

УДК 538.915

КВАНТОВАЯ ЕМКОСТЬ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ДВУМЯ ЗАТВОРАМИ

© 2021 г. И. Б. Федоров^{а,*}, С. И. Дорожкин^а, А. А. Капустин^а

^аИнститут физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область, 142432 Россия

*e-mail: sshhookkeerr@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 26.04.2021 г.

После доработки 22.05.2021 г.

Принята к публикации 27.05.2021 г.

Выполнены расчеты и измерения квантовых поправок к емкостям между затворами полевого транзистора и его каналом, находящимся между этими затворами. Изучены случаи, когда каналы образованы одним и двумя слоями двумерных электронов. Качественно одинаковые экспериментальные результаты получены для образцов с каналом в широкой и двойной квантовых ямах. Установлено совпадение нормированных величин магнитоемкостей, измеренных между разными затворами и каналом в случае заполнения в канале одного электронного слоя. При заполнении двух слоев с разной плотностью электронов обнаружены и объяснены особенности емкостей, связанные с отрицательной сжимаемостью электронов.

Ключевые слова: двумерный электронный газ, двухслойная электронная система, квантующие магнитные поля, уровни Ландау, магнитоемкостная спектроскопия, квантовые осцилляции, полевой транзистор, гетероструктура GaAs/AlGaAs, широкая квантовая яма, двойная квантовая яма, сжимаемость.

DOI: 10.31857/S1028096021110078

ВВЕДЕНИЕ

Величина емкости между затвором полевого транзистора и его каналом в первую очередь определяется распределением электронов в канале, что позволяет отслеживать его изменения, например, при заполнении очередной подзоны размерного квантования [1]. Кроме того, она зависит от сжимаемости электронов в канале [2, 3], полностью определяемой квантовыми эффектами. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследованы квантовые эффекты в емкостях полевых транзисторов специальной архитектуры с двумя затворами, расположенными по разные стороны канала транзистора. Такие структуры в последнее время часто используются при исследовании многочастичных эффектов в двухслойных электронных системах, которые формируются в канале, образованном либо двойной [4, 5], либо широкой [6, 7] квантовой ямой. Отметим более ранние эксперименты [8, 9], в которых магнитоемкостная методика уже применялась для изучения электронных систем в двойных квантовых ямах. Однако в этих работах имелся затвор лишь с одной стороны канала. В настоящей работе рассмотрены случаи двух и одного слоя двумерных электронов в канале между двумя затворами. Приведен подробный вывод формул из [10] для емкостей, которые измеряются между различны-

ми затворами и каналом. Формулы демонстрируют возможность исследования свойств отдельных слоев двухслойной электронной системы. Результаты вычислений подтверждены экспериментальными измерениями магнитоемкости на образцах с двойной и широкой квантовыми ямами. Наблюдены и объяснены аномальные экстремумы магнитоемкости, обусловленные отрицательной сжимаемостью электронов. Установлена универсальная связь между емкостями в случае однослойной электронной системы в канале.

РАСЧЕТ ЕМКОСТИ

Рассмотрим полевой транзистор с каналом в двойной квантовой яме (рис. 1), образованной двумя узкими квантовыми ямами FW 2 и BW 3 с фиксированным профилем. Передний (FG) 1 и задний (BG) 4 затворы находятся по разные стороны от канала. Затворные напряжения V_{FG} и V_{BG} прикладываются относительно канала транзистора. В зависимости от этих напряжений возможно заполнение двумерными электронами нижней подзоны размерного квантования в любой из узких квантовых ям. В дальнейшем слой электронов, ближайший к переднему (заднему) затвору, будет называться передним (задним) слоем, также и в случае широкой квантовой ямы. На рис. 1 представлен случай двухслойной электронной систе-

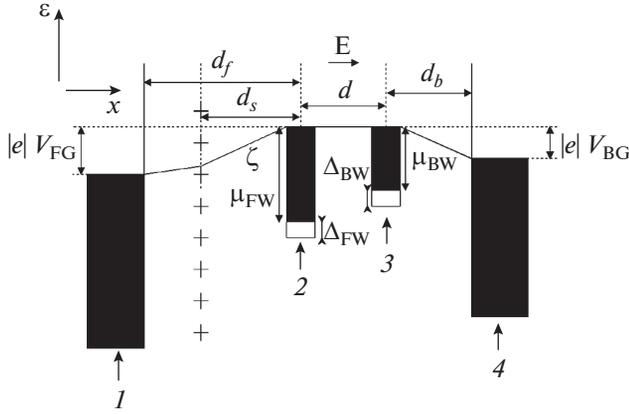


Рис. 1. Модель полевого транзистора с двумя затворами, в котором электронный канал образован двумя слоями двумерных электронов, локализованными в двух узких квантовых ямах фиксированного профиля: 1 – передний затвор (FG); 2 – передняя квантовая яма (FW); 3 – задняя квантовая яма (BW); 4 – задний затвор (BG). Крестиками обозначен слой легирования, E – электрическое поле между ямами. Энергетические состояния, занятые электронами при $B = 0$ и $T = 0$ К, закрашены. Сплошная линия, обозначенная ζ , показывает изменение электрохимического потенциала.

мы, соответствующей заполнению обеих ям. Такая модель позволяет установить основные эффекты, связанные с распределением электронов между ямами, а также со сжимаемостью каждого из слоев, оставляя за кадром особенности, определяемые изменением формы ям. Как показывает сравнение с экспериментом, рассмотренная модель хорошо применима к описанию результатов, наблюдавшихся в случае образцов как с двойной, так и с широкой квантовыми ямами. Предполагается, что туннелирование между слоями в модели отсутствует, но электронные слои находятся в электрическом контакте между собой за счет общих легированных контактов. В результате значения электрохимического потенциала ζ электронов в разных ямах одинаковы даже при наличии электрического поля E между ямами. Считают, что затворы – это металлы с большой плотностью состояний и, следовательно, фиксированной величиной химического потенциала (уровня Ферми). В соответствии с архитектурой использованных в эксперименте образцов гетероструктур GaAs/AlGaAs в модель введен слой доноров (рис. 1, крестики), заряд которого $-eN_d$ полагают не зависящим от напряжений на затворах при временах, используемых при измерениях емкости. Здесь и далее $e < 0$ – заряд электрона. Транзистор считают электронейтральным, т.е. внешние электрические поля отсутствуют. Химические потенциалы электронов в слоях отсчитываются от соответствующих уровней размерного квантования в ямах. Введем обозначения для химических потенциалов μ_i , электрических потенциалов ϕ_i и для по-

верхностных плотностей электронов n_i , где $i = FW, BW$ для квантовых ям либо $i = FG, BG$ для затворов. Плотности заряда на затворах en_{FG}, en_{BG} могут быть как отрицательными, так и положительными величинами. Будем вычислять емкость между затвором и каналом транзистора, которую экспериментально определяли из величины тока смещения, текущего на канал при модуляции соответствующего напряжения на затворе (детали измерительной схемы – в [11]). В этом случае измеряемые емкости определяются из изменения заряда канала как $C_j/S_j = |e|\partial(n_{FW} + n_{BW})/\partial V_j$, где $j = FG, BG$; S_j – площадь затвора j , а V_j – разность потенциалов, прикладываемая между верхним (нижним) затвором и каналом транзистора. Система уравнений, позволяющая определить искомые величины, включает в себя две группы уравнений. Первая группа записывается на основании равенств разности электрохимических потенциалов между затвором и каналом приложенному затворному напряжению, умноженному на заряд электрона. Так, для заднего затвора такое уравнение имеет вид:

$$e\phi_{BG} + \mu_{BG} - e\phi_{BW} - (\mu_{BW} + \Delta_{BW}) = eV_{BG}. \quad (1)$$

Вторая группа уравнений определяет связь между электрическими полями и плотностями заряда, следующую из теоремы Гаусса. Для заднего затвора $\phi_{BG} - \phi_{BW} = en_{BG}d_b/\epsilon\epsilon_0$, и уравнение (1) преобразуется к виду:

$$e^2n_{BG}d_b/\epsilon\epsilon_0 + \mu_{BG} - (\mu_{BW} + \Delta_{BW}) = eV_{BG}. \quad (2)$$

Аналогичным образом получается уравнение для разности электрохимических потенциалов между передним затвором и передним слоем:

$$e^2n_{FG}d_f/\epsilon\epsilon_0 - e^2N_d d_s/\epsilon\epsilon_0 + \mu_{FG} - (\mu_{FW} + \Delta_{FW}) = eV_{FG} \quad (3)$$

и уравнение, соответствующее нулевой разности электрохимических потенциалов между слоями:

$$(\mu_{FW} + \Delta_{FW}) - (\mu_{BW} + \Delta_{BW}) = e^2d[n_{BW} + n_{BG}]/\epsilon\epsilon_0. \quad (4)$$

При выводе уравнений было использовано условие электронейтральности системы:

$$n_{FG} + n_{FW} + n_{BW} + n_{BG} = N_d. \quad (5)$$

Здесь Δ_{FW} и Δ_{BW} – расстояния от уровня дна зоны проводимости до нижнего заполненного уровня размерного квантования в соответствующей квантовой яме, d_f (d_b) – расстояние от переднего (заднего) затвора до ближайшего к нему заполненного электронного слоя, d – расстояние между электронными слоями, d_s – расстояние от слоя доноров до переднего электронного слоя, ϵ и ϵ_0 – диэлектрические проницаемости материала и вакуума. В используемом в работе приближении среднего поля химические потенциалы слоев за-

висят только от плотности электронов в них, химические потенциалы затворов считают постоянными. Продифференцировав уравнения (2)–(5) по величине затворного напряжения V_{FG} (V_{BG}), получаем две системы из четырех уравнений для частных производных плотностей электронов по соответствующему затворному напряжению $\partial n_i / \partial V_{FG}$ и $\partial n_i / \partial V_{BG}$. При дифференцировании учитывается, что уровни размерного квантования в ямах не зависят от затворных напряжений, т.е. форма ям фиксирована. Решая полученные уравнения, в конечном итоге получаем выражения для искомым емкостей:

$$\frac{S_{BG}}{C_{BG}} = \frac{1}{e^2} \left[\lambda d_b + \frac{\lambda d D_{FW} + 1 + \frac{d}{d_f} + \frac{d_b}{d_f}}{D_{FW} + \lambda d D_{FW} D_{BW} + \left(1 + \frac{d}{d_f}\right) D_{BW}} \right], \quad (6)$$

$$\frac{S_{FG}}{C_{FG}} = \frac{1}{e^2} \left[\lambda d_f + \frac{\lambda d D_{BW} + 1 + \frac{d}{d_b} + \frac{d_f}{d_b}}{D_{BW} + \lambda d D_{FW} D_{BW} + \left(1 + \frac{d}{d_b}\right) D_{FW}} \right], \quad (7)$$

где $D_{FW} = \partial n_{FW} / \partial \mu_{FW}$, $D_{BW} = \partial n_{BW} / \partial \mu_{BW}$ – термодинамические плотности состояний переднего и заднего электронного слоя, пропорциональные сжимаемости электронов в слоях, $\lambda = e^2 / \epsilon \epsilon_0$. Полученные формулы использовались и для расчета емкостей в образцах с широкой квантовой ямой. Вместо расстояний до ям использовали соответствующие расстояния до слоев электронов.

В квантующем магнитном поле в идеальной двумерной электронной системе зависимость химического потенциала от плотности электронов $\mu(n_s)$ имеет вид ступенек высотой $\hbar \omega_c$, соответствующих скачкам уровня Ферми между уровнями Ландау (здесь обсуждаем случай пренебрежимо малого спинового расщепления) при заполнении очередного уровня, т.е. при $n_s = 2kN_0$ (вставка на рис. 2б, пунктирная линия). Здесь ω_c – циклотронная частота, $N_0 = eB/h$ – вырожденность одного спинового подуровня, $k = 1, 2, \dots$. В реальной системе эти скачки размываются за счет беспорядка, как это показано сплошной кривой на той же вставке. Моделируем это размытие функцией

$$\mu = \hbar \omega_c / 2 + \hbar \omega_c \sum_{k=1}^{\infty} \{1 + \exp(-[n_s - 2kN_0] / \delta n_{s0})\}^{-1} \quad (8)$$

с величиной $\delta n_{s0} = 2 \times 10^{13} \text{ м}^{-2}$, ограничиваясь областью магнитных полей, где $N_0 > \delta n_{s0}$. Такая модель соответствует неоднородному уширению

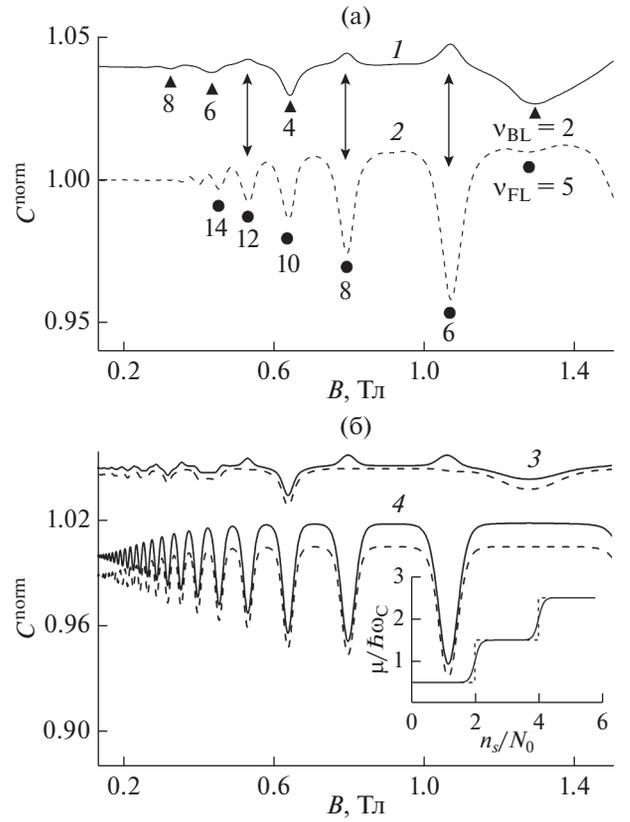


Рис. 2. Экспериментальные зависимости C_{BG}^{norm} (1) и C_{FG}^{norm} (2) от магнитного поля, измеренные на образце с широкой квантовой ямой в условиях заполнения в ней двух слоев (а): $V_{FG}^{\text{dc}} = -0.2 \text{ В}$, $V_{BG}^{\text{dc}} = 0.9 \text{ В}$, $T = 1.5 \text{ К}$, $n_{FW} = 15.5 \times 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $n_{BW} = 6.2 \times 10^{14} \text{ м}^{-2}$ (кривая 1 сдвинута вверх на 0.04). Кривые магнито-емкостей, вычисленные по формулам (6) и (7) (б): 3 – C_{BG}^{norm} ; 4 – C_{FG}^{norm} , пунктирные (сплошные) линии – результаты расчета без учета (с учетом) вклада обменного взаимодействия (кривые 3 сдвинуты вверх на 0.05). На вставке – зависимость нормированного химического потенциала $\mu / \hbar \omega_c$ от фактора заполнения уровней Ландау $\nu = n_s / N_0$.

уровней Ландау, определяемому длиннопериодными флуктуациями плотности электронов в образце [12]. Ступеньки на зависимости $\mu(n_s)$ приводят к минимумам термодинамической плотности состояний $D = \partial n_s / \partial \mu$ в каждом из слоев и соответствующим им минимумам в емкости между затвором, соседним с данным слоем, и электронным каналом, как это видно из расчетных кривых на рис. 2б (пунктир). Положения минимумов периодически по обратному магнитному полю. Период определяется плотностью электронов в соответствующем слое. Этот результат аналогичен наблюдениям в обычных полевых транзисторах. Уширение уровней влияет только на ширину и глубину минимумов.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы представляли собой полевые транзисторы с проводящим каналом, создаваемым либо в двойной, либо в широкой квантовой яме, входящей в состав гетероструктур GaAs/AlGaAs. Двойная квантовая яма была образована двумя квантовыми ямами GaAs шириной 20 нм каждая, разделенными потенциальным барьером AlAs шириной 10 нм. Размер широкой квантовой ямы GaAs составлял 60 нм. Канал полевого транзистора находился между двумя затворами. Образцы имели латеральную геометрию холловского мостика длиной 1.1 мм и шириной 0.4 мм. Площадь контактов к каналу и контактных площадок составляла примерно 0.12 мм². Задний затвор (BG) представлял собой слой сильно легированного GaAs, а передний (FG) создавали в ходе напыления тонкой металлической пленки на поверхность гетероструктуры. Расстояние между нижним краем квантовой ямы и задним затвором составляли 850 и 990 нм в случае широкой и двойной квантовой ямы. Соответствующие расстояния от верхнего края ямы до переднего затвора были равны 140 и 124 нм. При нулевом затворном напряжении электроны в канал поступали из слоя доноров, расположенного между квантовой ямой и поверхностью гетероструктуры на расстоянии 65 нм (91 нм) от верхнего края ямы. В результате легирования около верхнего края широкой ямы или в верхнем слое GaAs двойной квантовой ямы (FW) возникала двумерная электронная система, образуя передний электронный слой в канале транзистора. Задний электронный слой создавался около нижней стенки широкой квантовой ямы или в заднем слое GaAs двойной квантовой ямы (BW) при приложении положительного напряжения V_{BG} на задний затвор, превышающего пороговое значение 0.25 В (0.12 В) для двойной (широкой) квантовой ямы. Согласно емкостным измерениям [10, 11] расстояние d между слоями составляло примерно 34 нм в широкой квантовой яме и 29 нм в двойной квантовой яме. В случае двойной квантовой ямы концентрация электронов в переднем слое при $V_{FG} = 0$, $V_{BG} = 0.25$ В (начало заполнения заднего слоя) составляла $1.35 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а их подвижность при температуре $T = 0.5$ К была $\mu \approx 300 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. В случае широкой квантовой ямы измерения выполняли при $V_{FG} = -0.2$ В, концентрация электронов в переднем слое при начале заполнения заднего слоя ($V_{BG} = 0.12$ В) составляла $1.6 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а их подвижность $\mu \approx 1200 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Более подробное описание образцов с двойной и широкой квантовыми ямами можно найти в [10, 11] соответственно.

В эксперименте одновременно измеряли емкости между каналом транзистора и обоими затворами. Для этого каждое затворное напряжение модулировали переменным напряжением от генератора одного из двух фазочувствительных детекторов SR830, настроенных на разные частоты

в диапазоне 9–60 Гц. Ток с двумя частотными компонентами, текущий на канал транзистора, усиливался усилителем SR570, после чего сигнал подавался на входы обоих детекторов, каждый из которых выделял соответствующую частотную составляющую сигнала. Измеряли компоненту сигнала, сдвинутую на 90° относительно напряжения модуляции, которая является мерой емкости между каналом и соответствующим затвором. Из экспериментально измеренных величин емкости выделяли их часть, соответствующую емкости между затвором и частью канала, находящейся под верхним затвором. Способ выделения этой части описан в [7]. Далее эту емкость нормировали на ее значение в нулевом магнитном поле. Экспериментальные результаты на всех рисунках приводятся именно для таких нормированных емкостей C^{norm} . Подробно методика измерений описана в [7, 11]. Зависимости емкостей от индукции магнитного поля для широкой квантовой ямы с двумя электронными слоями показаны на рис. 2а. Нетрудно видеть, что на кривых обеих емкостей присутствуют минимумы. С хорошей точностью наблюдается периодичность по обратному магнитному полю, причем период различен для разных емкостей. Закрашенными кружками (треугольниками) на рис. 2а отмечены минимумы, соответствующие четным факторам заполнения $\nu = n_s/N_0$ уровней Ландау в переднем (заднем) электронном слое (числа возле минимумов). Сравнение с расчетными емкостными кривыми (рис. 2б) показывает хорошее согласие между ширинами, глубинами и положениями минимумов, определяемых плотностью электронов в соответствующем слое. Подчеркнем, что нормировка теоретических кривых проведена на значение емкости в нулевом поле, полученное с учетом обменного взаимодействия. В расчетах были использованы параметры $d_f = 140$ нм, $d_b = 850$ нм, соответствующие параметрам образца с широкой квантовой ямой, и значение $d = 34$ нм, определенное экспериментально [8]. Отметим, что в настоящей работе рассматривается область слабых магнитных полей, в которой перераспределением заряда между передним и задним слоями с изменением магнитного поля можно пренебречь. Эффекты перераспределения заряда между слоями экспериментально проявляются в больших магнитных полях [7, 10]. По оценке, выполненной на основе экспериментальных данных, в слабых магнитных полях перетекание заряда между слоями не превышает величину $\delta n_{s0} = 2 \times 10^{13} \text{ м}^{-2}$, характеризующую неоднородное уширение уровней Ландау и использованную при моделировании. Неожиданным наблюдением является сосуществование минимумов C_{FG} с максимумами C_{BG} (стрелки на рис. 2а). Такое сосуществование предполагает выполнение неравенства $\partial C_{BG} / \partial D_{FW} < 0$. Из уравнения (6) следует, что знак этой производной определяется знаком величины $1 + d/d_f + d_b/d_f +$

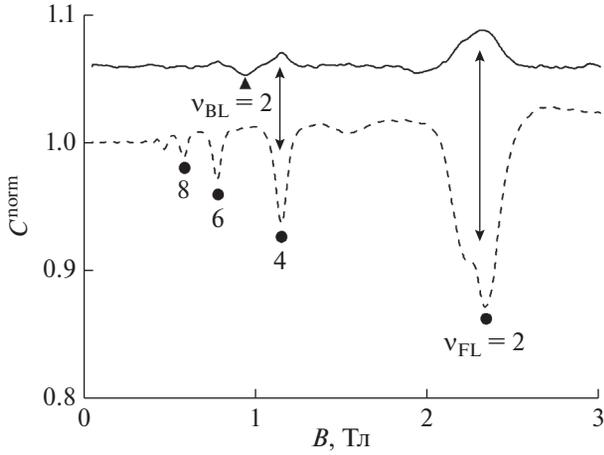


Рис. 3. Нормированные величины магнетоемкостей в образце с двойной квантовой ямой в условиях заполнения электронами обеих ям: штриховая кривая – C_{FG}^{norm} ; сплошная кривая – C_{BG}^{norm} (сдвинута вверх на 0.05). Параметры: $V_{FG} = 0$ В, $V_{BG} = 0.8$ В, $T = 1.5$ К, $n_{FW} = 11.1 \times 10^{14}$ м⁻², $n_{BW} = 4.5 \times 10^{14}$ м⁻². Остальные обозначения как на рис. 2а.

+ $\lambda d D_{BW} d_b / d_f$, которая может быть отрицательной только при отрицательной термодинамической плотности состояний D_{BW} . Оказалось, что учет в зависимости энергии Ферми от плотности двумерных электронов вклада обменного взаимодействия $\delta\mu = -2(2n_s/\pi)^{1/2} e^2 / 4\pi\epsilon_0$ [13], дающего отрицательный вклад в термодинамическую плотность состояний, позволяет объяснить наблюдаемый эффект. Сплошная расчетная кривая для C_{BG}^{norm} на рис. 2б, действительно, демонстрирует ряд максимумов, положение которых совпадает с минимумами на кривой C_{FG}^{norm} . Проявление максимумов именно на зависимости C_{BG} и их отсутствие на кривой C_{FG} связано с большими значениями d_b/d_f и n_{FW}/n_{BW} . Отметим неплохое количественное согласие между измеренными и вычисленными амплитудами минимумов и максимумов в емкостях. Этот факт указывает на применимость формул, полученных для двойной квантовой ямы, к двухслойной электронной системе в широкой квантовой яме.

Сосуществование минимумов емкости C_{FG} с максимумами C_{BG} наблюдалось и в образцах с двойными квантовыми ямами (рис. 3), отличающимися от образцов с широкими квантовыми ямами, в первую очередь, наличием потенциального барьера шириной 10 нм, разделяющего слой электронов в канале и имеющего очень низкую туннельную прозрачность. Этот факт показывает, что указанное сосуществование экстремумов на кривые емкости обусловлено особенностями

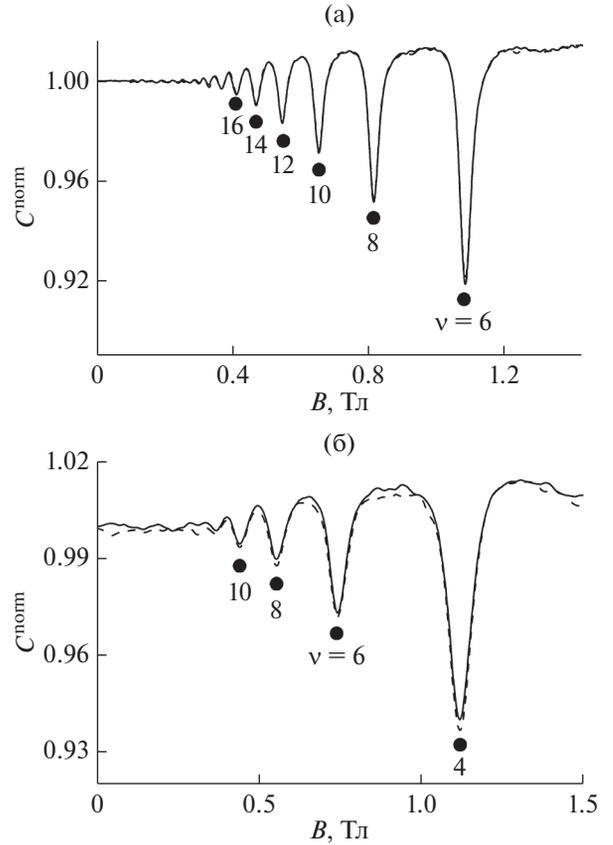


Рис. 4. Нормированные магнетоемкости в случае заполнения только переднего слоя для образца с широкой (а) и двойной (б) квантовыми ямами: пунктирные кривые – C_{FG}^{norm} ; сплошные кривые – C_{BG}^{norm} . Параметры: $V_{FG} = -0.2$ В, $V_{BG} = 0$ В, $n_{FW} = 15.6 \times 10^{14}$ м⁻² (а); $V_{FG} = 0$ В, $V_{BG} = 0$ В, $n_{FW} = 10.8 \times 10^{14}$ м⁻² (б). Числа около минимумов обозначают факторы заполнения ν уровней Ландау в слое.

сжимаемости отдельных слоев, как это и предполагается в модели.

Другим важным наблюдением стало совпадение квантовых поправок к нормированным величинам различных емкостей, наблюдавшееся в образцах обоих типов в случае заполнения в них только одного слоя (рис. 4). Этот факт удается объяснить на основании формул (6), (7), которые в случае заполнения только переднего слоя сводятся к выражениям:

$$\begin{aligned} C_{FG}^{-1} &= \frac{d_{FG}}{\epsilon_0 \epsilon S} + \frac{1}{e^2 S} \left(1 + \frac{d_{FG}}{d_{BG}} \right) D^{-1}, \\ C_{BG}^{-1} &= \frac{d_{BG}}{\epsilon_0 \epsilon S} + \frac{1}{e^2 S} \left(1 + \frac{d_{BG}}{d_{FG}} \right) D^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Эти соотношения получаются из формул (6), (7) вследствие выполнения в однослойном канале следующих условий: $D_{BW} = 0$, $D_{FW} = D$, $d_{BG} = d_b + d$

$d_{FG} = d_f$. В этом случае нормированные величины магнитоёмкостей равны друг другу:

$$C_{FG}^{norm}(B) = C_{BG}^{norm}(B) = \frac{C_j(B)}{C_j(B=0)} = \frac{1 + (\epsilon_0 \epsilon / e^2)(d_{FG}^{-1} + d_{BG}^{-1})D^{-1}(B=0)}{1 + (\epsilon_0 \epsilon / e^2)(d_{FG}^{-1} + d_{BG}^{-1})D^{-1}(B)}. \quad (10)$$

Этот результат объясняет совпадение магнитоёмкостей на рис. 4. Отметим, что он не зависит от расположения однослойной электронной системы в канале транзистора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнены экспериментальные измерения и расчеты квантовых поправок к ёмкостям между двумя затворами полевого транзистора и его каналом, находящимся между этими затворами. В случае двухслойного электронного канала обнаружены и объяснены эффекты в поведении магнитоёмкости, обусловленные отрицательной сжимаемостью слоев. Установлено равенство квантовых поправок к нормированным значениям различных ёмкостей в случае однослойного канала.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

Конфликт интересов: Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дорожкин С.И., Олышанецкий Е.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 10. С. 543. http://jetpletters.ru/cgi-bin/articles/download.cgi/219/article_3641.pdf
2. *Smith T.P., Goldberg B.B., Stiles P.J., Heiblum M.* // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. № 4. P. 2696. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.2696>
3. *Luryi S.* // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. № 6. P. 501. <https://doi.org/10.1063/1.99649>
4. *Boebinger G.S., Jiang H.W., Pfeiffer L.N., West K.W.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. № 15. P. 1793. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.1793>
5. *Eisenstein J.P.* // Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 2014. V. 5. P. 159. <https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-031113-133832>
6. *Suen Y.W., Jo J., Santos M.B., Engel L.W., Hwang S.W., Shayegan M.* // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. № 11. P. 5947. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.5947>
7. *Dorozhkin S.I., Kapustin A.A., Fedorov I.B., Umansky V., Smet J.H.* // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. № 23. P. 235307. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.235307>
8. *Dolgoplov V.T., Shashkin A.A., Deviatov E.V., Hastreiter F., Hartung M., Wixforth A., Campman K.L., Gossard A.C.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. № 20. P. 13235. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.13235>
9. *Deviatov E.V., Khrapai V.S., Shashkin A.A., Dolgoplov V.T., Hastreiter F., Wixforth A., Campman K.L., Gossard A.C.* // JETP Lett. 2000. V. 71. № 12. P. 496. <https://doi.org/10.1134/1.1307474>
10. *Капустин А.А., Дорожкин С.И., Федоров И.Б., Уманский В., Смет Ю.Х.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 6. С. 407. <https://doi.org/10.1134/S0370274X19180103>
11. *Dorozhkin S.I., Kapustin A.A., Fedorov I.B., Umansky V., Klitzing K., Smet J.H.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. № 8. P. 084301. <https://doi.org/10.1063/1.5019655>
12. *Дорожкин С.И., Дорохова М.О.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. № 10. С. 606. http://jetpletters.ru/cgi-bin/articles/download.cgi/908/article_13932.pdf
13. *Nagano S., Singwi K.S., Ohnishi S.* // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. № 3. P. 1209. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.29.1209>

Quantum Capacitance of a Field-Effect Transistor with Two Gates

I. B. Fedorov^{1,*}, S. I. Dorozhkin¹, and A. A. Kapustin¹

¹*Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Moscow oblast, 142432 Russia*

**e-mail: sshhookkeerr@issp.ac.ru*

Calculations and measurements of quantum corrections to the capacitances between the gates of a field-effect transistor and its channel located between the gates were performed. The cases when the channels were formed by one and two layers of two-dimensional electrons were studied. Qualitatively identical experimental results were obtained for samples with a channel in a wide and double quantum well. The coincidence of the normalized values of the magnetocapacitances in the case of filling one layer in the channel was established. When filling two layers with different electron densities, the peculiarities of the capacitances related to the negative compressibility of electrons were found and explained.

Keywords: two-dimensional electron gas, bilayer electron system, quantizing magnetic fields, Landau levels, magnetocapacitance spectroscopy, quantum oscillations, field-effect transistor, GaAs/AlGaAs heterostructure, wide quantum well, double quantum well, compressibility.