Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 4, с. 264 – 270

Оптическая бистабильность мод размерного квантования в двумерной экситон-поляритонной системе

А. А. Деменев, Н. Н. Ипатов, В. Д. Кулаковский, С. С. Гаврилов[1)]

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 2 декабря 2025 г.
После переработки 10 декабря 2025 г.
Принята к публикации 17 декабря 2025 г.

Рассматриваются экситонные поляритоны в плоской квантовой яме, возбуждаемые резонансной световой волной, падающей по нормали. Благодаря нелинейности, обусловленной межчастичным взаимодействием, оптический отклик латерально однородной поляритонной системы является бистабильным. Установлено, что в ситуации, когда движение поляритонов в плоскости квантовой ямы ограничено потенциальными барьерами, даже в эффективно бесспиновой системе могут возникать дополнительные ветви устойчивости, отличающиеся видом распределения поля, между которыми возможны быстрые управляемые переходы при изменении частоты или амплитуды падающей волны. Такие переходы экспериментально продемонстрированы в высокодобротном микрорезонаторе на основе GaAs с квадратной мезой размером 60 мкм.

DOI: 10.31857/S0370274X26020163

Введение. Квазидвумерные экситонные поляритоны возникают в режиме сильной связи света с экситонами в плоской квантовой яме, встроенной, например, в активную область микрорезонатора [1, 2]. Поляритоны могут непосредственно (резонансно) возбуждаться электромагнитной волной и в таком случае образуют макроскопически когерентные состояния [3–5]. Взаимодействие поляритонов, которое обычно рассматривается по аналогии со слабонеидеальным газом бозе-частиц в сверхпроводнике или атомном бозе-конденсате, приводит к нелинейности оптического отклика системы. Известен эффект *бистабильности,* наблюдающийся, когда частота внешнего поля немного превышает собственную поляритонную частоту; в этом случае фиолетовый сдвиг резонанса, вызванный взаимодействием частиц, компенсирует отстройку частоты внешнего возбуждения и пороговым образом приводит к скачку амплитуды [6–9]. Подобный переход осуществляется за время, сравнимое со временем жизни поляритонов, которое составляет несколько десятков пикосекунд в образцах на основе GaAs. В связи с этим нелинейные поляритонные системы, обладающие дискретным набором макроскопически когерентных состояний, стали привлекать интерес в контексте разработки новых оптических переключателей и логических элементов [10–18].

Дефокусирующий ("отталкивательный") характер поляритон-поляритонного взаимодействия проявляется также и в том, что оба возможных состояния бистабильной системы пространственно однородные – при условии, что эта система возбуждается плоской волной, падающей по нормали к плоскости квантовой ямы, и сама по себе не содержит каких-либо неоднородностей потенциала. Следовательно, ее наиболее простая модель представляет собой диссипативный нелинейный осциллятор Дуффинга, совершающий вынужденные колебания под действием гармонической внешней силы [7]. Такое упрощенное представление не вполне верно, поскольку в действительности переходы опосредованы упругим рассеянием поляритонов в множество мод с ненулевыми планарными волновыми векторами **k**, причем в качестве триггера переключения плоской системы выступает ее модуляционная неустойчивость (соответствующий порог существенно ниже, чем для одномодовой модели) [19, 20]. Тем не менее, межмодовое рассеяние поляритонов представляет здесь собой только некоторый переходный процесс, по завершении которого все рассеянные моды затухают. Если же свободное движение поляритонов в плоскости квантовой ямы ограничено высокими потенциальными барьерами, свойства системы изменяются качественным образом. Было теоретически предсказано [21], что прежние переходные состояния, имеющие структуру стоячей волны, становятся в таком случае устойчивыми в широком интервале амплитуд внешнего поля

[1)]e-mail: gavr_ss@issp.ac.ru

и образуют новую, *промежуточную* ветвь стационарных состояний системы.

В настоящей работе мы сообщаем об экспериментальной проверке предсказаний, сделанных в статье [21]. Эксперименты выполнены для микрорезонатора на основе GaAs с плоской квадратной мезой. Установлено, что в ходе плавного увеличения мощности непрерывной внешней накачки такая система действительно испытывает неравновесный переход, сопровождающийся скачком интенсивности рассеянных поляритонных мод ($\mathbf{k} \neq 0$). Выяснилось, однако, что этот эффект много сильнее, чем ожидалось, чувствителен к частоте возбуждения.

Эксперимент. Мы использовали микрорезонатор, "выращенный" методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs. Его верхнее и нижнее брэгговские зеркала включают, соответственно, 25 и 29 пар чередующихся четвертьволновых ($\lambda/4$) слоев AlAs и GaAs, обеспечивая высокую добротность для $\lambda \sim 850$ нм (однородная спектральная ширина линии не превышает 0.01 мэВ). Активная область микрорезонатора (GaAs) имеет оптическую толщину 2λ и содержит 12 плоских квантовых ям ($In_{0.05}Ga_{0.95}As$) толщиной 10 нм, которая сопоставима с боровским радиусом экситона. Энергия экситон-фотонной связи $\mathcal{R}$ (расщепление Раби) составляет 7.5 мэВ; разность ΔE_{XC} уровней энергии экситона и резонаторной фотонной моды для $k = 0$ равна 3 мэВ. Меза размером 60×60 мкм^2 создана с помощью фотолитографии и плазмохимического травления. Образец располагался в оптическом криостате со сверхтекучим гелием при температуре 2 К.

Поляритоны возбуждались непрерывным одномодовым титан-сапфировым лазером (ширина линии $\Delta E_p \lesssim 0.042$ мкэВ) в пятне диаметром около 40 мкм с плоским профилем интенсивности ("tophat beam") при нормальном падении луча (диапазон углов до 1°, соответствующая область планарных волновых чисел $|k| \lesssim 0.12$ мкм$^{-1}$). Отстройка D уровня энергии накачки E_p относительно дна нижней поляритонной ветви $E_{\rm LP}(k)$ могла принимать различные значения от 0.07 до 0.125 мэВ. Излучение регистрировалось с обратной стороны образца с помощью спектрометра и ПЗС-камеры (пространственное разрешение 2 мкм, угловое разрешение 0.4°, $\Delta k \approx 0.05$ мкм$^{-1}$).

На рисунке 1 представлены распределения интенсивности излучения в k-пространстве для двух различных мощностей накачки, $W = 5$ и 9 кВт/см^2, при $D = 0.125$ мэВ. Фотовозбуждаемая мода осциллирует на вынужденной частоте $E_p/\hbar$ и благодаря неоднородностям, в качестве которых выступают в первую очередь границы мезы, испытывает упругое рэлеевское рассеяние в состояния с $E_{\rm LP}(k) = E_p$. Рассеяние в близкие k-состояния происходит даже в однородной двумерной системе (без мезы), но в таком случае оно обусловлено межчастичным взаимодействием и имеет пороговый характер [19]. Закон дисперсии $E = E_{\rm LP}(k)$ вблизи $k = 0$ можно приближенно считать параболическим $E_{\rm LP}(k) \approx \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$, где

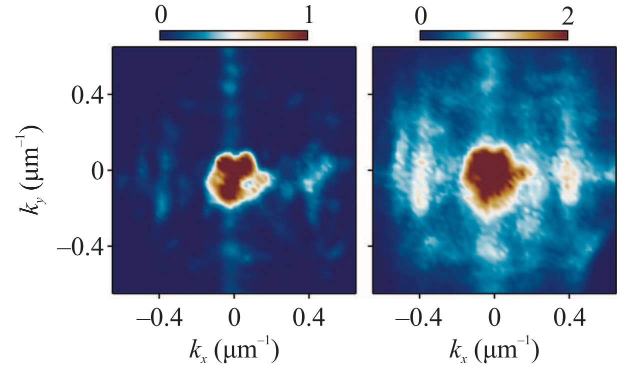

Рис. 1. (Цветной онлайн) Измеренные распределения интенсивности излучения поляритонов в k-пространстве при плотностях мощности накачки $W = 5$ кВт/см^2 (a) и 9 кВт/см^2 (b). Отстройка накачки $D = 0.125$ мэВ

$$M \approx \frac{\epsilon E_0}{c^2} \frac{2\sqrt{\mathcal{R}^2 + (\Delta E_{XC})^2}}{\sqrt{\mathcal{R}^2 + (\Delta E_{XC})^2} + \Delta E_{XC}}, \tag{1}$$

$E_0 \approx 1.45$ эВ – энергия оптического перехода, $\epsilon \approx$ ≈ 12 – эффективная диэлектрическая проницаемость. Таким образом, в настоящем случае может идти упругое рассеяние в состояния с $|\mathbf{k}| \approx \sqrt{2MD}/\hbar \approx$ ≈ 0.4 мкм$^{-1}$. Сильнее всего населяются моды, волновые векторы которых ориентированы по сторонам квадратной мезы, поскольку они образуют стоячие волны, в то время как все другие вторично рассеиваются при отражении от границ.

Распределения $I(\mathbf{k})$, приведенные на рис. 1, действительно обнаруживают выделенные направления рассеяния, отражая в то же время неидеальный характер структуры. Во-первых, в микрорезонаторе существует потенциал беспорядка с амплитудой около 10 мкэВ, определяющийся главным образом флуктуациями толщины квантовых ям и доли содержащихся в них атомов индия. Во-вторых, вытравленная меза не является геометрически правильной. Эти обстоятельства не имеют решающего значения, поскольку далее нас будут интересовать в основном только интегральные величины интенсивности I в двух областях k-пространства: в центральной части $|\mathbf{k}| \leq 0.12$ мкм$^{-1}$, соответствующей пятну накачки, I_p, и во внешней области $|\mathbf{k}| > 0.12$ мкм$^{-1}$, которая представляет собой систему рассеянных мод, I_s. Вопрос состоит в том, как именно I_p и I_s будут изменяться в зависимости от мощности возбуждения W. Уже из рис. 1 видно, что с ростом W интенсивность рассеянных мод увеличивается заметно больше, чем в области накачки, при этом волновые векторы наиболее интенсивных мод изменяются мало.

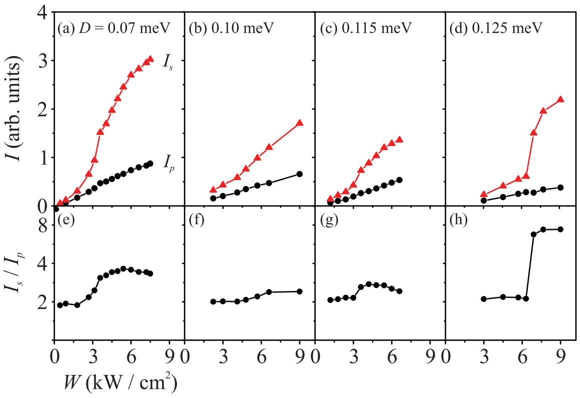

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a)–(d) – Интенсивность накачиваемой (I_p) и рассеянных (I_s) мод в зависимости от плотности мощности накачки W при различных отстройках D. (e)–(h) – Соответствующие значения I_s/I_p

На рисунке 2 представлены результаты измерения I_p и I_s в зависимости от W для нескольких значений отстройки частоты накачки: $D = 0.07$ мэВ (a), 0.1 мэВ (b), 0.115 мэВ (c) и 0.125 мэВ (d), которые с учетом потенциала беспорядка следует считать определенными с точностью до ± 0.005 мэВ. Доступный в эксперименте диапазон W был ограничен и целиком находился ниже порога бистабильного переключения моды $k = 0$, сопровождающегося скачком I_p. (Такие переходы наблюдались в режиме импульсной накачки с относительно высокой мощностью лазерных импульсов [20, 22–24].) Видно, что величина I_p во всех случаях зависит от W почти линейно, причем скорость ее роста dI_p/dW ожидаемо уменьшается с увеличением D. Однако интенсивность рассеянных мод I_s ведет себя существенно нелинейным образом, что хорошо видно из рис. 2e–h, где приведены значения I_s/I_p. При некоторых D рассеянный сигнал обнаруживает скачок интенсивности вблизи определенной критической мощности возбуждения W, после чего стабилизируется. Скачок I_s/I_p отчетливо виден при $D = 0.07$ мэВ, отсутствует при $D = 0.1$ мэВ, вновь появляется при $D = 0.115$ мэВ и оказывается наиболее сильным при $D = 0.125$ мэВ.

Наблюдаемый скачок состояния системы при наибольшем D (рис. 2d, h) подтверждает теоретические предсказания, сделанные в статье [21], где, в частности, описана стабилизация на промежуточной ветви устойчивости с высокой населенностью рассеянных мод. В то же время сильная зависимость этого эффекта от D оказалась несколько неожиданной. Далее мы предлагаем качественное теоретическое описание всех наблюдаемых переходов.

Теоретическая модель. Переходя к описанию рассеяния поляритонов в мезе конечного размера, следует вновь подчеркнуть специфику этого процесса по сравнению со случаем однородной системы, детально исследованным в работе [19]. В однородном случае двухчастичное рассеяние приводит к росту полной энергии системы во времени даже при постоянном W благодаря положительной обратной связи между амплитудой и эффективной резонансной частотой возбуждаемой моды. (Этот эффект нетривиален, поскольку рассеяние само по себе является упругим; в конечном счете он связан с тем, что система открыта.) Самопроизвольный рост энергии оканчивается тогда, когда D полностью компенсируется сдвигом резонанса, что соответствует верхней ветви устойчивости бистабильной системы; все рассеянные моды с $\mathbf{k} \neq 0$ после этого затухают. Таким образом, упругое поляритон-поляритонное рассеяние на частоте внешнего поля выступает в качестве триггера перехода. В однородной системе оно имеет очень низкий порог $W \propto \gamma D^2/V$, где γ – коэффициент затухания, считающийся малой величиной (2γ – спектральная ширина поляритонной линии), V – константа двухчастичного взаимодействия. Ясно, однако, что в мезе конечного размера упругое рассеяние не всегда возможно: наряду с условием $E_{\mathrm{LP}}(k) = E_p$, которое определяет волновые числа $k_\star$ рассеянных мод, необходимо дополнительно потребовать, чтобы интенсивность поля обращалась в нуль на границах мезы, т. е. чтобы выполнялось условие типа $n\pi/k_\star = L$, где L – линейный размер мезы, n – положительное целое число. В итоге упругое рассеяние, сопровождающееся возбуждением стоячих волн с $\mathbf{k} = (\pm k_\star, 0)$ или $\mathbf{k} = (0, \pm k_\star)$, оптимально идет только при $D = \pi^2\hbar^2(n^2+1)/2ML^2$, что, конечно, эквивалентно обычному размерному квантованию. Ввиду нелинейности наиболее интенсивное рассеяние наблюдается при некотором дополнительном сдвиге величины D относительно указанных резонансов и имеет существенно пороговый характер по W. Ниже мы покажем, что в определенных условиях моды размерного квантования могут испытывать индивидуальные "бистабильные переходы", что и приводит к промежуточным ветвям устойчивости, наблюдающимся в эксперименте. Для этого следует от картины k-состояний перейти непосредственно к собственным модам.

Общепринятая модель поляритонной системы представляет собой уравнения Гросса–Питаевского с диссипацией и внешним источником:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\left[\hat{E}_{\mathrm{LP}}-i\gamma+U(x,y)+V\psi^*\psi\right]\psi+ \\ +f\exp\Bigl(-i\frac{E_p}{\hbar}t\Bigr), \qquad (2)$$

где ψ – комплексная амплитуда поляритонов в когерентном состоянии, f и E_p – амплитуда и уровень энергии накачки, которую мы для простоты будем считать плоской волной, $U(x,y)$ – потенциал, отвечающий в нашем случае квантовой яме размера $L\times L$ с бесконечно высокими стенками. В приближении эффективной массы можно считать, что $\hat{E}_{\mathrm{LP}}=-\hbar^2\nabla^2/2M$, при этом коэффициент затухания γ мы полагаем не зависящим от $\mathbf{k}$.

Поле $\psi(x,y,t)$ удобно разложить по собственным функциям однородной линейной задачи, определяющимся геометрией мезы:

$$\psi(x,y,t)=\sum_{m\geq1,\,n\geq1}\phi_m(x)\,\phi_n(y)\,\tilde{\psi}_{m,n}(t), \qquad (3)$$

где $\phi_m(x)=\sqrt{2}\sin(\pi mx/L)$, если число m четное, или $\phi_m(x)=\sqrt{2}\cos(\pi mx/L)$, если m нечетное, и то же для ϕ_n в зависимости от y, при этом $\phi_m(x)$ и $\phi_n(y)$ по определению равны нулю за пределами мезы. Нормировка такова, что величина $\sum_{m,n}|\tilde{\psi}_{m,n}|^2$ равна среднему, а не интегральному значению $|\psi|^2$. Собственные энергии мод размерного квантования:

$$E_{m,n}=\frac{\pi^2\hbar^2(m^2+n^2)}{2ML^2}. \qquad (4)$$

Подставим (3) в (2), умножим обе части получившегося уравнения на $\phi_m(x)\phi_n(y)$ и проинтегрируем его по x и y. Это дает набор уравнений на амплитуды $\tilde{\psi}_{m,n}(t)$ базисных состояний:

$$i\hbar\frac{d\tilde{\psi}_{m,n}}{dt}=(E_{m,n}-i\gamma)\tilde{\psi}_{m,n}+fa_{m,n}\exp\Bigl(-i\frac{E_p}{\hbar}t\Bigr)+ \\ +\sum_{m_{1,2,3},\,n_{1,2,3}}\tilde{V}_{m,m_{1,2,3};\,n,n_{1,2,3}}\,\tilde{\psi}^*_{m_1,n_1}\tilde{\psi}_{m_2,n_2}\tilde{\psi}_{m_3,n_3}. \qquad (5)$$

Матричные элементы парного ("четырехволнового") взаимодействия, имеющие вид $\tilde{V}_{m_{1,2,3,4};\,n_{1,2,3,4}}$, равны

$$\frac{V}{L^2}\int\limits_{-L/2}^{L/2}\prod_{i=1}^{4}\phi_{m_i}(x)\,dx\int\limits_{-L/2}^{L/2}\prod_{j=1}^{4}\phi_{n_j}(y)\,dy, \qquad (6)$$

а эффективная амплитуда накачки для моды (m,n) составляет $fa_{m,n}$, где

$$a_{m,n}=\frac{8}{\pi^2mn}(-1)^{\frac{m-1}{2}}(-1)^{\frac{n-1}{2}}, \qquad (7)$$

если m и n нечетные, и $a_{m,n}=0$ в остальных случаях (ясно, что антисимметричные собственные моды не возбуждаются плоской волной с нулевым $\mathbf{k}$). Средняя интенсивность поля без учета нелинейности,

$$\langle|\psi|^2\rangle=\sum_{m,n}\frac{f^2a^2_{m,n}}{(E_p-E_{m,n})^2+\gamma^2}, \qquad (8)$$

имеет множество резонансных слагаемых. Ее характерный вид в зависимости от E_p изображен на рис. 3, где также отмечены некоторые моды, возбуждающиеся внешним полем.

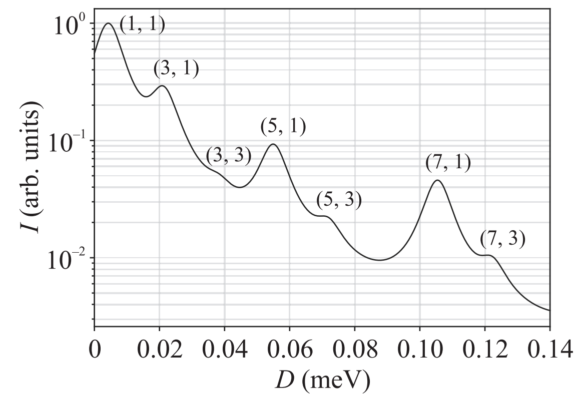

Рис. 3. Средняя интенсивность поля (8) в зависимости от отстройки $D=E_p-E_{\mathrm{LP}}(k=0)$ в линейном приближении. Указан ряд резонансов $E_{m,n}$, дающих заметные вклады в $I=\langle|\psi|^2\rangle$ в соответствии с (7)

При $D>0$ и малых f обычно есть всего несколько мод с относительно высокой населенностью. Это, во-первых, мода $(1,1)$, которая эффективнее других возбуждается плоской волной согласно (7), но в то же время имеет наибольшую отстройку от резонанса $D_{1,1}=E_p-E_{1,1}$. В интересующей нас области f нелинейные поправки к величине $D_{1,1}$ малы по сравнению с ней самой, поэтому можно, ограничиваясь линейным приближением, положить $|\tilde{\psi}_{1,1}|^2\approx f^2a^2_{1,1}/D^2_{1,1}$. Заметную интенсивность также, как правило, имеет вырожденный дублет $(n,1)$ и $(1,n)$, уровень которого находится немного ниже E_p. Именно такие дублетные моды, близкие к внешнему полю по собственной частоте, обнаруживают бистабильное переключение. Коль скоро разность $D_{n,1}=E_p-E_{n,1}$ невелика, следует учесть поправки к ней, обусловленные нелинейностью мод $(n,1)$ и $(1,n)$ самих по себе, а также их взаимодействием друг с другом и модой $(1,1)$. В итоге зависимость стационарной населенности $|\tilde{\psi}_{n,1}|^2$ от f^2 качественно описывается кубическим уравнением

$$|\tilde{\psi}_{n,1}|^2=\frac{f^2a^2_{n,1}}{\bigl(D'_{n,1}-V'|\tilde{\psi}_{n,1}|^2\bigr)^2+\gamma^2}, \qquad (9)$$

где величина $D'_{n,1} = D_{n,1} - V''|\tilde{\psi}_{1,1}|^2$ имеет смысл эффективной отстройки, которая может быть явно определена как функция f^2 в линейном приближении. Константы взаимодействия V' и V'' определяются матричными элементами (6) для подходящих комбинаций мод с индексами n и 1, а именно, $V' = \tilde{V}_{nnnn;\,1111} + 3\tilde{V}_{nn11;\,nn11}$ и $V'' = 2\tilde{V}_{nn11;\,1111} + 2\tilde{V}_{n111;\,n111}$. Вычисление интегралов дает, окончательно, $V' = (21/4)\,V$ и $V'' = (3 + \delta_{3,n}/2)\,V$ для всякого нечетного $n > 1$. Как и в известном случае одномодовой модели [6], зависимость $|\tilde{\psi}_{n,1}|^2$ от f^2 при $D'_{n,1} > \sqrt{3}\gamma$ имеет форму S-образной кривой. Существует особая точка, где при плавном увеличении f производная $d|\tilde{\psi}_{n,1}|/df$ обращается в бесконечность и происходит скачок населенности $|\tilde{\psi}_{n,1}|^2$. В этой точке

$$f^2 = \frac{2}{27\,a_{n,1}^2 V'}\left[D'^{\,3}_{n,1} + 9D'_{n,1}\gamma^2 + \left(D'^{\,2}_{n,1} - 3\gamma^2\right)^{\frac{3}{2}}\right]. \tag{10}$$

Поскольку $D'_{n,1}$ зависит от f^2, формула (10) имеет смысл уравнения относительно f^2, наименьший положительный корень которого f^2_{thr} определяет порог бистабильного перехода для моды $(n, 1)$.

Численные результаты и сравнение с экспериментом. Вернемся к исходному уравнению (2) и рассмотрим примеры его численного решения, которые можно сопоставить с экспериментальными данными. Параметры задачи $E_{\mathrm{LP}}(\mathbf{k})$ и $U(\mathbf{r})$ такие же, как в эксперименте, за исключением того, что система возбуждается плоской волной и в ней отсутствует потенциал беспорядка, а квадратная меза является геометрически правильной; чтобы немного компенсировать это, мы выбрали в ~ 1.5 раза больший, чем в образце, коэффициент затухания $\gamma \approx 5.5$ мкэВ. Конкретное положительное значение V определяет только единицы измерения f и ψ, не влияя на результаты. На рисунке 4 показана серия расчетов при разных D, аналогичная рис. 2. Каждая точка – отдельное решение, для получения которого амплитуда накачки $f(t)$ плавно увеличивалась до некоторого уровня и затем поддерживалась постоянной. Приведены интенсивность основной моды $I_p = \langle|\tilde{\psi}_{1,1}(t)|^2\rangle_t$, усредненная по времени после окончания переходных процессов, и суммарная интенсивность всех неосновных мод, $I_s = \langle|\psi(\mathbf{r}, t)|^2\rangle_{\mathbf{r},t} - I_p$. Эти величины соответствуют измерявшимся интенсивностям поля в накачиваемой (I_p) и внешней по отношению к оптической накачке (I_s) областях k-пространства. Отметим, что если определять $I_{p,s}$ непосредственно в k-пространстве (так же, как это делалось для экспериментальных данных), получаются очень близкие результаты.

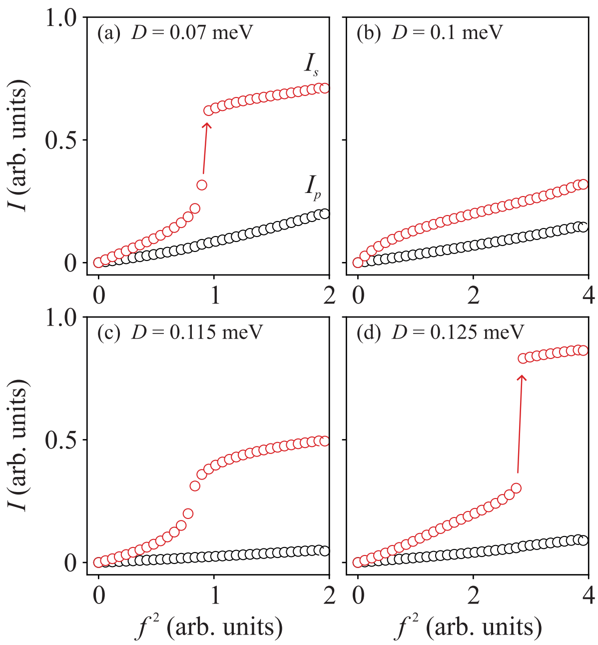

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a)–(d) – Вычисленная на основе уравнения (2) интенсивность основной (I_p) и всех неосновных (I_s) мод в зависимости от интенсивности накачки при различных отстройках D

В случае $D = 0.07$ мэВ (рис. 4a) ближайшим к резонансу собственным состоянием, обладающим заметной “оптической активностью”, оказывается мода $(5, 1)$, как это видно из рис. 3. Ее отстройка $D'_{5,1}$ при малых f^2 существенно выше $\sqrt{3}\gamma$, следовательно, эта мода имеет бистабильный отклик. Пороговое значение f^2 сравнимо с (10), и в целом поведение системы качественно описывается уравнением (9). В результате скачка фиолетовый сдвиг $V'|\tilde{\psi}_{5,1}|^2$ компенсирует $D'_{5,1}$, поэтому обратная связь между амплитудой и резонансной частотой моды $(5, 1)$ становится отрицательной. Расчеты показывают, что стабилизация после перехода, которая проявляется в сублинейной зависимости $|\tilde{\psi}_{5,1}|^2$ от f^2, получается в нашем случае даже более выраженной, чем в однородной системе. В уравнении (9) учтен только один эффект поляритон-поляритонного взаимодействия – фиолетовый сдвиг резонансов, но возможны также прямые переходы частиц между модами, учитывающиеся в полной модели (5). Как правило, они дают небольшой отрицательный вклад в интенсивность мод типа $(n, 1)$ после скачка. Физический смысл таких процессов – нелинейная дефокусировка поля, или, иными словами, баллистическое разбегание поляритонов из пучностей стоячих волн, характеризующихся максимумами локального потенциала $\mathcal{H}_{\mathrm{int}}(\mathbf{r}) = \frac{V}{2}|\psi(\mathbf{r})|^4$.

В случае $D = 0.1$ мэВ (рис. 4b) бистабильность неосновных мод не проявляется. Согласно рис. 3, ближайшим к резонансу собственным состоянием теперь оказалась мода $(7,1)$, но ее частота изначально превосходит E_p, а с ростом населенности лишь сдвигается дальше в фиолетовую область, поэтому зависимость I_s от f^2 при малых f^2 сублинейная. С другой стороны, мода $(5,1)$ отстоит уже далеко и обладает очень высоким порогом в соответствии с (10). Примечательно, что "индивидуальный" переход моды $(5,1)$ вообще не наблюдается, хотя в конце концов она испытывает скачок вместе с основной модой $(1,1)$ при больших f^2. Уравнения (9) и (10) для описания такого коллективного перехода неприменимы.

При увеличении D до 0.115 мэВ (рис. 4c) уровень E_p оказался на фиолетовом краю моды $(7,1)$, хотя отстройка $D'_{7,1}$ пока невелика и близка к критическому значению $\sqrt{3}\gamma$, при котором только появляется бистабильность. Ясно, что и пороговая интенсивность накачки $f^2_{\rm thr}$, и величина скачка $\Delta|\tilde{\psi}_{7,1}|^2$ здесь должны быть минимальными. Наконец, при дальнейшем увеличении D до 0.125 мэВ (рис. 4d) мы вновь наблюдаем интенсивный и резкий скачок, который требует высокой пороговой плотности внешнего возбуждения.

Наблюдаемые в расчетах переходы качественно воспроизводят результаты экспериментов, представленные на рис. 2. Видимое несоответствие состоит в том, что в модели отношение I_s/I_p при $f \to 0$ сильно зависит от расположения E_p относительно резонансов, тогда как в эксперименте оно было всегда примерно равно 2 в области малых W. Следует, однако, принять во внимание, что главный канал рассеяния здесь создает потенциал беспорядка, который затем частично экранируется фиолетовым сдвигом при увеличении поляритонной плотности. По аналогичной причине с увеличением W система становится менее чувствительной к неоднородности накачки. Когда она обнаруживает неравновесные переходы, их пороги и амплитуды скачков ведут себя при изменении D в качественном согласии с простой теорией. Неидеальная геометрия структуры проявляется в том, что между компонентами дублета $(1,n)$ и $(n,1)$ может существовать энергетическое расщепление. В таком случае они, как правило, при плавном увеличении мощности непрерывной накачки испытывают переход одновременно: скачок одной компоненты вызывает фиолетовый сдвиг второй, благодаря чему она приближается к резонансу и сразу же испытывает аналогичный скачок амплитуды.

Однако даже с чисто теоретической точки зрения картина "индивидуальных" переключений мод размерного квантования в духе уравнений (9) часто оказывается чересчур упрощенной. Во-первых, для более точного описания переходов следовало бы учитывать, с одной стороны, большее количество слабо населенных мод, тоже дающих вклады в $D'_{n,1}$, а с другой – иные процессы поляритон-поляритонного взаимодействия, которые содержатся в (2) и (5), но не сводятся к чистому сдвигу резонансов, прежде всего – нелинейную дефокусировку поля. Во-вторых, уравнения типа (9) предполагают, что все моды осциллируют в *вынужденном* режиме, т. е. на частоте внешнего поля, а их эффективные резонансные частоты влияют только на интенсивность отклика. Это предположение действительно выполняется, пока добротность резонатора Q не слишком высока. Однако численные эксперименты показывают, что с уменьшением $\gamma \propto Q^{-1}$ до 5 мкэВ могут населяться моды с отличными от E_p частотами колебаний, приводя систему к автоколебаниям или динамическому хаосу при постоянном f. В случае системы, обладающей спиновыми степенями свободы, такие эффекты усиливаются за счет латеральной анизотропии [25].

Таким образом, мы установили, что при наличии высоких потенциальных барьеров в поляритонной системе, возбуждаемой резонансным светом, появляются дополнительные ветви устойчивости, обусловленные бистабильным поведением размерно квантованных мод. В то же время некоторые интересные явления, ожидавшиеся в условиях дискретной латеральной симметрии, наблюдать пока не удалось, например, синхронизацию рассеянных мод и обратное рассеяние поляритонов в фотовозбуждаемое состояние, предсказанные в работе [21]. Вероятно, их реализация требует более качественных микрорезонаторных структур с правильной геометрией мезы и меньшей амплитудой потенциала беспорядка в квантовых ямах.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 24-12-00411.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, "Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity", Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992).
2. A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and P. Laussy, *Microcavities*, 2 ed. (Oxford University Press, N.Y., 2017).
3. L. V. Keldysh, "Coherent states of excitons", Phys.-Uspekhi **60**(11), 1180 (2017).
4. V. F. Elesin and Y. V. Kopaev, "Bose condensation of excitons in a strong electromagnetic field", Sov. Phys. JETP **36**(4), 767 (1973).

5. A. Baas, J.-P. Karr, M. Romanelli, A. Bramati, and E. Giacobino, "Quantum Degeneracy of Microcavity Polaritons", Phys. Rev. Lett. **96**, 176401 (2006).
6. S. S. Gavrilov, "Nonequilibrium transitions, chaos, and chimera states in exciton-polariton systems", Phys.-Uspekhi **63**, 123 (2020).
7. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, D. N. Krizhanovskii, and A. I. Tartakovskii, "Nonlinear dynamics of polariton scattering in semiconductor microcavity: Bistability vs. stimulated scattering", Europhys. Lett. **67**(6), 997 (2004).
8. A. Baas, J. P. Karr, H. Eleuch, and E. Giacobino, "Optical bistability in semiconductor microcavities", Phys. Rev. A **69**, 023809 (2004).
9. N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, S. S. Gavrilov, Y. G. Rubo, A. V. Kavokin, S. G. Tikhodeev, and G. Malpuech, "Polarization Multistability of Cavity Polaritons", Phys. Rev. Lett. **98**, 236401 (2007).
10. T. K. Paraïso, M. Wouters, Y. Léger, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Plédran, "Multistability of a coherent spin ensemble in a semiconductor microcavity", Nat. Mater. **9**(8), 655 (2010).
11. T. C. H. Liew, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, "Optical Circuits Based on Polariton Neurons in Semiconductor Microcavities", Phys. Rev. Lett. **101**, 016402 (2008).
12. I. A. Shelykh, T. C. H. Liew, and A. V. Kavokin, "Spin Rings in Semiconductor Microcavities", Phys. Rev. Lett. **100**, 116401 (2008).
13. C. Adrados, A. Amo, T. C. H. Liew, R. Hivet, R. Houdré, E. Giacobino, A. V. Kavokin, and A. Bramati, "Spin Rings in Bistable Planar Semiconductor Microcavities", Phys. Rev. Lett. **105**, 216403 (2010).
14. D. Sarkar, S. S. Gavrilov, M. Sich, J. H. Quilter, R. A. Bradley, N. A. Gippius, K. Guda, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick, and D. N. Krizhanovskii, "Polarization Bistability and Resultant Spin Rings in Semiconductor Microcavities", Phys. Rev. Lett. **105**, 216402 (2010).
15. Ö. Bozat, I. G. Savenko, and I. A. Shelykh, "Spin multistability in dissipative polariton channels", Phys. Rev. B **86**, 035413 (2012).
16. R. Cerna, Y. Léger, T. K. Paraïso, M. Wouters, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli, and B. Deveaud, "Ultrafast tristable spin memory of a coherent polariton gas", Nat. Commun. **4**, 2008 (2013).
17. A. A. Demenev, D. D. Yaremkevich, A. V. Scherbakov, S. M. Kukhtaruk, S. S. Gavrilov, D. R. Yakovlev, V. D. Kulakovskii, and M. Bayer, "Ultrafast strain-induced switching of a bistable cavity-polariton system", Phys. Rev. B **100**, 100301 (2019).
18. A. A. Demenev, D. D. Yaremkevich, A. V. Scherbakov, S. S. Gavrilov, D. R. Yakovlev, V. D. Kulakovskii, and M. Bayer, "Ultrafast All-Optical Polarization Switch Controlled by Optically Excited Picosecond Acoustic Perturbation of Exciton Resonance in Planar Microcavities", Phys. Rev. Appl. **18**, 044045 (2022).
19. S. S. Gavrilov, "Blowup dynamics of coherently driven polariton condensates", Phys. Rev. B **90**, 205303 (2014).
20. S. S. Gavrilov, A. S. Brichkin, Y. V. Grishina, C. Schneider, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii, "Blowup dynamics of coherently driven polariton condensates: Experiment", Phys. Rev. B **92**, 205312 (2015).
21. S. S. Gavrilov, "Loop parametric scattering of cavity polaritons", Phys. Rev. B **103**, 184304 (2021).
22. A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilov, S. I. Novikov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, M. Kamp, and A. Forchel, "Spin and density patterns of polariton condensates resonantly excited in strained planar microcavities with a nonuniform potential landscape", Phys. Rev. B **88**, 205302 (2013).
23. A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilov, and V. D. Kulakovskii, "Polariton-polariton interactions in microcavities under a resonant 10 to 100 picosecond pulse excitation", Phys. Rev. B **88**, 195302 (2013).
24. S. S. Gavrilov, A. S. Brichkin, S. I. Novikov, S. Höfling, C. Schneider, M. Kamp, A. Forchel, and V. D. Kulakovskii, "Nonlinear route to intrinsic Josephson oscillations in spinor cavity-polariton condensates", Phys. Rev. B **90**, 235309 (2014).
25. S. S. Gavrilov, "Spin oscillations of a single-mode polariton system driven by a plane wave", Phys. Rev. B **106**, 045304 (2022).