

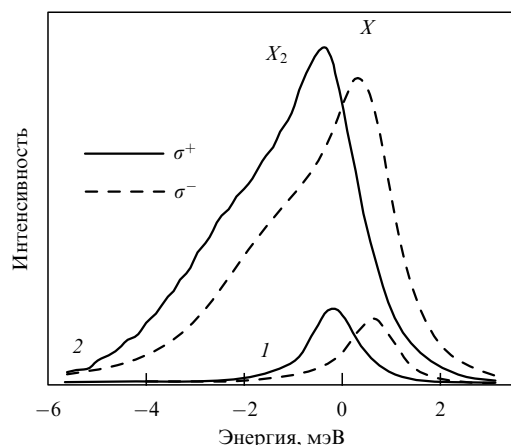


Рис. 7. Поляризованные спектры ФЛ от массива КТ с латеральным размером $R = 80$ нм при $B = 8$ Тл, записанные при низкой (1) и высокой (2) плотности возбуждения.

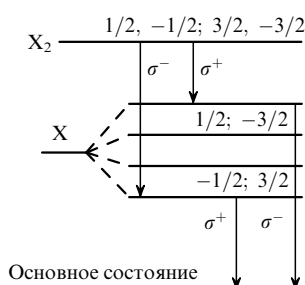


Рис. 8. Схема оптических переходов экситонов и биекситонов в КТ в магнитном поле.

отражает большее заполнение основного состояния экситона. При большой мощности появляются новые линии на низкоэнергетическом краю линии X. Они обозначены как X_2^+ и X_2^- в поляризации σ^+ и σ^- и соответствуют излучению двухэкситонных состояний. Энергетический зазор между этими линиями совпадает с энергетическим зазором между линиями X^+ и X^- . Это согласуется со схемой переходов, представленной на рис. 8, поскольку расщепление линии X_2 полностью определяется расщеплением конечного экситонного состояния.

Как следует из рис. 8, значение Δ_{XX} равно разности энергий переходов X_2^- и X^+ , тогда как энергетический зазор между линиями излучения экситонов и двухэкситонных комплексов в одной поляризации соответствует энергии связывания двух экситонов с противоположными спинами как для электронов, так и для дырок, Δ_{XX}^0 . На рисунке 9 видно, что магнитное поле сильно уменьшает Δ_{XX} , тогда как изменение Δ_{XX}^0 находится в пределах ошибки эксперимента. Это означает, что уменьшение Δ_{XX} , в основном, обусловлено расщеплением Зеемана для электронных и дырочных состояний, а модификация электронных и дырочных волновых функций в магнитном поле слабо влияет на энергию связи.

В заключение следует сказать, что экспериментальные исследования комплексов, ограниченных в КТ, показали, что взаимодействие между экситонами в двухэкситонном комплексе является притягивающим и возрастает при уменьшении размера ямы. Магнитное поле, перпендикулярное плоскости КТ, оказывает незна-

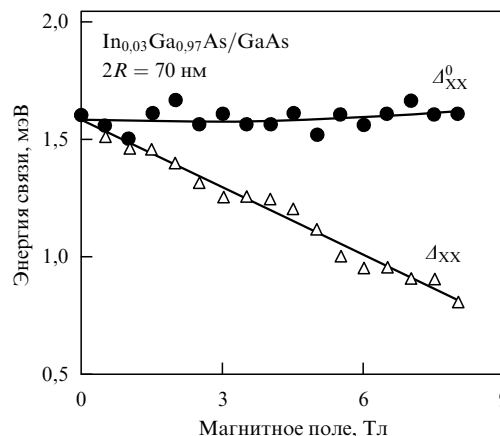


Рис. 9. Зависимость энергии связи двух экситонов с одинаковыми (Δ_{XX}) и противоположными (Δ_{XX}^0) спинами для электронов и дырок от магнитного поля.

чительное влияние на энергию связывания двух экситонов с противоположными спинами для электронов и дырок. Трехэкситонный комплекс удерживается от распада только потенциалом КТ. Магнитное поле сильно уменьшает отталкивание между экситонами в таком комплексе, когда магнитная длина становится меньше, чем $L_{x,y}$.

Работа частично поддержана Фондом Фольксвагена и Российскими программами "Физика наноструктур твердого тела" и "Фундаментальная спектроскопия".

Список литературы

- Schmitt-Rink S, Miller D A B, Chemla D S *Phys. Rev. B* **35** 8113 (1987)
- Bryant G W *Phys. Rev. B* **41** 1243 (1990)
- Hu Y Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 1805 (1990)
- Brunner K et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 1138 (1994)
- Steffen R et al. *Phys. Rev. B* **54** 1510 (1994)
- Demel T et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 788 (1990)
- Maksym P A, Chakraborty T *Phys. Rev. Lett.* **65** 108 (1990)
- Andreev A A, Blanter Y M, Lozovik Yu E *Int. J. Mod. Phys B* **9** 1843 (1995)
- Halonen V, Chakraborty T, Pietilainen P *Phys. Rev. B* **45** 5980 (1992)
- Bockelmann U *Phys. Rev. B* **50** 17271 (1994)
- Bayer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3439 (1995)
- Rinaldi R et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 342 (1996)
- Zrenner A et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3382 (1994)
- Steffen R et al. *Appl. Phys. Lett.* **68** 225 (1996)
- Кулаковский В Д, Пикус Г Е, Тимофеев В Б *УФН* **135** 237 (1981)

Аномальный транспорт и люминесценция непрямых экситонов в двойных квантовых ямах

Л.В. Бутов

Электрон-дырочное ($e-h$) взаимодействие в нейтральных $e-h$ -системах может приводить к конденсации связанных $e-h$ -пар (экситонов) [1]. В случае разреженного экситонного газа ($na_B^d \ll 1$, где a_B — боровский радиус для экситона, n — плотность экситонов, d — размерность) такие экситоны можно рассматривать как

точечные бозе-частицы, а исследуемая конденсация является аналогом конденсации Бозе–Эйнштейна бозонов, тогда как для плотных $e-h$ -систем ($na_B^d \gg 1$) такое конденсированное состояние является аналогом БКШ-сверхпроводника.

Условия конденсации могут быть достигнуты только при температуре экситонов ниже критической температуры T_c . Это условие трудно выполнить экспериментально. В силу $e-h$ -рекомбинации экситоны в полупроводниках имеют конечное время жизни, что ведет к возрастанию температуры экситонов. Поэтому для обнаружения экситонной конденсации выбираются полупроводники с большим временем жизни экситонов. Врожденная статистика Бозе–Эйнштейна наблюдалась для экситонов в Cu_2O [2] и в Ge [3]. Недавно сообщалось о прохождении фазовой границы конденсации экситонов в Cu_2O [4].

Структуры с полупроводниковыми квантовыми ямами (КЯ) обеспечивают возможность экспериментального исследования квазидвумерного экситонного конденсата. Было предсказано, что сильное магнитное поле, перпендикулярное плоскости ямы, существенно улучшает критические условия для конденсации экситонов в квантовых ямах [5, 6]. При нулевом магнитном поле в плотной $e-h$ -системе температура T_c определяется диссоциацией конденсированных пар, и наоборот, диссоциация пренебрежимо мала в разреженном пределе, и существенны только возбуждения экситонного центра масс: T_c достигается, когда состояние с $k = 0$ пусто. В сильных магнитных полях внутренняя структура экситона и движение его центра масс связаны [6]: опустошение состояний с $k = 0$ сопровождается экситонной диссоциацией. Эта связь приводит к значительному изменению зависимости T_c от плотности. Согласно вычислениям, в пределе сильных полей критическая температура экситонной конденсации составляет

$$T_B = \frac{E(1 - 2\nu)}{2 \ln(\nu^{-1} - 1)},$$

где E — энергия связи магнитоэкситона и $\nu = n/n_{\text{LL}}$ фактор заполнения уровня Ландау [5, 6]. При низких плотностях T_B существенно превышает критическую температуру нулевого поля, которая в грубом приближении имеет линейную зависимость

$$T_0 \propto \frac{2\pi\hbar^2 n}{m \ln(nS)}$$

от плотности, где m — масса экситона и S — площадь системы [7].

Этап, предшествующий конденсации экситонов в квантовых ямах при сильных магнитных полях, а именно, образование экситонов в плотной системе $e-h$ наблюдался в InGaAs/GaAs КЯ [8]. Однако ввиду относительно короткого времени жизни экситона в одиночных квантовых ямах и, следовательно, высокой экситонной температуры фазовая граница конденсации не была продлена. Скорость рекомбинации $e-h$ сильно снижается в двойных квантовых ямах (ДКЯ), где электроны и дырки сосредоточены в различных КЯ. Благодаря большому излучательному времени жизни непрямых (междумных) экситонов ДКЯ считаются хорошим кандидатом для наблюдения экситонной конденсации [5, 9–11].

Какие специфические свойства экситонного конденсата могли бы быть измерены экспериментально? Конденсация взаимодействующих экситонов должна сопровождаться появлением сверхтекучести экситонов [5, 6, 9, 10]. Кроме того, оптические свойства экситонов должны изменяться. В частности, ожидается появление суперлюминесценции конденсата, которое может быть обнаружено как значительное увеличение силы осциллятора экситонов и, соответственно, уменьшение их излучательного времени жизни [12]. Последний эффект имеет следующее происхождение: сила осциллятора экситона возрастает при увеличении когерентной зоны экситона [13], для конденсированных экситонов размер всего конденсата определяет эту зону, что предполагает большую силу осциллятора экситонов.

Неизбежным свойством квантовых ям является существование случайного потенциала (определяемого, в основном, флуктуациями интерфейсов для узких КЯ). Форма линии ФЛ зависит, в основном, от случайного потенциала, поэтому ее трудно использовать для анализа экситонной конденсации в КЯ [14]. Случайный потенциал оказывает существенное влияние на свойства экситонного конденсата в КЯ. В случае нулевых флуктуаций потенциала экситонный конденсат однороден в пространстве и распределен по всему образцу (для чисто отталкивающего взаимодействия между экситонами, которое имеет место в случае непрямых экситонов в ДКЯ [11, 15]). В случае ненулевых флуктуаций потенциала формируется случайная решетка из нормальных зон и конденсатных доменов. При возрастании флуктуаций потенциала размеры конденсатных доменов уменьшаются, и при большом потенциале экситонный конденсат исчезает. Поэтому для наблюдения экситонного конденсата требуются хорошие образцы с малыми флуктуациями потенциала.

Мы провели экспериментальное исследование транспорта и люминесценции непрямых экситонов в AlAs/GaAs ДКЯ при сильных магнитных полях и низких температурах. Возможность экситонной конденсации в этих ДКЯ анализируется путем сравнения экспериментальных данных с ожидаемыми свойствами экситонного конденсата.

Структуры $n^+ - i - n^+$ AlAs/GaAs ДКЯ, перестраиваемые электрическим полем были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Область i состоит из слоев AlAs и GaAs шириной 40 Å и 30 Å соответственно, окруженных барьерными слоями $\text{Al}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{As}$ (рис. 1). В прямом режиме (внешнее напряжение равно $V_g \gtrsim 0,5$ В) как электроны, так и дырки сосредоточены в GaAs квантовой яме. В непрямом режиме ($V_g \lesssim 0,5$ В) электроны находятся в AlAs квантовой яме, а дырки — в GaAs квантовой яме. Электронное состояние в AlAs строится из минимумов X_z зоны проводимости, что, в основном, обуславливает большое время жизни непрямых экситонов. При $V_g \leq 0$ это время жизни достаточно большое, чтобы могла произойти термализация непрямых экситонов вплоть до температур ~ 1 К. В то же время эффективное пространственное разделение $e-h$ -пар мало и приблизительно равно 40 Å. Малое разделение $e-h$ -пар важно, так как рассчитанная критическая температура экситонной конденсации в сильных магнитных полях пропорциональна энергии связи магнитоэкситона (см. выше). Носители фотовозбуждались в GaAs КЯ либо с помощью лазера на красителях

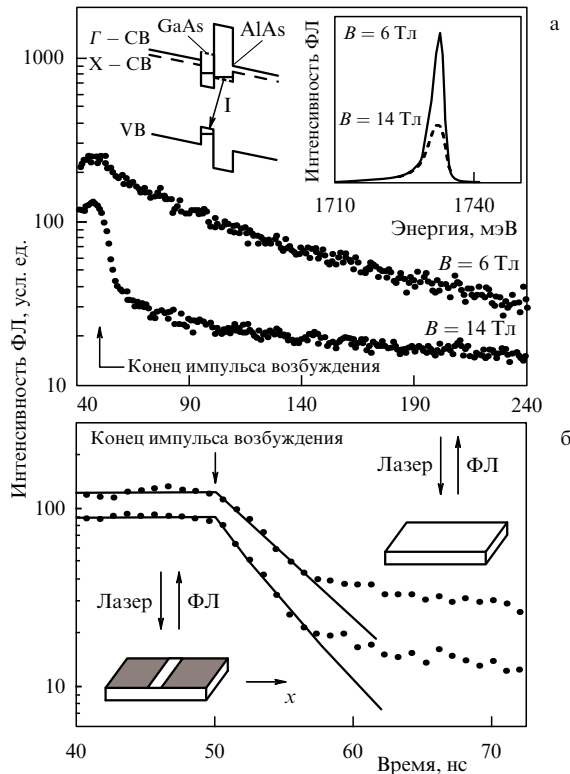


Рис. 1. Кривые затухания ФЛ для непокрытой маской части образца при $V_g = 0$, $T = 350$ мК, $B = 6$ и 14 Тл (а). Правая вставка: соответствующий интегральный спектр ФЛ. Левая вставка: диаграмма зон для AlAs/GaAs ДКЯ в непрямом режиме. Кривые затухания ФЛ для непокрытой маской (верхняя кривая) и покрытой маской (нижняя кривая) частей образца для случая $B = 14$ Тл, $T = 350$ мК и $V_g = 0$ (б).

($\hbar\omega = 1,85$ эВ) или импульсного полупроводникового лазера ($\hbar\omega = 1,8$ эВ, длительность импульса — 50 нс).

Сначала рассмотрим экситонный транспорт. Кривые затухания ФЛ при $T = 350$ мК и $B = 6$ и 14 Тл показаны на рис. 1а. Имеется отчетливая разница в начальном затухании ФЛ при различных значениях магнитного поля. Зависимость начального времени затухания τ от магнитного поля показана на рис. 3в (см. ниже). При $B \lesssim 7$ Тл затухание слабо неэкспоненциально и характеризуется относительно большим временем. При более сильных магнитных полях за быстрым начальным затуханием следует медленное затухание на больших временах. В непрямом режиме суммарная интенсивность ФЛ гораздо меньше, чем в прямом. Поэтому в непрямом режиме излучательное время жизни τ_r гораздо больше, чем безызлучательное время жизни τ_{nr} , и $\tau \approx \tau_{nr}$. Было обнаружено, что в структурах с узкими ДКЯ время τ_{nr} , в основном, определяется транспортом экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации (ЦБР) [16]. Поэтому изменение τ в наших ДКЯ может отражать изменения в экситонном транспорте. При этом предположении наблюдаемая зависимость τ от магнитного поля подразумевает, что возрастание B сначала ведет к небольшому уменьшению диффузивности, а затем — к ее сильному возрастанию (рис. 3в).

Для прямых измерений экситонного транспорта мы использовали метод измерения времени пролета: затухание ФЛ от непокрытой части образца сравнивалось с затуханием ФЛ от части образца, которая была покрыта

непрозрачной маской с прозрачными полосками шириной 4 мкм, находящимися на расстоянии 32 мкм друг от друга. Возбуждение и сбор сигнала ФЛ осуществлялось с помощью оптического волокна диаметром 100 мкм, помещаемого либо перед покрытой маской, либо перед непокрытой частью образца. В случае затухания ФЛ в покрытой маской части образца из-за диффузии экситонов под покрытые металлом области изменение экситонной плотности представляется как

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau},$$

где D — коэффициент диффузии экситонов, описывающий транспорт экситонов в начале затухания ФЛ. В случае затухания ФЛ в непокрытой части образца членом $D \partial^2 n / \partial x^2$ можно пренебречь в силу большого размера возбужденной области. Разница в затухании ФЛ для непокрытой и покрытой частей образца может быть представлена как изменение во времени отношения между интенсивностями ФЛ

$$R(t) = \frac{I_{PL}^{\text{unmasked}}(t)}{I_{PL}^{\text{masked}}(t)}.$$

Характерные примеры представлены на рис. 2. Постоянное значение $R(t)$ во время затухания ФЛ предполагает, что диффузия экситонов под области, закрытые металлом, в части образца, покрытой маской, отсутствует. Чем больше D , тем сильнее $R(t)$ отклоняется от константы. На рисунке 2 показано, что $R(t)$ сильнее всего отклоняется от константы в начале затухания ФЛ и уменьшается со временем в процессе затухания (для любых T и B). Тонкие линии на рис. 2 являются подгонными кривыми для начала затухания, где коэффициент D использован как подгонный параметр (τ определяется отдельно по данным затухания ФЛ в непокрытой части образца).

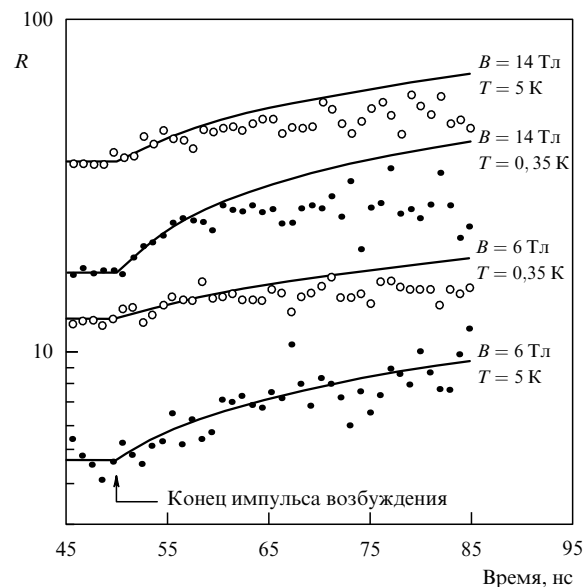


Рис. 2. Зависимость отношения между интенсивностями ФЛ непокрытой и покрытой маской частей образца от времени при $V_g = 0$. Для ясности кривые смещены по вертикальной оси. Тонкие линии представляют собой подгонные кривые для начальных времен затухания ФЛ.

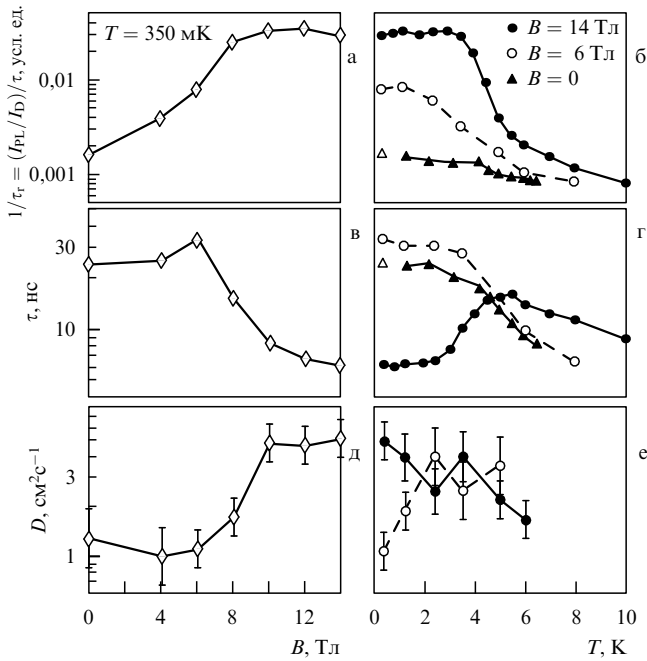


Рис. 3. Зависимость обратного излучательного времени жизни непрямых экситонов $\tau_r^{-1} = (I_{PL}/I_D)\tau^{-1}$ (а), начального времени затухания τ (в) и коэффициента диффузии экситонов D (д) от магнитного поля при $T = 350$ мК и $V_g = 0$. Зависимость $\tau_r^{-1} = (I_{PL}/I_D)\tau^{-1}$ (б), τ (г) и D (е) от температуры при $V_g = 0$ и $B = 0, 6$ и 14 Тл.

Зависимость D от магнитного поля при $T = 350$ мК показана на рис. 3д. Коэффициент диффузии D сначала немного уменьшается при возрастании B (это уменьшение лежит в пределах экспериментальной точности измерений), а затем сильно возрастает. Зависимость τ и D от температуры для $B = 6$ Тл и 14 Тл показана на рис. 3г и 3е. Данные для $B = 6$ Тл представляют типичные изменения τ и D в слабых магнитных полях, а данные для $B = 14$ Тл характерны для сильных полей, где имеет место быстрый транспорт экситонов при низких температурах. На рисунке 3 показано, что в магнитном поле, равном 6 Тл, возрастание T приводит к увеличению D и уменьшению τ . Напротив, при $B = 14$ Тл возрастание T приводит к уменьшению D и увеличению τ при $T \lesssim 5$ К. Только при более высоких температурах τ начинает уменьшаться, приближаясь к зависимости, наблюдаемой в слабых магнитных полях. Во всех экспериментах увеличение (уменьшение) τ соответствует уменьшению (увеличению) D . Это подтверждает предположение, что τ определяется транспортом экситонов к ЦБР. Дифференциальное время распада возрастает с увеличением времени задержки (рис. 1а), что согласуется с уменьшением коэффициента диффузии экситонов с увеличением времени задержки (см. рис. 2).

В слабых магнитных полях ($B \lesssim 7$ Тл) зависимости τ и D от температуры и магнитного поля (рис. 3д–е) типичны для термически активированного экситонного транспорта в случайном потенциале: при $B = 0$ аналогичное уменьшение времени затухания ФЛ и увеличение диффузивности экситонов при возрастании T наблюдалось в AlAs/GaAs сверхрешетках II типа [16]; монотонное уменьшение диффузивности экситонов при возрастании магнитного поля качественно объясняется увеличением магнитоэкситонной массы и находится в качественном

согласии с теорией одноэкситонного транспорта в AlAs/GaAs ДКЯ [17].

Возрастание D , которое имеет место при сильных магнитных полях и низких температурах (рис. 3в, д) не может быть объяснено в терминах одноэкситонного транспорта. Возможным объяснением этого эффекта является возникновение экситонной сверхтекучести. При увеличении температуры быстрый экситонный транспорт исчезает, и при $T \gtrsim 5$ К снова происходит обычное увеличение диффузивности экситонов с возрастанием температуры (рис. 3г). Как было отмечено выше, ожидается, что, в случае конденсации экситонов в присутствии случайного потенциала будут формироваться сверхтекучие домены с границами, определяемыми распределением потенциала в плоскости. Поэтому на большом масштабе экситонный транспорт — это транспорт в неупорядоченной решетке из нормальных и сверхтекучих областей, определяемых флуктуациями потенциала. В нормальных областях этой решетки коэффициент диффузии экситонов возрастает при увеличении T и уменьшается при увеличении B , а в сверхтекучих областях, наоборот, он уменьшается при возрастании T и увеличивается при возрастании B . Измеренные характеристики экситонного транспорта усреднены по нормальным и сверхтекучим зонам области возбуждения; относительно низкое значение D , характерное для наблюдаемого быстрого экситонного транспорта, может быть объяснено указанным механизмом.

Сверхтекучесть должна исчезать при уменьшении экситонной плотности до критической точки, которая зависит от температуры. Вследствие низкого уровня ФЛ-сигнала от покрытой маской части образца, мы использовали только максимальную мощность возбуждения лазера, которая соответствует средней начальной экситонной плотности $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$; мы не смогли исследовать зависимость от плотности экситонов путем измерения времени пролета. Косвенным образом зависимость от плотности экситонов обнаруживается по эволюции затухания ФЛ. При низкой температуре T и сильном поле B быстрый начальный распад, соответствующий быстрому экситонному транспорту, происходит до тех пор, пока экситонная плотность не уменьшится в несколько раз (см. рис. 1); последующий распад происходит медленно и отвечает слабому экситонному транспорту (см. рис. 1 и 2). Переход от начального быстрого к последующему медленному экситонному транспорту происходит резко и соответствует ожидаемому исчезновению экситонной сверхтекучести. Мы также измерили зависимость затухания ФЛ от плотности возбуждения для непокрытой части образца. Эти измерения показывают, что в сильном поле B при низкой температуре T начальное время затухания увеличивается при уменьшении экситонной плотности, что предполагает, что быстрый экситонный транспорт, наблюдаемый при сильном поле B и низкой температуре T исчезает при уменьшении экситонной плотности.

Другим проявлением конденсации экситонов, помимо экситонной сверхтекучести, является увеличение силы осциллятора экситонов (см. выше). Сила осциллятора обратно пропорциональна излучательному времени жизни экситонов, τ_r , которое получается непосредственно из экспериментальных значений τ и интегральной интенсивности ФЛ-экситонов I_{PL} . В случае моноэкспоненциального затухания ФЛ $\tau_r^{-1} = (I_{PL}/g)\tau^{-1}$,

где g — скорость генерации. Эта формула показывает изменения τ_r , но не дает их абсолютного значения, так как g неизвестно. Для оценки g можно принять квантовую эффективность ФЛ в прямом режиме за единицу. Тогда $g = I_D$ и $\tau_r^{-1} = (I_{PL}/I_D)\tau^{-1}$, где I_D — экспериментально измеряемая суммарная интенсивность ФЛ в прямом режиме. Зависимости τ_r^{-1} от магнитного поля и температуры показаны на рис. 3а, б. Было найдено, что неэкспоненциальный характер затухания ФЛ вносит только несущественные поправки в эти зависимости. При $T = 350$ мК значение τ_r^{-1} сильно увеличивается при возрастании B (рис. 3а). В сильных полях величина τ_r^{-1} резко уменьшается с увеличением T , тогда как при $B = 0$ она слабо зависит от T (рис. 3б). Аномально большое значение τ_r^{-1} , наблюдаемое при сильном поле B и низкой температуре T , согласуется с ожидаемой для экситонного конденсата большой силой осциллятора экситона. Как и в случае с измерениями транспорта, в наших экспериментах измерялось среднее значение τ_r^{-1} , усредненное по всей площади образца. При уменьшении плотности возбуждения и, следовательно, экситонной плотности, τ_r^{-1} существенно снижается, что соответствует исчезновению экситонного конденсата.

Яркий эффект наблюдался при непрерывном фотовозбуждении в сильных магнитных полях, а именно, сильный широкополосный шум интегральной интенсивности ФЛ не прямых экситонов [18] (рис. 4). Среднее изменение интегральной интенсивности ФЛ при непрерывном фотовозбуждении сходно с соответствующим изменением при импульсном фотовозбуждении, когда сначала происходит увеличение, а затем — уменьшение I_{PL} . Это связано с изменениями τ_r и τ_{nr} . Шум наблюдается при низких температурах (вставка на рис. 4). Спектральное положение ФЛ-линий практически постоянно во время флуктуаций интенсивности (вставка на рис. 4), и

показывает, что шум не связан с флуктуациями профиля потенциала ДКЯ в направлении роста.

Появление мощного шума является свидетельством наличия когерентности в системе экситонов. Амплитуда шума, как известно, обратно пропорциональна количеству статистически независимых объектов в системе. Поэтому большая амплитуда шума указывает на то, что в макроскопически большой фотовозбужденной области существует малое число таких объектов. Возникновение этих макроскопических объектов в экситонной системе согласуется с моделью конденсации экситонов. Конденсированный домен может рассматриваться как один макроскопический объект. Ввиду большой силы осциллятора экситонного конденсата ФЛ-сигнал конденсированных экситонов значительно больше, чем соответствующий сигнал неконденсированных экситонов. Образование и исчезновение конденсатных доменов тем самым, приводит к флуктуациям всего ФЛ-сигнала. Шум появляется в диапазоне полей B , где τ_r^{-1} начинает возрастать, и исчезает в диапазоне B , где τ_r^{-1} насыщается и наблюдается быстрый экситонный транспорт. В рамках модели конденсации экситонов шум может интерпретироваться, как флуктуации вблизи фазового перехода, связанные с неустойчивостью конденсатных доменов.

В заключение отметим, что наблюдаемый ряд аномалий в транспорте и ФЛ не прямых экситонов в AlAs/GaAs ДКЯ свидетельствует о конденсации экситонов при низких температурах и сильных магнитных полях. Роль магнитного поля состоит в улучшении критических условий конденсации экситонов. Диапазон исследованных магнитных полей может быть разделен на три части. В слабых магнитных полях как экситонный транспорт, так и сила осциллятора являются типичными для нормальных неконденсированных экситонов в случайном потенциале: коэффициент диффузии возрастает при возрастании температуры, а сила осциллятора слабо зависит от температуры. В максимальных исследованных магнитных полях как коэффициент диффузии экситонов, так и сила осциллятора аномально велики и уменьшаются с ростом температуры, что согласуется с ожидаемым проявлением сверхтекучести экситонов и суперлюминесценции экситонного конденсата. В промежуточных магнитных полях наблюдается сильный шум интегральной интенсивности ФЛ при непрерывном фотовозбуждении; этот шум соответствует флуктуациям вблизи фазового перехода.

Работа выполнена в сотрудничестве с А. Цреннером, А.И. Филиным, М. Хагном, Г. Абштрайтером, Г. Бомом, Г. Вайманном. Мы благодарны Г.Е. Бауэру, А.Б. Дзюбенко, А. Имамоглу, Ю.М. Кагану, В.Д. Кулаковскому, Ю.Е. Лозовику и Б.В. Свистуну за интересные обсуждения. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, программой "Физика твердотельных наноструктур" и фондом Фольксвагена.

Список литературы

1. Келдыш Л В, Копаев Ю Е *ФТТ* **6** 6219 (1965)
2. Hulin D, Mysyrowicz A, Benoit a la Guillaume C *Phys. Rev. Lett.* **45** 1970 (1980)
3. Timofeev V B, Kulakovskii V D, Kukushkin I V *Physica B* **117** 327 (1983)
4. Lin J L, Wolfe J P *Phys. Rev. Lett.* **71** 1222 (1993)
5. Kuramoto Y, Horie C *Solid State Commun.* **25** 713 (1978)

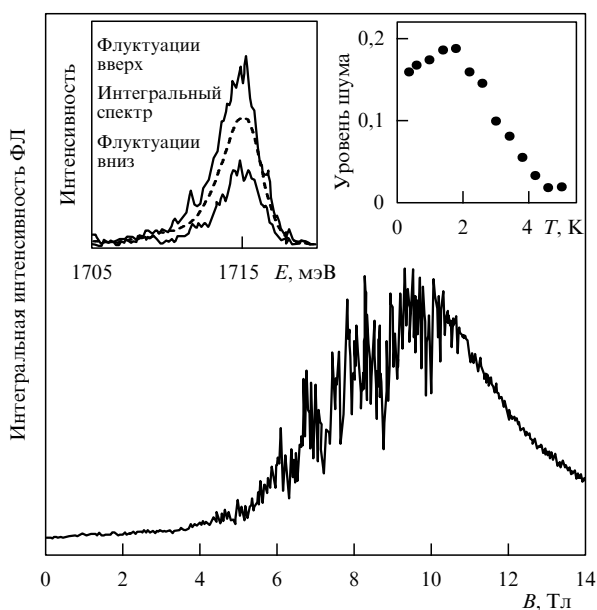


Рис. 4. Зависимость интегральной интенсивности ФЛ не прямых экситонов от магнитного поля при непрерывном фотовозбуждении для $T = 350$ мК и $V_g = -0,5$ В. Левая вставка: интегральный спектр ФЛ и спектр, проинтегрированный в течение 0,3 с в режиме шума при $B = 9$ Тл. Правая вставка: зависимость уровня шума от температуры $\langle \delta I_{PL} \rangle / \langle I_{PL} \rangle$ при $B = 9$ Тл.

6. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **80** 1488 (1981)
7. Каган Ю М, неопубликованные данные. Для бесконечных 2D-систем критическая температура фазового перехода в сверхтекучее состояние при $B = 0$ также приблизительно линейно зависит от плотности. Fisher D S, Hohenberg P C *Phys. Rev. B* **37** 4936 (1988)
8. Butov L V et al. *Phys. Rev. B* **46** 12765 (1992)
9. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *ЖЭТФ* **71** 738 (1976)
10. Шевченко С И *ФНТ* **2** 251 (1976)
11. Zhu X et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1633 (1995)
12. Bauer G E W, in *Optics of Excitons in Confined Systems*, IOP Conf. Ser. No. 123 (Institute of Physics, Giardini Naxos, Italy, 1991) p. 283
13. Рашба Э И, Гургеншвили Г Е *ФТТ* **4** 759 (1962)
14. Kash J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2247 (1991)
15. Yoshioka D, MacDonald A H J. *Phys. Soc. Jpn.* **59** 4211 (1990)
16. Gilliland G D et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3717 (1993)
17. Dzyubenko A B, Bauer G E W *Phys. Rev. B* **51** 14524 (1995)
18. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 304 (1994)

InAs квантовая точка в роли квантового микроскопа для исследования двумерного электронного газа

Т. Ин, А. Торнтон, И.Е. Ицкевич, П.Х. Бетон, П. Мартин, П. Мориарти, Е. Мюллер, А. Ногаре, П.С. Мэйн, Л. Ивс, М. Хенини

Наши познания о двумерном электронном газе (ДЭГ) при низких температурах в сильном магнитном поле стремительно выросли в последние десятилетия. Развита теоретическая концепция, описывающая свойства ДЭГ на основе квантовой механики в нанометровой шкале. Сейчас актуальны эксперименты, позволяющие проверить предсказания этих концепций. Мы использовали одиночную InAs квантовую точку для исследования ДЭГ-эмиттера туннельного диода с одиночным барьером [1–3]. Данный метод имеет существенные преимущества по сравнению с экспериментами по 2D–2D-туннелированию [4]. Квантовая точка является локальным зондом характерного диаметра 10 нм, слабо влияющим на туннельные характеристики образца. Дискретный спектр состояний в квантовой точке позволяет проводить туннельную спектроскопию, управляя напряжением смещения. В отличие от обычных измерений параллельного магнитотранспорта, это позволяет исследовать в магнитном поле не только свойства на уровне Ферми, но и состояния (т.е. уровни Ландау) под уровнем Ферми [2, 3]. Кроме того, свойства одиночной квантовой точки интересны сами по себе. Наши измерения дали возможность обнаружить спиновое расщепление основного состояния одиночной квантовой точки.

Образцами являлись однобарьерные $n-i-n$ -туннельные диоды, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии при 520 °C на поверхности n^+ -GaAs подложки. Используя режим роста Странски–Крастанова, мы внедрили слой InAs квантовых точек в центр 10-нанометрового барьера из AlAs, который располагался между двумя 100-нанометровыми слоями GaAs. Селективное легирование n -типа позволило создать омические контакты сверху и со стороны подложки. Мезы диаметром порядка 50 мкм были созданы методом обычной фотолитографии.

Характерный размер квантовой точки, ~ 10 нм, и плотность точек, $\sim 10^{11}$ см $^{-2}$, были определены с

помощью сканирующей туннельной спектроскопии и сканирующей электронной микроскопии на образцах, выращенных в тех же условиях, что и исследуемые образцы. Исследования с помощью поперечной просвечивающей электронной микроскопии (ППЭМ) были проведены непосредственно на образце, выращенном для туннельно-транспортных измерений. Найдено, что высота точки составляет $\sim 2-3$ нм. Из-за конечной высоты точки толщина туннельного барьера под квантовой точкой оказывается несколько больше, чем над ней. Тем не менее оба GaAs/AlAs интерфейсы имеют хорошее качество, а квантовые точки являются совершенными кристаллическими структурами. На ППЭМ-снимках можно увидеть небольшие деформации решеток внутри и около квантовых точек. Они обусловлены рассогласованием постоянных решетки в InAs и GaAs, которое составляет $\sim 7\%$.

Результаты вольт-емкостных измерений на частотах в диапазоне 30 Гц–1 МГц могут быть объяснены в модели плоского конденсатора. При нулевом смещении измеряемая емкость определяется расстоянием между верхним и нижним легированными контактными слоями. Вплоть до напряжений смещения ~ 100 мВ емкость сильно увеличивается благодаря образованию ДЭГ с эмиттерной стороны барьера (см. вставку на рис. 1). Этот процесс эффективно уменьшает расстояние между обкладками конденсатора и тем самым увеличивает его емкость. С помощью магнито-емкостных измерений мы определили концентрацию электронов в ДЭГ и время упругого рассеяния (зависящее от концентрации). Магнитоосцилляции наблюдались при напряжениях смещения, начиная с 90 мВ, что соответствовало электронной плотности $3,5 \times 10^{10}$ см $^{-2}$.

Поскольку слой квантовых точек находился внутри плоского конденсатора, при приложении напряжения энергетические уровни нульмерных (0D) состояний сдвигались относительно химических потенциалов в контактных слоях (вставка на рис. 1). Измеренная разность

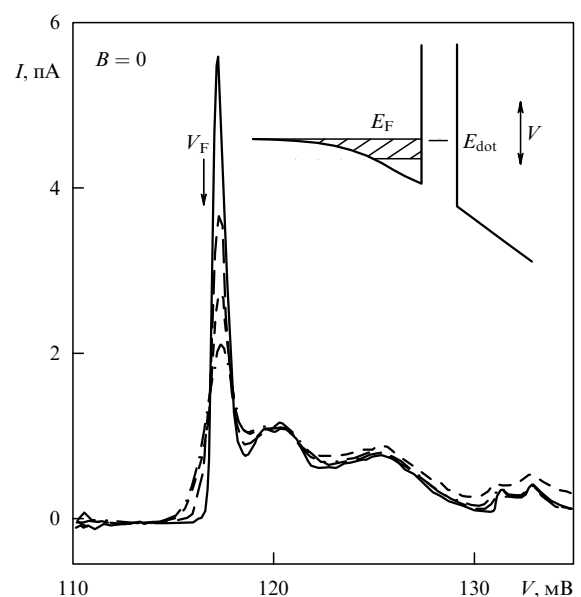


Рис. 1. Температурная зависимость для изолированного одиночного резонанса. На вставке схематически показан профиль зоны проводимости вблизи туннельного барьера.