——— ФОТОНИКА ——

УДК 544.774.4:544.522.122

ЛАЗЕРНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ФОТОЛИЗ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ФОСФИДА ИНДИЯ

© 2022 г. Д. Н. Певцов^{а, b} *, А. В. Айбуш^с, Ф. Е. Гостев^с, И. В. Шелаев^с, А. В. Гадомская^{а, b}, С. А. Товстун^{а, b}, В. А. Надточенко^{с, d}

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химической физики Российской академии наук, проспект академика Семенова, д. 1, Черноголовка, Московская обл., 142432 Россия

^bФедеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

"Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)",

Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701 Россия

^сФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, ул. Косыгина, д. 4, Москва, 119991 Россия ^dФедеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Moсковский государственный университет имени М.В. Ломоносова", химический факультет, Ленинские горы, д. 1, строение 3, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

> **E-mail: pevtsov.dn@phystech.edu* Поступила в редакцию 10.05.2022 г. После доработки 15.05.2022 г. Принята к публикации 15.05.2022 г.

Синтезированы коллоидные квантовые точки фосфида индия и фосфида индия с тонкой оболочкой сульфида цинка, имеющие максимумы экситонных пиков в спектрах поглощения при 584 нм и 603 нм соответственно. Для этих частиц методом импульсного фотолиза получены кинетики релаксации наведенного поглощения (в диапазоне времен от ~50 фс до 0.5 нс), а также измерены кинетики спада люминесценции после импульсного возбуждения (в диапазоне времен от ~0.1 нс до ~130 нс). Сопоставление этих кинетик в области их перекрытия показало, что наведенное поглощение спадает существенно медленнее люминесценции. В соответствии с имеющимися в литературе представлениями это можно объяснить тем, что возникающая в результате возбуждения дырка захватывается поверхностными ловушками, блокируя тем самым излучательную рекомбинацию, но почти не влияя на наведенное поглощение, которое обусловлено главным образом возникающим при возбуждении электроном. Полученные нами частицы без оболочки, имея меньший квантовый выход флуоресценции, демонстрируют более быстрый захват дырок ловушками.

Ключевые слова: коллоидные квантовые точки, фосфид индия, накачка—зондирование, время жизни флуоресценции

DOI: 10.31857/S002311932205014X

ВВЕДЕНИЕ

Квантовый выход флуоресценции коллоидных квантовых точек существенно зависит от состояния их поверхности. Особенно ярко это проявляется для наночастиц фосфида индия: без соответствующей обработки он не превышает 1% [1, 2], однако, например, при травлении раствором фтористого водорода в метаноле может быть поднят до 30% [3], наращиванием оболочки из сульфида цинка — до 85% [4], а при использовании нескольких неорганических оболочек — до 94% [5].

Квантовый выход флуоресценции определяется конкуренцией между излучательным и безызлучательными каналами релаксации, которых, в принципе, существует множество. Так, в коллоидных квантовых точках, как и в обычных органических люминофорах, имеет место безызлучательная релаксация, связанная с конвертацией энергии электронного возбуждения в колебательную энергию [6]. Однако для наночастиц фосфида индия низкие значения квантового выхода флуоресценции обычно связывают с наличием энергетических ловушек для возникающих при возбуждении электрона и дырки [7]: захват какой-либо из этих квазичастиц такими ловушками приводит к резкому падению скорости их излучательной рекомбинации.

Экспериментально это подтверждается методом фемтосекундного импульсного фотолиза в комбинации с использованием акцепторов электронов [7, 8]. Исследования показали, что в первую наносекунду после возбуждения наночастиц фосфида индия наведенное поглощение после релаксации в низшее возбужденное состояние спадает гораздо медленнее, чем интенсивность люминесценции. Быстрый спад интенсивности люминесценции означает, что дырка и/или электрон быстро захватываются ловушками. С другой стороны, медленный спад наведенного поглощения означает, что дырка и/или электрон не захватываются ловушками быстро. Из этих двух утверждений следует, что ловушками быстро захватывается только одна из квазичастиц: электрон или дырка. Теоретически считается, что поскольку дырка имеет большую эффективную массу, чем электрон, то плотность ее энергетических уровней больше и, следовательно, наличие в наночастице дырки меньше влияет на выцветание экситонного пика в спектре поглощения. Поэтому разумным является предполагать, что наведенное поглощение квантовых точек обусловлено главным образом электроном. Экспериментальным подтверждением этому являются эксперименты по импульсному фотолизу с использованием акцепторов электронов: например, бензохинона [7] или N,N'-диметил-4,4'-бипиридиниум дихлорида [8]. Введение таких акцепторов приводит к ускорению спада величины наведенного поглощения.

Целью данной работы является изучение кинетики релаксации возбужденного состояния коллоидных квантовых точек фосфида индия методом импульсного фотолиза (в интервале времен от ~50 фс до 0.5 нс) и путем регистрации кинетики спада люминесценции после импульсного возбуждения методом счета единичных фотонов (в интервале времен ~0.1 нс до ~130 нс). Сопоставление этих кинетик в области их перекрытия позволяет наблюдать роль дырок в падении квантового выхода флуоресценции. Эти измерения проводятся для коллоидных квантовых точек двух видов: для наночастиц чистого фосфида индия (InP) и для наночастиц фосфида индия с тонкой оболочкой сульфида цинка (InP/ZnS). Эти два типа наночастиц имеют существенно различные квантовые выходы флуоресценции и, соответственно, должны демонстрировать существенно различную скорость захвата дырок ловушками, что и ожидается увидеть в эксперименте.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Синтез наночастиц

Для синтезов использовались следующие вещества: безводный хлорид индия (III) (99.995%, Acros Organics), безводный хлорид цинка (98%, Sigma–Aldrich), олеиламин (80%–90%, Acros Organics), трис(диметиламино)фосфин (97%, Sigma– Aldrich), 1-додекантиол (98%, Sigma–Aldrich), *н*-гексан (99%, Sigma–Aldrich), толуол (99%, Sigma–Aldrich).

Для синтеза наночастиц InP в заполненный аргоном реактор были внесены 0.21 г InCl₃, 4 мл олеиламина и 3 мл октадецена. Смесь была нагрета на песчаной бане до 210°С и при этой температуре продувалась в токе аргона в течение 1 ч при перемешивании. Далее в реакционную смесь было резко впрыснуто 0.2 мл трис(диметиламино)фосфина, что привело к образованию и последующему росту наночастиц фосфида индия. Через 13 мин реакция была остановлена охлаждением на ледяной бане и впрыском 7 мл толуола.

Сразу после охлаждения проводилась отмывка полученных наночастиц InP от побочных продуктов и непрореагировавших прекурсоров. Для этого в 1 мл реакционной смеси было добавлено 2 мл метанола и проведено центрифугирование при 3000 об/мин в течение 3 мин. Получавшийся надосадочный раствор был слит, а осадок редиспергирован в 2 мл толуола и осажден путем добавления 2 мл метанола. После этого раствор центрифугировался при 3000 об/мин в течение 3 мин, надосадочный раствор сливался, осадок высушивался в токе аргона и диспергировался в необходимом объеме растворителя.

Для синтеза наночастиц типа ядро/оболочка InP/ZnS в заполненный аргоном реактор были внесены 0.16 г InCl₃, 0.3 г ZnCl₂, 6 мл олеиламина и 4 мл октадецена. Смесь была нагрета на песчаной бане до 230° С и при этой температуре продувалась аргоном в течение 1.5 ч при перемешивании. Далее в реакционную смесь было введено 0.2 мл трис(диметиламино)фосфина, что привело к образованию и последующему росту наночастиц фосфида индия. Через 15 мин в реактор было введено 3 мл додекантиола, что привело к росту оболочки сульфида цинка. Этот процесс проводился в течение 1.5 ч при 210° С. Далее производилось охлаждение с помощью ледяной бани и впрыска 20 мл гексана с температурой 0° С.

Сразу после охлаждения проводилась отмывка полученных наночастиц InP/ZnS от побочных продуктов и непрореагировавших прекурсоров. Для этого в 1 мл реакционной смеси было добавлено 1.75 мл этанола и проведено центрифугирование при 3000 об/мин в течение 3 мин. Полученный надосадочный раствор был слит. Осадок был диспергирован в 2 мл тетрахлорэтилена и осажден путем добавления 2.5 мл метанола. После этого раствор был центрифугирован при 3000 об/мин в течение 3 мин, надосадочный раствор слит, осадок высушен в токе аргона и диспергирован в необходимом объеме растворителя.

Следует отметить, что синтезированные в данной работе наночастицы InP/ZnS лишь формально обладают истинной оболочкой из сульфида цинка. На самом деле для данного метода синтеза электронная микроскопия не дает оснований полагать существенной толщины слоя ZnS [7, 9]. В то же время, с одной стороны, роль цинка в повышении квантового выхода наночастиц фосфида индия хорошо известна [5, 10, 11], а с другой стороны квантовый выход флуоресценции существенно возрастает только после введения в процессе синтеза прекурсора серы [12], что подчеркивает и ее роль тоже. Вероятно, оболочка сульфида цинка в данном случае фактически представляет собой некоторую адсорбцию ионов цинка и тиолят-анинов на поверхности фосфида индия, которая существенно влияет на люминесцентные свойства, но не дает материала ZnS как такового.

Спектрально-кинетические измерения

Стационарные спектры поглощения измерялись с помощью спектрофотометра JASCO V-770. Стационарные спектры флуоресценции и матрицы возбуждение-люминесценция измерялись на спектрофлуориметре JASCO FP-8300, в котором предусмотрены коррекция спектра источника возбуждения и чувствительности детектирующей системы, а также автоматическая установка фильтров, блокирующих свет высших порядков дифракции на монохроматорах прибора. Все эти измерения проводились в стандартных флуоресцентных кварцевых кюветах с внутренним квадратным сечением 1 × 1 см при комнатной температуре без термостатирования. Люминесцентные измерения проводились с соблюдением стандартного требования низкой оптической плотности на длинах волн возбуждения и наблюдения. Квантовый выход флуоресценции частиц InP/ZnS определялся относительно этанольного раствора родамина 6Ж, квантовый выход люминесценции которого был положен равным 95% [13]. В результате квантовый выход флуоресценции частиц InP/ZnS получился равным 0.86% (встречаемые в литературе значения для частиц подобного типа обычно гораздо выше).

Измерения кинетик затухания люминесценции проводили на времяразрешенном спектрофлуориметре "FluoTime 200", подключенному к счетчику импульсов "PicoHarp 300" (PicoQuant GmbH). В качестве источника возбуждения использовались полупроводниковые лазеры с длинами волн 372 и 468 нм. Длительности импульса переходной приборной функции (IRF) на полувысоте составляли 70 и 111 пс соответственно. Характерное значение величины дрейфа положения пика IRF за время эксперимента составляло 15 пс. Период следования импульсов был равен 400 нс. При измерении образцов количество срабатываний фотоэлектронного умножителя в расчете на один возбуждающий импульс не превышало 0.024. Путем регистрации кинетик затухания при различных длинах волн наблюдения были полу-



Рис. 1. Спектры наночастиц InP в толуоле: спектр поглощения, спектр флуоресценции (возбуждение 468 нм) и взятый со знаком минус спектр наведенного поглощения (энергия импульса накачки – 50 нДж, длина волны накачки – 425 нм, время между импульсами накачки и зондирования – 1.2 пс).

чены времяразрешенные спектры люминесценции наночастиц. Для частиц InP полученные описанным способом спектры были скорректированы на спектральную чувствительность детектирующей системы путем сопоставления спектров красителя нильского красного в ацетонитриле, полученных двумя способами: на времяразрешенном спектрофлуориметре "FluoTime 200" и на стационарном спектрофлуориметре Shimadzu RF-6000, дающем полностью скорректированные спектры. При работе с этим спектрофлуориметром использовались светофильтры для подавления света от высших порядков дифракции на монохроматорах прибора. Полученные таким образом спектры люминесценции частиц InP были использованы для расчета их квантового выхода флуоресценции. При этом в качестве стандарта для сравнения был выбран также нильский красный в ацетонитриле, для которого квантовый выход флуоресценции был положен равным 76% [14]. В результате этих вычислений значение квантового выхода флуоресценции наночастиц InP получилось равным 0.2%. Это значение ниже реального значения, потому что интегрирование спектра велось не по всей полосе флуоресценции, а только по тому ее диапазону, для которого имелась техническая возможность получить спектр (рис. 1).

Полученные на времяразрешенном спектрофлуориметре данные обрабатывали с помощью двух специально разработанных для этого компьютерных программ. Первая программа предназначена для фитинга экспериментальной кривой спада люминесценции с учетом с учетом переходной приборной функции IRF, темновых отсчетов фотоэлектронного умножителя и рассеяния. Выводом программы является распределение времен жизни люминесценции. При точном фитинге экспериментальных данных это распределение всегда получается дискретным из-за шумов. В программе предусмотрена регуляризация (сглаживание) находимого распределения. Найденное распределение времен используется для реконструирования так называемой деконволированной кривой спада люминесценции: то есть кривой спада, свободной от всех приборных искажений. Подробно алгоритм работы программы описан в работе [15]. Вторая программа основана на первой и предназначена для фитинга совокупности кривых спада люминесценции, описываюших экспериментальный времяразрешенный спектр. Эта программа помимо распределения времен выдает спектр, свободный от приборных искажений, или набор таких спектров, если количество предполагаемых люминофоров больше олного.

Спектры навеленного поглошения измерялись методом фемтосекундной накачки с зондированием суперконтинуумом. Лазерные импульсы от задающего генератора (800 нм, 80 МГц, 80 фс, Tsunami, Spectra-Physics, USA) усиливались регенеративным усилителем (Spitfire, Spectra-Physics, USA) для получения частоты импульсов 100 Гц. Усиленные импульсы расшеплялись на два пучка. Первый пучок, использовавшийся для получения импульса накачки, преобразовывался параметрическим усилителем (TOPAS-WHITE, Light-Conversion, Lithuania), сжимался и использовался для генерации второй гармоники в диапазоне длин волн 350-450 нм; типичная длительность импульса накачки составляла ~50 фс, энергии импульсов лежали в диапазоне 10-100 нДж. Второй пучок, использовавшийся для генерации пробного импульса, фокусировался на заполненную водой ячейку из плавленого кварца для генерации широкого суперконтинуума в диапазоне от 400 до 800 нм. Импульсы накачки и зондирования разносились во времени с помощью управляемого компьютером каскада задержки. Диапазон задержек составлял от 0 до 0.5 нс. Далее они объединялись и фокусировались на ячейке с характерной длиной ~0.5 мм между окнами из плавленого кварца толщиной ~0.2 мм. Импульсы накачки и зондирования имели диаметры ~0.2 мм и ~0.13 мм соответственно. Относительные поляризации импульсов накачки и зондирования выставлялись под углом 54.7° (магический угол). После прохождения образца суперконтинуум разлагался спектрометром (Acton SP-300, Roper Scientific, USA) и регистрировался ЕМССД-камерой (Newton-970, Andor, Oxford Instruments, UK) в многоканальном режиме. Разностные спектры поглощения $\Delta A(t, \lambda)$, где ΔA есть изменение оптического поглощения, *t* есть время задержки, а λ есть длина волны, записывались в диапазоне 400-700 нм. Измеренные спектры были скорректированы на дисперсию групповой скорости суперконтинуума. Накачка осуществлялась на длинах волн 425 и 360 нм. Оптическая плотность исследуемых образцов на длине волны 425 нм составляла примерно 0.5, а на длине волны 360 нм — примерно 1.3.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 и 2 показаны различные оптические спектры синтезированных наночастиц. Красными линиями показаны спектры поглощения, на которых отчетливо видны экситонные пики. Максимумы этих пиков приходятся на 584 нм и 603 нм для наночастиц InP и InP/ZnS соответственно. Используя данные работы [16], можно получить аппроксимационную формулу, связывающую положение максимума экситонного пика λ с диаметром частиц *d*: $\lambda_{max}/\lambda = 1 + d_0/d$, где $\lambda_{max} = 1035$ нм и $d_0 = 2.414$ нм. По этой формуле получается, что средние диаметры синтезированных частиц InP и InP/ZnS равны 3.1 и 3.4 нм соответственно.

Зеленой кривой на рис. 2 показан спектр возбуждения флуоресценции, усредненный по всем длинам волн наблюдения. Он получен путем интегрирования матрицы возбуждение-люминесценция по длине волны наблюдения. Перед этой операцией на матрице был предварительно удален пик рэлеевского рассеяния (для этого матрица была разложена методом неотрицательного матричного разложения на 20 компонент и собрана обратно). Как видно из рисунка, усредненный спектр возбуждения, будучи правильно отмасштабирован, почти совпадает со спектром поглощения. Заметим, что поскольку коллоидным квантовым точкам свойственно неоднородное уширение оптических свойств, такое совпадение можно ожидать только для усредненного спектра возбуждения, но не при его наблюдении на какойлибо одной длине волны. Совпадение усредненного спектра возбуждения со спектром поглощения означает, что для рассматриваемого люминофора (InP/ZnS) выполняется закон Вавилова о независимости квантового выхода флуоресценции от длины волны возбуждения. Интересно отметить, что в работах [17–19] утверждается, что для наночастиц фосфида индия, обработанных раствором фтористого водорода, квантовый выход флуоресценции существенно зависит от длины волны.

Желтые кривые на рис. 1 и 2 представляют собой спектры флуоресценции синтезированных наночастиц. В случае частиц InP видно, что обычная зон-зонная флуоресценция дает меньше половины вклада в площадь под спектром: большая часть излучения имеет ловушечную природу и сдвинута в длинноволновую область, что является хорошо известным фактом [1, 3, 5, 10, 11, 18,



Рис. 2. Спектры наночастиц InP/ZnS в гексане: спектр поглощения, спектр флуоресценции (возбуждение 350 нм), спектр возбуждения флуоресценции при наблюдении на всех длинах волн, и взятый со знаком минус спектр наведенного поглощения (энергия импульса накачки – 100 нДж, длина волны накачки – 425 нм, время между импульсами накачки и зондирования – 1.1 пс).

19]. Для частиц InP/ZnS ловушечная флуоресценция существенно подавлена.

Синие кривые на рис. 1 и 2 представляют собой взятые со знаком минус спектры наведенного поглощения в момент времени после импульса накачки, когда релаксация возникших при возбуждении электрона и дырки уже почти закончилась и изменение оптической плотности максимально (по модулю). Эти кривые получены горизонтальным сечением графиков, подобным изображенным на рис. 3 и 4, демонстрирующих кинетику изменения спектра наведенного поглощения для частиц InP и InP/ZnS. Как видно из рис. 1 и 2, положения максимумов взятых со знаком минус спектров наведенного поглощения почти совпадают с максимумами экситонных пиков в стационарных спектрах поглощения. Это совпадение обусловлено тем, что возникающий при возбуждении электрон после релаксации занимает тот же уровень энергии, который при отсутствии возбуждения давал бы вклад в оптический переход, соответствующий экситонному пику.

Заметим, что спектры наведенного поглощения на рис. 1 и 2 (для частиц InP и InP/ZnS соответственно), имеют одно существенное отличие: в спектре на рис. 2 помимо основного длинноволнового пика есть явный дополнительный пик – при 550 нм. Не стоит, однако, считать, что он обязательно обусловлен наличием ZnS-оболочки. Дело в том, что в рамках данной работы частицы вида InP/ZnS синтезировались дважды (результаты для второго синтеза здесь не приводятся) и для второго синтеза этого дополнительного пика в



Рис. 3. Кинетика изменения спектра наведенного поглощения раствора наночастиц InP в толуоле (энергия импульса накачки – 25 нДж, длина волны накачки – 425 нм).

спектре наведенного поглощения не наблюдалось. Похожий дополнительный пик ранее наблюдали в работах [8, 17, 18, 20, 21]. В работе [17] предположили, что этот пик обусловлен тем, что релаксация образующегося при возбуждении электрона может затормаживаться на промежуточном энергетическом уровне, как при эффекте узкого фононного горла. Но в последующих работах этой же лаборатории [18, 20] утверждается, что этот пик проявляется и в случае, когда энергия фотона импульса накачки недостаточна для образования электрона на этом промежуточном энергетическом уровне.



Рис. 4. Кинетика изменения спектра наведенного поглощения раствора наночастиц InP/ZnS в гексане (энергия импульса накачки – 100 нДж, длина волны накачки – 425 нм).



Рис. 5. Кинетики изменения наведенного поглощения (цветные линии в левой части рисунка) и деконволированные кривые затухания люминесценции после импульсного возбуждения (черные кривые в правой части рисунка) для наночастиц InP в толуоле и InP/ZnS в гексане. Кинетики наведенного поглощения нормированы на их максимумы. Кривые затухания люминесценции нормированы так, чтобы совпадать при времени 0.1 нс. Кинетики наведенного поглощения приведены при различных параметрах регистрации. Справа от образцов кривых для импульсного фотолиза указаны длина волны и энергия импульса накачки, а также численный коэффициент, использованный для нормиров-ки. Приведенные кинетики затухания люминесценции получены из соответствующих экспериментальных кинетик, просуммированных по всей полосе люминесценции: 560–720 нм для InP и 560–710 нм для InP/ZnS.

На рис. 5 показаны временные зависимости наведенного поглощения на длине волны, соответствующей максимуму его спектра: то есть 593 нм для частиц InP и 613 нм для частиц InP/ZnS. Формы этих зависимостей, полученных при различных энергиях импульса и длины волны накачки, немного отличаются между собой, что, по-видимому, обусловлено погрешностями измерений. В пределах этих погрешностей измерений полученные кинетические зависимости следует считать неразличимыми (с точностью до масштабирования): в том числе и при сопоставлении InP и InP/ZnS. Также на рис. 5 приведены деконволированные кривые спада люминесценции после импульсного возбуждения. Они нормированы так, чтобы совпадать при 0.1 нс – это минимальное значение времени, при котором данные деконволированные кривые можно считать достоверными в рамках экспериментальных погрешностей.

Квантовые выходы флуоресценции синтезированных наночастиц малы: ~0.2% для InP и 0.86% для InP/ZnS. В кинетиках на рис. 5 это должно проявиться в виде быстрого спада неко-

торых кривых. Как видно, наведенное поглощение в диапазоне времен от ~1 пс до 0.5 нс падает всего примерно в два раза, что не может объяснить низких значений квантового выхода. Однако интенсивность люминесценции спадает довольно быстро (распределение времен жизни показано на рис. 6), что согласуется с низкими значениями квантового выхода. Причем, площадь под кривой спада люминесценции для InP/ZnS примерно в три раза выше, чем для InP, что по порядку близко к отношению квантовых выходов. Как обсуждалось во введении, это обусловлено тем, что наведенное поглощение обусловлено главным образом электронами, которые не захватываются энергетическими ловушками слишком быстро. Однако захват дырок является эффективным. В рамках этой трактовки более низкий квантовый выход флуоресценции частиц InP и, соответственно, более быстрый спад их люминесценции, обусловлены более быстрым захватом дырок ловушками.



Рис. 6. Распределение времен жизни люминесценции для наночастиц InP в толуоле (возбуждение при 468 нм) и InP/ZnS в гексане (возбуждение при 372 нм). Наблюдение – по всей полосе люминесценции: 560–720 нм для InP и 560–710 нм для InP/ZnS. По вертикали отложен вклад времени жизни в площадь под стационарным спектром флуоресценции (без калибровки спектральной чувствительности детектора). Распределения получены из экспериментальных кинетик спада люминесценции без регуляризации искомого распределения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совместный анализ кинетик релаксации наведенного поглощения и затухания люминесценции коллоидных квантовых точек InP и InP/ZnS позволил продемонстрировать определяющее влияние захвата дырок энергетическими ловушками на величину квантового выхода флуоресценции. Для частиц без оболочки захват дырок является более быстрым, что приводит к более низкому квантовому выходу. Скорость захвата дырок ловушками не имеет какого-то одного характерного времени: распределение времен захвата является широким — при временах много меньших излучательного (~50 нс для наночастиц фосфида индия) оно повторяет распределение времен жизни люминесценции (рис. 6).

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 21-73-20245), а также по теме государственного задания АААА-А19-119070790003-7. Фемтосекундные оптические измерения проведены с использованием исследовательских ресурсов Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук (№ 1440743, 506694).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Guzelian A.A., Katari J.E.B., Kadavanich A.V., Banin U., Hamad K., Juban E., Alivisatos A.P. // J. Phys. Chem. 1996. V. 100. P. 7212.
- Mićić O.I, Jones K.M., Cahill A., Nozik A.J. // J. Phys. Chem. B. 1998. V. 102. P. 9791.

ХИМИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ том 56 № 5 2022

- Mićić O.I, Sprague J., Lu Z., Nozik A.J. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. P. 3150.
- Clarke M.T., Viscomi F.N., Chamberlain T.W., Hondow N., Adawi A.M., Sturge J., Erwin S.C., Bouillard J.-S.G., Tamang S., Stasiuk G.J. // Communications Chemistry. 2019. V. 2. 36.
- Shen C., Zhu Y., Li Z., Li J., Tao H., Zou J., Xu X., Xua G. // J. Mater. Chem. C. 2021. V. 9. P. 9599.
- *Ермолаев В.Л.* // Оптика и спектроскопия. 2018. T. 125. C. 247. (English version: *Ermolaev V.L.* // Optics and Spectroscopy. 2018. V. 125. P. 256).
- 7. Yang W., Yang Y., Kaledin A.L., He S., Jin T., McBride J.R., Lian T. // Chem. Sci. 2020. V. 11. P. 5779.
- Janke E.M., Williams N.E., She C., Zherebetskyy D., Hudson M.H., Wang L., Gosztola D.J., Schaller R.D., Byeongdu L., Sun C., Engel G.S., Talapin D.V. // J. Am. Chem. Soc. 2018. V. 140. P. 15791.
- Spirin M.G., Brichkin S.B., Gak V.Y., Razumov V.F. // J. Lumin. 2000. V. 226. 117297.
- Xi L., Cho D.-Y., Besmehn A., Duchamp M., Grützmacher D., Lam Y.M., Kardynał B.E. // Inorg. Chem. 2016. V. 55. P. 8381.
- McVey B.F.P., Swain R.A., Lagarde D., Tison Y., Martinez H., Chaudret B., Nayral C., Delpech F. // J. Chem. Phys. 2019. V. 151. P. 191102.
- Бричкин С.Б., Спирин М.Г., Товстун С., Гак В.Ю., Мартьянова Е.Г., Разумов В.Ф. // Химия высоких энергий. 2016. Т. 50. С. 417. (English version: Brichkin S.B., Spirin M.G., Tovstun S.A., Gak V.Y., Mart'yanova E.G., Razumov V.F. // High Energy Chem. 2016. V. 50. P. 395).
- 13. Brouwer A.M. // Pure Appl. Chem. 2011, V. 83. P. 2213.
- 14. Kawski A., Kukliński B., Bojarski P. // Chem. Phys. 2009. V. 359. P. 58.
- Товстун С.А. // Химия высоких энергий. 2016.
 Т. 50. С. 345. (English version: *Tovstun S.A.* // High Energy Chem. 2016. V. 50. P. 327).

- 16. *Mićić O.I., Ahrenkiel S.P., Nozik A.J.* // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 4022
- Rumbles G., Selmarten D.C., Ellingson R.J., Blackburn J.L., Yu P., Smith B.B., Mićić O.I, Nozik A.J. // J. Photochem. Photobiol. A. 2001. V. 142. P. 187.
- Ellingson R.J., Blackburn J.L., Yu P., Rumbles G., Mićić O.I., Nozik A.J. // J. Phys. Chem. B. 2002. V. 106. P. 7758.
- Ellingson R.J., Blackburn J.L., Nedeljkovic J., Rumbles G., Jones M., Fu H., Nozik A.J. // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. 075308.
- Blackburn J.L., Ellingson R.J., Mićić O.I., Nozik A.J. // J. Phys. Chem. B. 2003. V. 107. P. 102.
- Zhang B., Wang X., Wang D., Tang J., Fang X., Fang D., Wang X., Chen R., He T., Wei Z. // J. Phys. Chem. C. 2019. V. 123. P. 27207.