

Спиновый хаос экситонных поляритонов в магнитном поле

С. С. Гаврилов^{+*1)}, Н. Н. Ипатов^{+*}, В. Д. Кулаковский⁺

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

^{*}Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2023 г.

После переработки 11 октября 2023 г.

Принята к публикации 12 октября 2023 г.

Теоретически исследованы спиновые свойства экситонных поляритонов в резонаторном микростолбике, находящемся в постоянном магнитном поле и возбуждаемом резонансной световой волной. Благодаря эффекту Зеемана у нелинейной поляритонной системы существуют две ветви оптического отклика, характеризующиеся противоположными знаками циркулярной поляризации. Предсказан не прямой механизм инверсии поляризации, в соответствии с которым текущее состояние системы испытывает переход к динамическому хаосу, после чего альтернативное спиновое состояние устанавливается спонтанным образом. Такие спиновые переключения, опосредованные хаотической фазой, могут идти в обе стороны в окрестности одной и той же критической амплитуды возбуждения, при этом знак циркулярной поляризации излучения резонатора прямо определяется интенсивностью оптической накачки.

DOI: 10.31857/S1234567823210048, EDN: pqycfy

Введение. Квазидвумерные экситонные поляритоны представляют собой бозе-частицы, возникающие благодаря сильной связи экситонов и света в плоском микрорезонаторе [1–3]. В условиях резонансного возбуждения состояние поляритонов оказывается макроскопически когерентным [4–6] и может рассматриваться по аналогии с бозе-конденсатами. Нелинейность системы, обусловленная поляритон-поляритонным взаимодействием, приводит к оптической мультистабильности: отклик резонатора на плоскую световую волну характеризуется несколькими альтернативными устойчивыми состояниями, между которыми возможны неравновесные переходы [7–11]. Известно, что в случае латерально однородной системы мультистабильность может влиять на характер параметрического рассеяния [12, 13] или приводить к появлению сложных диссипативных структур в пространственном распределении излучения [14–16]. С другой стороны, в размерно квантованном микростолбике система поляритонов ведет себя как простая мультистабильная ячейка с очень малыми характерными временами переключений вплоть до нескольких пикосекунд [17].

Известны различные механизмы перехода между альтернативными устойчивыми состояниями поляритонной системы. Все они предполагают, что частота возбуждения немного превышает собственную

частоту поляритонов, причем эта разность компенсируется фиолетовым сдвигом положения резонанса с ростом амплитуды поля [11]. Простейший вариант перехода можно наблюдать при плавном увеличении интенсивности накачки в системе с S-образным откликом, где в определенной особой точке нижняя ветвь устойчивости прерывается и происходит скачок на верхнюю ветвь [7]. Для того чтобы сделать подобные переходы хорошо управляемыми, применяют схемы двухлучевого возбуждения, в которых одна волна является непрерывной и создает условия мультистабильности как таковой, а вторая представляет собой короткий импульс, выступающий в роли триггера переключений [11, 18]. Однако для “нульмерной” поляритонной системы в микростолбике реализация такого способа управления сильно затруднена ввиду необходимости точно контролировать разность фаз между двумя лучами [19]. В качестве переключателя здесь может применяться не резонансно-оптический, а деформационный акустический импульс, на короткое время возмущающий поляритонную частоту [20, 21]; недавно было получено экспериментальное подтверждение по крайней мере односторонних переходов такого рода [22, 23].

В настоящей работе предложен механизм управляемого *двустороннего* переключения когерентных состояний поляритонов в резонаторном микростолбике, которое сопровождается инверсией степени циркулярной поляризации (ρ) излучаемого света.

¹⁾e-mail: gavr_ss@issp.ac.ru

Как известно, альтернативные состояния с противоположными ρ могут существовать в постоянном магнитном поле; переходы между ними наблюдались в режиме импульсного возбуждения длительностью около 0.2 нс [24]. При импульсной накачке такой малой длительности еще нельзя говорить в собственном смысле о мультистабильности и дискретном переключении состояний. С другой стороны, в случае более длинных времен возбуждения для реализации управляемых переходов потребовалась бы сложная форма импульса, обусловленная эффектом гистерезиса. Особенностью механизма, представленного в данной работе, является то, что он нечувствителен к форме импульса и позволяет достичь практически однозначного соответствия между интенсивностью возбуждающей резонатор световой волны и знаком циркулярной поляризации излучения.

Основная идея состоит в том, что в магнитном поле переключения поляризации могут происходить в результате перехода текущего поляризационного состояния системы к динамическому хаосу. Фазовая траектория системы, эволюционирующей в хаотическом режиме, покрывает широкую квазинепрерывную область фазового пространства и со временем оказывается в зоне притяжения альтернативного устойчивого состояния с противоположной поляризацией. Таким образом, неравновесный переход между стационарными состояниями не является прямым, но опосредуется промежуточным хаотическим этапом с неопределенной (в общем случае) длительностью. Расчеты показывают, что для характерных параметров микростолбика размером 2 мкм на основе GaAs события спиновых переключений достаточно надежно регистрируются на масштабе 10^{-8} с при времени жизни поляритона порядка 10^{-11} с.

Далее будет сформулирована модель, описывающая динамику поляритонов в рамках приближения среднего поля, и обоснован переход к чисто нульмерному случаю, для которого мы исследуем стационарные состояния и их устойчивость и обсудим возможные сценарии переключений. Затем мы проанализируем процессы переходов между состояниями с противоположными поляризациями в ситуациях строго непрерывного и частично стохастического (испытывающего случайные скачки фазы и амплитуды) внешнего возбуждения.

Модель. Динамика двумерной поляритонной системы рассматривается в приближении среднего поля в терминах классической спиновой амплитуды $\Psi_{\pm}(\mathbf{r}, t)$, которая удовлетворяет обобщенным уравнениям Гросса–Питаевского, учитывающим диссипацию и когерентную накачку [5, 8, 11]:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_{\pm}}{\partial t} = \left(\hat{E}_{\text{LP}} + U(r) - i\gamma \pm \frac{g_M}{2} + \tilde{V} |\Psi_{\pm}|^2 \right) \Psi_{\pm} + \frac{g_L}{2} \Psi_{\mp} + \tilde{f}_{\pm} e^{-iE_p t / \hbar}. \quad (1)$$

Здесь $\hat{E}_{\text{LP}} = \hat{E}_{\text{LP}}(-i\hbar\nabla)$ – закон дисперсии нижней поляритонной ветви, $\tilde{V} > 0$ – константа парного взаимодействия, γ – коэффициент затухания (соответствующее время жизни поляритона τ составляет \hbar/γ), \tilde{f}_{\pm} и E_p/\hbar – спиновая эффективная амплитуда и частота волны накачки, падающей по нормали к поверхности резонатора. Постоянное магнитное поле, также перпендикулярное поверхности, приводит к расщеплению g_M подуровней с противоположными спинами (эффект Зеемана). Константа связи спиновых компонент g_L соответствует расщеплению мод с ортогонально-линейными поляризациями, которое может быть вызвано, например, механическим напряжением в плоскости резонатора [25, 26]. Константы g_L и g_M имеют размерность энергии.

Потенциал $U(r)$ соответствует идеальной квантовой яме радиуса R : $U(r) = 0$ при $r \leq R$ и $U(r) = \infty$ при $r > R$. Расщепление уровней размерного квантования пропорционально $1/R^2$. Следовательно, если R достаточно мало, а частота накачки E_p/\hbar фиксирована вблизи самого нижнего уровня, в поляритонной системе возбуждается всего одна пространственная мода, профиль которой, в силу круговой симметрии, описывается функцией Бесселя нулевого порядка J_0 . Приняв это в качестве предположения, решения уравнений (1) будем искать в виде $\Psi_{\pm}(r, t) = C J_0(ar/R) \psi_{\pm}(t)$, где $\alpha \approx 2.4$ – наименьший (по абсолютной величине) нуль функции J_0 . Постоянная нормировки C выбирается так, чтобы величина $|\Psi(r, t)|^2$, усредненная по площади микростолбика, совпадала с $|\psi(t)|^2$, что приводит к $C = 1/J_1(\alpha)$, где J_1 – функция Бесселя первого порядка. В итоге уравнения для $\psi_{\pm}(t)$ имеют вид

$$i\hbar \frac{d\psi_{\pm}}{dt} = \left(E_0 - i\gamma \pm \frac{g_M}{2} + V |\psi_{\pm}|^2 \right) \psi_{\pm} + \frac{g_L}{2} \psi_{\mp} + \tilde{f}_{\pm} e^{-iE_p t / \hbar}, \quad (2)$$

где

$$f_{\pm} = \frac{2\tilde{f}_{\pm}}{\alpha} \approx 0.83 \tilde{f}_{\pm}, \quad (3)$$

$$V = \frac{2\tilde{V}}{\alpha^2 [J_1(\alpha)]^4} \int_0^{\alpha} \xi [J_0(\xi)]^4 d\xi \approx 2.10 \tilde{V}, \quad (4)$$

$$E_0 \approx E_{\text{LP}}(k=0) + \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2mR^2} \quad (5)$$

и m – эффективная масса поляритона в окрестности моды с нулевым планарным волновым числом k .

В дальнейших примерах мы рассматриваем резонатор на основе GaAs с эффективной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 12$ и одинаковыми энергиями экситона и фотонной моды $E = 1.5$ эВ для $k = 0$; в таком случае масса поляритона m равна $2E/\varepsilon c^2$. Расщепление Раби (сила экситон-фотонного взаимодействия) составляет 10 мэВ, коэффициент затухания $\gamma = 0.075$ мэВ, характерные параметры спинового расщепления и спиновой связи $g_M = 0.2$ мэВ, $g_L = 0.5$ мэВ. В практических вычислениях единицы f и ψ удобно фиксировать условием $V = 1$; в частности, $|\psi_{\pm}|^2$ имеет в таком случае размерность энергии и означает фиолетовый сдвиг резонанса.

Решения уравнений (2) количественно совпадают с усредненными по площади микростолбика решениями уравнений (1) при $R \lesssim 1$ мкм, если только отстройка энергии накачки $E_p - E_{LP}(k=0)$ в модели (1) соответствует $E_p - E_0$ в (2) и не превышает 1 мэВ. Величина $R = 1$ мкм много больше, чем борровский радиус экситона, поэтому можно считать, что классическое приближение, в рамках которого сформулирована исходная модель (1), сохраняет силу. Из литературы известно, что эффект мультистабильности экспериментально наблюдается и воспроизводится уравнениями типа (1) по крайней мере при $R \approx 1.5$ мкм [10, 17, 27].

Стационарные решения. Подстановка $\psi_{\pm}(t) = \bar{\psi}_{\pm} e^{-iE_p t/\hbar}$ в (2) приводит к не зависящим от времени уравнениям

$$\left[\pm \frac{g_M}{2} - D - i\gamma + V|\bar{\psi}_{\pm}|^2 \right] \bar{\psi}_{\pm} + \frac{g_L}{2} \bar{\psi}_{\mp} + f_{\pm} = 0, \quad (6)$$

где $D = E_p - E_0$. Вычислив стационарное решение $\bar{\psi}_{\pm}$ при каких-либо параметрах, нужно затем исследовать его устойчивость относительно малых флуктуаций поля. Для этого находят собственные энергии E элементарных возбуждений. Подстановка

$$\psi_{\pm}(t) = \bar{\psi}_{\pm} e^{-iE_p t/\hbar} + \delta\psi_{\pm} e^{-iEt/\hbar} \quad (7)$$

в (2) приводит в пределе $|\delta\psi_{\pm}| \ll |\bar{\psi}_{\pm}|$ к однородной линейной системе уравнений для $\delta\psi_+$, $\delta\psi_-$, $\delta\psi_+^*$, $\delta\psi_-^*$, которая дает четыре собственных значения E . В том случае, если все они имеют отрицательную мнимую часть, рассматриваемое решение $\bar{\psi}_{\pm}$ является асимптотически устойчивым (притягивающим). Принципиальные детали вычислений обсуждаются в обзоре [11].

На рисунке 1 приведены характерные решения уравнений (6) в зависимости от полной интенсивности накачки $I = |f_+|^2 + |f_-|^2$. Сверху (рис. 1a, b) представлен важный частный случай, когда $f_+ = f_-$, $g_M = 0$ (световая волна линейно поляризована, магнитного поля нет) и, таким образом, уравнения для

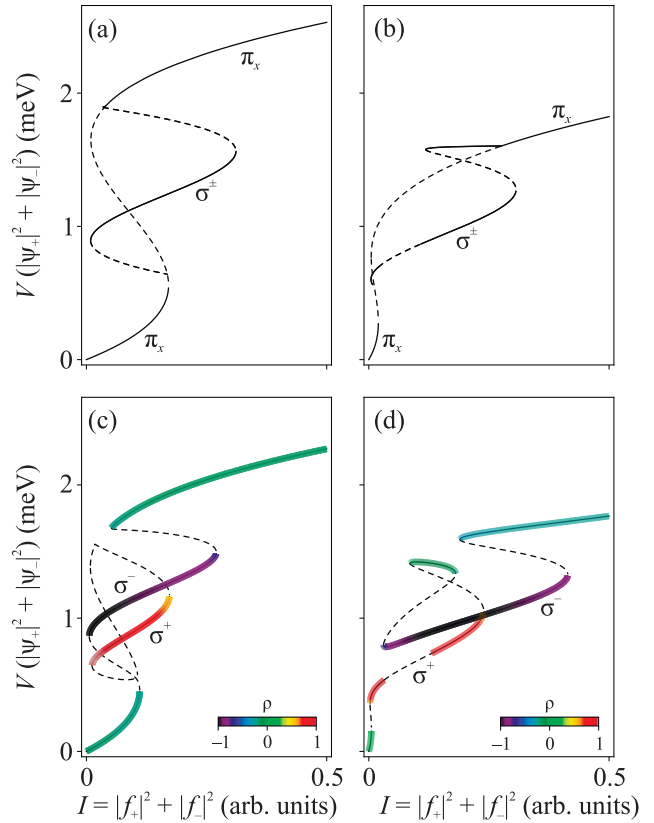


Рис. 1. (Цветной онлайн) Устойчивые (сплошные линии) и неустойчивые (пунктирные линии) стационарные решения системы (2). (a) – Спин-симметричная модель ($f_+ = f_-$, $D \approx 12\gamma$, $g_M = 0$, $g_L \approx 1.7\gamma$). Ветви π_x – симметричные решения с линейной поляризацией ($\psi_+ = \psi_-$), ветви σ^+ и σ^- – вырожденные по интенсивности решения высокой степени циркулярной поляризации. (b) – Симметричная модель с более высоким g_L ($D = 8\gamma$, $g_L \approx 5.5\gamma$). (c) – Решения в магнитном поле при $g_L < g_M$ ($\rho_p = (|f_+|^2 - |f_-|^2)/(|f_+|^2 + |f_-|^2) = -0.5$, $D = 10\gamma$, $g_M = 3\gamma$, $g_L \approx 1.5\gamma$). Степень циркулярной поляризации ρ указана цветом. (d) – Решения в магнитном поле при $g_L > g_M$ ($\rho_p = -1/3$, $\arg f_+^* f_- = -\pi/12$, $D \approx 6.8\gamma$, $g_M \approx 2.7\gamma$, $g_L \approx 6.7\gamma$). Во всех случаях $\gamma = 0.075$ мэВ

$\bar{\psi}_+$ и $\bar{\psi}_-$ целиком совпадают. Эта задача является точно решаемой [28]. Для всякого I существуют симметричные решения ($\bar{\psi}_+ = \bar{\psi}_-$), образующие S-образную кривую с двумя устойчивыми ветвями (π_x). Решения второго типа (ветви σ^{\pm}) характеризуются высокой циркулярной поляризацией и лежат в промежуточной области I и $u = V(|\bar{\psi}_+|^2 + |\bar{\psi}_-|^2)$. Иногда при некоторых I устойчивыми могут быть только асимметричные решения, так что переход от линейной к эллиптической поляризации излучения оказывается строго предопределенным [25, 26, 29]. Примечательно, что с увеличением g_L/γ решения

второго типа также могут потерять устойчивость в некотором интервале I , где в итоге не остается вообще никаких допустимых стационарных решений [30]. В таком случае (см. рис. 1b, $I \sim 0.1$) система переходит в режим регулярных или хаотических колебаний интенсивности u и степени циркулярной поляризации ρ [28].

Магнитное поле, перпендикулярное поверхности резонатора, приводит к расщеплению $E_0 \rightarrow E_0 \pm \pm g_M/2$ собственных уровней энергии поляритонов с $\rho = \pm 1$. Следовательно, эффективная отстройка частоты накачки от резонанса получается неодинаковой для двух спиновых компонент поля. Стационарные решения с противоположными ρ теперь имеют различные интенсивности u и, в общем случае, различные критические значения интенсивности накачки I , при которых начинаются или оканчиваются соответствующие ветви решений. В связи с этим открывается возможность управляемых переходов между ветвями σ^+ и σ^- только за счет плавного изменения I . Как и прежде, решения с высокими ρ могут быть как устойчивыми, так и неустойчивыми. Первый случай реализуется для всех I независимо от g_M , если отношение g_L/γ сравнительно мало; на рис. 1c приведен типичный пример для $g_L \approx 1.5\gamma$ и $g_M = 3\gamma$. Видно, что картина стационарных решений имеет широкую петлю гистерезиса; переходы между ветвями σ^\pm при плавном изменении I могут идти только через промежуточные состояния с небольшими $|\rho|$ и либо очень высокой (для перехода $\sigma^+ \rightarrow \sigma^-$), либо очень малой ($\sigma^- \rightarrow \sigma^+$) интенсивностью поля [24]. Подобные переходы трудно сделать одновременно быстрыми и хорошо управляемыми: для этого пришлось бы точно контролировать сложную форму и фазу коротких переключющих импульсов.

Совершенно новый сценарий спиновых переключений появляется при $g_M > \gamma$ и $g_L > 4\gamma$ (рис. 1d), когда решения с высокими $|\rho|$ теряют устойчивость, как и в примере на рис. 1b, но по причине снятого вырождения неустойчивым становится только *одно из двух* альтернативных решений. Можно предположить, что с увеличением I вблизи соответствующей особой точки должен происходить переход с ветви σ^+ на ветвь σ^- , поскольку, как видно из рис. 1d, никаких других устойчивых решений при данном I уже не остается. На следующем рис. 2 показана окрестность точки перехода, приведены интенсивность, поляризация и мера устойчивости ($\Gamma = \max \text{Im} E$) стационарных решений. Помимо простого перехода с инверсией ρ , смена знака Γ допускает возможность автоколебаний или динамического хаоса. Хаотический режим и самопроизвольный выход из него к альтер-

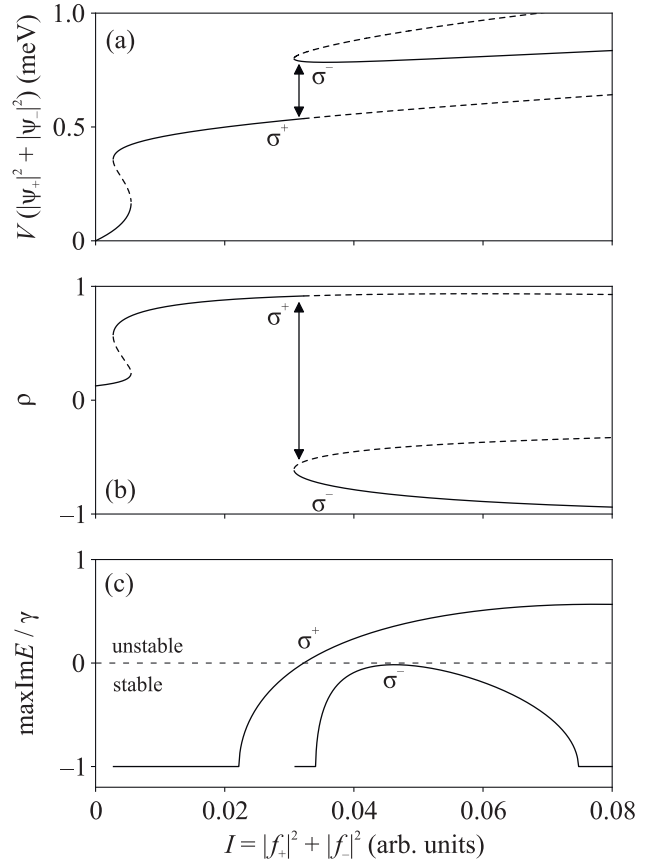


Рис. 2. Интенсивность поля (a), степень циркулярной поляризации (b) и наибольшая величина мнимой части собственной энергии возбуждений (c) в окрестности точки перехода между ветвями стационарных решений σ^\pm . Стрелками указаны двусторонние спиновые переключения, происходящие при увеличении или уменьшении интенсивности накачки в одной и той же критической области. Параметры соответствуют рис. 1d

нативному устойчивому состоянию будут обсуждаться ниже.

Для того чтобы снять вырождение по интенсивности между решениями с противоположными ρ , было бы, вообще говоря, достаточно только оптической накачки с ненулевой степенью циркулярной поляризации ρ_p . Однако включение магнитного поля делает возможной такую ситуацию, когда в окрестности одного и того же I одна ветвь решений теряет или приобретает устойчивость, а другая – появляется или исчезает как таковая, аналогично нашему примеру на рис. 1d и 2. Подобные совпадения, которые позволяют реализовать *двусторонние* спиновые переходы, всегда достижимы в случае достаточно больших g_L/γ при выполнении следующих условий. Во-первых, необходимо, чтобы частота накачки превосходила собственные частоты обоих спиновых

компонент поля; соотношение $D \sim g_L$, как правило, близко к оптимальному, если $g_M \sim g_L/2$. Во-вторых, знак степени циркулярной поляризации накачки ρ_p должен быть противоположен знаку g_M . Другими словами, спиновая компонента, собственная энергия которой вследствие магнитного расщепления оказалась дальше от E_p в красной области (ψ_- при $g_M > 0$ или ψ_+ при $g_M < 0$), должна сильнее возбуждаться световой волной, чтобы решения с противоположными ρ в итоге могли иметь сопоставимую полную интенсивность u и находиться в одной области I . В качестве параметра тонкой настройки может использоваться направление главной оси поляризации, которое в нашей модели определяется разностью фаз $\arg f_+^* f_-$.

Динамика спиновых переходов. Рисунок 3 показывает решения уравнений (2), полученные при медленном (в течение более 10^2 нс) изменении интенсивности накачки I . Рассматривается та же си-

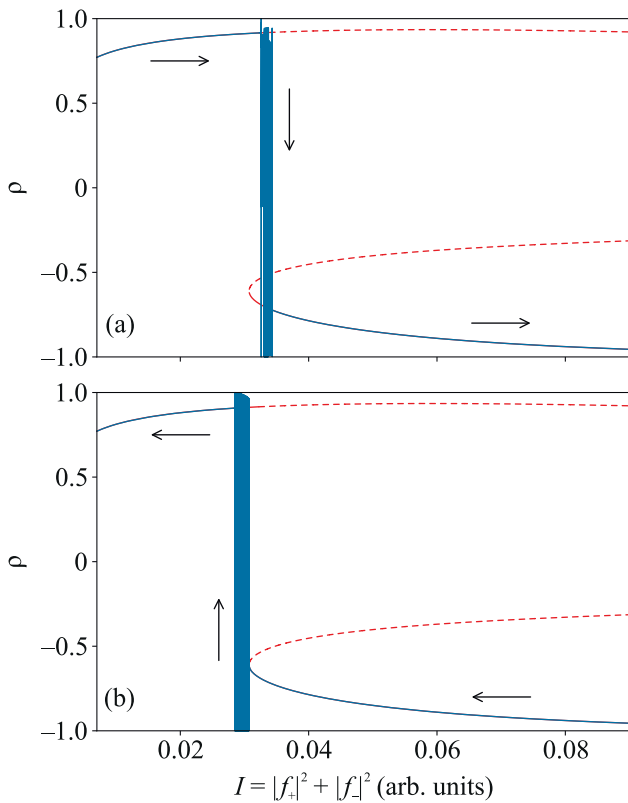


Рис. 3. (Цветной онлайн) Переходы между устойчивыми стационарными состояниями в условиях медленного увеличения (а) или уменьшения (б) интенсивности когерентной накачки. Параметры соответствуют рис. 1d и 2

стема, что и ранее на рис. 2. Видно, что по достижении особой точки, где решение с правоциркулярной поляризацией теряет устойчивость, возникают коле-

бания ρ в диапазоне от -1 до $+1$. Динамика колебаний является хаотической; небольшой фрагмент явной зависимости ρ от t приведен на следующем рис. 4. Масштаб времени, на котором происходят за-

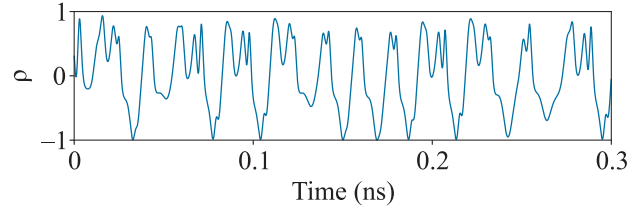


Рис. 4. (Цветной онлайн) Характерная динамика $\rho(t)$ в малой части хаотической области рис. 3а. В течение приведенного отрезка времени (0.3 нс) интенсивность внешнего поля I изменяется менее чем на 0.1%

метные изменения ρ , не превышает нескольких пикосекунд ($\lesssim \hbar/\gamma$). Несмотря на отсутствие периодичности, в форме сигнала видны самовоспроизводящиеся особенности, которые свидетельствуют о наличии аттрактора фазовой траектории. Также отметим, что на рис. 3а нет никакой промежуточной области, где наблюдался бы постепенный рост колебаний ρ по мере увеличения I . Это обстоятельство служит отдельным признаком перехода к хаосу, в то время как при бифуркации Хопфа устойчивые предельные циклы (регулярные автоколебания) непрерывным образом возникают из неподвижных точек [28].

Причина появления хаоса связана с тем, что экспоненциальный рост флуктуаций уводит систему от потерявшего устойчивость стационарного решения, однако сам по себе не может привести ее к новой ветви устойчивости. Траектория хаотической системы покрывает широкую область фазового пространства и лишь случайным образом сближается с единственным асимптотически устойчивым состоянием, существующим при данном I , и в результате притягивается к нему. Таким образом, весь переход происходит спонтанно в условиях интенсивных и нерегулярных колебаний ρ . Он не имеет точно определенной длительности; в расчетах время перехода могло изменяться в диапазоне от ~ 0.1 до ~ 10 нс даже при малом изменении параметров задачи.

Обратное переключение (рис. 3б) ожидаемо происходит после исчезновения стационарных решений с отрицательными ρ в процессе уменьшения I , при этом вначале наблюдаются хаотические колебания, аналогичные рис. 4. Несмотря на хаос, области переходов $\sigma^+ \leftrightarrow \sigma^-$ расположены очень близко, в отличие, например, от ситуации на рис. 1с, где для осуществления последовательного перехода $\sigma^+ \rightarrow \sigma^- \rightarrow \sigma^+$ пришлось бы изменять I более чем на порядок величины. Отметим также, что в случае обычной оп-

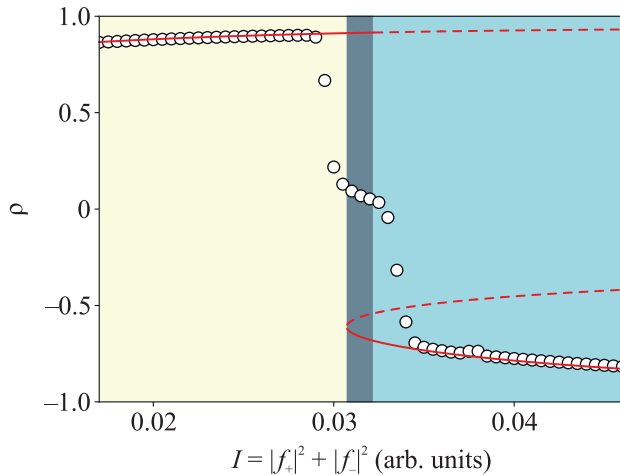


Рис. 5. (Цветной онлайн) Переходы между устойчивыми состояниями при частично стохастическом возбуждении. Каждой точке соответствует усредненная серия отдельных расчетов, проводившихся со случайными начальными условиями, при этом в каждом расчете величины f_{\pm} испытывали случайные возмущения, зависящие от времени. Цветом выделены интервалы I , в которых устойчивы только стационарные решения с $\rho > 0$, $\rho < 0$ или оба решения одновременно. Параметры системы соответствуют рис. 1d, 2 и 3

тической бистабильности уменьшение области гистерезиса по I сопровождается сближением альтернативных состояний в фазовом пространстве.

Благодаря отсутствию обычного эффекта гистерезиса конечное состояние системы перестает зависеть от начальных условий и вообще “истории” процесса возбуждения. На рисунке 5 представлена фазовая диаграмма состояний в области двустороннего переключения поляризации. Каждая точка была получена усреднением по тысяче независимых расчетов со случайными начальными условиями для вещественной и мнимой частей ψ_{+} и ψ_{-} , равномерно распределенными на отрезке от -1 до 1 мВ $^{1/2}/V^{1/2}$. Помимо этого, к когерентному источнику возбуждения был добавлен белый шум, обеспечивающий постоянные флуктуации $|\psi_{\pm}(t)|^2$ с амплитудой около 10% от равновесной интенсивности. Время эволюции системы в каждом расчете составляло 10 нс, но результаты, которые были впоследствии усреднены, записывались только для последних 0.1 нс, чтобы по возможности снизить влияние переходных эффектов.

Как видно из рис. 5, средняя поляризация близка к нулю в той очень узкой области I , где устойчивые ветви σ^{+} и σ^{-} существуют одновременно и, следовательно, выбор между ними является случайным. (Ширину этой области легко контролировать,

изменяя параметры.) Смещение I в любую сторону быстро приводит к однозначным решениям, соответствующим стационарной модели (6). Случайные возмущения $f_{\pm}(t)$ не искажают результат, а играют скорее конструктивную роль, поскольку в их отсутствие существует вероятность установления чисто периодических (автоколебательных) состояний с низкой средней поляризацией. Наконец, отметим, что в переходной области видны точки, отклоняющиеся даже от единственного (при соответствующем I) устойчивого стационарного состояния, поскольку область его притяжения в фазовом пространстве еще очень мала и для того, чтобы случайно в ней оказаться, требуется значительное время, причем даже установившееся состояние может быть разрушено конечными возмущениями $f_{\pm}(t)$.

Несмотря на перечисленные тонкие эффекты, в целом достигается почти однозначное соответствие между интенсивностью накачки и знаком циркулярной поляризации излучения. Описанный механизм спиновых переходов универсален, не требует точного контроля фаз и реализуется как в непрерывном, так и в импульсном (на масштабе по меньшей мере нескольких наносекунд) режиме оптического возбуждения поляритонов. Динамический хаос возможен при условии линейной связи спиновых компонент ($g_L > 0$), что подразумевает латеральную анизотропию системы. В действительности при этом важны только отношения g_L и g_M к ширине линии γ , которая определяется добротностью резонатора, поэтому все технические ограничения, касающиеся анизотропии системы или необходимой напряженности магнитного поля, с увеличением добротности ослабляются.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 23-22-00455.

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *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. Y. Yamamoto, T. Tassone, and H. Cao, *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics*. Springer, Berlin (2000).
4. V. F. Elesin and Y. V. Kopaev, *Sov. Phys. JETP* **36**(4), 767 (1973).
5. L. V. Keldysh, *Phys.-Uspekhi* **60**(11), 1180 (2017).
6. A. Baas, J.-P. Karr, M. Romanelli, A. Bramati, and E. Giacobino, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 176401 (2006).
7. A. Baas, J. P. Karr, M. Romanelli, A. Bramati, and E. Giacobino, *Phys. Rev. B* **70**, 161307 (2004).

8. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, D. N. Krizhanovskii, and A. I. Tartakovskii, *Europhys. Lett.* **67**(6), 997 (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, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236401 (2007).
10. T. K. Paraíso, M. Wouters, Y. Léger, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Plédran, *Nat. Mater.* **9**(8), 655 (2010).
11. S. S. Gavrilov, *Phys.-Uspekhi* **63**, 123 (2020).
12. D. N. Krizhanovskii, S. S. Gavrilov, A. P. D. Love, D. Sanvitto, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, *Phys. Rev. B* **77**, 115336 (2008).
13. A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov, S. S. Gavrilov, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 136401 (2008).
14. M. Sich, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, A. V. Gorbach, R. Hartley, D. V. Skryabin, E. A. Cerda-Méndez, K. Biermann, R. Hey, and P. V. Santos, *Nat. Photonics* **6**(1), 50 (2012).
15. I. A. Shelykh, T. C. H. Liew, and A. V. Kavokin, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 116401 (2008).
16. 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, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 216402 (2010).
17. R. Cerna, Y. Léger, T. K. Paraíso, M. Wouters, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli, and B. Deveaud, *Nat. Commun.* **4**, 2008 (2013).
18. T. C. H. Liew, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 016402 (2008).
19. A. V. Uvarov, S. S. Gavrilov, V. D. Kulakovskii, and N. A. Gippius, *Phys. Rev. A* **99**, 033837 (2019).
20. S. S. Gavrilov and N. A. Gippius, *Phys. Rev. B* **86**, 085317 (2012).
21. S. S. Gavrilov, A. A. Demenev, and V. D. Kulakovskii, *JETP Lett.* **100**, 817 (2015).
22. A. A. Demenev, D. D. Yaremkevich, A. V. Scherbakov, S. M. Kukhtaruk, S. S. Gavrilov, D. R. Yakovlev, V. D. Kulakovskii, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **100**, 100301 (2019).
23. A. A. Demenev, D. D. Yaremkevich, A. V. Scherbakov, S. S. Gavrilov, D. R. Yakovlev, V. D. Kulakovskii, and M. Bayer, *Phys. Rev. Appl.* **18**, 044045 (2022).
24. S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko, N. A. Gippius, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **87**, 201303 (2013).
25. S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko, S. I. Novikov, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and V. D. Kulakovskii, *Appl. Phys. Lett.* **102**(1), 011104 (2013).
26. S. S. Gavrilov, A. S. Brichkin, S. I. Novikov, S. Höfling, C. Schneider, M. Kamp, A. Forchel, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **90**, 235309 (2014).
27. C. E. Whittaker, B. Dzurnak, O. A. Egorov, G. Buonaiuto, P. M. Walker, E. Cancellieri, D. M. Whittaker, E. Clarke, S. S. Gavrilov, M. S. Skolnick, and D. N. Krizhanovskii, *Phys. Rev. X* **7**, 031033 (2017).
28. S. S. Gavrilov, *Phys. Rev. B* **106**, 045304 (2022).
29. A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilov, S. I. Novikov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, M. Kamp, and A. Forchel, *Phys. Rev. B* **88**, 205302 (2013).
30. S. S. Gavrilov, *JETP Lett.* **105**(3), 200 (2017).