

Исследования конденсата поляритонов в микрорезонаторных микростолбиках в сильных магнитных полях *

© А.В. Черненко¹, А.С. Бричкин¹, С.И. Новиков¹, К. Шнайдер², С. Хёфлинг²

¹ Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

² Technische Physik, Wilhelm Conrad Roentgen Research Center for Complex Material Systems,
Universitat Wuerzburg, Am Hubland,
D-97074 Wuerzburg, Germany

E-mail: chernen@yandex.ru

(Получена 27 апреля 2017 г. Принята к печати 12 мая 2017 г.)

Фотолюминесценция неравновесного конденсата поляритонов в микростолбиках цилиндрической и прямоугольной форм, выгравленных на поверхности высокочастотного микрорезонатора на основе GaAs, исследована в магнитном поле до 12 Тл. Измерения выполнены при различных уровнях нерезонансной импульсной оптической накачки в широком диапазоне значений расстройки резонатора. Нерезонансное возбуждение создает значительную плотность экситонов в резервуаре, что позволяет ожидать существенного влияния экситон-поляритонного взаимодействия, которое зависит от плотности накачки, на величину зеемановского расщепления и поляризацию. Измерения показали лишь незначительное изменение зеемановского расщепления и поляризации в сильных магнитных полях при максимально достижимом уровне накачки; следовательно, влияние экситон-поляритонного взаимодействия на поляритонную систему в нашем случае несущественно. Вместе с тем полученные данные позволили оценить плотность экситонов в резервуаре. В отличие от цилиндрических микростолбиков, фотолюминесценция конденсата из прямоугольных микростолбиков состоит из двух взаимно перпендикулярно линейно поляризованных линий, которые сохраняют высокую степень циркулярной поляризации даже в поле 12 Тл. Зеемановское расщепление в этом случае фактически не зависит от накачки, тогда как степени линейной и циркулярной поляризации изменяются с накачкой, хотя эти изменения заметно меньше предсказанных теорией. Это указывает на значительное отклонение системы поляритонов в микростолбиках от термодинамически равновесной.

DOI: 10.21883/FTP.2018.01.45311.35

1. Введение

В одной из недавних работ [1] было высказано предположение, что взаимодействие поляритонов с экситонами резервуара может существенно влиять на величину расщепления спиновых подуровней конденсата поляритонов в магнитном поле и приводить к сильной зависимости этого расщепления от мощности нерезонансного лазерного возбуждения. Гипотеза, выдвинутая в [1], заслуживает внимания, поскольку сильное поляритон-экситонное взаимодействие могло бы объяснить особенности в поведении поляризации и зеемановского расщепления, наблюдавшиеся ранее в [2,3] и противоречащие теоретической модели. Для того чтобы проверить эту гипотезу, измерялась фотолюминесценция конденсата поляритонов в микростолбиках (МС) цилиндрической и прямоугольной форм при различных уровнях нерезонансной оптической накачки наносекундными импульсами в сильном магнитном поле.

2. Эксперимент

Образец, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии, состоит из четырех квантовых ям GaAs шириной 7 нм, разделенных барьерами AlAs шири-

ной 4 нм, которые помещены в центр полуволнового AlAs-микрорезонатора. Верхнее (нижнее) зеркало собрано из 32 (36) пар AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As. Добротность плоского микрорезонатора составляла $Q \approx 7000$ и расщепление Раби — $\Omega_0 = 10.5$ мэВ. Исследованные МС имели форму цилиндров диаметром $d = 10$ мкм и параллелепипедов с размерами сечения 7×15 мкм.

Для магнитооптических измерений образец помещался в камеру со сверхтекучим гелием, находящуюся в оптическом криостате со сверхпроводящим соленоидом, позволяющим получать магнитные поля до 12 Тл. Образец возбуждался импульсным лазером с длиной волны излучения 532 нм, луч которого фокусировался в пятно диаметром ~ 50 мкм. Длительность импульсов лазера была 7 нс при частоте повторения 5 кГц. Диапазон плотностей мощности возбуждения составлял $P = 40$ кВт/см²–10 МВт/см². Для анализа и регистрации спектров сигнал фотолюминесценции (ФЛ) пропускался через монохроматор и детектировался охлаждаемой жидким азотом ПЗС-матрицей.

На рис. 1, а приведены спектры ФЛ конденсата поляритонов из цилиндрического МС диаметром $d = 10$ мкм при расстройке резонатора $\delta = E_c - E_x = -8$ мэВ, когда экситонная доля в поляритоне $x \approx 16\%$, в магнитных полях до 12 Тл при постоянной накачке $P \approx 300$ мкВт (плотность мощности с учетом скважности лазера

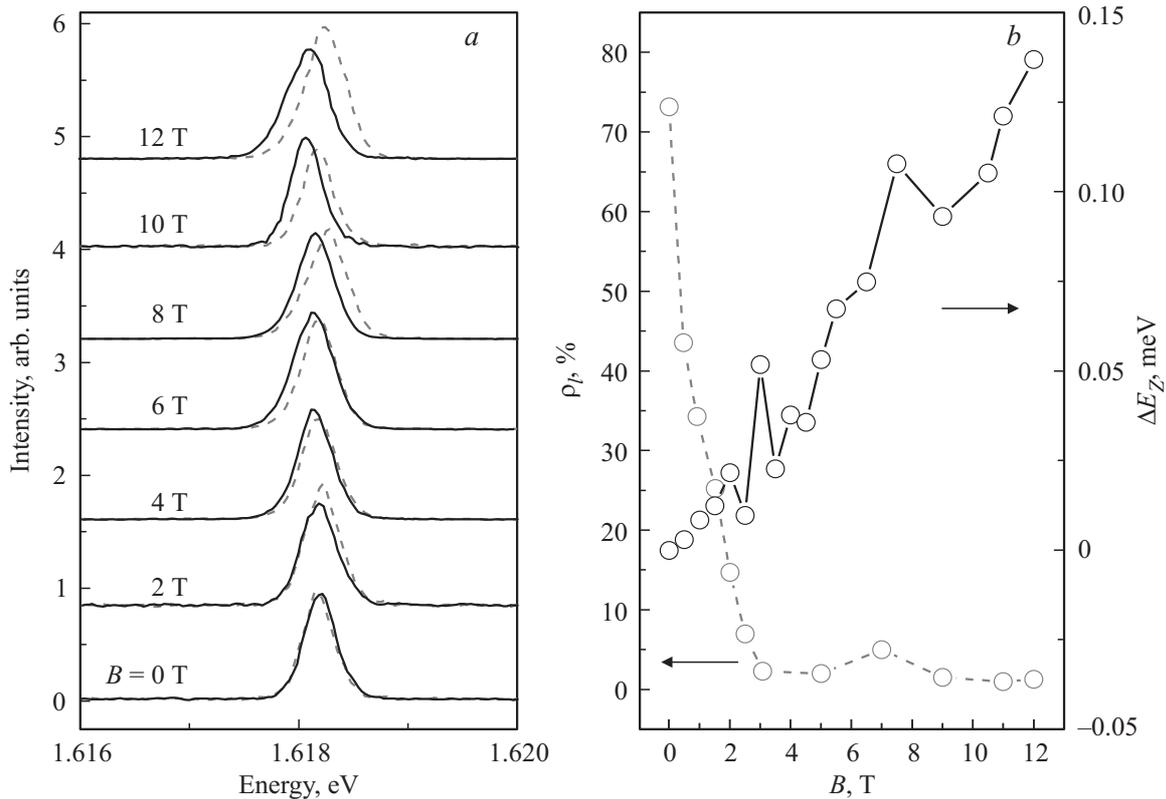


Рис. 1. *a* — спектры фотолуминесценции цилиндрического МС диаметром $d = 10$ мкм при расстройке $\delta = -8$ мэВ, записанные при постоянной накачке $W = 300$ мкВт в магнитных полях от 0 до 12 Тл в циркулярной поляризации. *b* — зеемановское расщепление ΔE_Z и степень линейной поляризации ρ_l в магнитном поле.

$W \approx 420$ кВт/см²). Здесь E_x и E_c — энергия излучательной рекомбинации экситона и энергия фотонного резонанса в микрорезонаторе соответственно. В нулевом магнитном поле в спектре ФЛ видна единственная линия, которая имеет линейную поляризацию $\rho_l > 90\%$, что является типичным для ФЛ конденсата в планарных структурах или МС и объясняется влиянием поляритон-поляритонного взаимодействия, так как энергия конденсата поляритонов в этом случае минимальна [4]. Степень линейной поляризации быстро уменьшается с ростом магнитного поля B и в полях $B > 2.5$ Тл обращается в нуль, как это видно из рис. 1, *b*. Для анализа зеемановского расщепления, приведенного на рис. 1, *b*, линии ФЛ аппроксимировались с помощью лоренцевского контура.

Энергия спин-поляризованных уровней конденсата поляритонов нижней поляритонной ветви в магнитном поле определяется не только зеемановским сдвигом, но и так называемым фиолетовым сдвигом, вызванным поляритон-поляритонным взаимодействием, который зависит от плотности поляритонов на соответствующих спиновых подуровнях. Дополнительный вклад в фиолетовый сдвиг может давать взаимодействие поляритонов с резервуаром фотовозбужденных экситонов [1]. Кроме того, спиновые подуровни конденсата испытывают не зависящий от спина диамагнитный сдвиг. Таким образом,

энергия спиновых подуровней конденсата [5] есть

$$E_{LP}^{\pm}(B) = E_{LP}(0) \mp 0.5xg_x\mu_B B + \alpha_1 x(n_r^{\pm} + xn_p^{\pm}) + \alpha_2 x(n_r^{\mp} + xn_p^{\mp}) + \chi x B^2, \quad (1)$$

где n_p^{\pm} и n_r^{\pm} — плотности поляритонов и экситонов в резервуаре с соответствующими проекциями момента экситона $|\pm 1\rangle$ на ось z , μ_B — магнетон Бора, $E_{LP}(0)$ — энергия поляритона в нулевом поле, g_x — g -фактор экситона.

Расщепление между спиновыми подуровнями конденсата в магнитном поле описывается выражением [5]

$$\Delta E_{LP}(B) = E_{LP}^{+}(B) - E_{LP}^{-}(B) = -\mu_B x g_x B + (\alpha_1 - \alpha_2)x(xn_p\rho_{c,p} + n_r\rho_{c,r}), \quad (2)$$

где $\rho_{c,p}$, $\rho_{c,r}$ — степени циркулярной поляризации конденсата и экситонов в резервуаре соответственно. Выражение (2) связывает между собой экспериментально определяемые величины расщепления линий $\Delta E_{LP}(B)$, поляризации ФЛ конденсата $\rho_{c,p}$, плотности конденсата n_p с неизвестной величиной $n_r\rho_{c,r}$, которая может быть, таким образом, извлечена из экспериментальных данных.

Спектры ФЛ прямоугольных МС принципиально отличаются от аналогичных спектров цилиндрических

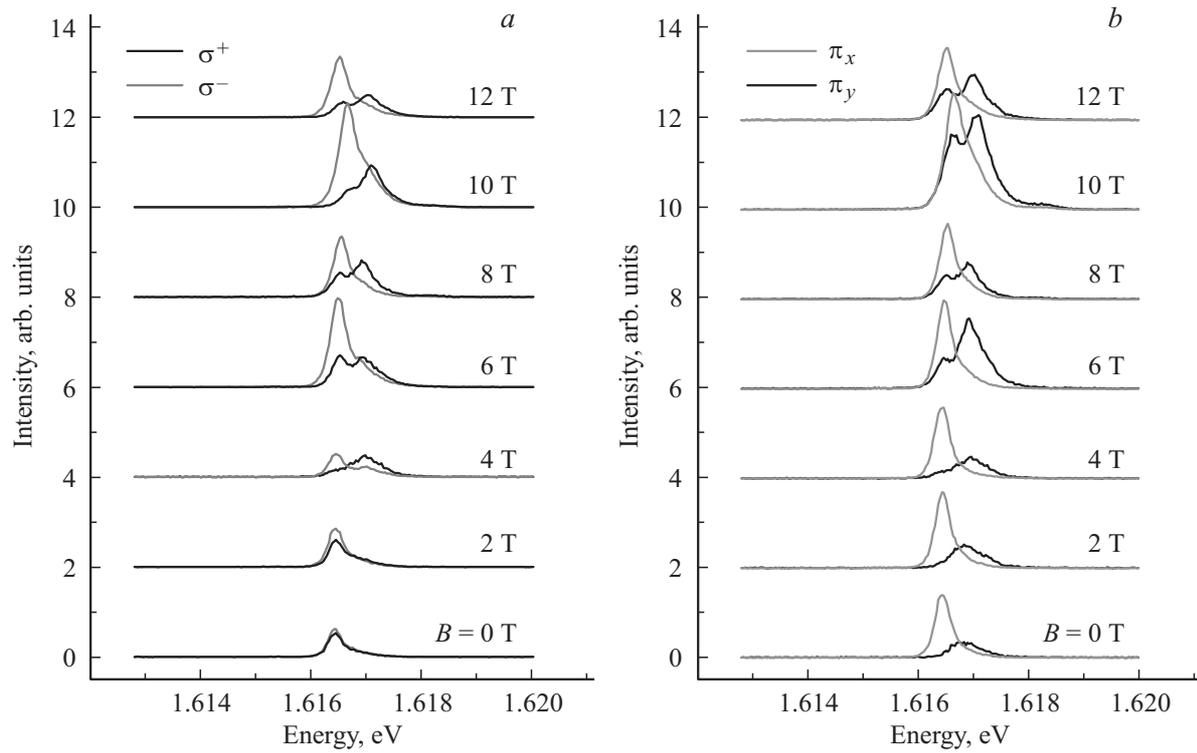


Рис. 2. Спектры ФЛ прямоугольного МС с размерами 7×15 мкм при расстройке $\delta = -8$ мэВ, записанные при постоянной накачке $W = 170$ мкВт в магнитных полях от 0 до 12 Тл для циркулярных σ^- , σ^+ (a) и линейных π_x , π_y (b) поляризаций.

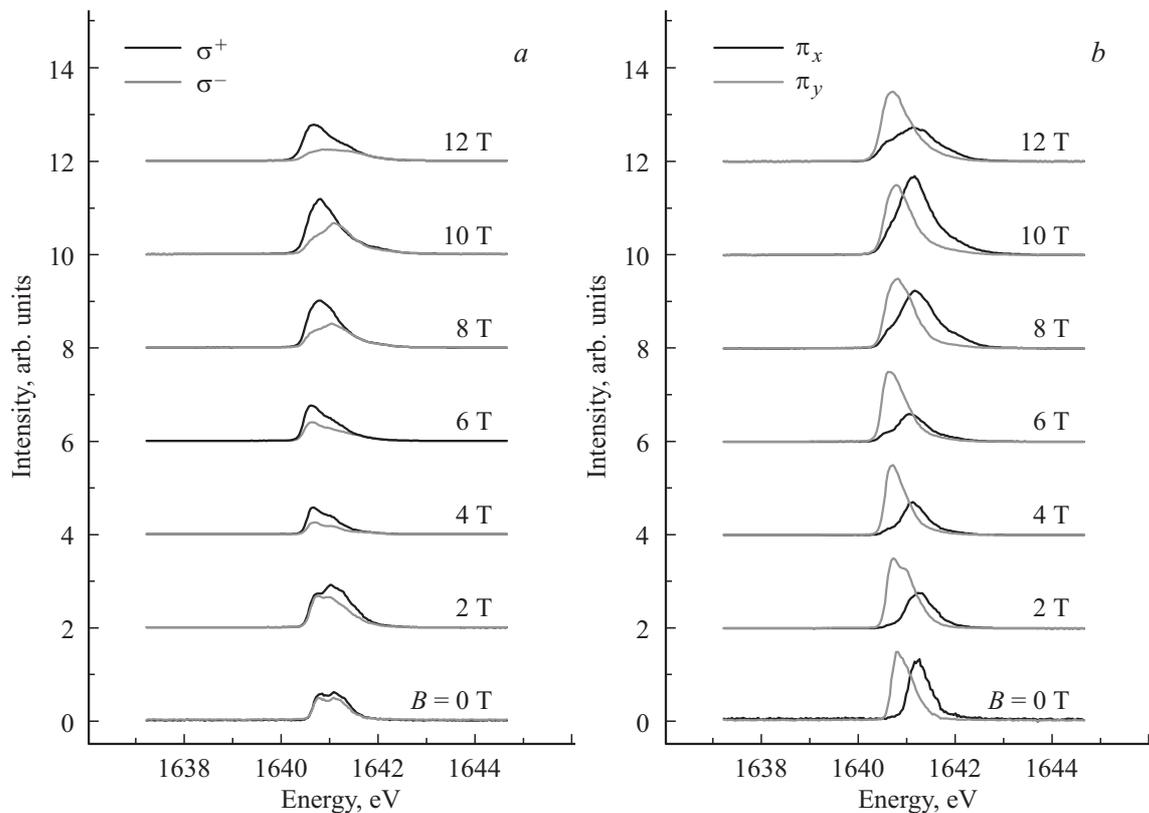


Рис. 3. Спектры ФЛ прямоугольного МС с размерами 7×15 мкм при расстройке резонатора $\delta = +2$ мэВ, записанные при постоянной накачке $W = 250$ мкВт в магнитных полях до 12 Тл для циркулярных σ^+ , σ^- (a) и линейных π_x , π_y (b) поляризаций.

микрополосковых. Как видно из рис. 2 и 3, спектры ФЛ прямоугольных МС состоят из двух достаточно широких взаимно перпендикулярно поляризованных линий, обладающих высокой степенью линейной поляризации. Расстояние между максимумами линий составляет (280 ± 30) мкЭВ. Энергия оптических мод размерного квантования (m_i, m_j) прямоугольного МС с размерами $a \times b$ находится из выражения [6]

$$E_{ij} = \frac{hck}{n} = \frac{hc}{n} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{L_{\text{cav}}}\right)^2 + \left(\frac{2\pi m_i}{a}\right)^2 + \left(\frac{2\pi m_j}{b}\right)^2}. \quad (3)$$

Подставив значения $a = 7$ мкм, $b = 15$ мкм, длину МС $L_{\text{cav}} \approx 0.4$ мкм, найдем расстояние между нижними модами резонатора, определяемыми квантованием вдоль длинной стороны прямоугольника b , $E_{10} - E_{00} = 100$ мкЭВ и $E_{20} - E_{00} = 250$ мкЭВ, откуда следует, что расстояние между линиями заметно превосходит расстояние между ближайшими модами; однако поляритонные состояния, связанные с этими модами, не разрешаются в спектре. По-видимому, это вызвано тем, что добротность МС, получаемых из планарного образца, уменьшается в процессе вытравливания МС. На рис. 3, b заметна внутренняя структура обеих доминирующих в спектре линий, что, по-видимому, связано с проявлением различных мод размерного квантования. Отметим, что при движении в сторону отрицательных расстройек внутренняя структура линий пропадает.

В силу существенного энергетического расщепления между двумя линейно поляризованными линиями в спектре ФЛ, которое заметно превышает зеемановское расщепление, эти линии остаются эллиптически поляризованными даже в поле 12 Тл.

Согласно модели, предложенной в [7], можно было бы ожидать существенного изменения степени циркулярной и линейной поляризации с увеличением накачки в прямоугольных МС. Однако этого не наблюдается в эксперименте, что связано, на наш взгляд, с существенной неравновесностью поляритонной системы в микрорезонаторе. Отметим также, что в работе [7] приведена оценка плотности экситонов, происходящая из соотношения между измеренной мощностью излучения из МС и временами жизни поляритонов в плоском микрорезонаторе. Она дает величину, меньшую, чем получаемая из анализа зависимости фиолетового сдвига линии конденсата от накачки. На наш взгляд, это связано с уменьшением добротности резонатора при вытравливании МС, которое составляет 1.5–2 раза.

Интересным является факт доминирования двух взаимно перпендикулярно поляризованных линий конденсата поляритонов в спектре ФЛ прямоугольных МС (см. рис. 2 и 3). Линейная поляризация линий в спектрах ФЛ МС в нулевом магнитном поле превышает 90%. Необычным является тот факт, что конденсация поляритонов в прямоугольных резонаторах происходит в

два уровня, которые, по-видимому, не являются соседними по энергии уровнями размерного квантования поляритонов. Было бы естественно думать, что уровни конденсации соответствуют модам квантования E_{10} и E_{01} вдоль разных сторон МС, тем более с учетом геометрии травления: МС с прямоугольным сечением вытравлены так, что их грани ориентированы вдоль кристаллографических направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Как известно, деформации в двумерных структурах на основе GaAs приводят к тому, что линейно поляризованные спиновые уровни экситонов и линейная поляризация ФЛ ориентированы вдоль этих направлений. Однако оценки, полученные из выражения (3), дают существенно меньшие значения энергетического расстояния между уровнями по сравнению с наблюдаемыми в эксперименте. Ясного объяснения этого факта на данный момент не найдено. Возможно, это связано с начальным расщеплением уровней энергии экситонов в резервуаре из-за электронно-дырочного обменного взаимодействия и деформации, в результате чего энергии экситонных уровней изначально различаются. Поскольку конденсат поляритонов на уровнях размерного квантования формируется посредством параметрического рассеяния [8], это различие может оказаться достаточным для рассеяния экситонов из резервуара в два различных уровня размерного квантования.

Представляют интерес зависимости степеней линейной и циркулярной поляризации от накачки в сильном магнитном поле, поскольку, согласно теории, предложенной в [7], существует однозначная связь между степенями линейной и циркулярной поляризации конденсата и зеемановским расщеплением. Оказалось, что обе степени поляризации слабо зависят от накачки в самых сильных магнитных полях.

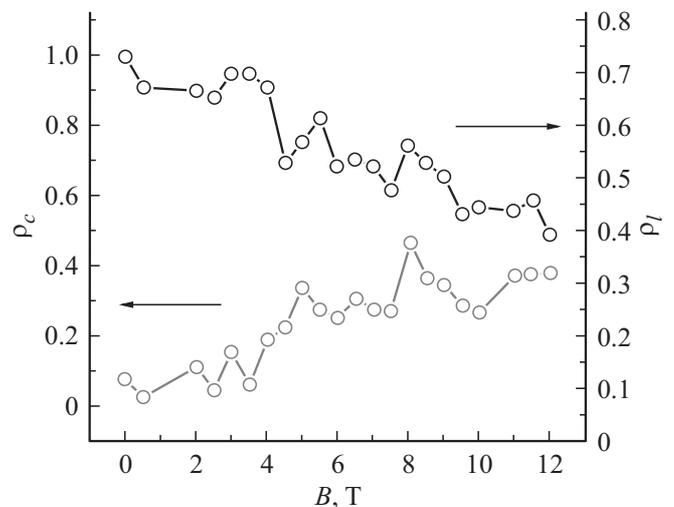


Рис. 4. Зависимости степеней линейной (ρ_l) и циркулярной (ρ_c) поляризации от магнитного поля для ФЛ из прямоугольного МС при расстройке резонатора $\delta = -8$ мЭВ, записанных при постоянной накачке $W = 170$ мкВт.

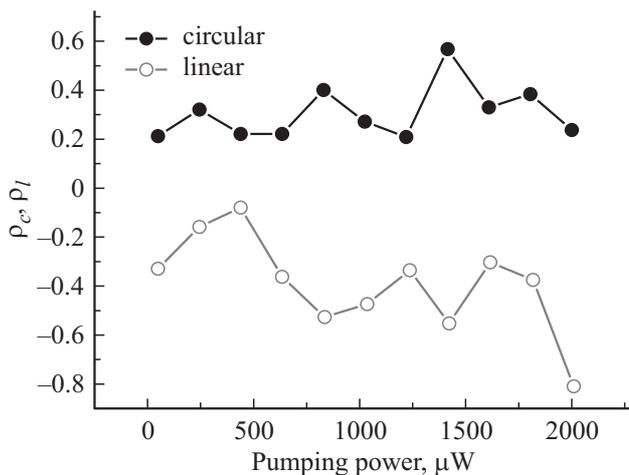


Рис. 5. Зависимости степеней линейной (ρ_l) и циркулярной (ρ_c) поляризации от мощности лазерной накачки для ФЛ из прямоугольного МС при расстройке резонатора $\delta = -8$ мэВ, записанных в магнитном поле 12 Тл.

Зависимости степеней циркулярной и линейной поляризации от B , приведенные на рис. 4, качественно совпадают с предсказаниями теории [7], но они заметно меньше полученных в этой работе количественных оценок. Отметим, что теория, предложенная в [7], не требует термодинамического равновесия в поляритонной системе и верна при существенном отклонении от него.

Степени линейной и циркулярных поляризации ФЛ конденсата из прямоугольных МС, представленные на рис. 5, слабо зависят от плотности оптической накачки, хотя теория предсказывает существенную зависимость поляризации от накачки. Возможно, это означает, что процессы, отвечающие за динамику конденсата поляритонов, не ограничиваются только поляритон-поляритонным взаимодействием, как это предположено в [7], но включают в себя процессы параметрического рассеяния экситонов из резервуара в конденсат поляритонов, а также взаимодействие конденсата поляритонов с резервуаром.

3. Заключение

Взаимодействие поляритонов с экситонами резервуара может существенно влиять на величину расщепления спиновых подуровней конденсата поляритонов в магнитном поле и приводить к сильной зависимости расщепления уровней от мощности лазерного возбуждения. Для того чтобы выяснить степень влияния этих двух эффектов на величину расщепления спиновых подуровней, измерялась фотолюминесценция конденсата поляритонов в цилиндрических микростолбиках диаметром 10 мкм и прямоугольных микростолбиках с поперечными размерами 7×15 мкм, вытравленных из высококачественных GaAs-микрорезонаторов, в магнитном

поле до 12 Тл и широком диапазоне расстроек в интервале от $\delta = -8$ до $+2$ мэВ. Эти измерения не выявили заметного уменьшения зеемановского расщепления или особенностей в поведении поляризации в зависимости от уровня накачки. Измерения зависимости расщепления спин-поляризованных уровней от плотности мощности лазерной накачки в поле $B = 12$ Тл показали, что изменения фактически не выходят за пределы экспериментальной ошибки и не превышают 15% от величины расщепления. Плотность экситонов в резервуаре, полученная из этих данных, оказывается $< 10^8$ см $^{-2}$. Полученные результаты указывают на то, что динамика конденсата поляритонов определяется не только поляритон-поляритонным взаимодействием, но также процессами параметрического рассеяния экситонов из резервуара в конденсат поляритонов. Кроме того, она может зависеть от взаимодействия конденсата поляритонов с резервуаром. Таким образом, рассматриваемая поляритонная система ближе к „поляритонному лазеру“, чем к термодинамически равновесному бозе-конденсату поляритонов [8,9].

Авторы благодарят В.Д. Кулаковского за интерес к работе и полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ (№ 14-02-01233) и правительством земли Бавария ФРГ.

Список литературы

- [1] C. Sturm, D. Solnyshkov, O. Krebs, A. Lemaitre, I. Sagnes, E. Galopin, A. Amo, G. Malpuech, J. Bloch. *Phys. Rev. B*, **91**, 155130 (2015).
- [2] J. Fischer, S. Brodbeck, A.V. Chernenko, I. Lederer, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, V.D. Kulakovskii, M. Kamp, M. Durnev, A.V. Kavokin, S. Hoeffling. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 093902 (2014).
- [3] A.V. Larionov, V.D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech, A. Forchel. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 256401 (2010).
- [4] A.S. Brichkin, S.I. Novikov, A.V. Larionov, V.D. Kulakovskii, M.M. Glazov, C. Schneider, S. Hoeffling, M. Kamp, A. Forchel. *Phys. Rev. B*, **84**, 195301 (2011).
- [5] А.С. Брйчкин, С.И. Новиков, А.В. Черненко, К. Шнайдер, С. Хёфлинг. *ЖЭТФ*, **151**, 883 (2017).
- [6] T. Gutbrod, M. Bayer, A. Forchel, J.P. Reithmaier, T.L. Reinecke, S. Rudin, P.A. Knipp. *Phys. Rev. B*, **57**, 9950 (1998).
- [7] V.D. Kulakovskii, A.S. Brichkin, S.V. Novikov, C. Schneider, S. Hoeffling, M. Kamp, A. Forchel, N.A. Gippius. *Phys. Rev. B*, **85**, 155322 (2012).
- [8] A. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, F.P. Laussy. *Microcavities* (Clarendon, Oxford, 2006).
- [9] B. Deveaud-Plédran. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, A129 (2012).

Редактор Л.В. Шаронова

Investigation of polariton condensate in micropillars in a strong magnetic field

A.V. Chernenko¹, A.S. Brichkin¹, S.I. Noviko¹,
C. Schneider², S. Hoefling²

¹ Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
Chernogolovka, Moscow District,
142432 Russia

² Technische Physik,
Wilhelm Conrad Roentgen Research Center
for Complex Material Systems,
Universitat Wuerzburg, Am Hubland,
D-97074 Wuerzburg, Germany

Abstract The photoluminescence of a nonequilibrium polariton condensate in cylindrical and rectangular micropillars etched on the surface of a high- Q GaAs microcavity is analyzed in a wide range of detunings in a magnetic field up to 12 T. The non-resonant pumping by means of nanosecond laser pulses is used for the sample excitation. With such a method of excitation, a considerable effect of the interaction of the reservoir of photoexcited excitons with the polariton condensate on the Zeeman splitting and polarization of the condensate is expected. However, the measurements of photoluminescence up to maximum available levels of optical excitation reveal only negligible changes. However, photoluminescence spectra of cylindrical micropillars allow to estimate the exciton density in the reservoir. In rectangular micropillars the Zeeman splitting does not depend on pumping power whereas both circular and linear degrees of polarization change with the power. The changes of the polarization degrees are smaller than theoretically predicted ones, which indicates substantial divergence of the polariton system from equilibrium.