

ДИНАМИКА ПЕРЕХОДА ОТ РЕЖИМА СЛАБОЙ СВЯЗИ К РЕЖИМУ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ В СИСТЕМЕ ЭКСИТОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

*В. В. Бельх**, *М. Х. Нгуен*, *Н. Н. Сибельдин*,
М. Л. Скориков, *В. А. Цветков*, *А. В. Шарков*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 марта 2009 г.

Исследована временная динамика излучения микрорезонатора на основе GaAs со встроенными квантовыми ямами при нерезонансном оптическом возбуждении. Измерены кинетические зависимости интенсивности, спектрального положения и ширины линии при спонтанном и стимулированном излучениях микрорезонатора. Установлено, что динамика высокочастотного сдвига линии качественно подобна динамике интенсивности излучения, однако величина спектрального сдвига достигает максимума раньше, чем интенсивность излучения. Ширина линии излучения максимальна непосредственно после импульса возбуждения. В режиме спонтанного излучения она монотонно убывает с течением времени, приближаясь к своему значению при малой поляритонной плотности. В режиме генерации она минимальна, когда интенсивность стимулированного излучения достигает максимальной величины. Экспериментальные данные проанализированы на основе теоретической модели, описывающей процессы релаксации с учетом экситон-экситонного взаимодействия и взаимодействия экситонов со свободными носителями заряда.

PACS: 71.36.+c, 78.47.+p, 78.45.+h

1. ВВЕДЕНИЕ

В результате сильного взаимодействия экситонных и фотонных мод в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) со встроенными квантовыми ямами возникают смешанные экситон-фотонные состояния [1]. Экситонная и фотонная дисперсионные ветви расталкиваются, образуя две ветви, называемые нижней и верхней поляритонными ветвями. Вблизи дна нижней поляритонной ветви (НПВ) поляритоны имеют чрезвычайно малую эффективную массу (и, соответственно, плотность состояний) и поскольку они являются бозонами, возможно реализовать условия для бозе-конденсации поляритонов при достаточно высоких температурах и малой плотности поляритонного газа [2]. Возможность наблюдения бозе-конденсации поляритонов, а также

другие интересные (в частности, нелинейные [3–6]) свойства системы МР-поляритонов привлекают повышенное внимание к изучению этой системы (см. книгу [7] и ссылки там). Бозе-конденсация поляритонов на дне НПВ наблюдалась в МР-структурах на основе полупроводниковых соединений II–VI групп при стационарном [8, 9] и импульсном [10] оптических возбуждениях. Структуры этого типа характеризуются сильным экситон-фотонным взаимодействием, обусловленным большой силой осциллятора экситона. Условия для бозе-конденсации реализуются в режиме, который обычно называют режимом сильной связи, когда энергия экситон-фотонного взаимодействия превышает уширения экситонной и фотонной мод. В этом случае поляритоны являются хорошо определенными квазичастицами. В структурах на основе соединений III–V групп экситон-фотонное взаимодействие значительно слабее и

*E-mail: belykh@sci.lebedev.ru

уже при поляритонных плотностях заметно меньших, чем требуется для бозе-конденсации, уширение экситонной моды становится сравнимым с энергией экситон-фотонного взаимодействия вследствие межчастичного рассеяния. Описание системы в этом режиме (так называемый режим слабой связи) в терминах поляритонов теряет смысл [11] и при дальнейшем увеличении накачки возникает лазерная генерация на частоте фотонной моды как в обычном вертикальном лазере (VCSEL). Следует отметить, что, вообще говоря, экспериментально такая лазерная генерация трудноотличима от излучения поляритонного конденсата [9, 12]. В то же время, недавно сообщалось о наблюдении бозе-конденсации поляритонов в МР на основе GaAs с пространственно-локализованной потенциальной ловушкой [13].

Переход от режима сильной к режиму слабой связи при увеличении мощности возбуждения ранее исследовался при стационарном [11] и импульсном [14, 15] возбуждениях. Однако динамика этого перехода сколь-нибудь подробно не изучена. В настоящей работе детально исследована динамика интенсивности, спектрального положения и ширины линии излучения МР-структуры на основе GaAs со встроенными квантовыми ямами при нерезонансном возбуждении пикосекундными импульсами. Измерения выполнены при различных мощностях возбуждения и расстройках между фотонной и экситонной модами. Исследованы динамика нарастания интенсивности излучения после импульса возбуждения и возникновение лазерной генерации при высоких уровнях накачки, а также динамика перехода к режиму сильной связи в процессе релаксации системы. Полученные результаты в целом подтверждают общепринятую модель процессов релаксации в МР со встроенными квантовыми ямами. Вместе с тем экспериментальные данные показывают, что при произвольной расстройке между фотонной и экситонной модами спектральный сдвиг линии излучения сам по себе не может служить достоверной характеристикой режима экситон-фотонного взаимодействия.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились на структуре, которая представляла собой $3\lambda/2$ -микрорезонатор с брэгговскими зеркалами из чередующихся слоев AlAs и $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$. В GaAs-полость МР встроены шесть туннельно-изолированных квантовых ям $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}$ — по три в каждой из пучностей электрического поля в МР. Полость МР выполнена в

форме клина, что позволяло при заданной энергии экситонной моды изменять энергию фотонной моды путем смещения возбуждающего лазерного пятна на поверхности образца. Расщепление Раби для данного образца составляет 6 мэВ. Образец был помещен в гелиевый криостат с температурным контролем. Все эксперименты проводились при температуре образца 10 К.

Возбуждение образца осуществлялось Ti-сапфировым лазером, генерировавшим периодическую последовательность импульсов длительностью 2.5 пс с частотой повторения 76 МГц. Энергия квантов лазерного излучения составляла 1.595 эВ (длина волны 777.6 нм), т. е. она была больше ширины запрещенной зоны GaAs (1.519 эВ), определяющей высоту энергетических барьеров квантовых ям, и меньше ширины запрещенных зон в слоях брэгговских зеркал МР. Возбуждающее излучение падало на структуру под углом 60° к нормали к плоскости зеркал МР и фокусировалось на образце в пятно диаметром 40 мкм. Люминесценция образца регистрировалась в направлении нормали к плоскости зеркал МР с угловой апертурой, не превышавшей 2° .

Кинетика люминесценции образца после импульса возбуждения измерялась методом параметрического сложения частот люминесценции и лазерного излучения (опорный импульс) в нелинейном кристалле (метод up-conversion); излучение на суммарной частоте анализировалось двойным монохроматором и регистрировалось ФЭУ в режиме счета фотонов. Временное и спектральное разрешения установки определялись длительностью и спектральной шириной лазерного импульса и составляли соответственно 2.5 пс и 2 мэВ. Кинетика интенсивности излучения на суммарной частоте регистрировалась при соответствующей настройке монохроматора посредством изменения времени задержки между возбуждающим и опорным импульсами излучения. При этом спектральная ширина щели монохроматора выбиралась большей ширины линии излучения на суммарной частоте, т. е. измерялась кинетика интегральной интенсивности линии излучения МР.

Для получения кинетических зависимостей спектрального положения максимума линии излучения МР и ее ширины на половине высоты были измерены спектры излучения на суммарной частоте в различные моменты времени после импульса возбуждения. Отметим, что вследствие симметричности линии излучения МР, положение максимума линии может быть определено с точностью, превышающей спектральное разрешение. Ширина линии излучения на половине высоты

определялась путем подгонки расчетного спектра к экспериментальному спектру на суммарной частоте (см. ниже рис. 2). Расчетный спектр был получен в предположении, что линия излучения МР имеет лоренцеву форму, а аппаратная функция системы регистрации является распределением Гаусса. Выражение для спектра представляет собой функцию Фойгта, которая является сверткой распределений Лоренца и Гаусса:

$$I(\omega) = \frac{4\sqrt{\ln 2}}{\pi^{3/2}} \frac{A\gamma_L}{\gamma_G} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[-4\ln 2 \frac{(\omega - \omega_{gate} - \omega_1)^2}{\gamma_G^2}\right]}{4(\omega_1 - \omega_0)^2 + \gamma_L^2} d\omega_1, \quad (1)$$

где A — интегральная интенсивность регистрируемой линии, ω_0 и ω_{gate} — частоты соответственно максимумов линии излучения МР и спектра опорного импульса, γ_L и γ_G — ширины на половине высоты соответственно линии излучения МР и аппаратной функции. Для определения величины γ_G был измерен спектр на суммарной частоте, когда вместо излучения образца использовалось излучение Ne-Ne-лазера; полученное значение ($\gamma_G = 2$ мэВ) использовалось при обработке спектров по формуле (1).

Расстройка между фотонной и экситонной модами МР ($\Delta = E_{ph}(k=0) - E_{ex}(k=0)$, где $E_{ph}(k=0)$ и $E_{ex}(k=0)$ — энергии соответственно в минимумах фотонной и экситонной мод, а k — величина составляющей волнового вектора в плоскости квантовой ямы) измерялась из интегрированных по времени спектров излучения МР. Для этого излучение образца анализировалось спектрометром с ПЗС-камерой, охлаждаемой жидким азотом.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены интегрированные по времени спектры излучения МР при различных плотностях средней мощности возбуждающего лазерного излучения. Указаны спектральные положения линий излучения МР-структуры, составляющих наблюдаемый спектр, а также фотонной и экситонной мод. Зная энергетическое положение экситонной моды и определив положение дна НПВ из спектра излучения МР при низком уровне возбуждения (нижний спектр на рис. 1), мы находили расстройку между фотонной и экситонной модами при возбуждении в данную точку образца (напомним, что полость резонатора имела форму клина) по формуле

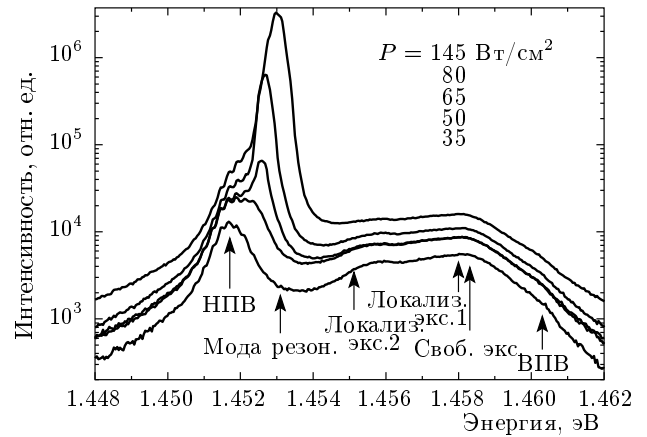


Рис. 1. Интегрированные по времени спектры излучения МР при различных плотностях возбуждения, указанных на рисунке в порядке уменьшения от верхнего спектра к нижнему. Расстройка между фотонной и экситонной модами $\Delta = -5.2$ мэВ

$$\Delta = -E_{ex} + E_{LP} + \frac{\Omega_R^2}{4(E_{ex} - E_{LP})},$$

где E_{ex} и E_{LP} — энергетические положения соответственно экситонной моды и дна НПВ, Ω_R — расщепление Раби. Положение экситонной моды определялось из дисперсионных кривых МР-поляритонов, измеренных по угловой зависимости спектрального положения линий излучения МР при стационарном возбуждении излучением Ne-Ne-лазера.

На рис. 1 отчетливо видно, что с ростом плотности возбуждения линия излучения поляритонов НПВ вначале уширяется и сдвигается в сторону больших энергий, а затем на ее коротковолновом крыле появляется узкая интенсивная линия лазерной генерации. Однако, как видно из сопоставления интегрированных по времени (рис. 1) и разрешенных по времени (рис. 2) спектров, высоко- и низкоэнергетические компоненты интегрального спектра проявляются в различные моменты времени после импульса возбуждения.

Динамика интегральной интенсивности линии излучения, соответствующей дну НПВ, существенно зависит от плотности возбуждения (рис. 3а). При низкой плотности интенсивность излучения вначале относительно медленно нарастает, а затем убывает по экспоненциальному закону с постоянной времени 250 пс. При увеличении плотности возбуждения выше некоторого порогового значения (около 60 Вт/см²) нарастание интенсивности излучения становится более резким, а в кинетике спада интенсивности появляется быстрая компонента, при-

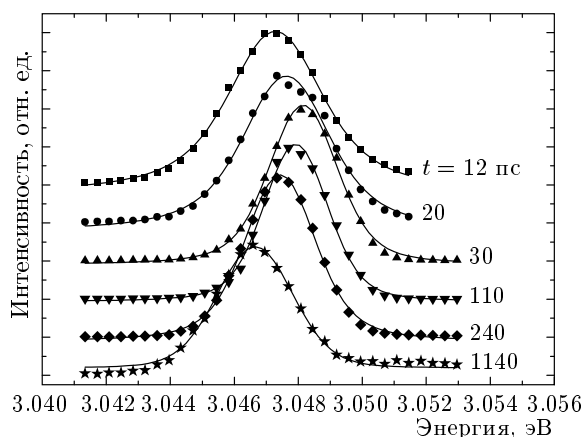


Рис. 2. Спектры излучения МР на суммарной частоте при различных значениях временных задержек t после возбуждающего импульса, приведенных на рисунке. Средняя мощность возбуждения 145 Вт/см^2 , расстройка между фотонной и экситонной модами $\Delta = -5.2 \text{ мэВ}$. Спектры нормированы на максимум интенсивности излучения и для наглядности сдвинуты по вертикали друг относительно друга. Сплошные кривые — аппроксимация спектров по формуле (1)

чем с ростом плотности возбуждения скорость нарастания интенсивности излучения увеличивается, а время достижения ее максимума уменьшается. Резкие нарастание и спад в кинетике интенсивности излучения МР связаны с возникновением лазерной генерации при высоких плотностях возбуждения. Аналогичные изменения в динамике интенсивности излучения при увеличении мощности нерезонансного возбуждения наблюдались в МР на основе GaAs [16] и CdTe [17] и интерпретировались как стимулированное излучение поляритонов. Однако, как будет видно из дальнейшего, в нашем случае лазерная генерация происходит в режиме слабой экситон-фотонной связи.

На рис. 3б,в показаны динамики спектрального положения максимума и ширины на половине высоты линии излучения МР, измеренные при тех же плотностях возбуждения, что и кинетики интенсивности излучения (рис. 3а). Кинетика спектрального положения максимума линии в общих чертах схожа с кинетикой интенсивности излучения: при увеличении плотности возбуждения увеличивается скорость нарастания коротковолнового сдвига линии (сдвиг максимума линии отсчитывается от его спектрального положения при больших временных задержках, т. е. при малой поляритонной плотности), а также его максимальная величина и уменьшается время,

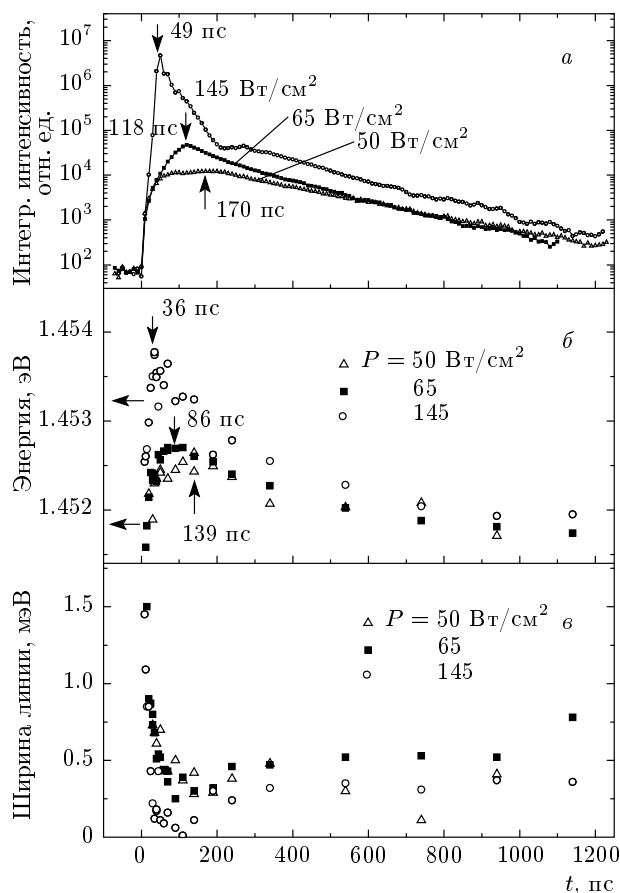


Рис. 3. Кинетики интегральной интенсивности (а), энергетического положения максимума (б) и ширины (в) линии излучения МР при различных плотностях возбуждения. Расстройка между фотонной и экситонной модами $\Delta = -5.2 \text{ мэВ}$. Вертикальными стрелками отмечены максимумы кинетических кривых, горизонтальными на рис. б — энергетические положения дна НПВ при малых плотностях возбуждения (нижняя стрелка) и минимума фотонной дисперсионной кривой (верхняя стрелка)

за которое она достигается. Однако максимальный сдвиг линии достигается раньше, чем максимальная интенсивность излучения. Отметим, что при больших плотностях возбуждения, когда наблюдается лазерная генерация, спектральный сдвиг максимума линии излучения превышает энергетическое расстояние между фотонной и поляритонной модами. Аналогичная немонотонная временная динамика спектрального положения линии излучения наблюдалась для экситонов в квантовых ямах в отсутствие МР при нерезонансном оптическом возбуждении [18].

Интересное поведение демонстрирует кинетика ширины линии излучения МР (рис. 3в). Во всем исследованном диапазоне плотностей возбуждения ширина линии была максимальна сразу после импульса возбуждения (чувствительность установки позволяла надежно регистрировать спектры излучения при $t \geq 10$ пс). При плотностях возбуждения меньших пороговой ширина линии монотонно уменьшалась с течением времени. В режиме лазерной генерации ширина линии резко уменьшалась, проходила через минимум в момент времени, когда интенсивность излучения близка к максимальной, а затем возрастала с течением времени, приближаясь к своему значению при низкой поляритонной плотности.

Величина высокочастотного сдвига линии излучения МР часто используется в качестве характеристики режима экситон-фотонного взаимодействия: считается, что малый по сравнению с энергетическим расстоянием между дном НПВ и фотонной модой (при отрицательных расстройках) сдвиг линии свидетельствует о режиме сильной связи, тогда как сдвиг сравнимый с расстоянием между этими модами — о режиме слабой связи. На рис. 3б видно, что непосредственно после возбуждающего импульса сдвиг линии мал (ее спектральное положение примерно соответствует дну НПВ), несмотря на то что плотность частиц в системе в данный момент времени максимальна, и система, по-видимому, находится в режиме слабой связи, о чем свидетельствует большая ширина линии излучения (рис. 3в). Более ясное подтверждение этого предположения дают результаты измерений кинетики спектрального положения максимума линии излучения МР при различных расстройках между экситонной и фотонной модами (рис. 4б). На рисунке видно, что при уменьшении абсолютного значения расстройки величины максимального сдвига и сдвига линии непосредственно после импульса возбуждения возрастают, а время, за которое достигается максимальная величина сдвига линии, уменьшается. Заметим, что пороговая для возникновения лазерной генерации плотность возбуждения уменьшается при уменьшении абсолютного значения расстройки (рис. 4а).

Характер зависимости спектрального положения линии от расстройки между фотонной и экситонной модами дает информацию о режиме экситон-фотонной связи. Эти зависимости при малой ($t = 12$ пс) и большой ($t = 940$ пс) временных задержках после импульса возбуждения показаны на рис. 5. На рисунке видно, что их поведение весьма различно. При $t = 12$ пс эта зависимость подобна за-

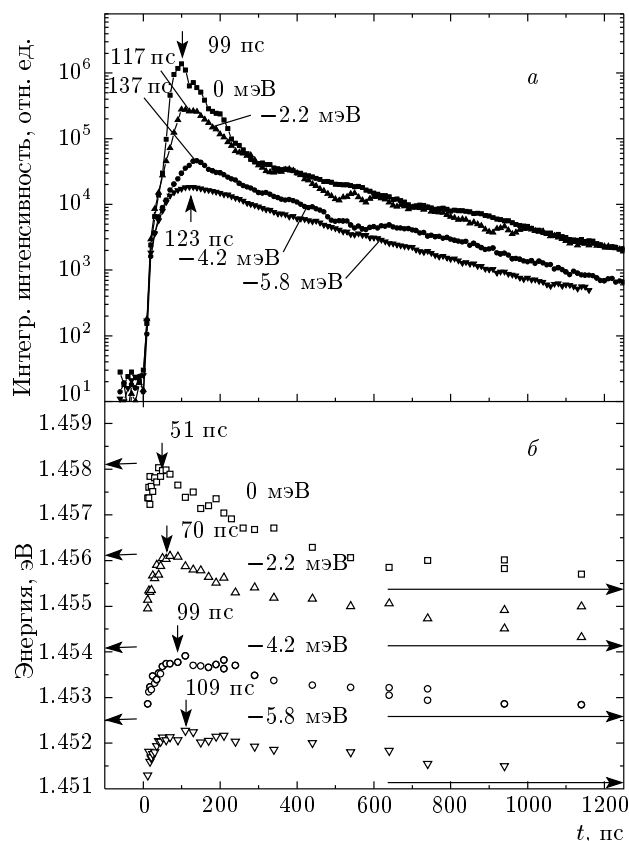


Рис. 4. Кинетики интегральной интенсивности (а) и энергетического положения максимума (б) линии излучения МР при различных значениях расстройки между фотонной и экситонной модами. Плотность возбуждения 60 Вт/см^2 . На рис. а стрелками отмечены максимумы кинетических кривых. На рис. б вертикальными стрелками отмечены максимумы кинетических кривых, горизонтальными — энергетические положения дна НПВ при малых плотностях возбуждения (стрелки справа) и минимумов фотонных дисперсионных кривых (стрелки слева) для каждого значения расстройки

висимости положения фотонной моды от расстройки вплоть до точки пересечения экситонной и фотонной мод и по-видимому представляет собой зависимость положения фотонной моды от расстройки в режиме слабой связи (смещение фотонной моды МР вниз по энергии при высоких уровнях накачки было также обнаружено в работе [12] и было объяснено изменением показателя преломления в этих условиях [19]). Совершенно иначе ведет себя эта зависимость при $t = 940$ пс: ее отклонение от фотонной прямой возрастает при уменьшении абсолютной величины расстройки. Величина этого отклонения вблизи точки пересечения экситонной и фотонной мод являет-

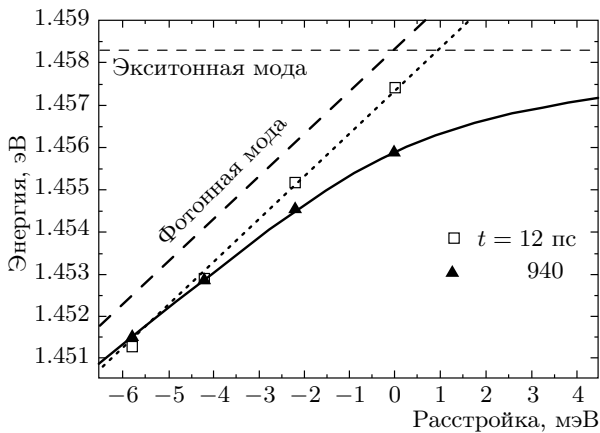


Рис. 5. Зависимости энергетического положения максимума линии излучения от расстройки между фотонной и экситонной модами (расстройка измерялась при малой плотности частиц) при задержках $t = 12, 940$ пс после возбуждающего импульса. Данные, полученные при положительных расстройках, приведены в работе [28]. Штриховые линии — зависимости положения фотонной (наклонная прямая) и экситонной (горизонтальная линия) мод при низкой плотности частиц от расстройки; пунктир — зависимость для фотонной моды, смещенной на 1 мэВ в сторону меньших энергий; сплошная линия — теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (7)

ся характеристикой режима экситон-фотонного взаимодействия и максимальна в режиме сильной связи. Таким образом, при малых временных задержках система находится в режиме слабой связи и переходит в режим сильной связи в процессе энергетической релаксации и рекомбинации частиц системы.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания динамических процессов в электронно-дырочной системе воспользуемся уравнениями [17, 20, 21]:

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = -Cn_e(t)^2 + \delta(t)n_0, \quad (2)$$

$$\frac{dn_{ex}(t)}{dt} = Cn_e(t)^2 - \frac{n_{ex}(t)}{\tau_{ex}} - A_p[1 + f_p(t)][w_{ex}(t)n_{ex}(t) + w_e(t)n_e(t) + w_h(t)n_e(t)]n_{ex}(t), \quad (3)$$

$$\frac{df_p(t)}{dt} = [1 + f_p(t)][w_{ex}(t)n_{ex}(t) + w_e(t)n_e(t) + w_h(t)n_e(t)]n_{ex}(t) - \frac{f_p(t)}{\tilde{\tau}_{ph}}. \quad (4)$$

Уравнение (2) отражает изменение концентрации электронов $n_e(t)$ с течением времени в предположении, что единственным процессом, приводящим к изменению их числа, является связывание в экситоны. Член в правой части (2), содержащий дельта-функцию, показывает, что в начальный момент времени концентрация электронов в системе равна n_0 . Аналогичное уравнение может быть записано и для дырок (число дырок в системе равно числу электронов). При написании уравнения (2) предполагалось, что процесс образования экситонов имеет бимолекулярный характер, и не учитывались тепловая ионизация экситонов и зависимость коэффициента бимолекулярного формирования C от температуры [20–22].

Уравнение (3) описывает динамику изменения концентрации экситонов $n_{ex}(t)$ в резервуаре экситоноподобных состояний (состояния с большими волновыми векторами). Первый член в его правой части дает скорость формирования экситонов из свободных носителей заряда, второй — скорость их гибели в результате рекомбинации составляющих экситоны электронов и дырок (τ_{ex} — время жизни в этом процессе). Третий член описывает релаксацию экситонов на дно НПВ в результате их рассеяния друг на друге, электронах и дырках с вероятностями соответственно $w_{ex}(t)$, $w_e(t)$ и $w_h(t)$, усредненными по всем экситонным, электронным и дырочным состояниям (здесь A_p — число состояний на единицу площади на дне НПВ). Он дает существенный вклад в изменение концентрации экситонов лишь после достижения порога стимулированного рассеяния, когда числа заполнения состояний $f_p(t)$ на дне НПВ становятся много больше единицы.

Уравнение (4) описывает динамику $f_p(t)$, а следовательно, и динамику излучения МР (второй член в его правой части). Время жизни поляритонов на дне НПВ $\tilde{\tau}_{ph} = \tau_{ph}/C_{ph}^2$, где τ_{ph} — время жизни фотона в МР и C_{ph} — коэффициент Хопфилда [23] для фотона.

Уравнения (3), (4) записаны для режима сильной связи. В режиме слабой связи эти уравнения имеют тот же вид, но $f_p(t)$ имеет теперь смысл числа заполнения фотонных состояний, $w_{ex}(t)$, $w_e(t)$ и $w_h(t)$ — вероятностей рассеяния экситонов с испусканием фотона вследствие рекомбинации связанных в

экситоны электронов и дырок, а $\tilde{\tau}_{ph}$ — время жизни фотона в МР.

Вероятности $w_{ex}(t)$, $w_e(t)$ и $w_h(t)$ вычислялись с помощью золотого правила Ферми с использованием матричных элементов поляритон-поляритонного взаимодействия и взаимодействия поляритонов со свободными носителями заряда. Предполагалось, что распределение частиц по направлению спина является изотропным. Матричный элемент поляритон-поляритонного взаимодействия имеет компоненты, описывающие как чисто экситон-экситонное рассеяние ($ex + ex \rightarrow ex + ex$), так и экситон-экситонное рассеяние с образованием фотона ($ex + ex \rightarrow ph + ex$): $M^{p-p} = C_{ex}M^{ex-ex} - C_{ph}M^{ex-ph}$, где C_{ex}, C_{ph} — коэффициенты Хопфилда соответственно экситона и фотона на дне НПВ (здесь учтено, что для поляритонов в резервуаре экситоноподобных состояний коэффициент Хопфилда экситона равен единице, а фотона — нулю). Аналогично матричные элементы поляритон-электронного (дырочного) взаимодействия учитывают процессы $ex + e(h) \rightarrow ex + e(h)$ и $ex + e(h) \rightarrow ph + e(h)$:

$$M^{p-e(h)} = C_{ex}M^{ex-e(h)} - C_{ph}M^{e(h)-ph}.$$

Вообще говоря, коэффициенты Хопфилда зависят от уширения фотонной моды и от уширения экситонной моды, которые зависят от времени. Для упрощения вычислений мы пренебрегаем этой зависимостью. Выражения для матричных элементов M^{ex-ex} и M^{ex-ph} приведены в работе [24], для M^{ex-e} — в работе [25]. Можно показать, что матричный элемент экситон-электронного рассеяния с испусканием фотона имеет вид

$$M_{\mathbf{K}_p, \mathbf{K}_e, \mathbf{Q}}^{e-ph} = -\pi\Omega_R \frac{a_{ex}^2}{S} \left(1 + a_{ex}^2 \left| \frac{m_e}{m_{ex}} \mathbf{K}_p + \mathbf{Q} - \mathbf{K}_e \right|^2 \right)^{-3/2}, \quad (5)$$

где Ω_R — расщепление Раби, a_{ex} — боровский радиус экситона, m_{ex} (m_e) — эффективная масса экситона (электрона), \mathbf{K}_p (\mathbf{K}_e) — волновой вектор в начальном состоянии поляритона (электрона), \mathbf{Q} — изменение волнового вектора поляритона (при рассеянии на дно НПВ $\mathbf{Q} = -\mathbf{K}_p$), S — площадь квантования. Аналогичное выражение справедливо и для рассеяния экситонов на дырках с образованием фотона.

При вычислении $w_{ex}(t)$ и $w_{e(h)}(t)$ считалось, что энергетическое распределение свободных носителей заряда и экситонов в резервуаре экситоноподобных состояний в каждый момент времени после возбуждающего импульса является равновесным и харак-

теризуется температурой T . Это предположение может выполняться при достаточно больших плотностях частиц в системе. Динамика изменения температуры электронно-дырочной системы описывалась уравнением

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{\tau_a}(T - T_L) - \frac{1}{\tau_o}E_o(e^{-E_o/T} - e^{-E_o/T_L}), \quad (6)$$

где T_L — температура решетки, τ_a, τ_o — эффективные времена рассеяния носителей заряда соответственно на акустических и оптических фононах, E_o — энергия оптического фонона.

Уравнения (2)–(4), (6) с вероятностями рассеяния, вычисленными как описано выше, полностью описывают динамику неравновесной системы и излучения МР в пределах сделанных предположений. При этом энергетическое положение линии излучения МР определяется действительной, а ее ширина — мнимой частью выражения [7]:

$$E_{LP} = \frac{E_{ex} + E_{ph}}{2} - \frac{i}{2}(\gamma_{ex} + \gamma_{ph}) - \frac{1}{2} \left((E_{ph} - E_{ex})^2 + \Omega_R^2 - (\gamma_{ex} - \gamma_{ph})^2 - 2i(E_{ex} - E_{ph})(\gamma_{ex} - \gamma_{ph}) \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где E_{ex} (E_{ph}) — энергия экситонной (фотонной) моды, γ_{ex} (γ_{ph}) — уширение экситонной (фотонной) моды.

По сути дела формула (7) описывает динамику энергетического положения и ширины линии излучения, так как E_{ex} и γ_{ex} зависят от времени (предполагается, что энергетическое положение фотонной моды и ее уширение не изменяются с течением времени). Сдвиг экситонной моды был вычислен в приближении среднего поля с использованием тех же матричных элементов, что и при вычислении $w_{ex}(t)$ и $w_{e(h)}(t)$ [26]. Эти же матричные элементы были использованы при вычислении уширения экситонной моды, связанного с рассеянием на экситонах и свободных носителях заряда. В режиме стимулированного излучения ширина линии излучения вычислялась по формуле $\gamma_{st}(t) = \gamma(t)/(1 + f_p(t))$, отражающей постоянство произведения усиления на ширину линии [27], где $\gamma(t)$ — ширина линии, вычисленная в режиме спонтанного излучения.

При численных расчетах использовались следующие значения величин: $m_e = 0.067m_0$, $m_h = 0.45m_0$, где m_0 — масса свободного электрона, $\Omega_R = 6$ мэВ, $a_{ex} = 70 \text{ \AA}$, $E_o = 40$ мэВ, $\tau_a = 1$ нс, $\tau_o = 4$ пс, $C = 0.1 \text{ см}^2/\text{с}$, $\tau_{ex} = 0.5$ нс, $\tau_{ph} = 0.8$ пс, $A_p = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Значения величин τ_a, τ_o были вы-

браны так, чтобы рассчитанная с помощью уравнения (6) зависимость $T(t)$ соответствовала зависимости, измеренной в работе [20]. Величина τ_{ph} была вычислена из ширины линии излучения поляритонов, заселяющих дно НПВ, при больших отрицательных расстройках и малой поляритонной плотности. Величина C была определена из экспериментальных кривых динамики интенсивности излучения при малых мощностях возбуждения. Величина A_p была выбрана, исходя из наилучшего соответствия теоретических кривых (рис. 6) экспериментальным данным (рис. 3).

На рис. 6 приведены полученные в результате численного расчета кинетические зависимости числа заполнения на дне НПВ, спектрального положения максимума линии излучения и ее ширины для двух значений начальной концентрации электронно-дырочных пар, отвечающих режимам спонтанного и стимулированного излучения. Начальные плотности электронно-дырочных пар приведены в единицах критической плотности $n_{cr} = a_{ex}^{-2}$. Как видно на рис. 6а, при начальной плотности электронно-дырочных пар, превышающей пороговую плотность возникновения стимулированного излучения, имеют место резкие нарастание и спад числа заполнения в области значений $f_p(t) > 1$, связанные со стимулированным характером заполнения состояний с $k \approx 0$. Отметим, что, как следует из расчетов, пороговая плотность возникновения стимулированного излучения (примерно $0.4n_{cr}$) близка к n_{cr} , т.е. в этих условиях среднее расстояние между экситонами сравнимо с их боровским радиусом. По-видимому, при таких плотностях возбуждения система находится в режиме слабой связи.

Голубой сдвиг энергетического положения линии излучения (рис. 6б) объясняется взаимодействием между экситонами и между экситонами и свободными носителями заряда. Эти взаимодействия приводят к изменению положения экситонной моды [26], а также к ослаблению экситон-фотонной связи [14]. Экситон-экситонное взаимодействие вызывает сдвиг экситонной моды в сторону высоких энергий в течение всего процесса релаксации системы, тогда как взаимодействие экситонов со свободными носителями заряда дает отрицательный вклад в голубой сдвиг экситонной моды на начальной стадии релаксации системы, пока свободные носители заряда обладают большой кинетической энергией, и положительный вклад в течение последующей релаксации. В результате, в начальный момент времени высокочастотный сдвиг линии излучения мал и возрастает по мере формирования экситонов и заполнения низ-

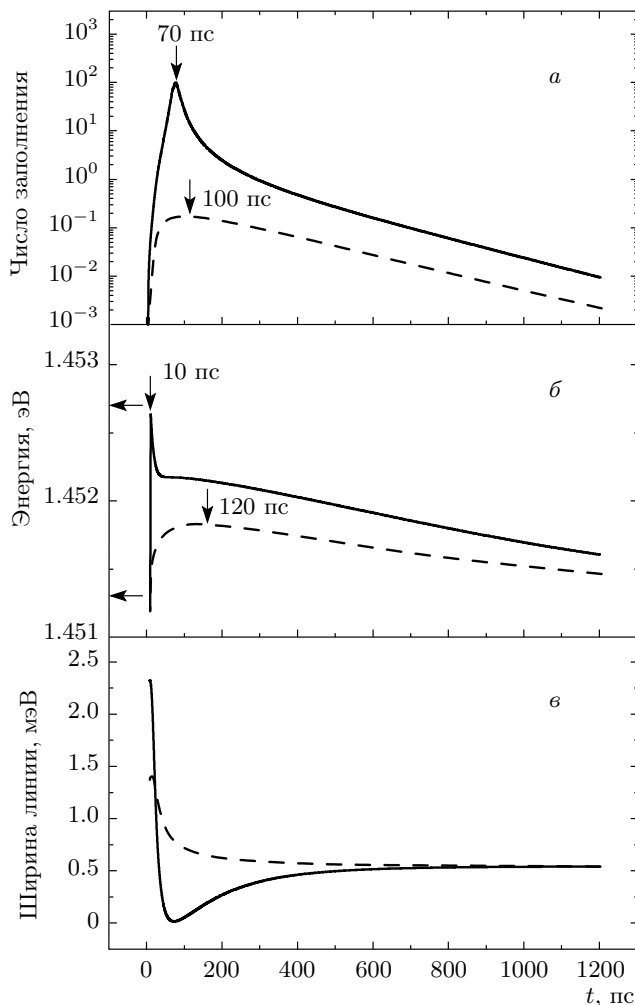


Рис. 6. Расчетные кинетические зависимости числа заполнения на дне НПВ (а), спектрального положения максимума линии излучения (б) и ее ширины (в) для начальных (при $t = 0$) концентраций электронно-дырочных пар $0.5n_{cr}$ (сплошные линии) и $0.2n_{cr}$ (штриховые линии); $n_{cr} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Вертикальными стрелками отмечены максимумы кинетических кривых, горизонтальными на рис. б — энергетические положения дна НПВ при малых плотностях возбуждения (нижняя стрелка) и минимума фотонной дисперсионной кривой (верхняя стрелка). Расстройка между фотонной и экситонной модами $\Delta = -5.2 \text{ мэВ}$

коэнергетических состояний при релаксации частиц. В дальнейшем он убывает вследствие уменьшения числа частиц системы в процессе рекомбинации, сопровождающейся излучением МР.

Полученные в результате расчета кинетики ширины линии излучения МР качественно согласуются с экспериментальными данными (рис. 3в). При отно-

сительно низких уровнях накачки после импульса возбуждения линия излучения сужается в основном вследствие уменьшения уширения экситонной моды по мере охлаждения частиц, и ее ширина приближается к своему значению при малой поляритонной плотности. При уровнях накачки выше порогового ширина линии после импульса возбуждения резко уменьшается и достигает минимума, когда интенсивность лазерного излучения становится максимальной. Затем интенсивность излучения уменьшается (рис. 6а), а ширина линии возрастает, приближаясь с течением времени к своему значению при низкой плотности поляритонного газа.

Таким образом, приведенная теория с учетом сделанных оговорок качественно описывает кинетику процессов, протекающих в МР как в режиме сильной, так и в режиме слабой связи.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При нерезонансном оптическом возбуждении измерены кинетические зависимости интенсивности излучения, спектрального положения и ширины линии излучения GaAs-микрорезонатора со встроенными квантовыми ямами при уровнях возбуждения ниже и выше порога лазерной генерации. Основным результатом работы является наблюдение динамики перехода от режима слабой к режиму сильной экситон-фотонной связи. Установлено, что при высоких уровнях накачки в течение некоторого времени после импульса возбуждения система находится в режиме слабой связи, при котором в микрорезонаторе возникает лазерная генерация, о чем свидетельствует кинетическое поведение интенсивности и ширины линии излучения. С течением времени в процессе уменьшения числа частиц в системе генерация прекращается и в конечном счете система переходит в режим сильной связи, в котором ширина линии излучения микрорезонатора отвечает малой поляритонной плотности, а зависимость спектрального положения линии от расстройки между фотонной и экситонной модами соответствует изменению положения дна нижней поляритонной ветви. Рассмотренная теоретическая модель, описывающая процессы релаксации с учетом экситон-экситонного взаимодействия и взаимодействия экситонов со свободными носителями заряда, на качественном уровне достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Мы глубоко признательны Л. В. Келдышу и В. Д. Кулаковскому за внимание, ценные советы и полезные обсуждения. Один из соавторов (В. В. Б.) благодарен УНК ФИАН за финансовую поддержку. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-17328, 08-02-01438), а также в рамках Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-4454.2008.2) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фемтосекундная оптика и новые оптические материалы».

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
2. A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. A* **53**, 4250 (1996).
3. P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1547 (2000).
4. R. M. Stevenson, V. N. Astratov, M. S. Skolnick et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3680 (2000).
5. A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **62**, R13298 (2000).
6. D. N. Krizhanovskii, S. S. Gavrilov, A. P. D. Love et al., *Phys. Rev. B* **77**, 115336 (2008).
7. A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press (2007).
8. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al., *Nature (London)* **443**, 409 (2006).
9. J. Kasprzak, Ph. D. thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France (2006), http://tel.archives-ouvertes.fr/view_by_stamp.php?label=UJF&action_todo=view&langue=fr&id=tel-00118316&version=1.
10. M. Richard, J. Kasprzak, R. André et al., *Phys. Rev. B* **72**, 201301 (2005).
11. R. Butte, G. Delalleau, A. I. Tartakovskii et al., *Phys. Rev. B* **65**, 205310 (2002).
12. D. Bajoni, P. Senellart, A. Lemaître, and J. Bloch, *Phys. Rev. B* **76**, 201305 (2007).
13. R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West, *Science* **316**, 1007 (2007).
14. D. Ballarini, A. Amo, L. Vina et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**, 201905 (2007).

15. S. Jiang, S. Machida, Y. Takiguchi, and Y. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3031 (1998).
16. M. D. Martin, G. Aichmayr, A. Amo et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 295204 (2007).
17. J. Bloch, B. Sermage, M. Perrin, and P. Senellart, *Phys. Rev. B* **71**, 155311 (2005).
18. K. Litvinenko, D. Birkedal, V. G. Lyssenko, and J. M. Hvam, *Phys. Rev. B* **59**, 10255 (1999).
19. J. P. Löwenau, S. Schmitt-Rink, and H. Haug, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1511 (1982).
20. J. Szczytko, L. Kappei, J. Berney et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 137401 (2004).
21. D. Bajoni, M. Perrin, P. Senellart et al., *Phys. Rev. B* **73**, 205344 (2006).
22. C. Piermarocchi, F. Tassone, V. Savona, A. Quattropani, and P. Schwendimann, *Phys. Rev. B* **55**, 1333 (1996).
23. J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **112**, 1555 (1958).
24. F. Tassone and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. B* **59**, 10830 (1999).
25. G. Ramon, A. Mann, and E. Cohen, *Phys. Rev. B* **67**, 045323 (2003).
26. S. Ben-Tabou de-Leon and B. Laikhtman, *Phys. Rev. B* **63**, 125306 (2001).
27. A. E. Siegman, *Lasers*, Oxford University Press (1986), Ch. 11, Sec. 11.7.
28. В. В. Белых, М. Х. Нгуен, Н. Н. Сибельдин и др., *Письма в ЖЭТФ* **89**, 681 (2009).