

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии  
Российской академии наук

(21 февраля 1996 г.)

21 февраля 1996 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Бутов Л.В.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка), **Цреннер А., Хагн М., Абштрайтер Г., Бом Г., Ваймани Г.** (Вальтер Шоттки институт, Мюнхенский технический университет, Мюнхен). *Свидетельство конденсации экситонов в двойных квантовых ямах.*

2. **Лозовик Ю.Е.** (Институт спектроскопии РАН, г. Троицк). *Ультрабыстрые процессы в сверхпроводниках и возможности фемтосекундной спектроскопии.*

Краткое сообщение по первому из них публикуется ниже.

PACS numbers: 71.35.+z

Свидетельство конденсации экситонов  
в двойных квантовых ямах

Л.В. Бутов, А. Цреннер, М. Хагн,  
Г. Абштрайтер, Г. Бом, Г. Ваймани

Электрон-дырочное (э-д) взаимодействие в нейтральной э-д системе может приводить к конденсации э-д пар — экситонов. В случае разреженного экситонного газа экситоны могут рассматриваться как точечные бозе-частицы и конденсация аналогична конденсации Бозе–Эйнштейна бозонов, в то время как в случае плотной э-д системы конденсат аналогичен БКШ сверхпроводящему состоянию [1].

Одной из основных сложностей экспериментального наблюдения экситонного конденсата в полупроводниках является достижение низкой температуры экситонов — ниже критической. Вследствие э-д рекомбинации температура экситонов может значительно превышать температуру решетки. Поэтому для поисков конденсации экситонов выбираются полупроводники с большим временем жизни экситонов. Предвестие конденсации экситонов в объемных полупроводниках, а именно, вырожденная статистика Бозе–Эйнштейна наблюдалась для экситонов в  $\text{Cu}_2\text{O}$  [2] и в Ge [3]. В недавних публикациях об исследованиях  $\text{Cu}_2\text{O}$  сообщалось о прохождении фазовой границы экситонного конденсата [4].

Полупроводниковые структуры с квантовыми ямами (КЯ) предоставляют возможность экспериментальной реализации двумерного экситонного конденсата. Критические условия конденсации экситонов в КЯ качественно улучшаются в сильном перпендикулярном магнитном поле

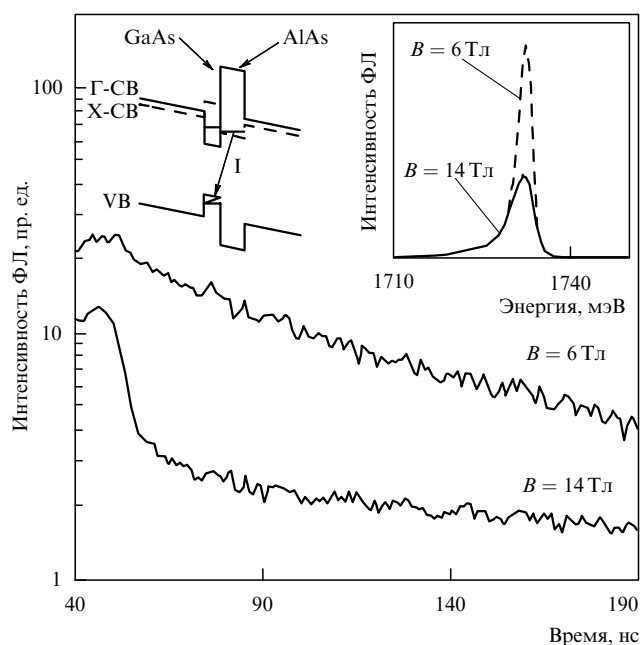
[5] вследствие полного квантования энергетического спектра электронов и дырок, а также увеличения энергии связи экситонов. Предвестие конденсации двумерных экситонов в магнитном поле, а именно, образование экситонов в плотной э-д магнитоплазме было обнаружено в  $\text{InGaAs/GaAs}$  КЯ [6]. Однако вследствие высокой скорости э-д рекомбинации температура носителей была выше критической. Скорость э-д рекомбинации может быть сильно подавлена в двойных КЯ (ДКЯ), в которых электроны и дырки пространственно разделены. Конденсация экситонов в ДКЯ должна сопровождаться появлением сверхтекучести экситонов [5]. Анализ оптических и транспортных свойств не прямых экситонов, состоящих из пространственно разделенных электронов и дырок, в ДКЯ при низких температурах в сильных магнитных полях являлся целью наших исследований.

Исследовались не прямые экситоны в  $\text{AlAs/GaAs}$  ДКЯ, перестраиваемых напряжением на затворе  $V_g$  при  $T \geq 350$  мК и  $B \leq 14$  Тл. Активная часть структуры состоит из 40 Å  $\text{AlAs}$  и 30 Å  $\text{GaAs}$  слоев, окруженных  $\text{Al}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{As}$  слоями (см. вставку рис. 1) [7]. В не прямом режиме ( $V_g < 0,5$  В) электроны заключены в  $\text{AlAs}$ , а дырки в  $\text{GaAs}$  слое. Носители возбуждались импульсным лазером ( $\hbar\omega = 1,8$  эВ).

Было обнаружено, что магнитное поле сильно изменяет время затухания интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) экситонов. Кривые затухания ФЛ экситонов при  $T = 350$  мК,  $B = 6$  и 14 Тл показаны на рис. 1. Зависимость начального времени затухания ФЛ  $\tau$  от  $B$  показана на рис. 3а. В полях  $B \leq 7$  Тл затухание слабо неэкспоненциально с длинным временем жизни, около 50 нс. В больших магнитных полях быстрое начальное затухание сопровождается медленным затуханием на больших временах. В не прямом режиме интегральная интенсивность ФЛ экситонов более чем на порядок меньше, чем в прямом режиме.

Следовательно, в не прямом режиме излучательное время жизни много больше безызлучательного времени жизни,  $\tau_{\text{пл}}$ , и  $\tau \approx \tau_{\text{пл}}$ . Таким образом, увеличение магнитного поля приводит сначала к росту  $\tau_{\text{пл}}$ , а затем к падению. Рост (падение)  $\tau_{\text{пл}}$  сопровождается ростом (падением) интегральной интенсивности ФЛ экситонов (см. спектры на вставке рис. 1). В рассматриваемых узких ДКЯ  $\tau_{\text{пл}}$  определяется транспортом экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации. Таким образом, изменения  $\tau_{\text{пл}}$  показывают, что увеличение магнитного поля приводит к небольшому уменьшению подвижности экситонов, а затем к сильному росту.

Для прямых измерений транспорта экситонов использовался метод времени пролета: затухание сигнала ФЛ с открытого участка образца сравнивалось с затуханием сигнала ФЛ с участка образца, покрытого непрозрачной

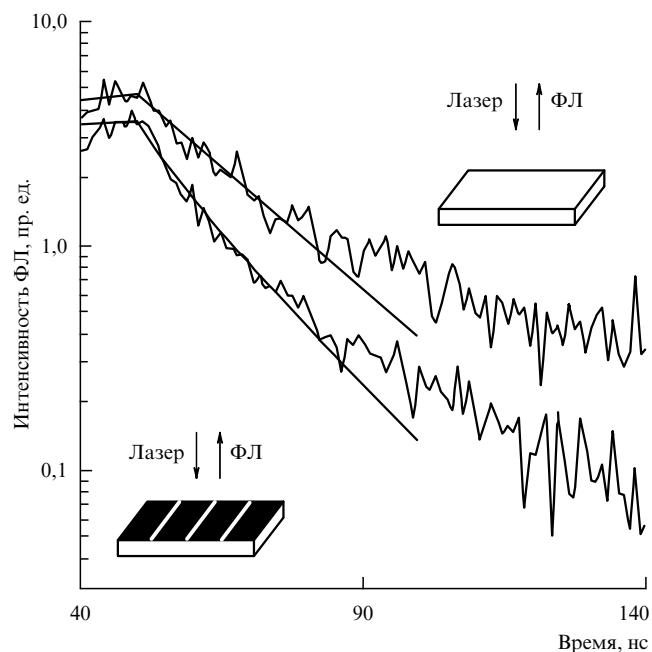


**Рис. 1.** Кривые затухания ФЛ при  $V_g = 0$ ,  $T = 350$  мК,  $B = 6$  и  $14$  Тл. Правая вставка — соответствующие спектры ФЛ, проинтегрированные по времени. Левая вставка — зонная диаграмма AlAs/GaAs ДКЯ в непрямом режиме.

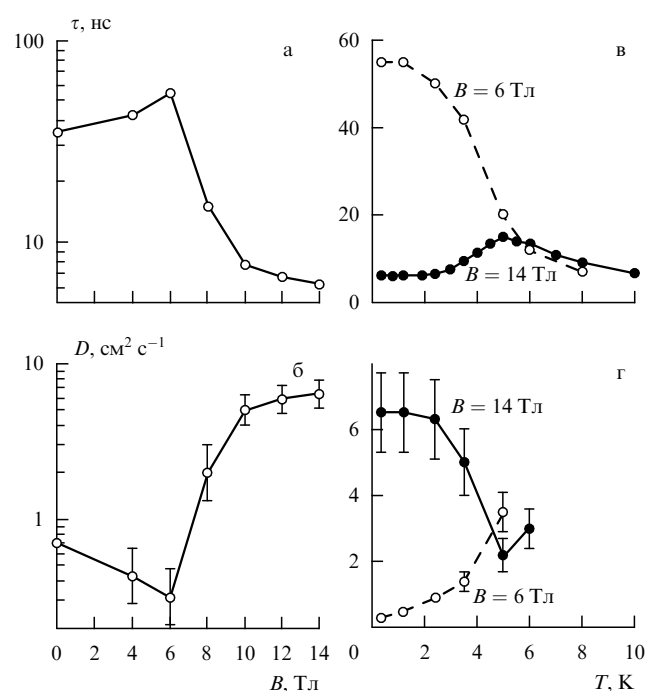
маской. В маске имелись прозрачные полосы шириной 4 мкм, отстоящие друг от друга на 32 мкм. На рис. 2 приведен пример кривых затухания с открытого участка и участка, покрытого маской. В случае затухания ФЛ с участка, покрытого маской, вследствие диффузии экситонов под непрозрачные области изменение плотности экситонов описывается уравнением  $\partial n / \partial t = D \partial^2 n / \partial x^2 - n / \tau$ , где  $D$  — коэффициент диффузии экситонов, описывающий транспорт экситонов на начальных временах затухания ФЛ. В случае затухания ФЛ с открытого участка образца слагаемым  $D \partial^2 n / \partial x^2$  можно пренебречь вследствие большого размера пятна возбуждения. Сравнение начальных затуханий ФЛ с открытого участка и участка, покрытого маской, позволяет независимо определить  $\tau$  и  $D$ . Подгоночные кривые показаны на рис. 2 прямыми линиями.

Зависимость  $D$  от магнитного поля при  $T = 350$  мК показана на рис. 3б.  $D$  сначала слегка уменьшается с увеличением  $B$ , а затем сильно растет. Температурные зависимости  $\tau$  и  $D$  при  $B = 6$  и  $14$  Тл показаны на рис. 3в. Зависимость при  $B = 6$  Тл типична для слабых магнитных полей; зависимость при  $B = 14$  Тл типична для сильных полей, в которых при низких температурах наблюдается быстрый транспорт экситонов. При  $B = 6$  Тл увеличение температуры приводит к монотонному росту  $D$  и уменьшению  $\tau$ . Напротив, при  $B = 14$  Тл повышение температуры приводит к уменьшению  $D$  и увеличению  $\tau$ . Лишь при  $T \gtrsim 5$  К  $\tau$  начинает падать ( $D$  увеличиваться), приближаясь к зависимости, наблюдаемой в слабых магнитных полях. Во всех экспериментах изменения  $\tau$ , описывающие транспорт экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации, соответствуют изменениям  $D$ , измеренным методом времени пролета: увеличение (уменьшение)  $\tau$  отвечает уменьшению (увеличению)  $D$ .

В слабых магнитных полях зависимости  $D$  от температуры и магнитного поля характерны для термически активированного транспорта экситонов в хаотическом потенциале



**Рис. 2.** Кривые затухания ФЛ для участка образца, покрытого маской (нижняя кривая), и открытого участка (верхняя кривая) при  $V_g = 0$ ,  $B = 6$  Тл,  $T = 5$  К.



**Рис. 3.** (а, б) Зависимости  $\tau$  и  $D$  от магнитного поля при  $V_g = 0$ ,  $T = 350$  мК. (в, г) Зависимости  $\tau$  и  $D$  от температуры при  $V_g = 0$ ,  $B = 6$  и  $14$  Тл.

(в рассматриваемых структурах хаотический потенциал, в основном, связан с флуктуациями ширины КЯ): в нулевом магнитном поле аналогичное увеличение  $D$  и уменьшение  $\tau$  с ростом  $T$  наблюдались в ряде исследований AlAs/GaAs тип-II сверхрешеток; монотонное уменьшение  $D$  с ростом  $B$  качественно объясняется увеличением массы магнитоэкситона и находится в качественном соответствии с теоретиче-

ским рассмотрением транспорта экситонов в AlAs/GaAs ДКЯ [8]. Медленное затухание ФЛ на больших временах задержки соответствует рекомбинации сильно локализованных экситонов.

Быстрый транспорт экситонов наблюдается в сильных магнитных полях при низких температурах, т.е. в условиях, когда ожидается появление сверхтекучести экситонов. С увеличением температуры быстрый транспорт экситонов исчезает и восстанавливается обычный рост  $D$  с температурой. Методом времени пролета измеряются усредненные характеристики транспорта экситонов: коэффициент диффузии усредняется по длине полосок. Для конденсации экситонов в присутствии хаотического потенциала ожидается возникновение сверхтекучих доменов с границами, определяемыми профилем потенциала в плоскости. Таким образом, на больших масштабах усредненный транспорт экситонов есть транспорт в неупорядоченном наборе нормальных и сверхтекучих участков. Относительно малая величина  $D$ , соответствующая наблюдаемому быстрому транспорту экситонов, может быть объяснена в рамках такой картины (так как относительная доля нормальных и сверхтекучих участков не известна, данные обрабатывались с использованием одного коэффициента диффузии).

С уменьшением плотности экситонов сверхтекучесть должна исчезать при критической плотности, зависящей от  $T$ . Из-за малой величины сигнала ФЛ с участка образца, покрытого маской, в эксперименте использовалась только максимальная мощность лазерного возбуждения, соответствующая средней начальной плотности экситонов  $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , измерить зависимость  $D$  от мощности возбуждения не было возможности. Непрямым образом зависимость от плотности экситонов проявляется во временной эволюции затухания ФЛ. При низких  $T$  и сильных  $B$  быстрое начальное затухание, соответствующее быстрому транспорту экситонов, наблюдается, пока плотность экситонов не упадет в несколько раз (см. рис. 1), последующее затухание ФЛ медленное и соответствует медленному транспорту экситонов. Переход начального быстрого к последующему медленному транспорту экситонов резкий и соответствует ожидаемому исчезновению сверхтекучести экситонов. Отметим, однако, что переход определяется не только уменьшением плотности экситонов в процессе рекомбинации, но и постепенным увеличением локализации экситонов вследствие энергетической релаксации (локализация экситонов ниже порога подвижности должна подавлять сверхтекучесть).

Исследовалась также ФЛ экситонов при непрерывном лазерном возбуждении ( $\hbar\omega = 1,85 \text{ эВ}$ ). Было обнаружено возникновение аномально больших флуктуаций (шумов) интегральной интенсивности ФЛ не прямых экситонов  $I_{\text{ФЛ}}$  в сильных магнитных полях при низких температурах. Характерная зависимость  $I_{\text{ФЛ}}$  от  $B$  показана на рис. 4. С увеличением  $B$  сначала наблюдается рост среднего значения  $I_{\text{ФЛ}}$ , а затем падение. Как и в случае экспериментов с импульсным фотовозбуждением, рост (падение) среднего значения  $I_{\text{ФЛ}}$  соответствует уменьшению (увеличению) коэффициента диффузии экситонов. Шумы наблюдаются на фоне роста среднего значения  $I_{\text{ФЛ}}$ . Шумы наблюдаются при низких температурах, характерная зависимость амплитуды шумов от  $T$  приведена на вставке рис. 4. Спектр шумов имеет широкополосный характер  $\propto 1/f$ .

Появление больших шумов свидетельствует о наличии когерентности в системе экситонов. Известно, что амплитуда шумов обратно пропорциональна числу статистически независимых объектов в системе. Большая амплитуда шумов означает, что в макроскопически большом фотовозбужденном участке (содержащем  $\sim 10^6 - 10^7$  экситонов) число неза-

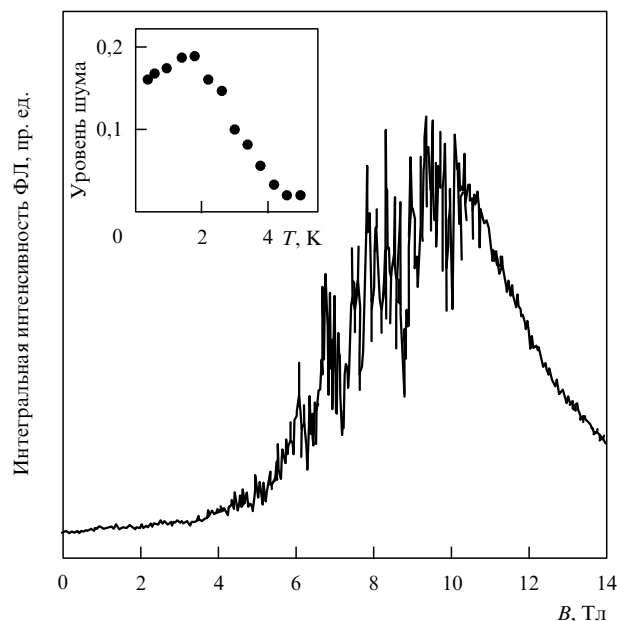


Рис. 4. Интегральная интенсивность ФЛ при  $V_g = -0,5 \text{ В}$ ,  $T = 350 \text{ мК}$  в зависимости от  $B$ . Вставка: температурная зависимость уровня шума  $\langle \delta I_{\text{ФЛ}} \rangle / \langle I_{\text{ФЛ}} \rangle$  при  $V_g = -0,5 \text{ В}$ ,  $T = 350 \text{ мК}$ ,  $B = 9 \text{ Тл}$ .

висимых объектов мало. Конденсатный домен может рассматриваться в качестве такого независимого объекта. Сигнал ФЛ сконденсированных экситонов много больше, чем сигнал ФЛ нормальных экситонов, так как сила осциллятора экситонного перехода пропорциональна когерентному объему экситона, который задается размером конденсатного домена для сконденсированных экситонов. Шумы  $I_{\text{ФЛ}}$  связаны с появлением и исчезновением конденсатных доменов (флуктуацией их размеров). Так как шумы наблюдаются при меньших магнитных полях, чем быстрый транспорт экситонов, они могут рассматриваться как критические флуктуации вблизи фазового перехода.

В заключение при исследовании э-д системы в AlAs/GaAs ДКЯ были обнаружены эффекты, свидетельствующие о конденсации не прямых экситонов в сильных магнитных полях при низких температурах, а именно, сильное увеличение коэффициента диффузии экситонов, интерпретированное как появление сверхтекучести экситонов, а также шумы интегральной интенсивности ФЛ экситонов, интерпретированных как критические флуктуации вблизи фазового перехода, связанные с большой силой осциллятора экситонного конденсата.

Авторы благодарны А.Б. Дзюбенко, Ю.М. Кагану, В.Д. Кулаковскому и Ю.Е. Лозовику за полезные обсуждения. Авторы весьма признательны Фонду "Фолькс-вагена" за финансовую поддержку.

## Список литературы

1. Келдыш Л В, Копяев Ю Е *ФТТ* **6** 2791 (1964)
2. Hulin D, Mysyrowicz A, Benoit a la Guillaume *Phys. Rev. Lett.* **45** 1970 (1980)
3. Timofeev V B, Kulakovskii V D, Kukushkin I V *Physica* **117B** 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); Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **80** 1488 (1981)
6. Бутов Л В, Кулаковский В Д *Письма в ЖЭТФ* **53** 444 (1991)
7. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 304 (1994)
8. Dzyubenko A B, Bauer G E W *Phys. Rev. B* **51** 14524 (1995)