

Спектрально-кинетические свойства кристаллов Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при высоких температурах

Б.И.Галаган, Б.И.Денкер, В.В.Осико, С.Е.Сверчков

Приведены результаты исследований спектрально-люминесцентных свойств кристаллов иттрий-алюминиевого граната, активированных ионами Er^{3+} и Yb^{3+} , в диапазоне температур от комнатной до 800°C . Установлено, что с ростом температуры время жизни уровня $^4\text{I}_{11/2}$ иона эрбия сокращается примерно в 20 раз и значительно увеличивается эффективность безызлучательного переноса возбуждений от Yb^{3+} к Er^{3+} . Предлагаются аналитические выражения для описания спектральной и температурной зависимостей сечений поглощения и испускания на переходе между уровнями $^4\text{I}_{13/2}$ и $^4\text{I}_{15/2}$ иона эрбия.

Ключевые слова: иттрий-алюминиевый гранат, иттербий-эрбиевый лазер, ИК лазер.

1. Введение

Полуторамикронные эрбиевые лазеры (переход $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ иона Er^{3+}) привлекательны для целого ряда применений благодаря относительной безопасности их излучения для зрения, высокой прозрачности в этой спектральной области земной атмосферы и кварцевых волоконных световодов, а также наличию высокочувствительных неохлаждаемых фотоприемников – германиевых и InGaAs-фотодиодов. В настоящее время практически единственной матрицей для объемных элементов таких лазеров являются фосфатные стекла, соактивированные ионами Yb^{3+} и Er^{3+} . Иттербий, вводимый в эти стекла в концентрациях, на 1–2 порядка превышающих концентрацию эрбия, является сенситизатором, который поглощает излучение накачки в области $0.9–1\ \mu\text{m}$ и безызлучательно передает энергию возбуждения ионам эрбия (см. схему уровней на рис. 1).

Особенностью фосфатных стекол является сочетание высокого (близкого к 100%) квантового выхода люминесценции с верхнего лазерного уровня $^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} (время жизни которого $\tau_{2\text{Er}}$ составляет $\sim 6\ \text{ms}$) с весьма малым ($\tau_{3\text{Er}} \sim 1–3\ \mu\text{s}$) временем жизни уровня $^4\text{I}_{11/2}$. Благодаря быстрой многофононной релаксации (МФР) уровня $^4\text{I}_{11/2}$ в фосфатных стеклах резко ослаблена обратная передача возбуждений с уровня $^4\text{I}_{11/2}$ иона Er^{3+} на резонансный с ним уровень $^2\text{F}_{5/2}$ иона Yb^{3+} , а также паразитные ап-конверсионные процессы.

Недостатками фосфатных стекол как лазерной матрицы являются их низкие теплопроводность и механическая прочность, значительно худшие, чем у многих известных лазерных кристаллов. Это обуславливает сравнительную легкость теплового разрушения стекол излу-

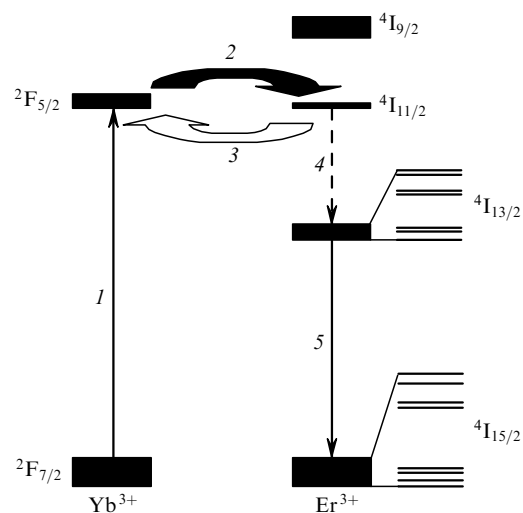


Рис. 1. Схема уровней ионов Er^{3+} и Yb^{3+} и процессов переноса возбуждений (1 – оптическая накачка; 2 – прямой перенос; 3 – обратный перенос; 4 – МФР; 5 – лазерный переход).

чением накачки и ограничивает среднюю мощность генерации таких лазеров.

К сожалению, среди известных лазерных матриц сколько-нибудь технологичные кристаллы с указанным выше сочетанием времен жизни возбужденных состояний $^4\text{I}_{13/2}$ и $^4\text{I}_{11/2}$ иона Er^{3+} до сих пор не выявлены, и поиск кристаллических лазерных $\text{Yb}^{3+} - \text{Er}^{3+}$ -сред продолжается [1–5]. Внимание исследователей периодически обращается к кристаллам иттрий-алюминиевого (YAG) граната, преимуществами которого являются высокая механическая прочность и большая теплопроводность, возможность введения высоких концентраций иттербия, большой (близкий к 100%) квантовый выход люминесценции с уровня $^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} . Привлекательной особенностью YAG является также сильное расщепление уровней $^4\text{I}_{15/2}$ и $^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} кристаллическим полем, благодаря чему спектр люминесценции ионов эрбия при комнатной температуре состоит из ряда узких

Б.И.Галаган, Б.И.Денкер, В.В.Осико, С.Е.Сверчков. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: galagan@ran.gpi.ru, denker@Lst.gpi.ru, osiko@Lst.gpi.ru, glasser@Lst.gpi.ru

Поступила в редакцию 20 апреля 2006 г.

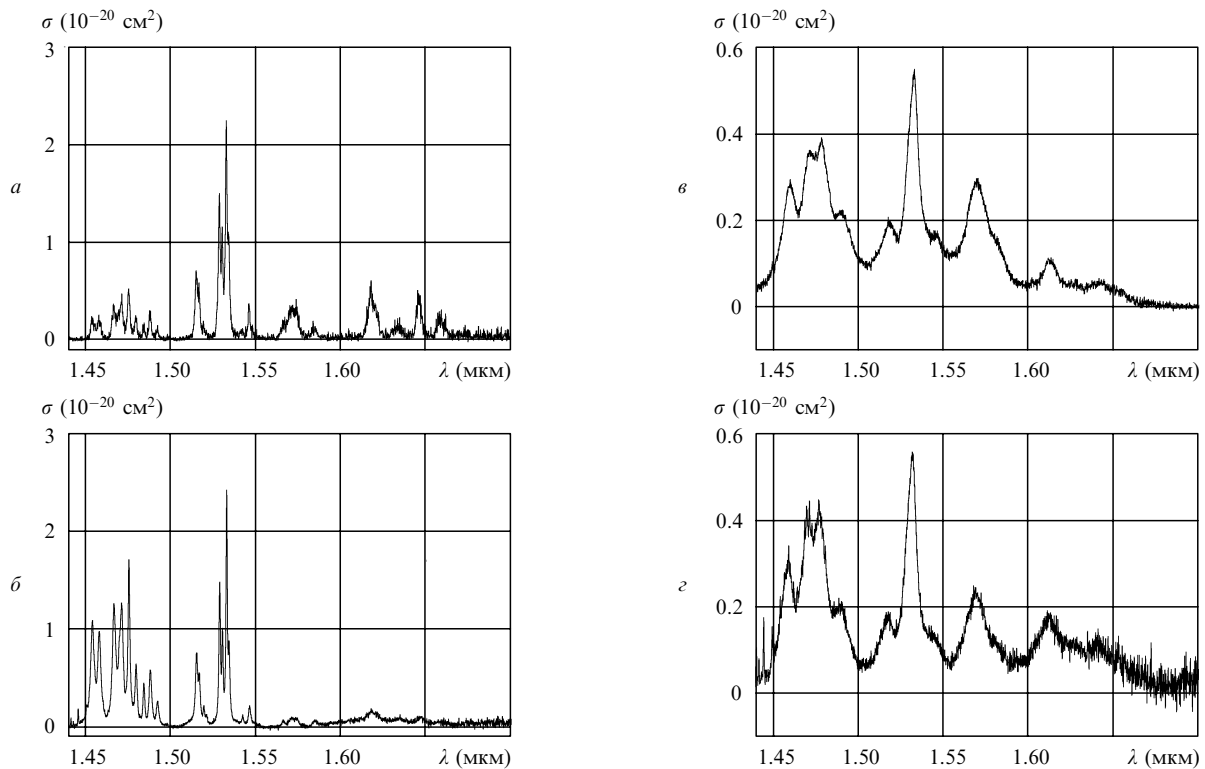


Рис.2. Спектры люминесценции (*a, в*) и поглощения (*б, з*) образца YAG:Er³⁺ (0.5%) при комнатной температуре (*a, б*) и при 800 °С (*в, з*).

линий, занимающих спектральную область от 1.45 до 1.66 мкм (рис.2,*a*). При накачке в полосу поглощения иттербия в работе [1] была осуществлена генерация на длинах волн 1.61 и 1.64 мкм с КПД примерно 7%. Это стало возможным благодаря квазичетырехуровневой схеме генерации, реализующейся при переходе с метастабильного уровня $^4I_{13/2}$ иона Er³⁺ на верхние штарковские компоненты основного уровня $^4I_{15/2}$. Для достижения инверсной населенности при комнатной температуре в этом случае достаточно возбудить всего 10% – 15% ионов эрбия. Для получения генерации на длине волны 1.536 мкм (наиболее интенсивная линия в спектре люминесценции (рис.2,*a*), соответствующая переходу на нижнюю штарковскую компоненту уровня $^4I_{15/2}$ иона Er³⁺), требуется возбуждение уже 50% ионов эрбия. Однако при накачке в полосу поглощения Yb³⁺ созданию такой инверсной населенности при комнатной температуре препятствует наличие обратного переноса энергии с относительно долгоживущего уровня $^4I_{11/2}$ иона Er³⁺ ($\tau_{\text{зEr}} \sim 100$ мкс) на уровень $^2F_{5/2}$ иона Yb³⁺.

Задачей настоящей работы является исследование изменений спектрально-кинетических свойств Yb³⁺, Er³⁺:YAG при повышении температуры на несколько сотен градусов с целью достижения условий, более благоприятных для получения лазерной генерации на длине волны ~ 1.5 мкм.

2. Образцы для исследований и экспериментальные методики

Для проведения исследований были выращены (методом зонной плавки [5, 6]) как одноактивированные ионами Yb³⁺ или Er³⁺ кристаллы YAG, так и концентрационные серии кристаллов, соактивированных обоими ионами. Диапазоны изменения атомных концентраций в сериях составляли: по эрбию 0.25% – 1%, по иттербию

3% – 12.5%. Для синтеза использовались оксиды элементов (чистота 99.99%). Выращенные кристаллы имели около 5 мм в диаметре и 50 мм в длину и характеризовались удовлетворительным оптическим качеством.

Спектроскопические исследования проводились в диапазоне температур от комнатной до 800 °С. В экспериментах изучались температурные зависимости спектров поглощения и люминесценции ионов эрбия, спектров поглощения ионов иттербия, кинетики затухания люминесценции возбужденных состояний обоих ионов. Для снижения погрешности в измерениях кинетики затухания люминесценции иттербия из-за перепоглощения излучения использовались образцы, линейные размеры которых не превышали 0.5 мм. Кроме того, при комнатной температуре образцы погружались в иммерсионную жидкость – глицерин.

Для регистрации спектров поглощения и люминесценции использовался монохроматор МДР-23. Возбуждение люминесценции осуществлялось полупроводниковыми импульсно-периодическими лазерами с длинами волн излучения 0.975 и 0.955 мкм, а при повышенных температурах также рубиновым лазером с модуляцией добротности ($\lambda \sim 0.69$ мкм). В качестве фотоприемников использовались ФЭУ-62 и германиевый фотодиод, а для записи экспериментальных данных – аналого-цифровые преобразователи, встроенные в персональный компьютер.

3. Экспериментальные результаты

Исследования показали, что с ростом температуры от комнатной до 800 °С на переходе $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ иона Er³⁺ происходит значительное уширение отдельных линий поглощения и люминесценции. На рис.2 приведены соответствующие спектры, полученные при двух граничных температурах для образца YAG:Er³⁺ (атомная кон-

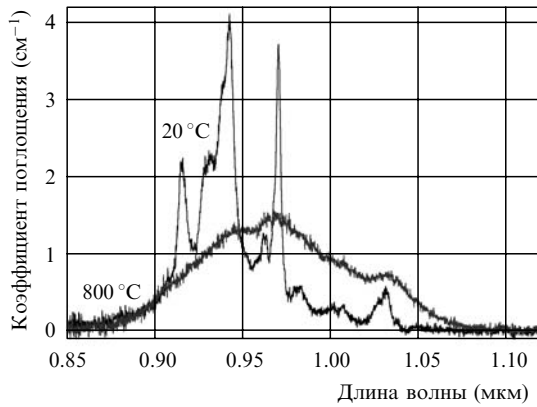


Рис.3. Спектры поглощения образца $\text{YAG}:\text{Er}^{3+}$ (0.5 %) при температурах 20 и 800 °С.

центрация 0.5 %). Нормировка спектров люминесценции проводилась с использованием формулы (4), приведенной в разд.4. С ростом температуры вследствие уширения линий абсолютные значения сечений в отдельных максимумах падают примерно в пять раз. При 800 °С в максимуме полосы люминесценции на длине волны 1.536 мкм сечение испускания оказывается равным $\sim 5.5 \times 10^{-21} \text{ см}^2$, что близко к его значению в лазерных стеклах при комнатной температуре. В области 1.6–1.65 мкм максимальное значение сечения испускания снижается до $\sim 10^{-21} \text{ см}^2$. Кроме того, в этой спектральной области, как и для эрбиевых фосфатных стекол, можно ожидать проявления поглощения из возбужденного состояния $^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} (переход $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$, см. рис.1). По этим причинам в области 1.6–1.65 мкм (в отличие от 1.536 мкм) при высоких температурах получение генерации может стать затруднительным даже при высоких уровнях возбуждения верхнего лазерного уровня $^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} .

На рис.3 приведены спектры поглощения образца $\text{YAG}:\text{Yb}^{3+}$ (5 %) при температурах 20 и 800 °С. Спектр при температуре 800 °С значительно сглажен. Отметим, что в длинноволновой области, совпадающей с областью длин волн генерации неодимовых лазеров (1.05–1.06 мкм), появляется заметное поглощение, которое можно использовать для накачки кристаллов $\text{YAG}:\text{Yb}^{3+}, \text{Er}^{3+}$.

На рис.4 приведены температурные зависимости времен жизни возбужденных состояний Yb^{3+} и Er^{3+} , измеренные в кристаллах $\text{YAG}:\text{Yb}^{3+}$ (0.35 %) и $\text{YAG}:\text{Er}^{3+}$ (0.5 %). Обращает на себя внимание резкое падение с рос-

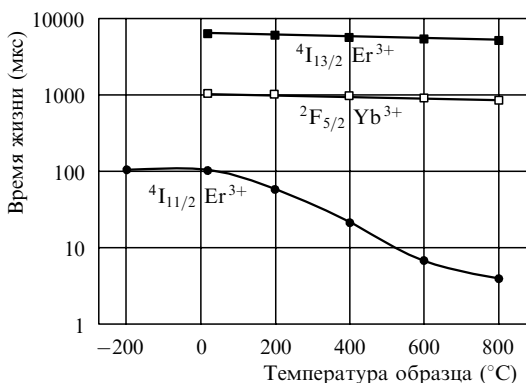


Рис.4. Температурные зависимости времен жизни возбужденных состояний $^4\text{I}_{13/2}$ и $^4\text{I}_{11/2}$ иона Er^{3+} и $^2\text{F}_{5/2}$ иона Yb^{3+} .

том температуры времени жизни ($\tau_{3\text{Er}}$) уровня $^4\text{I}_{11/2}$ эрбия. При повышении температуры от комнатной до 800 °С $\tau_{3\text{Er}}$ сокращается примерно в 20 раз и оказывается сравнимым с характерными значениями этого времени для фосфатных стекол при комнатной температуре. При этом времена жизни как верхнего лазерного уровня $^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} ($\tau_{2\text{Er}}$), так и уровня $^2\text{F}_{5/2}$ иона Yb^{3+} ($\tau_{0\text{Yb}}$) изменяются незначительно. Все это позволяет надеяться на то, что с ростом температуры будет заметно ослабевать влияние обратного переноса возбуждений от эрбия к иттербию и увеличиваться эффективность передачи возбуждений от иттербия на верхний лазерный уровень иона эрбия.

Следующим этапом исследований было изучение температурных зависимостей кинетики люминесценции Yb^{3+} в кристаллах с различными концентрациями эрбия и иттербия. Длительность возбуждающего импульса диодного лазера при изучении кинетики люминесценции иттербия составляла 30 мкс. Сразу следует отметить наблюдавшееся в этих экспериментах увеличение скорости переноса возбуждения от иттербия к эрбию с ростом температуры. Практически во всех случаях (кроме оговоренных ниже) затухание люминесценции носило экспоненциальный характер. Поэтому для оценки эффективности передачи возбуждения в системе $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$ её скорость определялась по формуле $W(T) = 1/\tau_{\text{Yb}}(T) - 1/\tau_{0\text{Yb}}(T)$, где τ_{Yb} – время жизни возбужденного иттербия в образцах, содержащих Er^{3+} ; T – температура образца. На рис.5 приведены зависимости скорости W от концентрации ионов эрбия при комнатной температуре в нескольких сериях образцов с различным содержанием ионов иттербия. Видно, что зависимости имеют практически линейный характер, т.е. скорость безызлучательного переноса энергии возбуждения прямо пропорциональна концентрации акцепторов энергии – ионов эрбия.

Существенно сложнее выглядят зависимости W от концентрации ионов иттербия. На рис.6 приведены результаты исследований этих зависимостей в образцах с концентрацией ионов эрбия $9.66 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (0.7 %) при трех различных температурах. Как видно из рисунка, в YAG не наблюдается монотонного роста скорости переноса энергии возбуждения с увеличением концентрации иттербия, как это имеет место в фосфатных стеклах [7]. Здесь можно говорить лишь о некотором оптимальном с точки зрения достижения максимальных значений W содержании иттербия. Из рис.6 следует, что оптимальная концентрация иттербия в области температур 600–800 °С составляет $(10 - 14) \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В этой области

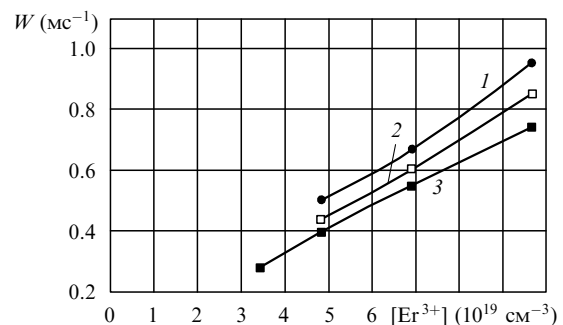


Рис.5. Зависимости скорости безызлучательного переноса возбуждений $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$ от концентрации Er^{3+} при комнатной температуре в образцах с атомным содержанием Yb^{3+} 7 % (1), 10 % (2) и 12.5 % (3).

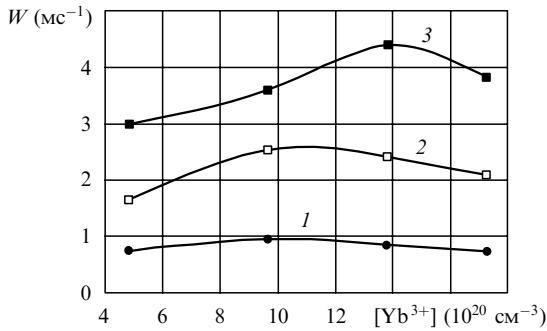


Рис.6. Температурные зависимости скорости безызлучательного переноса возбуждений $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$ от концентрации Yb^{3+} в образцах с атомным содержанием Er^{3+} 0.7 % при комнатной температуре (1), а также температуре 600 (2) и 800 °C (3).

температур и концентраций активаторов квантовая эффективность безызлучательного переноса ($\eta = 1 - \tau_{\text{Yb}}/\tau_{0\text{Yb}} = W\tau_{\text{Yb}}$) достигает 70 % – 80 %. Наблюдаемый значительный рост скорости безызлучательного переноса возбуждения от ионов иттербия к эрбию при повышении температуры мы связываем, в первую очередь, с ускорением процесса МФР уровня ${}^4\text{I}_{11/2}$ иона Er^{3+} и с уменьшением влияния обратного переноса энергии с уровня ${}^4\text{I}_{11/2}$ иона Er^{3+} на уровень ${}^2\text{F}_{5/2}$ иона Yb^{3+} .

Еще один эффект, обусловленный влиянием повышенной температуры на кинетику люминесценции иттербия, уверенно наблюдался нами лишь в области максимальных температур, при которых проводились эксперименты (800 °C). На рис.7 приведены кривые затухания люминесценции иона Yb^{3+} в образце с атомным содержанием Er^{3+} 0.7 % и Yb^{3+} 10 % при различных длительностях импульсов лазерного диода накачки (30, 500 и 3000 мкс). Спустя ~ 400 мкс после окончания импульса накачки обычное экспоненциальное затухание (с постоянной времени в сотни микросекунд) «затягивается» и переходит в затухание с постоянной времени в несколько миллисекунд. Этот эффект становится особенно заметным при больших длительностях импульса накачки. Все три приведенные на рис.7 кривые хорошо аппроксимируются суммой двух экспонент с временами 160 мкс и 4.4–4.8 мс.

Причину наблюдаемого явления мы видим в установлении термодинамического равновесия между населенностями уровней ${}^4\text{I}_{11/2}$ и ${}^4\text{I}_{13/2}$ ионов Er^{3+} в совокупности с известным эффектом «пленения» возбуждения между уровнями ${}^4\text{I}_{11/2}$ иона Er^{3+} и ${}^2\text{F}_{5/2}$ иона Yb^{3+} [8]. В сущ-

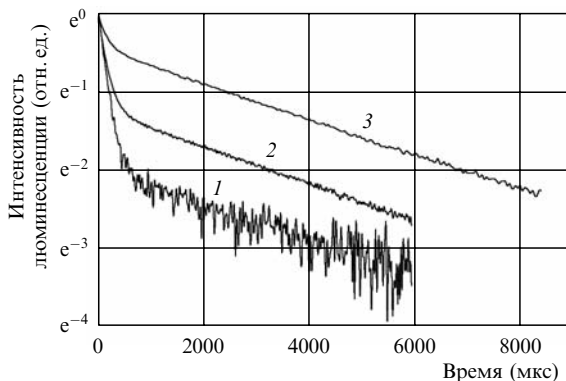


Рис.7. Кинетика затухания люминесценции Yb^{3+} в образце YAG: Yb^{3+} (10 %), Er^{3+} (0.7 %) при длительностях импульса возбуждения 30 мкс (1), 500 мкс (2) и 3 мс (3).

ности, в этом случае мы имеем дело с «пленением» возбуждений между тремя возбужденными состояниями: уровнем ${}^2\text{F}_{5/2}$ иона Yb^{3+} и уровнями ${}^4\text{I}_{11/2}$ и ${}^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} , которые релаксируют одновременно и с одинаковым временем релаксации. Так, в рассматриваемом случае измеренное при 800 °C время жизни уровня ${}^4\text{I}_{13/2}$ составило 4.8 мс, что меньше $\tau_{2\text{Er}} = 5.3$ мс для образца без иттербия.

Разумеется, с точки зрения обеспечения эффективного заселения уровня ${}^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} наблюдаемый эффект носит «отрицательный» характер, т. к. фактически в результате него происходит обратный перенос энергии возбуждения с верхнего лазерного уровня ${}^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} на ионы иттербия. Имеющихся экспериментальных данных достаточно для того, чтобы оценить распределение возбуждений по уровням Er^{3+} и Yb^{3+} в установившемся режиме при температуре 800 °C. Отношение населенностей ионов эрбия на уровнях ${}^4\text{I}_{11/2}$ (N_3) и ${}^4\text{I}_{13/2}$ (N_2) может быть найдено из распределения Больцмана: $N_3/N_2 = \exp(-\Delta E/kT)$. Это отношение составляет $\sim 1\%$. Если считать, что все энергетические потери в системе $\text{Yb}^{3+} - \text{Er}^{3+}$ связаны только с радиационными потерями с уровнями ${}^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} и ${}^2\text{F}_{5/2}$ иона Yb^{3+} , то для возбужденных ионов, находящихся в режиме «пленения», можно записать следующее уравнение:

$$\frac{N_2}{\tau} + \frac{N_{\text{Yb}}}{\tau} = \frac{N_2}{\tau_{2\text{Er}}} + \frac{N_{\text{Yb}}}{\tau_{0\text{Yb}}}$$

Здесь $\tau = 4.4 - 4.8$ мс – общее время релаксации возбужденных ионов эрбия и иттербия; N_{Yb} – концентрация возбужденных ионов иттербия; $\tau_{2\text{Er}} = 5.3$ мс и $\tau_{0\text{Yb}} = 0.86$ мс – соответствующие времена жизни возбужденных ионов Er^{3+} и Yb^{3+} в отсутствие соактиваторов. Тогда отношение населенностей уровней ${}^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} и ${}^2\text{F}_{5/2}$ иона Yb^{3+} для исследованного образца YAG: Er^{3+} (0.7 %), Yb^{3+} (10 %) будет таково:

$$\frac{N_{\text{Yb}}}{N_2} = \frac{1/\tau - 1/\tau_{2\text{Er}}}{1/\tau_{0\text{Yb}} - 1/\tau} = 0.03 \pm 0.01.$$

Другими словами, для данного образца в установившемся режиме при температуре 800 °C концентрация возбужденных ионов иттербия составляет 2 % – 4 % от концентрации ионов эрбия, находящихся на верхнем лазерном уровне.

4. Аналитические выражения для спектроскопических характеристик Er^{3+} в YAG

Как видно из приведенных выше экспериментальных данных, спектроскопические характеристики иттербий-эрбиевой системы в YAG в исследованном диапазоне температур значительно меняются. В данной части работы мы поставили задачу аналитической оценки сечений люминесценции, поглощения и усиления ионов эрбия в YAG в зависимости от температуры. К сожалению, имеющиеся в литературе данные относительно перехода ${}^4\text{I}_{13/2} \leftrightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ иона Er^{3+} в YAG неоднозначно описывают как положения штарковских компонент, так и их количество. Общее число переходов между семью штарковскими компонентами верхнего и восемью компонентами нижнего уровня в YAG должно составлять 56, но из-за

их спектрального перекрытия разделение отдельных компонент усложняется.

В своей модели мы взяли за основу результаты детальных исследований спектров поглощения Er^{3+} в кристалле $\text{Y}_2\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при комнатной температуре, приведенные в работе [9]. В частности, мы воспользовались схемой уровней из этой работы, а также значениями сил осцилляторов и ширины полос для отдельных межштарковских переходов между уровнями ${}^4\text{I}_{13/2}$ и ${}^4\text{I}_{15/2}$. Кроме того, следуя данным работы [10], посвященной изучению свойств Er^{3+} в различных гранатах при низких температурах, мы приняли, что седьмая штарковская компонента уровня ${}^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} (отсутствующая в схеме уровней, приведенной в [9]) при комнатной температуре должна находиться выше шестой на 5 см^{-1} . В результате была составлена таблица вероятностей межштарковских переходов A_{ji} (см. табл.1). Следует сказать, что формальное представление спектров поглощения в виде разложения на отдельные линии с использованием данных работы [9] дает хорошее совпадение с экспериментом. Однако для более точного описания также и спектров люминесценции пришлось внести некоторые изменения для отдельных переходов (см. примечание к табл.1). Методика вычислений вероятностей A_{ji} была аналогична методике работы [9]:

$$A_{ji} = \frac{8\pi^2 e^2 n^2 g_i}{m c \chi g_j} v_{ji}^2 f_{ij}. \quad (1)$$

Здесь $v_{ji} = E_{2j} - E_{1i}$; E_{2j} , E_{1i} – энергии штарковских компонент (в обратных сантиметрах) уровней ${}^4\text{I}_{13/2}$ и ${}^4\text{I}_{15/2}$ иона Er^{3+} соответственно; g_j , g_i – статвеса этих компонент; f_{ij} – силы осцилляторов для соответствующих переходов; m , e – масса и заряд электрона; c – скорость света; $n = 1.82$ – показатель преломления YAG; $\chi = 9n \times (n^2 + 2)^{-2}$ – поправка на действующее поле для электро-

дипольных переходов (для магнитодипольных переходов $\chi = 1/n$, и различие между этими величинами составляет всего 5%).

Учитывая, что статвеса отдельных штарковских уровней $g_i = g_j = 2$, значения сечений поглощения и испускания для лоренцевой линии с шириной Δv_{ij} можно представить как

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} = \frac{A_{ji}}{4\pi^2 n^2 v_{ji}^2 \Delta v_{ij}}. \quad (2)$$

Соответственно для спектральные зависимости сечений поглощения и испускания получим

$$\sigma_{\text{abs}}(v, T) = \sum_{i,j} \frac{\sigma_{ij} F_{ij}(v) \exp(-E_{1i}/kT)}{B_1}, \quad (3)$$

$$\sigma_{\text{emiss}}(v, T) = \sum_{i,j} \frac{\sigma_{ji} F_{ji}(v) \exp[-(E_{2j} - E_{21})/kT]}{B_2}, \quad (4)$$

$$F_{ij} = F_{ji} = \frac{\Delta v_{ij}^2/4}{(v - v_{ji})^2 + \Delta v_{ij}^2/4}, \quad (5)$$

где

$$B_1 = \sum_i \exp\left(-\frac{E_{1i}}{kT}\right); \quad B_2 = \sum_j \exp\left(-\frac{E_{2j} - E_{21}}{kT}\right).$$

Радиационное время жизни уровня ${}^4\text{I}_{13/2}$ определяется из формулы

$$\frac{1}{\tau_{2\text{Er}}} = \sum_j \frac{A_{ji} \exp[-(E_{2j} - E_{21})/kT]}{B_2}. \quad (6)$$

Если принять, что значения A_{ji} не зависят от температуры, но с ее ростом однородно уширяются линии от-

Табл.1. Вероятности (A_{ji} (с^{-1})) и ширины линий (Δv_{ji} (см^{-1})) спонтанных переходов между штарковскими компонентами уровней ${}^4\text{I}_{13/2}$ (энергии E_{2j}) и ${}^4\text{I}_{15/2}$ (энергии E_{1i}) иона Er^{3+} в кристалле YAG: Er^{3+} при комнатной температуре.

E_{1i} (см^{-1}) \ / \ E_{2j} (см^{-1})	$E_{21} = 6543.4$	$E_{22} = 6593.5$	$E_{23} = 6600.5$	$E_{24} = 6777.2$	$E_{25} = 6796.7$	$E_{26} = 6877.2$	$E_{27} = 6882.2$
$E_{11} = 0$	$A_{j1} = \mathbf{9}$ $\Delta v_{j1} = \mathbf{5.5}$	13.9 5.5	30.2 6.4	29.9 (25) 5.1	48.0 (45) 6.6	58.5 (50) 8.0	20 8.0
$E_{12} = 18.5$	$A_{j2} = 60.6$ $\Delta v_{j2} = 3.3$	2.14 3.7	5.27 4.7	24.3 5.2	35.5 (33) 4.5	53.7 (50) 7.6	10 7.6
$E_{13} = 58.6$	$A_{j3} = 2.56$ $\Delta v_{j3} = 5.1$	28.4 3.7	49.8 (40) 3.9	12.4 4.9	16.6 4.2	79.8 7.6	10 7.6
$E_{14} = 75.3$	$A_{j4} = 10.3$ $\Delta v_{j4} = 6.9$	28.1 4.1	3 3.9	10.4 4.8	21.7 5.5	43.6 6.4	15 6.4
$E_{15} = 410.3$	$A_{j5} = 3.3$ $\Delta v_{j5} = 8.8$	30.4 10.2	8.0 11.0	40.1 13.2	31.0 10.9	5 5	– –
$E_{16} = 423.1$	$A_{j6} = 17.2$ $\Delta v_{j6} = 15.6$	22.2 14.3	16.5 20.5	32.9 17.7	12.4 11.4	4.4 12.0	– –
$E_{17} = 520.8$	$A_{j7} = 6.8$ $\Delta v_{j7} = 10.8$	27.2 15.4	24.5 10.7	11.9 15.5	6.6 11.9	53.2 14.2	– –
$E_{18} = 565.5$	$A_{j8} = 7.5$ $\Delta v_{j8} = 8.8$	18.7 (16) 13.0	4.85 (10) 8.4	19.5 22.8	7.8 14.7	74.4 15.6	– –

Примечание. Приведенные значения рассчитывались по формуле (1) с использованием данных [9]. В случае отсутствия в [9] соответствующих данных или явного их несоответствия нашим экспериментальным результатам значения A_{ji} и Δv_{ji} (выделены жирным шрифтом) подгонялись под наблюдавшиеся нами спектры поглощения и люминесценции.

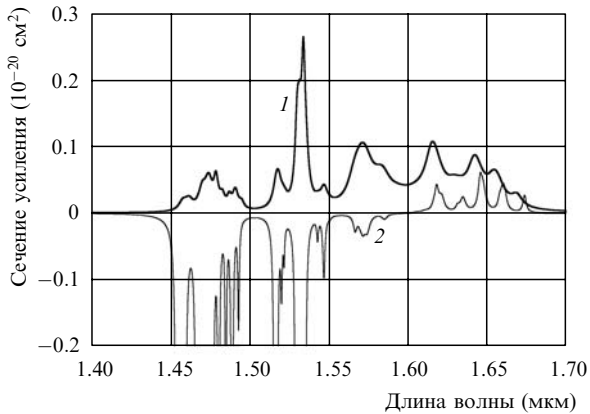


Рис.8. Примеры расчета спектральной зависимости сечений усиления на переходе ${}^4I_{13/2} \leftrightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} в YAG при уровне возбуждения $x = 0.65$ и температуре 600°C (1), а также при $x = 0.2$ и комнатной температуре (2).

дельных переходов и имеет место некоторое смещение положений уровней, то в расчетные формулы (2)–(5) должны быть введены корректирующие множители, учитывающие эти температурные изменения:

$$\Delta v_{ji}(T) = \Delta v_{ji}[1 + 4.5 \times 10^{-3}(T - T_0)],$$

$$E_{1i}(T) = E_{1i}[1 - 6 \times 10^{-5}(T - T_0)],$$

$$E_{2j}(T) = E_{2j}[1 - 7 \times 10^{-5}(T - T_0)],$$

$$E_{21} - E_{11} = (E_{21} - E_{11})[1 - 7 \times 10^{-7}(T - T_0)].$$

Здесь $T_0 = 300\text{ K}$ – комнатная температура.

Полученные выражения позволяют аналитически оценить температурные изменения спектроскопических характеристик переходов между уровнями ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} в кристаллах YAG. Так, например, расчет радиационного времени жизни уровня ${}^4I_{13/2}$ по формуле (6) дает значения 6.55 и 6.06 мс для комнатной температуры и 800°C соответственно, что довольно близко к экспериментально полученным нами значениям 6.4 и 5.3 мс. Несколько большее сокращение времени жизни $\tau_{2\text{Er}}$, полученное в эксперименте, может быть связано как с некоторым температурным увеличением вероятностей переходов A_{ji} , так и с ускорением тушения люминесценции на неконтролируемых примесях.

Предложенная модель позволяет также представить аналитически температурную зависимость такого важного параметра активной среды, как сечение усиления $\sigma_{\text{ampl}}(v, x, T) = x\sigma_{\text{emiss}}(v, T) - (1 - x)\sigma_{\text{abs}}(v, T)$, где x – доля

возбужденных ионов эрбия. На рис.8 приведены примеры расчетных значений сечения усиления при 600°C и $x = 0.65$, а также при комнатной температуре и $x = 0.2$.

5. Выводы

В результате проведенных исследований установлено, что в кристалле YAG:Yb³⁺, Er³⁺ при увеличении температуры от комнатной до 800°C происходит значительное сокращение времени жизни возбужденного уровня ${}^4I_{11/2}$ иона Er^{3+} и увеличение эффективности безызлучательного переноса возбуждений от Yb³⁺ к Er³⁺. Эти результаты позволяют надеяться на получение эффективной генерации в кристалле YAG:Yb³⁺, Er³⁺ на длине волны ~ 1.54 мкм при повышенных температурах с накачкой в полосу поглощения иттербия.

На основании анализа спектров поглощения и люминесценции получены аналитические выражения для расчета сечений поглощения, испускания и усиления ионов Er^{3+} в кристаллах YAG при переходах между уровнями ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{15/2}$ в области температур от комнатной до $\sim 800^\circ\text{C}$.

Авторы выражают благодарность В.А.Смирнову за полезные обсуждения результатов работы. Настоящие исследования выполнены при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17502).

- Schweizer T., Jensen T., Neumann E., Huber G. *Opt. Commun.*, **118**, 557 (1995).
- Simondi-Teisseire B., Viana B., Lejus A.M., Benitez J.-M., Vivien D., Borel C., Templier R., Wyon C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 2004 (1996).
- Sokolska I., Neumann E., Kuck S., Lukasiewicz T. *Appl. Phys. B*, **71**, 893 (2000).
- Tolstik N.A., Trosnin A.E., Kisel V.I., Kuleshov N.V., Matrosov V.N., Matrosova T.A., Kupchenko M.I. *Techn. Digest ASSP2006* (Lake Tahoe, Nevada, USA, 2006, TuB22).
- Balbashov A.M., Egorov S.K. *J. Cryst. Growth*, **52**, 498 (1981).
- Denker B., Galagan B., Osiko V., Sverchokov S., Balbashov A., Hellstrom J., Pasiskevicius V., Laurell F. *Techn. Digest ASSP2006* (Lake Tahoe, Nevada, USA, 2006, Tu B22).
- Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. *Лазерные фосфатные стекла* (М.: Наука, 1980, с. 144).
- Басиев Т.Т., Воронько Ю.К., Осико В.В., Прохоров А.М., Щербаков И.А. *ЖЭТФ*, **70**, 1225 (1976).
- Багдасаров Х.С., Федоров Е.А., Жеков В.И., Лобачев В.А., Мурина Т.М., Попов А.В., Прохоров А.М., Студеникин М.И., Тимошечкин М.И., Агладзе Н.И., Попова М.Н. *Труды ИОФАН*, **19**, 112 (1989).
- Gruber A.J., Quagliano J.R., Reid M.F., Richardson F.S., Hills M.E., Seltzer M.D., Stevens S.B., Morrison C.A., Allik T.H. *Phys. Rev. B*, **48**, 15561 (1993).