

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации

(16 апреля 2003 г.)

16 апреля 2003 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества РФ. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Розанов В.Б.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *О возможности сферического сжатия лазерных термоядерных мишеней при использовании для облучения двух пучков.*

2. **Кулаковский В.Д., Крижановский Д.Н., Тартаковский А.И.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка), **Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г.** (Институт общей физики РАН, Москва). *Поляритон-поляритонное рассеяние и неравновесная конденсация экситонных поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах.*

3. **Сибельдин Н.Н.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Магнитостабилизированные многочастичные связанные состояния в полупроводниках.*

4. **Климов В.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Спонтанное излучение атома в присутствии нанотел.*

5. **Волков Б.А.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Электронные свойства узкощелевых полупроводников типа IV–VI.*

6. **Белянин А.А.** (Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород; Институт квантовых исследований и физический факультет Техасского А & М университета, Колледж Стейшен, США), **Деппе Д.** (Факультет электротехники и вычислительной техники университета Техаса, Остин, США), **Кочаровский В.В.** (Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород; Институт квантовых исследований и физический факультет Техасского А & М университета, Колледж Стейшен, США), **Кочаровский Вл.В.** (Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород), **Пестов Д.С.** (Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород; Институт квантовых исследований и физический факультет Техасского А & М университета, Колледж Стейшен, США), **Скалли М.О.** (Институт квантовых исследований и физический факультет Техасского А & М университета, Колледж Стейшен, США). *Новые схемы полупроводниковых лазеров и освоение терагерцового диапазона.*

7. **Семенов В.Е.** (Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород). *Динамика плазменных сгустков во внешних полях.*

8. **Молотков С.Н.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка). *Квантовая криптография: на пути к безусловной секретности.*

Краткое содержание докладов 2–6 публикуется ниже.

PACS numbers: 71.36.+c, 78.67.–n

### Поляритон-поляритонное рассеяние и неравновесная конденсация экситонных поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах

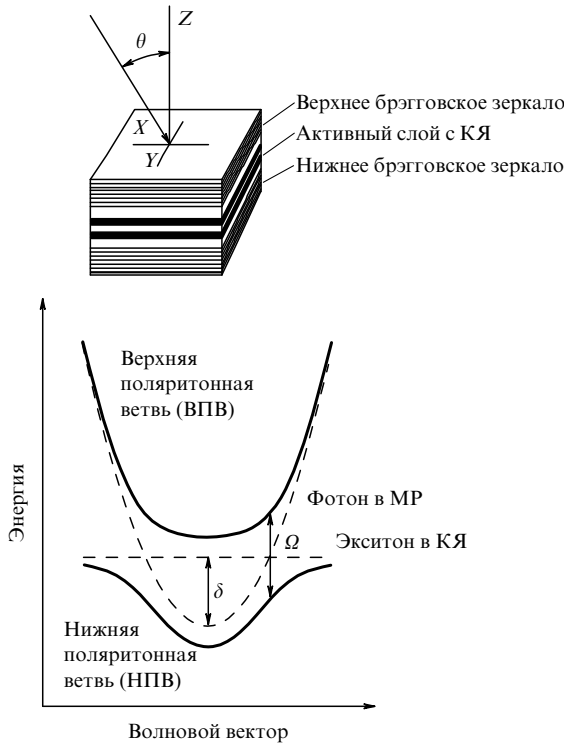
В.Д. Кулаковский, Д.Н. Крижановский, А.И. Тартаковский, Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев

Полупроводниковые микрорезонаторы (МР) с квантовыми ямами (КЯ) в активном слое представляют очень интересную систему для исследования смешанных экситон-фотонных состояний [1]. Такие состояния реализуются в МР в условиях, когда затухание как фотонной, так и экситонной мод не превышает энергию экситон-фотонного взаимодействия, и получили название микрорезонаторных поляритонов. Дисперсия МР-поляритонов определяется двумя параметрами — величиной рассогласования энергий экситонной и фотонной мод  $\delta = E_C - E_X$  в точке  $\mathbf{k} = 0$  и величиной экситон-фотонного взаимодействия  $\Omega$ . В режиме сильного экситон-фотонного взаимодействия экситонная и фотонная моды расталкиваются и возникает две — верхняя и нижняя — поляритонные ветви. Образование МР-поляритонов иллюстрировано на рис. 1.

В плоских МР поляритоны являются квазидвумерными частицами. В отличие от поляритонов в объемных полупроводниках, аннигиляция поляритонов в МР происходит без сохранения импульса в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, что приводит к коротким (порядка пикосекунд) временам жизни. Вместе с тем, эффективная масса МР-поляритонов оказывается на несколько порядков меньше эффективной массы экситонов, а их когерентный размер превышает несколько микрон, что качественно изменяет свойства экситонной системы [1–3]. В частности, в последние годы было найдено, что экситон-поляритонная система демонстрирует сильные нелинейные свойства (это относится к интенсивности и поляризации излучения) при больших плотностях резонансного возбуждения [2, 3].

Сильные нелинейности в люминесценции МР были обнаружены [4–10] при резонансном возбуждении ниж-

© В.Д. Кулаковский, Д.Н. Крижановский, А.И. Тартаковский, Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев 2003



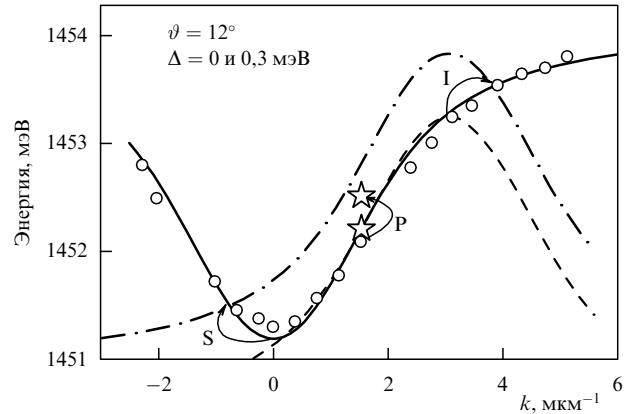
**Рис. 1.** Возникновение верхней и нижней поляритонных ветвей (сплошные линии) в микрорезонаторе. Штриховые линии соответствуют дисперсии фотона в пустом микрорезонаторе и экситона в квантовой яме. Схематическая структура микрорезонатора и геометрия эксперимента показаны на врезке.

ней поляритонной ветви (НПВ) с горизонтальной проекцией момента  $\mathbf{k}_p$ , близкой к точке перегиба дисперсионной кривой НПВ. Эффект объясняется четырехволновым смешением или параметрическим рассеянием фотовозбужденных поляритонов из состояния  $(E_p, \mathbf{k}_p)$  с энергией  $E_p$  и моментом  $\mathbf{k}_p$  в состояния  $(E_s, \mathbf{k}_s)$  и  $(E_i, \mathbf{k}_i)$ , получивших название "сигнал" (S) и "холостой" (I, от "idle") соответственно, и идет с сохранением энергии и квазиимпульса:

$$\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i = 2\mathbf{k}_p, \quad E_s + E_i = 2E_p. \quad (1)$$

Коэффициент преобразования достигает 10 %, и МР-структуры могут оказаться весьма перспективными для беспороговых лазеров на поляритонах [10].

Для описания наблюдаемых эффектов была использована [2, 4, 6, 7] модель четырехволнового смешения, развитая для описания системы с одной макрозаполненной модой  $(E_p, \mathbf{k}_p)$  и объясняемая на рис. 2. Из рисунка видно, что при возбуждении в точке перегиба можно удовлетворить законы сохранения энергии и импульса для  $\mathbf{k}_s \approx 0$  и  $\mathbf{k}_i \approx 2\mathbf{k}_p$  [4]. Теория четырехволнового смешения предполагает, что изменение угла возбуждения (т.е.  $\mathbf{k}_p$ ) или энергии возбуждающего лазера  $E_p$  должно приводить к изменению  $E_s$ ,  $E_i$ ,  $\mathbf{k}_s$  и  $\mathbf{k}_i$ , поскольку рассеяние должно идти в разрешенные состояния НПВ с  $\mathbf{k}$ , удовлетворяющими законам сохранения (1). Ожидаемое поведение иллюстрируется на рис. 2. Однако нами было обнаружено, что при плотностях возбуждения выше некоторой критической изменение  $E_p$  или  $\mathbf{k}_p$  приводит к неожиданному результату: рассеяние всегда идет в состояния с  $\mathbf{k}_s \approx 0$ , а  $E_s(\mathbf{k}_s)$  и  $E_i(\mathbf{k}_i)$  оказываются



**Рис. 2.** Нижняя поляритонная ветвь  $E_{LP}(\mathbf{k})$  в микрорезонаторе. Кружки соответствуют экспериментальным данным, сплошная линия — результатам расчета, звездочки — накачке (P) под углом  $\vartheta_p = 12^\circ$  (в точке перегиба НПВ) и расстройкам  $\Delta = E_p - E_{LP}(\mathbf{k}_p) \approx 0$  и  $\sim 0,3$  мэВ. Штрихпунктирные и штриховые кривые — зависимости  $2E_p - E_{LP}(2\mathbf{k}_p - \mathbf{k})$ , проведенные при  $\Delta \approx 0$  и  $\Delta \approx 0,3$  мэВ соответственно. Точки пересечения сплошной линии со штрихпунктирной и штриховой линиями определяют энергии и импульсы рассеянных поляритонов — сигнала (S) и холостого (I) — в модели четырехволнового смешения. Стрелки показывают ожидаемое направление смещения S и I при переходе от резонансного возбуждения в точке перегиба НПВ  $\Delta \approx 0$  к  $\Delta \approx 0,3$  мэВ.

существенно выше поляритонной ветви. Ниже мы исследуем возможные причины такого поведения.

В наших экспериментах исследовалось поляритон-поляритонное рассеяние в полупроводниковой МР-структуре на основе GaAs (см. врезку на рис. 1). Структура имеет брэгговские зеркала из 17 и 20 повторяющихся слоев толщиной  $\lambda/4$  из  $\text{Al}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}/\text{AlAs}$  во фронтальном и тыльном зеркалах и активный слой с InGaAs квантовыми ямами. Она была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs толщиной  $\sim 0,5$  мм. В активном слое МР, состоящем из GaAs толщиной  $3\lambda/2$ , помещены шесть  $\text{In}_{0,06}\text{Ga}_{0,94}\text{As}/\text{GaAs}$  КЯ толщиной 10 нм. Величина расщепления Раби составляла  $\Omega \approx 6$  мэВ. МР был выращен таким образом, что толщина активного слоя плавно менялась вдоль образца. Это приводит к изменению энергии фотонной моды  $E_C$  и, соответственно, величины рассогласования энергий экситона  $E_X$  и фотонной моды в состояниях с  $\mathbf{k} = 0$ . В экспериментах исследовались области образца с  $\delta = 1$  и  $-1,5$  мэВ.

Для резонансного фотовозбуждения поляритонов использовался твердотельный непрерывный титан-сапфировый (TiSP) лазер, для нерезонансного возбуждения выше запрещенной зоны — HeNe-лазер. Образец был помещен в гелиевый криостат, температуру внутри которого изменяли в диапазоне от 5 до 15 К, используя систему терморегулировки (погрешность  $\sim 0,05$  К). Сбор фотolumинесценции (ФЛ) под разными углами осуществлялся с помощью линз и световода, закрепленных на плече гониометра. Для разрешения по углам применялась диафрагма, обеспечивающая телесный угол  $\sim 0,5^\circ$ . Сигнал ФЛ регистрировался двойным метровым монохроматором и CCD-камерой, охлаждаемой азотом.

Спектроскопия с высоким угловым разрешением позволяет решить проблему резонансного возбуждения

поляритонов с заданным квазиимпульсом, а также проблему измерения распределения поляритонов в импульсном пространстве путем независимого выбора углов фотовозбуждения и наблюдения. Благодаря сохранению тангенциальной составляющей светового импульса на границе вакуум – МР, квазиимпульс поляритонов  $\mathbf{k}$  связан с углом падения  $\vartheta$  простым соотношением  $k = |\mathbf{k}| = (E/c) \sin \vartheta$ . Работа выполнена в условиях непрерывного возбуждения, что позволило фиксировать с большой точностью как импульс, так и энергию поляритонов.

На рисунке 3 показаны спектры излучения МР при резонансном возбуждении НПВ  $\sigma^+$ -поляризованным светом. При слабом возбуждении интенсивность и степень поляризации линии излучения уменьшаются с приближением ко дну НПВ зоны, при этом энергии переходов в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях совпадают. При увеличении плотности возбуждения  $\sigma^-$ -спектры не изменяются, в то время как линия излучения в  $\sigma^+$ -поляризации вблизи  $\mathbf{k} = 0$  сдвигается в фиолетовую сторону и сильно сужается, а ее интенсивность экспоненциально растет с плотностью возбуждения. В результате при больших плотностях возбуждения излучение становится

почти на 100 %  $\sigma^+$ -поляризованным. Одновременно на квазиимпульсе  $2\mathbf{k}_p$  появляется холостой сигнал I параметрического рассеяния, расположенный выше энергии возбуждения в соответствии с уравнением (1). Появление линии I показывает, что параметрическое рассеяние действительно вносит существенный вклад, а экспоненциальный рост сигнала свидетельствует о самостимулированном характере рассеяния. Такой режим реализуется, когда заполнение состояний вблизи  $\mathbf{k} = 0$  оказывается больше единицы и рассеяние в эти состояния дополнительно стимулируется в силу бозонной природы поляритонов. Получить нижнюю оценку для чисел заполнения состояний, дающих вклад в линию S, можно, исходя из измерений плотности мощности излучения в сигнале S и времени жизни поляритонов. В исследованном МР время испускания поляритонов определяется брэгговскими зеркалами и составляет 3–5 пс. Латеральный размер излучающей области МР практически совпадает с областью фотовозбуждения и составляет  $\sim 50$  мкм. При плотности мощности возбуждения  $100 \text{ мВт см}^{-2}$  стационарное число поляритонов достигает  $10^4$ . Измерения углового распределения излучения линии S показывают, что это число поляритонов находится в области квазиимпульсов  $\mathbf{k}$ , не превышающих  $5 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, получаем, что среднее число заполнения мод не меньше 10.

Поведение сигнала при вариации частоты возбуждающего света лазера в случае фиксированного угла возбуждения сильно зависит от того, сдвигается частота  $E_p$  выше или ниже поляритонной ветви. При сдвиге  $E_p$  ниже НПВ порог для стимулированного рассеяния резко увеличивается и превышает  $1000 \text{ Вт см}^{-2}$  уже при рассогласовании  $-0,5 \text{ мэВ}$ . При увеличении частоты света лазера выше НПВ ветви рост пороговой мощности для стимулированного рассеяния существенно слабее. Более того, как будет обсуждаться ниже, при некоторых условиях увеличение  $E_p$  выше НПВ ведет сначала даже к заметному уменьшению  $P_{th}$ . При этом неожиданно оказывается, что при всех  $E_p$  значения  $\mathbf{k}_s$  и  $\mathbf{k}_i$  остаются практически неизменными, а линии S и I сдвигаются существенно выше нижней поляритонной ветви. Положение максимумов пиков S и I для ряда значений  $E_p$  ( $\mathbf{k}_p = 1,9 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ ) показано на рис. 3. Если бы линия S оставалась на поляритонной ветви, то в соответствии с законом сохранения энергии  $E_i$  должна была бы сдвигаться с поляритонной ветви в сторону больших энергий в 2 раза быстрее, чем  $E_p$ . Однако из рисунка видно, что закон сохранения энергии выполняется за счет увеличения  $E_s$  и  $E_i$ , при этом отклонения  $E_s$  и  $E_i$  от НПВ оказываются сравнимыми. Такое поведение качественно отличается от ожидаемого в рамках стандартной модели для четырехволнового смешения.

Измеренные зависимости коэффициентов поглощения МР, интенсивности излучения НПВ и спектрального положения линии излучения НПВ от  $E_p$  при фиксированном угле возбуждения TiSP-лазером, равном  $\sim 14^\circ$  ( $\mathbf{k}_p = 1,9 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ ), приведены на рис. 4а–в соответственно. Все зависимости на рис. 4 для МР с  $\delta \approx -1,5 \text{ мэВ}$  записаны при  $T = 5,2 \text{ К}$  и двух разных условиях возбуждения (только TiSP-лазером и двумя лазерами (TiSP и HeNe) одновременно).

Из сравнения трех рисунков видно, что при возбуждении ниже порога стимулированного параметрического рассеяния максимум поглощения возбуждающего лазер-

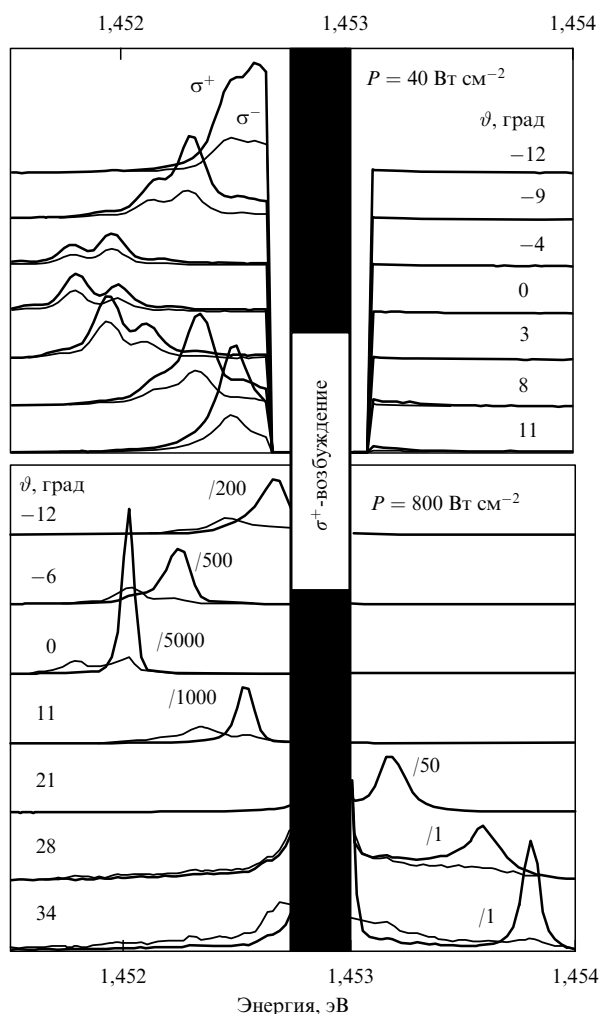
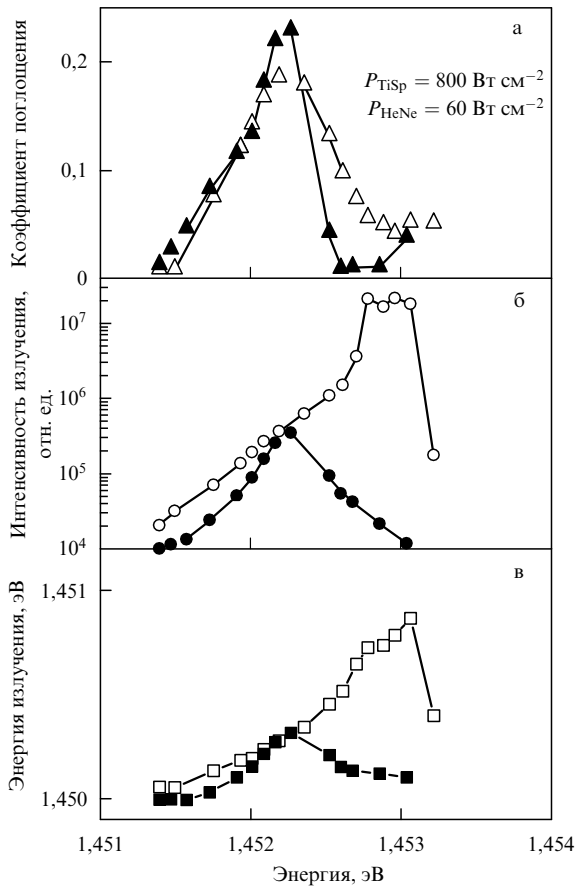


Рис. 3. Угловые зависимости спектров излучения МР при слабом и сильном резонансном  $\sigma^+$ -фотовозбуждении, записанные в двух поляризациях. Черная вертикальная полоса соответствует полосе накачки, где сигнал фотолуминесценции не измерялся.



**Рис. 4.** Зависимости коэффициентов поглощения МР (а), интенсивности излучения НПВ (б) и спектрального положения линии излучения (в) от энергии резонансного возбуждения при возбуждении только TiSP-лазером (▲, ●, ■) и при одновременном возбуждении TiSP- и HeNe-лазерами (Δ, ○, □).

ного излучения совпадает с положением энергии поляритонной ветви, при этом, как и ожидалось, максимум излучения также наблюдается при резонансном возбуж-

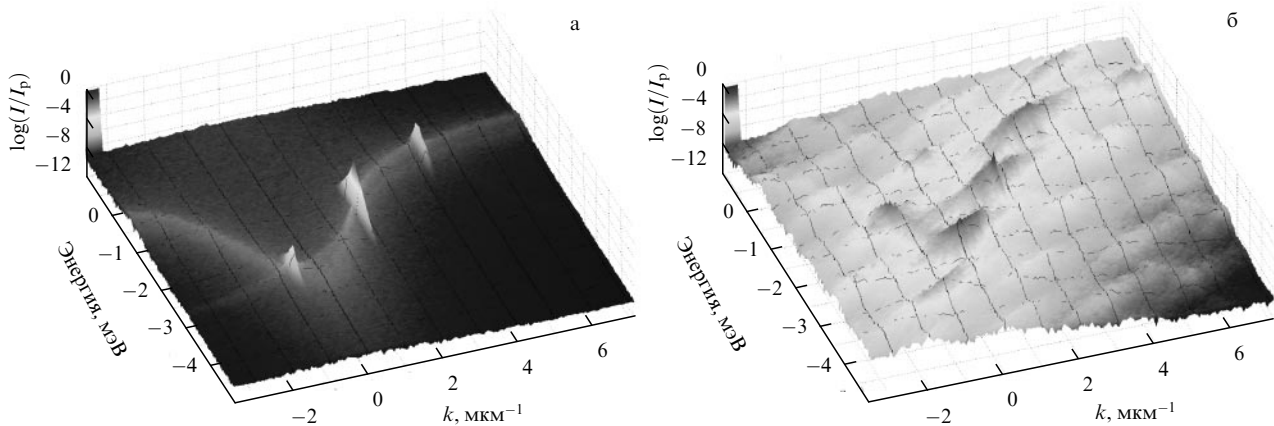
дении в НПВ. Слабое (не превышающее 10 % от резонансного возбуждения) дополнительное возбуждение выше ширины запрещенной зоны приводит к развитию в поляритонной системе стимулированного параметрического рассеяния. При этом максимум поглощения МР остается на том же месте, однако максимум сигнала наблюдается не при резонансном возбуждении в НПВ, где находится максимум поглощения МР, а при возбуждении на 1 мэВ выше НПВ. Поэтому можно сделать вывод, что плотность фотовозбужденных поляритонов не является определяющим параметром для развития стимулированного параметрического рассеяния.

Чтобы смоделировать процесс параметрического рассеяния поляритонов теоретически, мы решали численно систему связанных уравнений для  $\mathcal{E}_{QW}$  — электрического поля на КЯ и  $\mathcal{P}(k, t)$  — усредненной (по ширине КЯ) экситонной поляризации:

$$\left[ i \frac{d}{dt} - E_C(k) \right] \mathcal{E}_{QW}(k, t) = \alpha(k) \mathcal{E}_{ext}(k, t) + \beta(k) \mathcal{P}(k, t), \quad (2)$$

$$\left[ i \frac{d}{dt} - E_X \right] \mathcal{P}(k, t) = F \sum_{q, q'} \mathcal{P}(q, t) \mathcal{P}(q', t) \mathcal{P}^*(q + q' - k, t) + A \mathcal{E}_{QW}(k, t) + \xi(k, t). \quad (3)$$

Здесь  $\mathcal{E}_{ext}(k, t) = \mathcal{E}(t) \exp(-iE_p t) \delta(k - k_p)$  — электрическое поле падающей электромагнитной волны накачки вдали от МР, которое описывается как макрозаполненная фотонная мода с фиксированной частотой  $E_p$ , волновым числом  $k_p = E_p \sin \vartheta / c$  и переменной во времени амплитудой  $\mathcal{E}(t)$ ,  $E_C$  и  $E_X$  — резонансная частота пустого МР и частота экситона в свободной КЯ соответственно,  $F$  — константа экситон-экситонного взаимодействия,  $A$  — экситонная поляризуемость,  $\xi(k, t)$  — случайная ланжевеновская сила:  $\langle \xi(k, t) \rangle = 0$  и  $\langle \xi(k, t) \xi(k', t') \rangle = \Xi \delta(k - k') \delta(t - t')$ . Константы отклика МР  $\alpha$  и  $\beta$  рассчитываются через матрицы рассеяния верхнего и нижнего брэгговских зеркал при  $\omega = E_C(k)$ . Для простоты рассматривается пространст-



**Рис. 5.** Теоретически рассчитанное распределение поляритонов по энергии и волновому числу при накачке до порога,  $0,99P_{th}$  (а) и после порога  $1,01P_{th}$  (б). Энергия отсчитывается от  $E_C(k = 0)$ . Относительная интенсивность рассеянных поляритонов (нормированная на интенсивность накачки) отложена по вертикали в логарифмическом масштабе и показана также градиациями серого цвета (см. вертикальную шкалу). Отметим, что средняя интенсивность рассеянного поляритонного шума возрастает на пять-шесть порядков после порога, что соответствует смене общего фона с черного на серый на рис. (а) и (б) соответственно. На обоих рисунках возбуждающая волна имеет расстройку от НПВ  $E_p - E_{LP} = 0,3$  мэВ и угол падения  $14^\circ$ , отвечающий импульсу  $k_p \approx 1,9$  мкм $^{-1}$ .

венно одномерная проблема (вместо исходной квазидвумерной).

Уравнение (2) является уравнением Максвелла, учитывающим экситонную поляризацию и написанным в резонансном скалярном (т.е. в пренебрежении смешиванием  $\sigma^\pm$ -поляризаций) приближении. Уравнение (3) есть неоднородное нелинейное уравнение Шрёдингера для экситонной поляризации, учитывающее два типа источников: когерентное внешнее возбуждение и стохастический ланжевеновский шум. Последний позволяет смоделировать квантовые флуктуации сигнала рассеяния при использовании квазиклассических уравнений (2), (3).

Нелинейное уравнение Шрёдингера учитывает лишь экситон-экситонное контактное взаимодействие. За рамками модели, например, остается экситон-фононное взаимодействие, которое может играть весьма существенную роль в процессах параметрического рассеяния МР-поляритонов. Однако уже в этом простейшем приближении и в некотором диапазоне параметров модель, как оказывается, демонстрирует пороговое поведение, качественно соответствующее наблюдаемому в эксперименте. С ростом интенсивности накачки численные решения системы уравнений (2), (3) демонстрируют [11] резкий переход от классической картины четырехволнового смешения, когда рассеянные поляритонные сигналы S и I располагаются на НПВ (сдвинутой в сторону больших энергий) в соответствии с теорией четырехволнового смешения, к ситуации, когда сигнал независимо от расстройки  $\Delta$  и угла возбуждения  $\vartheta_p$  наблюдается при  $k_s \approx 0$ , а холостые поляритоны — при  $k_i \approx 2k_p$ .

Переход сопровождается суммарным увеличением интенсивности рассеянного поляритонного сигнала на много порядков и иллюстрируется на рис. 5. Амплитуда накачки  $\mathcal{E}(t)$  при численном моделировании включалась на 99% от максимума примерно за 100 пс, потом медленно нарастала до максимума в течение  $\sim 1000$  пс и затем выключалась за 100 пс.

Физический механизм перехода связан с параметрической неустойчивостью распада поляритона накачки на поляритоны S и I при достижении некоторой критической интенсивности накачки, а также с S-образностью зависимости экситонной поляризации  $\mathcal{P}(k_p, t)$  на угле накачки от амплитуды накачки, содержащей абсолютно неустойчивый участок с отрицательным наклоном. Неустойчивость параметрического распада аналогична проанализированной в работе [12] при манделштам-бриллюэновском рассеянии интенсивной поляритонной волны. Только одна неустойчивость этого типа и учитывалась ранее в работах [6, 8–10], посвященных параметрическому рассеянию МР-поляритонов. Однако реальная эволюция системы в результате развития неустойчивости параметрического рассеяния, как показывают наши расчеты, может сопровождаться развитием неустойчивости отклика нелинейного осциллятора на угле накачки. В результате вместо параметрической раскачки макрозаполненных мод при  $k_s \neq 0$  и  $k_i \neq 2k_p$  возникает сильная перестройка спектра рассеянного поляритонного сигнала с максимумами при  $k_s \approx 0$  и  $k_i \approx 2k_p$ , сопровождаемая ростом на несколько порядков общей интенсивности рассеянного сигнала. Это поведение качественно соответствует наблюдаемому в эксперименте.

Авторы благодарны Л.В. Келдышу за многочисленные обсуждения, М. Сколику за предоставленные

образцы, РФФИ и INTAS за частичную финансовую поддержку.

## Список литературы

1. Weisbuch C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3314 (1992)
2. Baumberg J J et al. *Phys. Rev. B* **62** R16247 (2000)
3. Кулаковский В Д и др. *УФН* **170** 912 (2000)
4. Stevenson R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 3680 (2000)
5. Tartakovskii A I, Krizhanovskii D N, Kulakovskii V D *Phys. Rev. B* **62** R13298 (2000)
6. Savvidis P G et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1547 (2000)
7. Ciuti C et al. *Phys. Rev. B* **62** R4825 (2000)
8. Ciuti C, Schwendimann P, Quattropani A *Phys. Rev. B* **63** 041303 (R) (2001)
9. Savvidis P G et al. *Phys. Rev. B* **64** 075311 (2001)
10. Saba M et al. *Nature* **414** 731 (2001)
11. Gippius N et al., in *Proc. of the 26th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors*, 29 July–2 Aug. 2002, Edinburgh, UK (London: IOP, 2002) p. G4-6
12. Келдыш Л В, Тиходеев С Г *ЖЭТФ* **90** 1852 (1986)

PACS numbers: 71.35.Ee, 71.35.Ji

## Магнитоустойчивые многочастичные связанные состояния в полупроводниках

Н.Н. Сибельдин

### 1. Введение

В лабораторных условиях воздействие магнитного поля на атом приводит к снятию вырождения по направлениям углового момента (эффекты Зеемана и Пашена–Бака), а также к слабому диамагнитному сдвигу высоколежащих энергетических уровней; однако внутренняя структура атома (распределение электронной плотности) и его энергетический спектр (если не принимать во внимание расщепление уровней в магнитном поле, которое мало по сравнению с энергией связи атомных электронов) при этом практически не изменяются. Действие магнитного поля становится существенным в достаточно сильных полях, таких, когда энергия циклотронного движения свободного электрона  $\hbar\omega_c = \hbar eH/cm$ , где  $m$  — масса свободного электрона, становится порядка энергии связи частиц в атоме, а магнитная длина  $a_H = \sqrt{\hbar c/eH}$  — порядка радиуса атома. Для атома водорода, например, это поля напряженностью  $H \sim 10^9$  Э, недостижимой при современных экспериментальных возможностях. Поэтому о свойствах атомов в сильных магнитных полях можно узнать либо из данных астрофизических наблюдений, либо из экспериментов на модельных системах.

По-видимому, наиболее привлекательными объектами для таких исследований являются экситоны и атомы водородоподобных примесей в полупроводниках. Энергию основного состояния и боровский радиус экситона (атома водородоподобной примеси) в полупроводниковом кристалле можно выразить формулами Бора, которые в этом случае имеют вид

$$E_{\text{ex}} = -\frac{m^* e^4}{2\chi^2 \hbar^2}, \quad (1)$$

$$a_{\text{ex}} = \frac{\chi \hbar^2}{m^* e^2}, \quad (2)$$