

Влияние микроволнового излучения на квантовые магнетоосцилляции емкости

С. И. Дорожкин¹⁾, А. А. Капустин⁺, В. Уманский^{*2)}, К. фон Клитцинг^{×2)}, Ю. Х. Смет^{×2)}

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel

[×]Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstrasse 1, D-70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 22 августа 2018 г.

После переработки 3 сентября 2018 г.

Экспериментально обнаружена немонотонная зависимость от магнитного поля изменения амплитуды квантовых магнетоосцилляций емкости полевых транзисторов под микроволновым облучением, включающая в себя эффект усиления амплитуды осцилляций в результате облучения. Показано, что такое поведение обусловлено загибом зон около границы затвора. Эффект объяснен интерференцией квантовых осцилляций с индуцированным излучением магнетоосцилляциями длины экранирования статического электрического поля.

DOI: 10.1134/S0370274X18190086

Микроволновое излучение оказывает сильное влияние на низкочастотные кинетические характеристики двумерных электронных систем (ДЭС). Наиболее изученным эффектом являются индуцируемые излучением гигантские осцилляции магнетосопротивления, широко известные в англоязычной литературе как “*microwave induced resistance oscillations*” (MIRO). Период этих осцилляций в обратном магнитном поле определяется из условия соизмеримости энергии фотона $\hbar\omega$ ($\omega = 2\pi f$, где f – частота излучения) и циклотронной энергии $\hbar\omega_c$ электронов (ω_c – циклотронная частота): $\omega/\omega_c = n$ ($n = 1, 2, \dots$). К настоящему времени такие осцилляции наблюдались в вырожденных ДЭС на образцах гетероструктур GaAs/AlGaAs [1, 2], Si/SiGe [3], ZnO/MgZnO [4], а также в невырожденной ДЭС на поверхности жидкого гелия [5]. Особое место среди микроволновых эффектов в электронном транспорте занимают состояния с близкой к нулю диссипативной проводимостью (в англоязычной литературе “*zero-resistance states*” (ZRS)) [6, 7], возникающие в глубоких минимумах MIRO вследствие спонтанного нарушения симметрии и возникновения доменной структуры спонтанного электрического поля [8, 9]. Магнотранспортные исследования неравновесных ДЭС под облучением были дополнены исследованиями

фотогальванических эффектов [10–12]. Отдельное значительное внимание было уделено поглощению микроволнового излучения [13–16].

Недавние исследования [17, 18] микроволнового фотоотклика в емкости между затвором полевого транзистора и его электронным каналом продемонстрировали высокий потенциал этой методики для получения новой информации о свойствах ДЭС под облучением. Емкостные измерения характеризуют пространственное положение слоя двумерных электронов, а также его сжимаемость $\kappa \propto \partial n_s / \partial \mu$, где n_s – плотность двумерных электронов, μ – химический потенциал ДЭС. Последний вклад имеет квантовую природу и обусловлен модуляцией плотности электронов и, соответственно, работы выхода и химического потенциала ДЭС под затвором, сопровождающей измерения емкости. Наличие такого вклада приводит к квантовым магнетоосцилляциям емкости [19] (ниже – квантовые осцилляции емкости (КОЕ)), отражающим квантование Ландау энергетического спектра ДЭС. В обеих работах [17, 18] было обнаружено появление под облучением осцилляций, отличных от КОЕ, периодичность которых, однако, в этих работах оказалась различной. В работе [18] были наблюдаемы осцилляции емкости, синфазные с MIRO. В работе [17] была исследована двухслойная электронная система, и была обнаружена интерференция высокочастотных магнетоосцилляций, определяемых разностью плотностей электронов в слоях, с низкочастотными осцилляциями, имеющими частоту

¹⁾e-mail: dorozh@issp.ac.ru

²⁾V. Umansky, K. von Klitzing, J.H. Smet.

ту MIRO. Это наблюдение, связанное с перераспределением электронов между слоями (т.е. с изменением пространственного расположения заряда под облучением), явилось прямым свидетельством существования неравновесной функции распределения электронов по энергии [20–22], способной объяснить MIRO. В работе [18] было также кратко отмечено нетривиальное поведение под облучением амплитуды КОЕ. Экспериментальное исследование влияния микроволнового облучения на КОЕ с наблюдением в зависимости от величины магнитного поля как подавления, так и усиления их амплитуды, а также анализ возможного объяснения экспериментальных наблюдений составляют основное содержание представляемой нами работы.

Измерения магнетоемкости и магнетосопротивления были выполнены на образцах полевых транзисторов, имеющих различную архитектуру затворов. В образце А первого типа тонкопленочный металлический полевой электрод (затвор Шоттки) был нанесен на поверхность гетероструктуры GaAs/AlGaAs и отстоял на 158 нм от верхнего края квантовой ямы GaAs, имеющей ширину 30 нм. Затвор был образован тонкой полупрозрачной пленкой Au/Pd с сопротивлением около 100 Ом на квадрат. Во избежание электрического контакта затвора с легированными контактными областями к ДЭС затвор покрывал не всю площадь ДЭС. Такая ситуация характерна для затворов, создаваемых на поверхности гетероструктур, и, в частности, была реализована в работе [18]. В образцах второго типа (ниже будут приведены данные для одного из таких образцов, образца В) использовался задний затвор, роль которого играл сильно легированный слой GaAs. Этот слой изготовлялся в процессе роста гетероструктуры до квантовой ямы с ДЭС и отстоял от нижнего края ямы на 850 нм (ширина квантовой ямы в этом образце 60 нм). Такой затвор полностью перекрывает ДЭС, включая контактные области к ней. В образцах обоих типов ДЭС создавалась за счет ионизации доноров (кремний) в слое легирования, отделенном спейсором от квантовой ямы. Образцы имели форму мостиков Холла, что обеспечивало возможность выполнения измерений магнетосопротивления и холловского сопротивления. Плотности и подвижности электронов при нулевом затворном напряжении, для которого приводятся данные в этой работе, равнялись $n_{sA} = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $n_{sB} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu_A = 24 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $\mu_B = 5.0 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Емкость между затвором и двумерной электронной системой измерялась по стандартной методике (см., например, работу [23]) с подачей на затвор переменного напря-

жения низкой частоты и регистрацией переменного тока на этой же частоте с помощью конвертера ток-напряжение и усилителя с синхронным детектированием, последовательно подключенных к одному из омических контактов. Образец помещался в конце сверхразмерного волновода круглого сечения диаметром 18 мм в криостате с откачкой паров ^3He . Все измерения были выполнены при температуре ванны криостата $T = 0.5 \text{ К}$. Магнитное поле было ориентировано перпендикулярно плоскости ДЭС и параллельно оси волновода. Микроволновое излучение миллиметрового диапазона генерировалось перестраиваемой лампой обратной волны.

На рисунке 1 представлены результаты измерений магнетосопротивления (рис. 1а) и магнетоемкости (рис. 1б), выполненных на образце А. На обоих рисунках хорошо видны два типа магнетоосцилляций. Низкочастотные осцилляции появляются под облучением и остаются единственным типом осцилляций в слабых магнитных полях. Такие осцилляции хорошо известны для магнетосопротивления (MIRO), а синфазные с ними осцилляции в емкости полевого транзистора впервые наблюдались в работе [18]. В нашем эксперименте наблюдалось значительное (до семи) число таких магнетоемкостных осцилляций. Высокочастотные осцилляции представляют собой осцилляции Шубникова–де Гааза (ОШдГ) в магнетосопротивлении и КОЕ. Они являются проявлением квантования Ландау энергетического спектра ДЭС и также синфазны. Минимумы этих осцилляций соответствуют заполнению целого числа n уровней Ландау, т.е. условию $n_s = n N_n$, где $N_n = 2eB_n/hc$ – вырожденность уровня Ландау в магнитном поле B_n , включающая в себя двухкратное спиновое вырождение. Наблюдаемое небольшое смещение экстремумов ОШдГ и КОЕ под облучением, по-видимому, отражает уменьшение плотности электронов в ДЭС. Подобный эффект наблюдался и ранее [24, 25] и может быть связан с переходом части возбужденных электронов из ДЭС назад в слой легирования. Отметим различное поведение амплитуды ОШдГ и КОЕ под облучением, демонстрируемое на рис. 1с. В то время как облучение приводит к уменьшению амплитуд ОШдГ во всем диапазоне магнитных полей (рис. 1а, с), амплитуда КОЕ под облучением может как уменьшаться, так и увеличиваться (рис. 1б, с). Увеличение амплитуды КОЕ наблюдается в магнитных полях, соответствующих диапазону $0.6 < \omega_c/\omega < 1$. Это увеличение, достигающее 25 %, является неожиданным, так как тривиальные эффекты, как, например, нагрев системы под облучением, должны были бы привести к уменьшению

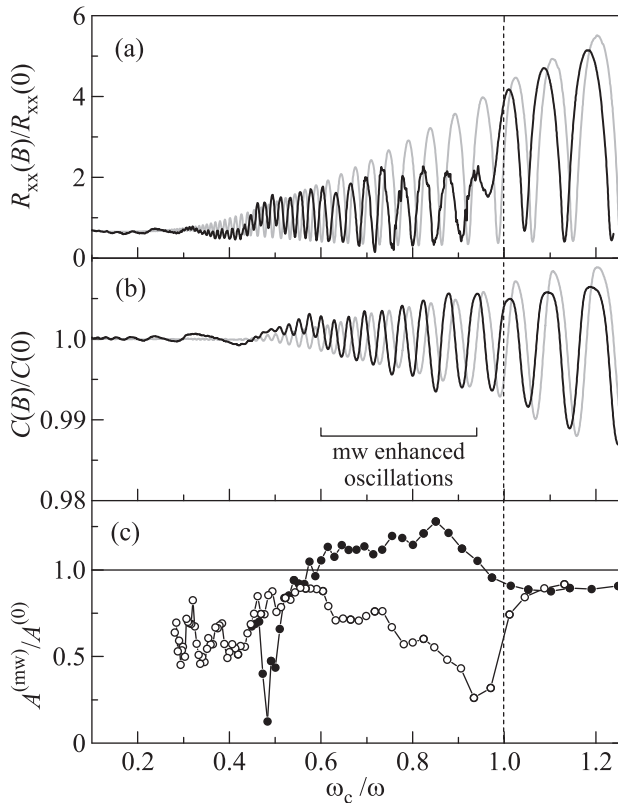


Рис. 1. Влияние непрерывного микроволнового облучения частоты $f = 165$ ГГц на магнетосопротивление R_{xx} (a) и магнетоемкость C (b) образца А с передним затвором. Обе величины приведены нормированными на их значения в нулевом магнитном поле. Кривые под облучением (без облучения) представлены в черном (сером) цвете. Горизонтальная шкала ω_c/ω пропорциональна магнитному полю, при пересечении которого в циклотронную частоту ω_c было использовано значение эффективной массы электронов $m^* = 0.067 m_e$. Положение циклотронного резонанса $\omega = \omega_c$ ($B = 0.395$ Тл) отмечено вертикальной пунктирной линией. На панели (b) отмечена область полей, в которой наблюдается усиление амплитуды КОЕ. (c) Зависимости от магнитного поля отношения амплитуд квантовых осцилляций магнетосопротивления (открытые символы) и магнетоемкости (закрытые символы) под облучением ($A^{(mw)}$) к их значениям без облучения ($A^{(0)}$), полученные на основании данных, приведенных на панелях (a) и (b). Измерения выполнены при температуре ванны $T = 0.5$ К

амплитуды квантовых осцилляций. Уменьшения амплитуды осцилляций следует ожидать и вследствие наблюдаемого смещения их положений в меньшие поля. Наблюдение немонотонной зависимости изменения амплитуды КОЕ под облучением от магнитного поля и определение диапазона полей, в котором наблюдается усиление осцилляций, составляет основной экспериментальный результат этой работы.

Результаты аналогичных измерений на образце В, приведены на рис. 2. Фотоотклик в магнетосопротивлении

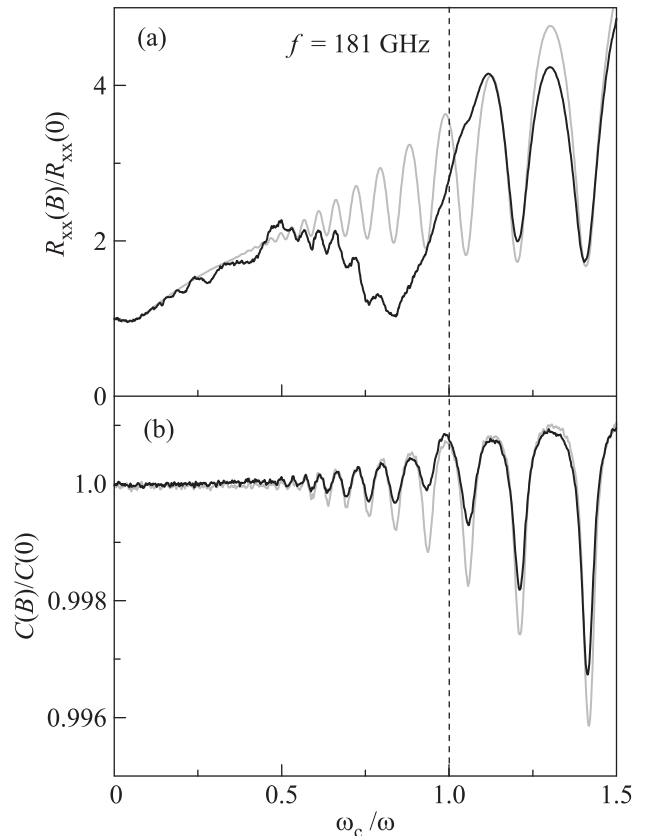


Рис. 2. Влияние непрерывного микроволнового облучения частоты $f = 181$ ГГц на магнетосопротивление R_{xx} (a) и магнетоемкость C (b) образца В с задним затвором. Форма представления такая же, как на рис. 1. Величина магнитного поля циклотронного резонанса $B = 0.434$ Тл, температура измерений $T = 0.5$ К

тивлению (рис. 2a) качественно аналогичен наблюдаемому на образце А (рис. 1a): излучение индуцирует осцилляции магнетосопротивления (МИРО) и подавляет ОШДГ. Фотоотклик же в емкости качественно отличается. На образце В амплитуда КОЕ под облучением уменьшается во всем диапазоне магнитных полей, а синхронные с МИРО осцилляции не возникают. Причина такого различия между результатами, полученными на образцах А и В, будет обсуждаться ниже.

Одним из основных механизмов возникновения МИРО считается формирование при поглощении микроволнового излучения немонотонного по энергии вклада в неравновесную функцию распределения электронов [20]. Такой вклад может возникать в ДЭС со спектром Ландау в результате неупругой релаксации электронов [22]. Суще-

вание соответствующей функции распределения было подтверждено результатами работы [17]. Ниже мы проанализируем возможность объяснения полученных в данной работе результатов в рамках такого подхода. В отсутствие облучения емкость описывается формулой (см., например, [19]):

$$1/C = 1/C_g + \frac{1}{e^2 S} \left(\frac{\partial n_s}{\partial \mu} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $C_g = \chi S / 4\pi d$ – геометрическая емкость. Здесь d – расстояние между затвором и эффективным положением слоя двумерных электронов в направлении, перпендикулярном квантовой яме, S – площадь ДЭС под затвором, χ – диэлектрическая проницаемость материала между затвором и ДЭС. КОЕ обусловлены квантовыми осцилляциями сжимаемости ДЭС, пропорциональной величине $\partial n_s / \partial \mu$. Влияние микроволнового облучения на измеряемую емкость было рассмотрено в работе [18] для случая полевых транзисторов с затвором, который покрывает только часть ДЭС. В такой геометрии модуляция затворного напряжения при измерениях емкости приводит к модуляции плотности электронов под затвором и соответствующему изменению загиба дна зоны проводимости около границы затвора. Выражение для емкости под облучением приобретает вид [18]:

$$1/C^{(\text{mw})} = 1/C_g + \frac{\sigma_{xx}^{(0)}}{\sigma_{xx}^{(\text{mw})}} \frac{1}{e^2 S} \left(\frac{\partial n_s}{\partial \mu} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Отличие этого выражения от формулы (1) состоит в появлении дополнительного множителя $\sigma_{xx}^{(0)} / \sigma_{xx}^{(\text{mw})}$, что составляет основной эффект облучения. Здесь $\sigma_{xx}^{(0)}$ – диагональная компонента тензора магнетопроводимости без облучения, а $\sigma_{xx}^{(\text{mw})}$ – соответствующая величина под облучением. Появление этого множителя связано с изменением экранировки плавного потенциала в результате облучения, когда длина экранирования становится обратно пропорциональной величине диссипативной проводимости [26, 27]. Такое изменение длины экранирования является следствием влияния облучения только на диссипативную проводимость. При этом величина коэффициента диффузии электронов практически не меняется, что приводит к нарушению соотношения Эйнштейна в неравновесном состоянии ДЭС под облучением [26, 27]. Изменение длины экранирования приводит к изменению загиба зон около границы между областями ДЭС, покрытыми и непокрытыми затвором [18]. При измерениях емкости этот загиб зон модулируется затворным напряжением, и амплитуда модуляции оказывается различной в отсутствие и

присутствие облучения. Отметим также, что в условиях эксперимента $\omega_c \tau \gg 1$ (τ – время релаксации импульса электронов), и диагональные компоненты тензоров магнетопроводимости и магнетосопротивления пропорциональны друг другу, так что $\sigma_{xx}^{(0)} / \sigma_{xx}^{(\text{mw})} = \rho_{xx}^{(0)} / \rho_{xx}^{(\text{mw})}$.

Из формулы (2) несложно видеть, что в слабых магнитных полях, где квантовые осцилляции в $\partial n_s / \partial \mu$ и σ_{xx} отсутствуют, емкость $C^{(\text{mw})}$ осциллирует синфазно с магнетосопротивлением $\rho_{xx}^{(\text{mw})} \propto \sigma_{xx}^{(\text{mw})}$, повторяя осцилляции МИРО, как это наблюдается на экспериментальных (рис. 1а, б) и расчетных (рис. 3а, б) кривых (см. также работу [18]). Если предположить, что квантовые осцилляции есть только в члене $\partial n_s / \partial \mu$, то очевидно, что амплитуда КОЕ будет увеличиваться (уменьшаться) при $\rho_{xx}^{(0)} / \rho_{xx}^{(\text{mw})} > 1$ ($\rho_{xx}^{(0)} / \rho_{xx}^{(\text{mw})} < 1$), т.е. в области минимумов (максимумов) МИРО. Примерно такое поведение и наблюдается на рис. 1. Квантовые осцилляции, однако, присутствуют и в магнетосопротивлении $\rho_{xx} \propto \sigma_{xx}$, так что определение влияния излучения на КОЕ требует более аккуратного расчета. Нами был выполнен расчет величин $\partial n_s / \partial \mu$, ρ_{xx} и σ_{xx} в модели, учитывающей уширение уровней Ландау в самосогласованном борновском приближении. Расчет неравновесной функции распределения электронов по энергии и диссипативной проводимости проводился на основании уравнений работы [22]. Все детали такого расчета подробно изложены в работе [28]. Величина $\partial n_s / \partial \mu$ вычислялась по формуле $\partial n_s / \partial \mu = - \int D(\epsilon) (\partial f_F / \partial \epsilon) d\epsilon$, где $D(\epsilon)$ – одночастичная плотность состояний, f_F – фермиевская функция распределения. Результаты расчетов величин магнетосопротивления и магнетоемкости приведены на рис. 3. Они полностью воспроизводят качественную картину эффекта облучения, наблюдаемого на образце А. Действительно, расчет воспроизводит индуцированные излучением синфазные низкочастотные осцилляции магнетосопротивления (рис. 3а) и магнетоемкости (рис. 3б), на которые в более сильных полях накладываются высокочастотные квантовые осцилляции. Изменение амплитуд КОЕ и ОШДГ показано на рис. 3с. На этом рисунке хорошо видно значительное увеличение под облучением амплитуд КОЕ в области магнитных полей $0.7 < \omega_c / \omega < 1$, где это усиление достигает фактора 4. При $\omega_c / \omega > 1$ и $0.5 < \omega_c / \omega < 0.7$ КОЕ подавляются излучением. Небольшое их усиление наблюдается при $\omega_c / \omega < 0.5$. Такая немонотонная зависимость амплитуды КОЕ от магнитного поля является результатом появления в формуле (2) произведе-

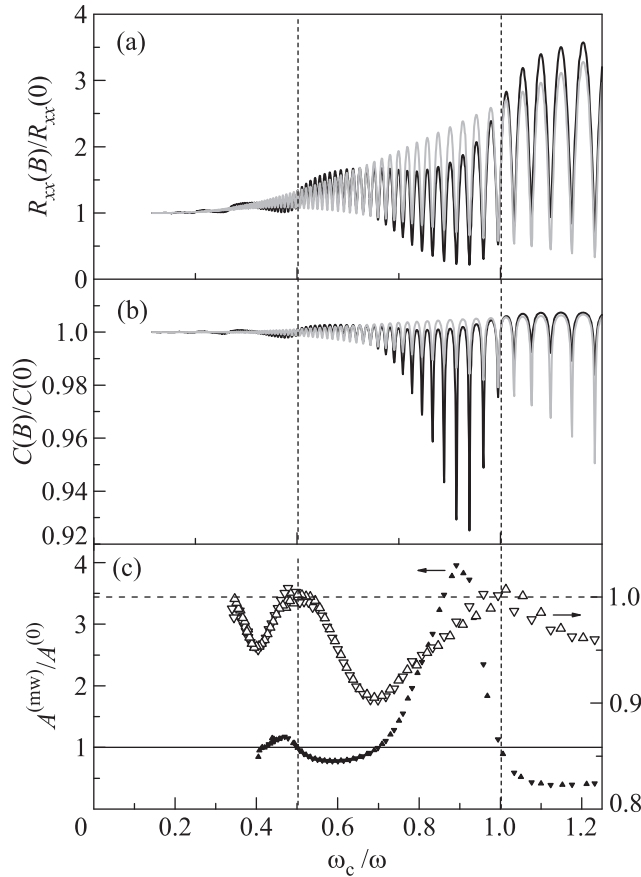


Рис. 3. Результаты вычислений магнетосопротивления (а) и магнетоемкости (б) под облучением (темные кривые) и в отсутствие облучения (светлые кривые). Расчеты магнетосопротивления выполнены по методике, изложенной в работе [28]. Энергетический спектр электронов вычислялся в самосогласованном борновском приближении и считался независимым от облучения. Емкость вычислялась по формуле (2) с использованием результатов расчета магнетосопротивления. Параметры расчета: частота излучения $f = \omega/2\pi = 100$ ГГц, безразмерная мощность излучения $P = 0.008$, $\omega\tau_q = 5$, плотность электронов $n_s = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, температура $T = 0.5$ К, расстояние от затвора до ДЭС $d = 158$ нм, $\chi = 12.8$. На панели (с) приведены вычисленные отношения амплитуд КОЕ (сплошные треугольники, левая шкала), и ОШдГ (открытые треугольники, правая шкала) под облучением к амплитудам без облучения. Треугольники с вершинами вниз (вверх) соответствуют амплитудам, вычисленным в минимумах (максимумах) осцилляций. Вертикальными штриховыми линиями отмечены положения циклотронного резонанса ($\omega_c/\omega = 1$), которое при $f = 100$ ГГц в GaAs соответствует магнитному полю $B = 0.24$ Т, и его второй гармоники ($\omega_c/\omega = 1/2$)

ния двух осциллирующих членов. В магнетопроводимости под облучением появляются осцилляции с

частотой МРО, в то время как частота осцилляций $\partial n_s/\partial \mu$ определяется заполнением уровней Ландау. Таким образом, в емкостных измерениях проявляется интерференция осцилляций этих двух различных частот.

Отметим, что мы не ставили целью количественное описание экспериментальных данных для образца А в силу следующих ограничений использованной модели. Модель не рассматривает нагрев ДЭС как целого, приводящий к изменению монотонной по энергии части функции распределения. Такой нагрев может быть учтен феноменологически путем использования в расчетах фермиевской функции распределения, соответствующей повышенной эффективной температуре. Другим важным моментом является отсутствие в модели квантовых осцилляций высокочастотной проводимости, вследствие которых мощность, поглощаемая ДЭС (а, следовательно, и все неравновесные характеристики, включая эффективную температуру ДЭС), является осциллирующей функцией магнитного поля. Наблюдавшееся нами на образце А увеличение амплитуды КОЕ позволяет, однако, утверждать, что влияние облучения на эффект экранировки встроенного в образце электрического поля может превалять в измеряемой емкости над эффектом нагрева ДЭС. Другим важным фактором, влияющим как на магнетосопротивление, так и на емкость реальных образцов, является неоднородное уширение уровней Ландау, связанное с длиннопериодными флуктуациями плотности электронов в образце. Влияние этого уширения на емкостные измерения обсуждалось в работах [29, 30]. В использованной здесь модели неоднородное уширение не учитывается.

Наш расчет показывает (см. рис. 3с), что в рамках приближения [22], использованного для вычисления неравновесной функции распределения, уменьшение амплитуды ОШдГ под облучением зависит от магнитного поля немонотонным образом. В областях около циклотронного резонанса ($\omega_c/\omega = 1$) и его второй гармоники ($\omega_c/\omega = 1/2$) амплитуды ОШдГ нечувствительны к облучению. Этот результат, очевидно, расходится с нашими экспериментальными наблюдениями, что мы связываем с уже отмечавшимся отсутствием учета эффекта нагрева ДЭС излучением в использованной модели.

Отсутствие на образце В магнетоосцилляций емкости с периодичностью МРО и подавление излучением КОЕ во всем диапазоне магнитных полей указывают на неприменимость к этим результатам формулы (2). Мы связываем этот факт с отсутствием в образце В границы между областями ДЭС, находя-

щимися под затвором и вне его, как это существенно предполагалось [18] при выводе этой формулы. Это наблюдение подтверждает важность существования загиба зон около края затвора для наблюдения интерференции КОЕ и индуцированных излучением осцилляций диссипативной проводимости, приводящих к соответствующим осцилляциям длины экранирования.

С.И. Дорожкин благодарен И.А. Дмитриеву за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-00599). В. Уманский и Ю.Х. Смет выражают благодарность Немецко-израильскому фонду научных исследований и развития (German–Israeli Foundation for Scientific Research and Development – GIF).

1. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. B* **64**, 201311(R) (2001).
2. P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui, J. A. Simmons, J. R. Wendt, G. A. Vawter, and J. L. Reno, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2193 (2001).
3. M. A. Zudov, O. A. Mironov, Q. A. Ebner, P. D. Martin, Q. Shi, and D. R. Leadley, *Phys. Rev. B* **89**, 125401 (2014).
4. D. F. Kärcher, A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, J. Falson, I. A. Dmitriev, Y. Kozuka, D. Maryenko, A. Tsukazaki, S. I. Dorozhkin, I. V. Kukushkin, M. Kawasaki, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **93**, 041410(R) (2016).
5. R. Yamashiro, L. V. Abdurakhimov, A. O. Badrutdinov, Yu. P. Monarkha, and D. Konstantinov, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 256802 (2015).
6. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Johnson, and V. Umansky, *Nature* **420**, 646 (2002).
7. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
8. A. V. Andreev, I. L. Aleiner, and A. J. Millis, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 056803 (2003).
9. S. I. Dorozhkin, L. Pfeiffer, K. West, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Nature Phys.* **7**, 336 (2011).
10. R. L. Willett, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 026804 (2004).
11. А. А. Быков, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 281 (2008).
12. S. I. Dorozhkin, I. V. Pechenezhskiy, L. N. Pfeiffer, K. W. West, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 036602 (2009).
13. O. M. Fedorych, M. Potemski, S. A. Studenikin, J. A. Gupta, Z. R. Wasilewski and I. A. Dmitriev, *Phys. Rev. B* **81**, 201302(R) (2010).
14. S. I. Dorozhkin, D. V. Sychev, and A. A. Kapustin, *J. Appl. Phys.* **116**, 203702 (2014).
15. S. I. Dorozhkin and A. A. Kapustin, *JETP Lett.* **101**, 97 (2015).
16. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. A. Dmitriev, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **96**, 155306 (2017).
17. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 176801 (2016).
18. A. D. Levin, G. M. Gusev, O. E. Raichev, Z. S. Momtaz, and A. K. Bakarov, *Phys. Rev. B* **94**, 045313 (2016).
19. T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, and M. Heiblum, *Phys. Rev. B* **32**, 2696 (1985).
20. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1709 (2012).
21. С. И. Дорожкин, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 681 (2003).
22. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
23. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *J. Appl. Phys.* **123**, 084301 (2018).
24. B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, and L. N. Pfeiffer, *Phys. Rev. B* **74**, 245310 (2006).
25. B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 812 (1999).
26. I. A. Dmitriev, S. I. Dorozhkin and A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **80**, 125418 (2009).
27. S. I. Dorozhkin, I. A. Dmitriev, and A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **84**, 125448 (2011).
28. И. В. Печенежский, С. И. Дорожкин, И. А. Дмитриев, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 94 (2007).
29. С. И. Дорожкин, М. О. Дорохова, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 606 (2000).
30. М. О. Дорохова, С. И. Дорожкин, *ЖЭТФ* **125**, 1393 (2004).