

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

Домарецкий Даниил Рубикович

**Исследование конденсата микрорезонаторных экситонных
поляритонов с ненулевым угловым моментом**

010900 – прикладные математика и физика

Выпускная квалификационная работа
бакалавра естественных наук

Научные руководители –
чл.-корр. РАН, профессор
Кулаковский В. Д.,
научный сотрудник
ЛНЭП ИФТТ РАН,
к. ф.-м. н
Деменев А. А.

Черноголовка 2015

Оглавление

1	Литературный обзор	3
1.1	Экситоны в полупроводниках	3
1.2	Двумерные экситоны в квантовых ямах	4
1.3	Статистика экситонов	5
1.4	Свет в планарных микрорезонаторах	5
1.5	Полупроводниковые микрорезонаторы	6
1.6	Экситонные поляритоны	7
1.7	Поляритон: насколько свет, насколько экситон?	9
1.8	Эффективная масса поляритонов	11
1.9	Бозе-конденсация экситонных поляритонов	11
1.10	Квантовые вихри в конденсате	12
2	Цели и задачи работы	14
3	Экспериментальная часть	15
3.0.1	Исследуемый образец	15
3.0.2	Криостат	16
3.0.3	Лазер	17
3.1	Экспериментальная установка	17
3.1.1	Вихревая фазовая пластинка	19
3.2	Моделирование накачки	20
4	Результаты	21
5	Заключение	28

Введение

Экситонные-поляритоны, будучи композитными бозонами, вызывают чрезвычайный интерес исследователей не только фундаментальной науки, но и прикладной. В полупроводниковых структурах, например квантовых ямах, благодаря кулоновскому взаимодействию между электроном и дыркой, появляется связанное состояние - экситон, с энергией связи от нескольких мэВ до нескольких десятков мэВ. В области пересечения дисперсионных кривых фотонной и экситонной мод экситон-фотонное взаимодействие приводит к образованию смешанного состояния, которое называется экситонным поляритоном. Взаимодействие света и поляризации среды можно усилить, поместив квантовую яму в активный слой между двумя брегговскими зеркалами, т. е. внутри полупроводникового микрорезонатора. В случае, когда экситонный переход находится в резонансе с фотонной модой и спектральные ширины линий достаточно малы, сильное экситон-фотонное взаимодействие может приводить к образованию смешанных экситон-фотонных состояний, которые описываются в терминах квазидвумерных поляритонов. Величины экситон-фотонного взаимодействия в микрорезонаторах существенно больше, чем в объемном полупроводнике: они могут достигать нескольких десятков мэВ. Особенностью микрорезонаторных поляритонов является очень малая величина эффективной массы, что делает их особенно привлекательными для изучения Бозе-конденсации, наблюдаемой даже при комнатной температуре.

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Экситоны в полупроводниках

Простейшее возбуждение электронной системы полупроводника состоит в переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости. При этом в валентной зоне образуется дырка, которая ведет себя как положительно заряженная частица.

Экситоны в полупроводниковых средах представляют собой связанные состояния пары электрон-дырка, рассматриваемые как элементарные возбуждения с неоднородным пространственным распределением заряда, или кванты электрической поляризации. Различают два предельных случая, в зависимости от характерного расстояния между электроном и дыркой, – экситоны Френкеля с радиусом порядка величины периода решётки и экситоны Ванье-Мотта с радиусом много большим периода решётки. Далее будут рассматриваться экситоны Ванье-Мотта, для описания которых применим метод "эффективной массы". Связанные состояния электрона и дырки возникают в результате кулоновского притяжения между квазичастицами, подобно тому, как связываются кулоновскими силами электрон и протон в атоме водорода или электрон и позитрон в атоме позитрония. Тогда уровни энергии экситона могут быть записаны в виде

$$E_n = -\frac{\hbar^2}{2ma_B^2n^2}, n = 1, 2, 3, \dots, \quad (1.1)$$

где $m = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$ – приведенная масса, а $a_B = \frac{\varepsilon \hbar^2}{me^2}$ – "боровский радиус" экситона.

Полная энергия экситона включает кинетическую энергию свободного движения центра масс экситона

$$E_X(\vec{k}, n) = E_g + E_n + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}, \quad (1.2)$$

где $\vec{k}$ – волновой вектор движения центра масс.

1.2 Двумерные экситоны в квантовых ямах

Если движение экситона ограничено в одном направлении, экситон становится двумерным. Двумерности соответствует движение экситона в плоскости пластинки, толщина которой d меньше эффективного радиуса экситона. Ограничение экситона по одному направлению приводит к увеличению энергии связи экситона. Энергетический спектр идеального двумерного экситона может быть рассчитан точно, он равен:

$$E_n^{2D} = -\frac{e^2}{2a_B(n - 1/2)^2} \quad (1.3)$$

Из этого выражения следует, что ограничение движения по одному из направлений приводит к увеличению энергии связи основного состояния ($n = 1$) двумерного экситона по сравнению с трёхмерным в 4 раза. Эффективный радиус экситона a_B^{2D} уменьшается в 2 раза.

Ограничение движения экситонов реализуется в различных типах наноструктур, например, квантовых ямах, представляющих собой планарные гетероструктуры, в которых тонкий слой одного полупроводника помещён между более толстыми слоями другого.

На Рис. 1.1 приведено схематическое изображение квантово-размерных уровней в квантовой яме GaAs, полученной в более широкозонном полупроводнике $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Ширина запрещённой зоны E_{g1} в арсениде галлия меньше по сравнению с E_{g2} в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, что приводит к образованию квантовой ямы для экситонов.

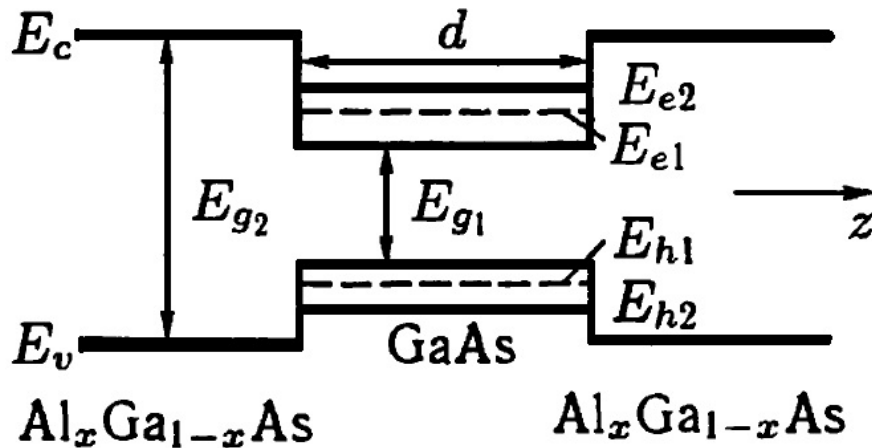


Рис. 1.1: Квантовая яма в GaAs с дырочными — E_{h1} , E_{h2} и электронными — E_{e1} , E_{e2} уровнями размерного квантования, z — текущая координата (перпендикулярно слоям). E_{g1} и E_{g2} — запрещённые зоны в GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, соответственно, E_c и E_v — дно зоны проводимости и потолок валентной зоны.

1.3 Статистика экситонов

В пределах малой концентрации ($\frac{a_B^3 N}{V} \ll 1$), то есть когда расстояние между экситонами значительно больше радиуса экситона, система экситонов подчиняется статистике Бозе. В этом случае гамильтониан системы элементарных возбуждений выражается через экситонные операторы b и $b^\dagger$, удовлетворяющие бозевским правилам коммутации:

$$\hat{H}_X = \sum_{\vec{k}} E_X(\vec{k}) \left(\hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}} + \frac{1}{2} \right) \quad (1.4)$$

$$[\hat{b}_{\vec{k}}^\dagger, \hat{b}_{\vec{k}'}] = \delta_{\vec{k}, \vec{k}'} \quad (1.5)$$

1.4 Свет в планарных микрорезонаторах

Рассмотрим распространение света с волновым вектором $\vec{k}$ в плоском резонаторе (см. Рис 1.2). Пусть расстояние между зеркалами L составляет целое число полуволин ($L = n \frac{\lambda}{2}$), тогда в резонаторе образуется стоячая электромагнитная волна.

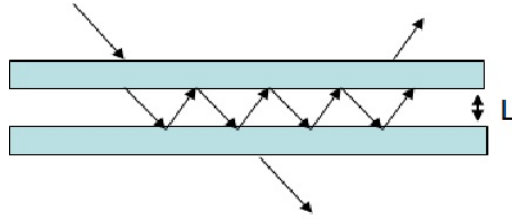


Рис. 1.2: Схематическое изображение плоского резонатора.

Свет будет распространяться только в плоскости $K = \{x, y\}$, причем нормальная компонента квазиволнового вектора резонаторной моды фиксирована условием:

$$\langle k_z \rangle = \frac{2\pi n_{cav}}{\lambda}. \quad (1.6)$$

В то же время спектр значений продольных x - и y -компонент остаётся непрерывным. В области $k_{||} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \ll k_z$ собственная энергия фотонного состояния имеет вид:

$$E_c(k_{||}) = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \approx \frac{\hbar c k_z}{n_{cav}} + \frac{\hbar c}{2n_{cav} k_z} k_{||}^2 = \frac{\hbar c}{\lambda} + \frac{\hbar c \lambda}{4\pi n_{cav}^2} k_{||}^2 \quad (1.7)$$

Т.е. происходит кардинальное изменение закона дисперсии света (Рис. 1.3)

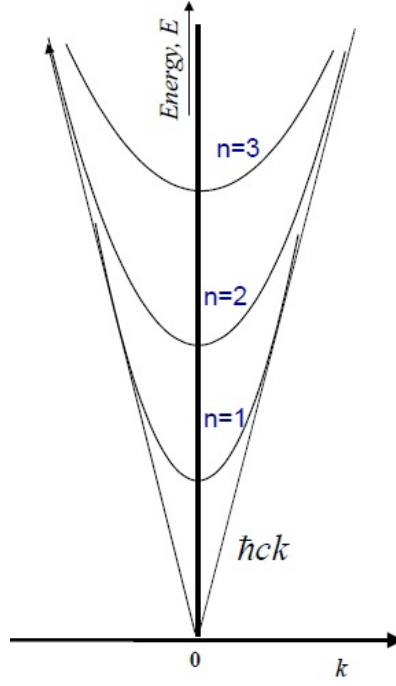


Рис. 1.3: Почти параболический закон дисперсии фотонов вблизи $k_{||} = 0$ без активной среды .

Таким образом эффективная масса фотона

$$m_{cav} = \frac{\hbar n_{cav}^2}{c\lambda} \quad (1.8)$$

определяется структурой резонатора. Например, для $n_{cav} = 3.54$ и $\lambda = 852$ нм $m_{cav} = 3.24 \cdot 10^{-35}$ кг, что составляет порядка 10^{-5} массы свободного элетрона.

1.5 Полупроводниковые микрорезонаторы

Полупроводниковые микрорезонаторы представляют собой два брегговских зеркала, разделенных "активной" средой. Каждое из зеркал состоит из чередующихся слоёв, например, AlAs и $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$. Толщина слоев с различными n подбирается такой, чтобы выполнялось условие:

$$n_1 l_1 = n_2 l_2 = \frac{\lambda}{4}, \quad (1.9)$$

где n_1 и n_2 показатели преломления AlAs и $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$, равные 2.95 и 3.65 соответственно.

При выполнении условия (1.9) отраженные от поверхности слоев волны синфазны; за счет интерференции происходит увеличение коэффициента отражения для волн. Чем больше таких слоев в брегговском зеркале, тем больше коэффициент отражения. Таким образом, он может доходить до значений $R = 0.9999$ и больше.

Пропускание брэгговских зеркал резонатора является конечным (ненулевым), что приводит к конечному времени жизни фотона в активном слое. Для резонатора с добротностью Q время жизни $2D$ фотона в состоянии с $k_{||} = 0$ составляет:

$$\tau_{cav} = \frac{2\hbar Q}{E_0} = \frac{\lambda Q}{\pi c} \quad (1.10)$$

Так, для $Q = 10^3$, $\lambda = 900$ нм $\tau_{cav} \approx 10^{-12}$ с.

Для того, чтобы локализовать экситоны, в активный слой помещают квантовые ямы шириной $L_z \approx 10$ нм, которая сравнима с боровским радиусом экситона (Рис. 1.4).

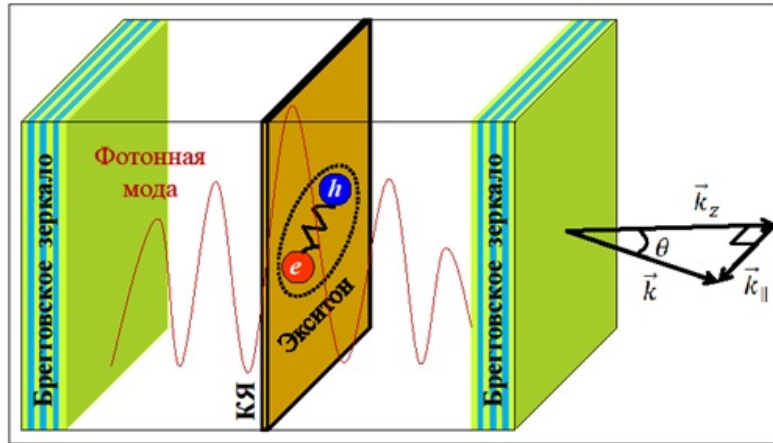


Рис. 1.4: Структура полупроводникового резонатора (схематически) и качественная картина распределения электромагнитного поля.

1.6 Экситонные поляритоны

Сильное экситон-фотонное взаимодействие в планарном микрорезонаторе [1] приводит к расщеплению термов экситона и фотона в точках пересечения на два поляритонных состояния – верхнюю (UP) и нижнюю (LP) поляритонные ветви (Рис. 1.5)

Величина взаимодействия $\hbar\Omega$ в условиях точного резонанса экситонного уровня $E_X(k)$ и фотонной моды $E_C(k)$ получила название Раби-расщепления. При этом вероятность обнаружить поляритон в чистом экситонном или фотонном состояниях осциллирует с периодом Раби-осцилляций $\tau = 1/\Omega$. Качественно поляритонное состояние можно описать следующим образом: фотон, распространяющийся в микрорезонаторе с определенным k , поглощается в квантовой яме, в результате чего в яме рождается экситон с тем же волновым вектором; далее в результате рекомбинации экситона излучается фотон с тем же k , что и до поглощения, и так далее (Рис. 1.6). Такой процесс повторяется много раз до тех пор, пока фотон не покинет микрорезонатор или не произойдет рассеяния поляритона на других возбуждениях.

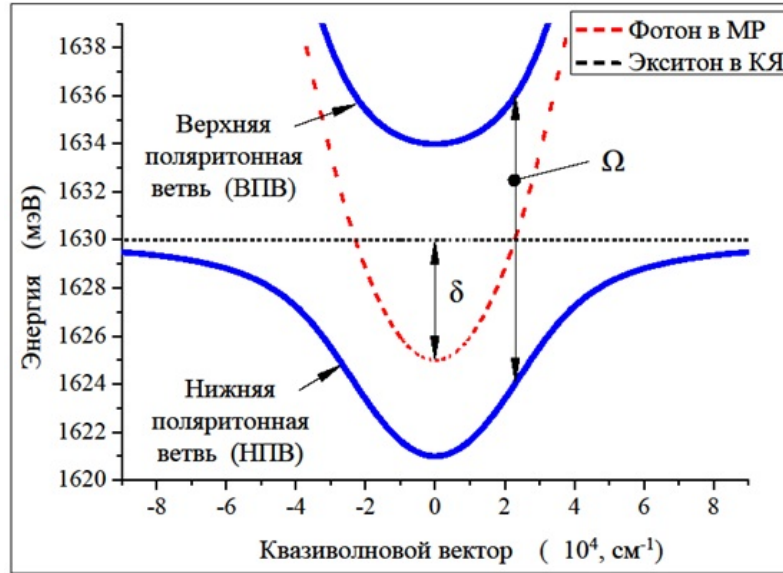


Рис. 1.5: Дисперсия поляритонов(синие линии): верхняя и нижняя поляритонные ветки. Черной и красной пунктирными линиями показаны дисперсии экситонной и фотонной моды в отсутствие взаимодействия.

Необходимым условием существования поляритонов является условие сильной связи экситона и фотона[2], когда последний успевает перепоглотиться много раз в квантовой яме с образованием экситона с тем же квазиимпульсом, то есть период Раби-осцилляций должен быть во много раз меньше, чем время рассеяния экситона в среде и меньше "времени жизни" фотонной моды в резонаторе.

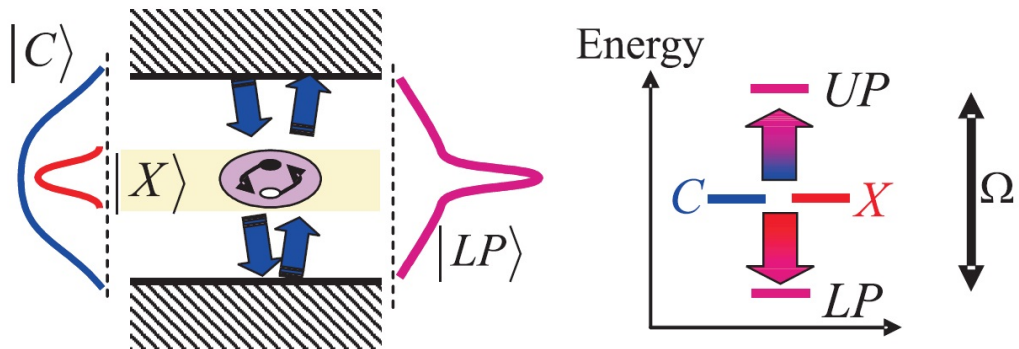


Рис. 1.6: Раби-осцилляции и расщепление термов в точках пересечения, из-за того, что симметрия одинаковая у света и светлых экситонов со спином 1. Величина расталкивания определяется константой экситон-фотонного взаимодействия – Ω .

1.7 Поляритон: насколько свет, насколько экситон?

Система взаимодействующих экситонов и фотонов может быть описана с помощью гамильтониана

$$\hat{H} = \sum_{\vec{k}} \left(E_C(\vec{k}) (\hat{a}_{\vec{k}}^\dagger \hat{a}_{\vec{k}} + \frac{1}{2}) + E_X(\vec{k}) (\hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}} + \frac{1}{2}) + \hbar\Omega (\hat{a}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}} + \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{a}_{\vec{k}}) \right). \quad (1.11)$$

Этот гамильтониан можно диагонализировать, вводя новые операторы

$$\hat{U} = X\hat{a} - C\hat{b} \quad (1.12)$$

$$\hat{L} = C\hat{b} + X\hat{a} \quad (1.13)$$

Скаляры X и C описываются формулами:

$$|X|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 + (2\hbar\Omega)^2}} \right), \quad (1.14)$$

$$|C|^2 = 1 - |X|^2, \quad (1.15)$$

они получили название коэффициентов Хопфилда, отражают доли экситона и фотона в поляритоне. Величина $\delta = E_C - E_X$ называется расстройкой, определяющаяся как разница между резонансной энергией фотона и энергией экситона в квантовой яме. При $\delta = 0$ поляритоны являются наполовину светом,

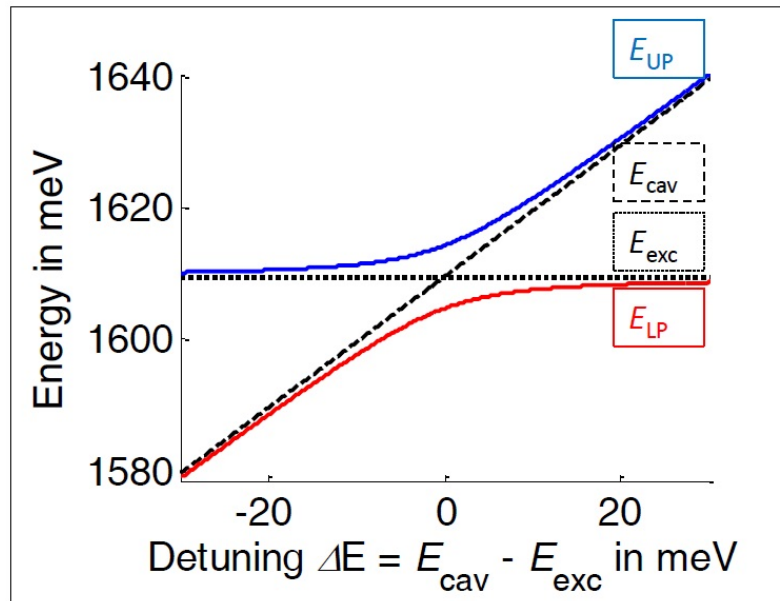


Рис. 1.7: Расстройка как функция от E_X , E_C , E_{LP} , E_{UP} .

наполовину экситонами.

Энергии поляритонов на верхней и нижней поляритонной ветвях равны

$$E_{LP,UP} = \frac{1}{2} \left(E_X + E_C \pm \sqrt{\delta^2 + (2\hbar\Omega)^2} \right) \quad (1.16)$$

Коэффициенты Хопфилда зависят от $\vec{k}$, так как δ является функцией от $\vec{k}$:

$$\delta(\vec{k}) = E_C(\vec{k}) - E_X(\vec{k}) = E_C(0) + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_C} - E_X(0) - \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_X} \approx \delta(0) + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_C} \quad (1.17)$$

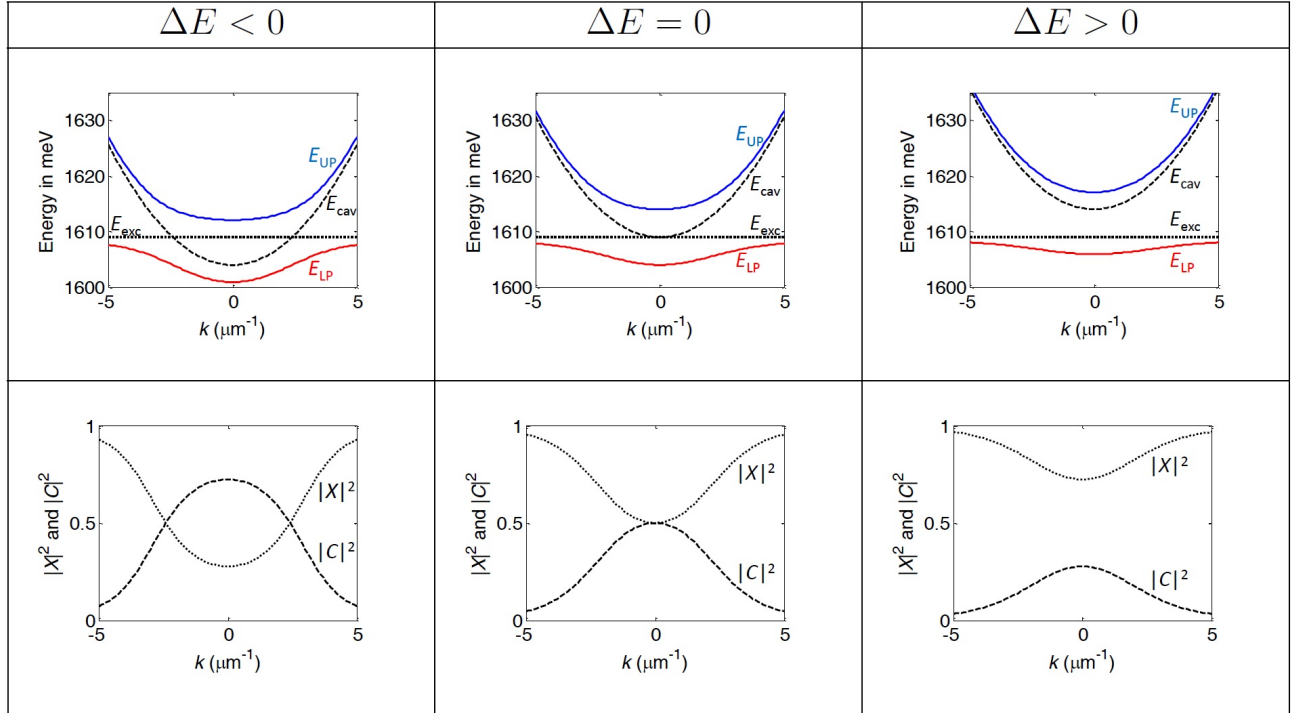


Рис. 1.8: Зависимость коэффициентов Хопфилда от планарного волнового вектора(расчет).

1.8 Эффективная масса поляритонов

Из уравнения

$$\frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_{LP}} = |X|^2 \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_X} + |C|^2 \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_C} \quad (1.18)$$

следует, что эффективная масса экситонных поляритонов определяется выражением:

$$m_{LP} = \left(\frac{|X|^2}{m_X} + \frac{|C|^2}{m_C} \right)^{-1} \approx \frac{m_C}{|C|^2} \quad (1.19)$$

Это означает, например, что вблизи расстройки равной нулю, масса поляритона равна двум массам "резонаторного" фотона. Здесь, как и раньше, мы пренебрегли $\frac{1}{m_X}$ по сравнению с $\frac{1}{m_C}$, так как масса "резонаторного" фотона намного меньше эффективной массы экситона.

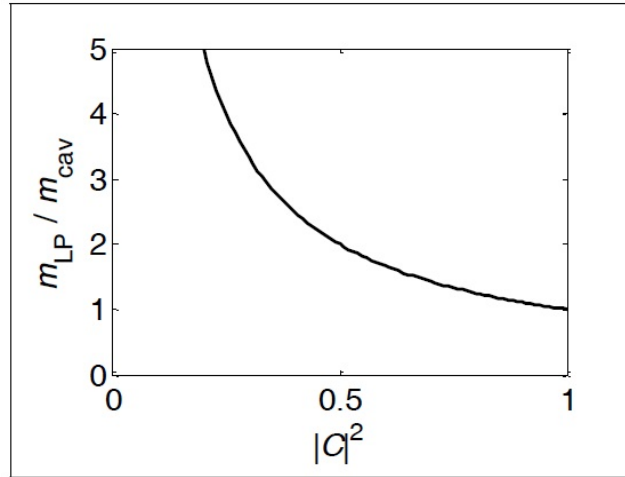


Рис. 1.9: Зависимость эффективной массы поляритонов от коэффициента Хопфилда(расчет).

1.9 Бозе-конденсация экситонных поляритонов

У бозонов – частиц с целым спином – при достижении критических условий и при кинетическом равновесии может происходить конденсация, близкая по своей природе к явлению Бозе-Эйнштейновской конденсации(БЭК). Здесь уместно напомнить, что в идеальной, пространственно неограниченной двумерной системе БЭК не может происходить по принципиальным причинам:из-за расходимости заполнения в $k = 0$ в условиях постоянной плотности состояний, а также из-за квантовых флуктуаций в таком газе, которые расходятся логарифмически с ростом размера системы. Однако эта проблема снимается при пространственном ограничении свободного движения двумерных экситонных

поляритонов[6] и их накоплении в латеральных ловушках, искусственно изготовленных, или в естественных ловушках, связанных с флуктуациями случайного потенциала; благодаря всему вышеперечисленному в системе появляются дискретные уровни энергии. В результате становится возможным макрозаполнение одного квантового состояния(БЭК)(Рис.1.10)[3][4].

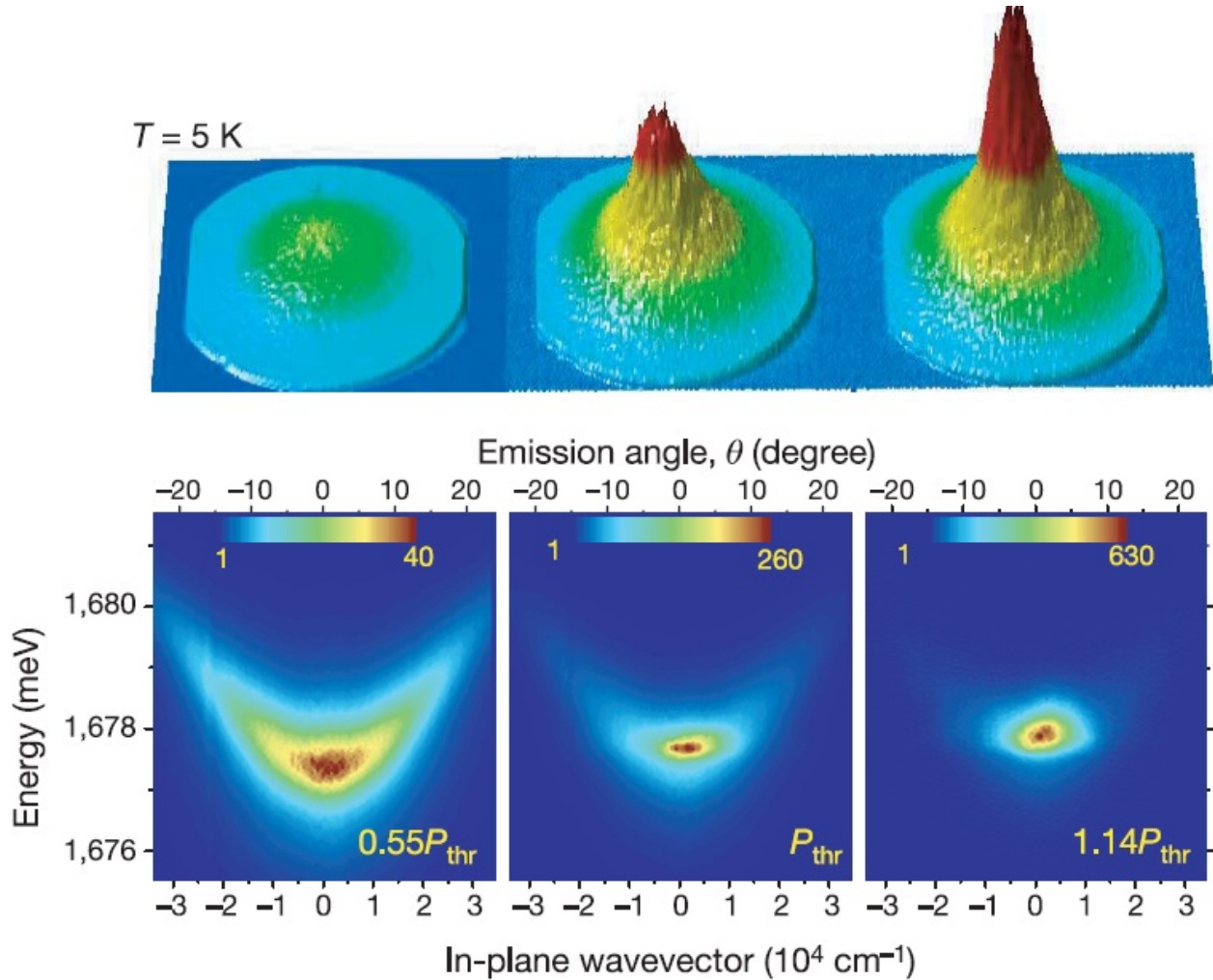


Рис. 1.10: Излучение поляритонной моды в зависимости от плотности фотовозбуждения. При повышении плотности фотовозбуждения и увеличении числа поляритонов в системе пороговым образом образуется макрозаполненное состояние.

1.10 Квантовые вихри в конденсате

Одним из замечательных и ярких свойств БЭК является возникновение в конденсате фазовых сингулярностей, связанных с возбуждениями квантовых вихрей[5]. В квантовых жидкостях вихрь переносит фазу циркуляции сверхпроводящих частиц, которая при обходе вокруг ко-ра(сердцевины) вихря квантуется. По определению квантовые вихри характеризуются вращением фазы вокруг ко-ра, которое кратно целому числу π .

По существу квантовые вихри принципиально отличаются от обычных классических вихрей, у которых отсутствует квантование фазы и которые, например, легко наблюдать при стоке воды в обычной водопроводной раковине.

Для визуализации стационарно локализованного одиночного квантового вихря применяется двулучевая кросс-корреляционная интерференционная техника с использованием ретрорефлектора в качестве одного из зеркал в двулучевом интерферометре.

В картине интерференционного сложения амплитуд с помощью интерферометра Майкельсона вихрь проявляется в виде характерной дислокационной «вилки», которая связана с изменением фазы при круговом обходе ко́ра вихря («скачок» на одну интерференционную полосу соответствует изменению фазы на 2π) (Рис. 1.11).

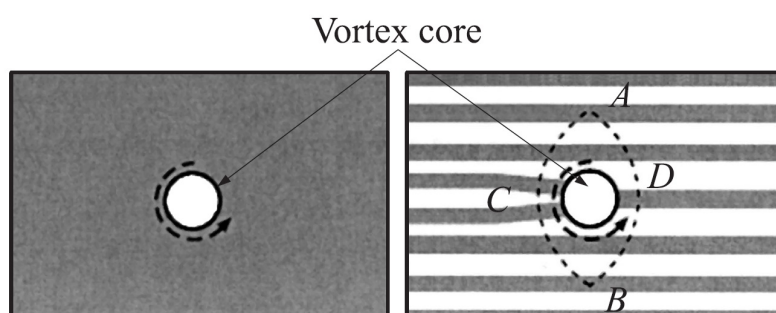


Рис. 1.11: Схематическая визуализация вихря (a) с помощью двулучевого интерферометра Майкельсона. Вихрь в интерференционной картине проявляется в виде характерной дислокационной «вилки» (b), которая связана с изменением фазы при круговом обходе ко́ра вихря. Интерференционная методика позволяет безошибочно детектировать наличие вихревой структуры даже в условиях, когда сам кор вихря не разрешается.

Глава 2

Цели и задачи работы

Целью данной работы является создание и исследование спинорного конденсата экситонных поляритонов с ненулевым орбитальным моментом в планарном микрорезонаторе. В связи с этим поставлена **задача** придумать и собрать схему, позволяющую получать состояние света, накачивающего микрорезонатор, с возможностью вариации по поляризации и значению орбитального момента.

Глава 3

Экспериментальная часть

3.0.1 Исследуемый образец

GaAs/AlAs МР выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs подложке. Он состоит из 4 GaAs квантовых ям толщиной 7 нм, разделенных 4 нм AlAs барьерами, находящихся в пучностях электрического поля в активном слое толщиной $\lambda/2$. Нижнее (верхнее) зеркало состоит из 32 (36) $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{AlAs}$ брэгговских слоев. Для измерений пропускания с GaAs подложки было стравлено окно размерами $700 \times 300 \mu\text{m}^2$. На Рис. 3.1 показаны параметры дисперсии поляритонов и схема возбуждения.

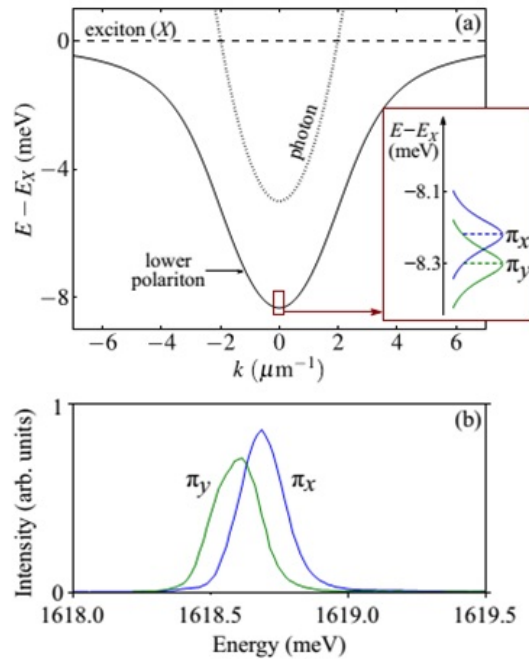


Рис. 3.1: Нижняя поляритонная ветка. Свободный экситонный уровень $E_X \approx 1627$ мэВ. На вставке – (а) энергетические уровни и поляризации поляритонов. (б) Спектр пропускания микрорезонатора, измеренный при широкополосном циркулярно-поляризованном возбуждении длительностью 1 пс (полная ширина на половине высоты импульса была ≈ 3 мэВ).

Дно нижней поляритонной ветви находится на уровне 1619 мэВ, расщепление Раби составляло 10.5 мэВ, а добротность МР превышала 10^4 . Для исследования спинорного конденсата поляритонов была выбрана точка на образце с рассогласованием экситонного и фотонного уровней с нижней поляритонной ветвью при нулевом квазиимпульсе ≈ 10.5 мэВ и $E_C - E_X \approx -5$ мэВ соответственно. Для данной точки при действии слабого широкополосного возбуждения в $k = 0$ было найдено, что спектр пропускания МР состоит из двух ортогонально поляризованных π_x и π_y мод, отличающихся по энергии на $\delta_{xy} = E_x - E_y = 80 \pm 5$ мкэВ. Расщепление основного состояния обусловлено пониженной симметрией в протравленной области. Собственные состояния поляризованы вдоль сторон стравленного окна, которые, в свою очередь, параллельны горизонтальной и вертикальной осям кристалла.

3.0.2 Криостат

Образец находился под вакуумом в оптическом прокачном гелиевом криостате с кварцевыми окошками с обеих сторон для изучения пропускания МР. В тоже время, небольшое расстояние от образца до окошка позволяло исследовать распределение поляритонов с высоким пространственным разрешением (Рис 3.2). Микрорезонатор смонтирован с помощью термопасты на медном холодном пальце, охлаждаемом парами гелия, таким образом температура образца могла варьироваться в широких пределах от 7К до комнатной. Данная работа была выполнена при температуре 7К.

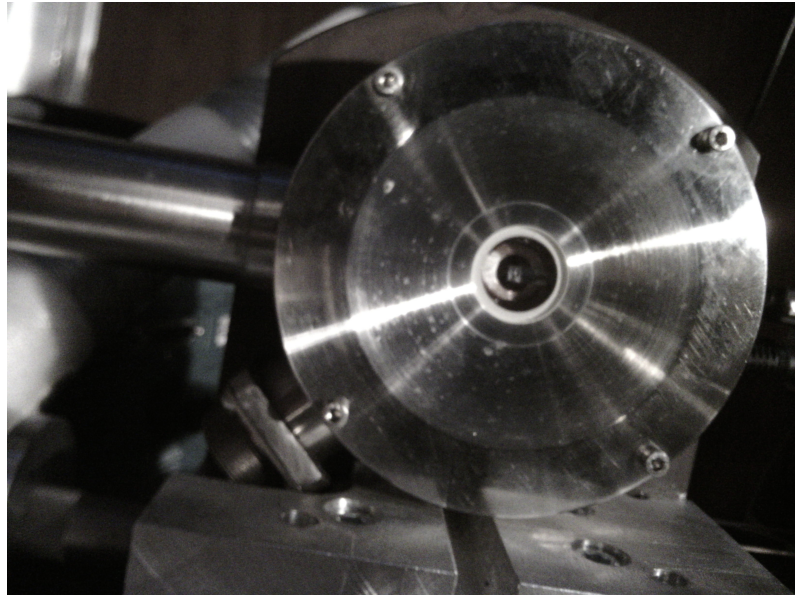


Рис. 3.2: Фотография используемого в работе прокачного криостата

3.0.3 Лазер

Для возбуждения поляритонного газа использовался Ti-сапфировый лазер фирмы SpectraPhysics, который генерировал импульсы длительностью 1.5 пс с частотой повторения 80 МГц и длиной волны 764 нм. Выходная мощность лазера составляла 2.5 Вт. Для накачки пикосекундного лазера был использован лазер на неодимовом стекле MilleniaPro той же фирмы. Длина волны 532 нм, выходная мощность – 12 Вт.

3.1 Экспериментальная установка

Предполагается, что конденсат экситонных поляритонов с ненулевым орбитальным моментом можно получить, если возбуждающий свет изначально имел орбитальный угловой момент. Таким образом, для изучения спинорного конденсата с орбитальным моментом необходимо получать состояние света с возможностью варьирования по поляризации и значению момента. Для приготовления такого света была собрана установка (Рис. 3.3), позволяющей получить момент $m = \pm 1$

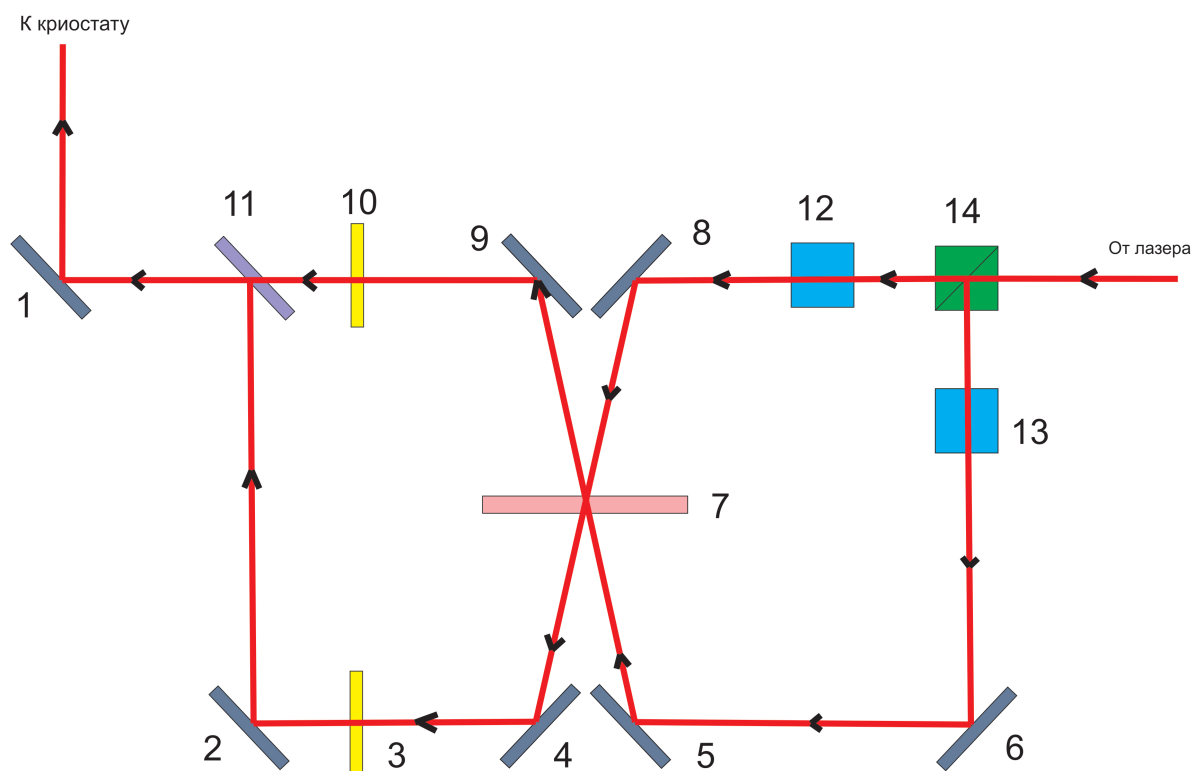


Рис. 3.3: Схема получения двух вихревых пучков с противоположными знаками орбитальных моментов. 1, 2, 4, 5, 6, 8, 9 – «глухие» зеркала; 3, 10 – четвертьволновые пластинки; 12, 13 – призмы Глана-Тейлора; 14 – делительный кубик; 7 – вихревая фазовая пластинка; 11 – полупрозрачное зеркало.

Луч лазера разделялся на два при помощи делительного кубика (14), затем каждый из лучей проходил через призмы Глана-Тейлора, восстанавливаю-

щие горизонтальную поляризацию света(12, 13). Использование призм связано с тем, что после делительного кубика лучи были деполяризованы. После призм Глана-Тейлора лучи отражались от зеркал (8) и (5), проходили через вихревую пластинку (7), приобретая противоположные по знаку орбитальные моменты. Отражаясь от зеркал (9) и (4), проходили через четвертьволновые пластинки, приобретая циркулярные поляризации, сводились на полупрозрачном зеркале (11) при помощи зеркала (2) и отправлялись к образцу в криостате зеркалом (1). Расстояния между зеркалами выбрано так, чтобы лучи с разными орбитальными моментами приходили к криостату одновременно.

Свет, излучаемый микрорезонатором собирался микрообъективом Mitutoyo 10x и распространялся по телескопической схеме к стрик-камере(Рис. 3.4) для детектирования.

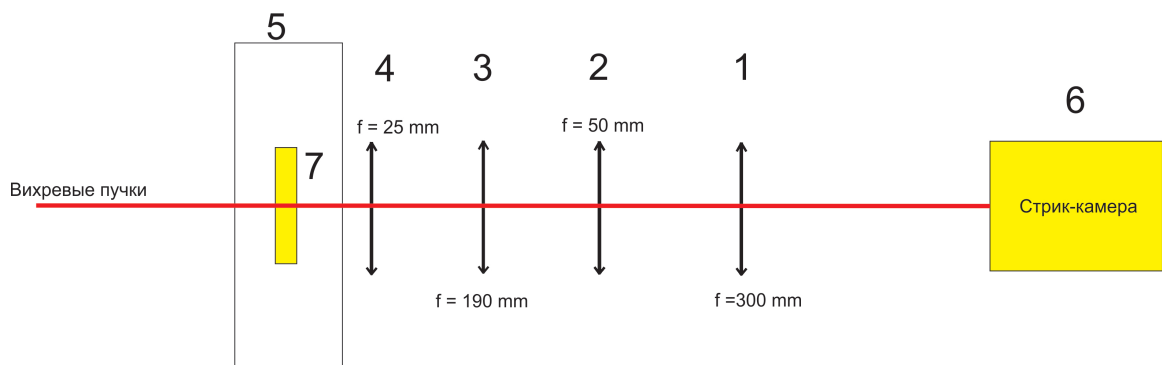


Рис. 3.4: Схема детектирования сигнала. 1, 2, 3, 4 – собирающие линзы, 5 – криостат, 6 – стрик-камера, 7 – микрорезонатор.

3.1.1 Вихревая фазовая пластинка

Фазовая пластинка, с функцией пропускания $e^{im\phi}$ (Рис. 3.5), где m – целое число, ϕ – азимутальный угол, при освещении когерентным монохроматическим светом производит винтовой волновой фронт, имеющий спиральный вектор Пойнтинга (Рис. 3.6) и осевую фазовую особенность, определяющую характерную нулевую интенсивность на оси пучка (Рис. 3.5). С такой фазой связан орбитальный угловой момент, равный $\hbar m$.

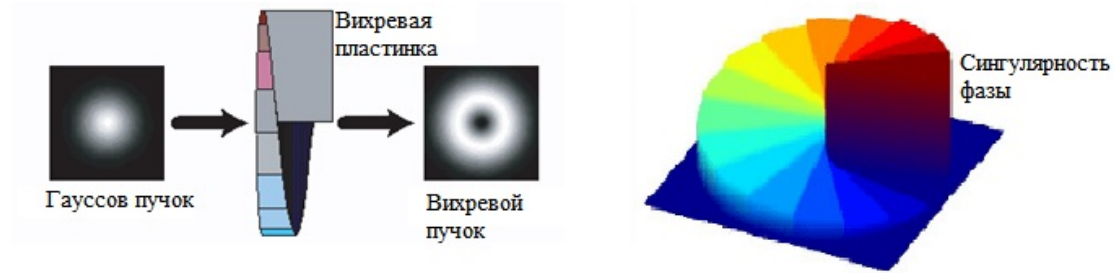


Рис. 3.5: Преобразование фазовой пластинкой гауссовых оптических пучков в вихревые(закрученные) пучки. В центре вихревого пучка наблюдается фазовая особенность, проявляющаяся нулевой интенсивностью излучения. Так же показана характерная схема устройства такой пластинки с $|m| = 1$.

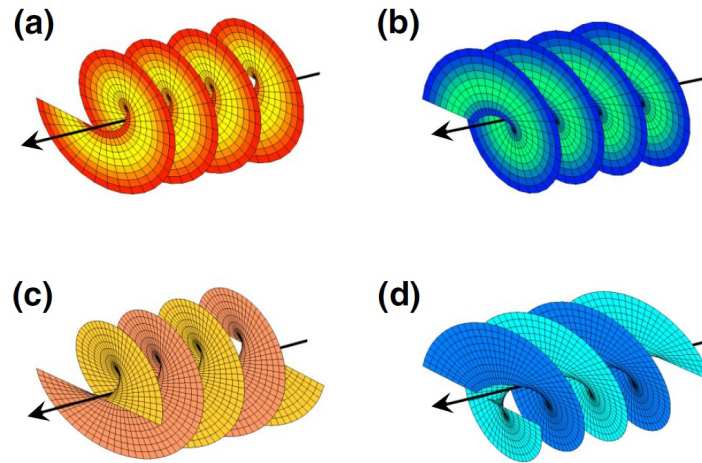


Рис. 3.6: Пучки со спиральным волновым фронтом: (a) $m = 1$, (b) $m = -1$, (c) $m = 2$, (d) $m = -2$.

Более сложные фазовые структуры могут формировать пучки с произвольным значением орбитального углового момента (Рис. 3.7).

Для эксперимента мы выбрали фазовую пластинку RPC Vortex Phase Plate с $|m| = 1$

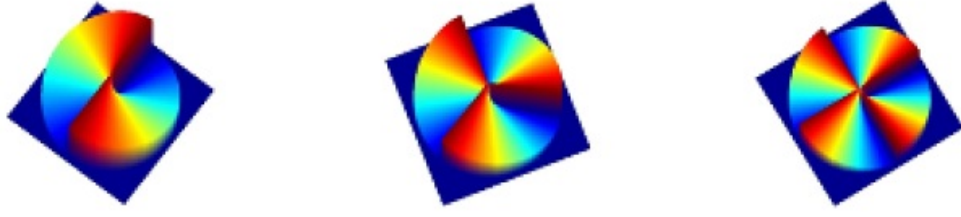


Рис. 3.7: Фазовый портрет пластинок с $|m| = 2$, $|m| = 3$, $|m| = 4$.

3.2 Моделирование накачки

Электрическое поле циркулярно поляризованной волны с орбитальным моментом m может представлено в виде:

$$\vec{E}(r, \phi) = \vec{A}_{cir} \left(\frac{r}{R} \right)^{m/2} e^{-\frac{(r-r_o)^2}{\rho^2}} e^{im\phi}. \quad (3.1)$$

Тогда суперпозиция двух волн с противоположными круговыми поляризациями и угловыми орбитальными моментами запишется в виде:

$$\vec{E}_{\Sigma}(r, \phi) = \vec{A}_{cir+} \left(\frac{r - r_{01}}{R} \right)^{m/2} e^{-\frac{(r-r_{01})^2}{\rho^2}} e^{im\phi} + \vec{A}_{cir-} \left(\frac{r - r_{02}}{R} \right)^{m/2} e^{-\frac{(r-r_{02})^2}{\rho^2}} e^{-im\phi} \quad (3.2)$$

Для проверки «правильности» экспериментально полученной картины интенсивности электромагнитного поля была написана программа в Matlab, которая рассчитывала суммарную картину интенсивности излучения, если возбуждающий пучок состоит из двух пучков одновременно приходящих к плоскости наблюдения, центры которых разнесены друг от друга на малое расстояние (3 мм). Программа так же рассчитывала картину интенсивности при детектировании левой, правой циркулярно-поляризованных волн, а так же вертикальной, горизонтальной и наклоненной на $\pm\pi/4$ к горизонтали поляризациях.

Глава 4

Результаты

Добиваясь одновременности прихода двух вихревых пучков (проверка осуществлялась на стрик-камере) юстировкой установки с фазовой пластинкой (Рис. 4.1), наблюдения велись на стрик-камере.

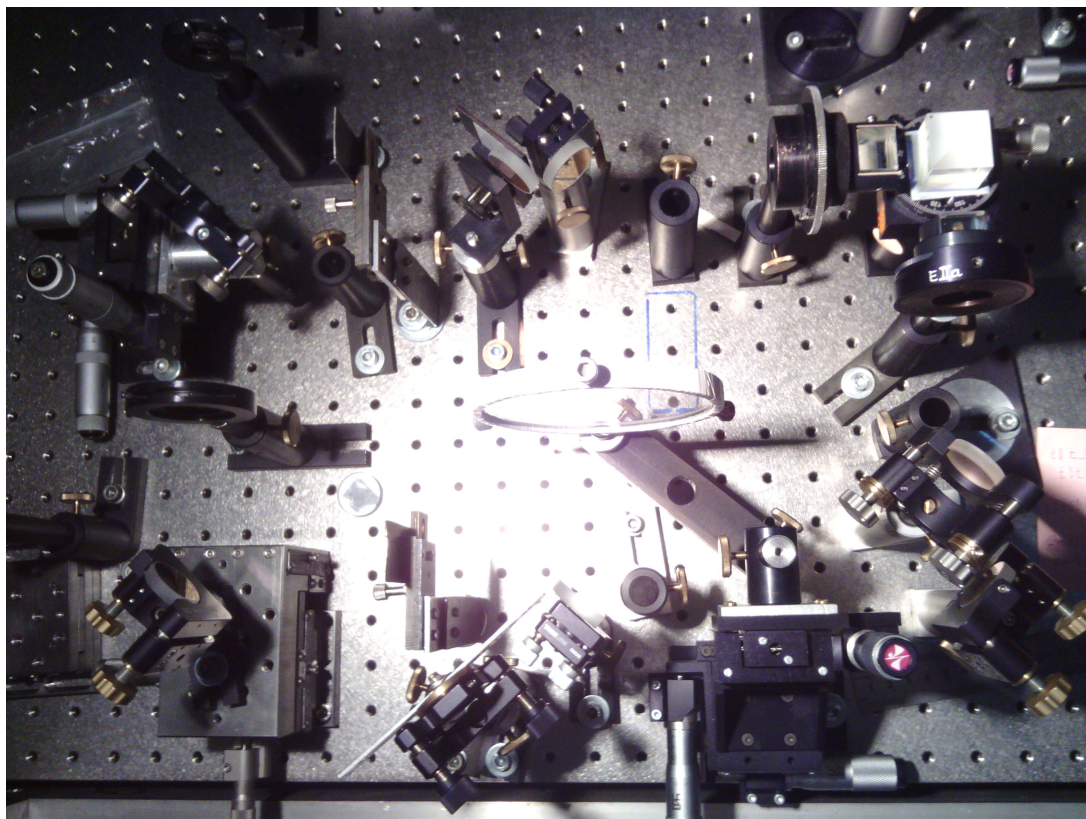
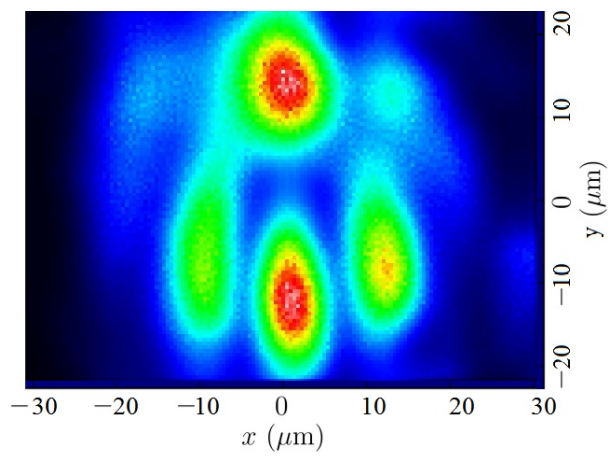
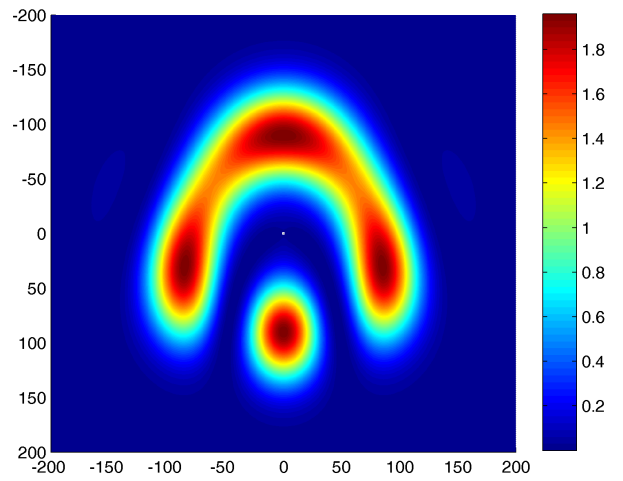


Рис. 4.1: Фото собранной установки для получения пучков циркулярно-поляризованного света с противоположными по знаку орбитальными моментами.

Детектирование сигнала циркулярных, вертикальной, горизонтальной и повернутой на $\pm\pi/4$ к горизонтали поляризациях проводилось с использованием поляризатора и четвертьволновой пластинки. Ниже приведены результаты измерений и, для сравнения, теоретический расчет программой, написанной в MatLab.

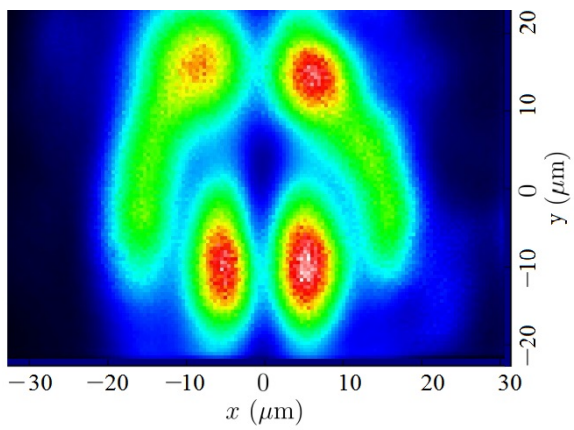


a)

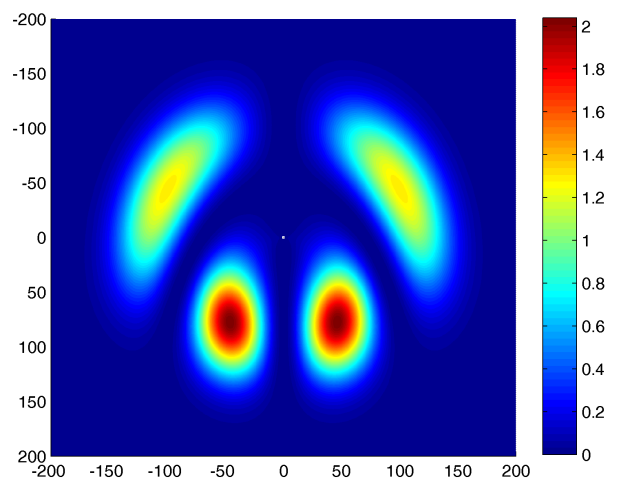


b)

Рис. 4.2: Зависимость интенсивности горизонтально поляризованного сигнала из МР: а)эксперимент, б)расчет.

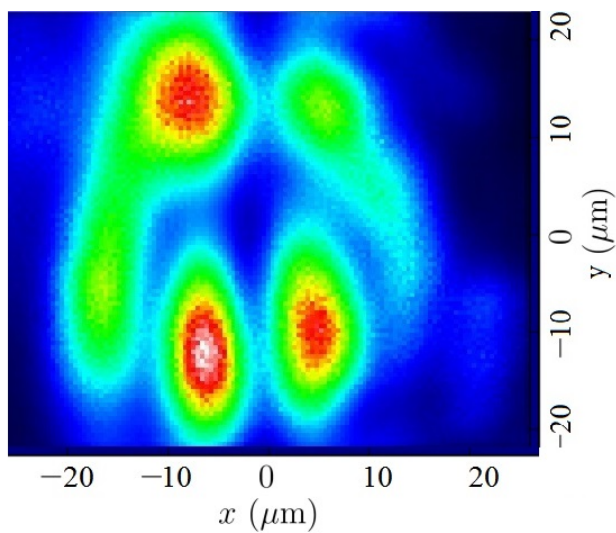


a)

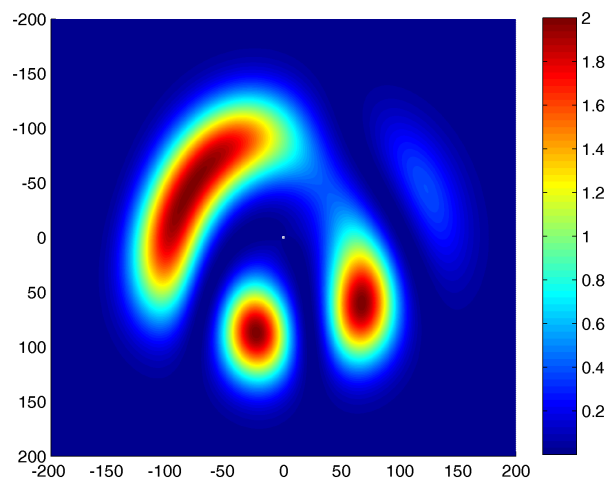


b)

Рис. 4.3: Распределение интенсивности вертикально поляризованного сигнала из МР: а)эксперимент, б)расчет.

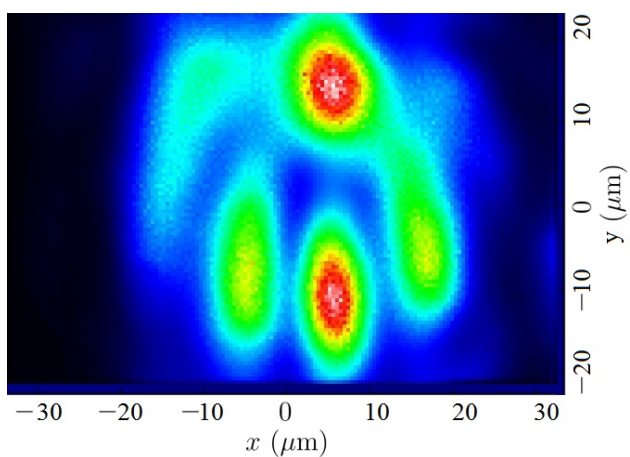


a)

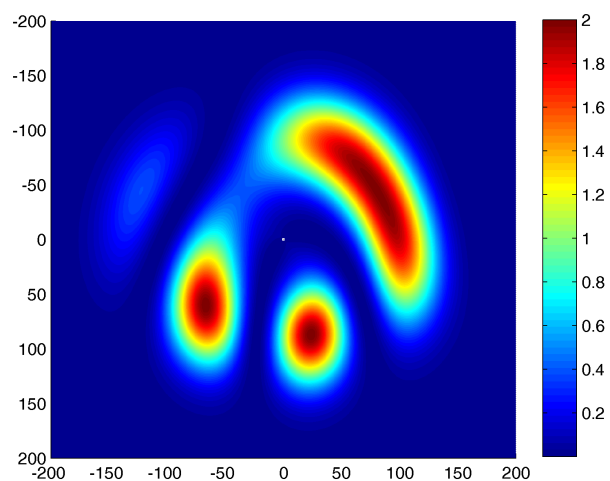


b)

Рис. 4.4: Распределение интенсивности сигнала из МР поляризованного в плоскости, повернутой на $-\pi/4$ к горизонтали: а)эксперимент, б)расчет.



a)



b)

Рис. 4.5: Распределение интенсивности сигнала из МР поляризованного в плоскости, повернутой на $\pi/4$ к горизонтали: а)эксперимент, б)расчет.

На основании качественного совпадения экспериментальных данных с расчетом, можно предполагать о возможности создания экситон-поляритонного конденсата с различным угловым орбитальным моментом.

Рассмотрим возбуждение системы полученным оптическим полем. На (Рис. 4.6) представлены временные зависимости центрального среза пятна излучения в случае возбуждения полем с нулевым(А) и ненулевым(В) орбитальными моментами. При возбуждении оптическим полем с ненулевым орбитальным

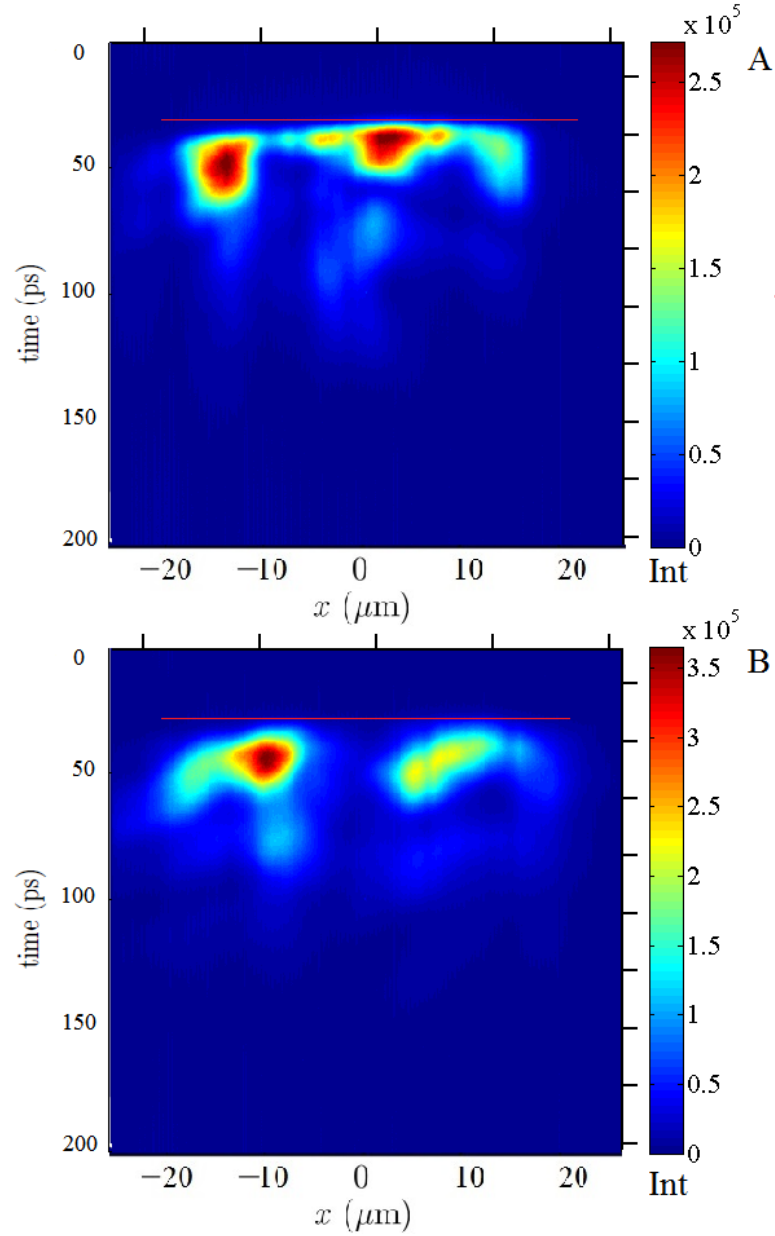


Рис. 4.6: Динамика среза поляритонной плотности. А – возбуждение циркулярно поляризованным полем с нулевым орбитальным моментом(срез с разверткой по времени). В – возбуждение циркулярно поляризованным полем с орбитальным моментом $l = +1$ (срез с разверткой по времени).

моментом наблюдается область истощения конденсата с центром $x = 0$ мкм,

которая сохраняется на протяжении всей длительности сигнала из МР. Таким образом, под действием полученного поля, в системе образуется поляритонный конденсат с ненулевым орбитальным моментом.

Для исследования спинорного конденсата экситонных поляритонов под воздействием создаваемого поля был произведен теоретический расчет: исследовался характер поведения степени циркулярной поляризации среза пятна в зависимости от мощности накачки. Обнаружено пространственное разделение компонент конденсата с различными циркулярными поляризациями за счет наличия различного углового момента у таких компонент (Рис. 4.7). При увеличении мощности накачки скорость диффузии поляритонов увеличивается, в результате чего распределение степени циркулярной поляризации концентрируется вдоль оси Ox . так же расчет показывает, что при увеличении мощности накачки степень циркулярной поляризации в срезе пятна уменьшается (Рис. 4.7).

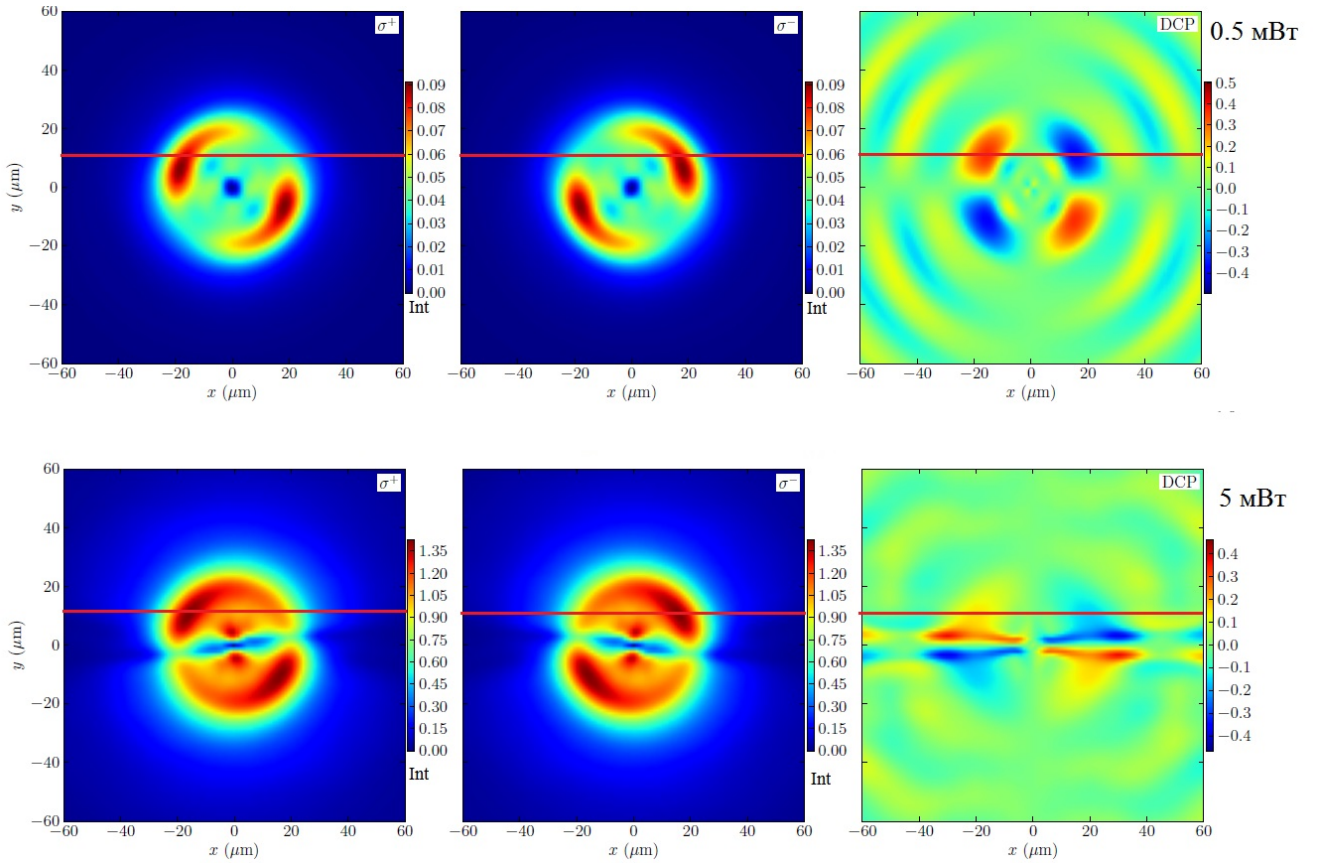


Рис. 4.7: Пространственное распределение интенсивности циркулярно поляризованного излучения из микрорезонатора и степень циркулярной поляризации излучения при накачках, отличающихся в 10 раз (расчёт). Наблюдаемый срез показан красной линией.

Чтобы проверить теоретический расчет, сделаны время-разрешенные измерения интенсивности среза с отступом в 10 мкм от центра пятна при различных мощностях накачки. На Рис. 4.8 представлена динамика зависимости интенсивности циркулярно поляризованного излучения из МР при накачках 0.5 мВт(А) и 5 мВт. Рассмотрим Рис. 4.8А. По противоположные стороны от цен-

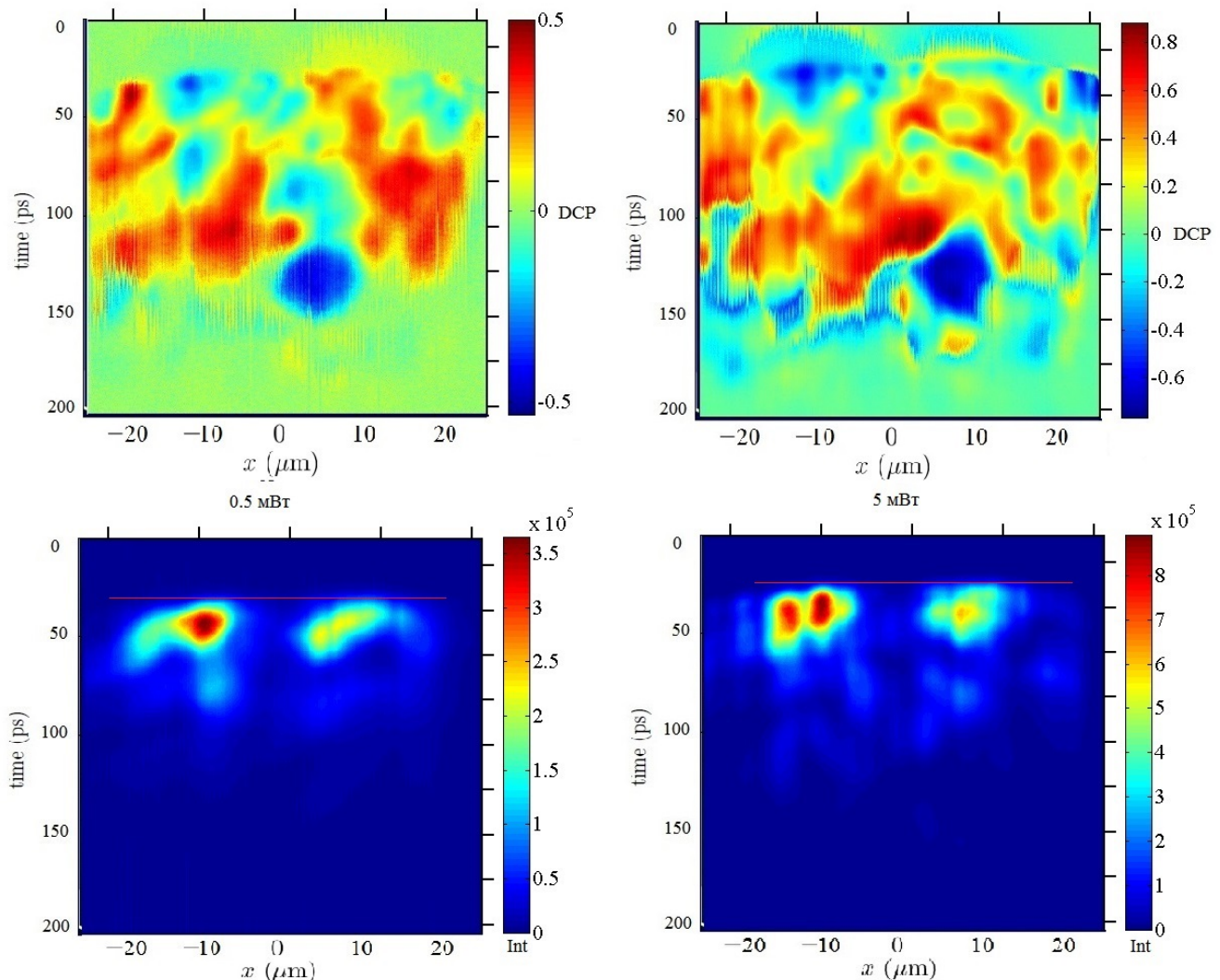


Рис. 4.8: Динамика интенсивности циркулярно поляризованного излучения из МР и динамика степени циркулярной поляризации сигнала из МР при накачках А) 0.5 мВт, В) 5 мВт.

тра вихревого пучка в области формирования сигнала наблюдается эффект пространственного разделения компонент с разными поляризациями поляритонного конденсата. При увеличении мощности накачки(Рис. 4.8В) видно, что взаимное расположение областей с противоположными циркулярными поляризациями сохраняется, как было рассчитано теоретически, степень циркулярной поляризации в срезе уменьшается вследствие увеличения экситон-экситонного взаимодействия, как и время наблюдения эффекта. В связи с большим случайным потенциалом(100 мЭв) в структуре, сравнимым с величиной линейного расщепления(80 мЭв), и пространственной нестабильностью фотонной моды в

структуре, которая появилась вследствие неоднородности вытравления окошка и механических напряжениях в структуре, наблюдаются сильное размытие областей с различными циркулярными поляризациями и флуктуации степени поляризации, что затрудняет наблюдение эффекта.

Глава 5

Заключение

В ходе выполнения дипломной работы исследован экситон-поляритонный конденсат с ненулевым угловым орбитальным моментом:

1. Была собрана установка для создания оптического поля с ненулевым орбитальным моментом;
2. Произведен теоретический расчет пространственного распределения интенсивности такого поля;
3. Проведен теоретический расчет распределения плотности экситонных поляритонов в циркулярно поляризованном базисе в зависимости от мощности накачки;
4. Выполнены время-разрешенные измерения среза поляритонного конденсата с ненулевым орбитальным моментом;

Обнаружено:

1. Эффект пространственного разделения компонент поляритонного конденсата с различными циркулярными поляризациями, взаимное расположение которых сохраняется при увеличении мощности накачки;
2. Так же, при увеличении мощности накачки амплитуда степени циркулярной поляризации среза пятна уменьшается;
3. Флуктуации случайного потенциала в поляритонной системе сравнимы с величиной линейного расщепления, тем самым затрудняют наблюдение эффекта.

Литература

- [1] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Physical Review Letters*, 69:3314–3317, December 1992.
- [2] M. S. Skolnick, T. A. Fisher, and D. M. Whittaker. Topical review: Strong coupling phenomena in quantum microcavity structures. *Semiconductor Science Technology*, 13:645–669, July 1998.
- [3] H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch, and Y. Yamamoto. Condensation of semiconductor microcavity exciton polaritons. *Science*, 298:199–202, October 2002.
- [4] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymanska, R. Andre, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and L. S. Dang. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 443:409–414, September 2006.
- [5] D. Sanvitto, F. M. Marchetti, M. H. Szymanska, G. Tosi, M. Baudisch, F. P. Laussy, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, L. Marrucci, A. Lemaître, J. Bloch, C. Tejedor, and L. Vina. Persistent currents and quantized vortices in a polariton superfluid. *Nature Physics*, 6:527–533, July 2010.
- [6] D. N. Krizhanovskii, K. G. Lagoudakis, M. Wouters, B. Pietka, R. A. Bradley, K. Guda, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, B. Deveaud-Pledran, M. Richard, R. Andre, and L. S. Dang. Coexisting nonequilibrium condensates with long-range spatial coherence in semiconductor microcavities. *Physical Review B*, 80:045317, July 2009.