного резонансного лазерного возбуждения и спектроскопии временного разрешения.

На рис.5 представлены избирательные спектры люминесценции и диаграмма штарковских расщеплений ионов  $Nd^{3+}$  в кристалле  $\gamma - La_2S_3$ . При возбуждении с коротковолновой стороны полосы поглощения соответствующей переходу  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ , в спектрах люминесценции проявляется слабая структура перехода  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ . Поэтому было решено возбуждать длинноволновую сторону полосы поглощения (от длины волны 893 нм до 897,4 нм с шагом 1нм). При возбуждении светом длиной волны  $\lambda_B = 897,4нм$ , в спектрах люминесценции(рис.5,а) снятых при гелиевой температуре проявляется тонкая структура в лучшем виде(рис.5а, спектр-3). При 1нм смещении в коротковолновую сторону, то есть при возбуждении светом с длиной волны  $\lambda_B = 896,4нм$ (рис.5а, спектр-2) в спектре люминесценции тонкая структура проявляется по-прежнему, но при этом максимумы полос люминесценции смещаются в разные стороны спектра. При следующем 1нм смещении в коротковолновую сторону спектра поглощения, при возбуждении светом с длиной волны  $\lambda_B = 895,4нм$ (рис.5а, спектр-1) в спектрах люминесценции полосы с соответствующими переходами между штарковскими компонентами  ${}^4F_{3/2}$  и  ${}^4I_{9/2}$  мультиплетов, неоднородно уширились. Таким образом, анализ спектров люминесценции, полученных при селективном резонансном лазерном возбуждении показал, что они существенно отличаются от спектров при неселективном возбуждении и сильно зависят от длины волны возбуждения.

Считая величину энергии перехода  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$  показателем силы поля лигандов и в зависимости от этого параметра была построена схема штарковских расщеплений мультиплета  ${}^4I_{9/2}$  в различных оптических центрах в матрице (рис.5,6). Определение энергий уровней осуществлялось по положению максимумов в спектре люминесценции с отсчетом от нижней штарковской компоненты основного состояния  ${}^4I_{9/2}$ .

Данная диаграмма показывает связь между энергиями различных штарковских уровней состояний  ${}^4F_{3/2}$  и  ${}^4I_{9/2}$ , их скоррелированные изменения и количественные значения величин штарковских расщеплений мультиплета  ${}^4I_{9/2}$  в различных центрах.

## 5.ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые проведено детальное комплексное исследование особенностей спектроскопических свойств кристаллов  $\gamma - La_{2-2x}Nd_{2x}S_3$ , обусловленных дефектностью их структуры. В кристаллах  $\gamma - La_{2-2x}Nd_{2x}S_3$ , из-за взаимодействия возбужденных электронов полупроводниковой основы с 4f электронами активатора, при возбуждении светом длиной волны  $\lambda = 0,53 \mu\text{м}$  обнаружено искажение кривого распада метастабильного уровня  ${}^4F_{3/2}$  неодима. С применением метода селективного лазерного возбуждения, определены положения штарковских уровней основных мультиплетов для разных центров иона неодима.

- |   |  |
|---|--|
| <p>[1]. <i>А.В.Голубков, Е.В.Гончарова, В.П.Жузе и др.</i> Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов. Л.: Наука, 1973, 304с.</p> <p>[2]. <i>K.Meisel</i> Kristallstrukturen von Thorium Phosphiden // Ztschr. annorg. und allgemeine Chem. 1939. Bd. 240.S.300-312.</p> <p>[3]. <i>W.H.Zachariasen</i> Crystal chemical studies of the 5f series of elements. 1. New structure types // Acta crystallogr.B.1948, vol. 1. p. 265-268.</p> <p>[4]. <i>W.H. Zachariasen</i> Crystal chemical studies of the 5f series of elements. 6. The <math>Ce_2S_3 - Ce_3S_4</math> type of structure // Ibid. 1949. p. 57-60.</p> | <p>[5]. <i>А.Н.Георгобиани, М.В.Глушков, А.А.Камарзин и др.</i> Исследование некоторых фотоэлектрических и люминесцентных свойств монокристаллов <math>\gamma - Ln_2S_3</math> // Квантовая электроника,Т.9,№7, с.1515-1517</p> <p>[6]. <i>Е.И.Ярембаш, А.А.Елисеев</i> Халькогениды редкоземельных элементов.М., «Наука», 1975</p> <p>[7]. <i>А.А. Каминский</i> О возможности исследования «штарковской» структуры спектров в разупорядоченных фторидных кристаллических системах // ЖЭТФ, 1970, т. 58, вып. 2, с. 407-419</p> |
|---|--|