

Кинетика непрямой электрон-дырочной рекомбинации в широкой одиночной квантовой яме в сильном электрическом поле

В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет⁺¹⁾, К. фон Клитцинг⁺¹⁾, В. Дитче⁺¹⁾

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

⁺Max-Planck-Institute für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 24 июля 2006 г.

Исследована кинетика непрямой рекомбинации электронов и дырок в широких одиночных квантовых ямах в сильном электрическом поле. Продемонстрировано экспоненциально резкое увеличение времени рекомбинации до величин порядка 20 мкс, вызванное возникающим в сильном электрическом поле пространственным разделением частиц с зарядами противоположного знака. Результаты теоретической модели, предсказывающей поведение времени рекомбинации в зависимости от приложенного поля, находятся в хорошем согласии с экспериментом.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

1. Существует ряд чрезвычайно интересных теоретических предсказаний для явлений, происходящих в системах близко расположенных слоев двумерных электронов и дырок, к примеру, БКШ-неустойчивость такого объекта по отношению к переходу в сверхтекучее состояние [1]. Возникающие при этом бездиссипативные токи электронов в одном слое и дырок в соседнем слое являются по сути проявлением сверхпроводимости, однако с необычным механизмом спаривания посредством кулоновского притяжения между противоположно заряженными частицами. Для экспериментального наблюдения таких событий, как сверхтекучесть и сверхпроводимость [1–3], бозе-конденсация и макроскопическая квантовая когерентность [4, 5], требуется, помимо создания достаточно высоких концентраций электронов и дырок, эффективное охлаждение исследуемых объектов до как можно более низких температур. Однако достаточных плотностей носителей заряда противоположного знака в близко расположенных слоях удается достичь только в неравновесных условиях при фотовозбуждении лазером, при этом естественным образом возникают вопросы о реальной температуре в слоях и о возможном перегреве системы, особенно в экспериментах при очень низких температурах порядка десятков милликельвинов. Возможным решением проблемы создания и изучения плотных электрон-дырочных слоев, охлажденных до температуры 50–100 мК, является метод с импульсным фотовозбуждением, когда наблюдение за системой производится с временной задержкой после разо-

гревающего лазерного импульса. При этом неравновесные концентрации электронов и дырок определяются уровнем накачки, а их термализация обеспечивается большим временем жизни по сравнению с временами энергетической релаксации. Для достижения фотовозбужденными носителями температур порядка 100 мК необходимо, чтобы их времена жизни были масштаба 1 мкс и больше [6]. Подавляющее большинство исследований двойных электрон-дырочных слоев производилось в двойных квантовых ямах, где за счет наличия барьера между ямами при приложении электрического поля можно достичь времен излучательной рекомбинации вплоть до сотен наносекунд [7, 8], однако даже такое увеличение времени жизни слоев на два порядка по сравнению с временем жизни электрона и дырки в одном слое не гарантирует необходимого охлаждения. В настоящей работе мы показываем, что в широкой одиночной квантовой яме в сильном электрическом поле оказывается возможным создание электрон-дырочных слоев [9] со временами излучательной рекомбинации порядка нескольких десятков микросекунд, что открывает перспективы для исследований таких объектов при ультранизких температурах.

2. Объектами исследований были три выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии образцы, содержащих одиночные нелегированные квантовые ямы ширинами 500, 400 и 250 Å. Аналогично структуре, использованной в работе [9], одним из затворов было полупрозрачное металлическое напыление на поверхность образца, в качестве другого выступала сильнолегированная квантовая яма шириной 300 Å для структуры с самой узкой нелегированной

¹⁾J. Smet, K. von Klitzing, W. Dietsche.

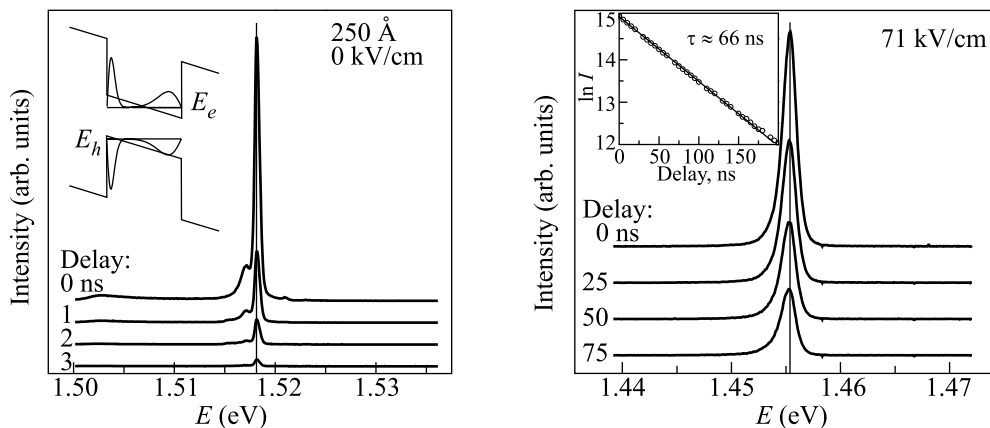


Рис.1. Спектры люминесценции, измеренные в квантовой яме шириной 250 Å при двух значениях приложенного электрического поля, при различных задержках после лазерного импульса. Схема иллюстрирует локализацию волновых функций частиц с зарядами разного знака у противоположных стенок квантовой ямы при прикладывании внешнего электрического поля. На вставке: зависимость интегральной интенсивности I линии непрямой рекомбинации от задержки

ямой (250 Å), или 150 Å для двух других структур. Накачивание производилось короткоимпульсным лазером Hamamatsu PLP-10 с длиной волны излучаемого света 780 нм и длительностью импульса 1 нс; частота повторения составляла от 100 кГц до 2 МГц в зависимости от характерной длительности исследуемой рекомбинации. Для фотовозбуждения мы использовали кварцевый световод диаметром 0.4 мм; другой такой же световод служил для сбора сигнала люминесценции и передачи его на вход спектрометра. Для исследования кинетики оптического сигнала использовался модулятор интенсивности Quantum Leap, который был помещен на выходе спектрометра перед CCD-камерой и обеспечивал временное разрешение 1 нс. Все эксперименты были выполнены в жидком гелии при температуре 4.2 К.

3. Известно, что увеличение времени электрон-дырочной рекомбинации в двойных слоях вызвано уменьшением перекрытия волновых функций рекомбинирующих частиц. В системе двойных квантовых ям это обеспечивается, в основном, барьером, встроенным между соседними ямами. В одиночной квантовой яме пространственное разнесение электрона и дырки можно осуществить прикладыванием электрического поля в направлении, перпендикулярном плоскости ямы [9] (рис.1). Начиная с некоторого значения напряженности поля E , электрическая длина $L = \lambda(\hbar^2/2meE)^{1/3}$, соответствующая расстоянию между точками поворота траектории классической частицы в треугольном потенциале, становится меньше ширины ямы (для дырки это событие происходит при меньшем значении напряженности по сравнению с электроном, так как ее масса больше).

Здесь m и e – масса и заряд частицы, $\lambda = 2.338$ – первый ноль функции Эйри. При дальнейшем увеличении электрического поля локализация частицы возле одной стенки ямы также увеличивается и электрон или дырка все меньше и меньше “чувствует” наличие другой стенки. Поэтому в достаточно сильных электрических полях рекомбинирующие частицы можно считать заключенными в z -направлении в эффективно треугольном потенциале с бесконечно высоким барьером с одной стороны. А для такой модели решения уравнения Шредингера хорошо известны – волновые функции частиц есть функции Эйри [10], экспоненциально исчезающие при переходе за точку поворота на “стенке”, образованной электрическим полем. Так что при больших напряженностях поля следует ожидать экспоненциально малого перекрытия волновых функций электрона и дырки, что естественным образом влечет за собой экспоненциальное возрастание времени рекомбинации. Зависимость матричного элемента соответствующего излучательного перехода от перекрытия волновых функций можно записать в виде [11]

$$\Gamma = \Gamma_0(E) \left| \int dz \Psi_e(z) \Psi_h(z) \right|^2,$$

где $\Psi_e(z)$ и $\Psi_h(z)$ – волновые функции электрона и дырки в z -направлении, соответственно, $\Gamma_0(E)$ – величина соответствующей размерности, слабо (по сравнению с ведущей зависимостью, содержащейся в интеграле перекрытия) меняющаяся с электричес-

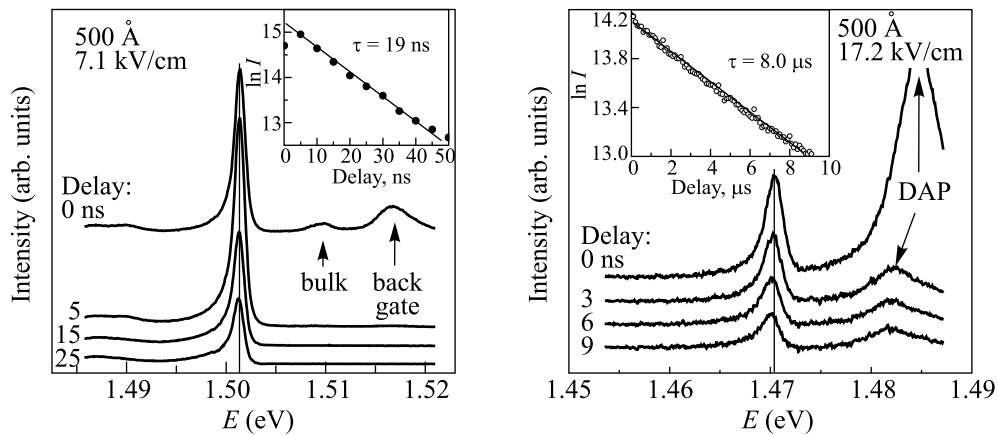


Рис.2. Спектры люминесценции из ямы шириной 500 Å для двух значений электрического поля и при различных задержках после импульса накачки. Отмечены линии люминесценции из нижнего затвора (back gate), а также объемных междузонной (bulk) и донорно-акцепторной (DAP) рекомбинации

ким полем. Поэтому для времени излучательной рекомбинации получаем

$$\tau = \frac{\tau_0}{\left| \int dz \Psi_e(z) \Psi_h(z) \right|^2}. \quad (1)$$

Приняв массы электрона и дырки в z -направлении равными $m_e = 0.067m$, $m_h = 0.45m$, где m – масса свободного электрона, мы оставляем в этой формуле только один, подгоночный, параметр τ_0 , выбор которого тем не менее не изменяет вид полной зависимости. Значение τ_0 – времени излучательной рекомбинации в квантовой яме без внешнего электрического поля – многократно измерялось экспериментально и обсуждалось теоретически. Опыт дает величины порядка от сотен пикосекунд до одной наносекунды [12], в то время как в различных теоретических моделях получаемые значения находятся в диапазоне от десятков до сотен пикосекунд [13]. Предсказываемое время рекомбинации электрона и дырки в идеальной квантовой яме оказывается масштаба 30 пс [14], однако учет локализации частиц на различных дефектах, обусловленных флуктуацией ширины ямы или удаленной заряженной примесью, приводит к увеличению расчетной величины времени жизни до значений 100–200 пс в зависимости от длины локализации, ширины ямы и прочих закладываемых параметров [13]. Специально заметим, что приведенное рассмотрение пригодно для описания не только нейтральной системы разреженных слоев электронов и дырок, но и слабозаряженных систем.

4. По мере прикладывания электрического поля линии люминесценции из квантовых ям претерпевают сильный спектральный сдвиг в сторону меньших энергий. Наклоны кривых электрополовой зависи-

мости энергии рекомбинации позволяют оценить дипольный момент между электроном и дыркой и соответствуют расстояниям между рекомбинирующими частицами около 330 Å и 240 Å для ям шириной 500 и 400 Å в полях больше 20 кВ/см, соответственно, и расстоянию около 120 Å для ямы шириной 250 Å при значениях напряженности поля больше 50 кВ/см (см. также [9]).

Примеры экспериментальных спектров из квантовых ям ширинами 250 и 500 Å при нескольких значениях электрического поля показаны на рис.1 и 2. Эти спектры сняты при различных временных задержках от лазерного импульса. Везде интересующая нас линия непрямого электрон-дырочной рекомбинации размещена в центре рисунков. На спектрах рис.2 линии на 1.510 и 1.512 эВ относятся к короткоживущим (с временами порядка 1 нс) процессам рекомбинации в объеме GaAs подложки образца и рекомбинации в нижнем легированном затворе, соответственно; широкая линия на 1.485 эВ отвечает объемной донорно-акцепторной рекомбинации (DAP). Отметим, что при сильных перекосах зон электрическим полем энергия излучаемых фотонов претерпевает в процессе рекомбинации небольшой сдвиг в меньшие значения на величины порядка 0.2–0.4 мэВ. Это можно объяснить изменением (уменьшением) во времени токов, протекающих через образец, что приводит к увеличению эффективного электрического поля внутри квантовой ямы.

Обсуждения заслуживает явление монотонного (по мере прикладывания электрического поля) увеличения ширины линий люминесценции из самой узкой ямы от минимального значения 0.4 мэВ до величин порядка 1.5 мэВ в поле 70 кВ/см, как можно увидеть

из спектров рис.1. Такое поведение можно объяснить либо неоднородностью создаваемого электрического поля вдоль поверхности образца, что приводит к различным штарковским сдвигам уровней энергий электрона и дырки в различных точках структуры, либо изменением темновой плотности зарядов в яме при вариации электрического поля с переходом к случаю заряженных электрон-дырочных слоев [9]. В последнем случае ширину линии определяет фермиевская энергия преобладающих в системе частиц.

Зависимость интегральной интенсивности наблюдаемой линии от задержки с момента световой накачки позволяет определить время рекомбинации, как это показано на вставках к рис.1 и 2. Результаты измерения кинетики люминесценции в различных электрических полях для всех трех образцов показаны точками на рис.3. Там же представлены

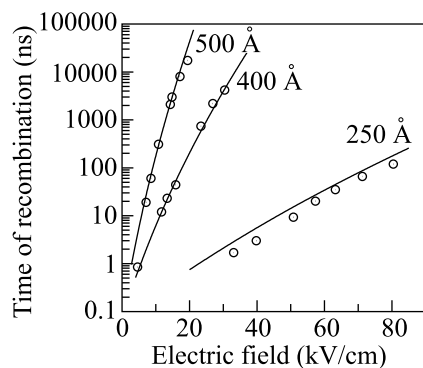


Рис.3. Зависимости времени рекомбинации от приложенного электрического поля для трех исследованных образцов. Сплошные кривые соответствуют предсказаниям обсуждаемой в тексте простейшей теоретической модели

зависимости, полученные из (1), если принять величину τ_0 равной 150 пс. Отметим очень хорошее согласие экспериментальных точек с результатами предложенной модели. Как мы видим, яма шириной 500 Å позволяет достигать существенных времен рекомбинации порядка десятков микросекунд уже в умеренно сильных электрических полях масштаба 20 кВ/см. Такие медленные кинетики безусловно позволяют, во-первых, достигать значительных концентраций носителей заряда величины 10^9 – 10^{10} см⁻² при низких плотностях мощности накачки и, во-вторых, обеспечивают эффективное послеимпульсное охлаждение рождаемых электронов и дырок до очень низких температур решетки порядка десятков милликельвинов.

На практике, помимо канала излучательной рекомбинации электронов и дырок, определенную роль

может играть и канал безызлучательной рекомбинации, существование которого может являться серьезным препятствием на пути получения больших концентраций в электрон-дырочных слоях. Вклад процессов темновой рекомбинации проявляется при достижении больших времен излучения и заключается в уменьшении интегральной интенсивности люминесценции, когда время излучательной рекомбинации начинает превышать время безызлучательного ухода. На опыте для самой широкой ямы интегральная интенсивность (в условиях непрерывной накачки) линии люминесценции начинает заметно падать при увеличении напряженности электрического поля, начиная с его значения 14 кВ/см. Поскольку при 14 кВ/см время излучательной рекомбинации в яме 500 Å равно 2 мкс (рис.3), оценка времени безызлучательной рекомбинации в наших структурах составляет величину порядка нескольких микросекунд. Отметим, что этот параметр является доступным для контроля и улучшения: чем чище и качественнее структура, тем меньше в ней концентрация примесных центров, на которых осуществляется темновая рекомбинация, и тем больше характерное время этого процесса.

В заключение, отметим, что мы исследовали зависимость времени непрямой рекомбинации в одиночных квантовых ямах от приложенного электрического поля. Предложенная простейшая модель для этой зависимости дает хорошее согласие с экспериментальными данными. Обнаружен вклад безызлучательного канала в рассматриваемую рекомбинацию и произведена оценка характерного времени этого процесса в изученных образцах. Экспериментально показана возможность достижения в широких квантовых ямах рекордно медленных кинетик излучательных процессов с временами порядка десятков микросекунд.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, ИНТАС и DFG.

1. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 556 (1975).
2. Ю. Е. Лозовик, И. В. Овчинников, Письма в ЖЭТФ **79**, 86 (2004).
3. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C: Solid State Phys. **6**, 1181 (1973).
4. X. Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybertson, and T. M. Rice, Phys. Rev. Lett. **74**, 1633 (1995).
5. J. Fernandez-Rossier and C. Tejedor, Phys. Rev. Lett. **78**, 4809 (1997).

6. V. F. Gantmakher and Y. B. Levinson, *Carrier Scattering in Metals and Semiconductors*, North-Holland, Amsterdam, 1987.
7. V. Negoita, D. W. Snoke, and K. Eberl, *Phys. Rev. B* **60**, 2661 (1999); R. Rapaport, Gang Chen, D. Snoke et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117405 (2004).
8. L. V. Butov and A. I. Filin, *Phys. Rev. B* **58**, 1980 (1998); L. V. Butov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov et al., *Phys. Rev. B* **60**, 8753 (1998).
9. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 647 (2006).
10. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, Pergamon, New York, 1977.
11. E. L. Ivchenko, A. V. Kavokin, V. P. Kochereshko et al., *Phys. Rev. B* **46**, 7713 (1992).
12. J. Feldman, G. Peter et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2337 (1987).
13. D. S. Citrin, *Phys. Rev. B* **47**, 3832 (1993).
14. L. C. Andreani, F. Tassone, and F. Bassani. *Solid State Commun.* **77**, 641 (1991.)