

Роль модельных представлений в описании кинетики люминесценции гибридных нитевидных нанокристаллов

© А.С. Кулагина¹, А.И. Хребтов¹, Р.Р. Резник², Е.В. Убыйвовк^{2,3}, А.П. Литвин², И.Д. Скурлов², Г.Э. Цырлин^{1,2,4,5}, Е.Н. Бодунов⁶, В.В. Данилов⁶

¹ СПбАУ РАН, Академический университет,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Институт аналитического приборостроения РАН,
190103 Санкт-Петербург, Россия

⁵ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197376 Санкт-Петербург, Россия

⁶ Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I,
191031 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: a.s.panfutova@gmail.com

Поступила в редакцию 09.09.2019 г.

В окончательной редакции 09.09.2019 г.

Принята к публикации 26.09.2019 г.

Исследована фотодинамика люминесценции массива нитевидных нанокристаллов InP/InAsP/InP, сформированных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке Si(III). На основе сопоставления нескольких кинетических моделей проведён анализ экспериментальных данных, полученных при возбуждении лазерным излучением 633 nm при комнатной температуре. Показано, что кинетика затухания люминесценции нановставки InAsP лучше всего описывается в рамках модели контактного тушения. Оценена полная длительность распада возбужденного состояния (радиационное время жизни) нановставки InAsP $\tau \sim 40$ ns. Высказаны предположения о причинах необычно большой длительности переноса возбуждения от InP.

Ключевые слова: гибридные нитевидные нанокристаллы, кинетика люминесценции, фотодинамика.

DOI: 10.21883/OS.2020.01.48848.262-19

Введение

В последнее время полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) благодаря своим уникальным свойствам находят широкое практическое применение в области фотовольтаики, фотодетекции, оптоэлектроники, медицины и т.д. [1–4]. Особый интерес представляет возможность создания гетероструктур типа нановставка (или квантовая точка) в теле ННК с большей шириной запрещенной зоны, что позволяет расширять диапазон излучения ННК, получать источники одиночных фотонов, формировать направленные источники излучения [5–8]. Однако полупроводниковые нанокристаллы часто характеризуются сложной динамикой возбужденного состояния. Отсюда необходимость понимания физических принципов, регулирующих фотодинамику люминесценции в наноструктурах. С этих позиций максимально информативным является использование спектрокINETических методов [9–12]. Однако отсутствие устойчивого формализма часто приводит к неоднозначности в трактовке экспериментальных результатов. В этом случае принципиальное значение приобретает качество обработки экспериментальных зависимостей кинетики

люминесценции [13–17]. Целью исследования настоящей работы являлось изучение кинетики фотолюминесценции (ФЛ) гибридной полупроводниковой наноструктуры, представляющей собой массив ННК InP/InAsP/InP, сформированных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке Si(III), путём аппроксимации экспериментальных кинетических зависимостей несколькими математическими моделями. Сопоставление полученных результатов позволило получить комплексное описание фотодинамики люминесценции данной структуры.

Экспериментальные методы

ННК были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Compact21 фирмы Riber. Средняя высота ННК InP составляла 4 μm , а диаметр оказался неоднородным по высоте и составил 100 nm у основания и 30 nm на вершине ННК при их поверхностной плотности $3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Размеры нановставки (НВ) InAsP (содержание As $\sim 40\%$) составили 60 nm в длину и 5 nm в ширину (рис. 1, а) (глубина залегания НВ в теле ННК составила ~ 10 nm).

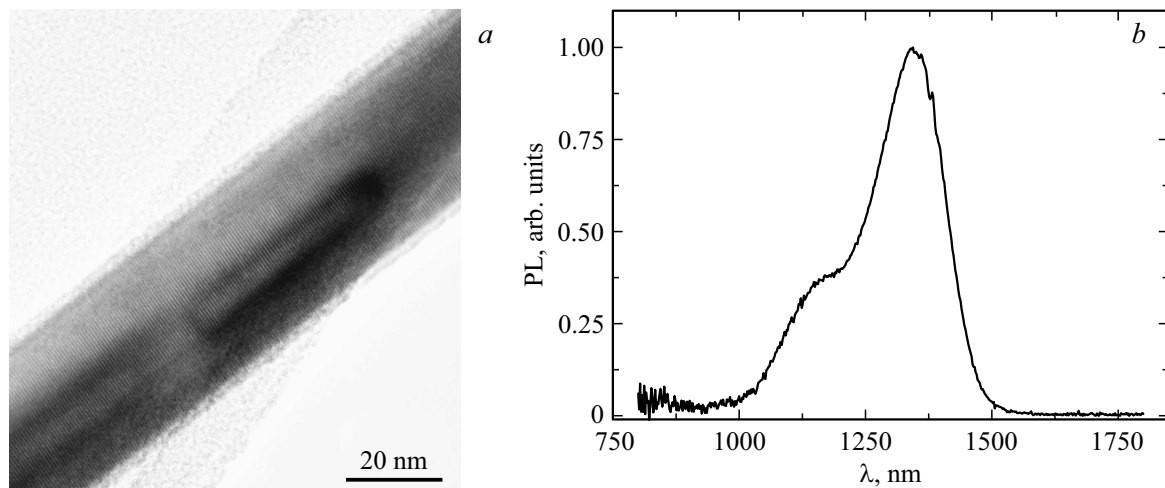


Рис. 1. (а) ПЭМ-изображение участка ННК InAs с НВ InAsP, (b) спектр ФЛ массива ННК InP с НВ InAsP.

На рис. 1, *a* виден радиальный след того же материала на некотором расстоянии от НВ InAsP. Это радиальная квантовая яма (КЯ) со средним содержанием 15–25% по мышьяку, образованная при осаждении тонкого слоя InAsP на поверхность InP во время формирования НВ.

На рис. 1, *b* приведён спектр люминесценции выращенной структуры. Для возбуждения люминесценции использовался непрерывно излучающий лазер с длиной волны 633 нм при мощности излучения около 6 мВт. Вторичное излучение собиралось по стандартной схеме под углом 90°, возбуждающее излучение отсекалось светофильтром КС19 (длина волны отсечки 680 нм). Полученные спектры нормировались на чувствительность детектора.

Спектры и кинетика ФЛ измерялись от массива ННК с площади около $5 \mu\text{m}^2$ и регистрировались в ближнем ИК диапазоне с помощью InGaAs-фотодиода (Hamamatsu).

При исследовании кинетики люминесценции в качестве источника возбуждения использовался импульсный лазер с длиной волны 633 нм (частота следования ~ 2.5 МГц, энергия в импульсе ~ 6 пДж, длительность импульса < 100 пс). Длина волны регистрации кинетики люминесценции НВ составляла 1350 нм. Все измерения проводились при комнатной температуре $T = 293$ К.

Обсуждение результатов

Как видно из рис. 1, *b*, в спектрах люминесценции массивов ННК InAsP/InP наблюдаются интенсивные полосы в области 1.0–1.5 μm . Полоса люминесценции в области 1.25–1.5 μm соответствует свечению НВ InAsP. Коротковолновую полосу 1.0–1.2 μm мы относим к свечению радиальной КЯ. При фиксированной геометрии возбуждения наблюдающееся перераспределение интенсивностей полос связано с разницей спектров поглощения НВ и КЯ.

Затухание люминесценции нанокристаллов при комнатной температуре часто носит неэкспоненциальный характер (см., например, [18–20]), который записывается в виде суммы нескольких экспонент:

$$I_{\text{norm}} = \sum_i A_i e^{-t/\tau_i}.$$

Здесь I_{norm} — нормированная на единицу в начальный момент времени интенсивность затухания люминесценции; условие, накладываемое на амплитуды, $\sum A_i = 1$. Такой подход предполагает существование либо нескольких безызлучательно связанных метастабильных состояний, либо нескольких групп нанокристаллов с различной морфологией и разными временами затухания люминесценции. Относительная доля этих состояний (или групп) в суммарной кинетике затухания характеризуется коэффициентами A_i при экспонентах. (Похожая ситуация наблюдается при триплет-триплетной аннигиляции [21,22].)

Из рис. 2 видно, что кинетики затухания люминесценции НВ InAsP при комнатной и азотной температурах очень близки. Поэтому дальнейший анализ мы проводим только для случая 293 К. Наилучшая аппроксимация экспериментальных данных достигается при использовании функции затухания, состоящей из суммы двух экспонент:

$$I_{\text{norm}} = A_1 e^{-t/\tau_1} + A_2 e^{-t/\tau_2}, \quad (1)$$

где $A_1 + A_2 = 1$. В табл. 1 представлены параметры этой аппроксимации.

Приведенный в табл. 1 диапазон времён затухания определён из серии одинаковых кинетических экспериментов и обусловлен геометрическими и морфологическими различиями ННК в массиве. Мы наблюдаем, что люминесценция с основного возбужденного состояния НВ (спектрально она неразличима) распадается на две компоненты с временами затухания порядка 10 и 45 пс. При этом амплитуда первой компоненты (A_1) в

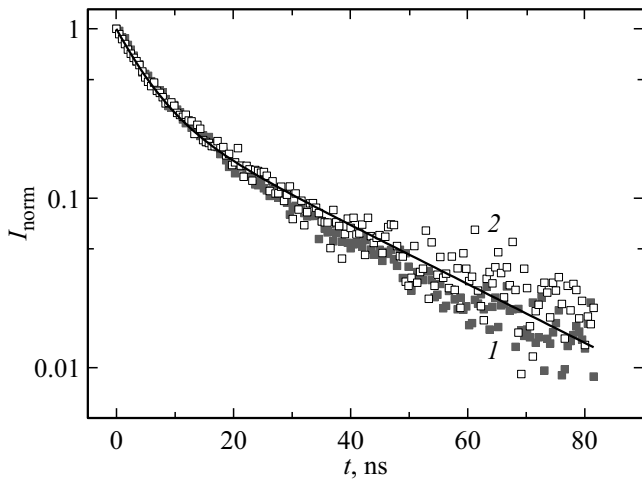


Рис. 2. Нормированная экспериментальная кинетика люминесценции НВ (точки), измеренная при 77 (1) и при 293 К (2), и аппроксимация функцией (1) (сплошная кривая).

Таблица 1. Времена жизни люминесценции НВ и их амплитуды для модели (1)

Параметры модели (1)	Значения
A_1	0.66
t_1, ns	5–8
A_2	0.34
t_2, ns	25–44

2 раза больше амплитуды второй (A_2). Мы полагаем, что люминесценция НВ (помимо прямого возбуждения) имеет дополнительный канал подкачки возбужденного состояния, например с ловушек или за счёт переноса (в той или иной форме) возбуждения от КЯ и массива InP.

Для того чтобы определить влияние КЯ на кинетику НВ, нами была проведена серия экспериментов по измерению кинетики люминесценции КЯ. Кинетика КЯ регистрировалась на длине волны 1145 nm и наилучшим образом описывалась одной экспонентой. Обнаружено, что время жизни люминесценции КЯ не превышало 10 ns, что практически совпадает со временем свечения короткой компоненты НВ. Поскольку природа излучающих центров КЯ и НВ практически идентична, времена жизни их излучающих состояний должны быть близки. Сравнение кинетик затухания люминесценции НВ и КЯ позволило нам отождествить короткую компоненту люминесценции НВ (с t_1 порядка 10 ns) с длительностью распада возбужденного состояния НВ InAsP. Отсюда с учётом определённого по зависимости амплитуды люминесценции от мощности возбуждения (см., например, [23]) квантового выхода для нашей системы ($\sim 0.4-0.5$ [8]) мы можем оценить естественное время жизни возбужденного состояния НВ $\sim 10-20$ ns.

Длительная компонента свечения имеет сложную природу. С одной стороны, она может определяться возбужденным состоянием InP, которое заселяет излучающее состояние НВ путём излучательного и безызлучательного переноса возбуждения. Например, авторы [24] показывают наличие зависимости времени жизни НВ InAsP от диаметра (d) ННК InP и вводят отношение d/λ , где λ — длина волны люминесценции НВ. Для наших образцов значение этого отношения 0.022, и, согласно приведённой в [24] экспериментальной зависимости, радиационное время жизни должно превышать 25 ns. Однако фотодинамика возбуждения InAsP через этот канал, хотя частично и объясняется авторами [24], требует дальнейшего уточнения. С другой стороны, увеличение длительности излучательной рекомбинации InAsP в ННК InP может быть связано с пространственным разделением носителей заряда в НВ вследствие возникновения гетерограницы 2-го рода между НВ InAsP и объёмом ННК InP [25,26]. Подобный эффект наблюдался в ННК на основе GaAs/AlGaAs и был объяснён возникновением в ННК областей с разным типом кристаллической решётки [27].

В работах [14,15] при интерпретации кинетики затухания люминесценции коллоидных растворов квантовых точек CdSe/ZnS было предложено использовать растянутую экспоненту (stretched exponential function) [20]:

$$I_{\text{norm}}(t) = \exp \left[-\frac{t}{\tau} - a \left(\frac{t}{\tau} \right)^\beta \right]. \quad (2)$$

Здесь τ — время жизни возбужденного состояния люминесцирующих квантовых точек, значения параметра β лежат в интервале $0 < \beta \leq 1$ и зависят от механизма тушения люминесценции (диполь-дипольный, диполь-квадрольный или квадруполь-квадрупольный), a — константа, зависящая от концентрации тушащих молекул. Подгоночными параметрами в (2) являются три коэффициента: τ , a и β . Отметим, что время τ можно определить из независимых экспериментов. Тогда число подгоночных параметров сокращается до двух. Принципиально важно, что в случае люминесценции такой подход позволяет отталкиваться от принципа неизменности естественного времени жизни единственного излучающего состояния [28]. Естественное время жизни не зависит от температуры (в отличие от радиационного), что также определило ограничение анализа кинетики люминесценции условиями комнатной температуры. Если параметр τ фиксировать, то значения β в кинетике можно связать с процессами тушения люминесценции различной природы. Чаще всего функция (2) используется для описания кинетики затухания люминесценции при фёрстеровском резонансном переносе энергии (Forster Resonant Energy Transfer, FRET) от молекул-доноров энергии на молекулы-акцепторы. Далее мы использовали эту функцию для описания кинетики люминесценции исследуемых образцов.

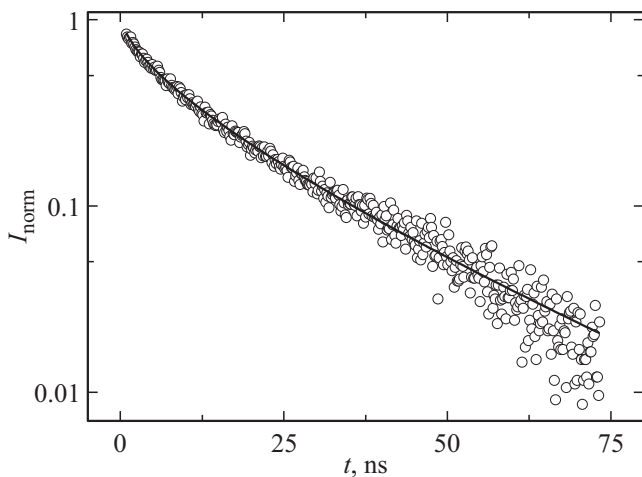


Рис. 3. Нормированная экспериментальная кинетика люминесценции НВ (точки) и аппроксимация функцией (2) (сплошная кривая) при значениях параметров $\tau = 45$ ns, $\beta = 0.5$, $a = 1.8$.

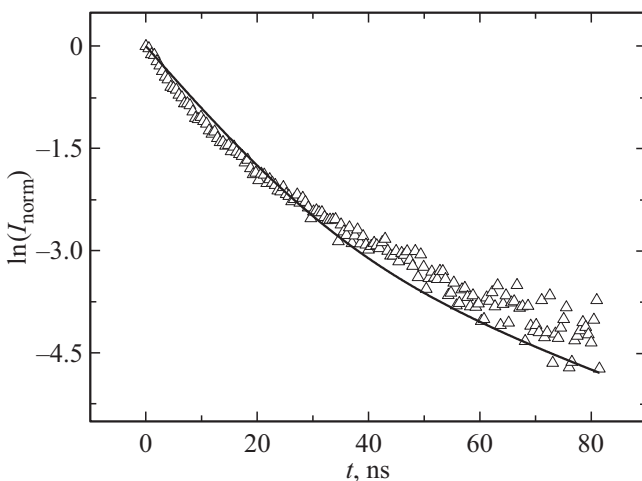


Рис. 4. Нормированная экспериментальная кинетика люминесценции НВ (точки), представленная в логарифмическом виде, и аппроксимация функцией (3) (сплошная кривая).

Из полученных результатов следует (рис. 3), что время радиационного распада излучательного состояния составляет ~ 45 ns, что приблизительно совпадает с суммарной длительностью компонент свечения из табл. 1. Кроме того, удовлетворительное описание экспериментальных результатов с помощью этой модели при значении $\beta = 0.5$ показывает, что доминирующим механизмом тушения люминесценции НВ является диполь-дипольный перенос энергии на тушители [15,29].

Как обсуждалось выше, при облучении светом возбуждается не только НВ, но и КЯ. Поскольку спектр люминесценции КЯ сдвинут в коротковолновую область относительно спектра люминесценции НВ, кроме очевидного излучательного переноса возможен безызлучательный перенос энергии (FRET) с КЯ на НВ.

Таблица 2. Времена жизни люминесценции НВ и КЯ по модели (3)

Параметры модели (3)	Значения
τ_{QW} , ns	100
τ , ns	10
k , ns ⁻¹	0.02
B	0.325

Примечание. * Параметр τ был фиксирован.

Следовательно, возбуждение НВ может осуществляться как прямым возбуждением, так и в результате FRET (сенсбилизированная люминесценция). Решение соответствующих кинетических уравнений (трехуровневая система — возбужденное состояние КЯ, возбужденное и основное состояния НВ) даёт следующую формулу для кинетики затухания люминесценции НВ с учётом дополнительного возбуждения через КЯ:

$$I_{\text{norm}}(t) = e^{-t/\tau} \left[1 + \frac{kB}{1/\tau_{QW} - 1/\tau + k} \times (1 - e^{-(1/\tau_{QW} - 1/\tau + k)t}) \right], \quad (3)$$

где τ_{QW} — время затухания люминесценции КЯ, τ — время жизни возбужденного состояния НВ, k — константа скорости переноса энергии с КЯ на НВ, B — параметр, характеризующий степень возбуждения КЯ в начальный момент времени. Подгоночными параметрами в этой модели являются τ_{QW} , τ , k , B . Рисунок 4 показывает, что кинетика затухания люминесценции НВ неудовлетворительно описывается функцией (3).

Такой результат мы трактуем как отсутствие FRET, что, скорее всего, вызвано большим расстоянием между НВ и КЯ. Выше в табл. 2 приведены параметры аппроксимации, соответствующие рис. 4.

Вызывает сомнение полученное в этой модели значение радиационного времени жизни квантовой ямы 100 ns. Мы предполагаем, что, хотя безызлучательный перенос энергии с КЯ на НВ, бесспорно, существует (определяется интегралом перекрытия спектров люминесценции КЯ и поглощения НВ), кинетика затухания люминесценции будет определяться временем жизни излучающего состояния НВ. Как мы определили ранее, времена жизни излучающих состояний КЯ InAsP и НВ InAsP близки. В этом случае вклад КЯ в люминесценцию НВ на кинетике люминесценции НВ практически не отразится. Для объяснения значения $\tau_{QW} = 100$ ns, полученного с помощью модели (3), можно предположить существование долгоживущих метастабильных состояний, которые описаны, например, в работах [13,30,31]. Такие состояния заметно не проявляются на начальных стадиях кинетики люминесценции КЯ, но начинают играть роль в аппроксимации „хвостов“ кинетического распределения.

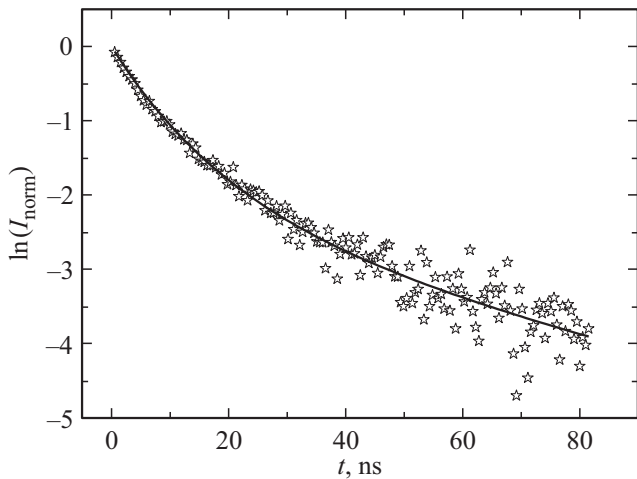


Рис. 5. Нормированная экспериментальная кинетика люминесценции НВ (точки), представленная в логарифмическом виде, и аппроксимация функцией (4) (сплошная кривая) при значениях параметров $\tau = 40$ ns, $N_{av} = 2$, $k = 1.9$ ns⁻¹.

Кроме FRET, для описания кинетики затухания люминесценции квантовых точек часто используется модель „контактного тушения“ [15,32]. В этой модели делаются следующие предположения. Акцепторы энергии (ловушки носителей заряда) располагаются на поверхности квантовых точек (расстояние между донором и акцептором не превышает 1 nm). Распределение ловушек на квантовых точках подчиняется распределению Пуассона (подобно распределению молекул на поверхности мицелл [33]). Обратим внимание, что ловушки носителей заряда в полупроводниковых нанокристаллах всегда присутствуют. Они оказывают фундаментальное влияние на релаксацию возбужденных состояний, что делает важным понимание как их природы, так и их роли в фотодинамике всей наноструктуры. Известно, что объёмные структурные деформации на границе раздела кристаллических решёток (в нашем случае InP и InAsP) также являются одной из причин появления ловушек [26,27]. В предлагаемой модели скорость контактного тушения k люминесценции НВ одним акцептором предполагается одинаковой для всех ловушек. Среднее число ловушек около НВ равно N_{av} . τ — время излучательной рекомбинации НВ. В этих предположениях функция, описывающая затухание люминесценции по контактному механизму, запишется в виде

$$I_{norm}(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau} - N_{av}\left(1 - \exp\left(-k\frac{t}{\tau}\right)\right)\right). \quad (4)$$

Подгоночными параметрами здесь являются τ , k и N_{av} .

На рис. 5 видно, что кинетика затухания люминесценции НВ хорошо описывается моделью „контактного тушения“ (функцией (4)). Отметим, что время τ практически совпадает с рассчитанным по модели (2). Поскольку функция (4) хорошо аппроксимирует экспериментальные кинетики, нет необходимости учитывать

обратный возврат возбуждения с ловушек на НВ. Ясно, что скорость процесса возврата мала, и его учёт выходит за рамки точности эксперимента.

Таким образом, мы полагаем, что „контактное тушение“ является доминирующим механизмом в кинетике релаксации возбужденного состояния НВ. Другими словами, существующие дефекты на границе раздела НВ и массива InP служат основной причиной тушения люминесценции НВ.

Выводы

На примере синтезированной структуры, состоящей из НК InP с НВ InAsP, показана эффективность параллельной обработки спектрокинетических зависимостей функциями разного вида. Для конкретной исследованной структуры сделана оценка естественного времени жизни люминесценции НВ InAsP, составляющем около 10 ns. Обсуждены роль КЯ (сходного с НВ химического состава) и массива НК InP в заселении возбужденного состояния НВ, а также возможные механизмы тушения люминесценции НВ. Проведенный анализ кинетики затухания люминесценции позволил сделать вывод, что кинетика затухания НВ лучше всего описывается в рамках модели контактного тушения, и оценить полную длительность распада возбужденного состояния (его радиационное время жизни) величиной порядка 40 ns. Высказаны предположения о причинах необычно большой длительности переноса возбуждения от InP к НВ.

Финансирование работы

Работа выполнялась при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (в рамках выполнения госзадания № 16.9791.2017/8.9). Эксперименты по выращиванию образцов были выполнены при поддержке гранта РФФ 19-72-30010.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] LaPierre R.R., Chia A.C.E., Gibson S.J., Haapamaki C.M., Boulanger J., Yee R., Kuyanov P., Zhang J., Tajik N., Jewell N., Rahman K.M.A. // Phys. Stat. Sol. (RRL). 2013. V. 7. N 10. P. 815.
- [2] Yan R., Gargas D., Yang P. // Nature Photonics. 2009. V. 3. P. 569.
- [3] Zhang Y., Wu J., Aagesen M., Liu H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. P. 463001.
- [4] Patolsky F., Zheng G., Lieber C.M. // Nanomedicine. 2006. V. 1. N 1. P. 51.

- [5] Цырлин Г.Э., Штром И.В., Резник Р.Р., Самсоненко Ю.Б., Хребтов А.И., Буравлев А.Д., Сошников И.П. // ФТП. 2016. Т. 50. В. 11. С. 1441; Cirlin G.E., Shtrom I.V., Reznik R.R., Samsonenko Y.B., Khrebtov A.I., Bouravleuv A.D., Soshnikov I.P. // Semiconductors. 2016. V. 50. N 11. P. 1421.
- [6] Kuyanov P., LaPierre R.R. // Nanotechnology. 2015. V. 26. P. 315202.
- [7] Хребтов А.И., Резник Р.Р., Убыйвовк Е.В., Литвин А.П., Скурлов И.Д., Парфёнов П.С., Кулагина А.С., Данилов В.В., Цырлин Г.Э. // ФТП. 2019. Т. 53. № 9. С. 1289; Khrebtov A.I., Reznik R.R., Ubyivovk E.V., Litvin A.P., Skurlov I.D., Parfenov P.S., Kulagina A.S., Danilov V.V., Cirlin G.E. // Semiconductors. 2019. V. 53. N 9. P. 1258.
- [8] Reimer M.E., Bulgarini G., Akopian N., Hocevar M., Bavinc M.B., Verheijen M.A., Bakkers E.P.A.M., Kouwenhoven L.P., Zwiller V. // Nature Commun. 2012. V. 3. N 737. doi 10.1038/ncomms1746
- [9] Pietryga J.M., Park Y.-S., Lim J., Fidler A.F., Bae W.K., Browelli S., Klimov V.I. // Chem. Rev. 2016. V. 116. P. 10513.
- [10] Данилов В.В., Панфутова А.С., Ермолаева Г.М., Хребтов А.И., Шилов В.Б. // Опт. и спектр. 2013. Т. 114. № 6. С. 967; Danilov V.V., Panfutova A.S., Ermolaeva G.M., Khrebtov A.I., Shilov V.B. // Opt. Spectrosc. 2013. V. 114. N 6. P. 880.
- [11] Spirkoska D., Abstreiter G., Fontcuberta i Morral A. // Nanotechnology. 2008. V. 19. P. 435704.
- [12] Смирнов М.С., Овчинников О.В., Перепелица А.С. // Опт. и спектр. 2019. Т. 126. № 1. С. 69; Smirnov M.S., Ovchinnikov O.V., Perepelitsa A.S. // Opt. Spectrosc. 2019. V. 126. N 1. P. 62.
- [13] Bodunov E.N., Simões Gamboa A.L. // J. Phys. Chem. C. 2019. V. 123. N 41. P. 25515. doi 10.1021/acs.jpcc.9b07619
- [14] Bodunov E.N., Danilov V.V., Panfutova A.S., Simões Gamboa A.L. // Ann. Phys. (Berlin). 2016. V. 528. N 3–4. P. 272. doi 10.1002/andp.201500350
- [15] Bodunov E.N., Antonov Y.A., Simões Gamboa A.L. // J. Chem. Phys. 2017. V. 146. P. 114102. doi 10.1063/1.4978396
- [16] Brus L. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. N 8. P. 4649.
- [17] Chen S., Yoshita M., Ishikawa A., Mochizuki T., Maruyama S., Akiyama H., Hayamizu Y., Pfeiffer L.N., West K.W. // Sci. Rep. 2013. V. 3. N 1941. doi 10.1038/srep01941
- [18] Krauss T.D., Peterson J.J. // Nature Mater. 2012. V. 11. P. 14.
- [19] de Mello Donegá C., Bode M., Meijerink A. // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 085320.
- [20] Berberan-Santos M.N., Bodunov E.N., Valeur B. // Chem. Phys. 2005. V. 315. N 1–2. P. 171. doi 10.1016/j.chemphys.2005.04.006
- [21] Bodunov E.N., Berberan-Santos M.N., Martinho J.M.G. // Chem. Phys. 2005. V. 316. N 1–3. P. 217. doi 10.1016/j.chemphys.2005.05.020
- [22] Berberan-Santos M.N., Бодунов Е.Н., Мартинхо Ж.М.Г. // Опт. и спектр. 2005. Т. 99. № 6. С. 955; Berberan-Santos M.N., Bodunov E.N., Martinho J.M.G. // Opt. Spectrosc. 2005. V. 99. N 6. P. 918. doi 10.1134/1.2149416
- [23] Park Y.-S., Malko A.V., Vela J., Chen Y., Ghosh Y., Garcia-Santamaria F., Hollingsworth J.A., Klimov V.I., Htoon H. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 187401.
- [24] Bulgarini G., Reimer M.E., Zehender T., Hocevar M., Bakkers E., Kouwenhoven L.P., Zwiller V. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 121106.
- [25] Asryan L.V., Luryi S. // IEEE J. Quant. Electron. 2001. V. 37. P. 905.
- [26] Pal B., Goto K., Ikezawa M., Masumoto Y., Mohan P., Motohisa J., Fukui T. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 073105.
- [27] Талалаев В.Г., Сеничев А.В., Новиков Б.В., Томм Ж.В., Елсаессер Т., Захаров Н.Д., Самсоненко Ю.Б., Цырлин Г.Э. // ФТП. 2010. Т. 44. № 8. С. 1084; Talalaev V.G., Senichev A.V., Novikov B.V., Tomm J.W., Elsaesser T., Zakharov N.D., Werner P., Gösele U., Samsonenko Y.B., Cirlin G.E. // Semiconductors. 2010. T. 44. N 8. C. 1050.
- [28] Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979. 480 с.; Dirac P.A.M. The Principles of Quantum Mechanics. Oxford University Press, 1930. 257 p.
- [29] Ермолаев В.Л., Бодунов Е.Н., Свешникова Е.Б., Шахвердов Т.А. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения. Л.: Наука, 1977. 312 с.; Ermolaev V.L., Bodunov E.N., Sveshnikova E.B., Shakhverdov T.A. Nonradiative Transfer of Electronic Excitation Energy. Leningrad: Nauka, 1977. 312 p.
- [30] Bodunov E.N., Simões Gamboa A.L. // J. Phys. Chem. C. 2018. V. 122. N 19. P. 10637. doi 10.1021/acs.jpcc.8b02779
- [31] Bodunov E.N., Simões Gamboa A.L. // Semiconductors. 2019. V. 53. N 16. P.89; doi 10.1134/510637826119120078
- [32] Bodunov E.N., Simões Gamboa A.L. // Semiconductors. 2018. V. 52. N 5. P. 587. doi 10.1134/S1063782618050044
- [33] Bodunov E.N., Berberan-Santos M.N., Martinho J.M.G. // Chem. Phys. Lett. 1998. V. 297. N 5–6. P. 419. doi 10.1016/S0009-2614(98)01151-8