

Штарковская структура спектра и кинетика затухания фотолюминесценции ионов Er^{3+} в псевдоаморфных пленках $\alpha\text{-nc-GaN}$

© А.А. Андреев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 29 апреля 2003 г.)

Аморфные пленки, содержащие нанокристаллические включения $\alpha\text{-nc-GaN}$, кодопированы Er в процессе роста в плазме магнетронного разряда. Интенсивное внутрицентровое излучение ионов Er^{3+} в области длин волн $\lambda = 1510\text{--}1550\text{ nm}$ получено только после многостадийного отжига при температурах $650\text{--}770^\circ\text{C}$. Возбуждение внутрицентральной эмиссии осуществлялось опосредованно путем генерации электронно-дырочных пар в матрице $\alpha\text{-nc-GaN}$ импульсным азотным лазером. Далее рекомбинационный процесс через систему локализованных состояний в запрещенной зоне транслировал энергию возбуждения ионам Er^{3+} . Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) на разных стадиях отжига при различных температурах в интервале $77\text{--}500\text{ K}$ и с разрешением во времени при затухании позволили установить штарковскую природу спектра ФЛ, выявить динамический и неравновесный характер перераспределения энергии внутрицентрального излучения между штарковскими модами в процессе релаксации импульса возбуждения и на этой основе объяснить доминирующий вклад горячих мод и сложную кинетику затухания.

1. Введение

Интерес к исследованию люминесценции трехвалентных ионов эрбия в различных полупроводниковых матрицах обусловлен в первую очередь перспективой создания узкополосных и температурно-стабильных излучателей на длине волны 1535 nm , соответствующей минимуму потерь в световолоконных кварцевых волноводах [1]. С фундаментальной точки зрения эта тематика также актуальна, так как многие вопросы остаются открытыми. В частности, мало изучены особенности эрбиевой фотолюминесценции (ФЛ) при высоких концентрациях оптически активных ионов ($\geq 10^{20}\text{ cm}^{-3}$), механизм переноса энергии от матрицы к ионам эрбия при возбуждении матрицы и динамика ФЛ при высокой плотности импульсной мощности „накачки“ порядка 100 kW/cm^2 , т. е. в условиях, близких к порогу суперлюминесценции [2].

Данная работа в определенной степени затрагивает эти вопросы, однако не решает их и скорее является лишь шагом в этом направлении. В основу исследования положены два элемента новизны: 1) выбор аморфной матрицы $\alpha\text{-nc-GaN}$ для ионов Er^{3+} , которая допускает введение высоких концентраций эрбия (до $5 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$) [3]; 2) применение импульсного азотного лазера с импульсной мощностью 1.6 kW для возбуждения системы матрица–ионы эрбия. Излучение лазера не совпадает по энергии ($\hbar\nu = 3.68\text{ eV}$) ни с одним из термов оболочки $4f^{11}$ иона эрбия и поэтому не может быть передано иону эрбия путем прямого резонансного поглощения кванта. Таким образом, возбуждение ионов эрбия возможно только опосредованно через диссипацию энергии генерируемых в матрице с $E_g = 3.4\text{ eV}$ электронно-дырочных пар. В процессе межзонной рекомбинации, протекающей с участием широкого спектра локализованных состояний, энергия пар нерезонансным образом через мостики связи решетки

GaN-Er^{3+} передается ионам эрбия, что и порождает внутрицентровые переходы, из всей совокупности которых для настоящей работы важен переход с первого возбужденного состояния иона на основное, т. е. переход $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ с длиной волны излучения $\lambda \cong 1535\text{ nm}$. Нерезонансный механизм передачи энергии иону мало изучен, однако очевидно, что он имеет свои особенности и привносит новые черты в ФЛ Er^{3+} . Кроме того, высокая плотность возбуждения, достигаемая в импульсе, обуславливает неравновесный характер заселенности штарковских состояний $^4I_{13/2}$, что существенно меняет кинетику затухания ФЛ.

2. Экспериментальная часть

Пленки аморфного $\alpha\text{-GaN}$ с достаточно однородным распределением нанокристаллитов nc-GaN с гексагональной симметрией и размером $4\text{--}7\text{ nm}$ были получены методом магнетронного распыления металлического Ga в реактивной смеси газов $\text{Ar} + \text{N}_2$. Критическим параметром процесса является температура подложки T_s , оптимальное значение которой определено как $300\text{--}350^\circ\text{C}$. Установлено, что при более высоких T_s , приближающихся к 500°C , пленки приобретают склонность к неконтролируемой кристаллизации при последующем отжиге. ФЛ ионов эрбия в таких пленках неустойчива.

Кодопирование эрбием осуществлялось в процессе роста пленки путем помещения в область магнетронного разряда малых, калиброванных по площади пластинок металлического Er . Вводимая концентрация варьировалась в пределах $(1\text{--}10) \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$. Максимальная интенсивность была достигнута при концентрации Er , равной $5 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$. Дальнейшее увеличение концентрации приводило к резкому снижению времени жизни ФЛ.

Для структурной характеристики пленок использовался метод рентгеновского дифракционного анализа, рамановские измерения колебательного спектра и прямые наблюдения микроструктуры методом просвечивающей электронной микроскопии сверхвысокого разрешения HRTEM. Метод HRTEM позволил обнаружить включения нанокристаллов, их соответствие гексагональной фазе c-GaN и определить размеры (5–7 nm), процентный состав фракции ($\approx 10\%$) и изменения во фракционном составе с отжигом, а именно рост объемной доли нанокристаллов без увеличения их размера [4,5]. Данные HRTEM любезно предоставлены проф. Х.П. Штунком (Эрланген, Германия). Рамановские спектры [4], снятые В.Ю. Давыдовым (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург), дают размытую структуру колебательных мод, тем не менее позиции максимумов $A_1(TO) + E_1 + E_2$ и $A_1(LO) + E_1(LO)$ мод совпадают со значениями для c-GaN . С отжигом пленок рамановский спектр обостряется, что указывает на растущий вклад нанокристаллической фракции и соответствует данным HRTEM. Несмотря на эту тенденцию, пленки a-nc-GaN продолжают сохранять двухфазную ($\text{a} + \text{nc}$) микроструктуру по крайней мере вплоть до 775°C , демонстрируя одновременно высокую адгезию к таким подложкам, как c-Si и плавленый кварц.

Непосредственно после нанесения пленки, допированные Er , не обнаруживают характеристической эрбиевой ФЛ с $\lambda \cong 1535 \text{ nm}$. Для получения такого излучения необходимо провести процесс оптической активации ионов эрбия, который состоит в последовательности высокотемпературных отжигов с T_{ann} в интервале $650\text{--}770^\circ\text{C}$. Достаточно провести несколько циклов с повышением T_{ann} в каждом последующем цикле, чтобы достичь максимальной интенсивности ФЛ Er^{3+} . При превышении максимальной T_{ann} , равной 775°C , отчетливо наблюдается макрокристаллизационный процесс, ведущий к помутнению пленок и полной или частичной потере эрбиевой ФЛ.

Измерения ФЛ были выполнены с оптическим разрешением 5 nm. Фотодиод на основе InGaAs с чувствительностью $25 \mu\text{V/mW}$, предоставленный Л.Б. Карлиной (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург), обладал низким внутренним сопротивлением, что способствовало снижению уровня электромагнитных наводок блока питания импульсного лазера и позволило получить высокую чувствительность аппаратуры в достаточно широком динамическом диапазоне изменения величины сигнала (до двух порядков по амплитуде). Спектры с разрешением во времени снимались с шириной строка до $(3\text{--}5) \cdot 10^{-2}$ от времени затухания ФЛ. Кривые затухания регистрировались непосредственно осциллографом.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Изменения в спектрах ионов Er^{3+} в процессе оптической активации. Из серии работ [1,3,6] известно, что механизм оптической активации

состоит в формировании локального атомного окружения вокруг иона эрбия, которое создает кристаллическое поле электростатической природы с определенным типом симметрии, не обладающим центром инверсии. Такое кристаллическое поле приводит к штарковскому расщеплению состояний мультиплетов оболочки $4f^{11}$ эрбия. Кроме того, вследствие отсутствия центра инверсии к запрещенным правилами отбора $f\text{--}f$ -переходам подмешиваются разрешенные $f\text{--}d$, в результате чего внутрицентровые $f\text{--}f$ -переходы становятся возможными, но характеризуются малой вероятностью, что и проявляется, как это показано далее, в малой скорости затухания ФЛ.

Наиболее эффективное кристаллическое поле создается атомами элементов с высокой электроотрицательностью, например, такими, как азот и кислород. Экспериментально наблюдаемое отсутствие оптической активности иона эрбия сразу после приготовления пленки свидетельствует о том, что азот в исследуемых пленках не создает требуемой конфигурации окружения иона Er^{3+} . Эта конфигурация не возникает, даже несмотря на то что в процессе роста пленки азот имеется в избытке и в химически активной форме в виде ионной плазмы. Наш эксперимент показывает, что оптическая активность возникает лишь при тех температурах, когда начинается процесс генерации вакансий атомов азота в структурной сетке GaN [7]. Это происходит в интервале температур $650\text{--}770^\circ\text{C}$. Далее, по всей вероятности, реализуются две возможности: либо высвобождаемый азот все же создает химические связи с Er^{3+} , либо процесс генерации азота способствует диффузии к ионам эрбия остаточного кислорода, всегда имеющегося в наличии и растворенного в матрице. Этот остаточный кислород эффективно геттерируется эрбием. В результате формируется комплекс ErO_x , ион эрбия в котором помещен в поле отрицательных зарядов кислорода. Независимо от того, по какому пути идет этот процесс, можно утверждать, что он не является быстрым и растянут как по времени, так и по температурному диапазону. Измеряя спектры ФЛ иона Er^{3+} на различных стадиях оптической активации, можно проследить за механизмом формирования кристаллического поля, а также сделать некоторые выводы, касающиеся симметрии поля, и, следовательно, понять природу спектров ФЛ Er^{3+} .

При первом отжиге ($T_{\text{ann}} = 650^\circ\text{C}$) ФЛ Er^{3+} проявляется в виде очень слабого сигнала, имеющего тонкую структуру, состоящую из набора узких, хорошо разделенных пиков. Этот спектр, полученный на двойном монохроматоре высокого разрешения (0.85-m Spex 1404) С.Б. Алдабергеновой, представлен на рис. 1 (кривая 1). На следующем этапе ($T_{\text{ann}} = 700^\circ\text{C}$) наблюдается рост интенсивности в 2–3 раза и уширение линий спектра без потери линейчатой структуры. И лишь на последнем этапе ($T_{\text{ann}} = 750\text{--}770^\circ\text{C}$) имеют место значительный рост интенсивности до 10^2 по отношению к начальному уровню и одновременно потеря тонкой структуры спектра (кривая 2 на рис. 1).

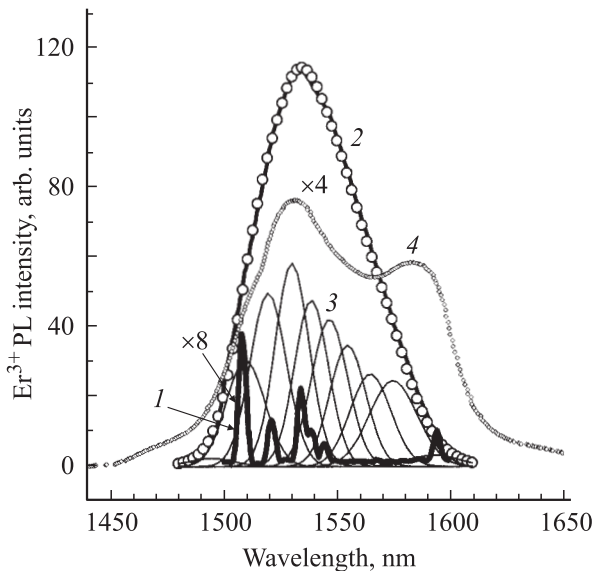


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции ионов Er^{3+} в псевдо-аморфной матрице α -пс-GaN. 1 — начальная стадия оптической активации после отжига при 650°C , сплошная линия 2 — спектр максимальной интенсивности, достигаемой после многостадийного отжига с конечной температурой 770°C , 3 — набор штарковских излучателей, суммарный спектр которых представлен светлыми кружками на кривой 2, 4 — спектр в начале процесса макрокристаллизации.

ФЛ, представленная на рис. 1 (кривая 1), со всей очевидностью идентифицируется как штарковский спектр. Особенность спектра состоит в том, что набор штарковских линий представлен только „горячими“ переходами, т.е. переходами со штарковских уровней состояния $^4I_{13/2}$ на основное состояние $^4I_{15/2}$. К „холодным“ переходам, т.е. переходам с низшего по энергии состояния $^4I_{13/2}$ на штарковские уровни $^4I_{15/2}$, следует отнести лишь слабую линию 1598 nm.

Спектр, полученный на конечной стадии оптической активации (кривая 2), существенно размыт и не содержит выраженных штарковских линий. Тем не менее, учитывая динамику преобразования спектра 1 в спектр 2, а также некоторое подобие в распределении усредненной интенсивности (которое проявляется также в доминирующем вкладе высокоэнергетического крыла), можно предположить, что спектр конечного состояния формируется суммой штарковских переходов. Штарковские пики должны быть уширены по сравнению с представленными на кривой 1, так как они сформированы значительно большей плотностью элементарных излучателей, для которых естественно конфигурационное размытие [8]. Чтобы убедиться в принципиальной возможности представления спектра как штарковского, мы выполнили численное моделирование путем имитации излучения штарковских уровней гауссовыми функциями. При этом позиция штарковских уровней для высокоэнергетического крыла экспериментального спектра была задана в соответствии с позицией штарковских

уровней на рис. 1 (кривая 1). Для низкоэнергетического крыла представлялось достаточно оправданным принять некоторое усредненное распределение штарковских уровней с дистанцией между уровнями примерно 10 nm. Это упрощение не вносит принципиальных ошибок, так как, во-первых, различие в распределении штарковских уровней для основных типов симметрий кристаллического поля порядка или меньше этой величины, а во-вторых, склонность ионов редкоземельных металлов (РЗМ) при высоких плотностях формировать мультипольные позиции [9], т.е. позиции с переменной симметрией от узла к узлу, приводит к неизбежному усреднению спектра. На рис. 1 приведены моделированный штарковский спектр (кривая 3) и его огибающая (светлые кружки на экспериментальной кривой 2). Видно, что штарковское представление размытого спектра вполне возможно. Дополнительные аргументы в пользу штарковской природы широкого и размытого экспериментального спектра ионов Er^{3+} представлены далее. Здесь же необходимо сделать следующие комментарии.

1) На первый взгляд вызывает удивление узость штарковских линий на начальной стадии отжига. Однако этот экспериментальный факт можно интерпретировать как результат слабого взаимодействия иона эрбия и его ближайшего окружения (для определенности кислородного) с аморфной сеткой матрицы. Сильные химические связи комплекса ErO_x определяют его структуру, более слабое внешнее взаимодействие с матрицей не вносит заметных искажений в структуру этого комплекса. В результате формируется набор структурно идентичных и не взаимодействующих между собой ввиду их малой концентрации излучающих центров. Это и обуславливает тонкую структуру спектра. Доводом в пользу такой картины является то, что почти идентичный штарковский спектр Er^{3+} был получен нами ранее в аморфном кремнии α -Si:H, где азот полностью исключен [10]. Исходя из этого факта, можно сделать вывод, что спектр излучения определяется именно кислородным комплексом ErO_x . Роль матрицы вторична, и эта „вторичность“ физически понятна. Аморфная матрица в силу ее естественной лабильности „подстраивается“ под жесткий комплекс ErO_x .

2) Исходя из приведенных выше данных и выводов (см. предыдущий комментарий) возникает закономерный вопрос о структуре комплекса ErO_x , который неоднократно поднимался ранее. Найдено, что комплекс содержит шесть атомов кислорода, образующих слегка деформированный октаэдр, на C -оси которого размещен атом эрбия с незначительным смещением от центральной позиции, что и обеспечивает потерю центра инверсии [11,12]. Симметрия такого комплекса является тетрагональной типа C_{4v} . Имеется, однако, немало работ, указывающих на более низкую симметрию в позиции иона эрбия и соответственно на более низкую координацию по кислороду [13,14]. Мы сопоставили экспериментальный набор штарковских линий (для горячих

переходов) с имеющимися в нашем распоряжении расчетными данными для двух типов симметрии кристаллического поля: высшей кубической T_d и более низкой ромбоэдрической C_{3v} . Однозначного соответствия этим симметричным группам не наблюдается. Можно лишь утверждать, что экспериментальный спектр содержит элементы той и другой симметрии одновременно. Это в принципе возможно, так как конфигурация C_{3v} , как и C_{4v} , есть результат деформации кубической симметрии вдоль направлений (111) и (001). Остается допустить, что степень этой деформации варьируется от одного излучающего центра к другому, что собственно и создает мультипольную конфигурацию эрбиевых центров и соответственно неинтерпретируемую однозначно структуру спектра.

3) На рис. 1 (кривая 4) приведен спектр образца, при оптической активации которого режим отжига не выдержан (допущен избыточный отжиг, ведущий к макрокристаллизации). При ослаблении интенсивности ФЛ в целом было получено дополнительное уширение спектра и появление заметного склада штарковской линии ≈ 1695 nm. Ослабление интенсивности ФЛ, скорее всего, обусловлено вытеснением значительной доли ионов эрбия в межкристаллитные полости и их последующей преципитацией. Уширение спектра связано с влиянием жесткого кристаллического окружения матрицы, которое может вести к деформации тех комплексов ErO_x , которые оказались включенными в микрокристаллы GaN.

3.2. Особенности ФЛ Er^{3+} в a-nс-GaN, наблюдаемые при измерении спектров с разрешением во времени, и кинетика затухания. Техника импульсного возбуждения позволяет изучить особенности кинетики излучения ионов Er^{3+} . Снимались

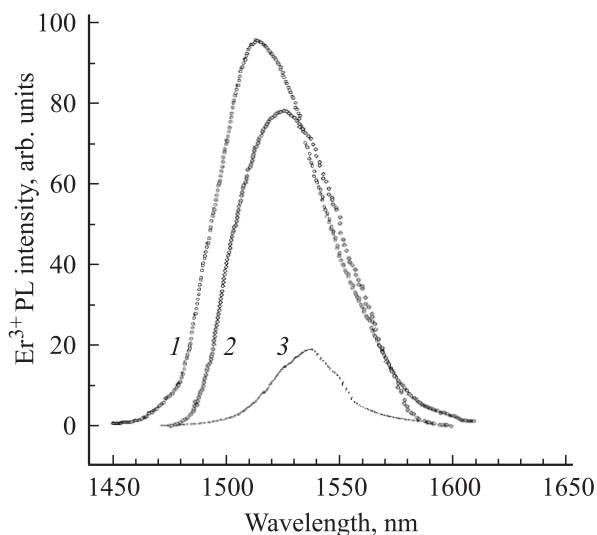


Рис. 2. Спектры с разрешением во времени, полученные при 300 К и импульсным возбуждением азотным лазером с мощностью в импульсе $\approx 100 \text{ kW/cm}^2$. Время задержки составляет ≈ 5 (1), ≈ 150 (2) и $\approx 450 \mu\text{s}$ (3).

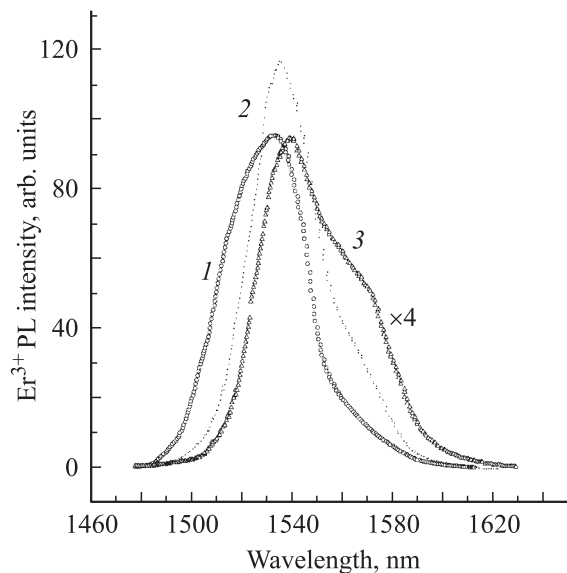


Рис. 3. Спектры с разрешением во времени при 77 К. Обозначение кривых то же, что и на рис. 2.

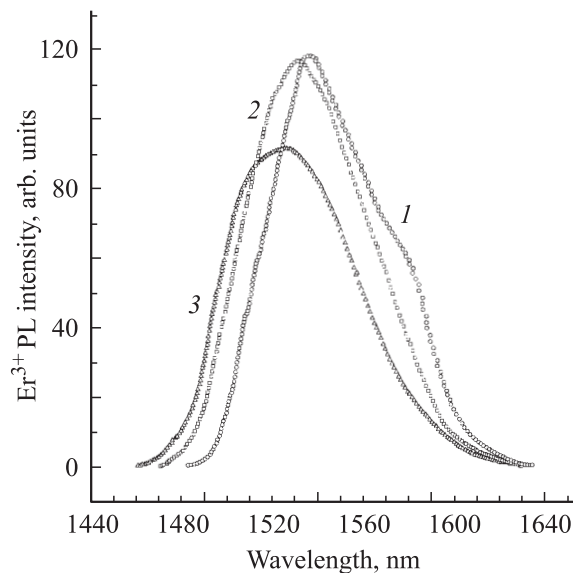


Рис. 4. Спектры эрбиевой фотолюминесценции при температурах 77 (1), 300 (2) и 473 К (3).

как спектры ФЛ при различных временах задержки съемки спектра Δ относительно окончания импульса возбуждения, так и непосредственно кривые затухания ФЛ при различных длинах волн излучения. Весь этот цикл измерений выполнен на образцах с наибольшей интенсивностью ФЛ. Для таких образцов процесс затухания ФЛ длился до $500\text{--}800 \mu\text{s}$. Спектры с разрешением во времени снимались стробированием сигнала с длительностью строба $20 \mu\text{s}$ при фиксированных задержках $\Delta = 5, 150$ и $450 \mu\text{s}$. Результаты для 300 К представлены на рис. 2, для 77 К — на рис. 3. Измерения были проведены и для 473 К. Качественных отличий в

наблюдаемых закономерностях нет, поэтому данные для 473 К не приводятся. Тем не менее для того, чтобы проиллюстрировать характер температурной зависимости, на рис. 4 приведены интегральные спектры, т.е. без стробирования, для трех температур. Что касается температурной зависимости амплитуды интенсивности, то, как видно, на участке 77–300 К она практически отсутствует.

Главным и наиболее важным результатом, следующим из приведенных данных, является вывод о смещении пика максимальной интенсивности излучения в область больших энергий как с уменьшением времени задержки, так и с увеличением температуры. Величина смещения достигает 10 nm. Поскольку позиция линий излучения РЗМ-ионов и конкретно Er^{3+} не зависит от способа измерений и температуры, остается сделать вывод, что наблюдаемое смещение является кажущимся и обусловлено перераспределением интенсивности пиков излучения в наборе штарковских мод. Таким образом, мы получаем дополнительное и убедительное подтверждение ранее предложенной модели представления широкого спектра ФЛ совокупностью более узкополосных излучателей — штарковских состояний.

Динамика затухания ФЛ на разных длинах волн представлена на рис. 5 для 300 К. Кривые при 77 и 473 К принципиально не отличаются от данных для 300 К и поэтому на рисунке не приведены. Рис. 5 демонстрирует наличие двух конкурирующих процессов: возгорания и затухания с различными характеристическими временами τ . Кривые возгорания-затухания аппроксимируются в самом общем случае суммой трех экспо-

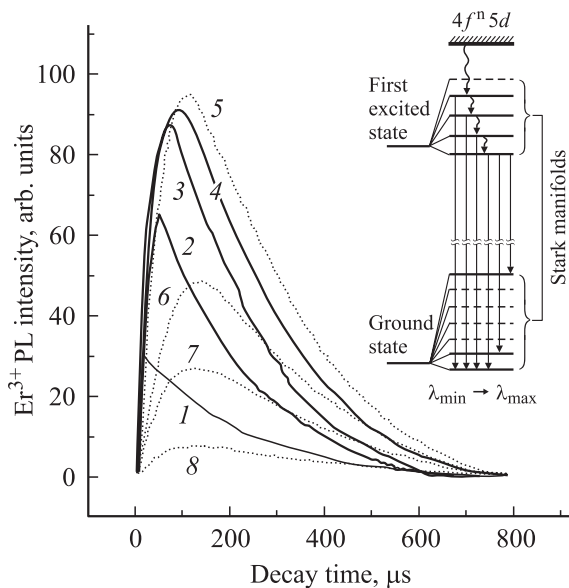


Рис. 5. Кривые затухания эрбиевой фотолуминесценции при комнатной температуре и различных длинах волн. λ , nm: 1 — 1490, 2 — 1500, 3 — 1510, 4 — 1520, 5 — 1535, 6 — 1550, 7 — 1575, 8 — 1595. На вставке — схема, иллюстрирующая излучательные и безызлучательные переходы между штарковскими состояниями.

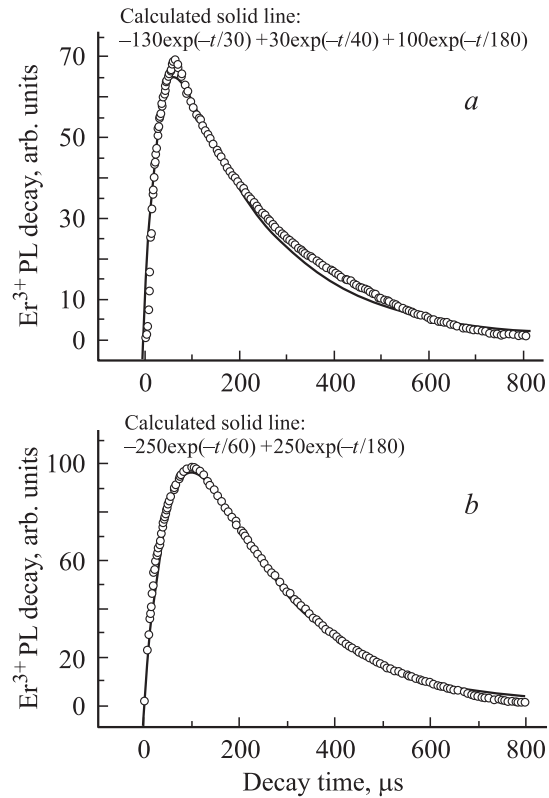


Рис. 6. Моделирование кривых возгорания-затухания суммой трех экспонент для горячих переходов $\lambda \approx 1500$ nm (a) и суммой двух экспонент для переходов $\lambda \approx 1535$ nm (b).

нент $(-A_1 \exp(-t/\tau_1) + A_2 \exp(-t/\tau_2) + A_3 \exp(-t/\tau_3))$, где τ_1 — время возгорания, τ_2 и τ_3 — времена затухания. На рис. 6, a и b приведены примеры аппроксимации экспериментальных кривых тремя и двумя экспонентами. Первый случай всегда имеет место для кривых затухания, зарегистрированных при длинах волн, соответствующих высокоэнергетическому крылу спектра, второй — для всех остальных длин волн. Анализ полного набора данных для кривых затухания показывает, что порядок величины характеристических времен меняется в зависимости от длины волны и температуры в следующих пределах: $\tau_1 \approx 10\text{--}30 \mu\text{s}$, $\tau_2 \approx 10\text{--}60 \mu\text{s}$ и $\tau_3 \approx 70\text{--}200 \mu\text{s}$. Для $\lambda \approx 1535$ nm, соответствующей излучению с наинизшего состояния $^4I_{13/2}$, времена возгорания τ_1 и затухания τ_3 достигают максимальных значений 60 и 200 μs соответственно. При этом кинетика затухания следует мономолекулярному закону, который и следует ожидать для внутрицентрового излучения.

Всю совокупность экспериментальных данных как по кинетике спада ФЛ, так и по сдвигу пика излучения в зависимости от времени задержки Δ можно понять в рамках той же схемы штарковского расщепления состояний $^4I_{13/2}$, $^4I_{15/2}$, которая была предложена ранее. Рассмотрим процесс релаксации внешнего возбуждения системы матрица–оптически активные эрбиевые центры. Электронно-дырочные пары, генерируемые лазером, тер-

мализуются к краю зоны проводимости и далее передают свою энергию распределению локализованных состояний в хвосте зоны проводимости. Доминирующая роль локализованных состояний в передаче энергии ионам эрбия подтверждается измерениями функции возбуждения ФЛ (PLE) на переходах ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Эти измерения, выполненные для *c*-GaN [15], показывают, что помимо резонансных пиков, связанных с прямым резонансным поглощением фотонов состояниями мультиплетов оболочки $4f^{11}$, функция возбуждения (PLE) содержит также экспоненциально затухающий хвост, простирающийся от края зоны проводимости в глубь запрещенной зоны. Этот хвост обусловлен нерезонансным механизмом передачи энергии ионам, по-видимому, посредством *d*-*f*-гибридизации и термализации возбуждения в системе *f*-мультиплетов. Не вникая в физику этого еще не изученного теоретически процесса, подчеркнем лишь наиболее важный для настоящего исследования результат: энергия, полученная матрицей, достигает первого возбужденного состояния ${}^4I_{13/2}$ и далее диссипирует благодаря излучательным переходам в основное состояние. В кристаллическом поле первое возбужденное состояние ${}^4I_{13/2}$ представлено набором штарковских уровней, и, следовательно, энергия возбуждения воспринимается этими уровнями. Более того, если релаксация энергии идет путем термализации, возбуждение достигает в первую очередь верхних штарковских уровней. Если принять эту схему, то значительный вклад горячих штарковских переходов в наблюдаемых нами спектрах ФЛ и их преобладающая роль в спектрах с разрешением во времени при $\Delta \rightarrow 0$ становятся понятными: это результат нестационарного процесса, при котором заселенность верхних штарковских состояний сразу после окончания импульса возбуждения является неравновесной и приближается к равновесной только лишь по мере термализации возбуждения по системе штарковских уровней состояния ${}^4I_{13/2}$. Таким образом, сразу после окончания импульса возбуждения протекают два конкурирующих процесса: излучательные переходы со штарковских состояний ${}^4I_{13/2}$ на основное состояние ${}^4I_{15/2}$ и безызлучательные переходы с верхних штарковских состояний ${}^4I_{13/2}$ на нижележащие штарковские состояния ${}^4I_{13/2}$. Упрощенная схема переходов приведена на вставке к рис. 5. Эта схема позволяет объяснить сложную кинетику возгорания-затухания ФЛ, наблюдаемую на разных длинах волн, следующим образом. Для самых коротких длин волн высокоэнергетического крыла спектра 1500–1520 nm процесс возгорания-затухания описывается суммой трех экспонент. Первая с характеристическим временем τ_1 отражает процесс передачи энергии возбуждения иону эрбия, включая и термализацию возбуждения по *f*-оболочке к штарковским уровням состояния ${}^4I_{13/2}$. Вторая экспонента с характеристическим временем τ_2 описывает процесс термализации энергии возбуждения по системе штарковских уровней состояния ${}^4I_{13/2}$ путем последовательных безызлучательных переходов с высшего штарковского уровня

на нижележащий вплоть до низшего состояния ${}^4I_{13/2}$. Третья экспонента с характеристическим временем τ_3 описывает собственно излучательный процесс. Второй член в сумме экспонент фактически обеспечивает кажущееся ускорения затухания на начальной стадии процесса затухания ФЛ за счет снижения заселенности верхних штарковских уровней вследствие безызлучательных переходов. Этот механизм действует до тех пор, пока заселенность верхних штарковских уровней не уменьшится до равновесной, определяемой Больцмановским распределением. Если далее рассматривать кинетику излучения с более низких по энергии штарковских состояний и в крайнем пределе с наинизшего состояния ${}^4I_{13/2}$, следует обратить внимание на то, что эти состояния в нестационарном и неравновесном процессе получают энергию возбуждения по мере ее безызлучательного сброса с верхних штарковских уровней. В силу того что такой сброс носит многоступенчатый характер, процесс заселения низших состояний замедляется и τ_1 соответственно увеличивается в 2–4 раза, что и наблюдается в эксперименте. Кроме того, низшее состояние ${}^4I_{13/2}$ уже не имеет возможности сбрасывать энергию безызлучательно. Это приводит к потере второго члена в сумме экспонент, и излучательный процесс характеризуется только одной характеристической константой τ_3 . Заметим, что значения τ_3 примерно одинаковы для всех штарковских уровней ${}^4I_{13/2}$. Особо следует подчеркнуть, что излучение с низшего состояния имеет позицию пика при ≈ 1535 nm и характеризуется наиболее узкой линией с полушириной ≈ 25 nm. Этот факт в рамках обсуждаемой модели вопросов не вызывает, так как излучение с низшего состояния ${}^4I_{13/2}$ соответствует наиболее равновесной ситуации, при которой вклад горячих переходов минимален. Подчеркнем также, что спектр излучения при больших временах задержки очень близок к наблюдаемому в стационарном и равновесном режиме измерений, реализующемся при непрерывном возбуждении с малой мощностью ≈ 20 – 50 mW.

Температурные зависимости как спектров с разрешением во времени, так и кинетики затухания также соответствуют предложенной схеме. С ростом температуры в дополнение к процессу неравновесного заполнения верхних штарковских уровней происходит увеличение заселенности этих уровней за счет тепловых забросов. Комбинация этих двух механизмов приводит к росту интенсивности высокоэнергетического крыла ФЛ.

4. Выводы

1) Показана штарковская природа основной линии излучения ионов Er^{3+} (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) в матрице *a*-*nc*-GaIn.

2) Установлено, что при импульсном возбуждении и мощности импульса 100 kW/cm² процесс релаксации энергии возбуждения является неравновесным, по крайней мере в интервале времен до 100 μ s.

3) В неравновесных условиях процесс возгорания-затухания ФЛ в первом приближении описывается тремя экспонентами, первая из которых характеризует механизм передачи возбуждения, вторая — механизм безызлучательного сброса энергии с верхних штарковских уровней к нижележащим, третья — собственно излучательный процесс.

Характеристическое время излучательного процесса для оптимизированных образцов достигает $\sim 200 \mu s$.

Список литературы

- [1] A. Polman. *J. Appl. Phys.* **82**, 1, 1 (1997).
- [2] M.S. Bresler, O.B. Gusev, E.I. Terukov, I.N. Yassievich, B.P. Zakharchenya, V.I. Emel'yanov, B.V. Kamenev, P.K. Kashkarov, E.A. Konstantinova, V.Yu. Timoshenko. *Mater. Sci. Eng. B* **81**, 52 (2001).
- [3] А.А. Андреев. *ФТТ* **44**, 2, 239 (2002).
- [4] S.B. Aldabergenova, M. Albrecht, A.A. Andreev, C. Inglefield, J. Viner, V.Yu. Davydov, P.C. Taylor, H.P. Strunk. *J. Non-Cryst. Sol.* **283**, 1–3, 173 (2001).
- [5] А.А. Андреев. *ФТТ* **45**, 3, 395 (2003).
- [6] A. Terrasi, G. Franzo, S. Coffa, F. Priolo, F.D. Acapito, S. Mobilio. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 13, 1712 (1997).
- [7] S. Nakamura, G. Fasol. *The Blue Laser Diode. GaN based Light Emitters and Lasers*. Springer, Berlin–Heidelberg (1997). P. 129.
- [8] А.А. Каминский. *Лазерные кристаллы*. Наука, М. (1975). С. 25–27.
- [9] S. Kim, S.J. Rhee, D.A. Turnbull, E.E. Reuter, X. Li, J.J. Coleman, S.G. Bishop. *Phys. Lett.* **71**, 2, 231 (1997).
- [10] S.B. Aldabergenova, M. Albrecht, H.P. Strunk, J. Viner, P.C. Taylor, A.A. Andreev. *Solid State Mater. for Advanced Technol. B* **81**, 1–3, 29 (2001).
- [11] M. Ishii, Y. Tanaka, I. Ishikawa, S. Komuro, T. Morikawa, Y. Aoyagi. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2, 183 (2001).
- [12] M. Ishio, Y. Komukai. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 7, 934 (2001).
- [13] H. Przybylinska, W. Jantsch, Yu. Suprun-Belevitch, M. Stepikhova, L. Palmetshofer, G. Hendorfer, A. Kozanecki, R.J. Wilson, B.J. Sealy. *Phys. Rev. B* **54**, 4, 2532 (1996).
- [14] D.E. Wortman, C.A. Morrison, J.L. Bradshaw. *J. Appl. Phys.* **82**, 5, 2580 (1997).
- [15] Myo Thaik, U. Hommerich, R.N. Schwartz, R.G. Wilson, J.M. Zavada. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 18, 2641 (1997).