

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Московский физико-технический институт
(государственный университет)

Факультет общей и прикладной физики
Кафедра физики твёрдого тела

Пещеренко Александра Борисовна

**Оптические свойства
полупроводниковых хиральных
микроструктур**

010900 – прикладные математика и физика

Выпускная квалификационная работа бакалавра

Научный руководитель –
д.ф.-м.н.
Тартаковский Илья Иосифович

Оглавление

1	Введение	3
2	Описание эксперимента	4
2.1	Описание образца	4
2.2	Схема экспериментальной установки	7
2.2.1	Разделение правой и левой круговой поляризации	7
2.2.2	Получение угловых зависимостей	8
2.2.3	Установка	9
2.3	Обзор предыдущих результатов	12
2.4	Цели и задачи исследования	14
2.5	Ожидаемые результаты эксперимента	16
2.5.1	«Сложение» спектра	16
2.6	Типы волноводных мод	18
2.6.1	Описание количества и формы линий спектра	20
2.6.2	Теоретические расчёты	22
3	Результаты и их интерпретация	23
3.1	Зависимость полуширины пика от размера диафрагмы	23
3.2	Зависимость положения резонансного пика $(\pm 2, \pm 2)$ от периода наноструктуры	25
3.3	Исследование области вблизи брэгговских резонансов $(\pm 2, \pm 2)$, $(\pm 3, 0)$ для структуры с периодом 800 нм в направлении $\Gamma - X$	27
3.3.1	Исследование направления $\Gamma - M$ для той же структуры вблизи брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$	30
3.3.2	Сравнение результатов с теоретическими расчётами	32

4	Заключение	33
	Список литературы	34

1 Введение

Фотонные кристаллы – среды с периодически изменяющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью с периодом, сравнимым с длиной волны света.

Широкое теоретическое и экспериментальное исследование фотонных кристаллов ведётся уже около 30 лет. Исследователей привлекает возможность путём манипуляций с материалом, структурой, дизайном и периодом фотонного кристалла влиять на свойства света, взаимодействующего с наноструктурой кристалла.

Со временем можно заметить тенденцию к усложнению формы исследуемых кристаллов: от достаточно простых периодических «столбиков» и «отверстий» [1] к сложным и необычным кристаллам. Это закономерно следует из развития технологии изготовления наноструктур и увеличения знаний об уже имеющихся фотонных кристаллах.

В настоящей работе продолжается начатое ранее экспериментальное исследование оптических свойств сложных двумерных хиральных фотонных кристаллов определённой геометрии. Описано устройство самих кристаллов, техника эксперимента, проведён обзор результатов предыдущих исследований. В непосредственной связи с предыдущими экспериментами поставлены новые задачи, призванные расширить знания об исследуемом фотонном кристалле. Приведены сами результаты экспериментального исследования, их обоснование, сравнение результатов с теоретическими расчётами.

2 Описание эксперимента

2.1 Описание образца

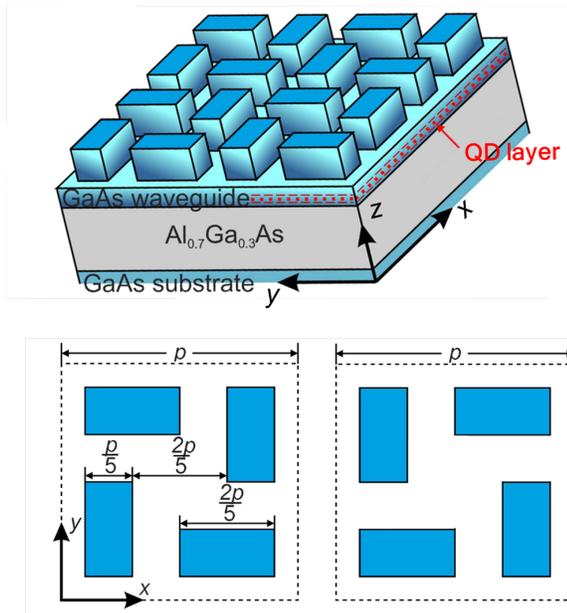


Рис. 1. Схематическое изображение структуры (наверху). Внизу - схематическое изображение хиральной элементарной ячейки (вид сверху) каждой из хиральностей.

Образец представляет собой слоистую пластинку из полупроводникового материала, на которой были изготовлены квадратные участки интересующей нас наноструктуры (Рис. 1) – мезы размером $100 \times 100 \mu m^2$.

Строение структуры послойно, снизу вверх

1. Подложка - пластина GaAs.
2. Буферный слой. Al_{0.7}Ga_{0.3}As толщиной 1 мкм.
3. Выращенная методом молекулярно-пучковой эпитаксии мембрана из GaAs толщиной 691 нм, которая подверглась дальнейшей обработке и представляет собой:

- (a) планарный волновод толщиной 263 нм с внедрённым слоем квантовых точек InAs, способных излучать в диапазоне приблизительно 860-930 нм;
- (b) верхний слой толщиной 429 нм, который подвергся электронно-лучевой литографии и ионному травлению с целью сформировать необходимую наноструктуру – фотонный кристалл: столбики, имеющие форму прямоугольных параллелепипедов, составляющие хиральные элементарные ячейки, изображённые на Рис. 1. Ячейки расположены в узлах квадратной решётки с периодом от 700 до 1100 нм. В каждой меже содержатся ячейки строго одной хиральности. Мезы отличаются друг от друга периодом решётки и хиральностью элементарных ячеек, причём были изготовлены как «левые», так и «правые» варианты структуры с каждым значением периода.

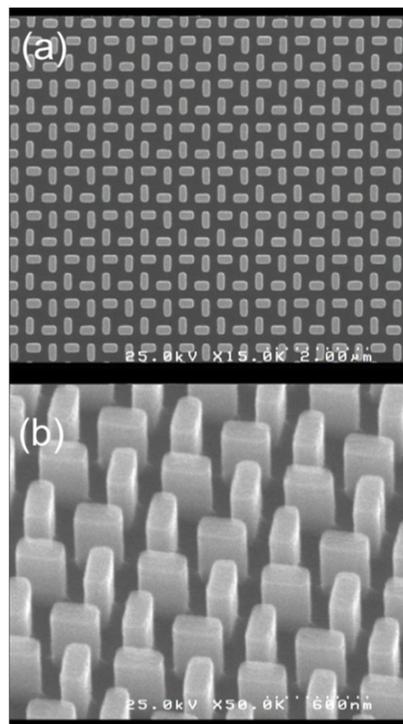


Рис. 2. Фотографии структуры в разном масштабе, полученные при помощи электронного микроскопа.

Выше приведена «идеальная» схема структуры образца, но, в силу технологических особенностей, реальные образцы отличаются от идеала: как показывают фотографии, полученные с помощью электронного микроскопа (см. Рис. 2), у столбиков-«параллелепипедов» в действительности скруглённые углы, их толщина не вполне одинакова по высоте, а глубина травления (то есть высота столбиков) может несколько варьироваться.

Интересно, что даже при указанной неидеальности образцы дают возможность наблюдать сильные поляризационные и оптические эффекты, которые освещены в последующих разделах.

2.2 Схема экспериментальной установки

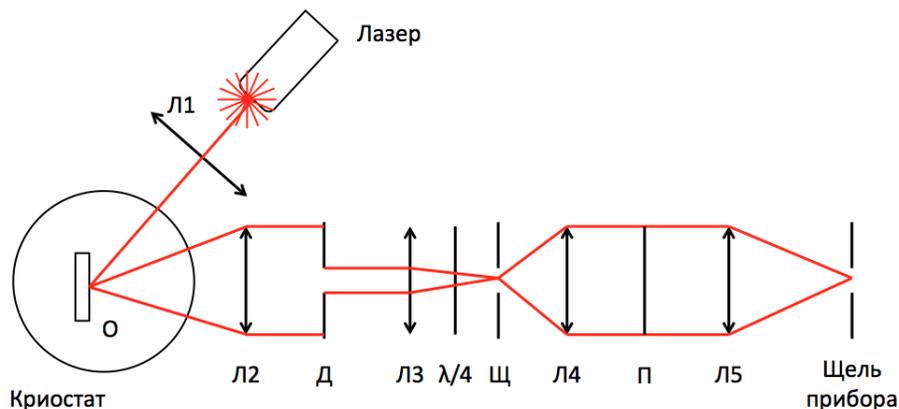


Рис. 3. Схематическое изображение установки. О - образец, Л2-Л5 - собирающие линзы, Д- диафрагма, $\lambda/4$ - четвертьволновая пластинка, Щ-скрещенные щели, П-линейный поляризатор.

Для изучения образцов была собрана установка, позволявшая исследовать спектральный состав и угловые зависимости излучения, циркулярно поляризованного по и против часовой стрелки. Схема установки представлена на Рис. 3.

2.2.1 Разделение правой и левой круговой поляризации

Для изучения *отдельно* право- и левополяризованного света была использована схема на основе четвертьволновой пластинки и линейного поляризатора, позволяющая различать разные круговые поляризации.

Принцип её работы следующий: четвертьволновая пластинка вносит разность фаз в $\pi/2$ между лучами, поляризованными в двух взаимно перпендикулярных плоскостях; т. к. циркулярно поляризованный свет имеет разность фаз между двумя взаимно перпендикулярными направлениями колебаний $\pm\pi/2$, он станет линейно поляризованным (разность фаз 0 или π), причём

для левой и правой циркулярной поляризации излучения результирующий сигнал будет поляризован во взаимно перпендикулярных направлениях.

Поворачивая четвертьволновую пластинку на угол $\pi/2$, можно добиться того, что поляризованной по вертикали будет либо правая циркулярная поляризация, либо левая.

После четвертьволновой пластинки, главная ось которой находится под углом 45° к вертикали, можно расположить вертикально ориентированный линейный поляризатор, что позволит отдельно изучать право- и левополяризованный свет, «переключаясь» между поляризациями поворотом четвертьволновой пластинки на 90° . Естественный свет вносит некоторый неполяризованный фон, не зависящий от поворота пластинки. Линейно поляризованный свет в данных экспериментах практически отсутствовал.

Итак, комбинация пластинки $\lambda/4$ и линейного поляризатора позволяет различать право- и левополяризованный свет и изучать смесь право- и левополяризованного и естественного света.

2.2.2 Получение угловых зависимостей

Рассмотрим этапы практического решения задачи о выделении компоненты исследуемого излучения, отвечающей конкретным значениям k_x, k_y .

Во-первых, исследуемое излучение можно разложить в спектр по волновому вектору \vec{k} , поместив объект в фокус собирающей линзы, которая, как известно, при таком условии осуществляет пространственное преобразование Фурье. Тогда каждая из компонент излучения с определённым волновым вектором будет после прохождения через линзу распространяться под единственным соответствующим ей углом θ .

Далее, необходимо выделить из получившегося параллельного пучка при помощи диафрагмы малого размера луч, который и будет отвечать некоторо-

му интервалу $\Delta k_x \Delta k_y$. Если этот интервал достаточно малый, то можно сказать, что исследуется только излучение, которое пришло в точку с координатами центра диафрагмы (x, y) . Этому излучению соответствует строго определённая величина \vec{k} . Допустим, перемещая диафрагму по x при $y = 0$, мы будем получать спектры $I(\lambda)$ при каждом x , тогда $\alpha \approx \frac{x}{F}$ и $k_x = k \sin \alpha = k \frac{x}{F}$.

Таким образом, за счёт выделения малой части фурье-спектра при помощи диафрагмы и перемещения диафрагмы в плоскости, перпендикулярной оптической оси, можно получить угловые зависимости спектров излучения.

2.2.3 Установка

Образец закреплён в оптическом криостате в парах He, причём поддерживается температура около 5 К, что необходимо для обеспечения интенсивной фотолюминесценции квантовых точек InAs.

Используемый гелиевый оптический криостат обладает уникальными свойствами: в нём почти полностью отсутствует деполяризация на окнах, что важно для исследования поляризационных свойств излучения.

Криостат можно было передвигать в любом направлении, это обеспечивало возможность сдвигать образец вместе с криостатом. Так можно было добиться:

- попадания образца в фокус линзы 2 за счёт движения криостата вдоль оптической оси;
- попадания изображения нужного участка образца (мезы) в скрещенные щели за счёт движения криостата с образцом в направлениях, перпендикулярных оптической оси.

На образец падает узкий лазерный луч (He-Ne лазер), который фокусируется линзой Л1 на конкретном участке образца – мезе со своей хиральностью и

периодом. Линзу Л1 также можно передвигать во всех направлениях, добиваясь нужного положения лазерного луча на образце. В образце под действием лазера возбуждаются и начинают излучать квантовые точки, встроенные в волновод.

Л2 делает пучок излучения от образца параллельным (а также производит пространственное преобразование Фурье, так что излучение с каждым значением волнового вектора k летит в свой, строго определённый угол), небольшая диафрагма Д выделяет некоторый участок получившегося спектра в интервале $\Delta k_x \Delta k_y$, зависящем от размера диафрагмы (см. 2.2.2). Диафрагму можно перемещать в плоскости, перпендикулярной оптической оси.

Далее, выделенная часть излучения, собранная Л3, проходит через пластинку $\lambda/4$, которую можно поворачивать на угол 90° для получения той или иной линейной поляризации из циркулярной (про анализ поляризации см. 2.2.1).

Скрещенные щели позволяют ограничить излучение от других частей образца, «обрезая» его действительное изображение, которое попадает на них после прохождения системы линз. Изображение со скрещенных щелей, которое контролируется при помощи микроскопа, оснащённого видеокамерой, можно наблюдать на мониторе. Это основной метод контроля за тем, какая именно меза исследуется и какую её часть «обрезают» скрещенные щели.

После Л4 интересующий нас сигнал проходит через вертикально ориентированный линейный поляризатор, необходимый для анализа той или иной циркулярной поляризации σ^+ и σ^- , и фокусируется с помощью линзы Л5 на входную щель спектрометра (МДР-23), оснащённого ССD-детектором. Таким образом, регистрируется спектр излучения $I(\lambda)$ в той или иной циркулярной поляризации.

Перемещая диафрагму контролируемым образом в плоскости, перпенди-

кулярной оптической оси установки, мы, тем самым, можем получать угловую зависимость спектра, то есть при каждом угле $(k_{x,y})$ зависимость $I(\lambda)$ ($E = 2\pi\hbar\frac{c}{\lambda} = \hbar\omega$).

2.3 Обзор предыдущих результатов

Ранее был выполнен ряд экспериментальных исследований свойств подобных представленным в 2.1 фотонных кристаллов – хиральных наноструктур [2,3].

1. Были исследованы собственно их уникальные поляризационные свойства, вызванные хиральностью. Хиральность вносит дисбаланс между лево- и правополяризованным излучением, причём преобладает один из типов циркулярной поляризации.

Степень циркулярной поляризации ρ_c , то есть численная характеристика этого дисбаланса, вычисляется по формуле:

$$\rho_c = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}, \quad (1)$$

где I^+ и I^- – интенсивности, соответственно, право- и левополяризованного излучения.

В результате предыдущей работы была получена степень циркулярной поляризации излучения квантовых точек 81 % (до 96 % без учёта неполяризованного фона) [2].

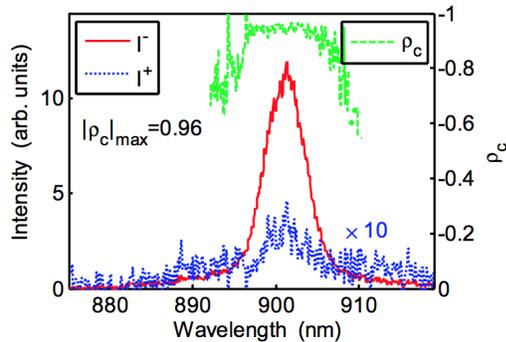


Рис. 4. Зависимости $I(\lambda)$ для правой σ^+ и левой σ^- циркулярной поляризации в относительных единицах, а также вычисленная величина ρ_c . Неполяризованный фон вычтен. Максимальное значение $\rho_c \approx 96\%$ [2].

2. Также в [2] исследовалась угловая зависимость интенсивности излучения квантовых точек вблизи брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ для структуры с периодом решётки $p = 770$ нм в двух циркулярных поляризациях: σ^+ и σ^- .

Были построены двумерные картины полученной интенсивности, а также проведено сравнение полученных результатов с теоретическими расчётами и показано общее согласие эксперимента и теории, несмотря на в общем более нечёткую картину в эксперименте, «смазанную» из-за неидеальности образца. Пример таких картин показан на Рис. 5.

Брэгговский резонанс – это результат «сложения» спектра излучения $E(k)$ в 1-ю зону Бриллюэна за счёт введения периодичности в плоскости двумерной структуры. Пусть период двумерной решётки по x и по y равен d . Тогда спектр при разных значениях k «складывается» в интервале $k_{x,y}$ от $-\frac{\pi}{d}$ до $\frac{\pi}{d}$. Номер резонанса – в данном случае $(\pm 2, \pm 2)$ – означает количество таких «сложений» по x и по y . Более подробно это явление рассматривается ниже.

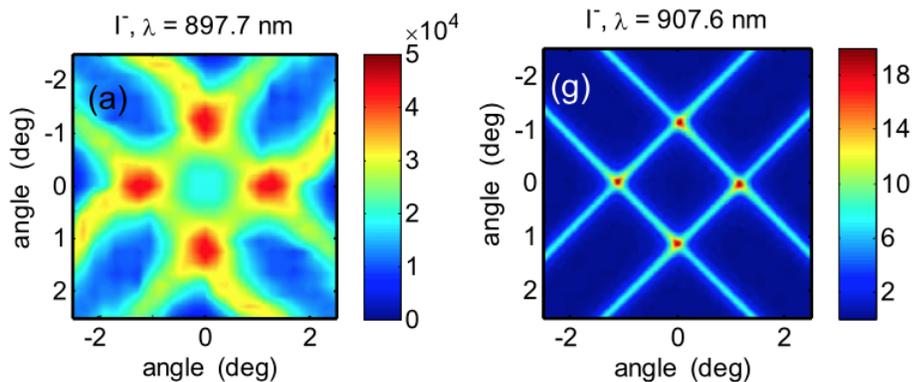


Рис. 5. Сравнение экспериментальной угловой зависимости интенсивности излучения (слева) и вычисленной теоретической (справа) в окрестности резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ [2]. Цветом показана интенсивность в относительных единицах (шкала – линейная).

2.4 Цели и задачи исследования

Исследование хиральных фотонных кристаллов, описанных в 2.1, было в основном сфокусировано на изучении поляризационных эффектов, которые были сильными даже при неидеальности образца. Новая задача заключалась в детальном исследовании угловых зависимостей спектров (см. 2.3), и в ходе своего выполнения она вызвала ряд других задач как из области техники эксперимента, так и касающихся физики хиральных фотонных кристаллов.

Задачи исследования

1. Определение зависимости полуширины резонансного пика $(\pm 2, \pm 2)$ вблизи нулевых углов от нормали к поверхности образца (далее - вблизи нуля) $(k_x \approx 0, k_y \approx 0)$ от размера диафрагмы, т. е. величин $(\Delta k_x, \Delta k_y)$; определение оптимального размера диафрагмы.
2. Исследование зависимости положения брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ (то есть зависимости λ_{peak} от периода p) спектра структуры от периода решётки в доступном диапазоне периодов 0.7–1.1 мкм.
3. Исследование области дисперсии $E(k)$ вблизи брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ и вблизи резонанса $(\pm 3, 0)$ для наноструктуры с периодом 800 нм в направлении $\Gamma-X$ ($k_y = 0$), ранее не исследованной.
4. Исследование направления $\Gamma-M$ ($k_x = k_y$) для той же структуры вблизи резонанса $(\pm 2, \pm 2)$, также не исследованного ранее.
5. Сравнение результатов с теоретическими расчётами.

Исследование подобных образцов интересно также и потому, что поляризованный по кругу одиночный фотон – это простая реализация кубита как

суперпозиции вертикальной и горизонтальной поляризации. В перспективе возможно создание на основе подобных структур однофотонного излучателя, с большой вероятностью испускающего одиночный циркулярно поляризованный фотон [3].

2.5 Ожидаемые результаты эксперимента

2.5.1 «Сложение» спектра

Фотонный кристалл – это двумерная периодическая структура с периодом d как по оси x , так и по оси y . Периодичность в любом из этих направлений, например, по оси x , приводит к тому, что волновые векторы, отличающиеся на целое число векторов обратной решётки $G_x = \frac{2\pi}{d}$, идентичны, и спектр «складывается» в 1-ю зону Бриллюэна (ЗБ), как, например, показано на Рис. 6 для простого сложения по x .

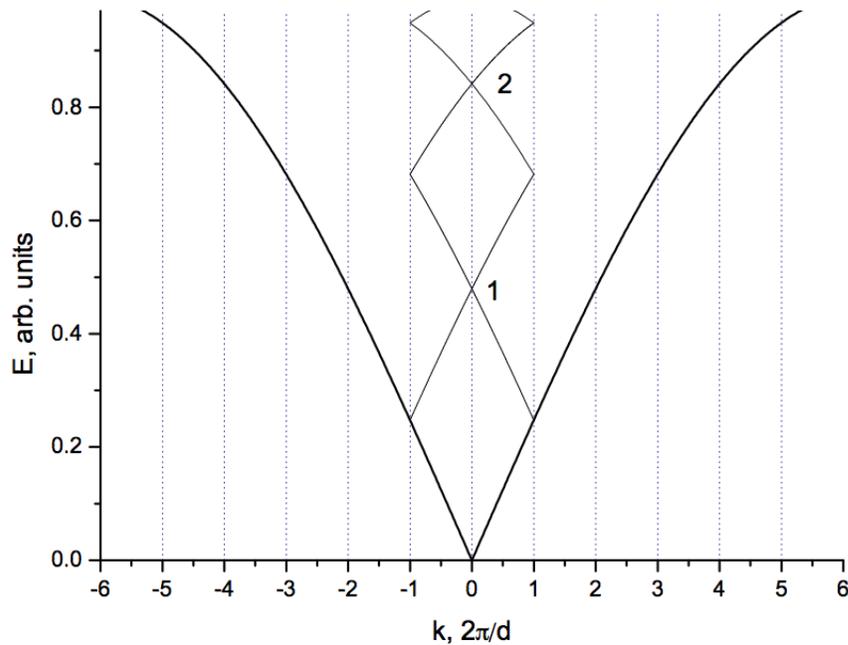


Рис. 6. «Сложение» дисперсионной кривой $E(k_x)$ в 1-ю ЗБ. Показана начальная дисперсионная кривая (более яркой линией) и результат её сложения. Цифры 1 и 2 нумеруют брэгговские резонансы.

В общем случае «обычная» дисперсионная кривая описывается выражением:

$$E(k) = |\vec{k}| \frac{\hbar c}{\sqrt{\varepsilon(\vec{k})}}, \quad (2)$$

где $\varepsilon(\vec{k})$ зависит от материала и дизайна наноструктуры. Если же происходит

«сложение» по x и y , то зависимость (2) принимает вид:

$$E_{l,m}(\vec{k}) = \frac{\hbar c}{\sqrt{\varepsilon(\vec{k})}} \sqrt{(k_x + lG_x)^2 + (k_y + mG_y)^2}, \quad (3)$$

причём $|k_{x,y}| \leq \frac{2\pi}{d_{x,y}}$. Числа l и m нумеруют т. н. брэгговский резонанс, то

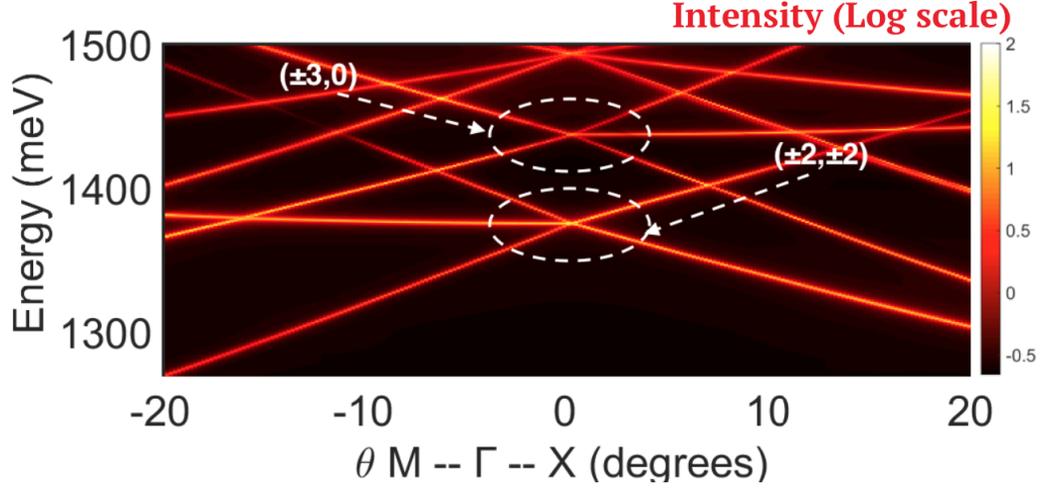


Рис. 7. Вычисленная теоретически угловая зависимость энергии для структуры с периодом 770 нм. Цветом показана интенсивность излучения в логарифмической шкале.

есть количество сложений спектра по осям x и y . Например, когда говорится о резонансе $(\pm 2, \pm 2)$, который, в том числе, исследовался в данной работе, имеется в виду, что рассматривается тот участок спектра, где произошло двукратное сложение дисперсионной кривой по осям x и y .

На Рис. 7 показана «сложенная» дисперсионная кривая, вычисленная теоретически для исследуемого фотонного кристалла с периодом 770 нм.

2.6 Типы волноводных мод

Бесконечный плоский волновод

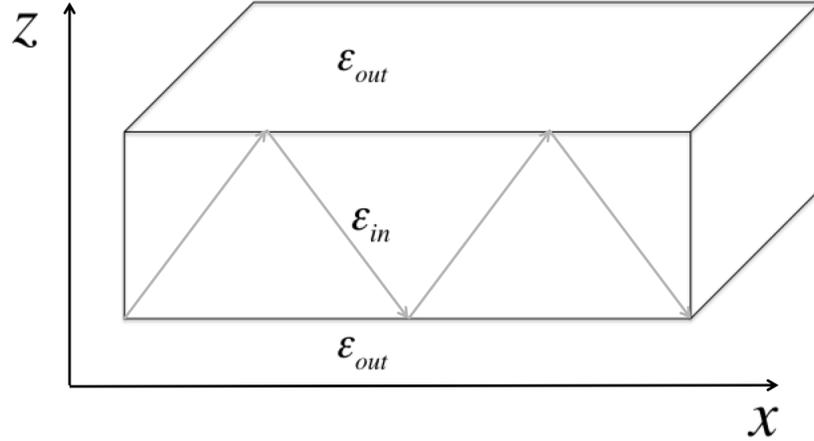


Рис. 8. Плоский волновод.

Исследуемая двумерная структура выращена на двумерном планарном волноводе. Рассмотрим бесконечный плоский волновод с диэлектрическими стенками (Рис. 8). Нетрудно заметить, что некоторые моды (guided modes) будут неограниченно распространяться в нём, будучи запертыми из-за полного внутреннего отражения, а некоторые смогут выйти наружу (quasi guided или leaky modes). В данном случае электрическое поле удовлетворяет волновому уравнению, следующему из уравнений Максвелла:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \varepsilon(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi = 0, \quad (4)$$

пусть $\psi(\vec{r}, t) = \chi(z) \exp [i(k_x x - \omega t)]$;

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + q^2 \right) \psi = 0, \quad (5)$$

$$q^2 = \varepsilon(z) \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2. \quad (6)$$

Если $q^2 > 0$, т. е. $n(z)\frac{\omega}{c} > k_x$, то волна будет распространяться, если же $q^2 < 0$, то возникнет экспоненциальное затухание моды.

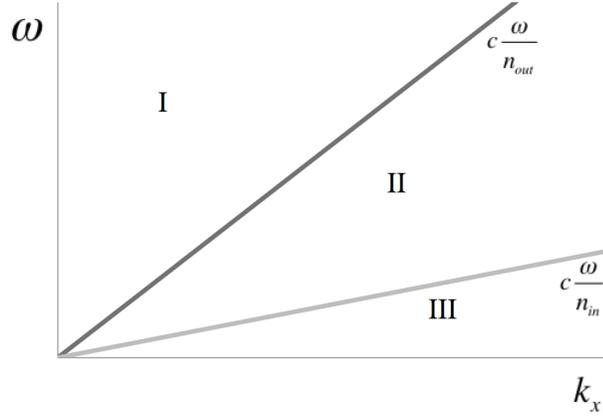


Рис. 9. Моды в плоском волноводе: I – leaky modes, II – guided modes, III - нет решений.

Условие полного внутреннего отражения [4]:

$$\theta_{lim} = \arcsin \frac{n_{out}}{n_{in}}, \quad (7)$$

$$\theta = \arctg \frac{k_x}{k_z} = \arcsin \frac{ck_x}{n_{in}\omega}, \quad (8)$$

тогда, если:

$$\theta < \theta_{lim} \Leftrightarrow k_x < n_{out} \frac{\omega}{c},$$

то полного внутреннего отражения нет, это leaky mode.

Если же:

$$\theta > \theta_{lim} \Leftrightarrow k_x > n_{out} \frac{\omega}{c},$$

то это guided mode, у которой нет возможности покинуть волновод.

На Рис. 9 отражены результаты исследования волноводных мод в диэлектрическом волноводе. Если наложить эту картинку на «сложенную» дисперсионную кривую, рассмотренную выше, то получится (см. Рис. 10), что будут наблюдаться только собственные моды планарного волновода с k , близкими

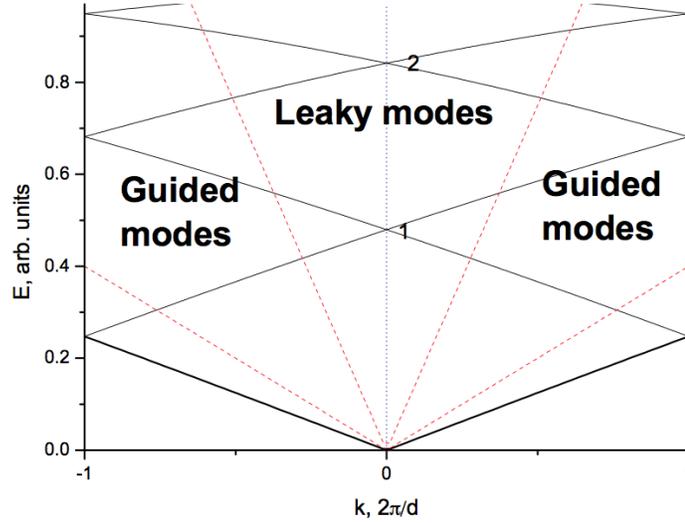


Рис. 10. Спектр $E(k)$ периодической структуры, построенной на планарном волноводе. Чёрным цветом показана дисперсионная кривая, синим – центр 1-й ЗБ, красным – границы областей с разными типами мод.

к брэгговским резонансам, излучение с иными значениями k не покинет волновод.

2.6.1 Описание количества и формы линий спектра

Ожидается, что количество и форма линий в окрестности резонанса (l, m) будет предсказываться уравнением (3), которое можно разложить при фиксированных l и m в окрестности $k_{x,y} = 0$. Эксперимент проводился в двух высокосимметричных направлениях изменения двумерного квазиимпульса квадратной двумерной решётки фотонного кристалла:

- $\Gamma - X$: направление, в котором $k_y = 0$, а величина k_x изменяется;
- $\Gamma - M$: направление, в котором $|k_x| = |k_y|$.

Разложение произведём при $G_x = G_y = \frac{2\pi}{d}$, d - размер элементарной ячейки фотонного кристалла.

Далее, пусть $x = \frac{k_x}{G_x}$, $y = \frac{k_y}{G_y}$ – малые величины, по которым идёт разложение (в экспериментах их модуль не превышает 0.1), (l, m) фиксированы. Получим разложение:

$$E_{l,m}(x, y) \approx E_0 + A \left(\frac{lx + my}{\sqrt{l^2 + m^2}} \right) + A \left(\frac{1}{2} \frac{(x^2 + y^2)}{\sqrt{l^2 + m^2}} - \frac{l^2 x^2 + m^2 y^2 + 2lmxy}{2(l^2 + m^2)^{3/2}} \right), \quad (9)$$

где E_0 не зависит от x и y , A – коэффициент, зависящий от вида кривой $\varepsilon(\vec{k})$.

Таким образом, имеем из (9):

- для $(\pm 2, \pm 2)$:

– для $\Gamma - X$

$$E_{\pm 2, \pm 2}^{\Gamma-X} = E_0 \pm A \frac{x}{\sqrt{2}} + o(x^2), \quad (10)$$

это две симметричные прямые, пересекающиеся при $x = 0$;

– для $\Gamma - M$

$$E_{\pm 2, \pm 2}^{\Gamma-M} = E_0 + A \begin{cases} \pm \sqrt{2}x + o(x^3), \\ \frac{x^2}{2\sqrt{2}} + o(x^3); \end{cases} \quad (11)$$

это опять две симметричные прямые линии, пересекающиеся при $x = 0$, кроме того, добавилась линия с квадратичной зависимостью энергии;

- для $(\pm 3, 0)$, направление $\Gamma - X$:

$$E_{\pm 3, 0}^{\Gamma-X} = E_0^{(3)} + A \begin{cases} \pm x + o(x^2), \\ \frac{x^2}{6} + o(x^3), \end{cases} \quad (12)$$

и вид дисперсионных кривых будет как в предыдущем пункте.

2.6.2 Теоретические расчёты

Имевшиеся теоретические расчёты свойств исследуемых фотонных кристаллов были получены путём численного решения уравнений Максвелла (метод описан в [5]). Расчёты велись для идеальных структур – «столбиков» в форме параллелепипеда постоянной и заданной толщины, тем интереснее было сравнить расчёты для совершенной «идеальной» структуры с результатами эксперимента на реальных образцах.

3 Результаты и их интерпретация

3.1 Зависимость полуширины пика от размера диафрагмы

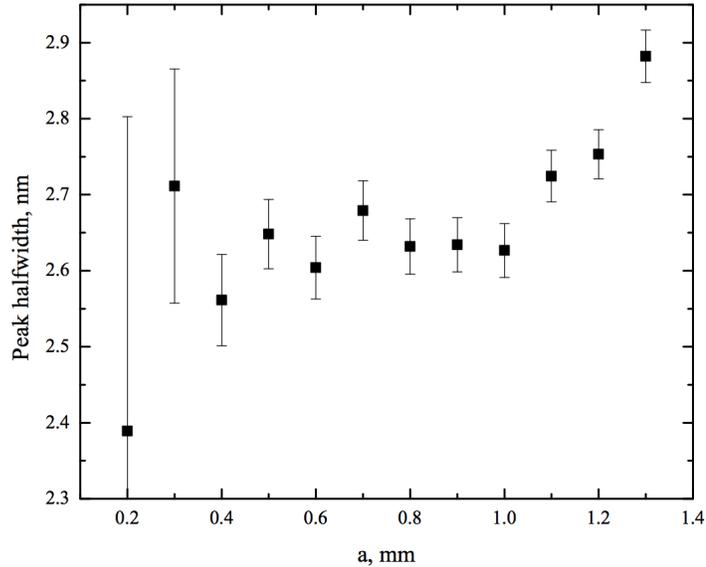


Рис. 11. Зависимость полуширины пика от размера диафрагмы a .

Как подробно обсуждалось в 2.2.2, диафрагма отвечает за выделение исследуемого участка спектра в пределах $\Delta k_x \Delta k_y$. Очевидно, она должна быть достаточно маленькой для того, чтобы в неё не попадало излучение со слишком большим угловым диапазоном. Сложение спектров из достаточно широкой области волновых векторов $\vec{k} = (k_x, k_y)$ привело бы к уширению линий и снижению разрешения, с которым производится эксперимент. С другой стороны, слишком маленький размер диафрагмы ведёт к тому, что теряется сигнал, что, учитывая наличие шумов, затрудняет эксперимент.

В первую очередь, было интересно выяснить, на каком размере диафрагмы начинается существенное уменьшение разрешения по углу.

Для этого рассматривался брэгговский резонанс $(\pm 2, \pm 2)$ на структуре с периодом 770 нм в точке $k_x = 0$, $k_y = 0$ и определялась полуширина пика

зависимости $I(\lambda)$ при каждом значении размера диафрагмы. В качестве диафрагмы использовалась скрещенная щель квадратной формы размера $a \times a$.

Из Рис. 11 видно, что существенные изменения в разрешении начинаются, когда размер диафрагмы превышает 1 мм. Соответственно, дальнейшее уменьшение размера диафрагмы в ходе эксперимента не приведёт к ухудшению разрешения, но приведёт к нежелательной потере сигнала.

Однако, с чем связана полученная ширина пика, равная 2.6 нм? Имеющиеся теоретические расчёты [3] показали, что линия будет всё же конечной ширины, притом минимальная ширина была около 0.7 нм.

Здесь нужно вспомнить о том, что расчёты велись для идеальных структур, для столбиков в форме идеальных параллелепипедов. В действительности же, как показывают фотографии, полученные при помощи электронного микроскопа, у них присутствуют скруглённые углы и другие несовершенства формы, связанные с технологией, и глубина травления может несколько варьироваться. Всё это влияет на ширину резонанса в реальных фотонных наноструктурах.

Итак, был найден размер диафрагмы – около 1 мм – позволяющий добиться оптимума между величиной сигнала и разрешением. Такая диафрагма и использовалась в дальнейших экспериментах.

3.2 Зависимость положения резонансного пика ($\pm 2, \pm 2$) от периода наноструктуры

Так как на образце был представлен набор мез (фотонных кристаллов) с разным периодом, была возможность исследовать зависимость положения пика ($\pm 2, \pm 2$) в нуле от периода структуры.

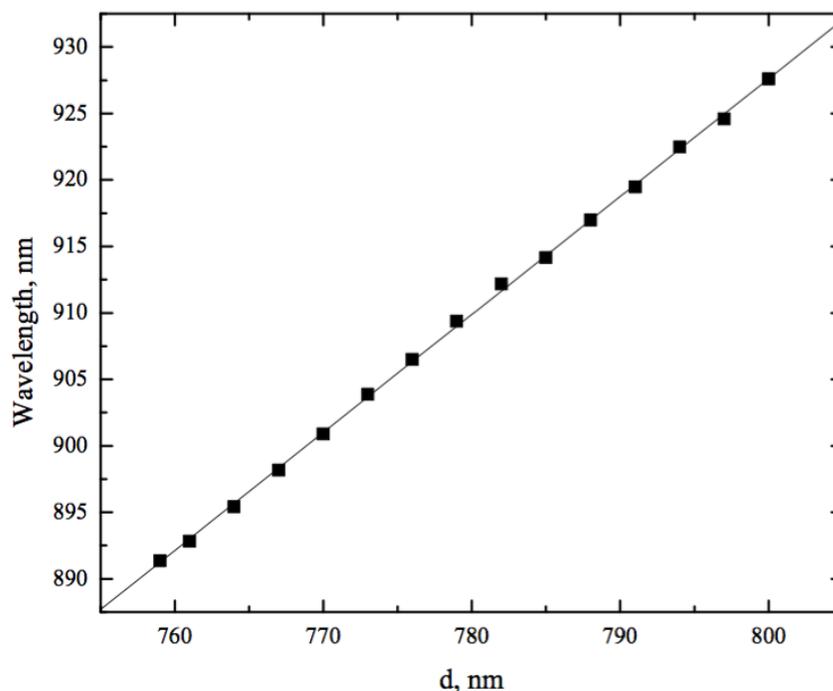


Рис. 12. Зависимость положения пика в брэгговском резонансе ($\pm 2, \pm 2$) при $k_x = k_y = 0$ от периода наноструктуры d .

На Рис. 12 показана полученная экспериментально зависимость. Видно, что локально она может быть описана прямой линией. Это можно объяснить, воспользовавшись ранее приведённым выражением (3) для «сложенных» мод в 1-й зоне Бриллюэна.

Так как $k_x = k_y = 0$, $G_{x,y} = \frac{2\pi}{d}$, зависимость $E(d)$, где d – период структуры, согласно (3), локально (то есть при локально постоянной в силу медлен-

ного изменения ε) выглядит как:

$$E_{\pm 2, \pm 2}^{k_x, y=0}(d) = 2\sqrt{2} \frac{\hbar c 2\pi}{\varepsilon d}, \quad (13)$$

а так как $E_{\pm 2, \pm 2}^{k_x, y=0} = \frac{hc}{\lambda_{peak}}$ верно для энергии пика в нуле, то для $\lambda_{peak}(d)$ в небольшом диапазоне d будет наблюдаться линейная зависимость:

$$\lambda_{peak}(d) = d \frac{\varepsilon}{2\sqrt{2}}. \quad (14)$$

Зависимость (14) подтверждается экспериментально Рис. 12.

Таким образом, была получена зависимость $\lambda_{peak}(d)$ положения пика в нуле для брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ в том диапазоне периодов решётки, который имелся на образце. Эта кривая сильно помогает исследователю решить прикладную задачу определения нуля дисперсионной кривой, от которого, двигаясь в нужную сторону, можно перемещением диафрагмы, т. е. изменяя k_x и k_y , получить кривые для представляющих интерес кристаллографических направлений.

3.3 Исследование области вблизи брэгговских резонансов $(\pm 2, \pm 2)$, $(\pm 3, 0)$ для структуры с периодом 800 нм в направлении $\Gamma - X$

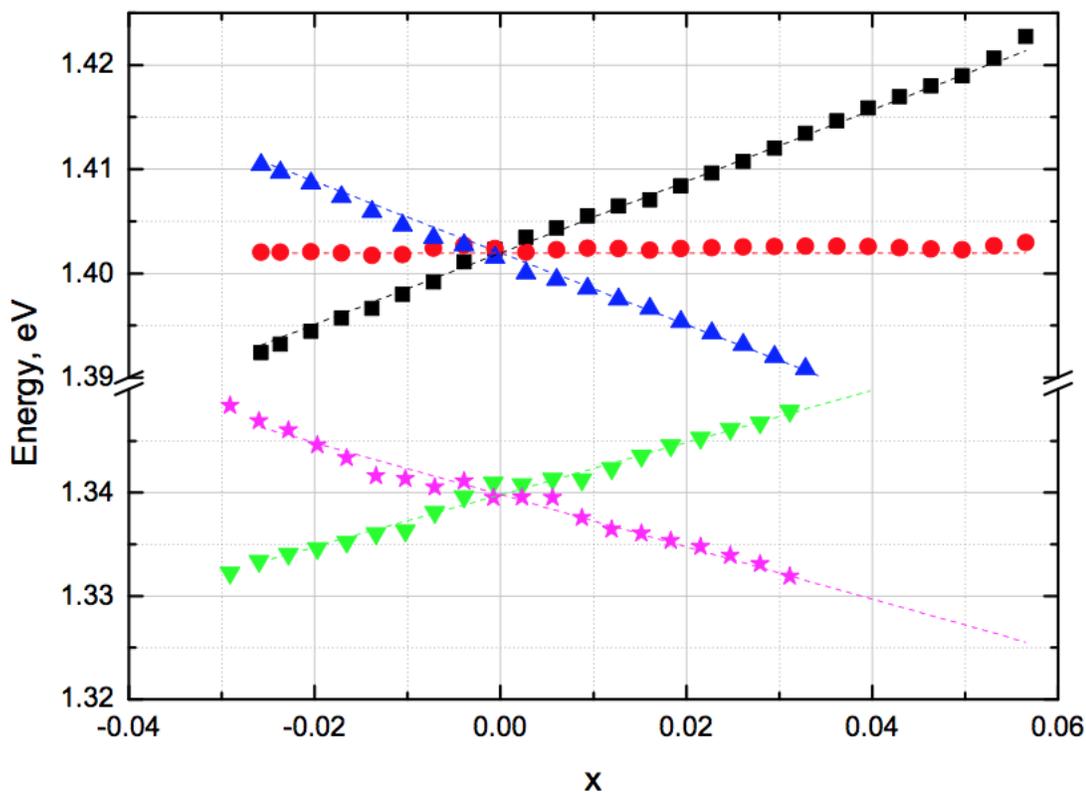


Рис. 13. Дисперсия фотонных мод в окрестности резонансов $(\pm 2, \pm 2)$, $(\pm 3, 0)$ для структуры с периодом 800 нм в направлении Γ - X ; по горизонтальной оси отложено отношение k_x/G_x при $k_y = 0$, $G_x = G_y = \frac{2\pi}{d}$.

В 2.3 был приведён результат исследования окрестности брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ для исследуемой структуры, мезы с периодом 770 нм. Область спектра, доступная наблюдению (размер которой определяется областью фотолюминесценции квантовых точек), позволяла также исследовать резонанс $(\pm 3, 0)$ для мез с достаточно большим периодом. Было интересно исследовать этот резонанс совместно с резонансом $(\pm 2, \pm 2)$ для мезы с тем же периодом.

На Рис. 14 показан пример исследуемого спектра $I(\lambda)$ для одного из углов.

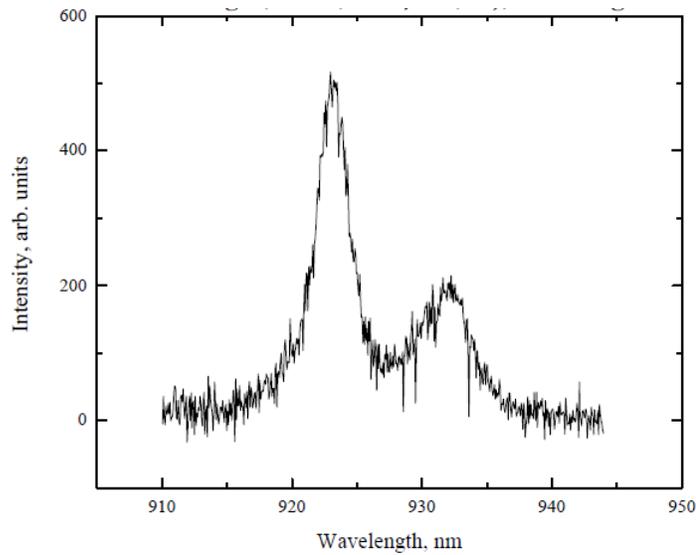


Рис. 14. Пример спектра излучения $I(\lambda)$ для образца с периодом 800 нм, $\theta \approx 1.7^\circ$, неполяризованный фон вычтен.

Серия таких спектров для разных углов с некоторым шагом давала угловую зависимость положения пиков интенсивности излучения. Угол – пространственную координату – можно было перевести в k_x (см. подробнее 2.2.2), а длину волны пиков – в энергию. Так можно было получить зависимость $E(x)$, представленную на Рис. 13.

Результат эксперимента - исследования окрестностей этих двух резонансов для мезы с периодом 800 нм - приведен на Рис. 13. Видно, что есть чёткие спектральные линии, две линии в случае $(\pm 2, \pm 2)$ и три линии в случае $(\pm 3, 0)$, одна из которых - практически бездисперсионная.

Это полностью согласуется с результатом полученного в 2.5.1 разложения «сложенной» дисперсионной кривой в окрестности резонанса (3). Таким образом, удалось из простых соображений предсказать форму и число спектральных линий. Вычисление наклонов спектральных линий выходит за рамки приближения (3), так как зависимость $\varepsilon(\vec{k})$ для образца нельзя получить аналитически.

Как следует из выражений (10) и (12), отношения наклонов дисперсионных кривых должны приблизительно равняться $\sqrt{2}$. Это подтверждается тем, что наклоны k графиков $E(x)$ для $(\pm 2, \pm 2)$ и $(\pm 3, 0)$ с точностью около 2% относятся как $\sqrt{2} = 1.41$:

$$k_{(\pm 2, \pm 2)} = 0.16, k_{(\pm 3, 0)} = 0.22; \quad (15)$$

$$\frac{k_{(\pm 3, 0)}}{k_{(\pm 2, \pm 2)}} = 1.38. \quad (16)$$

Итак, была исследована ранее не изученная область спектра фотонных кристаллов, причём результаты согласуются с приближением (3).

3.3.1 Исследование направления Γ – M для той же структуры вблизи брэгговского резонанса $(\pm 2, \pm 2)$

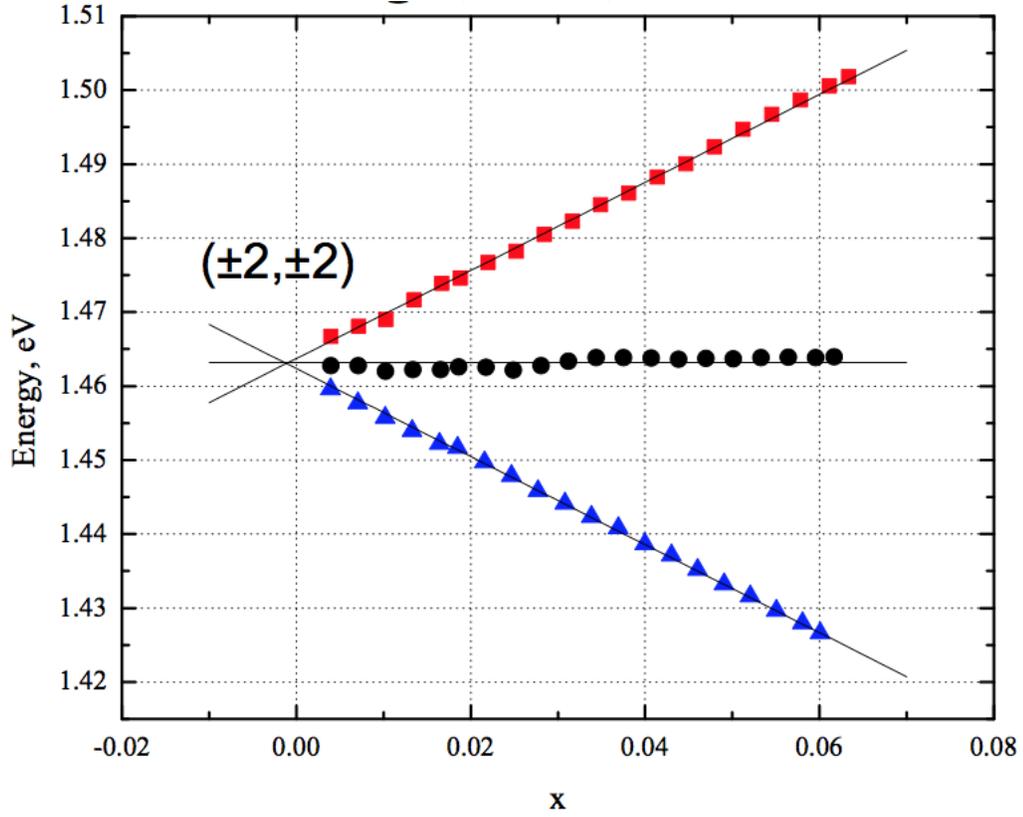


Рис. 15. Дисперсия фотонных мод в окрестности резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ для структуры с периодом 800 нм в направлении Γ - M ; по горизонтальной оси отложено отношение k_x/G_x при $|k_x| = |k_y|$, $G_x = G_y = \frac{2\pi}{d}$. Символами показано положение экспериментальных пиков, а линиями - расчётные кривые.

Было интересно экспериментально исследовать также направление $\Gamma - M$ для той же структуры, чему отвечает одновременное перемещение диафрагмы на одинаковое расстояние по x и по y из нуля. Из (11) следовало, что в этом случае должно было быть 3 линии, одна почти бездисперсионная и две симметричные относительно оси x .

Из Рис. 15 видно, что число и вид линий отвечают теоретически предсказанным.

Для наглядности на Рис. 16 показаны примеры спектров $I(\lambda)$, полученных

для направления $\Gamma - M$ для разных углов от нормали к поверхности образца, от приблизительно нулевого и до 0.95° с шагом около 0.19° . Видно, что при увеличении угла θ три линии, первоначально неразрешимые, отделяются друг от друга, причём одна из них остаётся на месте, а две другие симметрично передвигаются в обе стороны от неё.

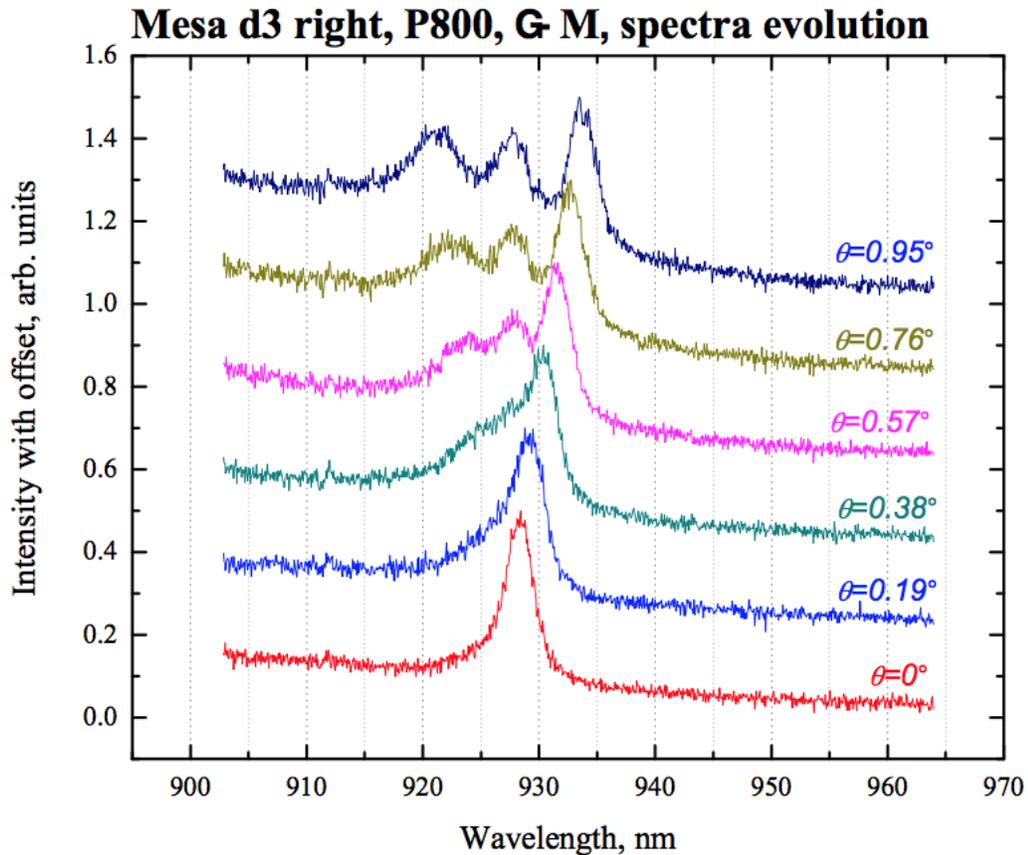
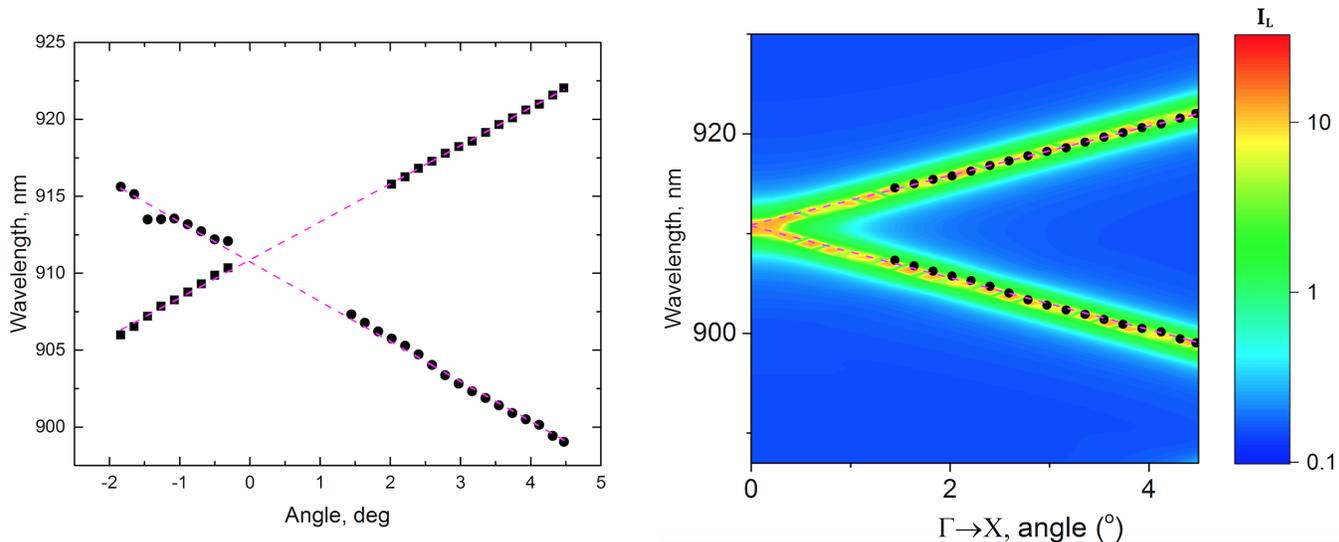


Рис. 16. Эволюция спектров излучения $I(\lambda)$ при увеличении угла θ .

Таким образом, наблюдались спектры излучения $E(k)$ в окрестности резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ в ранее не исследованном направлении $\Gamma - M$.

3.3.2 Сравнение результатов с теоретическими расчётами



Экспериментально полученная дисперсия фотонных мод в окрестности пика ($\pm 2, \pm 2$) для образца с периодом 770 нм в направлении $\Gamma - X$.

Наложение экспериментальной дисперсии на результаты численного теоретического расчёта для структуры с периодом 770 нм, направление $\Gamma - X$.

Рис. 17. Сравнение теории с экспериментом. На графиках также показаны линейные приближения для каждой из прямых.

Была получена угловая зависимость спектра около ($\pm 2, \pm 2$) для структуры с периодом 770 нм (см. Рис. 17) в диапазоне, который удаётся охватить экспериментально, было сделано приближение этих данных как пары прямых, согласно (10), и было произведено наложение этого результата эксперимента на теоретически вычисленную дисперсию. Это наглядно показало согласие теоретических данных с экспериментальными.

4 Заключение

В настоящей работе был описан исследуемый фотонный кристалл и были кратко изложены полученные для него ранее результаты. Была показана актуальность исследования подобных структур.

Был описан ряд проделанных экспериментов, позволяющих расширить знания о хиральных фотонных кристаллах, построенных на волноводах. Проведенные эксперименты были естественным продолжением предыдущей работы по изучению этих кристаллов.

В работе было показано согласие экспериментальных данных с расчётом, а также с общими представлениями о распространении света в периодических структурах.

Кроме того, были подробно изучены не исследованные ранее области возбуждения циркулярно поляризованных мод вблизи резонанса $(\pm 3, 0)$ в направлении $\Gamma - X$ и вблизи резонанса $(\pm 2, \pm 2)$ в направлении $\Gamma - M$.

Также стало понятно, что неидеальность образца не имеет существенного влияния на спектры.

Таким образом, все поставленные экспериментальные задачи были выполнены, в процессе чего были получены абсолютно новые результаты, частично уже опубликованные в работе [6].

Автор благодарит научного руководителя И. И. Тартаковского, а также А. А. Максимова за полезные советы, полученные опыт и знания, а также за неоценимую помощь при выполнении работы. Отдельно хотелось бы поблагодарить Е. В. Филатова за постоянную готовность помочь.

Список литературы

- [1] Guided modes in photonic crystal slabs / S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve et al. // Physical Review B. 1999. Vol. 60. P. 5751–5758.
- [2] Controlling circular polarization of light emitted by quantum dots using chiral photonic crystal slabs / S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius et al. // Physical Review B. 2015. Vol. 92. p. 205309.
- [3] Circularly polarized light emission from chiral spatially-structured planar semiconductor microcavities / A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. Filatov et al. // Physical Review B. 2014. Vol. 89. p. 045316.
- [4] Andreani Lucio Claudio. The Guided-Mode Expansion Method for Photonic Crystal Slabs. 2006. <http://fisica.unipv.it/nanophotonics/GME/Cost-P11-Andreani.pdf>.
- [5] Tikhodeev S. G. et al. Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs // Physical Review B. 2002. Т. 66. с. 045102.
- [6] Поляризационные и спектрально-пространственные свойства излучения в хиральных полупроводниковых наноструктурах / А. А. Максимов, А. Б. Пещеренко, И. И. Тартаковский [и др.] // Материалы XXI Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 13-16 марта 2017) В 2 т. 2017. Т. 2. С. 652–653.