

Влияние некогерентного рассеяния поляритонов на динамику стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния в GaAs микрорезонаторах

А. А. Деменев¹⁾, А. А. Щёкин, А. В. Ларионов, В. Д. Кулаковский

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 ноября 2008 г.

Обнаружено сильное влияние межзонной подсветки на динамику поляритон-поляритонного параметрического рассеяния в плоских GaAs микрорезонаторах при резонансном фотовозбуждении выше точки перегиба поляритонной дисперсионной кривой: подсветка с плотностью мощности $\sim 0,1\%$ от резонансной приводит к понижению пороговой плотности для возникновения стимулированного рассеяния, превышающему 15%. Показано, что эффект связан с изменением резонансной энергии накачиваемой моды в результате увеличения концентрации долгоживущих экситоноподобных поляритонов, образующихся в результате рассеяния резонансно возбуждаемых поляритонов на фотовозбужденных свободных носителях.

PACS: 73.21.La, 75.50.Pp, 78.47.+p

Квазидвумерные экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) с квантовыми ямами (КЯ) в активном слое, формирующиеся благодаря сильному экситон-фотонному взаимодействию, демонстрируют целый ряд интересных свойств, обусловленных сочетанием у этих частиц квазидвумерности, бозевой статистики, уникального закона дисперсии с очень малой эффективной массой ($\sim 10^{-4}$ массы свободного электрона) и наличия точки перегиба в дисперсии в области световых квазиимпульсов [1, 2]. Одним из наиболее интересных свойств является стимулированное параметрическое поляритон-поляритонное рассеяние (СППР), имеющее чрезвычайно низкий порог при возбуждении вблизи точки перегиба дисперсии нижней поляритонной ветви (НПВ) $E_{LP}(k)$. Рассеяние приводит к появлению сигнальной и холостой мод с латеральными квазиимпульсами $k_s \approx 0$ и $k_i \approx 2k_p$, соответственно, где k_p – импульс возбуждения [3–6]. Это явление не укладывается в рамки стандартной модели четырехволнового смешивания, предсказывающей рассеяние поляритонов в состоянии на $E_{LP}(k)$: при вариации энергии и импульса возбуждающего лазерного луча в широких пределах вблизи точки перегиба $E_{LP}(k)$ сигнальная и холостая моды сохраняют свое положение в $k_s \approx 0$ и $k_i \approx 2k_p$, соответственно, а закон сохранения энергии выполняется при этом за счет сдвига этих мод выше поляритонной ветви [7, 8].

Для объяснения природы СППР было предложено несколько моделей трехмодового оптического параметрического осциллятора (ОПО) [6, 9–12]. Сигнальная мода $k_s = 0$ попадает в область разрешенных значений k_s , предсказываемых в рамках этих моделей, однако остается неясной причина отсутствия сдвига сигнала из $k_s \approx 0$ при вариации возбуждения в широком интервале энергий и волновых векторов вблизи точки перегиба E_{LP} . Эта особенность нашла объяснение только в рамках модели когерентного многомодового ОПО, основанной на системе полуклассических уравнений Гросса-Питаевского для экситонной поляризации $\mathcal{P}(k, t)$ в КЯ и уравнения Максвелла для электрического поля $\mathcal{E}_{QW}(k, t)$ на КЯ внутри МР и учитывающей парные взаимодействия между всеми НП модами [13–16]. Однако и эта модель оказалась недостаточной для количественного описания величины порога СППР P_{thr} [16]. В частности, остается необъясненным уменьшение P_{thr} с увеличением температуры, обнаруженное в исследованиях МР с отрицательной расстройкой фотонной и экситонной мод $E_C - E_X < 0$ [17].

Необычное поведение порога стимулированного рассеяния с ростом температуры указывает на то, что существенную роль в развитии СППР может играть не только НП-НП-рассеяние. Это предположение нашло подтверждение в экспериментах с использованием слабого дополнительного фотовозбуждения свободных носителей, в которых было обнаружено, что подсветка на уровне десятых процента от величины мощности резонансной накачки приводит к по-

¹⁾e-mail: demenev@issp.ac.ru

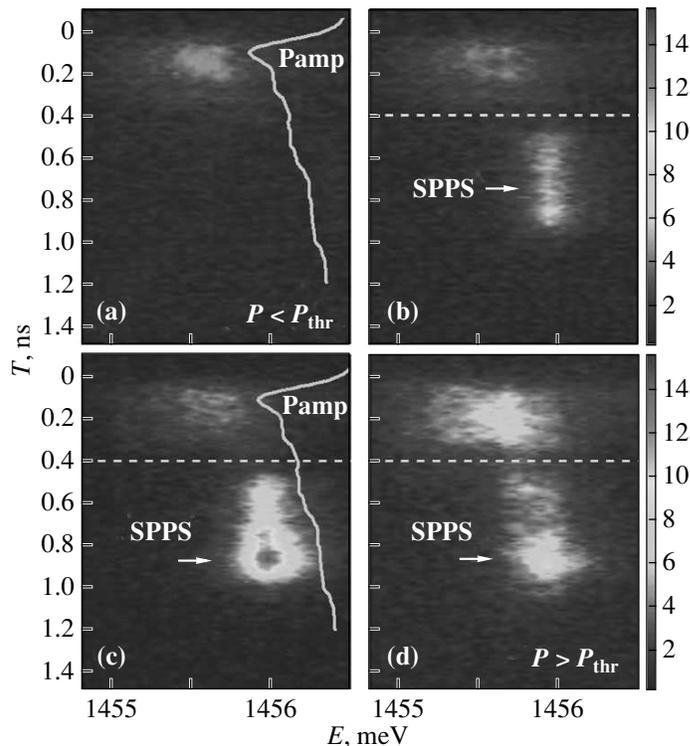


Рис.1. Эволюция излучения из МР, регистрируемого в направлении нормали к плоскости МР ($k = 0$), при резонансном возбуждении на 0.5 мэВ выше $E_{LP}(k_p \sim k_{\text{inf}})$ без и с дополнительным нерезонансным возбуждением выше ширины запрещенной зоны GaAs: (a) $P_{\text{res}} = 13.4 \text{ кВт/см}^2$, $P_{\text{HeNe}} = 0$; (b) $P_{\text{res}} = 13.4 \text{ кВт/см}^2$, $P_{\text{HeNe}} = 1 \text{ Вт/см}^2$; (c) $P_{\text{res}} = 13.4 \text{ кВт/см}^2$, $P_{\text{HeNe}} = 6 \text{ Вт/см}^2$; (d) $P_{\text{res}} = 15.6 \text{ кВт/см}^2$, $P_{\text{HeNe}} = 0$. Форма импульса возбуждения показана сплошной линией. Сигнал стимулированного параметрического поляритон-поляритонного рассеяния обозначен как SPPS

нижению P_{thr} на десятки процентов [17]. В данной работе для определения механизма влияния процессов некогерентного поляритонного рассеяния на развитие СППР проведены времяразрешенные исследования сигнала СППР и отклика поля $\mathcal{E}_{QW}(k, t)$ на импульсное резонансное возбуждение. Для управления величиной рассеяния была использована слабая межзонная подсветка МР HeNe-лазером. Фотовозбужденные свободные носители в InGaAs КЯ эффективно рассеивают НП [17, 18]. С помощью использованной методики исследовано влияние некогерентных процессов рассеяния НП как на собственную неустойчивость возбуждаемой НП моды, так и на ее неустойчивость относительно параметрического поляритон-поляритонного распада.

Для исследований была использована МР структура, состоящая из двух брэгговских зеркал с 17(20) повторяющимися слоями $\lambda/4 \text{ Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}/\text{AlAs}$ в переднем (заднем) зеркалах и активного слоя толщиной $3\lambda/2$ между ними. Активный слой состоял

из 6 $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}$ КЯ толщиной 7 нм, встроенных в пучности электромагнитного поля. Рабрасщепление взаимодействующих экситонной и фотонной мод составляло 6 мэВ.

Образец был расположен в оптическом криостате в парах гелия при температуре 7 К. Резонансное возбуждение осуществлялось лазерными импульсами длительностью ~ 1 нс и частотой повторений 5 кГц. Импульсы были получены путем пропускания пикосекундных импульсов титан-сапфирового (TiSp) лазера через длинный многомодовый световод и имели спектральную полуширину ~ 0.8 мэВ. Пиковая мощность возбуждения варьировалась от 0 до 20 кВт.

Возбуждение образца осуществлялось под углом $\varphi = 14^\circ$ к нормали МР (соответствующий планарный волновой вектор $k = (\omega/c) \sin \varphi = 1.8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1} \sim k_{\text{inf}}$). Для изучения динамики излучения из МР использовалась стрик-камера с временным разрешением 80 пс и спектральным разрешением 0.2 мэВ. Неравновесные свободные носители в InGaAs КЯ

возбуждались с помощью нерезонансной подсветки HeNe-лазером. Лучи обоих лазеров фокусировались на образец в пятно размером 100 мкм. Исследование проводилось в МР с отрицательной расстройкой экситонной и фотонной мод $\Delta = E_C - E_X = -2$ мэВ.

На рис.1 показана эволюция излучения из МР, регистрируемого в направлении нормали к плоскости МР ($k = 0$), при резонансном возбуждении на 0.5 мэВ выше $E_{LP}(k_p \sim k_{\text{infl}})$ без и с дополнительным нерезонансным возбуждением выше ширины запрещенной зоны GaAs. Форма импульса возбуждения показана сплошной линией. Интенсивность возбуждающего импульса $I_{\text{ext}}(t)$ нарастает в течение времени $t \approx 100$ пс и затем монотонно уменьшается, примерно в 3 раза, при $t \approx 1$ нс. В дальнейшем для характеристики величины плотности возбуждения мы будем использовать ее величину в максимуме импульса, $P_{\text{res}} \equiv \max(I_{\text{ext}}(t))$.

Рис.1а и д показывают зависимости интенсивности излучения при P_{res} на $\sim 8\%$ ниже и выше порога стимулированного рассеяния, P_{thr} , соответственно, в отсутствие межзонной подсветки. При $P_{\text{res}} = 13.4$ кВт/см² $< P_{\text{thr}}$ интенсивность излучения на переднем фронте импульса растет, а на заднем – уменьшается сверхлинейно с I_{ext} . Спектральное положение максимума излучения остается неизменным, $E_s = 1455.6$ мэВ. Увеличение P_{res} на 15% с 13.4 до 15.6 кВт/см² приводит к качественному изменению динамики излучения. Кроме пика на 1455.6 мэВ с максимумом при $t \approx 0.15$ нс, в излучении появляется еще один пик, сдвинутый в сторону больших энергий на ~ 0.3 мэВ. Он появляется с задержкой ~ 0.3 – 0.4 нс и достигает максимума при $t \approx 0.9$ нс, когда I_{ext} уже уменьшилась больше, чем в 2 раза. Этот пик отвечает стимулированному НП-НП-рассеянию, его интенсивность растет пороговым образом с дальнейшим увеличением P_{res} [19]. Фиолетовый сдвиг энергии излучения обусловлен перенормировкой энергии НП в плотной поляритонной системе.

На рис.1б и с приведена эволюция излучения НП с $k \approx 0$ при $P_{\text{res}} = 13.4$ кВт/см² $< P_{\text{thr}}$ в условиях дополнительного возбуждения HeNe-лазером с $P_{\text{HeNe}} = 1$ и 6 Вт/см², соответственно. Оценка плотности носителей, возбуждаемых HeNe-лазером при $P_{\text{HeNe}} = 1$ Вт/см², дает величину $n < 3 \cdot 10^6$ см⁻² на одну квантовую яму (при оценке учтено поглощение в GaAs слоях зеркала). Интенсивность излучения поляритонов при возбуждении только HeNe-лазером пренебрежимо мала, она на 2–3 порядка меньше излучения, возбуждаемого резонансно. Тем не менее, из сравнения спектров на рис.1а, б, с видно, что под-

светка HeNe-лазером приводит к значительному увеличению сигнала, причем влияние подсветки нарастает со временем. На рис.1б видно, что уже при $P_{\text{HeNe}} = 1$ Вт/см² развивается СППР. Спектральное положение сигнала СППР при этом совпадает с его положением при резонансном возбуждении без подсветки, показанном на рис.1д. Увеличение P_{HeNe} до 6 Вт/см² приводит к росту сигнала СППР почти на порядок.

Рис.2б иллюстрирует поведение интегральной интенсивности излучения поляритонов по нормали к

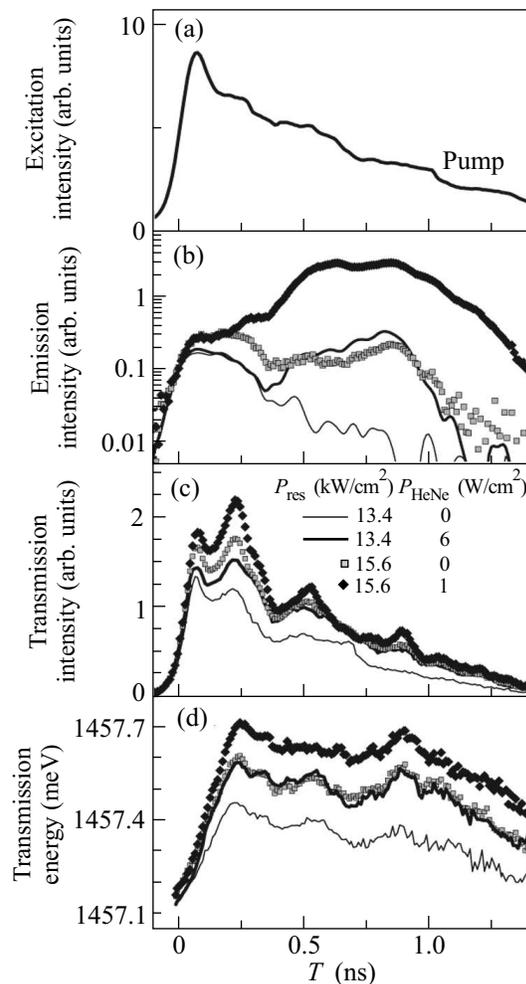


Рис.2. Зависимости: (b) интегральной интенсивности излучения поляритонов по нормали к плоскости МР, $I_s(t)$; (c) сигнала пропускания $I_{tr}(t)$; (d) его спектрального положения $E_{tr}(t)$ от времени при двух плотностях возбуждения P_{res} в окрестности порога СППР без и с подсветкой HeNe-лазером. Форма импульса возбуждения показана на (a)

плоскости МР, $I_s(t)$, при двух плотностях возбуждения P_{res} в окрестности порога СППР без и с подсвет-

кой HeNe-лазером. На рисунке видно, что при $P_{\text{res}} = 13.4 \text{ кВт/см}^2$ подсветка HeNe-лазером с $P_{\text{HeNe}} = 6 \text{ Вт/см}^2$ эквивалентна увеличению P_{res} более чем на 2 кВт/см^2 . При $P_{\text{res}} = 15.6 \text{ кВт/см}^2$ дополнительное возбуждение $P_{\text{HeNe}} = 1 \text{ Вт/см}^2$ приводит к увеличению сигнала СППР более чем в 15 раз.

Для определения механизма влияния неравновесных носителей на развитие СППР нами была исследована эволюция отклика k_p -компоненты электрического поля на КЯ на внешнее возбуждение. Зависимость $|\mathcal{E}_{QW}(k_p, t)|^2$ была определена из измерений пропускания: величина сигнала пропускания $I_{tr}(t) \sim |\mathcal{E}_{QW}(k_p, t)|^2$, поскольку между КЯ в МР и детектором находится только одно брэгговское зеркало, не вносящее нелинейности.

На рис.2с приведены зависимости $I_{tr}(t)$ при двух величинах P_{res} без и с межзонной подсветкой. Форма импульса резонансного возбуждения показана на рис.2а. $I_{tr}(t)$ примерно повторяет ход импульса возбуждения до $t \sim 0.15 \text{ нс}$, когда в области монотонного уменьшения накачки $I_{\text{exc}}(t)$ появляется небольшой скачок $I_{tr}(t)$. Этот скачок указывает на развитие неустойчивости накачиваемой моды, величина скачка растет с P_{res} . Подсветка HeNe-лазером приводит к увеличению I_{tr} , монотонно возрастающему со временем вплоть до момента скачка внутреннего поля. После скачка разница величин $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$, измеренных при возбуждении без и с межзонной подсветкой, сохраняется при $P_{\text{res}} = 13.4 \text{ кВт/см}^2 < P_{\text{thr}}$ и постепенно исчезает при $P_{\text{res}} = 15.6 \text{ кВт/см}^2 > P_{\text{thr}}$. Учитывая относительно большую величину расстройки энергий резонансной накачки и возбуждаемой НП моды $\Delta_p = E_p - E_{LP}(k_p) \sim 0.5 \text{ мэВ}$, увеличение $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$ при фиксированном внешнем поле может быть обусловлено либо уменьшением величины расстройки (то есть фиолетовым сдвигом поляритонного резонанса из-за экситон-экситонного взаимодействия), либо уширением поляритонного резонанса из-за увеличения рассеяния поляритонов.

Для ответа на возникающий вопрос была исследована кинетика спектров пропускания. Спектр $I_{tr}(\hbar\omega) \sim |\mathcal{E}_{QW}^{(k_p)}(\hbar\omega)|^2$, то есть он отражает частотное распределение k_p – компоненты электрического поля на квантовой яме, а величина $E_{tr}(t = t_i) = \int \hbar\omega I_{tr}(\omega, t = t_i) d\omega / \int I_{tr}(\omega, t = t_i) d\omega$ дает информацию о средней энергии возбужденных поляритонов $\tilde{E}_{LP}(k_p)$ в момент $t = t_i$ и, следовательно, о фиолетовом сдвиге возбуждаемой НП моды.

Зависимости $E_{tr}(t)$, измеренные при тех же условиях, что и $I_{tr}(t)$ на рис.2с, показаны на рис.2д. На рис.2д видно, что включение межзонной подсветки не оказывает влияния на величину $E_{tr}(t)$

в самом начале импульса резонансного возбуждения. Отсутствие фиолетового сдвига обусловлено малой, $n < 10^7 \text{ см}^{-2}$, плотностью носителей, возбуждаемых HeNe-лазером. Резонансное возбуждение $P_{\text{res}} = 13.4 \text{ кВт/см}^2$ приводит к фиолетовому сдвигу $E_{tr}(t)$, достигающему 0.3 мэВ . Сравнение $E_{tr}(t)$ при одной и той же величине P_{res} показывает, что межзонная подсветка приводит к дополнительному сдвигу, монотонно нарастающему от нуля в начале импульса до $\sim 0.15 \text{ мэВ}$ при $t = 0.25 \text{ нс}$, где поле на КЯ достигает максимума, и далее изменяется слабо. Уменьшение расстройки $\Delta_p = E_p - \tilde{E}_{LP}(k_p)$, обусловленное этим сдвигом, приводит и к наблюдаемому на рис.2с росту $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$ при фиксированном внешнем поле и, в конечном счете, к понижению пороговой плотности возбуждения для развития стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния в условиях подсветки.

Неустойчивости и гистерезисные явления в отклике резонансно возбуждаемой поляритонной моды и сигнале СППР наиболее наглядны в представлении $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$, ΔE_{tr} и I_s в виде зависимостей от величины внешнего возбуждающего поля. Такие зависимости приведены на рис.3 для $P_{\text{res}} = 15.6 \text{ кВт/см}^2 > P_{\text{thr}}$ при возбуждении без и с межзонной подсветкой. Видно, что подсветка не приводит к качественным изменениям. Зависимости $|\mathcal{E}_{QW}(k_p)|^2$ от $|\mathcal{E}_{\text{ext}}(k_p)|^2$ на рис.3а демонстрируют гистерезис. Гистерезис имеет две особенности. Во-первых, $|\mathcal{E}_{QW}(k_p)|^2$ демонстрирует кратковременный скачок в области уменьшающегося внешнего поля. Такой скачок был ранее предсказан в рамках модели когерентного многомодового ОПО: скачкообразное возрастание поля, вызванное развитием собственной неустойчивости возбуждаемой моды, сменяется его резким падением из-за развития параметрической неустойчивости накачиваемой моды относительно НП-НП-рассеяния. Во-вторых, скачок внутреннего поля начинается на ниспадающей ветви накачки.

Сдвиг перехода на ниспадающую ветвь модель связывает с появлением рассеянных НП, нарушающих однозначную зависимость между $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$ и фиолетовым сдвигом поляритонного резонанса. Этот эффект отчетливо виден при сопоставлении зависимостей $|\mathcal{E}_{QW}(k_p)|^2 (|\mathcal{E}_{\text{ext}}(k_p)|^2)$ (рис.3а) и $E_{tr} (|\mathcal{E}_{\text{ext}}(k_p)|^2)$ (рис.3б) после начала уменьшения накачки $I_{\text{ext}}(t)$. На рисунках видно, что вплоть до скачка внутреннего поля фиолетовый сдвиг растет, в то время как $|\mathcal{E}_{QW}(k_p)|$ слегка уменьшается. Величина $\Delta E_{tr}(t)$ в первом приближении пропорциональна экситонной плотности n_X в КЯ. В отсутствие подсветки рост $\Delta E_{tr}(t)$ в начале импульса возбуж-

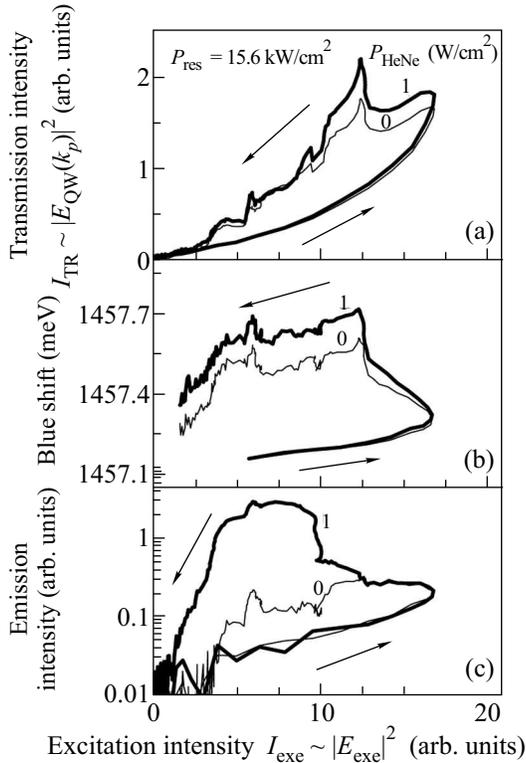


Рис.3. Зависимости: (а) сигнала пропускания $I_{tr}(t)$; (б) его спектрального положения $E_{tr}(t)$; (с) – интегральной интенсивности излучения поляритонов по нормали к плоскости МР, $I_s(t)$, от плотности резонансного возбуждения $|\mathcal{E}_{ext}(k_p, t)|^2$, измеренные при $P_{res} = 15.6 \text{ кВт/см}^2$ без и с подсветкой HeNe-лазером. Форма импульса возбуждения показана на рис.2а

дения определяется величиной поля в накачиваемой моде, $\Delta E_{tr}(t) \sim |\mathcal{E}_{QW}(k_p)|^2$. По мере роста НП-НП-рассеяния (пропорционально $|\mathcal{E}_{QW}(k_p)|^4$) эта зависимость нарушается, и к началу перехода, связанного с одномодовой нестабильностью, величина $\Delta E_{tr}(t)$ в значительной мере определяется заполнением НП состояний с $k \neq k_p$ [19]. Уменьшение расстройки $\Delta_p = \hbar\omega_p - \tilde{E}_{LP}(k_p)$, обусловленное вкладом от рассеянных поляритонов, ведет к увеличению внутреннего поля и, при накоплении некоторой критической плотности рассеянных поляритонов, делает возможным сдвиг бистабильного перехода на ниспадающую ветвь импульса возбуждения.

Из сравнения зависимостей $E_{tr}(k_p)(|\mathcal{E}_{ext}(k_p)|^2)$, измеренных без и при межзонной подсветке на рис.3б, видно, что дополнительный фиолетовый сдвиг резонанса, $\delta E_{tr}(t)$, и, следовательно, увеличение концентрации рассеянных поляритонов, вызванные подсветкой, монотонно возрастают вплоть до начала перехода, связанного с собственной неустойчивостью возбуждаемой моды. Наиболее

вероятной причиной увеличения концентрации поляритонов является рассеяние резонансно возбуждаемых НП на свободных носителях, возбужденных HeNe-лазером. Значительное, до $\sim 10\%$, увеличение $\delta E_{tr}(t)$ и, следовательно, концентрации рассеянных поляритонов, при относительно небольшой $P_{HeNe} \sim 10^{-3} P_{res}$ обусловлены двумя основными причинами. Во-первых, сечение рассеяния НП на свободных носителях намного превышает сечение поляритон-поляритонного рассеяния [18]. Кроме того, это рассеяние трансформирует короткоживущие (3–5 пс) НП с $k = k_p$ в экситоно-подобные состояния с характерными временами жизни больше сотни пикосекунд [18], в результате чего время аккумуляции рассеянных поляритонов возрастает больше чем на порядок.

Сравнение зависимостей $|\mathcal{E}_{QW}(k_p)|^2(|\mathcal{E}_{ext}(k_p)|^2)$ (рис.3а) и $E_{tr}(k_p)(|\mathcal{E}_{ext}(k_p)|^2)$ (рис.3б), измеренных без и при дополнительной подсветке HeNe-лазером, показывает, что увеличение $\delta E_{tr}(t)$, вызванное подсветкой, ведет, как и следовало ожидать, к более быстрому росту поля внутри МР. Однако при этом неустойчивость моды в условиях межзонной подсветки развивается при большем внутреннем поле. Такое поведение, по-видимому, связано с увеличением затухания накачиваемой моды из-за рассеяния на фотовозбужденных электронах. Обратим, однако, внимание на тот факт, что величины $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$, достигаемые в результате бистабильного перехода, в условиях подсветки значительно больше.

Неустойчивость накачиваемой моды по отношению к НП-НП-рассеянию, развивающаяся сразу после скачкообразного роста $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$ и вызывающая резкое уменьшение $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$, ведет, в основном, к перераспределению поляритонов в k -пространстве [19]. Поэтому, как без, так и при межзонной подсветке уменьшение $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$ не сопровождается аналогичным уменьшением фиолетового сдвига накачиваемой моды. В результате сохранения резонанса с накачкой в поляритонной системе поддерживается большая плотность поляритонов и в течение 0.2–0.3 нс происходит формирование сигнала СППР в $k \approx 0$. Из сопоставления зависимостей $I_s(t)$ (рис.2б) и $E_{tr}(t)$ (рис.2д) при $P_{res} = 15.6 \text{ кВт/см}^2$ без подсветки и 13.4 кВт/см^2 при подсветке видно, что величины фиолетового сдвига накачиваемой моды в области СППР ($t = 0.4–0.9 \text{ нс}$) в этих двух случаях практически совпадают. Этот результат вполне ожидаем, поскольку именно в условиях одинаковой расстройки $\Delta_p = \hbar\omega_p - \tilde{E}_{LP}(k_p)$ достигаются примерно одинаковые величины поля на КЯ $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$ и, следовательно, одинаковые скорости НП-НП-рассеяния.

Таким образом, анализ динамики накачиваемой гармоники поля, $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$, ее резонансной энергии, $E_{tr}(k_p)$ и сигнала СППР, I_s , позволил выяснить причину значительного, более 15%, понижения порога СППР в GaAs микрорезонаторах при слабой, $\sim 10^{-3} P_{\text{res}}$, межзонной подсветке. Причиной является эффективное рассеяние резонансно возбуждаемых короткоживущих поляритонов на фотовозбужденных свободных носителях в долгоживущие экситон-подобные поляритоны. Изменение резонансной энергии возбуждаемой поляритонной моды, обусловленное аккумуляцией долгоживущих поляритонов, ведет к более быстрому росту поля $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$ до перехода, связанного с бистабильностью отклика накачиваемой моды на внешнее возбуждение, и обеспечивает достижение большей амплитуды $\mathcal{E}_{QW}(k_p)$ в результате этого перехода, вследствие чего происходит уменьшение порога стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния.

Авторы выражают благодарность С.С. Гаврилову, Н.А. Гиппиусу и С.Г. Тиходеву за плодотворные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований.

-
1. M. S. Skolnick, T. A. Fisher, and D. M. Whittaker, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 645 (1998).
 2. G. Khitrova, H. M. Gibbs, F. Janke, and S. W. Koch, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1591 (1999).
 3. R. M. Stevenson, V. N. Astratov, M. S. Skolnick et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3680 (2000).

4. J. J. Baumberg, P. G. Savvidis, R. M. Stevenson et al., *Phys. Rev. B* **62**, R16247 (2000).
5. A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **62**, R13298 (2000).
6. C. Ciuti, P. Schwendimann, and A. Quattropani, *Phys. Rev. B* **63**, 041303 (2001).
7. V. D. Kulakovskii, A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii et al., *Nanotechnology* **12**, 475 (2001).
8. R. Butté, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker et al., *Phys. Rev. B* **68**, 115325 (2003).
9. A. Baas, J.-Ph. Karr, M. Romanelli et al., *Phys. Rev. B* **70**, 161307(R) (2004).
10. I. Carusotto and C. Ciuti, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 166401 (2004).
11. D. M. Whittaker, *Phys. Rev. B* **71**, 115301 (2005).
12. M. Wouters and I. Carusotto, *Phys. Rev. B* **75**, 075332 (2007).
13. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii et al., *Europhys Lett.* **67**, 997 (2004).
14. S. S. Gavrilov, N. A. Gippius, V. D. Kulakovskii et al., *JETP* **104**, 715 (2007).
15. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, L. V. Keldysh et al., *UFN* **48**, 3, 327 (2005).
16. V. D. Kulakovskii, D. N. Krizhanovskii, M. N. Makhonin et al., *UFN* **48**, 3, 334 (2005).
17. D. N. Krizhanovskii, A. I. Tartakovskii, M. N. Makhonin et al., *Phys. Rev. B* **70**, 195303 (2004).
18. G. Malpuech, A. Kavokin, A. Di Carlo et al., *Phys. Rev. B* **65**, 153310 (2002).
19. A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov et al., *Phys. Rev. Lett* **101**, 136401 (2008).