Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 7, с. 466 – 472

Насыщение поглощения экситонов в нанопластинках CdSe/CdS при их нестационарном возбуждении

А. М. Смирнов[+*1)], А. Д. Голинская[+*], Е. В. Жаркова[*], М. В. Козлова[*], Б. М. Саиджонов[×], Р. Б. Васильев[×], В. С. Днепровский[*]

[+]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

[*]МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Кафедра физики полупроводников и криоэлектроники, 119991 Москва, Россия

[×]МГУ им. М. В. Ломоносова, Факультет наук о материалах, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 января 2019 г.
После переработки 30 января 2019 г.
Принята к публикации 6 февраля 2019 г.

Определены особенности нелинейного поглощения коллоидных нанопластинок селенида кадмия CdSe с оболочкой из сульфида кадмия CdS в случае однофотонного нестационарного возбуждения экситонов. При изменении толщины оболочки нанопластинок удалось осуществить как резонансное возбуждение экситонов, связанных с легкими и тяжелыми дырками, так и нерезонансное возбуждение. Обнаружено насыщение поглощения коллоидных растворов нанопластинок, которое объяснено эффектом заполнения фазового пространства экситонов. Отличие величин интенсивностей насыщения нанопластинок CdSe с различной толщиной оболочки CdS объяснены особенностями возбуждения и релаксации экситонов. Увеличение поглощения в случае интенсивности возбуждения, существенно превышающей интенсивность насыщения, объяснено процессами экситон-экситонного взаимодействия и обмена энергией между экситонами, связанными с тяжелыми и легкими дырками.

DOI: 10.1134/S0370274X19070063

Введение. Исследование нелинейно-оптических свойств коллоидных нанокристаллов ведется на протяжении последних 30 лет. Модельным объектом стали квантовые точки CdSe и CdS – нульмерные полупроводниковые нанокристаллы, свойства которых были описаны теоретически [1–6] и подтверждены экспериментально [6–11]. Сравнительно новыми и менее изученными наноструктурами являются полупроводниковые коллоидные нанокристаллы планарной геометрии (CdSe, CdS, CdTe, CdSe/CdS, CdSe/CdZnS), так называемые нанопластинки [12]. Они представляют собой одиночные квантовые ямы с ограниченными латеральными размерами. В данных двумерных системах, толщина которых не превышает нескольких атомных слоев, а латеральные размеры составляют 10–200 нм, реализуется эффект размерного квантования в одном направлении. При этом нанопластинки имеют узкую полосу люминесценции (10–20 нм) [13], меньшие, по сравнению с квантовыми точками, времена затухания люминесценции ($\sim$1 нс) [12, 14, 15]. Изучение свойств данных низкоразмерных структур представляет интерес для их использования при создании и повышения эффективности современных оптоэлектронных устройств на их основе (лазеров, солнечных элементов, светодиодов, фотодатчиков и т.д.).

Растущее количество работ, посвященных изучению оптических характеристик коллоидных нанопластинок [12–18], открывает новые вопросы о природе нелинейно-оптических свойств данных объектов, которые представляют несомненный интерес для дальнейших исследований. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования нелинейного поглощения нанопластинок селенида кадмия CdSe с оболочкой CdS при однофотонном нестационарном возбуждении экситонов пикосекундными лазерными импульсами.

Синтез коллоидных нанопластинок и описание эксперимента. Для синтеза нанопластинок ядро–оболочка CdSe/CdS, коллоидным методом [17, 19] сначала были получены однофазные нанопластинки CdSe толшиной 1.5 нм. Длина волны поглощения, соответствующая экситонному переходу из подзоны тяжелых дырок в подзону проводимости (1hh-1e), составляла 463 нм (рис. 1а). Далее рост оболочки CdS проводился методом низкотемператур-

1)e-mail: alsmir1988@mail.ru

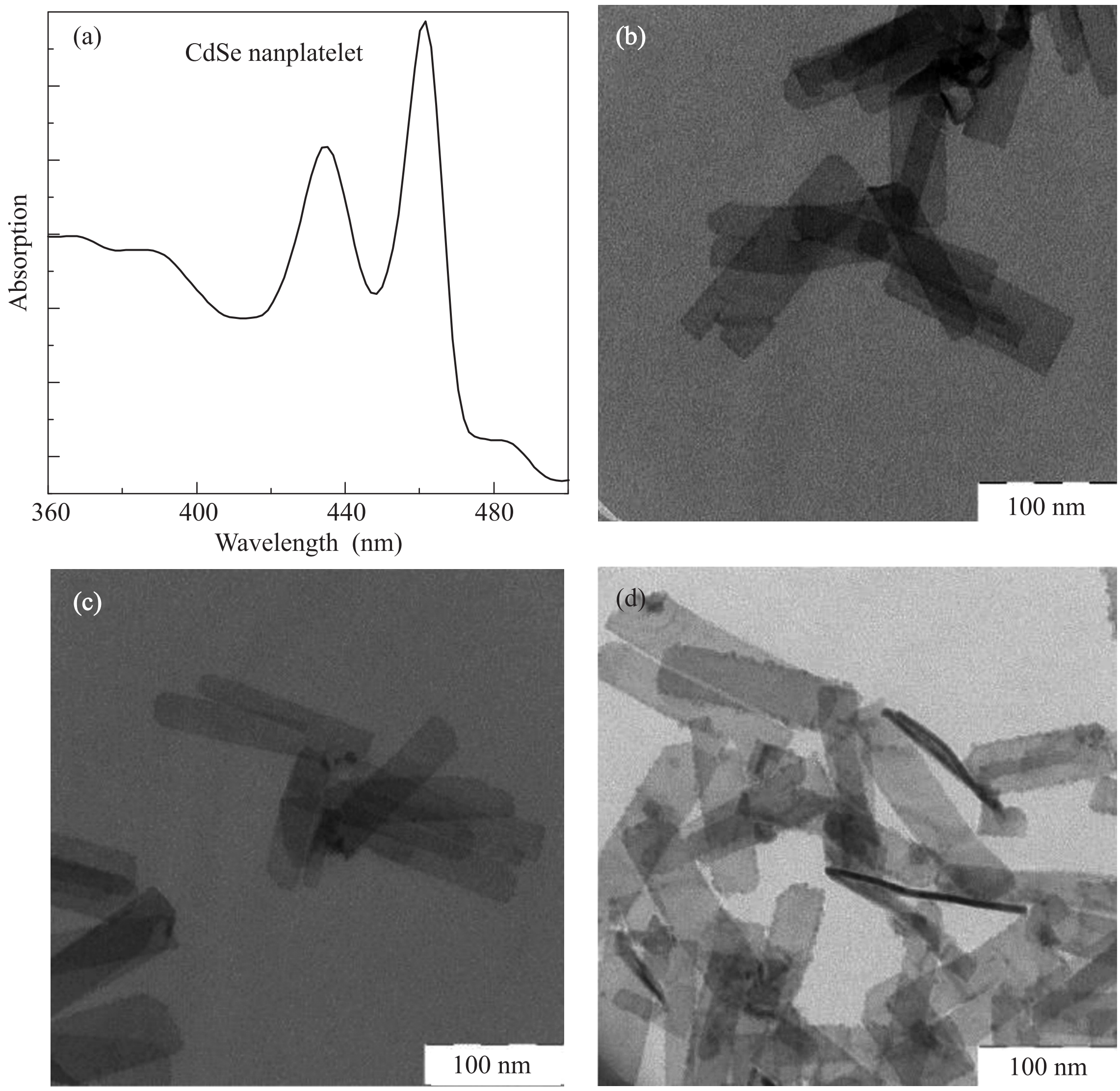

Рис. 1. (a) – Спектр поглощения коллоидного раствора нанопластинок CdSe без оболочки. Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) нанопластинок CdSe/1CdS (b), CdSe/2CdS (c) и CdSe/3CdS (d)

ного послойного осаждения материала оболочки на поверхности ранее синтезированных нанопластинок CdSe в полярной среде [20].Таким образом, были выращены гетероструктуры с одним (CdSe/1CdS), двумя (CdSe/2CdS) и тремя (CdSe/3CdS) монослоями оболочки и с длиной волны поглощения, соответствующей экситонному переходу 1hh-1e – 540, 582 и 603 нм соответственно. Изображения просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) исследуемых нанопластинок представлены на рис. 1b, c, d. Спектры линейного поглощения образцов представлены на рис. 2. Концентрация нанопластинок в растворе N-метилформамида $n \sim 10^{15}$.

Импульсами второй гармоники Nd^{3+}:YAG лазера с пассивной синхронизацией мод (длина волны $\lambda = 532$ нм) осуществлялось возбуждение экситонных переходов в нанопластинках (коллоидный раствор). Было реализовано резонансное возбуждение экситонного перехода 1hh-1e в нанопластинках CdSe/1CdS и экситонного перехода из подзоны легких дырок в подзону проводимости (1lh-1e) в нанопластиках CdSe/2CdS; возбуждение нанопластинок CdSe/3CdS осуществлялось в коротковолновый край экситонного перехода 1lh-1e (рис. 2). Излучение лазера представляло собой цуг импульсов с интервалом между импульсами 7 нс. Длительность импульсов была измерена стрик-камерой Hamamatsu C979 и составляла около 35 пс. Таким образом, при времени излучательной рекомбинации исследуемых нанопластинок (при комнатной температуре 0.5–2 нс

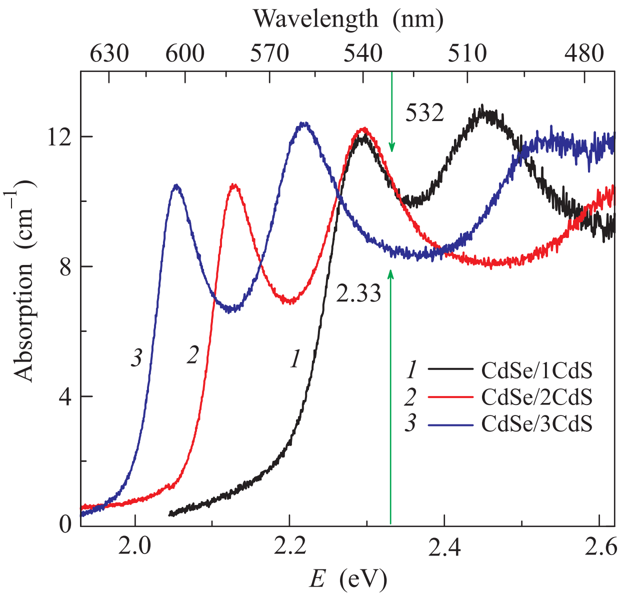

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры поглощения исследуемых коллоидных растворов нанопластинок. Стрелками указана энергия и длина волны фотона второй гармоники лазера

[12, 14, 15]) много больше длительности лазерных импульсов было реализовано нестационарное возбуждение экситонов.

Экспериментальная схема позволяла одновременно измерять распределение энергии по импульсам в падающем и прошедшем через образец цуге импульсов, что позволило определить изменение пропускания образцов в зависимости от интенсивности возбуждающих импульсов. Изменение амплитуды цугов импульсов и, соответственно, интенсивности возбуждения дополнительно осуществлялось с помощью нейтральных оптических фильтров. Для исключения влияния эффекта фотозатемнения [21–23] было проведено измерение пропускания всех образцов нанопластинок до и после воздействия на них возбуждающего излучения высокой интенсивности. Измерения проводились при комнатной температуре.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Зависимость поглощения от интенсивности накачки коллоидного раствора нанопластинок CdSe/1CdS представлена на рис. 3a. На рисунке 3b представлена схема возбуждения и релаксации экситонов в нанопластинках. Темно-зеленой стрелкой указано возбуждение образца излучением второй гармоники лазера ($\lambda = 532$ нм). Возбуждение образца CdSe/1CdS осуществляется резонансным образом с учетом однородного уширения, связанного с взаимодействием экситонов с акустическими и оптическими фононами [24–28]. Светло-зеленой стрелкой указана излучательная рекомбинация с участием экситона связанного с тяжелой дыркой. Цифрой 1 на рис. 3b обозначен процесс дефазировки экситонов, осуществляющийся посредством взаимодействия экситонов с акустическими и оптическими фононами. Релаксация экситонов в состояние с минимальной энергией происходит с субпикосекундными временами [15, 29], что много меньше длительности возбуждающих лазерных импульсов. Для данного процесса релаксации возбуждение пикосекундными импульсами носит стационарный характер.

При воздействии на коллоидную нанопластинку CdSe/1CdS излучением с энергией фотона, равной энергии экситонного перехода 1hh-1e, образуется экситон с энергией связи более 200 мэВ. С увеличением интенсивности возбуждения количество экситонов в каждой нанопластинке возрастает, что приводит к заполнению фазового пространства экситонов и уменьшению поглощения коллоидного раствора нанопластинок. Для определения концентрации экситонов, соответствующей насыщению, вводится параметр насыщения N_S (плотность или концентрация насыщения) [30]:

$$N_S = \frac{7}{32}\frac{1}{\pi a_{2D}^2}. \tag{1}$$

Для определения вклада эффекта заполнения фазового пространства в возникновение нелинейного уменьшения поглощения с увеличением интенсивности возбуждения было оценено число экситонов в каждой нанопластинке, соответствующее концентрации насыщения. Увеличение электронно-дырочной кулоновской связи за счет эффекта размерного квантования и диэлектрического усиления экситонов [31, 32] уменьшает радиус двумерного экситона примерно вдвое по сравнению с радиусом экситона в объемном полупроводнике, что было показано экспериментально и теоретически в одномерных [33–35] и двухмерных полупроводниковых нанокристаллах CdSe [12, 36, 37]. Радиус экситона в объемном CdSe составляет 56 Å [38, 39], радиус a_{2D} двумерного экситона в нанопластинках CdSe составляет около 30 Å [40]. Таким образом, при латеральных размерах нанопластинок около 25×100 нм, максимальное число экситонов в одной нанопластинке может достигать значений: $\eta = S_{\mathrm{NPL}} N_S \approx 20$, где S_{NPL} – площадь нанопластинки.

Далее была оценена интенсивность лазерного импульса, необходимая для достижения плотности насыщения N_S объема коллоидного раствора с концен-

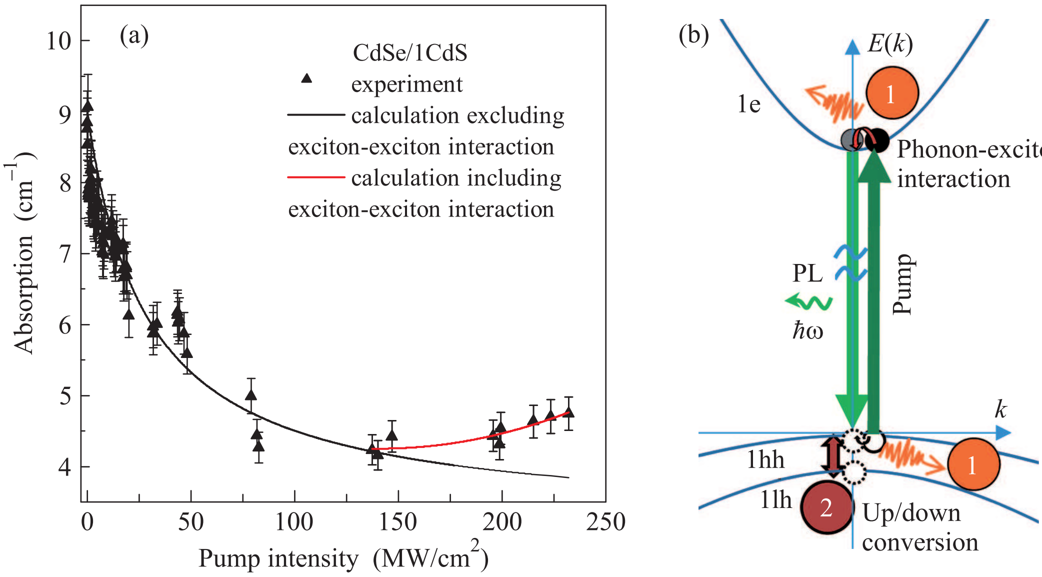

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость поглощения коллоидного раствора нанопластинок CdSe/1CdS (черные треугольники – эксперимент, черная и красная линии – расчет при учете и без учета экситон-экситонного взаимодействия соответственно). (b) – Схема возбуждения и релаксации экситонов в нанопластинках CdSe/1CdS. Цифрой 1 обозначен процесс дефазировки экситонов с участием фононов, цифрой 2 обозначен процесс обмена энергией между экситонами, связанными с тяжелыми и легкими дырками

трацией нанопластинок $n \sim 10^{15}$, ограниченного геометрическими размерами лазерного луча S_{las}:

$$I_S = \frac{\eta\hbar\omega_{\text{pump}} n l}{\tau_{\text{las}}(1-T_0)} \approx 35\,\text{МВт/см}^2, \tag{2}$$

где $l = 0.1$ см – толщина кюветы с коллоидным раствором нанопластинок, $T_0 \approx 0.4$ – линейное пропускание образца, $\tau_{\text{las}} \approx 35$ пс – длительность импульса, $\hbar\omega_{\text{pump}}$ – энергия фотона накачки ($N_{\text{ph}} = \frac{W(1-T_0)}{\hbar\omega_{\text{pump}}}$ – число фотонов, поглощающихся нанопластинками в коллоидном растворе, $W = I_S\tau_{\text{las}}S_{\text{las}}$ – энергии одиночного лазерного импульса, $N_{\text{NPL}} = nS_{\text{las}}l$ – количество возбуждаемых нанопластинок).

С другой стороны,для количественного описания измеренной зависимости нелинейного поглощения лазерных импульсов в случае однофотонного нестационарного возбуждения экситонов в нанопластинках приближенно может быть использовано скоростное уравнение [41]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\alpha_0 I}{\hbar\omega_{\text{pump}}} - \frac{N}{\tau_{\text{ex}}}, \tag{3}$$

где I – поток фотонов, τ_{ex} – время жизни экситона, α_0 – коэффициент линейного поглощения на длине волны возбуждения. При этом параметр насыщения, соответствующий экспериментальным данным, может быть найден с помощью простой модели насыщения [41]:

$$\alpha(N) = \frac{\alpha_0}{1 + N/N_S}. \tag{4}$$

Для определения интенсивности насыщения при сравнении экспериментальных результатов с расчетом удобно использовать полуэмпирическую зависимость насыщения [42]:

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0 - \alpha_1}{1 + I/I_S} + \alpha_1, \tag{5}$$

где α_1 – коэффициент поглощения при $I \gg I_S$. При аппроксимации экспериментальных данных с помощью формулы (5) (рис. 3a, черная линия) была определена интенсивность насыщения $I_S = 32 \pm \pm 5\,\text{МВт/см}^2$, значение которой совпало со значением, оцененным по формуле (2). Совпадение экспериментальных результатов с расчетами подтверждает предположение о доминирующей роли эффекта заполнения фазового пространства экситонов в нелинейном уменьшении поглощения коллоидного раствора нанопластинок при увеличении интенсивности возбуждающих импульсов.

При возбуждении экситонов с плотностью, значительно превышающей плотность насыщения N_S, выявлено, что зависимость поглощения от интенсивности изменяется. При интенсивности возбуждения образца CdSe/1CdS более 150 МВт/см^2 об-

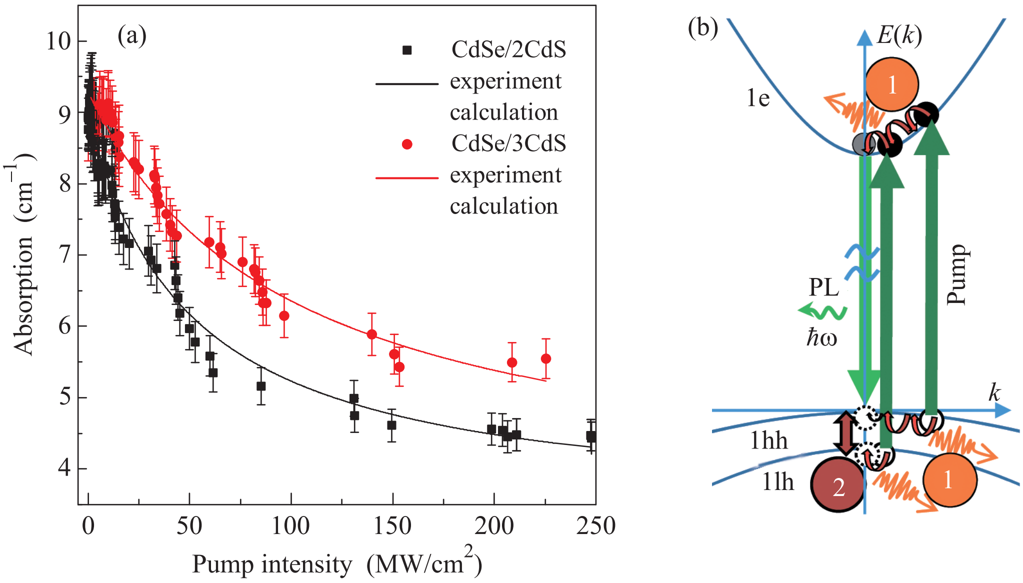

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость пропускания коллоидного раствора нанопластинок CdSe/2CdS (черные квадраты – эксперимент, черная линия – расчет), CdSe/3CdS (красные круги – эксперимент, красная линия – расчет) от интенсивности падающего излучения. (b) – Схема возбуждения и релаксации экситонов в нанопластинках CdSe/2CdS и CdSe/3CdS. Цифрой 1 обозначен процесс дефазировки экситонов с участием фононов, цифрой 2 обозначен процесс обмена энергией между экситонами, связанными с тяжелыми и легкими дырками

наружено увеличение поглощения (рис. 3a, красная линия), когда существенную роль начинает играть экситон-экситонное взаимодействие [43]. По-другому данный процесс в нанопластинках называют двух-экситонной Оже-рекомбинацией [40, 44]. Взаимодействие экситонов приводит к их ускоренной релаксации и появлению электронно-дырочной плазмы. Характерные времена релаксации при экситон-экситонном взаимодействии в нанопластинках CdSe составляют около 10 пс [44], что меньше длительности возбуждающих импульсов.

Кроме этого, обнаруженное увеличение поглощения, может быть объяснено возрастающей вероятностью процесса передачи энергии “вверх” от экситонов, связанных с тяжелыми дырками, экситонам, связанным с легкими дырками (обозначено цифрой 2 на рис. 3b). Влияние обмена энергией между экситонами, связанными с легкими и тяжелыми дырками, на нелинейное поглощение коллоидных растворов нанопластинок CdSe/CdS было экспериментально обнаружено и изучено методом накачки и зондирования при стационарном возбуждении [45–47]. Времена обмена энергией между экситонами сравнимы с длительностью пикосекундных возбуждающих импульсов.

Зависимость поглощения от интенсивности накачки была измерена для коллоидных растворов нанопластинок CdSe/2CdS и CdSe/3CdS, возбуждаемых в резонанс и в коротковолновый край экситонного перехода 1lh-1e соответственно (рис. 4a). Схема возбуждения и релаксации экситонов в нанопластинках CdSe/2CdS и CdSe/3CdS представлена на рис. 4b (обозначения соответствуют рис. 3b). Для образцов CdSe/2CdS и CdSe/3CdS при аппроксимации экспериментальных данных с помощью формулы (5) были получены значения интенсивности насыщения $I_S = 50 \pm 7$ МВт/см^2 и $I_S = 100 \pm 10$ МВт/см^2, соответственно (рис. 4a).

Отличие полученных величин интенсивностей насыщения от значения I_S нанопластинок CdSe/1CdS может быть объяснено различными режимами возбуждения. Нанопластинки CdSe/2CdS возбуждаются в резонанс с экситонным переходом 1lh-1e, при этом состояния, соответствующие экситонному переходу 1hh-1e также возбуждаются (рис. 4b). Таким образом, большее по сравнению с нанопластинками CdSe/1CdS значение интенсивности насыщения и сравнимое нелинейное уменьшение поглощения объясняется необходимостью заполнения как состояний, соответствующих экситонным переходам 1lh-1e, так и 1hh-1e. Кроме этого, время передачи энергии “вниз” от экситонов, связанных с легкими дырками, экситонам, связанным с тяжелыми дырками, меньше, чем обратный процесс [47], что также снижает темп заполнения фазового пространства экситонов 1lh-1e. Наибольшая из трех образцов интенсивность насыщения была измерена для нанопластинок CdSe/3CdS, возбуждение которых осуществлялось в коротковолновый край экситонного перехода 1lh-1e, что существенно снижает силу осциллятора данного перехода, по сравнению со случаем резонансного возбуждения. Стоит обратить внимание, что для исследуемого диапазона интенсивностей возбуждения коллоидных растворов нанопластинок CdSe/2CdS и CdSe/3CdS не было обнаружено увеличения поглощения при высоких интенсивностях, как для коллоидного раствора нанопластинок CdSe/1CdS. Это объяснено не достаточной интенсивностью возбуждения для достижения концентрации экситонов, при которой существенную роль начинает играть экситон-экситонное взаимодействие.

Выводы. Определены особенности нелинейного поглощения нанопластинок CdSe с оболочкой CdS в случае однофотонного нестационарного возбуждения экситонов пикосекундными лазерными импульсами. В зависимости от толщины оболочки CdS было реализовано резонансное возбуждение экситонных переходов 1lh-1e и 1hh-1e, а также возбуждение в коротковолновый край экситонного перехода 1lh-1e. Обнаружено увеличение пропускания коллоидных растворов нанопластинок на длине волны лазерного возбуждения, которое было объяснено эффектом заполнения фазового пространства экситонов. Установленные различия в величинах интенсивностей насыщения при разных режимах возбуждения были объяснены конкуренцией процессов возбуждения и релаксации экситонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (РНФ), грант # 18-72-00075.

---

1. Ал. Л. Эфрос, А. Л. Эфрос, ФТП **16**, 1209 (1982).
2. D. Boese, W. Hofstetter, and H. Schoeller, Phys. Rev. B **66**, 125315 (2002).
3. V. N. Mantsevich, N. S. Maslova, and P. I. Arseyev, Solid State Commun. **168**, 36 (2013).
4. P.I. Arseyev, N.S. Maslova, and V.N. Mantsevich, JETP Lett. **95**, 521 (2012).
5. V. N. Mantsevich, N. S. Maslova, and P. I. Arseyev, Solid State Commun. **199**, 33 (2014).
6. V. I. Klimov, *Nanocrystal quantum dots*, 2-nd ed, CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, London, N.Y. (2010), ch. 6.
7. A. M. Smirnov, M. V. Kozlova, and V. S. Dneprovskii, Optics and Spectroscopy **120**, 472 (2016).
8. V. Dneprovskii, E. Zhukov, M. Kozlova, A. Smirnov, and T. Wumaier, Moscow University Physics Bulletin **67**, 201 (2012).
9. A. M. Smirnov, A. D. Golinskaya, K. V. Ezhova, V. N. Mantsevich, and V. S. Dneprovskii, JETP Lett. **104**, 674 (2016).
10. A. S. Kulagina, V. V. Danilov, V. B. Shilov, K. M. Grigorenko, V. V. Vlasov, and G. M. Ermolaeva, Optics and Spectroscopy **123**, 164 (2017).
11. E. N. Bodunov, V. V. Danilov, A. S. Panfutova, and A. L. Simoes Gamboa, Ann. Phys. (Berlin) **528**, 272 (2016).
12. S. Ithurria, M. D. Tessier, B. Mahler, R. P. S. M. Lobo, B. Dubertret, and Al. L. Efros, Nature Mater. **10**, 936 (2011).
13. M. Pelton, S. Ithurria, R. D. Schaller, D. S. Dolzhikov, and D. V. Talapin, Nano Lett. **12**, 6158 (2012).
14. F. M. Olutas, B. Guzelturk, Y. Kelestemur, A. Yeltik, S. Delikanli, and H. V. Demir, ACS Nano **9**, 5041 (2015).
15. F. T. Rabouw, J. C. van der Bok, P. Spinicelli, B. Mahler, M. Nasilowski, S. Pedetti, B. Dubertret, and D. Vanmaekelbergh, Nano Lett. **16**, 2047 (2016).
16. А. М. Смирнов, А. Д. Голинская, Б. М. Саиджонов, Р. Б. Васильев, В. Н. Манцевич, В. С. Днепровский, Письма в ЖЭТФ (2019) (принято к публикации).
17. S. Ithurria and B. Dubertret, JACS Communications **130**, 16504 (2008).
18. R. B. Vasiliev, A. I. Lebedev, E. P. Lazareva, N. N. Shlenskaya, V. B. Zaytsev, A. G. Vitukhnovsky, Y. Yao, and K. Sakoda, Phys. Rev. B **95**, 165414 (2017).
19. N. N. Schlenskaya, Y. Yao, T. Mano, T. Kuroda, A. V. Garshev, V. F. Kozlovskii, A. M. Gaskov, R. B. Vasiliev, and K. Sakoda, Chem. Mater. **29**, 579 (2017).
20. B. M. Saidzhonov, V. F. Kozlovsky, V. B. Zaytsev, and R. B. Vasiliev, J. Lumin, https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2019.01.052 (just accepted manuscript) (2019).
21. P. Horan and W. Blau, JOSA B **7**, 304 (1990).
22. C. Flytzanis, D. Ricard, and M. C. Schanne-Klein, J. Lumin. **70**, 212 (1996).
23. P. Roussignol, D. Ricard, J. Lukasik, and C. Flytzanis, JOSA B **4**, 5 (1987).
24. A. Al. Salman, A. Tortschanoff, M. B. Mohamed, D. Tonti, F. van Mourik, and M. Cherguic, Appl. Phys. Lett. **90**, 093104 (2007).
25. Y. N. Hwang, S. H. Park, and D. Kim, Phys. Rev. B **59**, 7285 (1999).
26. F. Gindele, K. Hild, W. Langbein, and U. Woggon, J. Lumin. **87**–**89**, 381 (2000).
27. S. Rudin, T. L. Reinecke, and B. Segall, Phys. Rev. B **42**, 11218 (1990).
28. J. P. Zheng and H. S. Kwok, JOSA B **9**, 2047 (1992).
29. P. Sippel, W. Albrecht, J. C. van der Bok, R. J. A. van Dijk-Moes, T. Hannappel, R. Eichberger, and D. Vanmaekelbergh, Nano Lett. **15**, 2409 (2015).

30. S. Schmitt-Rink, D.S. Chemla, and D.A.B. Miller, Phys. Rev. B **32**, 6601 (1985).
31. Н. С. Рытова, Докл. АН СССР **163**, 1118 (1965).
32. L. V. Keldysh, JETP Lett. **29**, 658 (1979).
33. Е. А. Муляров, С. Г. Тиходеев, ЖЭТФ **111**, 274 (1997).
34. S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. L. Yablonskii, A. B. Dzyubenko, L. V. Kulik, V. D. Kulakovskii, and A. Forchel, Phys. Status Solidi (A) **164**, 179 (1997).
35. E. A. Muljarov, E. A. Zhukov, V. S. Dneprovskii, and Y. Masumoto, Phys. Rev. B **62**, 7420 (2000).
36. N. A. Gippius, A. L. Yablonskii, A. B. Dzyubenko, and S. G. Tikhodeev, J. Appl. Phys. **83**, 5410 (1998).
37. L. V. Kulik, V. D. Kulakovskii, M. Bayer, A. Forchel, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, Phys. Rev. B **54**, R2335 (1996).
38. A. I. Ekimov, F. Hache, M. C. Schanneklein, D. Ricard, C. Flytzanis, I. A. Kudryavtsev, T. V. Yazeva, A. V. Rodina, and A. L. Efros, JOSA B **10**, 100 (1993).
39. Al. L. Efros, M. Rosen, M. Kuno, M. Nirmal, D. Norris, and M. Bawendi, Phys. Rev. B **54**, 4843 (1996).
40. L. T. Kunneman, M. D. Tessier, H. Heuclin, B. Dubertret, Y. V. Aulin, F. C. Grozema, J. M. Schins, and L. D. A. Siebbeles, J. Phys. Chem. Lett. **4**, 3574 (2013).
41. H. M. Gibbs, G. Khitrova, and N. Peyghambarian, *Nonlinear Photonics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1990).
42. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, D. J. Eilenberger, and P. W. Smith, Appl. Phys. Lett. **41**, 679 (1982).
43. G. A. Boiko, V. S. Dneprovskii, M. V. Kraevskii, K. Marinova, S. M. Oak, E. K. Silina, and V. S. Fokin, Phys. Status Solidi b **85**, 111 (1978).
44. E. Baghani, S. K. O'Leary, I. Fedin, D. V. Talapin, and M. Pelton, J. Phys. Chem. Lett. **6**, 1032 (2015).
45. A. M. Smirnov, A. D. Golinskaya, D. V. Przhiyalkovskii, M. V. Kozlova, B. M. Saidzhonov, R. B. Vasiliev, and V. S. Dneprovskii, Semiconductors **52**, 1798 (2018).
46. A. M. Smirnov, A. D. Golinskaya, M. V. Kozlova, D. V. Przhiyalkovskii, B. M. Saidzhonov, R. B. Vasiliev, and V. S. Dneprovskii, Proceedings of SPIE **10684**, 1068421 (2018).
47. V. N. Mantsevich, D. S. Smirnov, A. M. Smirnov, A. D. Golinskaya, M. V. Kozlova, B. M. Saidjonov, V. S. Dneprovskii, and R. B. Vasiliev, arXiv:1807.00697 (2018).