ЖЭТФ/JETP, 2026, том 169, вып. 2, стр. 181–188

МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ КИРАЛЬНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО МИКРОРЕЗОНАТОРА: САМОСОГЛАСОВАННЫЙ ПОДХОД

О. А. Дмитриева [a,b,c], ***Н. А. Гиппиус*** [a], ***С. Г. Тиходеев*** [a,b,c*]

[a] *Сколковский институт науки и технологий*
121205, Москва, Россия

[b] *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*
119991, Москва, Россия

[c] *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук*
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 декабря 2025 г.,
после переработки 8 декабря 2025 г.
Принята к публикации 9 декабря 2025 г.

Рассчитаны эффекты поляритонной би- и мультистабильности в полупроводниковом брэгговском микрорезонаторе с несколькими квантовыми ямами и киральным фотонным кристаллом на верхнем зеркале при резонансной когерентной накачке по нормали к структуре. Показано, что в такой системе, даже если она не оптимизирована для получения фотолюминесценции с большой степенью циркулярной поляризации в спонтанном режиме, при линейно поляризованной накачке возникает возможность нелинейных переключений в состояния со степенью циркулярной поляризации поляритонов вплоть до 90%. Расчеты проведены как в приближении среднего поля, так и в самосогласованном приближении, с учетом различия плотности экситонов в разных квантовых ямах микрорезонатора.

Ключевые слова: полупроводниковый брэгговский микрорезонатор, экситон-поляритон, нелинейность, бистабильность, мультистабильность, фотонный кристалл, киральность

DOI: 10.7868/S3034641X26020044

1. ВВЕДЕНИЕ

Свойства компактных источников циркулярно поляризованного света, в том числе лазеров, на основе киральных гетероструктур в последние годы привлекают большое внимание исследователей [1–15]. Причина этого — востребованность в спектроскопии, сенсорике и информационных технологиях. Одна из реализаций таких систем — диодный полупроводниковый лазер с излучением с высокой, до 90% степенью циркулярной поляризации [10,15,16] на основе полупроводникового брэгговского микрорезонатора с кирально-модулированным верхним зеркалом. С другой стороны, вследствие сильной экситон-поляритонной нелинейности полупроводниковые микрорезонаторы при резонансной оптической накачке демонстрируют яркие эффекты би- и мультистабильности [17–23]. Характерные времена би- и мультистабильных переключений оказываются в пикосекундном диапазоне [18,23], что делает их потенциально интересными для практических приложений.

Цель настоящей работы — теоретическое исследование особенности би- и мультистабильных переходов под действием монохроматической резонансной накачки по нормали к структуре в киральном полупроводниковом микрорезонаторе с множеством квантовых ям с экситон-поляритонами в активной области типа исследованных в работах [4, 10] с са-

* E-mail: tikh@gpi.ru

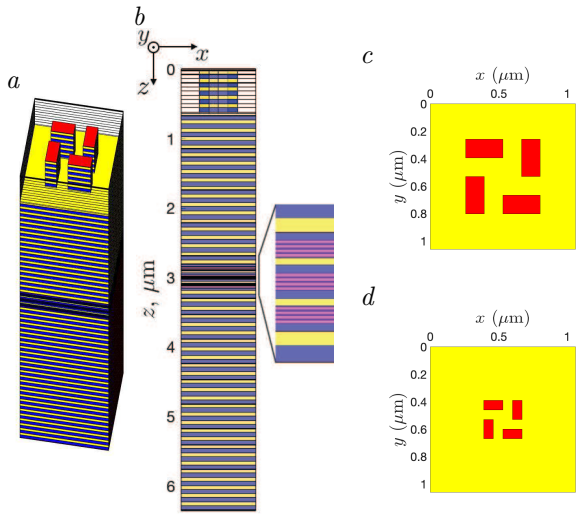

Рис. 1. Схематическое изображение кирального полупроводникового микрорезонатора. *a* — Элементарная ячейка структуры. AlGaAs слои показаны желтым цветом, AlAs – синим, GaAs — красным в области накрывающего слоя и розовым - в квантовых ямах. *b* и *c, d* — Вертикальный и горизонтальный разрезы элементарной ячейки. Структура с большим размером прямоугольных микропилларов (*c*) оптимизирована для получения высокой степени циркулярной поляризации фотолюминесценции в спонтанном режиме $\rho_C \approx 60\%$ («оптимизированная» структура). Структура (*d*) не оптимизирована и демонстрирует в спонтанном режиме лишь слабую степень циркулярной поляризации фотолюминесценции $\rho_C \approx 4\%$

мосогласованным расчетом распределения поляритонов по квантовым ямам структуры. Ранее [24] эта задача была решена нами в приближении среднего поля без учета его сильного изменения в различных квантовых ямах.

Рассмотрим киральный брэгговский полупроводниковый микрорезонатор AlAs/AlGaAs, содержащий 12 квантовых ям GaAs с экситон-поляритонами в активной области и показанный схематически на рис. 1*a*. Подробное описание структуры микрорезонатора см., например, в [15]. Исходно акиральный микрорезонатор становится киральным благодаря изготовлению на его верхнем зеркале фотонно-кристаллического слоя из квадратной решетки прямоугольных микропилларов (рис. 1*b*,*c*), поскольку группа симметрии структуры (ось четвертого порядка C_4) не содержит зеркальных отражений.

Ранее в работе [15] мы проанализировали симметрию резонансных мод такого микрорезонатора вблизи Г-точки планарной первой зоны Бриллюэна фотонно-кристаллической структуры. Было показано, что в согласии с результатами работы [25] в Г-точке (т. е. для фотонов, распространяющихся по нормали к плоскостям микрорезонатора) основная резонансная мода микрорезонатора является поляризационным дублетом. В линейно поляризованном базисе обе компоненты дублета имеют ортогональную линейную поляризацию в активной области микрорезонатора и вследствие киральности эллиптическую поляризацию в дальней волновой зоне над микрорезонатором. Причем в соответствии с симметрией структуры C_4 эллипсы поляризаций компонент дублета ориентированы по нормали друг к другу. Последнее позволяет написать в резонансном приближении линейные уравнения, связывающие двумерные (2D) амплитуды $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y)$ компонент дублета — т. е. действующего электрического поля в области квантовых ям с экситонами, — с линейно поляризованным когерентным электромагнитным полем накачки далеко от системы $\vec{\mathcal{E}}_{ext} = (\mathcal{E}_{ext,x}, \mathcal{E}_{ext,y})$ и поляризацией экситонов в квантовых ямах $\vec{\mathcal{P}}$

$$\begin{cases} (\omega - \omega_C)\mathcal{E}_x = a\mathcal{E}_{ext,x} + ib\mathcal{E}_{ext,y} + \beta\mathcal{P}_x, \\ (\omega - \omega_C)\mathcal{E}_y = -ib\mathcal{E}_{ext,x} + a\mathcal{E}_{ext,y} + \beta\mathcal{P}_y. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь ω_C — одинаковая комплексная собственная частота резонансных компонент дублета, β — константа экситон-фотонной связи в изотропном приближении, а константы a и b являются действительными и описывают связь линейно поляризованного поля в центре структуры с компонентами линейно поляризованной когерентной накачкой на частоте ω по нормали к структуре.

Отметим, что в реальных экспериментах с резонансной накачкой используется не плоская монохроматическая волна, а пучок конечного поперечного сечения. Кроме того, конечен размер самого фотонного кристалла, изготовляемого на поверхности микрорезонатора. Это приводит к конечности области возбуждения поляритонных мод в обратном пространстве вокруг Г-точки. Однако при накачке по нормали к структуре это не приводит к существенным изменениям в рассмотренных ниже эффектах би- и мультистабильности [23].

Для дальнейшего удобно перейти в циркулярно поляризованный базис $\mathcal{E}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{E}_x \mp i\mathcal{E}_y)$ (и аналогично для $\mathcal{E}_{ext,\pm}$), $\mathcal{P}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{P}_x \mp i\mathcal{P}_y)$ правой $(+)$ и левой $(-)$ циркулярных поляризаций

$$(\omega - \omega_C)\mathcal{E}_\pm = \alpha_\pm \mathcal{E}_{ext,\pm} + \beta\mathcal{P}_\pm, \quad (2)$$

где $\alpha_\pm = a \mp b$. Чтобы замкнуть описание, добавим к линейному уравнению (2), следуя подходу, развито-

му в [18,19], нелинейное уравнение Гросса – Питаевского для связи действующего электрического поля в квантовой яме и экситонной поляризации в правой и левой циркулярных поляризациях

$$(\omega - \omega_X)\mathcal{P}_\pm = A\mathcal{E}_\pm + F|\mathcal{P}_\pm|^2\mathcal{P}_\pm. \tag{3}$$

Здесь ω_X — резонансная частота экситона, константа A пропорциональна экситонной силе осциллятора, а константа F описывает эффективность так называемого синего сдвига резонансной частоты экситона вследствие отталкивания экситонов с одинаковой проекцией спина, пропорционального концентрации экситонов,

$$\tilde{\omega}_{X,\pm} = \omega_X + F|\mathcal{P}_\pm|^2. \tag{4}$$

Мы пренебрегли здесь слабым притяжением между экситонами с противоположными проекциями спина, следуя работе [19].

Строго говоря, восприимчивость экситонов в квантовых ямах пространственно нелокальна, зависит от формфактора электронов и дырок $F(z) = \Psi_e(z)\Psi_h(z)$, где $\Psi_{e(h)}(z)$ – квантованные волновые функции поперечного движения электронов (дырок) экситона в квантовой яме [26, 27], и имеет вид

$$\mathcal{P}_\pm(z) = \frac{1}{\omega - \tilde{\omega}_{X,\pm}} \int \hat{A}(z,z')\mathcal{E}_\pm(z')dz', \tag{5}$$
$$\hat{A}(z,z') \propto F(z)F(z').$$

Однако при возбуждении микрорезонатора по нормали к квантовым ямам действующее электрическое поле практически параллельно квантовым ямам. В этом случае, как было показано в работе [27], отклик системы не зависит от формфактора, и, в частности, можно считать, что $\hat{A}(z,z') = A\delta(z-z'), A = \text{const}$ (приближение локального экситонного отклика). В дальнейшем мы будем использовать это приближение для экситонной восприимчивости, а для учета синего сдвига в формуле (4) использовать среднее значение экситонной поляризации по квантовой яме, $\langle|\mathcal{P}_\pm|^2\rangle$.

Отметим, что получившаяся в результате система уравнений (2), (3) для кирального микрорезонатора с группой симметрии C_4, во-первых, не содержит членов, смешивающих противоположные циркулярные поляризации, а во-вторых, все коэффициенты, за исключением $\alpha_\pm$, не зависят от направления поляризации. То обстоятельство, что у киральной структуры $\alpha_+ \neq \alpha_-$, приводит к тому, что в спонтанном режиме фотолюминесценция (ФЛ) кирального микрорезонатора оказывается частично циркулярно поляризованной [2]. Пользуясь электродинамической взаимностью [28], можно показать, что степень циркулярной поляризации ФЛ кирального микрорезонатора равна

$$\rho_{C,PL} = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \frac{\alpha_+^2 - \alpha_-^2}{\alpha_+^2 + \alpha_-^2}, \tag{6}$$

где $I_\pm$ — интенсивность ФЛ в правой и левой циркулярных поляризациях.

В дальнейшем нас будет интересовать отклик киральной структуры на резонансную накачку, осуществляемую плоской монохроматической электромагнитной волной, падающей по нормали к структуре. Мы будем характеризовать отклик поляритонов в квантовых ямах их степенью циркулярной поляризации, определенной как

$$\rho_C = \frac{|\mathcal{P}_+|^2 - |\mathcal{P}_-|^2}{|\mathcal{P}_+|^2 + |\mathcal{P}_-|^2}. \tag{7}$$

2. ПРИБЛИЖЕНИЕ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

Предположим сначала для упрощения задачи, что экситонная поляризация однородна в плоскости ям и может быть оценена как средняя по всем ямам. Связь внешней накачки с усредненной экситонной поляризацией можно вычислить следующим образом. Сначала пренебрежем экситонной нелинейностью и, используя фурье-модальный метод и оптическую матрицу рассеяния [29, 30], рассчитаем частотную зависимость пространственного распределения электрического поля в структуре, как это описано в работе [4], и определим все параметры резонансного приближения в уравнениях (2), (3), за исключением коэффициента нелинейности F. Но этот коэффициент определяет лишь характерный масштаб интенсивностей накачки $I_0 = \frac{c}{8\pi}\left|\frac{A}{F}\right|$ для наблюдения эффектов би- и мультистабильности [18, 19], не меняя качественно поведение системы. Можно показать, что этот масштаб интенсивности накачки для нашей системы по порядку величины равен $I_0 \sim 0.4$ кВт/см^2.

Для описания системы с учетом экситонной нелинейности напишем кубическое уравнение для амплитуды средней экситон-поляритонной поляризации $\mathcal{P}_\pm$, Исключив из системы уравнений (2), (3) электрическое поле, получим

$$\mathcal{P}_\pm\left[(\omega - \omega_C)(\omega - \omega_X - F|\mathcal{P}_\pm|^2) - \Omega_R^2\right] = A\alpha_\pm\mathcal{E}_{ext,\pm}. \tag{8}$$

Решение этого уравнения для установившихся зависимостей $|\mathcal{P}_{\pm}(I)|^2, I = |\mathcal{E}_{ext,\pm}|^2$ принимает при положительной расстройке частоты накачки от резонансной частоты экситона, как известно [18, 19], S-образный характер, что обеспечивает возможность бистабильного отклика (рис. 2*a*,*b*). Величина расстройки здесь (и ниже) выбрана в области максимальности гистерезисных эффектов и равна 0.4 мэВ. При дальнейшем увеличении расстройки бистабильность исчезает [23, 31].

Как следует из уравнения (8), эти зависимости для разных компонент циркулярной поляризации различаются лишь масштабами вдоль горизонтальной оси интенсивности. Таким образом, пороговые значения интенсивностей бистабильных переходов вверх и вниз по интенсивности поляритонов с разной проекцией спина (вертикальные штриховые линии на рис. 2) связаны соотношениями

$$I_{th,+} = \frac{\alpha_-^2}{\alpha_+^2} I_{th,-} \tag{9}$$

и становятся отличными друг от друга. В модельных киральных структурах, описанных ранее, левая циркулярная поляризация является преобладающей ($\alpha_- > \alpha_+$). В результате пороги бистабильности правой циркулярной компоненты выше, чем левой, в $\alpha_-^2/\alpha_+^2 \sim 4$ раза для оптимизированной структуры и только в ~ 1.08 раз для неоптимизированной.

В случае линейно поляризованной накачки интенсивности лево- и право-поляризованных циркулярно составляющих накачки равны. При возрастании интенсивности накачки первым достигается порог бистабильности компоненты с преобладающей (левой) поляризацией. Поэтому интенсивность экситонной компоненты с левой поляризацией возрастает скачком с нижней на верхнюю ветвь S-образного контура, а компоненты с правой поляризацией еще остается на нижней ветви, поскольку соответствующий порог выше по интенсивности. При таком переходе степень циркулярной поляризации возрастает по абсолютной величине примерно от 0.7 до 0.9 в оптимизированной структуре и даже в больших пределах — от 0.05 до 0.7 — в неоптимизированной.

При дальнейшем росте интенсивности накачки достигается порог бистабильности и второстепенной (правой в рассматриваемом случае) циркулярной поляризации. В результате интенсивность право-поляризованных поляритонов тоже переходит скачком на верхнюю ветвь, и ρ_C скачком уменьшается.

В случае неоптимизированной системы имеется еще одна ветвь, на которую нельзя попасть при

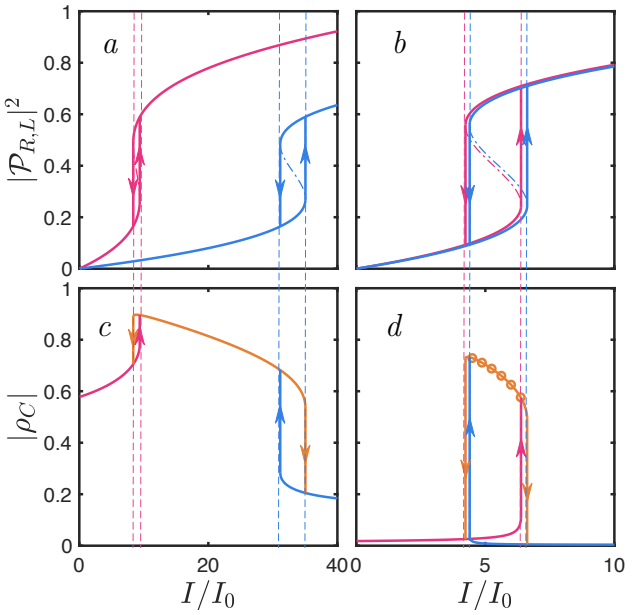

Рис. 2. *a*, *b* — S-образные зависимости интенсивности поляритонов от интенсивности внешней циркулярно поляризованной накачки в киральном микрорезонаторе при фиксированной положительной расстройке 0.4 мэВ. Сплошные красные (синие) линии — устойчивые ветви для преобладающей левой (второстепенной правой) циркулярной поляризации. Штрихпунктирными линиями показаны неустойчивые ветви S-образных зависимостей. *c*, *d* — Зависимости степени циркулярной поляризации поляритонов от интенсивности линейно поляризованной накачки с той же частотной расстройкой. Панели *a*, *c* относятся к оптимизированной структуре, *b*, *d* — неоптимизированной. Стрелками на всех панелях отмечены направления переходов при бистабильных скачках, интенсивности которых отмечены вертикальными штриховыми линиями красного (для левой циркулярной поляризации) и синего (для правой) цвета. Желтой линией с круглыми маркерами на панели *d* отмечена ветвь мультистабильности, которая отсутствует при переходах в оптимизированной структуре

рассмотренном выше монотонном увеличении интенсивности накачки (показанная на рис. 2*d* желтой линией с круглыми маркерами). Однако если после преодоления первого порога уменьшать интенсивность накачки, не дойдя до второго порога, система остается в состоянии «левая поляризация на верхней ветви, правая — на нижней ветви» своих S-контуров, до тех пор пока интенсивность не уменьшится за порог обратного перехода левой поляризации на нижнюю ветвь.

Отметим, что в акиральном микрорезонаторе, т. е. до изготовления на нем кирального фотонного кристалла, $\alpha_+ = \alpha_-$. Однако требуемую для

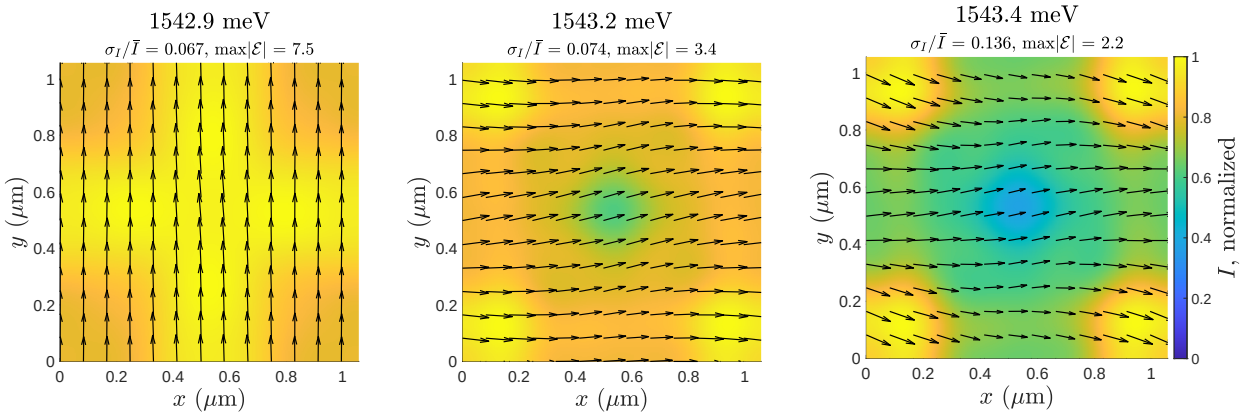

Рис. 3. Нормированное распределение электрического поля в плоскости квантовой ямы неоптимизированной структуры в случае циркулярно поляризованной накачки слабой интенсивности (в линейном режиме) по нормали к структуре. Показана одна элементарная ячейка фотонного кристалла. Цветной фон на всех панелях показывает распределение нормированной интенсивности электрического поля (см. цветовую шкалу справа). Частота накачки, величина максимального электрического поля $\max|\mathcal{E}|$ в единицах поля накачки и нормированное среднеквадратичное отклонение распределения интенсивности $\sigma_I/\overline{I}$ показаны в заголовках панелей. Резонансная частота нижнего поляритона в Γ-точке равна 1542.9 мэВ

мультистабильных переходов на рис. 2 разницу правых частей в уравнении (8) для разных циркулярных поляризаций можно обеспечить соответствующим подбором эллиптической поляризации накачки. Это было продемонстрировано в работе [21].

3. САМОСОГЛАСОВАННЫЙ УЧЕТ НЕОДНОРОДНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭКСИТОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Приведенные выше результаты получены при допущении, что поляризация распределена по квантовым ямам практически равномерно. Теперь обсудим способ учета ее неоднородности.

Как показывает расчет, распределение поля в плоскости квантовых ям приблизительно однородно вблизи резонанса. По мере отклонения частоты от резонанса модуляция поля постепенно увеличивается, но в относительно небольших пределах (рис. 3). Наиболее существенны вариации амплитуды электрического поля по нормали к структуре, т. е. в различных квантовых ямах. Типичное распределение интенсивности электрического поля в различных квантовых ямах в линейном режиме (при слабой циркулярно поляризованной резонансной накачке) показано на рис. 4*a* также на примере неоптимизированной структуры.

Рассмотрим, как можно самосогласованно рассчитать распределение экситонной плотности вдоль оси z, направленной по нормали к структуре, с учетом нелинейного эффекта. Метод фурье-модального разложения и формализм матрицы рассеяния позволяют при заданных значениях частоты и комплексной векторной амплитуды падающего поля найти в линейном приближении распределения поля $\mathbf{E}_\omega(x, y, z)$ в системе. При этом для такого расчета необходимо задать распределение диэлектрической проницаемости в системе.

В нашем случае предметом рассмотрения является нелинейный эффект, в результате которого при сильном электрическом поле в системе из-за синего сдвига экситонной частоты (4) $\Delta\omega_X = \tilde{\omega}_X - \omega_X$ можно говорить об изменении диэлектрической проницаемости вещества квантовой ямы: $\tilde{\varepsilon}_{QW}(\omega) = \varepsilon_{QW}(\omega - \Delta\omega_X)$. В таком случае, если для данных параметров падающей волны будут известны значения $\Delta\omega_X$ в каждом из слоев и по ним заданы измененные значения диэлектрической проницаемости в квантовых ямах $\tilde{\varepsilon}_{QW}(\omega)$, то при расчете распределения поля в системе методом матрицы рассеяния получится верное распределение поля в системе, согласованное с распределением экситонной плотности и соответствующего синего сдвига в квантовых ямах. При этом, хотя метод матрицы рассеяния предназначен для анализа поведения системы в линейном случае, нелинейность учитывается в измененных диэлектрических проницаемостях слоев с квантовыми ямами.

Для поиска распределения поля в системе при фиксированных параметрах падающей волны использовался следующий метод. В начале задава-

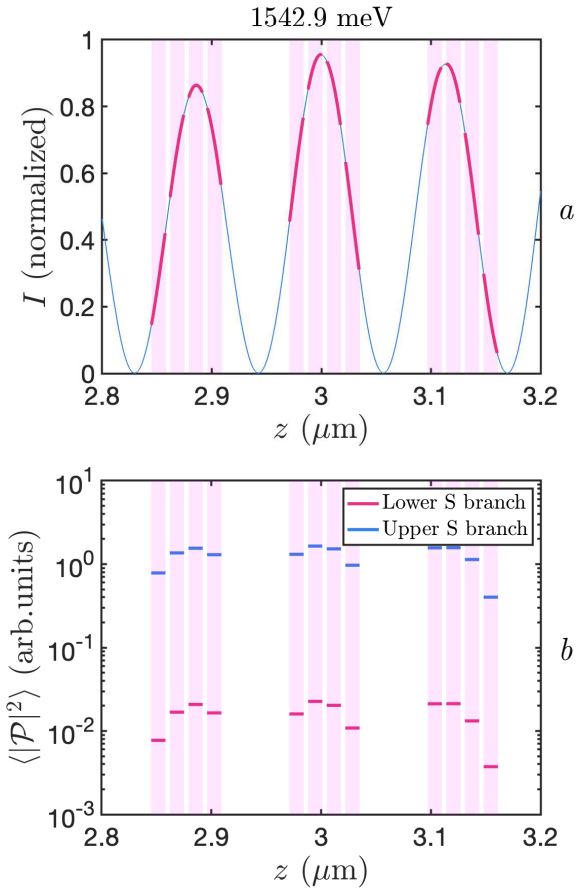

Рис. 4. *a* — Распределение интенсивности электрического поля $|\mathcal{E}|^2$ в области квантовых ям (вертикальные розовые полосы) по направлению z в случае слабого возбуждения (линейный режим). *b* — Распределение средней интенсивности экситонов в квантовых ямах структуры по направлению z в нелинейном режиме на верхней (синие полоски) и нижней (красные) ветвях бистабильного S-контура

лось некоторое начальное распределение экситонной плотности и по нему определялись значения диэлектрической проницаемости во всех слоях системы (с учетом синего сдвига экситонной частоты). Далее по известному распределению диэлектрической проницаемости осуществлялся расчет электрического поля в каждой точке системы методом матрицы рассеяния. На основании полученного распределения электрического поля определялось распределение поляризации вещества квантовых ям в каждой точке и находилось среднее значение квадрата модуля этой поляризации, а значит, и экситонной плотности в пределах каждого из слоев. Полученные значения экситонной плотности сравнивались с начальными, и расхождение между ними минимизировалось итерационным образом с помощью метода Ньютона.

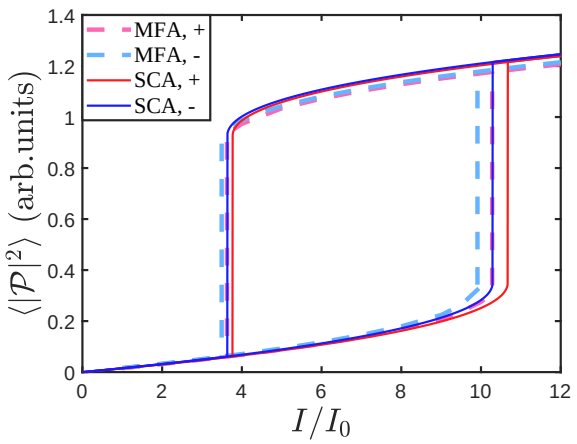

Рис. 5. Сравнение зависимостей квадрата амплитуды средней экситонной поляризации от интенсивности накачки, рассчитанных в рамках подхода среднего отклика с использованием кубического уравнения (MFA, mean field approximation), и в рамках самосогласованного подхода, учитывающего вариацию распределения поля в различных квантовых ямах (SCA, self-consistent approximation)

Результаты этого анализа показаны на рис. 4*b* для самосогласованного распределения интенсивности поляритонов по всем 12 квантовым ямам на нижнем (верхнем) контуре S-образного бистабильного контура красными (синими) горизонтальными линиями. Самосогласование проведено для случая неоптимизированной структуры и преимущественной (левой) циркулярной поляризации накачки с расстройкой от частоты поляритона при малой накачке 0.6 мэВ по нормали к структуре. На рис. 5 вычисленные самосогласованно контуры бистабильности для право- и лево-поляризованной накачки показаны штриховыми линиями в сравнении с контурами, вычисленными в приближении среднего поля и показанными сплошными линиями. Из этого сравнения видно, что самосогласованный учет неоднородности в распределении поляритонов в квантовых ямах системы не приводит к качественным отличиям от расчета в рамках приближения среднего поля.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в киральной структуре нелинейность экситон-поляритонов и бистабильность их отклика на циркулярно поляризованную накачку приводит к мультистабильности отклика на линейно поляризованную накачку. При этом степень циркулярной поляризации когерентных поляритонов может достигать существенно больших значений, чем их фотолюминесценции в спонтанном режиме. На-

пример, неоптимизированная структура, в спонтанном режиме имеющая $\rho_{C,PL} \sim 4\%$, при учете нелинейности и при резонансной накачке может достигать степени циркулярной поляризации 60-80% даже при линейно поляризованной накачке. Показано, что самосогласованный расчет распределения плотности поляритонов по квантовым ямам в структуре не приводит к качественному отличию от расчета в рамках приближения среднего поля.

Благодарности. Авторы благодарны А. А. Богданову, В. Д. Кулаковскому и Т. Вайссу (T. Weiss) за обсуждение.

Финансирование. Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда, грант № 22-12-00351-П.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. Lett. **106**, 057402 (2011).

2. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, S. V. Lobanov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii, Phys. Rev. B **89**, 045316 (2014).

3. S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami, Opt. Lett. **40**, 1528 (2015).

4. A. A. Demenev, V. D. Kulakovskii, C. Schneider, S. Brodbeck, M. Kamp, S. Höfling, S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, Appl. Phys. Lett. **109**, 171106 (2016).

5. K. Tanaka, D. Arslan, S. Fasold, M. Steinert, J. Sautter, M. Falkner, T. Pertsch, M. Decker, and I. Staude, ACS Nano **14**, 15926 (2020).

6. D. Qu, M. Archimi, A. Camposeo. D. Pisignano, and E. Zussman, ACS Nano **15**, 8753 (2021).

7. X. Gao, Y. Xu, J. Huang, Z. Hu, W. Zhu, X. Yi, and L. Wang, Opt. Lett. **46**, 2666 (2021).

8. C. F. Fong, Y. Ota, Y. Arakawa, S. Iwamoto, and Y. K. Kato, Phys. Rev. Res. **3**, 043096 (2021).

9. X. Zhang , Y. Liu, J. Han, Y. Kivshar, and Q. Song, Science **377**, 1215 (2022).

10. A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, and S. Höfling, Phys. Rev. Appl. **17**, L021001 (2022).

11. I. Toftul, P. Tonkae, K. Koshelev, F. Lai, Q. Song, M. Gorkunov, and Y. Kivshar, Phys. Rev. Lett. **133**, 216901 (2024).

12. J.-T. Tsai, C.-T. Hsieh, C.-C. Cheng, M.-H. Shih, and S.-W. Chang, Laser Photonics Rev. **18**, 2300574 (2024).

13. S. Takahashi, Y. Kinuta, S. Ito, H. Onishi, K. Yamashita, J. Tatebayashi, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, Appl. Phys. Lett. **126**, 081108 (2025).

14. D. Gromyko, J. S. Loh, J. Feng, C.-W. Qiu, and L. Wu, Phys. Rev. Lett. **134**, 023804 (2025).

15. N. V. Valenko, N. A. Gippius, V. D. Kulakovskii, and S. G. Tikhodeev, JETP Lett. **121**, 829 (2025) [Н. В. Валенко, Н. А. Гиппиус, В. Д. Кулаковский, С. Г. Тиходеев, Письма в ЖЭТФ **121**, 876 (2025)].

16. A. A. Maksimov, E. V. Filatov, and I. I. Tartakovskii, JETP Lett. **116**, 500 (2022) [А. А. Максимов, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский, Письма в ЖЭТФ **116**, 500 (2022)].

17. A. Baas, J. Ph. Karr, H. Eleuch, and E. Giacobino, Phys. Rev. A **69**, 023809 (2004).

18. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, D. N. Krizhanovskii, and A. I. Tartakovskii, Europhys. Lett. **67**, 997 (2004).

19. 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).

20. 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).

21. 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**, 011104 (2013).

22. A. S. Brichkin, S. G. Tikhodeev, S. S. Gavrilov, N. A. Gippius, S. I. Novikov, A. V. Larionov, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii, Phys. Rev. B **91**, 125155 (2015).

23. S. S. Gavrilov, Phys.–Uspekhi **63**, 123 (2020) [С. С. Гаврилов, УФН **190**, 137 (2020)].

24. O. A. Dmitrieva, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, Dokl. Phys. **68**, 144 (2023) [О. А. Дмитриева, Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, Докл. РАН. Физика, технические науки **510**, 10 (2023)].

25. B. Hopkins, A. N. Poddubny, A. E. Miroshnichenko, and Y. S. Kivshar, Laser Photonics Rev. **10**, 137 (2016).

26. L. V. Keldysh, Superlattices Microstruct. **4**/**5**, 637 (1988).

27. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and L. V. Keldysh, Superlattices Microstruct. **15**, 479 (1994).

28. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media. Vol. 8 in Course of Theoretical Physics*, Elsevier Ltd. All (1984), p. 309 [Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика, Т. VIII. Электродинамика сплошных сред*, Физматлит, Москва (2005), с. 446].

29. D. M. Whittaker and I. S. Culshaw, Phys. Rev. B **60**, 2610 (1999).

30. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, and T. Ishihara, Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).

31. A. Barulin, O. Pashina, D. Riabov, O. Sergaeva, Z. Sadrieva, A. Shcherbakov, V. Rutckaia, J. Schilling, A. Bogdanov, I. Sinev, A. Chernov, and M. Petrov, Laser Photonics Rev. **18**, 2301399 (2024).

Multistability of a Chiral Semiconductor Microcavity: A Self-Consistent Approach

***O. A. Dmitrieva*[a,b,c], *N. A. Gippius*[a], *S. G. Tikhodeev*[a,b,c]**

[a] Skolkovo Institute of Science and Technology
121205 Moscow, Russia
[b] Lomonosov Moscow State University
119991 Moscow, Russia
[c] Prokhorov Institute of General Physics
of the Russian Academy of Sciences
119991 Moscow, Russia

Abstract

We calculate the effects of polariton bi- and multistability in a semiconductor Bragg microcavity with multiple quantum wells and a chiral photonic crystal on the upper mirror for resonant coherent pumping normal to the structure. Even if the system is not optimized for obtaining photoluminescence with a high degree of circular polarization in the spontaneous mode, it is shown that linear-polarized pumping can cause nonlinear switching to states with a degree of circular polarization of polaritons up to 90%. Calculations were performed in both mean-field and self-consistent approximations, accounting for the difference in exciton density among the microcavity's quantum wells.

Keywords: semiconductor Bragg microcavity, exciton-polaritons, nonlinearity, bistability, multistability, photonic crystal, chirality.

Acknowledgements. The authors thank A. A. Bogdanov, V. D. Kulakovsky, and T. Weiss for helpful discussions.

Funding. The work was financially supported by the Russian Science Foundation (project 22-12-00351-П).

Conflict of interest. The authors declare no conflict of interest.

Author's contributions. The contribution of the authors is equivalent.