

07;08

## Исследование особенностей электронного спектра квантовых точек узкозонных полупроводников

© В.Ф. Кабанов, А.И. Михайлов, М.В. Гавриков

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия  
E-mail: maks.gavrikov.96@gmail.com

Поступило в Редакцию 8 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 24 июня 2022 г.

Принято к публикации 25 июня 2022 г.

Исследованы образцы с квантовыми точками узкозонных полупроводников группы  $A_3B_5$  (антимонид индия) и группы  $A_2B_6$  (селенид ртути). Проанализированы спектры поглощения исследуемых квантовых точек и проведена оценка соответствия максимумов на спектральных характеристиках модельным представлениям рассчитанного электронного энергетического спектра для рассматриваемых материалов. Сделан вывод, что используемые модельные представления требуют уточнений, в первую очередь связанных с тем, что исследуемые объекты являются нанокристаллами со сложной геометрией.

**Ключевые слова:** квантовые точки, антимонид индия, селенид ртути, электронный энергетический спектр.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.16.53199.19220

Одним из наиболее перспективных и интересных в свете практических приложений объектов исследования являются квантовые точки (КТ) полупроводниковых материалов из групп  $A_3B_5$  и  $A_2B_6$ . Соединения  $A_3B_5$  (прежде всего InSb) и некоторые из соединений  $A_2B_6$  (HgTe, HgSe) обладают характерными особенностями энергетического спектра (малая ширина запрещенной зоны  $\sim 0.2$  eV) и экстремально малыми значениями эффективной массы электронов проводимости. Поэтому специфические явления, связанные с размерным квантованием энергетического спектра электронов, могут проявляться в сравнительно больших по размерам структурах (например, для InSb до 30 nm), что может существенно упростить технологию получения и работу с такими объектами [1–4].

Электронным спектром КТ можно управлять различными способами: введением примесных атомов (допированием), введением структурных дефектов, физическими воздействиями и пр. [5–9]. Благодаря появлению в КТ дополнительных дискретных уровней энергии электрона, а также при соблюдении некоторых дополнительных условий в этих структурах может быть реализован такой вид поглощения электромагнитного излучения, который связан с оптическими переходами между уровнями одной и той же энергетической квазизоны. Это поглощение можно назвать межуровневым.

Поглощение указанного вида обладает следующими свойствами.

1. Спектр данного поглощения является селективным, т. е. поглощение имеет место при определенных значениях энергии фотонов:

$$\hbar\nu \approx \varepsilon_{ci+1} - \varepsilon_{ci},$$

где  $\varepsilon_{ci}$  —  $i$ -й дискретный уровень электрона в квазизоне проводимости.

2. Частоты спектра этого поглощения будут лежать в ИК-области, поскольку

$$\hbar\nu \sim \frac{(\pi\hbar)^2}{2m^*a^2},$$

где  $m^*$  — эффективная масса электрона проводимости,  $a$  — характерный размер КТ. Например, для КТ InSb с характерным размером от 25 до 30 nm длина волны кванта межуровневого перехода будет лежать в интервале от 9 до 14  $\mu\text{m}$ . Это важный для практики диапазон детектирования электромагнитного излучения с учетом применений в области электронной техники и медицины.

Отличительной особенностью КТ узкозонных полупроводников является то, что энергетический зазор между дискретными уровнями (например,  $\varepsilon_{ci2} - \varepsilon_{ci1}$ ) может заметно превышать значение ширины запрещенной зоны ( $\varepsilon_g$ ) объемного материала [5]. Это может существенно расширить функциональные возможности приборов с использованием КТ подобных материалов, а также обеспечить возможность управляемого изменения их спектра поглощения.

В работе исследованы образцы с квантовыми точками полупроводников группы  $A_3B_5$  (антимонид индия) и группы  $A_2B_6$  (селенид ртути), поскольку квантовое ограничение в выбранных материалах позволяет контролировать ширину запрещенной зоны в широком спектре ИК-диапазона [10,11]. Технологии получения исследуемых КТ подробно описаны в работах [12,13].

Слои с КТ были нанесены на стеклянные подложки и исследованы при помощи просвечивающего электронного микроскопа Libra 120 (Zeiss, Germany), сканирующего зондового микроскопа SOLVER NANO (NT-MDT, Россия) и ИК-фурье-спектрометра IRAffinity-1 (Shimadzu Corp., Japan).

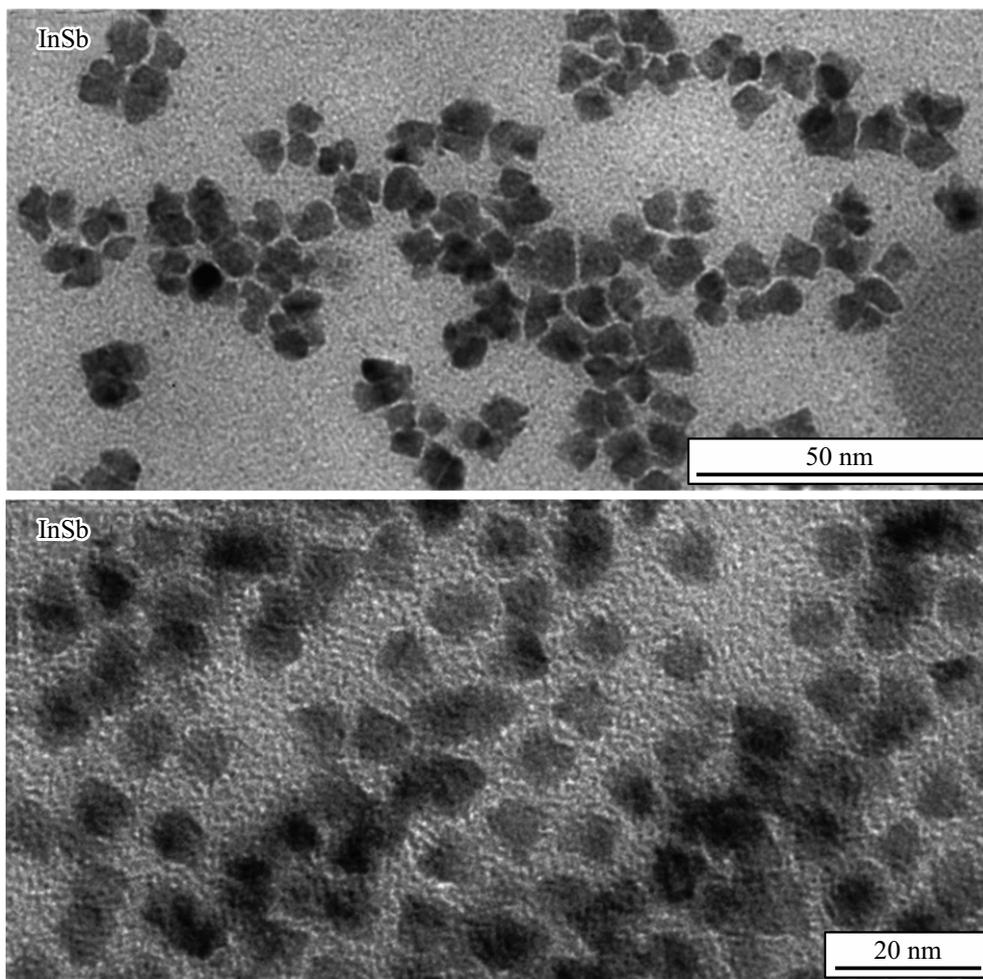


Рис. 1. ПЭМ-изображения КТ InSb.

Типичные изображения, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), для КТ InSb представлены на рис. 1.

Характерные размеры КТ составляли 10–12 nm. Квантовые точки были определены как нанокристаллы со сложной геометрией, но все же более близкой к кубической форме. Это позволило использовать как наиболее адекватную „кубическую“ модель [14] для расчета энергетического спектра КТ.

Наиболее важное с практической точки зрения значение могут иметь фундаментальные энергетические переходы ( $\varepsilon_{c1} - \varepsilon_{v1}$ ) и переходы между первым и вторым дискретными уровнями электрона в квазизоне проводимости КТ. В этом случае

$$\varepsilon_{c2} - \varepsilon_{c1} \approx \frac{3(\pi\hbar)^2}{2m^*a^2}. \quad (1)$$

Рассчитанные энергетические спектры для электронов проводимости указанных КТ представлены на рис. 2.

Проведены исследования спектров поглощения макрообразцов с исследуемыми квантовыми точками. Типичные результаты представлены на рис. 3.

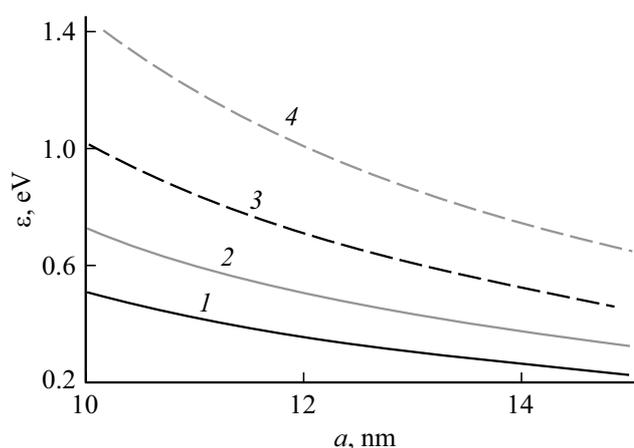
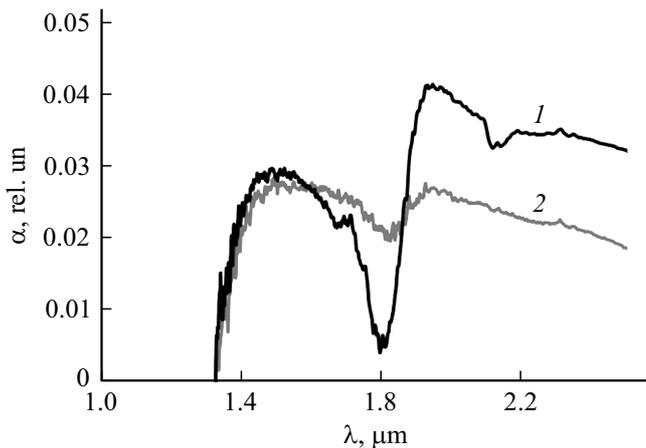


Рис. 2. Рассчитанные значения энергий первого (сплошные линии) и второго (штриховые линии) уровней электрона в КТ. 1, 3 — InSb; 2, 4 — HgSe.

Максимумы на спектральных зависимостях коэффициента поглощения могут быть интерпретированы как пе-



**Рис. 3.** Типичные спектральные зависимости коэффициента поглощения КТ. 1 — HgSe, 2 — InSb.

переходы между дискретными уровнями электрона квази-зоны проводимости КТ. Как следует из анализа, экспериментальные результаты являются близкими к расчетным для КТ исследуемых полупроводниковых материалов со схожими характерными размерами и значениями эффективной массы электрона. Это может быть обусловлено следующим.

Первый максимум, соответствующий длине волны поглощения  $1.5 \mu\text{m}$ , связан с фундаментальным поглощением:

$$\varepsilon_{\hbar\nu} = \varepsilon_{g_0} + \varepsilon_{c1} + \varepsilon_{v1}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_{\hbar\nu}$  — энергия кванта в области максимума поглощения,  $\varepsilon_{g_0}$  — ширина запрещенной зоны объемного материала,  $\varepsilon_{c1}$  — величина первого уровня энергии электрона квантовой точки, отсчитываемой от дна зоны проводимости объемного материала,  $\varepsilon_{v1}$  — величина первого уровня энергии дырки, отсчитываемой от потолка валентной зоны объемного материала.

Эффективная масса электрона в рассматриваемых материалах (порядка  $0.014m_0$  для InSb и  $0.020m_0$  для HgSe, где  $m_0$  — масса свободного электрона) существенно меньше, чем эффективная масса дырки, и в выражении (2) можно пренебречь  $\varepsilon_{v1}$  по сравнению с  $\varepsilon_{c1}$ .

С учетом того, что  $\varepsilon_{g_0}$  для InSb составляет примерно  $0.18 \text{ eV}$ , можно оценить величину  $\varepsilon_{c1}$ , которая составила  $0.64\text{--}0.65 \text{ eV}$ . Это значение соответствует (с точностью до  $2kT$ ) размерам, полученным с помощью прямого ПЭМ-измерения и используемой модели (рис. 1 и 2).

Положение второго максимума (рис. 3), которое можно интерпретировать как отвечающее переходу между первым и вторым уровнями энергетического спектра электрона КТ, при указанных характерных размерах КТ и использовании выражения (1) не соответствует рассчитанным значениям  $\varepsilon_{c2} - \varepsilon_{c1}$ . Оценки характерного размера КТ исходя из положения максимумов на спектральной характеристике и расчета по формуле (1)

дают величину не менее  $20 \text{ nm}$ , что заметно превышает значения, измеренные при помощи ПЭМ (рис. 1).

Таким образом, в работе были проведены исследования образцов с КТ узкозонных полупроводников группы  $A_3B_5$  (антимонид индия) и группы  $A_2B_6$  (селенид ртути). Проанализированы спектры поглощения исследуемых КТ и проведена оценка соответствия максимумов на спектральных характеристиках модельным представлениям рассчитанного энергетического спектра электрона для рассматриваемых материалов. Результаты, соответствующие фундаментальным переходам между дискретными уровнями, как следует из анализа, являются адекватными для КТ исследуемых полупроводниковых материалов со схожими характерными размерами и значениями эффективной массы электрона.

Положение второго максимума, которое можно интерпретировать как отвечающее переходу между первым и вторым уровнями энергетического спектра электрона в квази-зоне проводимости КТ, при указанных характерных размерах КТ и используемой модели не соответствует рассчитанным значениям. Это позволяет сделать вывод, что модельные представления, используемые при расчете энергетического спектра КТ рассматриваемых узкозонных полупроводников (для второго и более высоких уровней), требуют уточнений, необходимость которых в первую очередь связана с тем, что исследуемые объекты являются нанокристаллами со сложной геометрией.

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] А.И. Михайлов, В.Ф. Кабанов, М.В. Гавриков, Письма в ЖТФ, **46** (7), 36 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.07.49218.18145 [A.I. Mikhailov, V.F. Kabanov, M.V. Gavrikov, Tech. Phys. Lett., **46**, 339 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020040100].
- [2] В.Ф. Кабанов, А.И. Михайлов, М.В. Гавриков, Письма в ЖТФ, **47** (8), 44 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.08.50854.18662 [V.F. Kabanov, A.I. Mikhailov, M.V. Gavrikov, Tech. Phys. Lett., **47**, 385 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021040209].
- [3] В.Ф. Кабанов, А.И. Михайлов, М.В. Гавриков, ФТП, **55** (3), 237 (2021). DOI: 10.21883/FTP.2021.03.50601.9471 [V.F. Kabanov, A.I. Mikhailov, M.V. Gavrikov, Semiconductors, **55**, 315 (2021). DOI: 10.1134/S1063782621030106].

- [4] А.И. Михайлов, В.Ф. Кабанов, И.А. Горбачев, Е.Г. Глуховской, ФТП, **52** (6), 603 (2018). DOI: 10.21883/FTP.2018.06.45923.8443 [A.I. Mikhailov, V.F. Kabanov, I.A. Gorbachev, E.G. Glukhovsky, Semiconductors, **52**, 750 (2018). DOI: 10.1134/S1063782618060155].
- [5] V.F. Kabanov, A.I. Mikhailov, M.V. Gavrikov, Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, **12** (1), 113 (2021). DOI: 10.17586/2220-8054-2021-12-1-113-117
- [6] D. Mocatta, G. Cohen, J. Schattner, O. Millo, E. Rabani, U. Banin, Science, **332** (6025), 77 (2011). DOI: 10.1126/science.1196321
- [7] А.А. Сергеев, К.А. Сергеева, А.А. Леонов, Междунар. науч.-исслед. журн., № 9-1 (75), 47 (2018). DOI: 10.23670/IRJ.2018.75.9.008
- [8] Г.И. Целиков, С.Г. Дорофеев, П.Н. Тананаев, В.Ю. Тимошенко, ФТП, **45** (9), 1219 (2011). [G.I. Tselikov, S.G. Dorofeev, P.N. Tananaev, V.Yu. Timoshenko, Semiconductors, **45**, 1173 (2011). DOI: 10.1134/S1063782611090223].
- [9] W. Liu, A.Y. Chang, R.D. Schaller, D.V. Talapin, J. Am. Chem. Soc., **134** (50), 20258 (2012). DOI: 10.1021/ja309821j
- [10] M.H. Hudson, M. Chen, V. Kamysbayev, E.M. Janke, X. Lan, G. Allan, C. Delerue, B. Lee, P. Guyot-Sionnest, D.V. Talapin, ACS Nano, **12** (9), 9397 (2018). DOI: 10.1021/acsnano.8b04539
- [11] A. Robin, C. Livache, S. Ithurria, E. Lacaze, B. Dubertret, E. Lhuillier, ACS Appl. Mater. Interfaces, **8** (40), 27122 (2016). DOI: 10.1021/acсами.6b09530
- [12] A.I. Mikhailov, V.F. Kabanov, M.V. Gavrikov, J. Phys.: Conf. Ser., **1410**, 012048 (2019). DOI: 10.1088/1742-6596/1410/1/012048
- [13] Н.Д. Жуков, О.Ю. Цветкова, М.В. Гавриков, А.Г. Роках, Т.Д. Смирнова, С.Н. Штыков, ФТП, **56** (4), 401 (2022). DOI: 10.21883/FTP.2022.04.52195.9779
- [14] В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин, *Основы наноэлектроники* (Физматкнига, Логос, М., 2006).