

# Флуктуации энергии межподзонного расщепления и формы потенциальной ямы двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла

М. В. Лебедев, И. В. Кукушкин, А. Л. Парахонский, В. Е. Кирпичев, О. В. Волков, К. фон Клитцинг<sup>+</sup>

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

<sup>+</sup>Max-Planck-Institute fur Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 3 мая 2005 г.

После переработки 20 июня 2005 г.

В режиме квантового эффекта Холла исследованы одновременно спектры рекомбинационного излучения и неупругого рассеяния света 2D электронов в структурах с одиночной GaAs квантовой ямой. Обнаружено, что при факторе заполнения  $\nu = 2$  интенсивность межподзонного неупругого рассеяния света (SDE мода) испытывает флуктуации, синфазные флуктуациям интенсивности фотолюминесценции 2D электронов основной подзоны. Показано, что одновременно с флуктуациями интенсивности рассеянного света и рекомбинационного излучения происходит скачкообразное изменение в спектральных позициях этих линий на величину  $0.3 \div 0.5$  мэВ. Обнаруженные скачки в спектральном положении линий наблюдаются только в узких интервалах по магнитному полю, отвечающих режиму квантового эффекта Холла, и, предположительно, связаны с нулевыми флуктуациями электромагнитного поля (силой Казимира-Лифшица).

PACS: 73.43.–f

1. В наших недавних работах в гетероструктурах с одиночными [1, 2] и двойными [3] квантовыми ямами были обнаружены гигантские флуктуации интенсивности рекомбинационного излучения двумерных (2D) электронов в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). Эти результаты указывали на качественные изменения свойств электронной системы в очень узком интервале магнитных полей, отвечающих целочисленному заполнению уровней Ландау, однако количественных измерений, характеризующих эти изменения, вплоть до настоящего времени не было. В настоящей работе мы исследовали спектры неупругого рассеяния света 2D электронов в структурах с одиночной GaAs квантовой ямой и обнаружили, что при факторе заполнения  $\nu = 2$  интенсивность межподзонного неупругого рассеяния света также испытывает гигантские флуктуации, причем одновременно с флуктуациями интенсивности рассеянного света наблюдается скачкообразное изменение рамановского сдвига на величину  $0.3 \div 0.5$  мэВ. Скачкообразное изменение спектральных позиций межподзонных линий неупругого рассеяния света однозначно указывает на резкие изменения формы квантовой ямы в режиме квантового эффекта Холла.

Как было показано в нашей первой работе, посвященной изучению аномальных флуктуаций интенсивности, в которой одновременно с оптическими

проводились также и транспортные измерения, резкие скачки в оптических спектрах происходят только в минимумах диагонального сопротивления, то есть при целых значениях фактора заполнения уровней Ландау. На рис.1 показана зависимость амплитуды

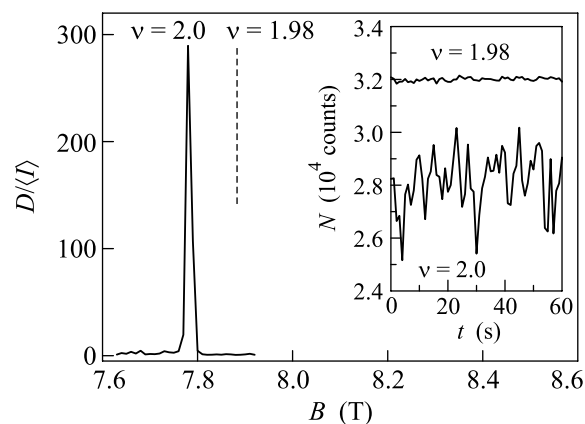


Рис.1. Отношение дисперсии к средней интенсивности фотолюминесценции основной подзоны размерного квантования в зависимости от магнитного поля. На вставке показаны временные зависимости интенсивности, измеренные для двух значений магнитного поля (7.78 Тл ( $\nu = 2$ ) и 7.88 Тл ( $\nu = 1.98$ )). Величина флуктуаций аномально велика вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$

шумов (отношения дисперсии к средней интенсивности) от магнитного поля вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$ . Видно, что аномальные флуктуации интенсивности излучения 2D электронов наблюдаются в чрезвычайно узкой области магнитных полей, отвечающих значению фактора заполнения  $1.996 < \nu < 2.004$ . На вставке к рисунку показаны временные зависимости интенсивности излучения 2D электронов, измеренные в максимуме линии излучения при двух очень близких значениях магнитного поля, одно из которых отвечает точно целочисленному фактору заполнения  $\nu = 2.00$ , а другое поле отличается лишь незначительно – на 1% ( $\nu = 1.98$ ). Видно, что даже столь небольшое изменение фактора заполнения приводит к радикальному изменению флуктуационных характеристик интенсивности излучения: если вне режима КЭХ шум интенсивности излучения отвечает пуассоновскому, то при целочисленных факторах заполнения амплитуда шума возрастает на порядки. При этом отношение дисперсии к средней интенсивности  $D/\langle I \rangle$  при  $\nu = 2$  достигает величины 300, что более чем на два порядка превышает отношение, измеренное при  $\nu = 1.98$  (см. рис.1). Отметим, что в разных образцах ширина пика гигантских флуктуаций в режиме квантового эффекта Холла может составлять от 0.01 до 0.0001 от величины фактора заполнения.

Можно было бы попытаться объяснить этот эффект следующим образом. 2D слой и дельта-слой представляют собой обкладки плоского конденсатора емкостью  $C$ . Положительный заряд  $+q$  в дельта-слое вызывает появление заряда  $-q$  вблизи 2D слоя. В режиме КЭХ 2D слой является диэлектриком и его проводимость определяется прыжками электронов между локализованными состояниями и экспоненциально мала:

$$\sigma_{xx} \sim \exp(-\Delta E/T), \quad (1)$$

где  $\Delta E$  – щель, которая при  $\nu = 2$  равна половине циклотронной энергии. Конденсатор приходит в равновесие за время  $C/\sigma_{xx}$ . Процесс перезарядки такого конденсатора является дискретным, определяемым прыжковой проводимостью, зависящей от температуры. Каждый скачок заряда на обкладках конденсатора означает изменение энергии электрического поля и может являться источником шума. В рамках этой модели важнейшим фактором должна служить температура 2D электронов, которая определяет проводимость электронной системы. При понижении температуры следует ожидать значительных изменений в магнито-полевой зависимости шума, его интенсивности и временных характеристиках, поскольку

проводимость электронной системы зависит от температуры экспоненциально. Однако это не так. В наших экспериментах было установлено, что при понижении температуры наблюдается скачкообразное появление шума, амплитуда которого (величина  $D/N$ ) не меняется после порога в широком диапазоне температур. На рис.2 показаны температурные зависи-

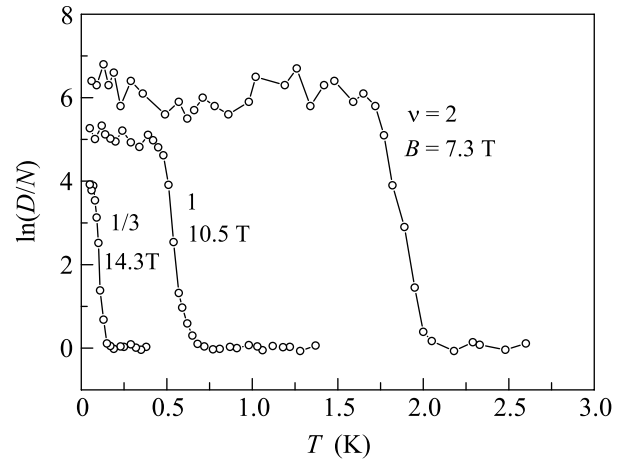


Рис.2. Зависимость нормированной дисперсии шума интенсивности фотолюминесценции 2D газа от температуры при различных факторах заполнения уровней Ландау

мости амплитуды шума, измеренные для различных факторов заполнения. Для  $\nu = 2$  ( $B = 7.3$  Тл) температурный порог наблюдается при  $T = 1.75$  К, для  $\nu = 1$  ( $B = 10.5$  Тл) порог равен  $T = 0.5$  К, а для дробного заполнения  $\nu = 1/3$  пороговая температура оказывается равной 0.1 К. Следует подчеркнуть, что изменение амплитуды шума носит пороговый характер по температуре и указывает, что для наблюдения флуктуаций требуется достижение определенной пороговой величины сопротивления (порядка  $10^{15}$  Ом), после чего амплитуда шумов не изменяется. Чем меньше щель в энергетическом спектре, тем ниже требуется температура для достижения порогового значения сопротивления. Отметим, что при уменьшении температуры не происходит сдвига пика шумов в магнитном поле и не меняются спектрально-временные характеристики шума. Таким образом, следует заключить, что для возникновения шума важен лишь переход в состояние с аномально малой проводимостью.

Вторым из возможных объяснений могло бы служить возникновение нового когерентного макроскопического состояния электронной системы, обладающего общей волновой функцией. Такой сценарий рассматривался нами в предыдущих статьях, посвя-

щенных исследованию гигантских флуктуаций [2, 3]. Однако в рамках такого подхода не видно, как может меняться форма потенциальной ямы и поэтому он не может объяснить обнаруженные нами флуктуации в спектральном положении линий рамановского рассеяния.

Третьей гипотетической возможностью является дополнительный вклад в межслойное взаимодействие так называемой силы Казимира, которая возникает за счет вакуумных флуктуаций электромагнитного поля. В условиях квантового эффекта Холла малые флуктуации электронной плотности могут порождать гигантские флуктуации проводимости системы 2D электронов (с амплитудой в несколько порядков) и приводить к флуктуационным переходам металл – диэлектрик. Энергия нулевых колебаний электромагнитного поля в пространстве, ограниченном дельта-слоем и квантовой ямой, зависит от перехода металл-диэлектрик в 2D газе. Ее изменение вызывает изменение в форме потенциальной ямы и энергии межподзонного расщепления. Оказывается, что измеренная амплитуда энергетических скачков в межподзонной энергии хорошо согласуется с оценкой  $\Delta E$  энергии размерного квантования, полученной из изменения эффективного электрического поля и силы Казимира при переходе металл – диэлектрик в режиме квантового эффекта Холла.

Напомним, что сила Казимира возникает за счет вакуумных флуктуаций электромагнитного поля. Согласно результату, полученному Казимиром в 1948 г. [4, 5], между двумя параллельными металлическими плоскостями возникает сила притяжения, которая пропорциональна площади плоскостей и обратно пропорциональна четвертой степени расстояния между ними. Эта сила становится доминирующей на расстояниях менее 100 нм и, по-видимому, именно она определяет работоспособность устройств микромеханики, что проявляется в аномально большой силе трения покоя, обнаруженной в этих механизмах [6].

Измерение силы Казимира сопряжено с большими экспериментальными сложностями и только совсем недавно были выполнены эксперименты, надежно подтверждающие ее наличие [7, 8].

Лишь в редких экспериментах для определения силы Казимира использовалась классическая геометрия с параллельными металлическими плоскостями. Это связано с тем, что крайне сложно обеспечить параллельность плоскостей, особенно имея в виду их неровности и шероховатости, трудно также отличить электростатическое притяжение от казимировского. Кроме того, нельзя не отметить, что обычно

все измерения силы Казимира проводились при комнатной температуре, в то время как теоретический результат был получен для случая низких температур, а вклад от тепловых флуктуаций при комнатной температуре может быть значительным, особенно при увеличении расстояния между пластинами. Нам представляется, что перспективным объектом для изучения свойств силы Казимира могут являться одиночные и двойные квантовые ямы. Методами молекулярно-пучковой эпитаксии удастся выращивать двумерные слои, разделенные расстояниями  $10 \div 100$  нм, причем эти слои с высокой степенью точности параллельны друг другу. Свойства таких слоев можно исследовать при низких температурах оптическими и транспортными методами.

**2.** Исследовались образцы с одиночной GaAs квантовой ямой толщиной 250 Å. Концентрация электронов в яме и их подвижность составляли около  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , соответственно. Структуры возбуждались светом лазерного светодиода (LED) с энергией фотонов 1.653 эВ и Ti-Sp-лазера с перестраиваемой длиной волны. Спектральным прибором служил спектрометр Monospec со спектральным разрешением 0.03 мэВ. Для детектирования сигнала фотolumинесценции и неупругого рассеяния света использовался детектор с зарядовой связью (CCD-камера). Образец помещался в гелиевом криостате внутри сверхпроводящего соленоида. В работе использовалась двухсветоводная схема: первый световод был предназначен для подвода излучения LED- и Ti-Sp-лазера, второй световод использовался для сбора сигнала люминесценции, а также неупругого рассеяния. Одновременно с записью спектров проводилась их математическая обработка, подробно описанная в работе [2]. Для измерения величины флуктуаций интенсивности на CCD-детекторе записывался цикл спектров, из которого далее для каждой длины волны определялись средняя интенсивность излучения  $\langle I \rangle$ , дисперсия  $D = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2$  и отношение дисперсии к средней интенсивности  $D/\langle I \rangle$ .

**3.** Исследуя спектры неупругого рассеяния света в режиме КЭХ (в частности, вблизи  $\nu = 2$ ), мы обнаружили, что интенсивность сигнала межподзонного рамановского рассеяния в квантовой яме (возбуждение спиновой плотности – SDE мода [9, 10], рис.3а) испытывает гигантские флуктуации интенсивности (рис.3с), аналогичные флуктуациям интенсивности люминесценции. Вместе с тем, если в режиме квантового эффекта Холла исследовать флуктуации интенсивности рассеяния света на объемном продольном оптическом (LO) фоне, то отношение  $D/\langle I \rangle$  в этом случае оказывается равным единице,

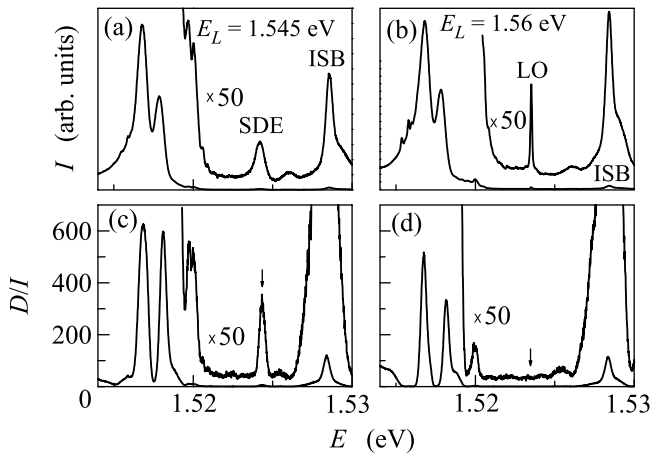


Рис.3. Спектры фотолюминесценции и неупругого рассеяния света, измеренные в режиме гигантских флуктуаций в условиях квантового эффекта Холла при факторе заполнения  $\nu = 2$  для разных энергий  $E_L$  накачивающего фотона: 1.545 эВ (а) и 1.560 эВ (б). В первом случае (а) в спектре рассеяния наблюдается межподзонная SDE-мода 2D электронов, а во втором случае (б) – рассеяние на объемном LO-фононе. На рис.2(с) и 2(д) показаны спектральные зависимости отношения дисперсии к средней интенсивности, измеренные при разных энергиях возбуждения. Видно, что гигантские флуктуации в режиме квантового эффекта Холла при  $\nu = 2$  испытывают как линии фотолюминесценции, так и линия SDE неупругого рассеяния света. При этом LO-линия не испытывает заметных флуктуаций

(см. рис.3д), что указывает на “двумерную” природу аномальных флуктуаций SDE моды неупругого рассеяния света. На рис.4 приведены спектр фотолюминесценции электронов основной подзоны (OSB) и линия неупругого рассеяния (SDE), измеренные в режиме гигантских флуктуаций в условиях квантового эффекта Холла ( $\nu = 2$ ). Оказалось, что флуктуации интенсивности SDE моды наблюдаются одновременно и в фазе с флуктуациями интенсивности фотолюминесценции, причем процессы рекомбинации и неупругого рассеяния света протекают согласованно в течение длительного промежутка времени. На вставке к рис.4 приведена временная зависимость коэффициента корреляции  $C_{1,2} = \langle \Delta I_1 \Delta I_2 \rangle / (D_1 D_2)^{1/2}$ , рассчитанного между линией SDE и линией фотолюминесценции, отвечающей рекомбинации из верхнего спинового подуровня основной подзоны (OSB). В предыдущих работах мы также анализировали коэффициент корреляции для выявления скоррелированности (синфазности) флуктуаций интенсивности излучательной рекомбинации 2D электронов либо меж-

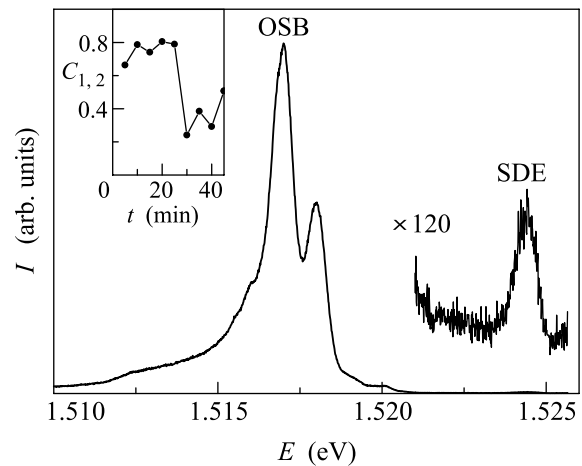


Рис.4. Спектр фотолюминесценции и линия межподзонного неупругого рассеяния света (SDE мода), измеренные в режиме гигантских флуктуаций в условиях квантового эффекта Холла при факторе заполнения  $\nu = 2$ . На вставке показано изменение во времени коэффициента корреляции  $C_{1,2}$  между интенсивностями линии неупругого рассеяния (SDE) и линии фотолюминесценции от верхнего спинового подуровня основной подзоны размерного квантования (OSB)

ду спектральными линиями от верхнего и нижнего спиновых подуровней основной подзоны, либо между линиями от основной и первой возбужденной подзон размерного квантования. В настоящей работе аналогичный прием использовался для линий SDE и OSB. Из вставки к рис.3 видно, что флуктуации интенсивностей этих линий имеют положительный коэффициент корреляции и его максимальное значение близко к единице. Помимо флуктуаций интенсивности неупругого рассеяния света нами было установлено, что вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$  линия SDE скачкообразно меняет свою спектральную позицию. На рис.5 приведены спектры межподзонного неупругого рассеяния света (SDE мода), измеренные в различные моменты времени при факторе  $\nu = 2$ . Из рисунка видно, что линия SDE демонстрирует телеграфный шум с амплитудой спектральных флуктуаций  $\Delta E = 0.3 \div 0.5$  мэВ. На вставке к рис.4 представлены временные зависимости спектрального положения линии SDE и линии фотолюминесценции верхнего спинового подуровня основной подзоны размерного квантования (OSB). Видно, что спектральный сдвиг обеих линий происходит одновременно и на близкую величину. Этот эффект наблюдается в исключительно узкой области магнитных полей, отвечающей режиму КЭХ ( $1.999 < \nu < 2.001$ ) и указывает на то, что вблизи фактора  $\nu = 2$  происходит резкое изменение формы ямы. Анализируя полученные

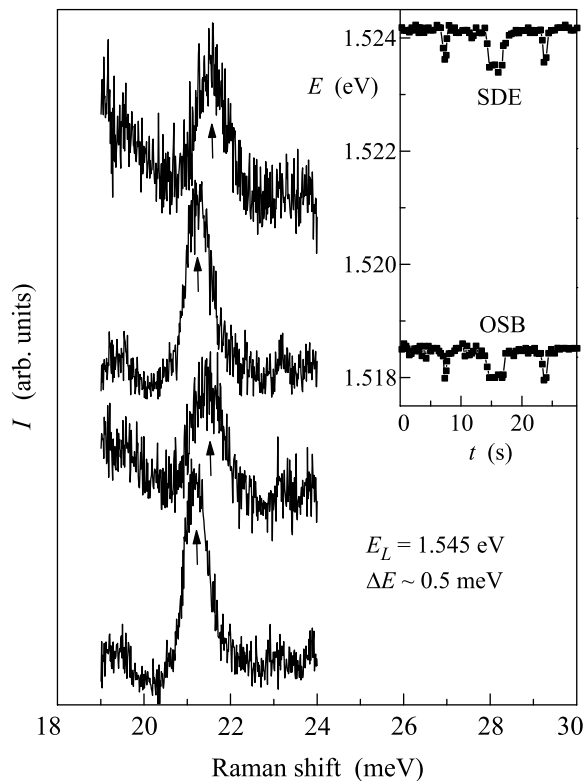


Рис.5. Спектры межподзонной SDE моды, измеренные в различные моменты времени при всех фиксированных параметрах и  $\nu = 2$ . Линия SDE в режиме квантового эффекта Холла демонстрирует нестабильность во времени и испытывает флуктуационный спектральный сдвиг  $\Delta E \approx 0.5$  мэВ. На вставке представлены временные зависимости спектрального положения линии SDE и линии фотолюминесценции верхнего спинового подуровня основной подзоны размерного квантования (OSB)

результаты, можно предложить следующее объяснение явлениям, описанным выше. При строгом выполнении условий целочисленного КЭХ малые флуктуации электронной плотности вызывают гигантские флуктуации проводимости системы двумерных электронов и флуктуационные переходы металл – диэлектрик в этой системе. Взаимодействие между квантовой ямой и дельта-слоем доноров определяет эффективное электрическое поле, от которого зависит форма потенциальной ямы и энергия размерного квантования 2D электронов. Помимо кулоновского притяжения в межслойное взаимодействие вносит также вклад сила Казимира. Поскольку переходы металл – диэлектрик в условиях КЭХ сами по себе носят характер флуктуаций, сила Казимира также флуктуирует и вызывает флуктуационные изменения (скачки) энергии межподзонного расщепления и формы ямы.

Заметим, что двумерный электронный газ и дельта-слой доноров, по существу, представляют собой два параллельных слоя, разделенных слоем диэлектрика, причем проводимость этих слоев зависит от магнитного поля. Эта система напоминает классическую схему Казимира, состоящую из двух параллельных плоскостей в вакууме, между которыми при малых расстояниях доминирует сила Казимира. Как известно, в результате существования нулевых флуктуаций электромагнитного поля между такими плоскостями возникает сила притяжения (сила Казимира [4, 5]):

$$F = \pi^2 \hbar c / 240 \ell^4, \quad (2)$$

где  $F$  – сила на единицу площади,  $\ell$  – расстояние между плоскостями. Вблизи целочисленного фактора заполнения проводимость двумерного электронного газа изменяется на пять-семь порядков величины, что должно приводить к существенному изменению силы взаимодействия между плоскостями [11]. Если считать, что при переходе металл – диэлектрик в режиме КЭХ изменение силы Казимира, действующей на электрон, эквивалентно изменению эффективно-го электрического поля, то тогда изменение энергии, приходящейся на один электрон, можно оценить по формуле

$$\Delta E = Fd / N_s, \quad (3)$$

где  $d$  – ширина квантовой ямы, а  $N_s$  – концентрация 2D электронов.

В формуле (2) использовано то, что межподзонное расщепление  $E_{01}$  пропорционально электрическому полю  $E$  в яме [12], а изменение межподзонной энергии  $\Delta E_{01}$  определяется изменением электрического поля  $\Delta E$  и для оценки может быть записано как

$$\Delta E_{01} \sim \Delta E \epsilon d, \quad (4)$$

Поскольку в нашем случае  $\ell \cong 600 \div 700 \text{ \AA}$ ,  $d \cong 250 \text{ \AA}$  и  $N_s \cong 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , то получаем для  $\Delta E = 2 \div 4 \text{ мэВ}$ , что по порядку величины хорошо отвечает значению, найденному в эксперименте. Разумеется, такая упрощенная оценка не может служить доказательством верности использованного нами предположения, но она, тем не менее, дает характерный масштаб возможного взаимодействия и показывает, что эффект силы Казимира не является малым и требует правильного учета. Кроме того, как следует из работы [11], при переходе металл – диэлектрик в формуле (1) появляется коэффициент, близкий к  $1/3$ , в результате чего оценка для силы Казимира оказывается совсем близкой к измеренной величине  $\Delta E$ . Тем

самым амплитуда флуктуаций межподзонной энергии, полученная в наших экспериментах, согласуется с оценкой изменения энергии размерного квантования за счет изменения эффективного электрического поля и силы Казимира при переходе металл – диэлектрик в условиях КЭХ.

4. Таким образом, в результате одновременного исследования гигантских флуктуаций в интенсивности и в положении линий люминесценции 2D электронов основной подзоны (OSB) и электронного межподзонного неупругого рассеяния света было обнаружено, что вблизи фактора  $\nu = 2$  (в фиксированном магнитном поле) эти линии испытывают одинаковый спектральный сдвиг, а их интенсивности коррелируют между собой. Скачкообразное изменение спектральных позиций линий может быть следствием резкого изменения формы квантовой ямы, которое обусловлено пороговым переходом металл – диэлектрик в режиме КЭХ и флуктуацией силы Казимира, что и позволяет в конечном итоге наблюдать эти изменения в силе взаимодействия между слоями по вариации формы ямы и энергии межподзонного расщепления.

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 и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 345 (2003).
3. М. В. Лебедев, О. В. Волков, А. Л. Парахонский и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 363 (2004).
4. H. B. G. Casimir, Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap. Proc. **51**, 793 (1948).
5. H. B. G. Casimir and D. Polder, Phys. Rev. **73**, 360 (1948).
6. E. Buks and M. L. Roukes, Phys. Rev. B **63**, 033402 (2001).
7. S. K. Lamoreaux, Phys. Rev. Lett. **78**, 5 (1997).
8. G. Bressi et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 041804 (2002).
9. A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 3623 (1992).
10. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1837 (2001).
11. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ **29**, в.1(7), 94 (1955).
12. S. Ernst, A. R. Goni, K. Syassen, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. **72**, 4029 (1994).