

Коллективное поведение спин-ориентированного газа межъямных экситонов в двойных квантовых ямах

А. В. Ларионов⁺, М. Байер*, И. Хвам^{△1)}, К. Соеренсен^{△1)}

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

* *Experimentelle Physik II, Dortmund university, D-44221 Dortmund, Germany*

[△] *Microelectronic Centre, DK 2800 Lyngby, Denmark, Germany*

Поступила в редакцию 20 декабря 2004 г.

Исследована кинетика спин-ориентированного газа межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах ($n-i-n$ гетероструктуры). Изучалась температурная зависимость времени спиновой релаксации экситонов, у которых фотовозбужденные электрон и дырка пространственно разделены между соседними квантовыми ямами. Для этого использовалось импульсное, циркулярно-поляризованное резонансное фотовозбуждение внутриямных, $1sHH$ -экситонов с помощью фемтосекундного перестраиваемого по частоте лазера. Обнаружено резкое увеличение скорости спиновой релаксации межъямных экситонов при изменении температуры в интервале от 2 до 3.6 К. Найденное явление связывается с косвенным доказательством когерентности коллективной фазы межъямных экситонов при температурах ниже критической.

PACS: 73.20.Mf, 73.21.Fg

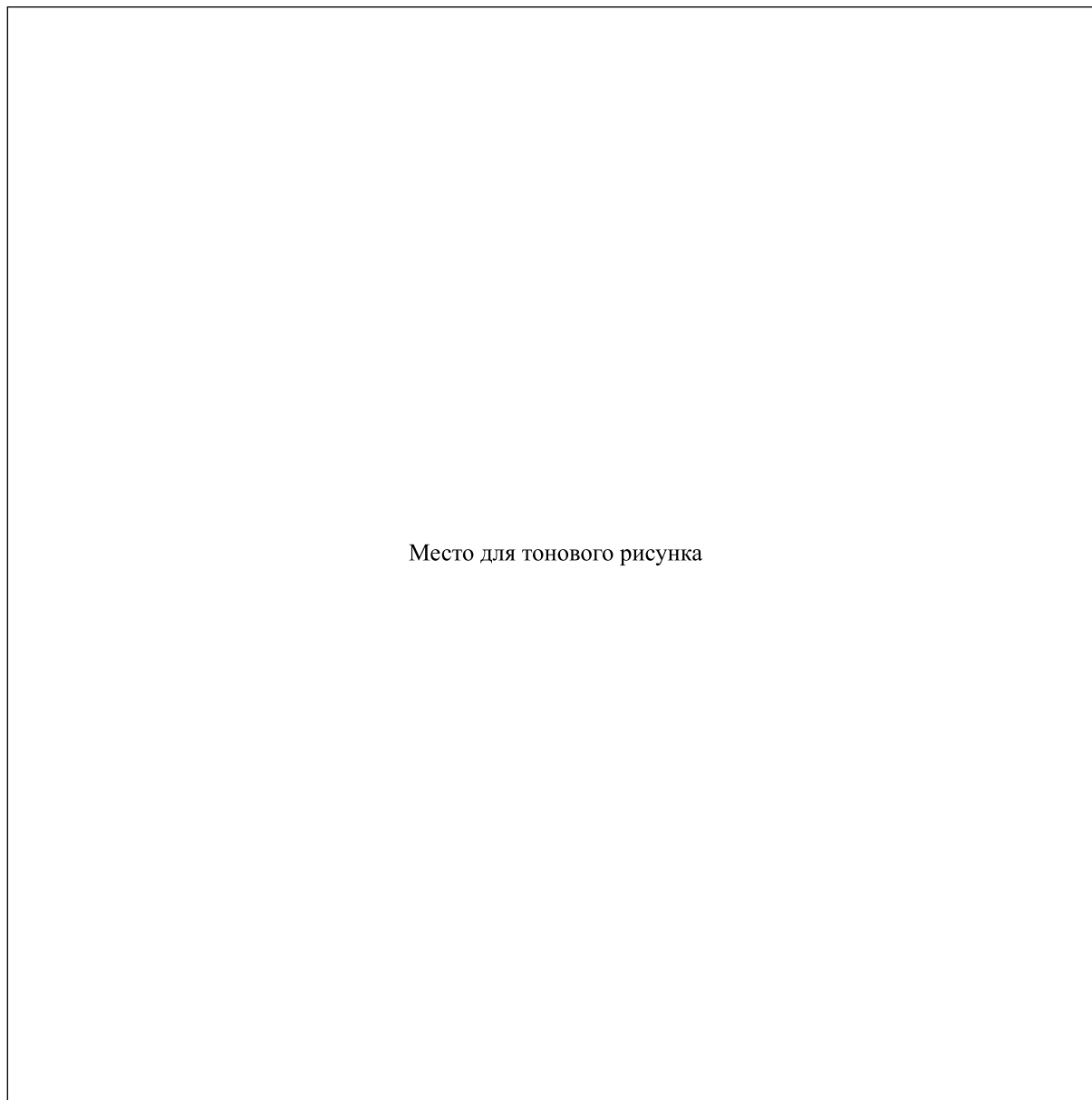
1. Ориентированные по спину экситоны при возбуждении циркулярно поляризованным светом детально исследовались в объемных полупроводниках уже много лет тому назад. Были установлены основные механизмы спиновой релаксации в широком интервале температур и для разного типа полупроводников [1]. В начале прошлого десятилетия в связи с появлением низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур экспериментальные и теоретические исследования спиновой релаксации электронов и дырок подробно проводились для этого нового класса соединений [2–5]. В настоящий момент интерес к спиновым явлениям в полупроводниках переживает новый подъем в связи с возможностью их практического применения в спинтронных приборах.

В квантовых ямах (КЯ) GaAs полупроводниковых гетероструктур основное нижайшее состояние экситона на тяжелых дырках, $1sHH$, является четырехкратно вырожденным по спину. Состояние с угловым моментом $m = \pm 1$ является оптически активным, в то время как экситоны с угловым моментом $m = \pm 2$ оптически не активны. В GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах (ДКЯ) при приложении электрического смещения, наклоняющего зоны, можно возбуждать экситоны, у которых электрон и дырка находятся в разных КЯ, разделенных туннельно прозрачным барьером. Такие экситоны называют пространствен-

но непрямыми, или межъямными (МЭ), в отличие от внутриямных, прямых экситонов, когда электрон и дырка находятся в одних и тех же КЯ. При возбуждении светом МЭ возникают за счет туннелирования электронов в нижайшую квантовую яму и связывания их с дырками в соседней квантовой яме. Основное состояние межъямных экситонов также является четырехкратно вырожденным по спину. По сравнению с внутриямными МЭ являются долгоживущими в силу ограниченного перекрытия волновых функций электрона и дырки через туннельный барьер, поэтому их нетрудно накапливать и охлаждать до достаточно низких температур.

Ранее нами было обнаружено, что при низких температурах (около 2 К) газ межъямных экситонов (с концентрацией порядка 10^{10} см^{-2}) демонстрирует коллективное поведение [6–8]. Это проявляется в резком сужении линии фотолюминесценции (ФЛ), соответствующей излучательной рекомбинации межъямных экситонов, сверхлинейным ростом ее интенсивности и сдвигом в длинноволновую сторону спектра. При этом укорачивается время жизни МЭ и обнаруженное явление критично к температуре ($T_c \leq 4 \text{ К}$). Мы установили, что данное явление происходит в доменах – крупномасштабных флуктуациях случайного потенциала в плоскости КЯ, играющих роль ловушек для МЭ [9]. Открытым пока остается вопрос о когерентности коллективной экситонной фазы.

¹⁾ J. Hvam, K. Soerensen.



Место для тонового рисунка

Рис.1. (а) Изображение сигнала ФЛ, полученное на скоростной камере в результате возбуждения исследуемого образца коротким (около 1 пс) лазерным импульсом. Яркость в данной точке рисунка соответствует интенсивности ФЛ. (b) Результат среза изображения по горизонтали (горизонтальная прямая на рисунке (а) – спектр ФЛ в фиксированный момент времени. (с) Результат среза по вертикали (вертикальная прямая на рисунке (а) – кривая затухания ФЛ на фиксированной длине волны. Стрелками показаны положения внутриямного ($1sHH$) экситона и МЭ (I_{ex}). Изображение получено при приложенном электрическом смещении $U = 0.65$ В и температуре 1.85 К

Целью данной работы было изучение температурной зависимости скорости спиновой релаксации МЭ в условиях, когда наблюдается коллективное поведение плотного газа МЭ. Полученные результаты помогли бы сделать выводы о вероятной когерентности этого состояния МЭ при температурах ниже критической.

2. Нами исследовалась $n-i-n$ GaAs/AlGaAs гетероструктуры с двойной КЯ GaAs/AlAs/GaAs и узким туннельным AlAs-барьером между ямами (ширина GaAs КЯ ≈ 120 Å, и четырехмонослойного AlAs-барьера ≈ 11 Å). Вся структура выращивалась с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на легированной GaAs подложке n -типа с кристаллографической ориентацией (001) и концентрацией легирующей

примеси Si: 10^{18} см^{-3} . На подложку сначала наращивался буферный слой 0.5 мк GaAs, легированный Si (10^{18} см^{-3}). Затем располагался изолирующий слой AlGaAs ($x = 0.33$) толщиной 0.15 мк и далее ДКЯ GaAs/AlAs/GaAs. Гетерограница каждой GaAs КЯ с AlGaAs изолирующим слоем разделялась также узким (четырёхслойным) AlAs-барьером. При выращивании узких AlAs-барьеров использовался режим остановки эпитаксиального роста ("stop growth"). При такой технике роста флуктуации ширины AlAs-барьеров имеют крупномасштабный характер. За ДКЯ находился изолирующий слой AlGaAs толщиной 0.15 мк. Затем шел слой 0.1 мк GaAs, легированный Si (10^{18} см^{-3}). Верхняя часть структуры закрывалась 100 Å слоем GaAs. На выращенной таким образом структуре литографическим способом изготавливались мезы размером 1×1 мм. Металлические контакты из сплава Au+Ge+Pt наносились в виде прямоугольной рамки на буферный слой верхней части мезы.

Для исследования временной эволюции спин-ориентированного газа МЭ использовался перестраиваемый по частоте импульсный фемтосекундный Ti-сапфировый лазер (Mira-900, Coherent). Для получения необходимого резонансного фотовозбуждения лазерный импульс предварительно проходил через среду с положительной дисперсией (дифракционная решетка), что приводило к его спектральному сужению и изменению длительности (от 140 фс до 1 пс). Оптическая ориентация углового момента МЭ производилась циркулярно поляризованным светом, полученным с помощью четверть-волновой пластинки. Сигнал ФЛ проходил через одиночный монохроматор (Acton SP-500i) с линейной дисперсией 34 Å/мм и регистрировался скоростной камерой (streak-camera Hamamatsu, Model 5680-24). Использование такой системы позволяет одновременно получать временную эволюцию всего спектра ФЛ с временным разрешением около 80 пс.

3. На рис.1а показан типичный вид (изображение) сигнала ФЛ, полученный на скоростной камере в результате возбуждения исследуемого образца коротким (около 1 пс) лазерным импульсом. Данное изображение представляет собой трехмерный объект в координатах энергия-время-интенсивность (интенсивность изображается в виде градаций цвета или в данном случае яркости). Таким образом в нем содержится полная информация о временной эволюции спектров ФЛ. Для анализа полученной информации используются сечения (профили) вдоль шкалы энергий (результат показан на рис.1b) и вдоль шкалы времени (результат показан на рис.1c). В нашей работе

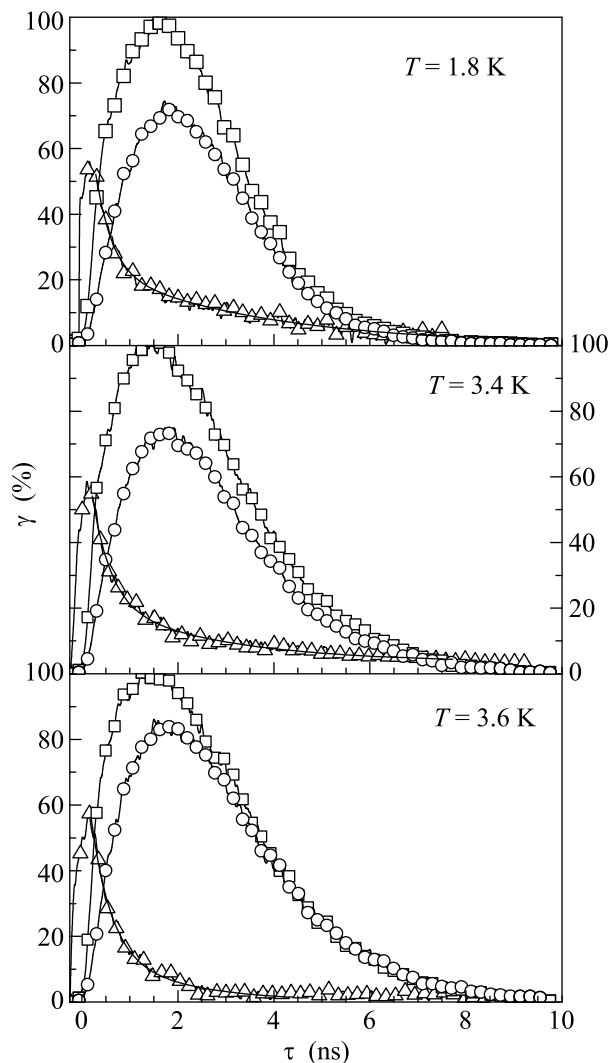


Рис.2. Кривые затухания ФЛ МЭ при различных температурах. Квадратными и круглыми символами показаны кривые затухания ФЛ, соответствующие циркулярным поляризациям σ^+ и σ^- , соответственно, треугольными символами показана степень циркулярной поляризации γ . Сплошные линии вдоль контура степени γ – подгонка с помощью двухэкспоненциального затухания по методу наименьших квадратов. Данные кривые соответствуют приложенному напряжению $U = 0.55$ В

мы анализировали кривые затухания ФЛ, соответствующие сечениям вдоль шкалы времени.

Представленный рисунок получен при резонансном возбуждении лазерным импульсом внутриямного $1sHH$ -экситона (длина волны лазера 1.549 эВ), приложенном электрическом смещении $U = 0.65$ В и температуре 1.85 К. Возбуждение велось циркулярно поляризованным светом. Стрелки показывают линию внутриямных ($1sHH$) и межъямных (I_{ex}) экситонов. Пиковая плотность мощности возбуж-

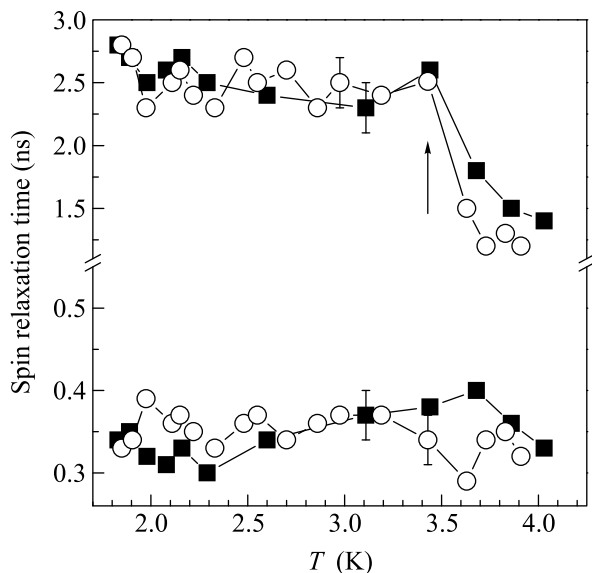


Рис. 3. Сводный график зависимости времени спиновой релаксации от температуры. Светлые точки соответствуют быстрому, τ_1 , и медленному, τ_2 , временам спиновой релаксации МЭ при приложенном напряжении $U = 0.6$ В, черные точки – временам τ_1 и τ_2 при приложенном напряжении $U = 0.55$ В. Стрелка показывает область температур, где происходит резкое изменение времени спиновой релаксации

дения составляла примерно 30 кВт/см^2 , что по нашим оценкам соответствует концентрации МЭ $n_{ex} \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

В этой работе нас интересовало температурное поведение темпа спиновой релаксации МЭ. Для этого с помощью циркулярно поляризованного импульсного лазерного излучения (например, σ^+ -поляризация) резонансно с основным состоянием внутриямного экситона возбуждалась фотолюминесценция МЭ и проводился анализ временной зависимости степени циркулярной поляризации сигнала ФЛ при различных температурах. На рис.2 представлен пример такой температурной зависимости для $U = 0.6$ В. Кривые затухания получены при сечении изображения сигнала ФЛ в максимуме линии МЭ ± 0.3 мэВ. Квадратным и круглым символам соответствуют σ^+ - и σ^- -компоненты, треугольными символами показана степень циркулярной поляризации, вычисленная по формуле $\gamma = (I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$. Толстые сплошные линии вдоль контура кривых степени циркулярной поляризации представляют собой подгонку с помощью двухэкспоненциального затухания по методу наименьших квадратов. Из полученных зависимостей видно, что при увеличении температуры начальное время затухания (τ_1) слабо меняется с темпера-

турой и составляет около 0.35 нс. Тогда как время затухания τ_2 , большее τ_1 почти на порядок величины, резко уменьшается в 1.5–2 раза при температурах выше 3.5 К. При более высоких температурах (вплоть до 15 К) никаких существенных изменений во временной динамике степени циркулярной поляризации больше не происходит. Аналогичное поведение наблюдается и при других приложенных напряжениях, что изображено на сводном рис.3.

Для сравнения нами была измерена температурная зависимость степени циркулярной поляризации внутриямного $1sHH$ -экситона. В интервале температур от 2 до 15 К время спиновой релаксации практически не изменяется с точностью 15% и составляет около 180 пс. Кривая затухания степени циркулярной поляризации имеет моноэкспоненциальный вид. Эти данные находятся в хорошем согласии с работой [2], авторы которой подробно исследовали динамику спиновой релаксации экситонов в одиночных КЯ при низких температурах. Согласно результатам [2], механизмом, ответственным за спиновую релаксацию $1sHH$ -экситонов при низких температурах, является электрон-дырочное обменное взаимодействие. В нашем случае динамика носителей имеет более сложный характер. После прихода лазерного импульса часть электронов туннелирует в соседнюю КЯ, далее происходят процессы энергетической релаксации и релаксации по спину, а также процесс образования МЭ. На это уходит около 2 нс. В дальнейшем происходит процесс традиционного излучения межъямных экситонов. Мы полагаем, что время τ_1 обусловлено одним из одночастичных механизмов релаксации [5], в то время как τ_2 обусловлено особенностями спиновой релаксации, свойственными уже экситонам. Здесь главную роль играет обменное взаимодействие, но из-за малого интеграла перекрытия волновых функций электронов и дырок это время для МЭ оказывается на порядок величины большим, чем τ_1 .

4. Мы считаем, что представленные экспериментальные результаты свидетельствуют о когерентности коллективной фазы МЭ при низких температурах. Основанием для такого утверждения является работа Кагана и др. [10], где, в частности, изучался вопрос о скорости спиновой релаксации бозеконденсированного состояния в ловушках атомов. Авторами было показано, что для конденсированной фазы темп спиновой релаксации в $N!$ раз меньше, чем для надконденсатной (N – число частиц, образующих бозон). Результаты этой работы подтверждены в работах авторов [11, 12], где, в частности, изучалась спиновая динамика атомов в бозе-конденсате. В нашем случае время τ_2 , отражающее особенности про-

цесса релаксации МЭ, изменяется в 1.5–2 раза. Это качественно хорошо согласуется с результатами указанной работы.

Таким образом, была исследована температурная зависимость времени спиновой релаксации межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs ДКЯ. Обнаружено резкое (1.5–2 раза) увеличение скорости спиновой релаксации МЭ при $T > T_c = 3.5$ К. Это явление связывается с когерентностью коллективной фазы межъямных экситонов при температурах ниже критической.

В заключение авторы благодарят В. Б. Тимофеева за ценные замечания и предложения, а также Ю. М. Кагана за плодотворные и интересные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке DFG (грант # 436 RUS 17/95/03) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 04-02-17348).

-
1. *Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах*, ред. Б. П. Захарчени и Ф. Майера, Л.: Наука, 1989.

2. A. Vinattieri, J. Shah, T. C. Damen et al., Phys. Rev. **B50**, 10868 (1994).
3. A. Frommer, A. Ron, E. Cohen et al., Phys. Rev. **B50**, 11833 (1994).
4. M. Z. Maialle, E. A. de Andrada e Silva, and L. J. Sham, Phys. Rev. **B47**, 15776 (1993).
5. N. S. Averkiev, L. E. Golub, and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **14**, R271-R283 (2002).
6. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 174 (2000).
7. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, И. Хвам и др., ЖЭТФ **117**, 1255 (2000).
8. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев и др., Письма в ЖЭТФ **73**, 342 (2001).
9. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, И. Хвам и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 689 (2002).
10. Yu. Kagan, V. A. Kashurnikov, A. V. Krasavin et al., Phys. Rev. **A61**, 043608 (2000).
11. E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt et al., PRL **79**, 337 (1997).
12. C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist et al., PRL **78**, 586 (1997).