

# ИССЛЕДОВАНИЯ НЕРАВНОВЕСНОГО КОНДЕНСАТА ПОЛЯРИТОНОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МИКРОСТОЛБИКАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. С. Бричкин<sup>а</sup>, С. И. Новиков<sup>а</sup>, А. В. Черненко<sup>а\*</sup>, К. Шнайдер<sup>б\*\*</sup>, С. Хёффлинг<sup>б\*\*</sup>

<sup>а</sup> Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>б</sup> Университет Вюрцбурга  
D-97074, Вюрцбург, Германия

Поступила в редакцию 3 октября 2016 г.

Исследована фотолюминесценция неравновесного конденсата поляритонов в цилиндрических микро столбиках, вытравленных на поверхности высокодобротного микрорезонатора на основе GaAs, в широком диапазоне расстроек в магнитном поле до 12 Тл при различных уровнях нерезонансной лазерной накачки наносекундными импульсами. При таком способе возбуждения можно было бы ожидать существенного влияния взаимодействия резервуара фотовозбужденных экситонов с конденсатом на величину зеемановского расщепления уровней конденсата поляритонов, что могло бы привести к уменьшению его величины и даже к смене его знака. Однако измерения фотолюминесценции в широком диапазоне плотностей оптического возбуждения показали, что зеемановское расщепление слабо зависит от величины оптической накачки и его изменение не превышает 15% от величины расщепления в поле 12 Тл. Оценка плотности экситонов в резервуаре, полученная из этих данных, дает величину, не превышающую  $10^8$  см<sup>-2</sup>. Дополнительно было установлено заметное, до 1.8 раз, уменьшение порога конденсации поляритонов в магнитном поле.

DOI: 10.7868/S0044451017050091

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию свойств конденсата поляритонов, макроскопически заполненного когерентного основного состояния поляритонной системы, в полупроводниковых микрорезонаторах в магнитном поле был вызван предсказанием полного подавления зеемановского расщепления в слабых магнитных полях [1]. Согласно теории, зеемановское расщепление спин-поляризованных уровней конденсата в условиях термодинамического равновесия при  $T \rightarrow 0$  К в точности компенсируется изменением так называемого фиолетового сдвига уровней конденсата поляритонов, который зависит от населенностей спиновых подуровней и вызван поляритон-поляритонным взаимодействием. В магнитном поле выше некоторого критического

$B_c$  компенсация пропадает и распределение поляритонов по спиновым подуровням совпадает с равновесным. В работе [2] наблюдалось подавление зеемановского расщепления в согласии с теорией [1], но зависимость степени циркулярной поляризации фотолюминесценции конденсата противоречила теории, хотя эта величина однозначно связана с величиной зеемановского расщепления. Полного согласия между экспериментом и теорией не было достигнуто и в работе [3], где использовалось резонансное возбуждение конденсата в точку перегиба дисперсионной кривой нижней поляритонной ветви (режим параметрического осциллятора).

Дальнейшие магнитооптические исследования свойств конденсата поляритонов выявили более сложную зависимость зеемановского расщепления от магнитного поля [4]. Оказалось, что при существенных отрицательных величинах расстройки микрорезонатора,  $\delta = E_c - E_x < -4$  мэВ, может наблюдаться изменение знака зеемановского расщепления уровней конденсата с ростом магнитного поля. Здесь  $E_c$ ,  $E_x$  — соответственно энергии

\* E-mail: chernen@issp.ac.ru

\*\* C. Schneider, S. Hoeffling

фотонного резонанса в микрорезонаторе и энергия излучательной рекомбинации экситона. Эффект удалось объяснить, предположив отсутствие равновесия между поляризованными в магнитном поле спиновыми подуровнями конденсата, что позволило ввести независимые химические потенциалы для каждого из подуровней, другими словами, конденсат поляритонов разбивается на два слабо взаимодействующих спиновых конденсата. Однако в работе [4] было получено только качественное соответствие между теорией и экспериментом. Авторы также отмечали, что эта модель не позволяет объяснить особенностей поведения поляризации, обнаруженных в работе [2].

Наряду с объяснением эффекта, предложенным в работе [4], существуют иные механизмы, которые также могут давать вклад в уменьшение зеемановского расщепления и объяснить изменение его знака. Так, в работе [5] было высказано предположение о том, что уменьшение расщепления Раби за счет эффекта заполнения фазового пространства, приводящее к его зависимости от плотности поляритонов, является спин-зависимым, и в этом случае оно может давать существенный вклад в уменьшение величины зеемановского расщепления. Кроме того, недавние исследования свойств поляритонов в микрорезонаторе указывают на важность учета взаимодействия резервуара экситонов с конденсатом поляритонов [6–8]. Это взаимодействие может оказаться существенным и приводить к новым эффектам, например, заметному различию в порогах конденсации для спиновых подуровней конденсата поляритонов в присутствии магнитного поля, что, в свою очередь, приводит к различию порога конденсации для спиновых подуровней конденсата поляритонов, особенностям в поведении циркулярной поляризации и ее зависимости от накачки. В работе [6] было предположено, что взаимодействие поляритонов с резервуаром фотовозбужденных экситонов также может привести к уменьшению зеемановского расщепления спин-поляризованных уровней и вызвать смену его знака. Вклад от поляритон-экситонного взаимодействия в расщепление уровней может быть ответствен за необычное поведение поляризации, наблюдаемое в работе [2]; также наличием этого вклада можно объяснить расхождение между экспериментальными результатами и теоретическими оценками, сделанными в работе [4].

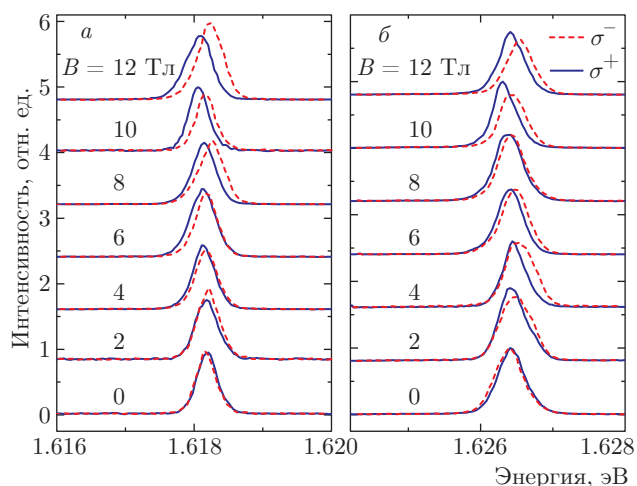
Для определения возможного влияния этих механизмов на зеемановское расщепление были предприняты измерения фотолюминесценции конденсата поляритонов в сильных магнитных полях при

разных уровнях оптической накачки  $P$  в широком диапазоне расстроек микрорезонатора  $\delta$ . Варьирование этих параметров позволяет изменять важные для эксперимента параметры: плотность экситонов в резервуаре, степень поляризации поляритонов и экситонов, времена их жизни.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуемый образец, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии, состоит из четырех квантовых ям GaAs шириной 7 нм, разделенных барьерами AlAs шириной 4 нм, которые помещены в центр  $\lambda/2$ -микрорезонатора AlAs. Верхнее (нижнее) зеркало собрано из 32(36) AlAs/Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As пар. Добротность микрорезонатора составляла  $Q = 7000$ , расщепление Раби  $\Omega_0 = 10.5$  мэВ. Расщепление Раби зависит от магнитного поля как  $\Omega_0(B) \propto \sqrt{f(B)}$  и растет с полем из-за зависимости силы осциллятора  $f$  от  $B$  [9–11]. В поле 12 Тл  $\Omega_0 \approx 13$  мэВ. Исследованные микростолбики имели форму цилиндров размерами  $d = 10$ –20 мкм.

Для магнитооптических измерений образец помещался в камеру со сверхтекучим гелием (температура бани  $T_{bath} = 1.8$  К), находящуюся в оптическом криостате со сверхпроводящим соленоидом, позволяющим получать магнитные поля до 12 Тл. Образец возбуждался импульсным лазером с длиной волны 532 нм, луч которого фокусировался в пятно диаметром около 50 мкм. Длительность импульсов лазера была 7 нс при частоте повторения 5 кГц. Лазер возбуждал неравновесные экситоны в активной области микрорезонатора в широком диапазоне плотностей возбуждения  $P = 40$  кВт/см<sup>2</sup>–10 МВт/см<sup>2</sup>. Для анализа и регистрации спектров использовался монохроматор RAMANOR U1000 и охлаждаемая жидким азотом ПЗС-матрица. Для измерения степени линейной поляризации сигнала люминесценции  $\rho_l = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ , где  $I_1$  и  $I_2$  — интенсивности перпендикулярно поляризованных компонент сигнала, на оптическом пути луча, вышедшего из криостата, помещались линейный поляризатор, а за ним четвертьволновая пластинка. Для измерения степени циркулярной поляризации  $\rho_c = (I_{\sigma+} - I_{\sigma-})/(I_{\sigma+} + I_{\sigma-})$  четвертьволновая пластинка и линейный поляризатор устанавливались в обратном порядке. Здесь  $I_{\sigma+}$  и  $I_{\sigma-}$  — интенсивности соответствующих циркулярно поляризованных компонент сигнала.

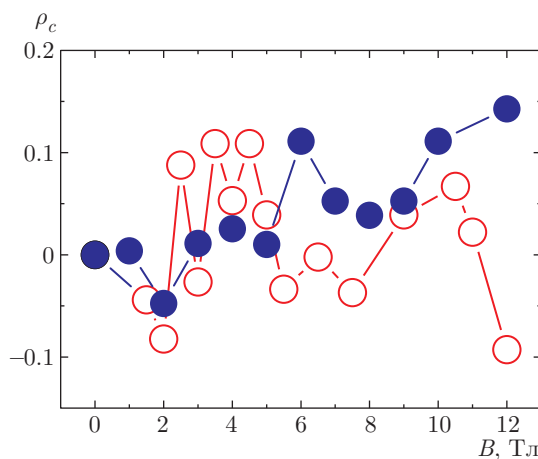


**Рис. 1.** Спектры фотолюминесценции одиночного цилиндрического микростолбика диаметром  $d = 10$  мкм в магнитных полях до 12 Тл и циркулярной поляризации при расстройке резонатора  $\delta = -8$  мэВ и накачке  $P = 300$  мкВт (*a*) и  $\delta \approx 0$  мэВ и  $P = 420$  мкВт (*b*). Спектры нормированы на интенсивность  $\sigma^+$ -поляризованной линии

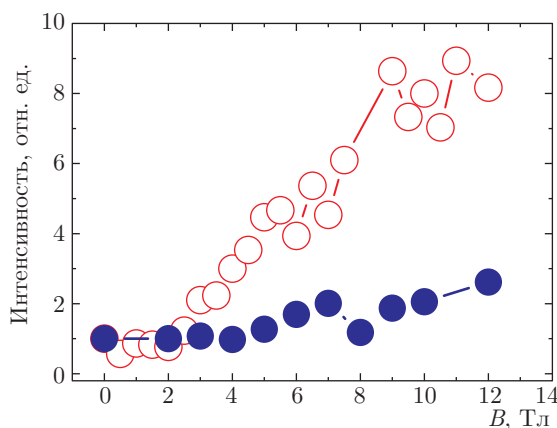
### 3. ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КОНДЕНСАТА ПОЛЯРИТОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

На рис. 1*a* приведены спектры ФЛ конденсата поляритонов из цилиндрического микростолбика диаметром  $d = 10$  мкм при расстройке  $\delta = -8$  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  $W \approx 420$  кВт/см<sup>2</sup>). Аналогично на рис. 1*b* приведены спектры ФЛ цилиндрического микростолбика диаметром  $d = 10$  мкм при расстройке  $\delta \approx 0$  мэВ, при которой экситонная доля в поляритоне  $x \approx 50\%$ , в магнитных полях до 12 Тл при постоянной накачке  $P \approx 430$  мкВт (плотность мощности с учетом скважности лазера  $W \approx 610$  кВт/см<sup>2</sup>). В нулевом магнитном поле в спектре ФЛ видна единственная линия, которая имеет линейную поляризацию выше 90%, что является типичным для ФЛ конденсата в планарных структурах или микростолбиках и объясняется влиянием поляритон-поляритонного взаимодействия [2,12]. Степень линейной поляризации быстро уменьшается с ростом магнитного поля, и в полях  $B > 2.5$  Тл обращается в нуль.

В то же самое время степень циркулярной поляризации слабо меняется с магнитным полем, как это видно на рис. 1, 2. Это свидетельствует о фактическом отсутствии спиновой релаксации между расщепленными полем компонентами конденсата и сла-



**Рис. 2.** Зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ от магнитного поля для микростолбика №1 с  $\delta = -8$  мэВ при постоянной накачке с  $P = 300$  мкВт ( $\circ$ ) и для микростолбика №2 с  $\delta = 0$  мэВ при  $P = 420$  мкВт ( $\bullet$ )



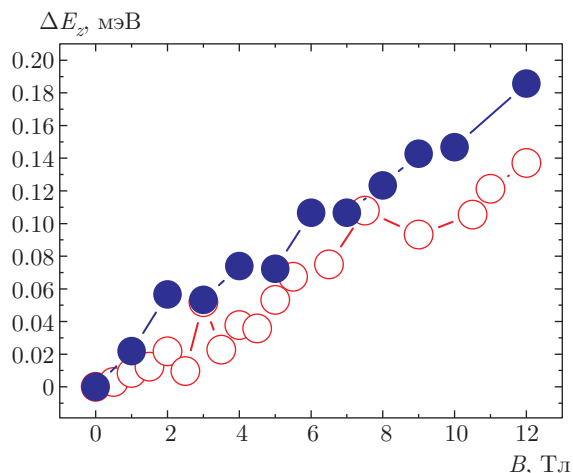
**Рис. 3.** Зависимости интегральной интенсивности ФЛ от магнитного поля при постоянной накачке для микростолбика №1 с  $\delta = -8$  мэВ при  $P = 300$  мкВт ( $\circ$ ) и микростолбика №2 с  $\delta = 0$  мэВ при  $P = 420$  мкВт ( $\bullet$ )

бой зависимости скорости релаксации от магнитного поля.

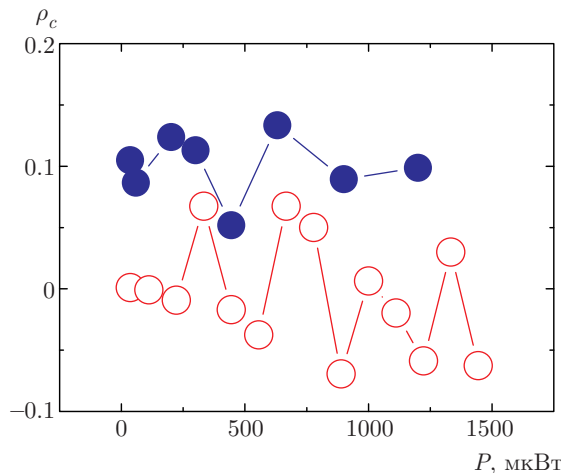
С ростом магнитного поля наблюдается рост интегральной интенсивности ФЛ конденсата, как это видно на рис. 3.

Наконец, зеемановское расщепление, извлеченное из этих экспериментальных данных, приведено на рис. 4.

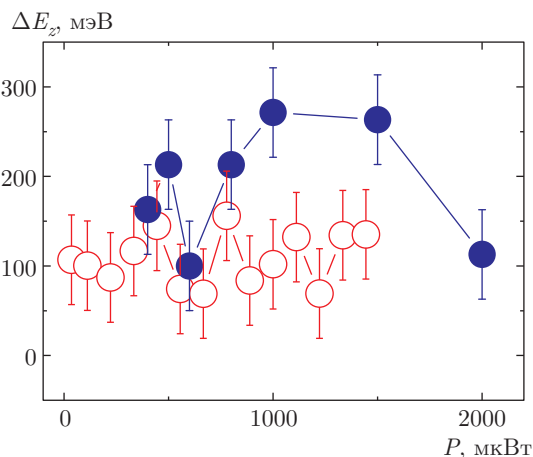
Спектры, аналогичные представленным на рис. 1, были получены и для других значений расстройки в диапазоне  $\delta = -8 + 2$  мэВ. Их зависимости от накачки и магнитного поля в целом совпадают с представленными на рис. 1–4.



**Рис. 4.** Зеемановское расщепление линии ФЛ конденсата в микрополбике № 1 с  $\delta = -8$  мэВ (○) и микрополбике № 2  $\delta = 0$  мэВ (●). Аппроксимация зеемановского расщепления с помощью выражения  $\Delta E_z = \mu_B g_{eff} B$  дает значения  $g_{eff} \approx 1 \pm 0.2$  для микрополбика № 1 и  $g_{eff} \approx 1.2 \pm 0.2$  для микрополбика № 2



**Рис. 6.** Зависимости степени циркулярной поляризации линии ФЛ конденсата в микрополбиках № 1 (○) и № 2 (●) в магнитном поле 10 Тл при различных уровнях оптического возбуждения  $P$



**Рис. 5.** Зеемановское расщепление линии ФЛ конденсата в цилиндрических микрополбиках № 1 (○) и № 2 (●) в магнитном поле 10 Тл при различной накачке

Как показано ниже, величина зеемановского расщепления тесно связана со степенью циркулярной поляризации конденсата и газа поляритонов в резервуаре. С целью выявить такую зависимость были проведены измерения зеемановского расщепления и степени поляризации от накачки для двух микрополбиков с сильно различающимися значениями расстройки  $\delta = -8$  мэВ и  $\delta = 0$  мэВ. Результаты измерений представлены на рис. 5, 6. Видно, что изменения зеемановского расщепления и степени циркулярной поляризации в широком диапазоне

мощности накачки  $P$  не выходят за пределы экспериментальной ошибки.

#### 4. ЗЕЕМАНОВСКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ УРОВНЕЙ КОНДЕНСАТА И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ НАКАЧКИ

Энергия мод электромагнитного поля в микрополбиках цилиндрической формы определяется нулями  $x_{n_\phi, n_r}$  соответствующих функций Бесселя  $J_{n_\phi}(x_{n_\phi, n_r} r/R)$  [13]. Так, энергия низшего уровня поляритона, соответствующая  $(n_r, n_\phi) = (1, 0)$ , составляет

$$E_0 = \sqrt{E_b^2 + (\hbar^2 c^2 x_{n_\phi, n_r}) / \epsilon R^2},$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость, а  $E_b$  — энергия фотонного уровня в плоском резонаторе. Для цилиндрических микрополбиков с диаметром  $d = 10$  мкм имеем  $\hbar^2 c^2 x_{n_\phi, n_r} / \epsilon R^2 \approx 50$  мкэВ. Взаимодействие этих мод с экситонами приводит к образованию поляритонов, локализованных в микрополбиках, расстояния между уровнями квантования которых при этом приблизительно равны разнице между энергиями фотонных мод. Эта оценка приводит нас к выводу о том, что в пределах ширины линии ФЛ конденсата 300–400 мкэВ (см. рис. 1), которая зависит от величины расстройки и плотности накачки, попадают три уровня размерного квантования поляритонов. Форма и ширина линии ФЛ поляритонного конденсата определяется несколькими факторами: помимо однородного уширения, которое

описывается лоренцевским профилем, учет неоднородного уширения приводит к фойгтовской форме линии [14]. При импульсном возбуждении форма линии определяется интегралом по времени от ФЛ конденсата. Это важно, поскольку положение линии ФЛ зависит от плотности поляритонов и связанного с этим фиолетового сдвига, который может существенно превышать ширину линии. Экспериментальные результаты на рис. 1 свидетельствуют о том, что при накачках выше пороговых, линия ФЛ имеет достаточно симметричную форму, которая сохраняется в полях вплоть до 12 Тл. Для определения положений пиков линий ФЛ мы аппроксимировали форму линии с помощью лоренцевского профиля.

Энергия спин-поляризованных уровней конденсата поляритонов нижней поляритонной ветви в магнитном поле определяется несколькими факторами: 1) зеемановским сдвигом, 2) фиолетовым сдвигом уровней, вызванным поляритон-поляритонным взаимодействием, 3) дополнительным вкладом в фиолетовый сдвиг, вызванным взаимодействием поляритонов с резервуаром фотовозбужденных экситонов, 4) не зависящим от спина диамагнитным сдвигом уровней поляритонов [7]:

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

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

Расщепление между уровнями  $E_{LP}^{\pm}(B)$  в магнитном поле:

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

где  $\rho_{c,p}$ ,  $\rho_r$  — степени циркулярной поляризации соответственно конденсата и экситонов в резервуаре. Поскольку  $(\alpha_1 - \alpha_2) > 0$  и при наличии спиновой релаксации,  $\rho_{c,p}$ ,  $\rho_r > 0$ , можно ожидать уменьшения расщепления уровней и даже смены знака зеемановского расщепления [5, 7].

Как показано в работе [15], при оценке фиолетового сдвига уровней поляритонов, вызванного поляритон-поляритонным взаимодействием, важно учитывать вклад изменения расщепления Раби за счет эффекта заполнения фазового пространства и экранировки [16]. Фиолетовый сдвиг уровней конденсата в этом случае равен сумме двух вкладов [15]:

$$\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 = C_1 \Delta E_x + C_2 \Delta \Omega,$$

где  $\Delta E_1 = C_1 \Delta E_x$  — вклад за счет поляритон-поляритонного взаимодействия, а  $\Delta E_2 = C_2 \Delta \Omega$  — за счет изменения расщепления. Здесь

$$\Delta \Omega = \Omega - \Omega_0 = \beta_x n_x, \quad \Delta E = \alpha_x n_x,$$

$$C_1 = x = 1/2 + \delta/\sqrt{\delta^2 + \Omega_0^2}, \quad C_2 = \Omega_0/\sqrt{\delta^2 + \Omega_0^2},$$

$\alpha_x$  — константа поляритон-поляритонного взаимодействия,  $\beta_x$  — константа, определяющая изменение энергии Раби за счет эффекта заполнения фазового пространства. Вклад от первого члена  $C_1 \Delta E_x$  уже включен в формулу (2), в то время как вклад от второго члена  $C_2 \Delta \Omega$  должен быть учтен дополнительно. Согласно [12], именно член  $C_2 \Delta \Omega$  дает основной вклад в фиолетовый сдвиг поляритонного уровня и в 2.5 раза превышает вклад от члена  $C_1 \Delta E_x$ .

В работе [5] было высказано предположение о том, что оба вклада,  $\Delta E_1$  и  $\Delta E_2$ , являются спин-зависимыми и поэтому могут влиять на величину расщепления спин-поляризованных уровней в магнитном поле. В этом случае выражение для фиолетового сдвига трансформируется в выражение для спин-поляризованных уровней конденсата  $\Delta E^{\pm} = C_1 \Delta E_x^{\pm} + C_2 \Delta \Omega^{\pm}$ , где  $\Delta E_x^{\pm} = \alpha_x^{\pm} n_x^{\pm}$ ,  $\Delta \Omega^{\pm} = \Omega^{\pm} - \Omega_0 = \beta^{\pm} n_x^{\pm}$ . Взаимодействие конденсата с поляризованным резервуаром приводит к тому, что расщепление Раби отличается для спиновых компонент конденсата так, что

$$\Omega^{+} - \Omega^{-} = \Delta \Omega = (\beta^{+} - \beta^{-})n_x\rho_{c,x},$$

$$\Delta E_x = E_x^{+} - E_x^{-} = (\alpha_1 - \alpha_2)n_p\rho_{c,p},$$

где  $\rho_{c,p} = (n^{+} - n^{-})/(n^{+} + n^{-})$ . Таким образом, изменение энергий спиновых уровней конденсата в магнитном поле:

$$\Delta E_{LP}(B) = E_{LP}^{+}(B) - E_{LP}^{-}(B) = -\mu_B x g_x B + ((\alpha_1 - \alpha_2)C_1 + (\beta^{+} - \beta^{-})C_2) \times x^2 n_p \rho_{c,p} + x(\alpha_1 - \alpha_2)n_r \rho_r. \quad (3)$$

Согласно [15] вклад в фиолетовый сдвиг уровней конденсата члена, связанного с изменением  $\Omega_0$ , является доминирующим. Можно ожидать, что и вклад члена  $(\beta^{+} - \beta^{-})C_2 n_p \rho_{c,p}$  в величину расщепления окажется существенным и будет превышать вклад от члена  $(\alpha_1 - \alpha_2)C_1 n_p \rho_{c,p}$ .

Как следует из выражения (3), расщепление спин-поляризованных уровней конденсата зависит от циркулярных поляризаций конденсата  $\rho_{c,p}$  и  $\rho_{c,r}$ .

Связь между поляризацией и плотностью конденсата определяется из минимума термодинамического потенциала  $\Omega(T, \mu)$  [17], что при нулевой температуре сводится к нахождению минимума энергии основного состояния большого канонического ансамбля  $F = E - \mu n$ . Вывод о точной компенсации зеемановского расщепления фиолетовым сдвигом уровней в условиях термодинамического равновесия при  $T \rightarrow 0$  К был найден из анализа потенциала  $F$  [1, 6]:

$$F = E - \mu n = -\mu_B g_x B S_z + \frac{1}{4}(\alpha_1 + \alpha_2)n^2 + (\alpha_1 - \alpha_2)S_z^2,$$

где

$$n = n^+ + n^-, \quad S_z = (n^+ - n^-)/2 = \rho_c n/2.$$

Минимизация этого выражения по  $S_z$  позволяет связать между собой степень циркулярной поляризации и плотность конденсата  $\rho_c = 2S_z/n$  и определить, что в магнитных полях вплоть до некоторого критического  $B_c$  расщепление уровней отсутствует, хотя поляризация растет линейно с полем до  $B_c$ . Учитывая вклад в  $F$  из-за зависимости  $\Omega_0$  от  $n_p$  и  $B$ , легко убедиться в том, что он изменяет величину  $B_c$ , но не может привести к изменению знака зеемановского расщепления. Действительно, в этом случае выражение для  $F$  приводится к следующему виду:

$$\begin{aligned} F = E - \mu n = & \\ = C_1 \left( -\mu_B g_x B S_z + \frac{1}{4}(\alpha_1 + \alpha_2)n^2 + (\alpha_1 - \alpha_2)S_z^2 \right) + & \\ + C_2 \left( \left( \frac{1}{4}(\beta^+ - \beta^-)n^2 \right) + (\beta^+ + \beta^-)S_z^2 \right). & \end{aligned}$$

Отсюда

$$\begin{aligned} S_z = \frac{C_1 \mu_B g_x B}{2(C_1(\alpha_1 - \alpha_2) + C_2(\beta_1^+ - \beta_2^-))}, \\ B_c = \frac{2(C_1(\alpha_1 - \alpha_2) + C_2(\beta_1^+ - \beta_2^-))}{C_1 \mu_B g_x} n. \end{aligned}$$

Таким образом, даже в случае зависимости  $\Omega^\pm$  от  $B$  от заполнения спиновых подуровней конденсата, этот эффект не может привести к изменению знака зеемановского расщепления, хотя может увеличить величину критического поля  $B_c$ .

Поляритонная система в микрорезонаторе — открытая диссипативная система. Она включает в себя не только конденсат поляритонов, но и газ фотозвужденных экситонов, создаваемый нерезонансной лазерной накачкой. В работе [6] было предположено, что вклад экситонов резервуара  $n_r$  в подавление зеемановского расщепления может быть

доминирующим, и, согласно выражению (3), может привести к смене знака расщепления даже в пренебрежении поляритон-поляритонным взаимодействием. Однако результаты, приведенные на рис. 5, указывают лишь на незначительное изменение  $\Delta E_{LP}^\pm(B)$  с  $P$ , не выходящее за пределы экспериментальной ошибки, что дает не более 15% от зеемановского расщепления в поле 12 Тл. Прежде всего, оценим сверху плотность конденсата, считая, что только поляритон-поляритонное взаимодействие вносит вклад в изменение расщепления:  $\Delta E_z = 0.15 \Delta E_{LP} = x^2(\alpha_1 - \alpha_2)n_p \rho_c \leq 20$  мкэВ. Беря  $|\rho_c| < 0.1$ , а  $x = 0.16$ , получим оценку сверху плотности поляритонов в конденсате:  $n_p \leq 6 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>. Это довольно близко к значению  $n_p \approx 10^{10}$  см<sup>-2</sup>, найденному в работе [15].

Плотность экситонов оценивается из соотношения  $\Delta E_z = x(\alpha_1 - \alpha_2)n_x \rho_x \leq 20$  мкэВ, где  $\rho_{cx} \approx \mu_B g_x B / 2k_B T$  — степень циркулярной поляризации газа экситонов. Предполагается, что газ экситонов успевает термализоваться за время жизни [6]. Экситонный  $g$ -фактор, полученный из анализа спектров ФЛ конденсата при малых значениях  $P$ , получается равным  $g_x \approx 1$  (см. рис. 4),  $(\alpha_1 - \alpha_2) = 1.4 \cdot 10^{-12}$  эВ·см<sup>2</sup>, тогда поляризация экситонов в поле  $B = 12$  Тл равна  $\rho_{cx} \approx 0.5$  и отсюда  $n_x \leq 6 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>.

Аналогично, для микростолбика №2 ( $\delta = 0$  мэВ)  $x = 0.5$  получим величину зеемановского расщепления  $\Delta E_{LP} = 190$  мкэВ в поле 12 Тл. В этом случае поляризация при малой накачке  $\rho_c \approx 0.1 \pm 0.1$ , отсюда найдем  $\Delta E_z \leq 3 \cdot 10^{-5}$  эВ и в результате получим  $n_p \leq 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Считая, что уменьшение  $\Delta E_z$  вызвано исключительно взаимодействием с экситонами резервуара, получим  $\Delta E_z \leq 3 \cdot 10^{-5}$  эВ, откуда  $n_x \leq 2.5 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>.

Полученные оценки для газа экситонов, возможно, занижены, поскольку поляризация экситонов резервуара может быть ниже равновесного значения

$$\begin{aligned} \rho_r^0(B, T) = \left( 1 - \exp\left(-\frac{\mu_B g_x B}{k_B T}\right) \right) / \\ / \left( 1 + \exp\left(-\frac{\mu_B g_x B}{k_B T}\right) \right) \approx \frac{\mu_B g_x B}{2k_B T}, \end{aligned}$$

если эффективная температура  $T$  превышает температуру «бани»  $T_{bath} \sim 1.8$  К. В частности, в работе [18], где конденсат поляритонов наблюдался при возбуждении планарного микрорезонатора с помощью лазера, аналогичного используемому в данной работе, было найдено, что энергетическое распределение поляритонов при накачке выше критической ближе всего к бозе-эйнштейновскому при эффектив-

ной температуре  $T \approx 25$  К. В этом случае плотность экситонов будет на порядок больше полученной выше. Стоит отметить, что при накачке ниже критической распределение газа экситонов описывается бoльцмановской функцией с эффективной температурой  $T = 80$  К, так что при накачках ниже пороговой вклад от экситон-поляритонного взаимодействия в фиолетовый сдвиг уровней поляритонов несуществен.

В выражении (3) подразумевается, что константы взаимодействия поляритонов конденсата с экситонами резервуара совпадают с таковыми для поляритон-поляритонного взаимодействия  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Между тем, величины кулоновского и обменного взаимодействий зависят от квазиимпульсов взаимодействующих частиц и уменьшаются с ростом передаваемого при рассеянии квазиимпульса, а значит, константы экситонно-поляритонного взаимодействий могут быть заметно меньше таковых для поляритон-поляритонного взаимодействия, что также ведет к занижению плотности  $n_r$ .

Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что вклад экситон-поляритонного взаимодействия пренебрежимо мал. Из изложенного выше также следует, что изменение знака зеемановского расщепления всегда является следствием значительного отклонения системы поляритонов от термодинамического равновесия.

Как видно на рис. 3, интенсивность излучения конденсата поляритонов быстро растет с увеличением поля. Это вызвано уменьшением порога конденсации, который уменьшается примерно в 1.8 раза с ростом магнитного поля до 12 Тл. Одной из причин уменьшения порога является сокращение экситонной доли  $x$  в поляритоне с ростом магнитного поля из-за диамагнитного сдвига экситонного уровня [4], поскольку порог конденсации уменьшается при движении в сторону отрицательных расстройок. Она также может быть связана с уменьшением боровского радиуса экситона в магнитном поле и, как следствие, ростом плотности конденсата и уменьшением порога его образования [10, 11]. Отметим, что значительное уменьшение порога конденсации с ростом магнитного поля позволяет добиться конденсации в условиях, в которых в отсутствие поля она недостижима, т. е. магнитное поле упрощает конденсацию двумерных поляритонов в микрорезонаторах.

## 5. ВЫВОДЫ

Взаимодействие поляритонов с экситонами резервуара, а также зависимость расщепления Раби

от спинов поляритонов могут 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 прояснить степень влияния этих двух эффектов на величину расщепления спиновых подуровней, измерялась фотолюминесценция конденсата поляритонов в цилиндрических микростолбиках диаметром 10 мкм, вытравленных из высококачественных микрорезонаторов GaAs, 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 и особенностей в поведении поляризации ФЛ 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 меньше  $10^8$  см $^{-2}$ . Слабая зависимость зеемановского расщепления от накачки связана, с первую очередь, с низкой скоростью спиновой релаксации между спиновыми подуровнями, а также с возможным нагревом поляритонной системы лазерными импульсами, что подчеркивает тот факт, что система, состоящая из газа экситонов в резервуаре и конденсата поляритонов, далека от термодинамического равновесия. Также в работе зафиксировано заметное, почти двукратное уменьшение порога конденсации поляритонов с ростом магнитного поля от нуля до 12 Тл.

Авторы благодарят В. Д. Кулаковского за интерес к работе и обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-01233) и Правительства земли Бавария ФРГ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Y. G. Rubo, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, Phys. Lett. A **358**, 227 (2006).
2. A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Hoeffling, C. Schneider, L. Worschech, and A. Forchel, Phys. Rev. Lett. **105**, 256401 (2010).
3. P. Walker, T. C. H. Liew, D. Sarkar, M. Durska, A. P. D. Love, M. S. Skolnick, J. S. Roberts, I. A. She-

- lykh, A. V. Kavokin, and D. N. Krizhanovskii, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 257401 (2011).
4. J. Fischer, S. Brodbeck, A. V. Chernenko, I. Lederer, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, V. D. Kulakovskii, M. Kamp, M. Durnev, A. V. Kavokin, and S. Hoeffling, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 093902 (2014).
  5. V. D. Kulakovskii, A. V. Larionov, S. Brichkin, C. Schneider, S. Hoeffling, M. Kamp, A. Forchel, and N. A. Gippius, Program of HMF20, Chamonix Mont-Blanc, France 15 (2012).
  6. C. Sturm, D. Solnyshkov, O. Krebs, A. Lemaitre, I. Sagnes, E. Galopin, A. Amo, G. Malpuech, and J. Bloch, *Phys. Rev. B* **91**, 155130 (2015).
  7. M. Amthor, T. C. H. Liew, C. Metzger, S. Brodbeck, L. Worschech, M. Kamp, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, C. Schneider, and S. Hoeffling, *Phys. Rev. B* **91**, 081404(R) (2015).
  8. L. Ferrier, E. Wertz, R. Johne, D. D. Solnyshkov, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaitre, G. Malpuech, and J. Bloch, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 126401 (2011).
  9. T. A. Fisher, A. M. Afshar, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts, *Phys. Rev. B* **53**, R10469 (1996).
  10. P. Stepnicki, B. Pietka, F. Morier-Genoud, B. Deveaud, and M. Matuszewski, *Phys. Rev. B* **91**, 195302 (2015).
  11. C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Y. Kim, J. Fischer, I. G. Savenko, M. Amthor, M. Lerner, A. Wolf, L. Worschech, V. D. Kulakovskii, I. A. Shelykh, M. Kamp, S. Reitzenstein, A. Forchel, Y. Yamamoto, and S. Hoeffling, *Nature (London)* **497**, 348 (2013).
  12. V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, S. V. Novikov, C. Schneider, S. Hoeffling, M. Kamp, A. Forchel, and N. A. Gippius, *Phys. Rev. B* **85**, 155322 (2012).
  13. T. Gutbrod, M. Bayer, A. Forchel, J. P. Reithmaier, T. L. Reinecke, S. Rudin, and P. A. Knipp, *Phys. Rev. B* **57**, 9950 (1998).
  14. A. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, Clarendon, Oxford (2006).
  15. A. S. Brichkin, S. I. Novikov, A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, M. M. Glazov, C. Schneider, S. Hoeffling, M. Kamp, and A. Forchel, *Phys. Rev. B* **84**, 195301 (2011).
  16. R. Zimmerman, K. Kijmann, W. D. Kraeft, D. Kremp, and G. Ropke, *Phys. Sol. Stat. (b)* **90**, 175 (1978).
  17. L. Pitaevskii and S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation*, Clarendon Press (2003).
  18. В. Д. Кулаковский, А. В. Ларионов, С. И. Новиков, С. Хёфлинг, К. Шнайдер, А. Форхель, Письма в ЖЭТФ **92**, 659 (2010).