

Гигантские флуктуации интенсивности излучения двумерных электронов в двойных квантовых ямах

М. В. Лебедев, О. В. Волков, А. Л. Парахонский, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин

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

Поступила в редакцию 16 июля 2004 г.

Проведено исследование гигантских флуктуаций интенсивности рекомбинационного излучения двумерных электронов в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в двойных квантовых ямах с различными величинами ширины ям и барьеров. Обнаружено, что в двойных квантовых ямах с тонким барьером ($l < 150 \text{ \AA}$) гигантские флуктуации интенсивности фотолюминесценции наблюдаются в узком интервале магнитных полей, в котором суммарная концентрация электронов в обеих ямах отвечает целочисленному фактору заполнения: 4, 8 и 12. Установлено, что в этих условиях коэффициент корреляции интенсивностей излучения из разных ям C_{12} близок к 1. Показано, что при увеличении ширины барьера ($l > 200 \text{ \AA}$) коэффициент C_{12} уменьшается, меняет знак и обращается в нуль при $l = 400 \text{ \AA}$.

PACS:

1. В предыдущих работах, посвященных исследованию гигантских флуктуаций рекомбинационного излучения в системе двумерных электронов в условиях квантового эффекта Холла нами рассматривались спектры фотолюминесценции одиночных квантовых ям (QW) [1, 2]. Было установлено, что в условиях, при которых наблюдается этот эффект, процессы рекомбинации протекают согласованно на макроскопических расстояниях, а характерная длина корреляции составляет 1–2 мм [2]. Одним из возможных объяснений обнаруженного явления может служить возникновение нового когерентного макроскопического состояния электронной системы, обладающего общей волновой функцией. Анализ пространственных корреляций между интенсивностями рекомбинационного излучения в различных точках образца с использованием схемы двух световодов [2] показал, что при искусственном разделении 2D системы в плоскости образца на две подсистемы с помощью потенциального барьера единство макроскопической волновой функции электронной системы нарушается и корреляции исчезают. Кроме возможности создания потенциального барьера в 2D плоскости, имеется альтернативная возможность разделения электронных систем в перпендикулярном направлении, которая реализуется в двойных квантовых ямах. В связанных двойных квантовых ямах (DQW), варьируя ширину барьера, можно значительно изменять время туннелирования электронов между ямами и тем самым эффективно разделять электронные системы, разрушая общность волновой функции. В настоящей работе исследуются корреляции между интенсивностями фотолюминесценции двух QW в ре-

жиме гигантских флуктуаций в зависимости от ширины потенциального барьера между ними.

2. В работе исследовались образцы, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На подложке из GaAs выращивалась нелегированная сверхрешетка GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As общей толщиной около 13000 Å, далее формировалась система из двух GaAs-квантовых ям толщиной $L = 150\text{--}300 \text{ \AA}$, разделенных барьером различной ширины ($l = 50\text{--}600 \text{ \AA}$). Двойные квантовые ямы были окружены с двух сторон спейсерами из Al_{0.3}Ga_{0.7}As толщиной 400 Å и слоями легированного Al_{0.3}Ga_{0.7}As ($N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 650 Å. Подвижность 2D электронов в исследуемых структурах составляла $10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. В таблице приведены параметры исследуемых структур.

№ DQW	$L_1, \text{ \AA}$	$L_2, \text{ \AA}$	$l, \text{ \AA}$	$N_S, \text{ см}^{-2}$
1	220	300	50	$7.3 \cdot 10^{11}$
2	250	250	200	$4.3 \cdot 10^{11}$
3	150	150	200	$4.8 \cdot 10^{11}$
4	250	300	400	$4.7 \cdot 10^{11}$
5	200	200	600	$8.3 \cdot 10^{11}$

Фотовозбуждение осуществлялось с помощью лазерного светодиода с энергией фотонов 1.653 эВ. Спектральным прибором служил монохроматор Kaderk, который обеспечивал спектральное разрешение 0.03 мэВ. Для детектирования сигнала фотолюминесценции использовался полупроводниковый детектор с зарядовой связью (CCD). Образец помещался в гелиевом криостате (при $T = 1.5 \text{ К}$) внутри сверхпроводящего соленоида, который позво-

лял получать магнитное поле до 12 Тл. Возбуждение и сбор сигналов фотолюминесценции осуществлялись с помощью одного световода. Для отдельного детектирования сигналов фотолюминесценции 2D электронов из различных ям мы воспользовались тем, что излучение из ям различной ширины или с разной электронной плотностью спектрально разделены. С целью разбалансировки электронных плотностей в ямах мы использовали дополнительную подсветку He-Ne-лазера (длина волны света 633 нм). Это дополнительное фотовозбуждение поглощалось преимущественно в приповерхностном слое AlGaAs, что приводило к уменьшению концентрации электронов в квантовой яме, ближней к поверхности структуры [3]. Одновременно с записью спектров PL проводилась их математическая обработка. Оценивалась средняя интенсивность излучения в двух ямах за время измерения $\langle I_{1,2} \rangle$, дисперсия $D_{1,2} = \langle \Delta I_{1,2}^2 \rangle$, отношение дисперсии к среднему $D_{1,2}/\langle I_{1,2} \rangle$ и коэффициент корреляции $C_{12} = \langle \Delta I_1 \cdot \Delta I_2 \rangle / (D_1 \cdot D_2)^{1/2}$.

3. Гигантские флуктуации в исследуемых структурах с DQW были обнаружены, как и в случае с одиночной квантовой ямой (SQW), вблизи характерных разрывов в спектральном положении линий, возникающих в режиме целочисленного эффекта Холла. В структурах с узким ($l < 150 \text{ \AA}$) барьером этот режим возникал одновременно для двух ям, то есть при одном и том же значении магнитного поля. Система двумерных электронов в двойных квантовых ямах характеризуется двумя величинами концентрации, поскольку из-за межъямного туннелирования возникает энергетическое расщепление между симметричным и антисимметричным состояниями электронов [4, 5]. Как следствие, в энергетическом спектре электронов снимается вырождение, связанное с наличием двух квантовых ям и в результате поверхность Ферми электронов оказывается состоящей из двух окружностей, которым отвечают два разных значения квазиимпульса Ферми (и следовательно, две различные концентрации электронов) [5]. Чем меньше толщина барьера, тем больше вероятность межъямного туннелирования, величина энергетического расщепления и сильнее различаются квазиимпульсы Ферми и электронные плотности. Обе величины электронной плотности можно было определить отдельно с помощью стандартной методики [6], анализируя вееры уровней Ландау в спектрах люминесценции, снятых при температуре 1.5 К в перпендикулярном магнитном поле. В качестве примера на рис.1 приведены спектр фотолюминесценции, измеренный для структуры с барьером $l = 50 \text{ \AA}$ в ну-

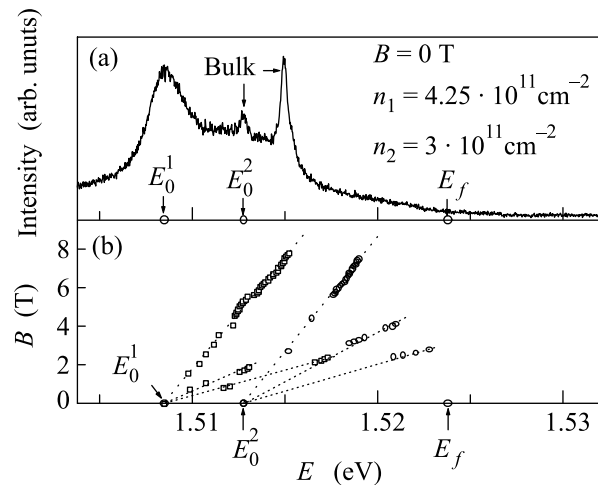


Рис.1. Спектр фотолюминесценции, измеренный в двойной квантовой яме 220/50/300 в нулевом магнитном поле при температуре 1.5 К (а) и зависимости энергий уровней Ландау от магнитного поля (б). Стрелками указаны энергетические положения нижайших уровней размерного квантования в ямах E_0^1 и E_0^2 и энергии Ферми E_F

левом магнитном поле, и зависимости энергий уровней Ландау от магнитного поля. Из этих зависимостей можно определить энергетические положения нижайших уровней размерного квантования в ямах E_0^1 и E_0^2 , энергию Ферми E_F и величину туннельного расщепления. Определенные таким образом величины концентраций 2D электронов в ямах составляют $4.25 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, соответственно. Аналогичную процедуру определения концентраций электронов можно было применять на всех исследованных структурах, а также в условиях дополнительной подсветки, при которой можно было менять концентрацию лишь в одной из ям. С этой целью мы использовали свет от He-Ne-лазера для уменьшения концентрации электронов в квантовой яме, находящейся ближе к поверхности образца [3].

На рис.2 представлены зависимости отношения дисперсии к средней интегральной интенсивности (интегрирование выполнялось по всему спектру) от магнитного поля, измеренные для структуры с барьером $l = 50 \text{ \AA}$. Из этого рисунка видно, что как и в одиночной квантовой яме, в двойных квантовых ямах также наблюдаются anomalously большие флуктуации интенсивности излучательной рекомбинации 2D электронов, причем в очень узких интервалах магнитного поля, и дисперсия шума максимальна в полях, при которых суммарный фактор $\nu_{\text{Tot}} = \nu_1 + \nu_2$ принимает целые значения 4, 8 и 12. Отсутствие особенностей при факторах заполнения 6 и 10 указывает

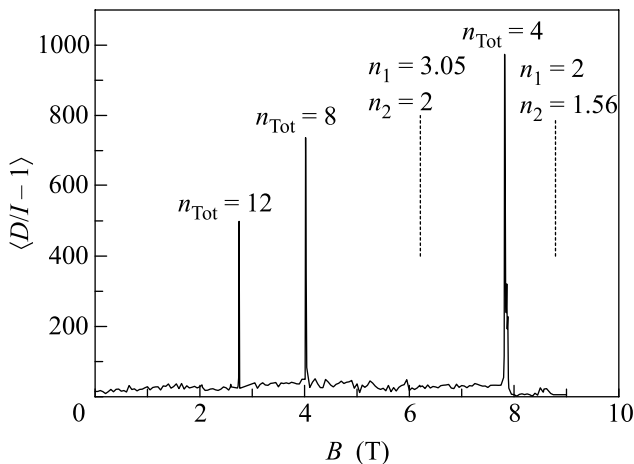


Рис.2. Зависимость отношения дисперсии к средней интегральной интенсивности от магнитного поля, измеренная в двойной квантовой яме с шириной барьера $l = 50 \text{ \AA}$. Дисперсия шума аномально велика в условиях, когда величина суммарного фактора заполнения ($\nu_{\text{Tot}} = \nu_1 + \nu_2$) становится целым числом $\nu_{\text{Tot}} = 4$ ($B \approx 8 \text{ Тл}$), 8 ($B \approx 4 \text{ Тл}$) и 12 ($B \approx 2.7 \text{ Тл}$). Пунктирными линиями указаны значения магнитного поля ($B = 6.21$ и 8.8 Тл), при которых фактор заполнения первой и второй ямы принимает значение $\nu = 2$

на то, что уровни Ландау четырехкратно вырождены (по спину и по “псевдоспину” или индексу ямы [7]). Другой важной особенностью наблюдаемых гигантских флуктуаций является то, что величины факторов заполнения каждой из ям, определенные из двух концентраций, при резонансных значениях поля не являются целыми числами. Вместе с тем в полях, отвечающих целым факторам заполнения “отдельных” ям, наблюдается обычный пуассоновский шум. Аналогичные результаты были получены и для структур с более широкими барьерами ($l < 200 \text{ \AA}$), в то время как для образцов с самыми широкими барьерами ($l = 400 \text{ \AA}$ и $l = 600 \text{ \AA}$) характер наблюдаемых зависимостей уже совсем другой (см. ниже).

4. Использование квантовых ям различной ширины позволило нам в настоящей работе измерять отдельно свойства рекомбинационного излучения из разных ям. Это достигалось благодаря тому, что при $l > 50 \text{ \AA}$ из-за тяжелой массы дырок они оказываются хорошо разделены по ямам, а различие в энергиях размерного квантования электронов и дырок приводит к значительному спектральному сдвигу линий излучения из разных ям. В результате, для определения коэффициента корреляции флуктуаций, измеренных в разных ямах, нужно было просто проводить корреляционный анализ двух линий в спектре излучения. Аналогичные корреляционные измерения

можно было выполнять и в структурах с одинаковыми ямами, но в условиях, когда концентрации электронов в ямах заметно различалась из-за дополнительного фотовозбуждения с помощью He-Ne-лазера.

На рис.3 приведен спектр и отношение $D_{1,2}/\langle I_{1,2} \rangle$ ($B = 7.82 \text{ Тл}$), полученные при температуре 1.5 К для образца с шириной барьера $l = 50 \text{ \AA}$. Значения

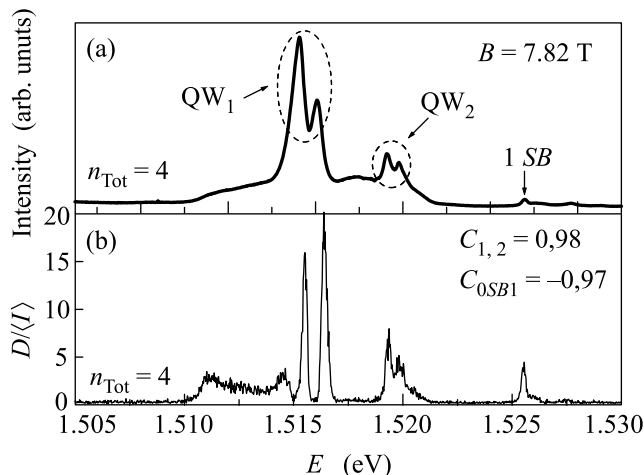


Рис.3. Спектр люминесценции (а) и спектр шумов (б), измеренные в двойной квантовой яме с толщиной барьера $l = 50 \text{ \AA}$ при $B = 7.82 \text{ Тл}$ ($\nu_{\text{Tot}} = 4$). Интенсивности излучения в двух ямах практически полностью коррелируют ($C_{1,2} = 0.98$) между собой и антикоррелируют с интенсивностью излучения первой возбужденной подзоны ($C_{0SB1} = -0.97$)

C_{12} вычислены между флуктуациями линий рекомбинационного излучения нижнего спинового подуровня основной подзоны размерного квантования каждой из двух ям (спектральное положение линий 1.515 и 1.519 эВ , соответственно). Интенсивности излучения двух ям практически полностью коррелируют ($C_{12} = 0.98$). Был также рассчитан коэффициент корреляции интенсивностей излучения одной из ям и ее первой возбужденной подзоны ($1SB$): C_{0SB1} . Эта величина оказалась близкой к -1 , то есть флуктуации в основной и первой возбужденной подзонах фактически антикоррелируют. Следует отметить, что минимумы в отношении $D_1/\langle I_1 \rangle$ соответствуют максимумам линий люминесценции первой ямы, то есть флуктуации в значительной степени обусловлены изменением спектральных позиций линий. Флуктуации люминесценции второй ямы при этом протекают без существенного изменения положения линий.

В исследованных двойных квантовых ямах с барьером $l = 200 \text{ \AA}$ гигантские флуктуации интенсивности люминесценции также были обнаружены при $\nu_{\text{Tot}} = 4, 8$ и 12 . При этом вблизи фактора запол-

нения $\nu_{\text{Tot}} = 4$ в процессе записи спектров РЛ были получены отрицательные значения C_{12} (-0.56). Ввиду того, что в этом образце ямы имели одинаковую ширину, для достижения необходимого спектрального разрешения линий излучения из разных ям мы использовали дополнительную подсветку He-Ne-лазером. Вблизи фактора заполнения $\nu_{\text{Tot}} = 8$, в отличие от $\nu_{\text{Tot}} = 4$, были получены положительные значения C_{12} . Изменение знака коэффициента корреляции C_{12} при изменении ширины барьера и фактора заполнения указывает на осциллирующую зависимость корреляционных эффектов от вероятности межямного туннелирования. Этот факт может указывать на родство наблюдаемого явления с эффектом Джозефсона в SNS структурах и может свидетельствовать о возникновении нового когерентного макроскопического состояния электронной системы, обладающего общей волновой функцией в режиме квантового эффекта Холла.

В структурах с $l = 400 \text{ \AA}$ флуктуации интенсивностей в двух соседних ямах, по-прежнему, существенно превышали “пуассоновский” шум, однако при этом коэффициент C_{12} уже был близок к нулю, то есть флуктуации не коррелировали. В двойных квантовых ямах с самым широким ($l = 600 \text{ \AA}$) барьером уже нельзя говорить о суммарном факторе заполнения, поскольку флуктуации интенсивности излучения возникали в каждой из ям независимо друг от друга и в условиях, когда фактор заполнения одной из ям обращался в 2, 4 или 6. Амплитуда флуктуаций в такой структуре была существенно ниже, нежели в структурах с более узкими барьерами, причем главным образом наблюдались флуктуации только одной из линий (с максимумом вблизи 1.523 эВ), соответствующей процессу рекомбинации 2D электронов второй ямы (расположенной дальше от поверхности) (рис.4).

5. Таким образом, полученные результаты показывают, что по мере увеличения толщины потенциального барьера между двумя квантовыми ямами меняется характер гигантских флуктуаций интенсивностей люминесценции, возникающих в условиях квантового эффекта Холла. В структурах с узким ($l = 50 \text{ \AA}$) барьером флуктуации в двух соседних квантовых ямах полностью коррелируют между собой. При увеличении толщины барьера от 50 до 200 \AA при факторе заполнения $\nu_{\text{Tot}} = 4$ коэффициент корреляции C_{12} принимает отрицательные значения и уменьшается по абсолютной величине, а при дальнейшем увеличении толщины барьера до 400 \AA C_{12} уже практически равен нулю. Можно предположить,

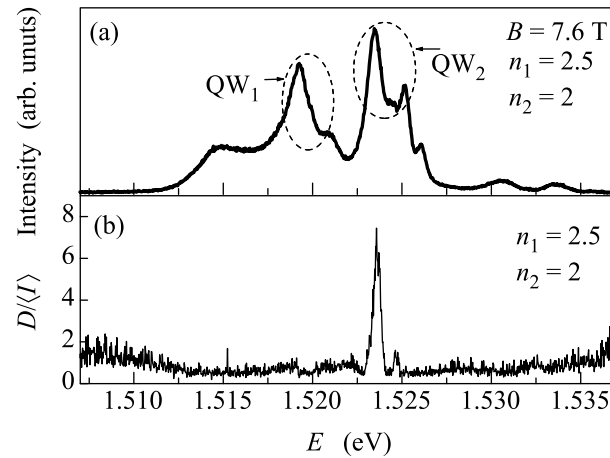


Рис.4. Спектр люминесценции (а) и спектр шумов (б), измеренные в двойной квантовой яме с толщиной барьера $l = 600 \text{ \AA}$ при $B = 7.6 \text{ Тл}$. Видно, что шумит лишь одна из ям (при $\nu_2 = 2$), что иллюстрирует отсутствие корреляции во флуктуациях излучательной рекомбинации между ямами

что в случае достаточно узкого потенциального барьера ($l = 50 \text{ \AA}$) положительный коэффициент корреляции, полученный как при факторе $\nu_{\text{Tot}} = 4$, так и при $\nu_{\text{Tot}} = 8$, является следствием общей волновой функции в двух соседних ямах с одинаковой фазой. При увеличении толщины барьера до $l = 200 \text{ \AA}$ возможно появление разности фаз в волновых функциях слоев, что приводит к антикорреляции шумов из разных ям. Для структур с барьером $l \geq 400 \text{ \AA}$ перекрытие волновых функций двух соседних ям уже незначительно и C_{12} стремится к нулю. Возможно, изменение знака C_{12} для структур с $l = 200 \text{ \AA}$ при переходе от $\nu_{\text{Tot}} = 8$ к $\nu_{\text{Tot}} = 4$ связано с изменением симметрии волновой функции электронов.

1. О. В. Волков, И. В. Кукушкин, М. В. Лебедев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 558 (2000).
2. М. В. Лебедев, И. В. Кукушкин, О. В. Волков, Письма в ЖЭТФ **77**, 345 (2003).
3. I. V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog et al., Phys. Rev. **B40**, 4179 (1989).
4. G. S. Boebinger, H. W. Jang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **64**, 1793 (1990).
5. J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 383 (1992).
6. С. В. Товстоног, И. В. Кукушкин, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, Письма в ЖЭТФ **76**, 592 (2002).
7. K. Moon, H. Mori, K. Yang et al., Phys. Rev. **B51**, 5138 (1995).