

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ)

ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА РАН

Поляритонный конденсат в планарных микрорезонаторах с
неоднородным потенциалом при резонансном фотовозбуждении

Выпускная квалификационная работа
на степень бакалавра по направлению 511600
прикладные математика и физика
студента 922 гр. Прудникова Д.А.
Научный руководитель: член – корр. РАН
Кулаковский В.Д.

Черноголовка 2013

Содержание

1. Введение и обзор литературы.....	3
1.1 Экситонные состояния в полупроводниковых средах.....	3
1.2 Экситон фотонное взаимодействие.....	4
1.3 Экситонные поляритоны в квазидвумерном полупроводниковом резонаторе....	6
1.4 Бозе – Энштейновский поляритонный конденсат.....	10
1.5 Изменение дисперсии экситонных поляритонов в присутствии макроскопически заполненного состояния.....	11
1.6 Бистабильность отклика поляритонной системы	13
2. Методика эксперимента и образцы.....	14
2.1. Исследуемый образец.....	14
2.2. Экспериментальная установка.....	15
2.3. Результаты эксперимента и их обсуждение.....	17
2.4. Выводы.....	19
3. Список литературы.....	20

1. Введение и обзор литературы

1.1 Экситонные состояния в полупроводниковых средах

Экситоны в полупроводниках являются связанными состояниями электрона со дна зоны проводимости и дырки с потолка валентной зоны. Переход валентного электрона в зону проводимости можно рассматривать как рождение пары разноимённых зарядов: электрона (e) и дырки (h) с энергиями $E_e = \frac{p^2}{2m_e} + E_g$ и $E_h = \frac{p^2}{2m_h}$ соответственно. В экситоне они связаны кулоновским потенциалом:

$$U(r_e, r_h) = -\frac{e^2}{\varepsilon|r_e - r_h|} \quad (1)$$

Такая двухчастичная система представляет собой водородоподобный атом.

Пусть электрон и дырка движутся на расстоянии друг от друга $r \gg a$, где a – параметр решетки, тогда можно использовать метод эффективной массы

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_{r_e}^2 \psi - \frac{\hbar^2}{2m_h} \nabla_{r_h}^2 \psi - \frac{e^2}{\varepsilon|r_e - r_h|} \psi + E_g \psi = E \psi \quad (2)$$

Данное уравнение аналогично уравнению для атома водорода

Энергия относительного движения электрона и дырки представляет собой спектр дискретных значений:

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

где $m = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$ – приведённая масса, Ry – “экситонный ридберг” (“ридберг” связанного состояния), а a_B – радиус бора двухчастичной системы. Полная энергия экситона состоит из кинетической энергии свободного движения центра масс e-h пары E_k и энергии относительного движения E_n

$$E_{ex} = E_g + E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2(m_e + m_h)} \quad (4)$$

В пределе бесконечно малых концентраций $a_B^3 N/V \rightarrow 0$ система экситонов подчинена статистике Бозе, так как газ экситонов можно считать невзаимодействующим

При повышении концентрации же возможно следующее:

- Развал экситонов на электроны и дырки, образование e-h плазмы с постоянной плотностью.
- Электронно-дырочная жидкость с плотностью n_1 , окруженная экситонами с плотностью n_2
- Экситонные молекулы
- Бозе-конденсат экситонов

1.2 Экситон – фотонное взаимодействие

Экситонные поляритоны или смешанные экситон – фотонные состояния впервые были рассмотрены и введены в физику твёрдого тела в пионерских работах С.И. Пекара и Дж. Хопфилда. По сути поляритон является квазичастицей, которая представляет собой квантовую суперпозицию электромагнитного (фотонного) и поляризационного (экситонного) возбуждений в твердом теле. Волновую функцию такой суперпозиции Хопфилд предложил записывать в виде

$$|\psi_{\pm}\rangle = \eta_C |\psi_C\rangle \pm \eta_X |\psi_X\rangle \quad (5)$$

Здесь η_C, η_X - коэффициенты, определяющие парциальные доли фотонного и экситонного вкладов в поляритонное состояние, а ψ_C, ψ_X - волновые функции фотона и экситона соответственно.

При равных парциальных вкладах коэффициенты $\eta_{C,X} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ и поляритон при таком соотношении является наполовину светом, а наполовину материальной частицей.

Изменяя коэффициенты η_C, η_X , можно плавно варьировать экситонный поляритон между световым и материальным пределами.

Гамильтониан экситон – фотонной системы может быть записан в следующем виде

$$H = \sum_k \hbar \omega_{ph,k} \left(a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \right) + \sum_k \hbar \omega_{ex,k} \left(b_k^\dagger b_k + \frac{1}{2} \right) + \sum_k \hbar g_k \left(a_k^\dagger b_k + b_k^\dagger a_k \right) \quad (6)$$

где a_k, b_k – операторы уничтожения фотонов и экситонов соответственно, а $\omega_{ph,k}$ и $\omega_{ex,k}$ – собственные частоты фотонной и экситонной мод (в предположении, что их поляризационные состояния совпадают для всех k , и соответствующие индексы в суммировании опущены), g_k – константы связи.

Уравнения Гейзенберга

$$\frac{da_k}{dt} = \frac{i}{\hbar} [H, a_k], \quad \frac{db_k}{dt} = \frac{i}{\hbar} [H, b_k] \quad (7)$$

для гамильтониана (1) будут выглядеть следующим образом:

$$i \frac{da_k}{dt} = \omega_{ph,k} a_k + g_k b_k, \quad i \frac{db_k}{dt} = \omega_{ex,k} b_k + g_k a_k \quad (8)$$

Откуда легко заметить, что собственные частоты поляритонных состояний $\tilde{\omega}$ будут удовлетворять характеристическому уравнению:

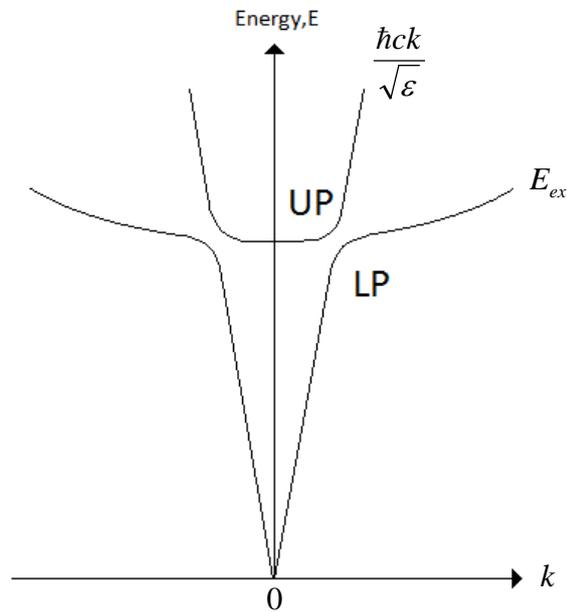
$$\begin{vmatrix} \omega_{ph,k} - \tilde{\omega} & g_k \\ g_k & \omega_{ex,k} - \tilde{\omega} \end{vmatrix} = 0 \quad (9)$$

из которого следует, что

$$\tilde{\omega}_{LP,UP}(k) = \frac{\omega_{ph,k} + \omega_{ex,k}}{2} \mp \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_{ph,k} - \omega_{ex,k})^2 + 4g_k^2} \quad (10)$$

индексы LP и UP обозначают нижнюю и верхнюю ветви поляритонной дисперсии соответственно

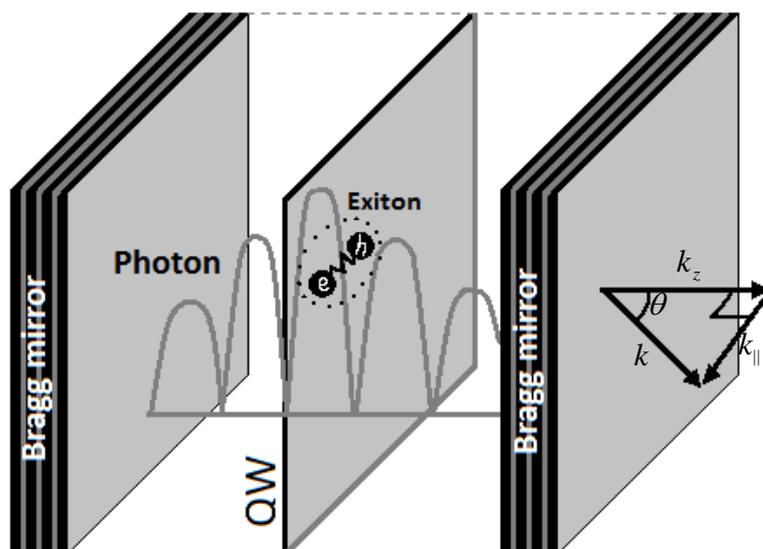
В объёмном изотропном кристалле, предполагая что $\omega_{ph,k} = \frac{c(k)}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ и $\omega_{ex,k} = const + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$, дисперсионный закон поляритонной моды будет выглядеть следующим образом



Эффект размерного квантования, отвечающий локализации в активном слое планарного полупроводникового резонатора, изменяет характер экситон – фотонного взаимодействия.

1.3 Экситонные поляритоны в квазидвумерном полупроводниковом резонаторе

Качественная схема типичной полупроводниковой структуры для экспериментов с экситонными поляритонами в микрорезонаторе выглядит следующим образом:



В подобных экспериментах используются гетероструктуры с одной, достаточно узкой, или несколькими квантовыми ямами, с целью распределения между одинаковыми квантовыми ямами экситонного поляризационного вклада и обеспечения режима разреженного экситонного газа $n(a_B^{ex})^2 \ll 1$ даже при больших оптических накачках.

Обычно квантовые ямы находятся в области пучности стоячей э/м волны симметрично между многослойными отражателями, служащими зеркалами в микрорезонаторе Фабри–Перо. Брэгговские отражатели представляют собой чередующиеся диэлектрические слои $\frac{\lambda_0}{4}$ (где λ_0 – длина волны, на которую настроен резонатор) различающиеся показателем преломления. В том случае, когда активная толщина слоя (как правило это GaAs), что расположен между двумя брэгговскими зеркалами составляет целое число полуволен $\frac{\lambda_0}{2}$, в середине запрещённой зоны ($E_0 = \frac{\hbar c}{\lambda_0}$) появляется резонаторная мода (или локализованное фотонное состояние)

С классической точки зрения в направлении нормали \vec{z} к поверхности резонатора образуется стоячая волна:

$$\mathcal{E}(z, t) = \mathcal{E}_0(z)e^{i\frac{2\pi c}{\lambda_0}t} \quad (11)$$

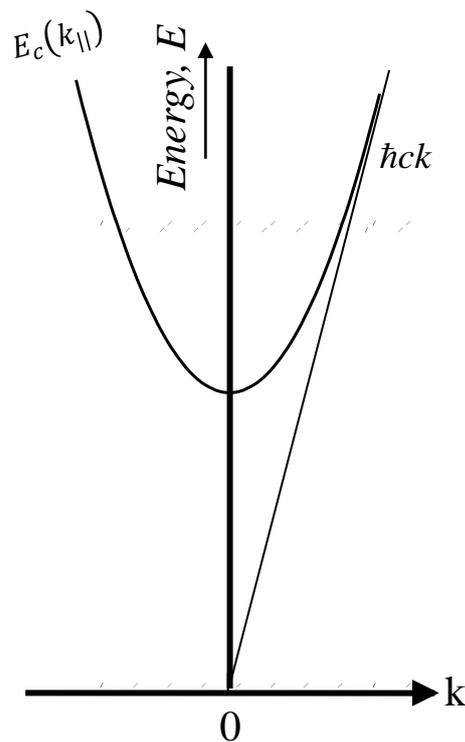
Собственная энергия фотонного состояния как функция планарного волнового вектора задаётся выражением:

$$E_c(k_{\parallel}) = \frac{\hbar ck}{n_{cavity}} \approx \frac{\hbar c}{\lambda_0} + \frac{\hbar c \lambda_0}{4\pi n_{cavity}^2} k_{\parallel}^2, \quad (12)$$

сделанное приближение оправдано в области:

$$k_{\parallel} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \ll k_z \quad (13)$$

В области (13) свет обладает законом дисперсии близким к параболическому:



Следовательно двумерный фотон обладает эффективной массой:

$$m_{cavity}^{ph} = \frac{\hbar n_{cavity}^2}{c \lambda_0}, \quad (14)$$

которая определяется структурой резонатора. Стоит заметить, что эта эффективная масса очень мала: $m_{cavity}^{ph} \approx 10^{-5}m_0$ (m_0 – масса свободного электрона).

Так как пропускание брэгговских зеркал резонатора конечно (ненулевое), то время жизни фотона в активном слое тоже ограничено. При добротности Q резонатора время жизни двумерного фотона в состоянии с $k_{||} = 0$ составляет:

$$\tau_{cavity}^{ph} = \frac{2\hbar Q}{E_0} = \frac{\lambda_0 Q}{\pi c}, \quad (15)$$

Например, для $Q = 10^3$ получаем $\tau_{cavity}^{ph} = 10^{-12}c$

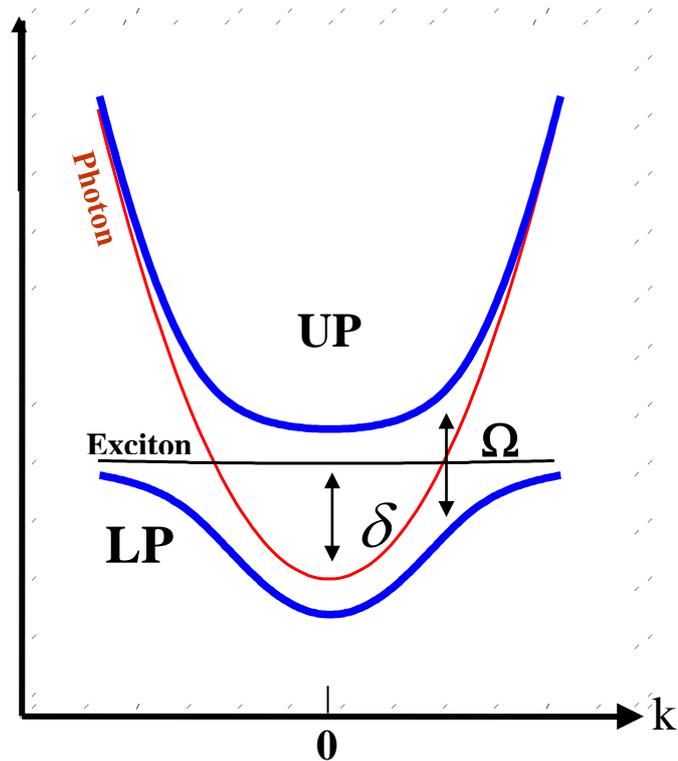
Экситон фотонное взаимодействие в активном слое планарного микрорезонатора приводит к образованию квазидвумерных экситонных поляритонов, по аналогии с объёмным кристаллом. Критерием является условие:

$$g \gg \max\{(\tau_{cavity}^{ph})^{-1}, \tau_{ex}^{-1}\}, \quad (16)$$

означающее, что частота экситон – фотонных переходов в активном слое микрорезонатора (частота Раби) превышает коэффициент затухания ($\gamma = \tau^{-1}$) фотонной и экситонной мод.

Условие соответствует режиму сильной связи, ситуации, когда экситон – фотонное взаимодействие приводит к расщеплению дисперсии состояний в области $\omega_{cavity}^{ph} \sim \omega_{ex}$.

Характерная дисперсия поляритонных состояний в квазидвумерном полупроводниковом микрорезонаторе отлична от дисперсии в объёмном кристалле (важно отметить, что $m_{ex} \gg m_{cavity}^{ph}$ и поэтому энергия экситона практически постоянна в исследуемой области при малых $k_{||}$ и как уже упоминалось, дисперсия света в области малых $k_{||}$ имеет параболический вид)



На рисунке показаны две поляритонные моды (верхняя и нижние поляритонные ветви), расщеплённые в точке $k_{\parallel} = 0$ на величину Ω_R (или g в законе дисперсии для объёмных поляритонов (10)), названную частотой Раби и являющуюся мерой экситон – фотонного взаимодействия.

1.4 Бозе – Энштейновский поляритонный конденсат

Квазидвумерные экситонные поляритоны в планарном полупроводниковом резонаторе являются композитными бозонами. Поэтому при достижении некоторых критических условий и при кинетическом равновесии (или квазиравновесии), может происходить их конденсация, близкая по своей природе к Бозе – Энштейновской конденсации (БЭК).

Стоит отметить, что в идеальной, пространственно неограниченной двумерной системе БЭК просто не может происходить из – за квантовых флуктуаций в газе бозонов, которые расходятся логарифмически с ростом размера системы.

Однако, эту проблему можно разрешить пространственным ограничением свободного движения двумерных экситонных поляритонов, например, в естественных ловушках, связанных с флуктуациями случайного потенциала.

Бозе-конденсация должна происходить, когда де-бройлевская длина волны экситонного поляритона, $\lambda_{dB} \approx \sqrt{\frac{\hbar^2}{mk_B T}}$ сравнивается и начинает превышать межчастичное расстояние (равное по порядку величины $\frac{1}{\sqrt{n_C}}$, где n_C - плотность квазидвумерных поляритонов).

Следовательно, для оценки порога конденсации экситонных поляритонов в микрорезонаторе (при пренебрежении спиновыми степенями свободы и пространственными ограничениями области конденсации) можно использовать следующее выражение:

$$k_B T \approx \frac{n_C \hbar^2}{m} \quad (17)$$

Исходя из данной формулы и учитывая чрезвычайно маленькую массу поляритона, можно заметить, что в большинстве полупроводниковых гетероструктур конденсация экситонных поляритонов может происходить при температурах в десятки кельвинов.

1.5 Изменение дисперсии экситонных поляритонов в присутствии макроскопически заполненного состояния

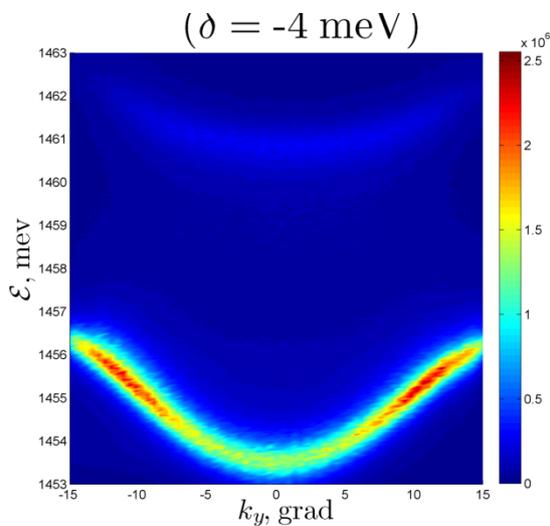


Рис. 1

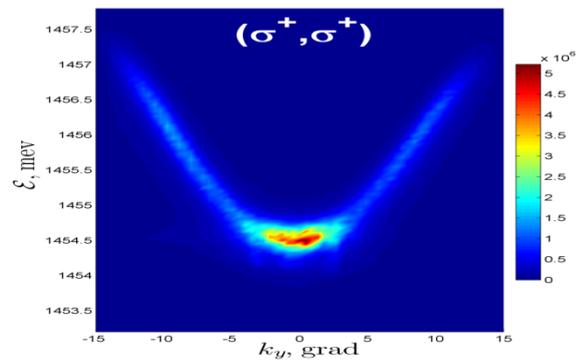


Рис. 2

Нерезонансная оптическая накачка с энергией фотонов, несколько меньшей ширины запрещенной щели в барьерах, окружающих квантовую яму, генерирует в квантовой яме микрорезонатора неравновесные электронно-дырочные пары (возбуждения). Эти возбуждения связываются в "горячие" экситоны, которые быстро релаксируют с участием фононов, оптических и акустических, в нижнюю экситонную зону, создавая экситонный "резервуар", из которого в дальнейшем и происходит конденсация экситонов в область минимума, $k = 0$, нижней поляритонной зоны. При небольшой плотности накачки, ниже порога конденсации (Рис. 1), экситоны накапливаются в области изгиба дисперсионной кривой нижней поляритонной ветви, где плотность поляритонных состояний начинает сильно возрастать. Накопление экситонов связано с тем, что в окрестности этой особенности для однофононных процессов релаксации поляритонов в $k = 0$, согласно законам сохранения возникает "узкое" место (bottle neck). Это явление при небольших накачках проявляется в наблюдении в дальней зоне кольца свечения. Быстрые процессы поперечной почти упругой релаксации обеспечивают распределение поляритонов по периметру кольца и соответственно его интенсивность свечения, близкую к однородной. В этих же условиях плотность поляритонов в окрестности $k = 0$ еще чрезвычайно мала, а соответствующие числа заполнения поляритонов $n_k \ll 1$. Однако при накачках выше порога (Рис. 2), когда в окрестности дна нижней поляритонной зоны числа заполнения накапливаются и начинают превышать $n_k \geq 1$, включаются процессы стимулированного рассеяния на дно зоны. В условиях стимулированного рассеяния, которые являются непосредственным проявлением статистики Бозе–Эйнштейна, плотность экситонных поляритонов начинает сверхлинейно возрастать с ростом накачки в окрестности волновых векторов $k = 0$ [1].

Стоит отметить, что при превышении плотности накачки порога БЭК сужается распределение поляритонов в функции энергии, что является прямой демонстрацией возрастания когерентности (временной когерентности) конденсата экситонных поляритонов.

На Рис. 2 (большая плотность возбуждения) распределение поляритонов по энергии имеет разброс $\Delta E \ll k_B T$

1.6 Бистабильность отклика поляритонной системы.

Бистабильность отклика резонансно возбуждаемой поляритонной системы приводит к возможности управляемых неравновесных переходов в системе планарных поляритонов. Если в условиях когерентной резонансной накачки в системе поляритонов возникают когерентные состояния, то их эволюция может быть описана на квазиклассическом языке. В простейшем случае рассматривается набор классических осцилляторов – волновых гармоник с различными квазиимпульсами, связанных за счёт экситон – экситонного взаимодействия. Такая (полуфеноменологическая) модель, называемая иногда моделью оптического параметрического осциллятора, позволила объяснить пороговый характер стимулированного поляритон – поляритонного рассеяния в условиях резонансного возбуждения поляритонов вблизи точки перегиба дисперсионной кривой поляритонов и, в целом, оказалась очень полезной для анализа коллективных свойств поляритонов в условиях резонансного возбуждения.

В том случае, когда частота накачки превышает частоту поляритона, отклик возбуждаемой моды становится бистабильным в конечной области значений мощности возбуждения. Точнее, для этого необходимо, чтобы расстройка частот накачки и поляритонного состояния была больше, чем $\sqrt{3}\gamma$, где γ – декремент затухания, определяющий ширину резонанса. Эффект бистабильности характерен для нелинейного осциллятора и связан с зависимостью резонансной энергии поляритонов от амплитуды. Бистабильность отклика приводит к резкому усилению поля в активном слое резонатора (и, соответственно, увеличению коэффициента пропускания) по достижении определённой (критической) плотности внешнего возбуждения, для которой исчезает “нижнее” устойчивое решение и осуществляется быстрый переход на “верхнюю” ветвь устойчивости [2]

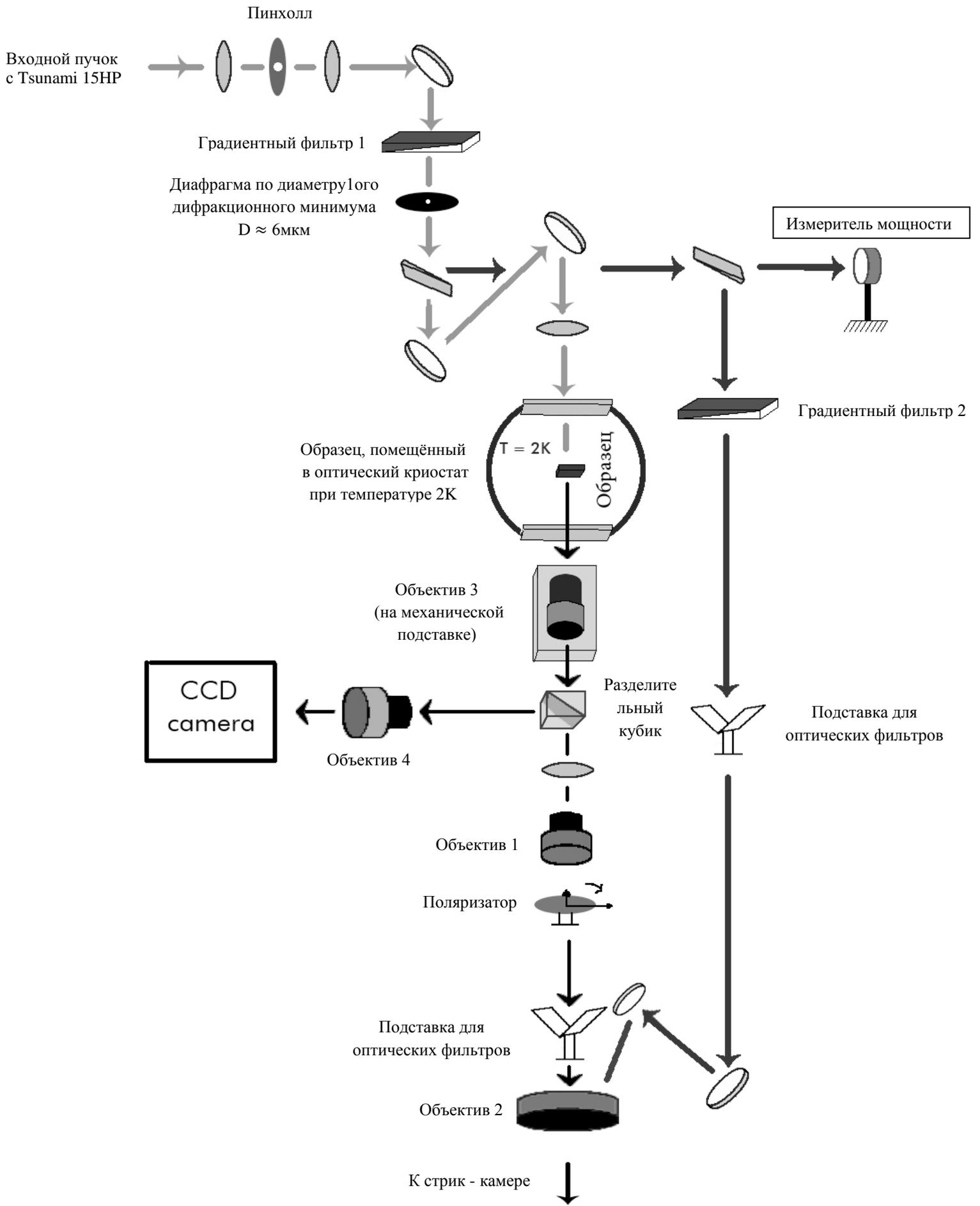
2. Методика эксперимента и образцы

2.1 Исследуемый образец

Исследуемый образец был выращен с помощью молекулярно – пучковой эпитаксии на GaAs подложке. Он имеет четыре GaAs квантовые ямы семи нанометров толщиной, отделённые друг от друга четырёхнанометровыми AlAs барьерами, расположенными на пучностях электрического поля в $\frac{\lambda}{2}$ резонаторе. Боковые зеркала микрорезонатора состоят из 32 пар $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{AlAs}$ Брэгговских отражателей. GaAs слой был вытравлен для того, чтобы интенсивность сигнала не гасилась на входе из – за поглощения. Добротность образца составляет $7 \cdot 10^3$; расщепление Раби и рассогласование экситон – фотонной моды равны 10.5 мэВ и $E_{\text{ex}} - E_{\text{ph}} (k = 0) \approx -5$ мэВ соответственно. Время жизни нижнего поляритонного состояния (LP) в $k=0$ равно $\gamma_0 \approx 0.05$ мэВ. LP состояние расщеплено на два ортогональных линейно поляризованных состояния ввиду пониженной симметрии микрорезонатора в вытравленной области.

Образец был помещён в оптический криостат при температуре 2 К и возбуждался оптическими импульсами с частотой повторения 8 МГц и длительностью 70 пикосекунд, генерируемыми титан – сапфировым лазером в режиме самосинхронизации мод. Пучок накачки, направленный вдоль нормали микрорезонатора, фокусировался на образце в пятно размером 60 нм. Проходящий сигнал детектировался с помощью стрик – камеры с пространственным и временным разрешением в 7 мкм и 6 пикосекунд соответственно. При малом возбуждении спектр резонатора представлял собой два линейно поляризованных уровня, разделённые энергией 0.05 мэВ. Из чего можно заключить, что нижнее поляритонное состояние (LP) расщеплено на два ортогональных линейно поляризованных состояния благодаря пониженной симметрии в вытравленной области. Флуктуации дна нижней поляритонной ветви составляли примерно 0.1 мэВ и имели поперечный размер порядка 10 мкм.

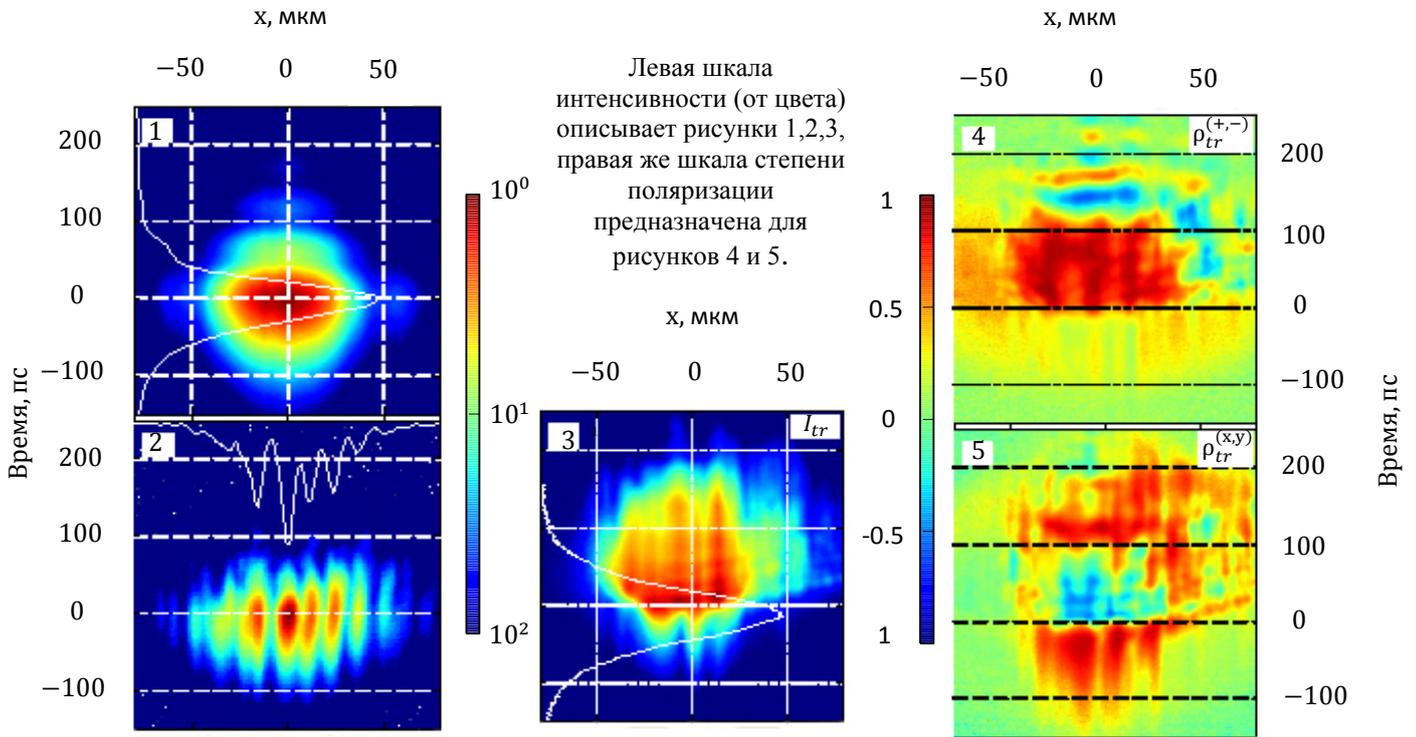
2.2 Экспериментальная установка



Входной пучок (светло серый цвет на рисунке), излученный пикосекундным титан сапфировым лазером Tsunami HP15, работающем в режиме самосинхронизации мод, попадает на pin hole, который вырезает из пучка пятно диаметром 50 микрон в реальном пространстве. Далее, после градиентного фильтра интенсивности, пучок проходит через диафрагму, равную по диаметру первому дифракционному минимуму (для дифракции пучка на pin hole). Затем входной пучок делится с помощью клина на два пучка: опорный, что изображён тёмно серым цветом на рисунке и пучок фотовозбуждения (светло серый цвет). Импульс фотовозбуждения через линзу попадает на образец, что находится в её фокусе. Часть прошедшего сигнала подаётся на CCD камеру, а другая его часть, проходя через систему объективов и поляризатор, детектируется стрик - камерой.

Система объективов (объективы 1 и 2 на рисунке) на выходе схемы настроена так, что если на входе первого параллельный пучок, то второй объектив строит изображение точки, в которую фокусируется этот параллельный пучок с помощью первого объектива на фотокатоде стрик – камеры.

2.3 Результаты эксперимента и их обсуждение



Рисунки 1 и 2 демонстрируют соответственно пространственное распределение плотности накачки, $P(x,t)$, и прошедшего через возбуждённую область сигнала, $I_{tr}(x,t)$, записанного при накачке 70 пикосекундными импульсами с энергией на 0.3 мэВ выше усреднённого поляритонного резонанса. Сигнал записывался из полоски 4мкм x 100мкм (вырезанной щелью стрик – камеры), ориентированной вдоль оси x . Поляризация возбуждающих импульсов близка к линейной: их степени линейной и циркулярной поляризации равны $\rho_p^{(x,y)} = (P_x - P_y)/(P_x + P_y) \approx +0.99$ и $\rho_p^{(+,-)} = (P_+ - P_-)/(P_+ + P_-) \approx \approx 0.04$ соответственно. $P_{x,y}$ и $P_{+,-}$ – компоненты интенсивности накачки в линейном ($\pi_{x,y}$) и циркулярном ($\sigma^{+,-}$) поляризационном базисе. Направление линейной поляризации накачки (0x) совпадает с направлением поляризации верхнего расщеплённого уровня нижней поляритонной ветви. Ранее было найдено, что именно при таком направлении поляризации в резонансно накачиваемой поляритонной системе наблюдается преобразование линейной поляризацию в циркулярную при превышении некоторой пороговой плотности возбуждения [3].

Из сравнения рисунков 1 и 2 можно заключить, что неоднородность потенциала приводит к появлению ярко выраженных пространственных осцилляций

проходящего сигнала $I_{tr}(x, t)$. Коэффициент пропускания резонатора больше в точках максимума поляритонного потенциала, x_{max} , ввиду меньшей разницы между частотами поляритонного резонанса и накачки. Временная зависимость $I_{tr}(x)$ в точках x_{max} и x_{min} приблизительно соответствует временной зависимости $P(x)$.

Качественные отличия в кинетике прошедшего сигнала появляются при превышении плотностью накачки P критического значения P_{crit} . Эволюция интенсивности сигнала, $I_{tr}(x)$, и её степени линейной ($\rho_{tr}^{(x,y)} = (I_x - I_y)/(I_x + I_y)$) и циркулярной ($\rho_{circ}^{(+,-)} = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$) поляризации при мощности накачки $P = 750 \text{ кВт/см}^2 \approx 1.5P_{crit}$, изображённая на рисунках 3, 4, 5 демонстрирует, что постепенное увеличение $I_{tr}(x)$ переходит в быстрый нелинейный рост на временах $t \approx -20$ пикосекунд. Этот рост вызван нестабильностью, появившейся благодаря положительной обратной связи между амплитудой и эффективной резонансной энергией поляритонов. Он начинается на горбах LP потенциала и примерно через 20 пикосекунд распространяется в потенциальные ямы. Задержка перехода в ловушках вполне ожидаема потому, что большее рассогласование между фотонной и экситонной модами в ловушках требует большей плотности возбуждения для возникновения нестабильности.

Сопоставление пространственных распределений интенсивности проходящего сигнала и поляризации при $P > P_{crit}$ представленных на рисунках 3,4,5, демонстрирует, что скачок $I_{tr}(x)$ сопровождается изменением его поляризации. То есть сигнал сохраняет близкую к линейной поляризацию пучка накачки до скачка в интенсивности $I_{tr}(x)$ и приобретает поляризацию близкую к циркулярной после скачка. Такое изменение поляризации характерно для резонаторов с пониженной симметрией, возбуждаемых эллиптически поляризованным светом с доминирующим направлением поляризации параллельным направлению поляризации верхнего LP уровня [3]. Нужно заметить, что развитие нестабильности на потенциальных горбах и в потенциальных ямах качественно различны: изменение поляризации на горбах потенциала начинается с задержкой порядка 20 пикосекунд в связи с прыжком $I_{tr}(x)$, тогда как переключение поляризации в потенциальных ямах происходит одновременно со скачком интенсивности $I_{tr}(x)$. Обратные переходы в интенсивности проходящего сигнала (от большей интенсивности к меньшей) и поляризации (от циркулярной к линейной) происходят раньше на потенциальном максимуме.

2.4 Выводы

В заключение, в работе экспериментально исследована кинетика величины прошедшего сигнала при резонансной накачке с плотностью меньше и больше P_{crit} , а также эволюция степени поляризации (в линейном и циркулярном базисе) при накачке с плотностью $P = 750 \text{ кВт/см}^2 \approx 1.5P_{\text{crit}}$.

Установлено, что при плотности накачки $P < P_{\text{crit}}$ неоднородность поляритонного потенциала обуславливает пространственные осцилляции $I_{\text{tr}}(x)$. При $P > P_{\text{crit}}$ вызванный нестабильностью быстрый нелинейный рост интенсивности прошедшего сигнала сопровождается изменением его поляризации (от близкой к линейной до скачка I_{tr} до циркулярной после). В максимумах поляритонного потенциала изменение поляризации следует с задержкой порядка 20 пикосекунд за скачком I_{tr} , в минимумах же поляритонного потенциала эти события происходят одновременно.

3. Список литературы

- [1] Бозе – конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторах, В.Б. Тимофеев, УДК 621.315.592
- [2] Мультистабильность оптического отклика системы квазидвумерных экситонных поляритонов, С.С. Гаврилов, Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев, В.Д. Кулаковский, ЖЭТФ, 2010, том 137
- [3] S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko, S. I. Novikov, C. Schneider, S. Hofling, M. Kamp, A. Forchel, and V. D. Kulakovskii, APL 102, 011104 (2013).