

3. Mayburg, S. Temperature limitation of continuous operation of GaAs lasers // J. Appl. Phys. – 1963. – Vol. 34, No. 11. – P. 3417.
4. Keyes, R.W. Thermal problems of the injection lasers // IBM J. Res. and Dev. – 1965. – Vol. 9, № 4. – P. 303.
5. Vilms, J. Optimization of the GaAs injection laser for maximum CW power output / J. Vilms, L. Wandinger, K.L. Kohn // IEEE J. Quant. Electron. – 1966. – Vol. 2, No. 4. – P. 80.
6. Елисеев, П.Г. Спонтанное и когерентное излучение эпитаксиальных *p-n*-переходов в арсениде галлия / П.Г. Елисеев, И. Исмаилов, А.И. Красильников [и др.] // ФТП. – 1967. – Т.1, № 9. – С. 1315.
7. Dument, J.C. Continuous operation of GaAs junction lasers on diamond heat sinks at 2000 °K / J.C. Dument, L.A. D'Asaro // Appl. Phys. Lett. – 1967. – Vol. 11, No. 9. – P. 292.
8. Кружилин, Ю.И. О роли термоупругих напряжений в инжекционном лазере / Ю.И. Кружилин, В.И. Швейкин, Н.В. Антонов, Ю.И. Колосков // Известия вузов СССР – Радиоэлектроника. – 1969. – Т.12, № 7. – С. 692–700.
9. Шерстнев, В.А. Термоупругие напряжения в системе лазерный диод-хладопровод / В.А. Шерстнев, А.Н. Кузьмин, Г.И. Рябцев // Весці АН БССР. – 1987, № 4. – С. 75–80.
10. Поляков, М.Е. О внутренних механических напряжениях (Al,Ga)As гетеролазеров // Известия АНБ. Сер. физ. - мат. наук. – 1981, № 5. – С. 71–75.
11. Гречушников, Б.Н. Температурные напряжения в кубических кристаллах / Б.Н. Гречушников, Д. Бродовский // Кристаллография. – 1956. – Т. 1. – С. 597–599.
12. Боли, Б.А. Теория температурных напряжений / Б.А. Боли, Д.Х. Уэйнер – М.: Мир, 1964.
13. Трехмерные задачи математической теории упругости и термоупругости / Под ред. В.Д. Купрадзе. – М., 1976.
14. Подстригач, Я.С. Неустановившиеся температурные поля и напряжения / Я.С. Подстригач, Ю.М. Коляно – Киев: Наук. думка, 1972; Обобщенная термомеханика. – Киев: Наук. думка, 1976.
15. Кошляков, Н.С. Уравнения в частных производных математической физики / Н.С. Кошляков, Э.Б. Глинер, М.М. Смирнов – М.: Высшая школа, 1970. – 712 с.
16. Тимошенко, С.П. Теория упругости / С.П. Тимошенко, Дж. Гудьер – М., 1979. – 560 с.
17. Филоненко-Бородич, М.М. Теория упругости. – М: ГИФМЛ, 1959. – 364 с.
18. Паращук, В.В. Повышение эффективности мощных диодных лазеров при использовании алмазных теплопроводов / В.В. Паращук, Г.И. Рябцев, А.К. Беляева [и др.] // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 4. – С. 301–304.
19. Ермаков, О.Н. Влияние температурных эффектов на характеристики полупроводниковых источников излучения // Обз. по электр. техн. Сер.2, Полупроводниковые приборы. – 1987. – В.1 (1254). – М.: ЦНИИ Электроника. – 56 с.
20. Ермаков, О.Н. Влияние температурных эффектов на рекомбинационные процессы в полупроводниковых источниках излучения. – Ч. I. Физические аспекты // Обз. по электр. техн. Сер. 2: полупроводниковые приборы. – 1986. – В.5 (1193). – М.: ЦНИИ Электроника. – 71 с.
21. Романов, А.С. Механические напряжения в тонких пленках / А.С. Романов, В.В. Щеглова // Обз. по электрон. техн. Сер.: полупроводниковые приборы. – 1981. – В.6 (798). – М.: ЦНИИ Электроника. – 68 с.
22. Гольдштейн, Р.В. Отслоение покрытий под действием термоупругих напряжений / Р.В. Гольдштейн, Н.М. Осипенко // Вестник СамГУ. Естеств. сер. – 2007, № 4 (54). – С. 66–83.
23. Гарнов, С.В. Исследование возможности создания мульткиловаттного твердотельного лазера с многоканальной диодной накачкой на основе оптически плотных активных сред / С.В. Гарнов, В.А. Михайлов, Р.В. Серов [и др.] // Квант. электрон. – 2007. – Т. 37, № 10. – С. 910–915.
24. Смирнов, В.А. Распределение температуры и термоупругих напряжений в активном элементе в виде тонкого диска с произвольной оптической плотностью / В.А. Смирнов, И.А. Щербаков // Квант. электрон. – 2008. – Т. 38, № 12. – С. 1105–1109.
25. Паращук, В.В. Моделирование процессов электротеплового взаимодействия в диодной лазерной системе / В.В. Паращук, К.И. Русаков, Vu Doan Mien [и др.] // Вестник Брестского государственного технического университета. – Физика, математика, информатика. – 2010, № 5. – С. 89–94.
26. Brantley, W.A. Calculated elastic constants for stress problems associated with semiconductor devices // J. Appl. Phys. – 1973. – Vol. 44, № 1. – P. 534–535.
27. Nannichi, Y. Rapid degradation in double-heterostructure lasers. Semiquantitative analyses on the propagation of dark line defects / Y. Nannichi, J. Matsui, K. Ishida // Jap. J. Appl. Phys. – 1975. – Vol. 14. – P. 1561–1568.
28. Безотосный, В.В. Моделирование тепловых параметров мощных линеек лазерных диодов. Двумерная нестационарная модель / В.В. Безотосный, Х.Х. Кумыков // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 3. – С. 225–228.
29. Паращук, В.В. Оптимизация тепловых режимов диодных лазеров / В.В. Паращук, А.К. Беляева, В.В. Баранов [и др.] // Известия Томского политехнического университета. Энергетика. – 2009. – Т. 315, № 4. – С. 137–141.
30. Loosen, Peter. Cooling and Packaging of High-Power Diode Lasers / Edit. R. Diehl: High-Power Diode Lasers, Topics Appl. Phys. – 2000. – Vol. 78. – P. 289–301.

Материал поступил в редакцию

**PARASHCHUK V.V., RUSAKOV K.I., VU DOAN MIEN Modelling of critical operating mode of powerful diode lasers**

Numerically and analytically in three-dimensional approached simulated the influence of thermoelastic stress in system a laser diode - heatsink (contact layer), occurred owing to spatial inhomogeneity of a thermal field, on output characteristics of the device at various operating modes. Dependence of critical density of a pumping current from duration of a pulse, geometry and thermophysical parameters of laser system, including for modern heat-transmitting materials of a substrate (diamond, boron cubic nitride) is investigated. Within the framework of the considered approach optimum conditions on quality of positioning planting a laser crystal on a heatsink substrate and process of assembly of diode lasers as a whole are found.

УДК 538.9:546.87:537.63

**Пинчук А.И., Якимович К.С.**

**МЕТОДИКА МИКРОИНДЕНТИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ПРИЛОЖЕНИЯ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ К ОБРАЗЦУ**

**Введение.** Как известно, микроиндентирование является удобным методом исследования механических свойств кристаллов.

Например, для пластичных поликристаллических материалов выполняются соотношение  $H_{\mu} = 3\sigma$  [1], где  $H_{\mu}$  – микротвердость,  $\sigma$  –

*Пинчук А.И.,* доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета.

*Якимович К.С.,* студент строительного факультета Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Физика, математика, информатика

одноосное деформирующее напряжение. Кроме того, по форме отпечатка алмазного индентора можно судить о механизме пластической деформации. В последнее десятилетие активно ведутся исследования по магнитопластичности диамагнитных материалов [2–8]. Большинство исследователей склоняется к выводу, что слабое магнитное поле (МП) создает условия для открепления дислокаций от локальных магниточувствительных дефектов, а дальнейшее их движение обуславливается полями далекодействующих внутренних напряжений кристалла.

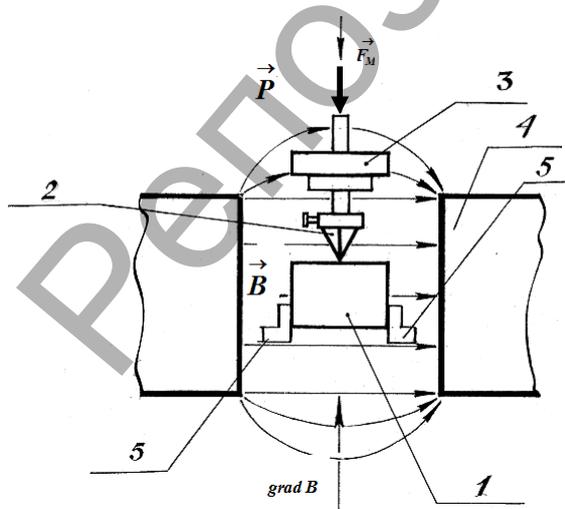
В этой связи актуально рассмотреть методику микроиндентирования образцов при приложении поля (МП) с целью изучения магнито-пластического эффекта, а также низкополевого электромагнито-пластического эффекта (low-field electromagneto-plastic effect). Для нагружения в «точке» была создана специальная установка являющаяся приставкой к стандартному микротвердомеру ПМТ-3. Схема приложения МП к образцу крепления кристалла показана на рисунке 1. Кристалл закреплялся в нижней части путем поджатия дивизионными пластинами по всей длине кристалла.

Предлагаемая методика может применяться, в частности, для изучения магнито-пластического эффекта и низкоэнергетического электромагнито-пластического эффекта в кристалла типа висмута, в которых пластическая деформация реализуется как скольжением, так и двойникованием.

**Результаты и обсуждение.** Инструментальные эффекты, возникающие при подведении МП к образцу, могут быть разделены на две группы: искажение магнитного потока ферромагнитными деталями оборудования и действие сил максвелловских напряжений. Последние приводят к дополнительному механическому давлению на индентор в условиях градиента МП на верхнем срезе зазора сердечника электромагнита (рис. 1).

Как видно из рисунка, в этой области линии МП выпуклы наружу. В результате возникает пондеромоторная сила, вектор которой направлен в область более сильного МП, т.е. в область зазора сердечника электромагнита. В результате, на стальную оправку алмазного индентора, а также грузы на штоке индентора, действует объемная пондеромоторная сила  $F_M$ . Объемная плотность этой силы может быть найдена из следующих соображений. Как известно, сила, действующая на магнитный момент  $\vec{p}_m$  в неоднородном МП с индукцией  $\vec{B}$ , находится из формулы

$$\vec{F}_M = \vec{i} \left( \vec{p}_m \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial x} \right) + \vec{j} \left( \vec{p}_m \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial y} \right) + \vec{k} \left( \vec{p}_m \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} \right). \quad (1)$$



1 – образец, 2 – индентор, 3 – груз, 4 – сердечник электромагнита, 5 – зажимы

Рис. 1. Схема приложения МП и сосредоточенной нагрузки к образцу

Объемная сила, действующая на магнитный момент  $\vec{dp}_m$  магнетика объема  $dV$  с намагниченностью  $\vec{J}$ , равна:

$$\vec{dp}_m = \vec{J} dV. \quad (2)$$

Из формул (1) и (2) получим компоненты силы, действующей на магнетик:

$$dF_{M_x} = \vec{J} \frac{\partial \vec{B}}{\partial x} dV, \quad dF_{M_y} = \vec{J} \frac{\partial \vec{B}}{\partial y} dV, \quad dF_{M_z} = \vec{J} \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} dV. \quad (3)$$

С учетом известного соотношения, связывающего между собой индукцию и напряженность МП, получим следующее соотношение

$$\vec{B} = \mu_0 \left( \vec{H} + \vec{J} \right) = \mu_0 \left( \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0} + \vec{J} \right).$$

Отсюда найдем

$$\vec{J} = \frac{\mu - 1}{\mu \mu_0} \vec{B}. \quad (4)$$

С учетом (3) и (4) для компонент объемной плотности силы получим формулы:

$$f_{M_x} = \frac{dF_x}{dV} = \frac{\mu - 1}{\mu \mu_0} B \frac{\partial B}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\mu - 1}{\mu \mu_0} \frac{\partial B^2}{\partial x},$$

$$f_{M_y} = \frac{dF_y}{dV} = \frac{\mu - 1}{\mu \mu_0} B \frac{\partial B}{\partial y} = \frac{1}{2} \frac{\mu - 1}{\mu \mu_0} \frac{\partial B^2}{\partial y},$$

$$f_{M_z} = \frac{dF_z}{dV} = \frac{\mu - 1}{\mu \mu_0} B \frac{\partial B}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\mu - 1}{\mu \mu_0} \frac{\partial B^2}{\partial z}.$$

Сложив левые и правые части, окончательно найдем объемную плотность силы, действующей на магнетики в неоднородном магнитном поле

$$\vec{f}_M = \frac{1}{2} \frac{\mu - 1}{\mu \mu_0} \text{grad} B^2. \quad (5)$$

Поскольку для ферромагнитных материалов  $\mu \gg 1$ , то, как следует из формулы (5) стальные оправка пирамидки и грузы на штоке индентора будут втягиваться в сторону увеличения поля, т.е. внутрь зазора сердечника электромагнита. В результате, в дополнение к

силе тяжести грузов  $\vec{P}$  появляется довольно существенная пондеромоторная сила, направленная в том же направлении. В результате диагональ отпечатка индентора увеличивается. Однако последнее не говорит о заметной пластификации образца (снижении его микротвердости).

С целью устранения этих инструментальных эффектов, все детали установки и нагрузочного узла микротвердомера (грузы, оправка алмазной пирамидки и др.) изготавливались из диамагнитных металлов. Поскольку эти металлы имеют типичные значения коэффициента магнитной восприимчивости порядка  $\chi \approx 10^{-5}$ , то коэффициент магнитной проницаемости  $\mu = (1 + \chi) \approx 1$ , и, как следует из (5), пондеромоторная сила  $f_M$  будет практически равна нулю. Действительно, проведенные нами многочисленные контрольные опыты показали, что включение и выключение МП (причем в разнообразных режимах включения) не приводит к какому-либо увеличению размеров контрольных отпечатков.

В дополнение к пондеромоторной силе, при приложении МП к образцу также возникает искажение силовых линий МП стальным (ферромагнитным) поворотным столиком микротвердомера ПМТ-3 в том случае, когда зазор сердечника находится в непосредственной близости от столика. Возникает эффект, схожий с магнитной экранировкой, когда линии магнитного поля концентрируются в основном внутри замкнутой ферромагнитной оболочки. Во избежание этого инструментального эффекта, платформу на которой крепится обра-

зец (изготавливаемую из диамагнитных материалов), следует разместить на высоте порядка 10 см от столика. Общий вид приставки к микротвердомеру ПМТ-3 показан на рисунке 2.

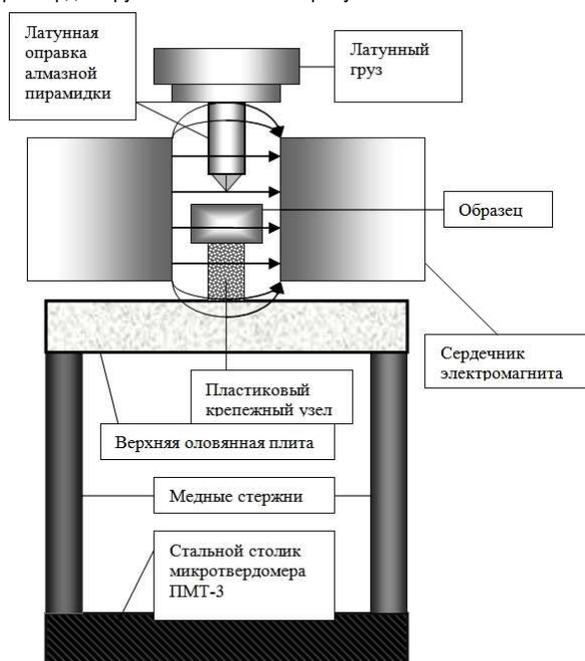


Рис. 2. Общий вид приставки к микротвердомеру ПМТ-3, позволяющей исключить инструментальные эффекты при приложении магнитного поля к образцу

Прямые измерения индукции МП при помощи цифрового измерителя индукции МП в зазоре электромагнита показали, что поле является однородным. Таким образом, предлагаемая методика микроиндентирования образцов в магнитном поле позволяет исключить любые инструментальные эффекты, возникающие при приложении МП.

Следует также упомянуть, что данная экспериментальная методика позволяет получить не только количественные характеристики микротвердости образцов, но и выявить механизмы пластического течения и двойникования (например, для кристаллов типа висмута). Как известно, процесс индентирования сопровождается либо вмятием материала вглубь кристалла, либо выдавливанием материала на поверхность и образованием навалов около отпечатков [9].



Рис. 3. Форма отпечатка алмазного индентора на плоскости спайности (111) монокристалла висмута

При внедрении индентора в плоскость спайности (111) кристаллов типа висмута активны системы скольжения  $\{1\bar{1}\bar{1}\}$ . Они подразделяются на две подгруппы. Первая образована плоскостями  $\{1\bar{1}\bar{1}\}$ , образующими тупой угол с направлением действия силы (расходящиеся плоскости). При внедрении индентора материал смещается вглубь по этим плоскостям. Вторая подгруппа образована плоскостями  $\{11\bar{1}\}$ , образующими острый угол с направлением действия силы (сходящиеся плоскости). Вынос материала на поверхность и, как следствие образование навалов вокруг отпечатка индентора происходит вдоль сходящихся плоскостей. При комнатных температурах, без приложения внешних полей, пластическое течение материала имеет место только вдоль расходящихся плоскостей благодаря тому, что двойники препятствуют переносу материала по сходящимся плоскостям. Навальные плоскости активны только при повышенных температурах. Вследствие пластической деформации имеет место отклонение формы отпечатков индентора (алмазной пирамидой с квадратным основанием) от квадратной. Около вогнутых сторон имеет место опускание материала, около выпуклых – вспучивание. Выпуклые стороны отпечатков алмазной пирамиды с квадратным основанием свидетельствуют в пользу активности навалных плоскостей скольжения, по которым происходит смещение материала вверх. Возникновение навалов выдавленного материала, его максимальное вспучивание вблизи центра диагонали отпечатка и приводят к выпуклой форме отпечатков. В противном случае, стороны отпечатков являются вогнутыми.

**Заключение.** При приложении магнитного поля к образцу возникают инструментальные эффекты (пондеромоторные силы) за счет воздействия магнитного поля на стальные (ферромагнитные) части экспериментальной установки (например, микротвердомера). Во избежание появления этих эффектов, все части установки, находящиеся в магнитном поле, должны быть заменены на подобные им части, изготавливаемые из диамагнитных материалов.

#### СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Булычев, С.П. Исследование физико-механических свойств материалов в приповерхностных слоях и в микрообъемах методом непрерывного вдавливания индентора (Обзор) / С.П. Булычев, В.И. Алехин, М.Х. Шоршоров // Физика и химия обработки материалов. – 1979. – №5. – С. 69–81.
2. Головин, Ю.И. Магнитопластичность твердых тел. ФТТ 2004. – Т. 46. – Вып. 5. – С. 769–803.
3. Pinchuk, A.I. Electroplastic effect under simultaneous superposition of electric and magnetic fields / A.I. Pinchuk, V.S. Savenko // J. Appl. Phys. – 1999. – V. 86, № 5. – P. 2479–2482.
4. Pinchuk, A.I. On the nature of the low-field electromagneto-plastic effect / A.I. Pinchuk // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 92, № 5. – P. 2343–2345.
5. Пинчук, А.И. Магнитопластический эффект в случае двойникования кристаллов висмута под воздействием сосредоточенной нагрузки / А.И. Пинчук, С.Д. Шаврей // Физика твердого тела. – 2001. – Т. 43. – Вып. 1. – С. 39–41.
6. Пинчук, А.И. Корреляция между микротвердостью и подвижностью двойникоующих дислокаций в кристаллах висмута при приложении постоянного магнитного поля / А.И. Пинчук, С.Д. Шаврей // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28. – Вып. 12. – С. 80–84.
7. Пинчук, А.И. Объемная упругая энергия двойников кристаллов висмута и поверхностная энергия границы раздела двойник-матрица в магнитном поле / А.И. Пинчук, С.Д. Шаврей // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47. – Вып. 11. – С. 1964–1966.
8. Пинчук, А.И. Форма клиновидных двойников кристаллов висмута в условиях магнитопластического эффекта / А.И. Пинчук, С.Д. Шаврей // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31. – Вып. 3. – С. 67–71.
9. Боярская, Ю.С. Физика процессов микроиндентирования / Ю.С. Боярская, Д.З. Грабко, М.С. Кац. – Кишинев: Штиинца, 1986. – 279 с.

Материал поступил в редакцию 21.12.12

Article is devoted to a question of influence of external power impacts on plastic deformation of various materials. One of types of nonmechanical impact on a material is the appendix of the magnetic field which influence on plastic deformation of various materials the name gained magnetoplastic effect.

УДК 535.337

**Русаков К.И., Ракович Ю.П., Гладыщук А.А., Мельников Д.Г., Саватеева Д.И.,  
Русакова З.В., Чугунов С.В.**

## СФЕРИЧЕСКИЕ МИКРОРЕЗОНАТОРЫ С ЦИАНИНОВОЙ ОБОЛОЧКОЙ

**Введение.** В последние 10 лет наблюдается рост интереса к созданию оптических структур микронных размеров для управления и преобразования оптическими сигналами [1]. Основное внимание при этом уделяется фотонным кристаллам и двумерным фотонным волокам из-за возможности их использования для оптического переключения. Кроме того, ведутся работы по фотонным модам в сферических микрорезонаторах, перспективные как для изучения фундаментальных оптических свойств, так и практических применений [2]. Использование сферических микрорезонаторов может быть расширено за счет различных нелинейных оптических эффектов при малых интенсивностях накачки [3]. Показано также, что моды шепчущей галереи могут быть получены в фотонных атомах, покрытых линейным оптическим материалом или люминесцирующими квантовыми точками.

В статье представлены результаты исследований интеграции резонатора мод шепчущей галереи, который является микросферой из меламина формальдегида, и оболочки из J-агрегатов цианинового красителя ТТВС. Вследствие высокой степени упорядоченности мономеров люминесцентных ассоциатов цианиновых красителей (J-агрегатов) при поглощении фотона электронное возбуждение оказывается делокализованным на десятки мономеров, в результате чего образуются молекулярные экситоны. Электромагнитное межмолекулярное взаимодействие в агрегате связывает оптические переходы различных молекул, а сила связи зависит от величин дипольных моментов молекул, их ориентации и расстояния между молекулами. Образование экситонов Френкеля приводит к появлению новой узкой и интенсивной полосы (J-полосы) в спектре поглощения, смещенной bathochromно относительно полосы мономеров, а также практически резонансной ей полосы люминесценции. В зависимости от ориентации мономеров в цепочке может появиться и гипсохромно смещенная полоса (H-полоса) поглощения, однако люминесценция наблюдается только с J-полосы. Основным параметром, определяющим оптические свойства J-агрегатов, является длина делокализации, выраженная количеством сегментов молекулярной цепочки, на котором делокализован экситон. При увеличении длины делокализации экситонов от минимального значения, равного двум (случай димера), до сотен мономеров, наблюдается увеличение спектрального сдвига экситонной полосы относительно полосы мономеров и уменьшение ее ширины.

Использование цианиновых J-агрегатов обусловлено их большими коэффициентами оптической нелинейности третьего порядка, достаточно большими для органических соединений [4]. Кроме того, высокая оптическая прозрачность, термическая и механическая стабильность меламина формальдегида позволяют в перспективе создавать новые оптические системы за счет комбинирования указанных факторов [5].

**Методика эксперимента.** Порошок 5,6-дихлоро-2-[[5,6-дихлоро-1-этил-3-(4-сульфобутил)-бензимидазол-2-лиден]-пропенил]-1-этил-3-(4-сульфобутил)-бензимидазола гидрохлорид (ТТВС) для формирования J-агрегатов производства Sigma-Aldrich использовался без дальнейшей очистки. Кроме того, полиэтиленимин (PEI) использовался также производства Sigma-Aldrich. Для всех растворов приме-

нялась дважды очищенная деионизированная вода. Вместо обычного химического соединения молекул красителя с микросферами или осаждения допированного красителем золь-гелевой пленки на поверхность микросфер из меламина-формальдегидного латекса диаметром 11,93 нм производства Microparticles GmbH, методом послойного осаждения были помещены молекулы ТТВС. Данный метод послойного осаждения ультратонких пленок [6] позволяет лучше управлять толщиной и качеством тонкой пленки, что очень ценно для оптоэлектронной техники. При данной процедуре вначале микросферы имеют небольшой положительный заряд на поверхности, который притягивает отрицательно заряженный монослой полиэлектролита полиэтиленимина (PEI). После этого монослой красителя ТТВС осаждается на поверхность слоя полиэлектролита. В наших экспериментах на микросферы наносился только один слой J-агрегатов. Между каждым этапом приготовления частицы промывались три раза в воде с целью удаления остатков полиэлектролита или молекул красителя.

Все подготовительные процедуры и измерения проводились при комнатной температуре. Чтобы предотвратить отбеливание J-агрегатов красителя из-за дополнительного окисления, все спектроскопические эксперименты были выполнены на образцах в водных растворах.

Спектры поглощения и фотолюминесценции снимались установками Cary 50 (Varian) и FP6600 (Jasco) соответственно. Спектры микрофотолюминесценции регистрировались в геометрии обратного рассеяния установкой для конфокальной рамановской микроскопии Alpha 300 фирмы WITec (длина волны возбуждения 532 нм).

Спектры разрешенной по времени фотолюминесценции регистрировались с помощью установки PicoQuant Microtime 200 с микроскопом Olympus IX71. Образцы возбуждались пикосекундными импульсами лазерной головки PicoQuant LDH 485, управляемой драйвером Sepia II. Временное разрешение системы составляло примерно 100 пс. Картины двумерного распределения среднего времени затухания фотолюминесценции вычислялись для каждого пикселя.

**Результаты и обсуждение.** Краситель ТТВС в весьма большой концентрации в водном растворе может формировать J-агрегаты без добавления солей или полиэлектролита, однако после уменьшения концентрации красителя в воде J-пики быстро исчезают. Вместо формирования J-агрегатов за счет применения NaCl мы использовали в своих интересах электростатическое взаимодействие между анионным полиэлектролитом (PEI) и катионными молекулами красителя ТТВС. Было показано, что адсорбция ТТВС на PEI приводит к эффективному формированию J-агрегатов (рис. 1). В мономерной стадии у ТТВС есть максимум в области 513 нм и структура на длине волны 481 нм в водном растворе, добавление PEI в этот раствор значительно изменило спектр поглощения красителя ТТВС: появился узкий пик поглощения на 588 нм, относящийся к J-агрегатам с маленькими плечами. Полоса поглощения, находящаяся в коротковолновой области от J-полосы, связана с поглощением индивидуальных молекул красителя ТТВС. Она состоит из главного пика,

**Ракович Юрий Петрович**, профессор-исследователь Центра физики материалов, Сан-Себастьян, Испания.

**Мельников Дмитрий Георгиевич**, научный сотрудник Центра физики материалов, Сан-Себастьян, Испания.

**Саватеева Диана Игоревна**, научный сотрудник Центра физики материалов, Сан-Себастьян, Испания.

**Русакова Зоя Витальевна**, старший преподаватель кафедры физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.