Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 10, с. 615 – 620 © 2017 г. 25 ноября

Поляризационные и спектрально-пространственные свойства излучения в хиральных полупроводниковых наноструктурах

А. А. Максимов[a 1)], А. Б. Пещеренко[a], Е. В. Филатов[a], И. И. Тартаковский[a], В. Д. Кулаковский[a], С. Г. Тиходеев[b,c], С. В. Лобанов[d], Х. Шнайдер[f 2)], С. Хёфлинг[f 2)]

[a]Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

[b]Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[c]Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

[d]Сколковский институт науки и технологий, 143025 Сколково, Россия

[e]School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Cardiff CF24 3AA, United Kingdom

[f]Technische Physik and Wilhelm-Conrad-Röntgen-Research Center for Complex Material Systems, Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Am Hubland, Germany

Поступила в редакцию 16 октября 2017 г.

После переработки 20 октября 2017 г.

Выполнены детальные исследования степени циркулярной поляризации и угловой зависимости спектров излучения ансамбля квантовых точек InAs в фотонных наноструктурах GaAs с хиральной симметрией, в отсутствие внешнего магнитного поля. Обнаружена сильная угловая зависимость спектрального состава и степени циркулярной поляризации излучения квантовых точек, а также существенное влияние на характеристики излучения периода решетки фотонного кристалла. Проведено детальное изучение дисперсии фотонных мод в окрестности брэгговских резонансов $(\pm 3, 0)$ и $(\pm 2, \pm 2)$. Наблюдаемые в эксперименте поляризационные и спектрально-угловые особенности излучения квантовых точек находят свое объяснение в рамках теоретического рассмотрения процессов излучения в фотонных наноструктурах, обладающих хиральной симметрией.

DOI: 10.7868/S0370274X17220040

Современные достижения в области наноматериалов и нанотехнологий открывают широкие возможности для создания новых искусственных структур, таких как фотонные кристаллы, микрорезонаторы, метаматериалы, обладающие необычными оптическими свойствами. Поскольку спонтанное излучение формируется под влиянием сложной взаимосвязи между излучающей системой и окружающей ее средой [1–3], в фотонных наноструктурах оказывается возможным существенно модифицировать как излучательное время жизни помещенного в структуру излучателя, так и спектральный состав и направление выходящего излучения [4–6]. В последнее время в фотонных наноструктурах, обладающих хиральной симметрией системы, было также продемонстрировано наличие гигантской оптической активности [7, 8].

Создание компактных устройств (вплоть до линейных размеров порядка нескольких нанометров), с помощью которых можно управлять состоянием поляризации излучаемого света, является одной из центральных проблем нанофотоники. Компактные источники циркулярно-поляризованного излучения и также, соответственно, компактные сенсоры излучения открывают (подобно спину в спинтронике) возможности их дальнейшего практического приложения в таких интенсивно развивающихся областях, как квантовая информационная технология для передачи и записи информации, оптоэлектроника и нанофотоника. Обычно изменение поляризации света (поворот плоскости линейно поляризованного света или превращение линейно поляризованного света в циркулярно-поляризованный) осуществляется в основном с помощью волновых пластинок из двулучепреломляющего материала, которые имеют сравнительно большую толщину. Проблематичным для функционирования компактных источников поляризованного света представляется также использова-

1)e-mail:maksimov@issp.ac.ru

2)C. Schneider, S. Höfling

ние внешнего постоянного магнитного поля, с помощью которого в полупроводниках снимается вырождение между право- и левополяризованными уровнями и в результате преимущественного заселения нижнего уровня возникает дисбаланс в право- и левоциркулярной поляризации излучения. Одним из возможных решений задачи создания компактных поляризационных устройств является использование для этой цели наноструктур на основе обычных ахиральных A^3B^5 полупроводников, в которых с помощью травления в верхнем слое формируется модулированная структура, обладающая хиральной симметрией. В результате, в подобных наноструктурах возникает неэквивалентность право- и левополяризованных электромагнитных мод. Как было продемонстрировано в работе [9], в наноструктурах с планарным GaAs волноводом с внедренным слоем InAs квантовых точек, на верхнем слое которого в результате травления была сформирована квадратная решетка фотонного кристалла с элементарной ячейкой в виде правого или левого гаммадиона, степень циркулярной поляризации достигала 26 % и знак циркулярной поляризации менялся на противоположный в случае зеркально-симметричных гаммадионов.

Дальнейшие исследования были проведены на более сложных объектах – микрорезонаторах с частично вытравленным верхним брэгговским зеркалом с элементарной ячейкой в виде правого или левого гаммадиона, и экспериментально было установлено, что степень циркулярной поляризации выходящего излучения ансамбля квантовых точек (КТ) может достигать 70 % в направлении, перпендикулярном к поверхности образца, и до ~80 % под некоторым углом к поверхности [10].

Наконец, уже сравнительно недавно в работе [11] нами были экспериментально исследованы поляризационные свойства излучения слоя квантовых точек, внедренных в планарный GaAs-волновод с верхним слоем структуры в виде квадратной решетки фотонного кристалла. Элементарная ячейка фотонного кристалла состояла из 4-х вытянутых прямоугольников GaAs, повернутых на 90° относительно друг друга. В таких оптимизированных, сравнительно простых структурах в отсутствие внешнего магнитного поля была получена высокая степень циркулярной поляризации полос излучения фотолюминесценции – до 96 % относительно слабого неполяризованного бесструктурного фона и 81 % с учетом фона. При этом знак циркулярной поляризации излучения менялся на противоположный для зеркально-обращенного фотонного кристалла [11].

Целью настоящей работы является детальное исследование степени циркулярной поляризации от периода фотонного кристалла и угловой зависимости спектров излучения слоя квантовых точек InAs, внедренных в планарный GaAs-волновод хиральной фотонной наноструктуры.

Верхний слой образца (рис. 1a) представлял собой выращенную на буферном слое $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ тол-

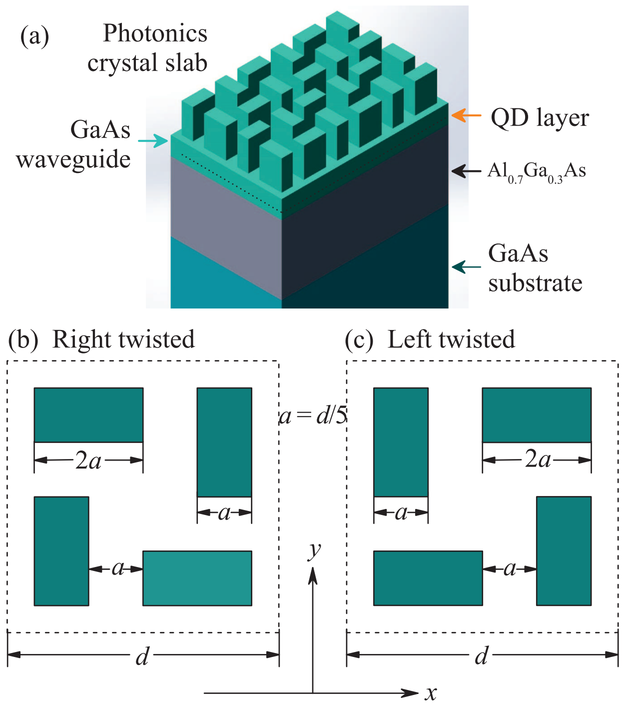

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение фотонной наноструктуры. (b, c) – Схематическое изображение хиральной элементарной ячейки (вид сверху) с правой (b) и левой (c) хиральностью

щиной 1 мкм методом молекулярно-пучковой эпитаксии мембрану из GaAs толщиной 691 нм, состоящую из планарного волновода толщиной 263 нм с внедренным слоем квантовых точек InAs, способных излучать в диапазоне $\lambda \approx 860-930$ нм. На поверхности волновода в результате частичного травления мембраны GaAs на глубину 428 нм были сформированы фотонные кристаллы в виде мез размером 100×100 мкм. Фотонные кристаллы имели квадратную решетку с периодом от 759 до 1005 нм, элементарная ячейка которой обладала хиральной симметрией и состояла из 4-х вытянутых прямоугольников GaAs с соотношением сторон 1:2, повернутых на 90° относительно друг друга (рис. 1b, c). Мезы отличаются друг от друга периодом d решетки фотонных кристаллов и хиральностью их элементарных ячеек, причем были изготовлены как "правые", так и "левые" варианты структуры (рис. 1b и 1c, соответственно) для каждого значения d.

Образец помещали в оптический гелиевый криостат, измерения проводились в парах He при $T = 5$ K. Широкополосная фотолюминесценция (ФЛ) ансамбля квантовых точек InAs возбуждалась излучением He-Ne лазера с $\lambda = 633$ нм, размер пятна лазерного возбуждения составлял ~ 20 мкм, т.е. возбуждение ФЛ осуществлялось в пределах одной мезы. Исследуемую мезу (фотонный кристалл) с помощью прецизионных трансляторов помещали на оптической оси измерительной системы. Поверхность образца ориентировалась строго перпендикулярно оптической оси и располагалась в фокальной плоскости объектива, собирающего излучение КТ. Тем самым осуществлялось пространственное преобразование Фурье, в результате чего излучение с определенным волновым вектором $\mathbf{k}$, с конкретными значениями компонент k_x, k_y, после прохождения через объектив распространяется вдоль соответствующего пути в поперечном сечении параллельного пучка излучения. Это позволяло измерять спектрально-угловую зависимость ФЛ, регистрируя спектр выделенной части излучения, проходящего через малую диафрагму, которая располагалась за собирающим объективом в параллельном пучке и могла контролируемым образом перемещаться в нормальной к оптической оси плоскости. Угловое разрешение измерительной системы можно было варьировать путем изменения размеров диафрагмы, которая представляла собой две скрещенные щели. Степень циркулярной поляризации ФЛ анализировалась с помощью комбинации из четвертьволновой пластинки и линейного поляризатора. Спектральный состав излучения, прошедшего через диафрагму и поляризационную систему, регистрировался с помощью спектрометра МДР-23, оснащенного охлаждаемым CCD-детектором.

Численные методы расчета интенсивности при различной поляризации и углах излучения идеальных хиральных полупроводниковых наноструктур развиты и подробно описаны в работах [10–13]. Следует отметить, что вид реальных искусственно созданных структур, полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа [11], показал, что прямоугольные параллелепипеды, формирующие ячейки фотонного кристалла, в отличие от идеальной структуры (см. рис. 1a), имели скругленные углы, а их высота (т.е. глубина травления) могла также несколько различаться. Поэтому было интересно выяснить, в какой мере отклонения от идеальной структуры могут повлиять на основные оптические характеристики хиральных наноструктур. На рис. 2

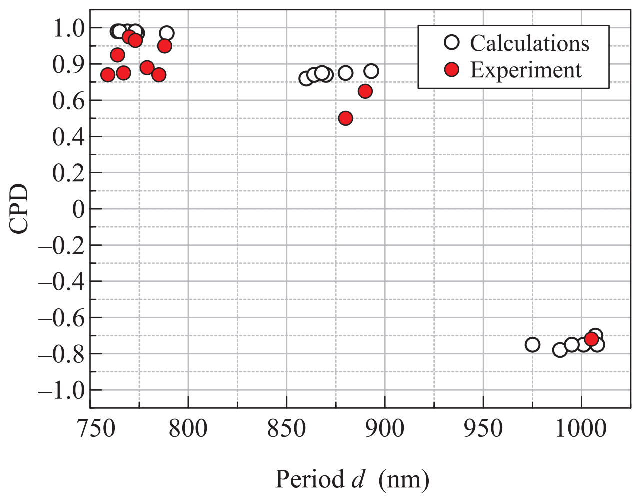

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость степени циркулярной поляризации излучения (CPD) от периода квадратной решетки фотонного кристалла d (теория и эксперимент)

открытыми символами показаны рассчитанные значения степени циркулярной поляризации излучения CPD различных фотонных кристаллов в зависимости от их периода. Видно, что для некоторых оптимальных структур степень циркулярной поляризации может достигать значений, очень близких к единице, и при этом даже менять знак при изменении периода. В экспериментально реализованных и исследованных структурах наблюдаемая степень циркулярной поляризации излучения (закрытые символы на рис. 2) в целом хорошо совпадает с расчетной зависимостью, хотя и несколько меньше по абсолютному значениию в силу их неидеальности.

Спектральное положение линий фотолюминесценции ансамбля квантовых точек InAs в исследованных фотонных кристаллах, которое определяется "сложением" дисперсии световых мод GaAs-волновода, с периодически модулированной структурой в первую зону Бриллюэна двумерного фотонного кристалла [13] с квадратной решеткой, оказывается чрезвычайно чувствительным к углу регистрации по отношению к поверхности образца. При наблюдении строго по нормали к поверхности спектральные линии люминесценции представляют собой брэгговские резонансы $(\pm i, \pm j)$, отвечающие сложению целого числа раз i и j Бриллюэновского импульса $K_\mathrm{B} = 2\pi/d$ вдоль направления x и y (см. рис. 1) соответственно. Экспериментально с высоким угловым разрешением были измерены спектры фотолюминесценции при различных углах выходящего излучения из наноструктуры с фотонным кристаллом на ее поверхности. Специально проведенные измерения полушарины FWHM полосы излучения $\Delta\lambda$ в области резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ в зависимости от углового разрешения (что, соответственно, отвечает изменению величин $\Delta k_x, \Delta k_y$ при $k_x, k_y = 0$) показали, что при угловом разрешении измерительной системы $\lesssim 0.4°$ величина $\Delta\lambda$ не зависит от разрешения системы и составляет ≈ 2.5 нм в наиболее совершенных фотонных кристаллах, тогда как численные расчеты дают меньшее значение $\Delta\lambda = 0.7$ нм [11].

На рис. 3a, b представлены спектры излучения наноструктуры с фотонным кристаллом с периодом $d = 770$ нм вблизи брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ в циркулярной поляризации σ^- при различных углах выходящего излучения относительно нормали к поверхности образца. Изменение углов на рис. 3a отвечает изменению компоненты k_x (при $k_y = 0$) волнового вектора излучаемых фотонов вдоль направления $\Gamma \rightarrow \mathsf{X}$ квадратной решетки фотонного кристалла, а на рис. 3b – вдоль направления $\Gamma \rightarrow \mathsf{M}$ $(|k_x| = |k_y|)$. Из рис. 3 следует, что небольшие изменения угла выходящего излучения приводят к существенной перестройке его спектрального состава. С помощью рис. 3c можно сравнить экспериментальные зависимости спектральных положений линий излучения (отмечены открытыми символами) с рассчитанными численным образом интенсивностями излучения фотонного кристалла, показанными цветом, при изменении угла вдоль направлений $\Gamma \rightarrow \mathsf{X}$ (вправо) и $\Gamma \rightarrow \mathsf{M}$ (влево). Наблюдается очень хорошее согласие между экспериментальным и рассчитанным видом угловых зависимостей интенсивностей излучения.

Учитывая слабое взаимодействие квазиволноводных мод [11] в исследованных нами наноструктурах, зависимость энергии излучения от угла наблюдения или от величины планарного импульса $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ вблизи брэгговского резонанса (i, j) может быть выражена простой формулой:

$$E_{i,j}(\mathbf{k}) = \sqrt{(k_x + i \cdot K_\mathrm{B})^2 + (k_y + j \cdot K_\mathrm{B})^2} \cdot \hbar c / n_\mathrm{eff}, \tag{1}$$

где бриллюэновский импульс $K_\mathrm{B} = 2\pi/d$, d – период квадратной решетки кристалла, n_eff – эффективный показатель преломления, i и j – целые числа.

Наряду с количеством фотонных мод, уравнение (1) позволяет описать с хорошей точностью и их дисперсию в различных кристаллографических направлениях фотонного кристалла вблизи различных брэгговских резонансов.

Были проведены измерения зависимости спектрального положения полосы излучения λ_max в области брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ от периода d

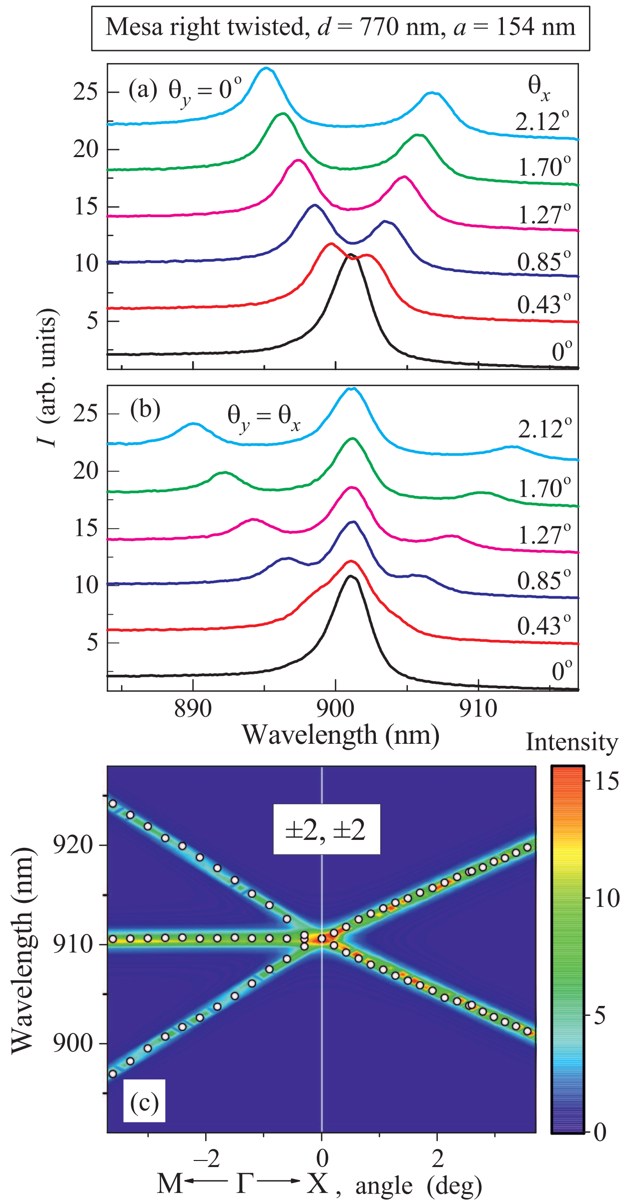

Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментально измеренные спектры излучения наноструктуры с фотонным кристаллом с периодом $d = 770$ нм вблизи брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ в циркулярной поляризации σ^- при различных углах выходящего излучения относительно нормали к поверхности образца при изменении угла по направлению: (a) – $\Gamma \rightarrow \mathsf{X}$ и (b) – $\Gamma \rightarrow \mathsf{M}$. (c) – Цветом показаны рассчитанные значения интенсивности излучения при различных направлениях изменения углов; открытые символы отвечают экспериментально измеренным максимумам полос излучения, сдвинутым на величину ~ 9 нм

квадратной решетки фотонного кристалла. Из соотношения (1) следует, что спектральное положение λ_max полосы излучения при $k_x, k_y = 0$ должно быть пропорционально периоду решетки фотонного кристалла, что и было продемонстрировано экспериментально (рис. 4a).

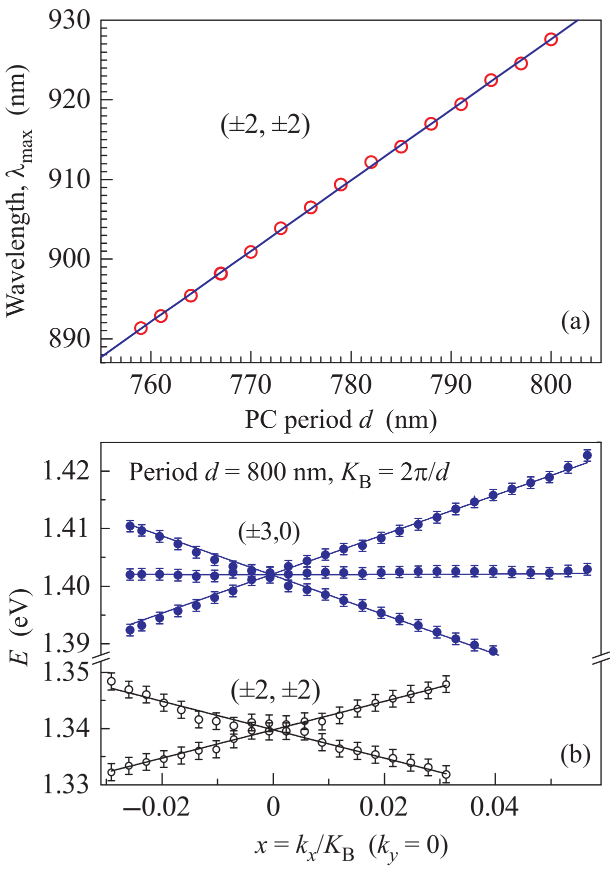

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость спектрального положения $\lambda_{\max}$ полосы излучения КТ в брэгговском резонансе $(\pm 2, \pm 2)$ от периода d квадратной решетки фотонного кристалла. (b) – Экспериментально измеренные спектральные положения линий излучения вблизи брэгговских резонансов $(\pm 2, \pm 2)$ и $(\pm 3, 0)$ фотонного кристалла с периодом $d = 800$ нм при изменении компоненты планарного импульса k_x при $k_y = 0$ вдоль направления $\Gamma \to \mathsf{X}$. Сплошными кривыми показаны результаты расчетных зависимостей из соотношения (2)

Введя обозначение $x = k_x/K_\mathrm{B}$ и $y = k_y/K_\mathrm{B}$, позиции линий излучения вблизи резонанса $E_0(i,j)$, при изменении компоненты планарного импульса k_x вдоль направления $\Gamma \to \mathsf{X}$ квадратной решетки фотонного кристалла (при $k_y = 0$), могут быть выражены с помощью функции $f(x)$ в виде

$$E_{i,j}(\mathbf{k}) - E_0(i,j) = f(x) 2\pi\hbar c/(d n_\mathrm{eff}), \qquad (2)$$

где, согласно (1), учитывая малость величины x, с точностью до квадратичных по x членов вблизи резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ функция $f(x) = (\pm x + x^2/8)/\sqrt{2}$ описывает практически линейное поведение спектрального положения двух линий. Вблизи резонанса $(\pm 3, 0)$ или $(0, \pm 3)$, помимо двух линий с линейной дисперсией $f(x) = \pm x$ с наклоном, отличающимся в $\sqrt{2}$ раз, должна наблюдаться также практически бездисперсионная фотонная мода с зависимостью $f(x) = x^2/6$.

На рис. 4b символами приведены спектральные положения линий, измеренных при различных углах излучения к поверхности образца, которые отвечали изменению компоненты планарного импульса k_x вдоль направления $\Gamma \to \mathsf{X}$ (при $k_y = 0$) зоны Бриллюэна фотонного кристалла с периодом 800 нм вблизи брэгговских резонансов $(\pm 2, \pm 2)$ и $(\pm 3, 0)$.

Рассчитанные значения функций $f(x)$, описывающие наилучшим образом сразу все экспериментальные зависимости, представлены на рис. 4b в виде сплошных кривых. Следует отметить, что наклоны линейных зависимостей вблизи брэгговских резонансов $(\pm 2, \pm 2)$ и $(\pm 3, 0)$ отличаются от $\sqrt{2}$ лишь на $\sim 4\,\%$, что можно объяснить частотной зависимостью величины n_eff.

Для дисперсии фотонных мод в окрестности резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ вдоль направления $\Gamma \to \mathsf{M}$ ($|k_x| = |k_y|$) из соотношения (2) получаем три дисперсионные ветви: две моды с линейной зависимостью по k_x – $f(x) = \pm\sqrt{2}x$ и практически бездисперсионную фотонную моду с зависимостью $f(x) = x^2/\sqrt{8}$. Рассчитанные значения функций $f(x)$, описывающие экспериментальные угловые зависимости интенсивностей излучения вблизи резонанса $(\pm 2, \pm 2)$, представлены на рис. 5 штриховыми линиями.

Следует заметить, что наблюдаемая в этой работе чрезвычайно сильная зависимость спектрального положения линий излучения от угла наблюдения (планарных компонент k_x, k_y волнового вектора фотонных мод) в волноводных хиральных наноструктурах намного более резкая, чем в фотонных кристаллах на основе микрорезонаторных структур с частично вытравленным верхним брэгговским зеркалом [10]. Связано это с тем, что в таких структурах дисперсия всех фотонных мод, с одной стороны, как и обычно в микрорезонаторах, носит квадратичный характер, начинаясь с частоты кванта света, совпадающего с резонансной частотой резонатора, а с другой, в их дисперсию входит также достаточно малый множитель, равный отношению толщины микрорезонатора к периоду фотонного кристалла. Это позволило в [10] наблюдать изменения спектральных позиций линий излучения вплоть до значений компонент волнового вектора k_x, превышающих бриллюэновский импульс $K_\mathrm{B} = 2\pi/d$, не выходя за спектраль-

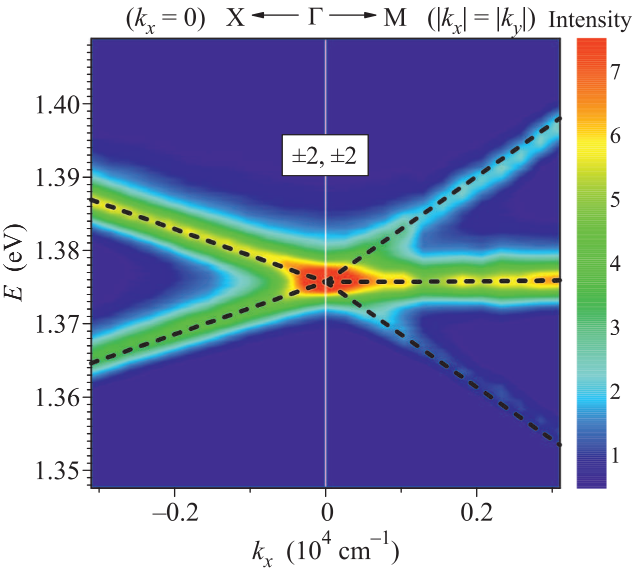

Рис. 5. (Цветной онлайн) Цветом показаны экспериментальные значения интенсивности фотолюминесценции КТ в фотонной наноструктуре с периодом $d = 770$ нм вблизи брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ в циркулярной поляризации σ^- вдоль направлений $\Gamma \to \mathsf{X}$ (влево) и $\Gamma \to \mathsf{M}$ (вправо) при изменении величины планарного квазиимпульса k_x. Штриховые линии – рассчитанные из соотношения (2) позиции максимумов полос излучения. Отношение наклонов практически линейных зависимостей в разных направлениях отличается в 2 раза

ный диапазон широкополосного излучения квантовых точек.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов по изучению поляризационных и спектрально-угловых особенностей формирования излучения КТ в фотонных наноструктурах находят свое последовательное описание, объяснение в рамках теоретического рассмотрения процессов излучения в наноструктурах, обладающих хиральной симметрией, и хорошо согласуются с проведенными модельными расчетами. Следует также отметить, что отклонения реальных фотонных наноструктур от “идеальной” структуры, для которой проводились численные модельные расчеты и описание дисперсии фотонных мод с помощью уравнения (1), в достаточно слабой степени влияют на их основные спектрально-поляризационные свойства.

Работа частично поддержана проектами РФФИ # 16-02-00631 и # 16-29-03283.

1. E. M. Purcell, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
2. D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. **47**, 233 (1981).
3. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
4. S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and E. F. Schubert, Phys. Rev. Lett. **78**, 3294 (1997).
5. J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Loffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, and A. Forchel, Nature **432**, 197 (2004).
6. D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto, and J. Vučković, Phys. Rev. Lett. **95**, 013904 (2005).
7. M. Kuwata-Gonokami, N. Saito, Y. Ino, M. Kauranen, K. Jefimovs, T. Vallius, J. Turunen, and Y. Svirko, Phys. Rev. Lett. **95**, 227401 (2005).
8. K. Konishi, B. Bai, X. Meng, P. Karvinen, J. Turunen, Y. P. Svirko, and M. Kuwata-Gonokami, Opt. Express **16**, 7189 (2008).
9. K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. Lett. **106**, 057402 (2011).
10. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, S. V. Lobanov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii, Phys. Rev. B **89**, 045316 (2014).
11. S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, T. Weiss, C. Schneider, J. Geßler, M. Kamp, and S. Höfling, Phys. Rev. B **92**, 205309 (2015).
12. S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami, Opt. Lett. **40**, 1528 (2015).
13. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, and T. Ishihara, Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).