

Природа локализованных состояний в двумерных электронных системах в режиме квантового эффекта Холла. Акустические исследования

И.Л. Дричко¹, И.Ю. Смирнов¹, А.В. Суслов², Ю.М. Гальперин^{3,1},
L.N. Pfeiffer⁴, K.W. West⁴

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, г. С.-Петербург, 194021, Россия

²National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310, USA

³Department of Physics, University of Oslo, 0316 Oslo, Norway
E-mail: iouri.galperine@fys.uio.no

⁴Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA

Статья поступила в редакцию 12 июля 2016 г., опубликована онлайн 25 ноября 2016 г.

Представлен обзор работ нашей группы по исследованию высокочастотной проводимости двумерных электронных систем с высокой подвижностью в широких квантовых ямах n -AlGaAs/GaAs/AlGaAs. В результате одновременных измерений коэффициента поглощения и скорости поверхностной акустической волны определены вещественная и мнимая компоненты высокочастотного кондактанса. На основании полученных экспериментальных данных и их обработки сделан вывод, что вблизи числа заполнения $\nu = 1/5$, а также в интервале $0,18 > \nu > 0,125$ формируется вигнеровский кристалл, «запиннигованный» беспорядком. Определена температура плавления вигнеровского кристалла и длина корреляции доменов, образующихся за счет пиннинга. Вблизи целых чисел заполнения $\nu = 1, 2$ уровней Ландау наблюдается переход системы от режима одноэлектронной локализации к вигнеровскому кристаллу.

Представлено огляд робіт нашої групи по дослідженню високочастотної провідності двовимірних електронних систем з високою рухливістю в широких квантових ямах n -AlGaAs/GaAs/AlGaAs. В результаті одночасних вимірювань коефіцієнта поглинання та швидкості поверхневої акустичної хвилі визначені дійсна та уявна компоненти високочастотного кондактанса. На підставі отриманих експериментальних даних та їх обробки зроблено висновок, що поблизу числа заповнення $\nu = 1/5$, а також в інтервалі $0,18 > \nu > 0,125$ формується вігнерівський кристал, «запіннігований» безладом. Визначено температуру плавлення вігнерівського кристалла і довжину кореляції доменів, що утворюються за рахунок пінінга. Поблизу цілих чисел заповнення $\nu = 1, 2$ рівнів Ландау спостерігається перехід системи від режиму одноелектронної локалізації до вігнерівського кристалла.

PACS: 73.23.–b Электронный транспорт в мезоскопических системах;
73.50.Rb Акустоэлектрический и магнитоакустический эффекты;
73.43.Qt Магнитосопротивление.

Ключевые слова: двумерный электронный газ, высокочастотный транспорт.

1. Введение

Природа основного состояния двумерной электронной системы (2МЭС) в сильном поперечном магнитном поле привлекает внимание многих исследователей. Ожидается, что при малых числах заполнения $\nu = 2\pi\hbar n / eB$, где n — плотность электронов в 2МЭС,

\hbar — постоянная Планка, e — заряд электрона, основным состоянием системы в отсутствие беспорядка является вигнеровский кристалл (ВК) [1–5]. Конкурирующими основными состояниями в этой же области магнитных полей являются состояния дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) [6,7]. Оба эти состояния поддерживаются сильным электрон-электронным взаи-

действием, а пиннинг ВК создается беспорядком. Таким образом, изучение природы проводимости 2МЭС требует анализа фундаментальной проблемы о роли беспорядка во взаимодействующих системах.

Теоретически показано, что лафлиновское состояние ДКЭХ при $\nu = p/q$ (где p и q — целые числа) характеризует электронную жидкость и является основным, по крайней мере для $\nu > 1/5$ [8]. Теория также предсказывает, что для $\nu < 1/6$ в идеальной 2МЭС основным состоянием должен быть вигнеровский кристалл. Однако состояние ВК может стать основным уже при малом отличии числа заполнения от $1/5$. А именно, диэлектрическое состояние, наблюдаемое вокруг состояния ДКЭХ при $\nu = 1/5$ в n -AlGaAs/GaAs/AlGaAs с большой подвижностью, интерпретируется как состояние ВК, запиннигованного беспорядком. Рисунок 9 в работе [9] подтверждает этот вывод.

Проблемы, связанные с ВК, индуцируемым сильным магнитным полем в 2МЭС, интенсивно обсуждаются начиная с 1975 года, см., например, [1,10,11]. Наряду с измерениями компонент тензора магнитосопротивления на постоянном токе изучался и высокочастотный контактанс $\sigma^{AC}(\omega)$ бесконтактными методами.

Радиочастотное электрическое поле можно возбуждать, используя бесконтактную копланарную волноводную технику (coplanar wave guide, CPW) [12]. Этот метод успешно применялся для исследований 2МЭС с с целочисленным [13] и дробным квантовым эффектом Холла в работе [14] и других работах.

Другой бесконтактный метод использует электрическое поле, сопровождающее поверхностную акустическую волну (ПАВ), распространяющуюся в пьезоэлектрике. Структуры с целочисленным квантовым эффектом Холла (ЦКЭХ) исследовались этим методом в [15,16] и в последующих работах, а ДКЭХ — в работах [17,18]. Исследования высокочастотного контактанса дают дополнительную информацию по отношению к результатам, полученным при измерениях на постоянном токе. Например, характерный резонанс в ВЧ отклике позволяет определять природу диэлектрического состояния, наблюдаемого вблизи соответствующего фактора заполнения.

Микроволновая спектроскопия (МВС), основанная на использовании копланарного волновода, и акустическая спектроскопия (АС), основанная на изучении поглощения Γ и скорости ПАВ V , являются взаимно дополняющими друг друга. Если МВС позволяет изучать высокочастотный контактанс системы при частотах 0,2–3 ГГц, то применяемые нами методы АС — лишь ниже 0,3 ГГц. Однако АС позволяет определить как вещественную, так и мнимую компоненты комплексного ВЧ контактанса из одновременных измерений зависимостей поглощения Γ и изменения скорости ПАВ V от поперечного магнитного поля B . Это преимущество и используется в настоящей работе.

Обычно частотные диапазоны МВС и АС спектроскопии почти не перекрываются. Однако в работе [19] продемонстрирован способ совмещения результатов этих двух методик на примере структуры p -Ge/GeSi.

Подробное исследование зависимости $\sigma^{AC}(\omega)$ от магнитного поля при низких температурах 40–400 мК показало, что диэлектрические состояния образуются не только вблизи числа заполнения $\nu = 1/5$, но и вблизи $\nu = 1$ и 2, т.е. в режиме ЦКЭХ. Таким образом, физика проводимости 2МЭС в режиме КЭХ чрезвычайно богата. А именно, свободные энергии различных состояний могут быть весьма близкими и уже небольшие изменения магнитного поля могут влиять на их конкуренцию.

В настоящей работе мы концентрируемся на исследованиях диэлектрических фаз вблизи $\nu = 1/5$ и $0,18 > \nu > 0,125$, возникающих в режиме дробного квантового эффекта Холла, а также в режиме целочисленного эффекта Холла вблизи $\nu = 1$ и 2 средствами акустической спектроскопии. Надо заметить, что возникновение диэлектрической фазы вблизи $\nu = 1/5$ связывалось авторами работы [18] с образованием запиннигованного на беспорядке вигнеровского кристалла. Цель настоящей статьи — обзор работ по исследованию этих фаз с помощью одновременного анализа вещественной и мнимой компонент комплексного контактанса и сравнения этих результатов с теорией [20].

2. Эксперимент

2.1. Методика

В настоящей работе мы используем так называемую гибридную акустическую методику. Суть методики подробно описана в [16] и поясняется рис. 1(а). Образец прижимается (с помощью пружин) к поверхности пьезоэлектрического кристалла ниобата лития (LiNbO₃), на которой сформированы встречно-штыревые преобразователи (ВШП). На один из ВШП подается высокочастотный электрический импульсный сигнал. В результате пьезоэлектрического эффекта генерируется поверхностная акустическая волна (ПАВ), которая распростра-

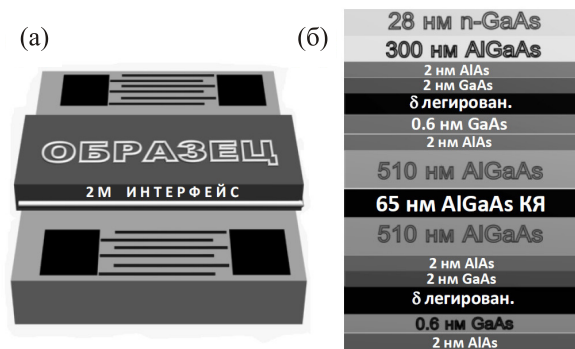


Рис. 1. Схема акустического эксперимента (а) и структура изучаемых образцов (б).

няется по поверхности LiNbO_3 . При этом переменное электрическое поле, сопровождающее ПАВ и имеющее ту же частоту, проникает в образец и взаимодействует с носителями заряда. В результате такого взаимодействия происходит ослабление амплитуды ПАВ (поглощение) и изменение ее скорости. Измерения проводились в криостате растворения в магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца.

2.2. Образцы

Образцами являлись многослойные структуры $n\text{-GaAlAs/GaAs/GaAlAs}$ с широкой квантовой ямой (65 нм). Квантовая яма GaAs δ -легирована с двух сторон, заглублена от поверхности образца на $d = 845$ нм. Концентрация электронов в яме была $n \approx 5,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, а подвижность $\mu = 8,5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ (при $T = 0,3 \text{ К}$). При данной концентрации заполнена только нижняя зона пространственного квантования. Образцы вырезаны из одного и того же чипа. Плотность электронов в них не отличалась более чем на 2%.

3. Экспериментальные результаты и их обработка

Зависимости коэффициента поглощения Γ и относительного изменения скорости $\Delta V/V$ поверхностной акустической волны измерены в магнитном поле до 18 Тл в температурном интервале 40–400 мК и частотном диапазоне 28,5–306 МГц.

На рис. 2 показаны экспериментальные зависимости акустоэлектронных коэффициентов Γ (а) и $\Delta V/V$ (б) на частоте $f = 142$ МГц, измеренных при температуре $T = 40$ мК. Кривые, полученные при других температурах и частотах, выглядят аналогично. В ходе измерений магнитное поле разворачивалось от 0 до 18 Тл (черная кривая), а затем опускалось до $-0,3$ Тл (серая кривая). Кривые, описывающие прямой и обратный по

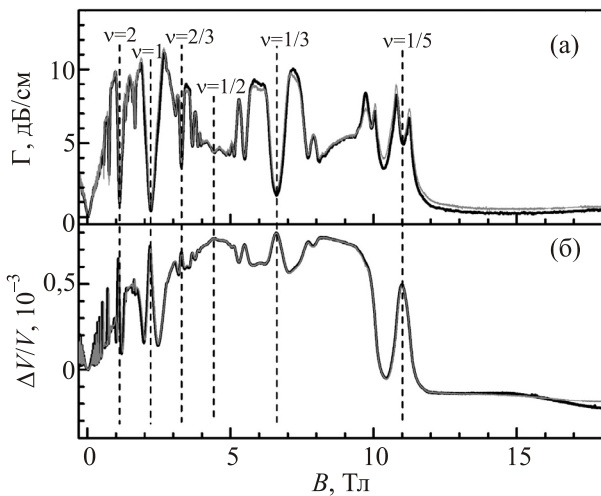


Рис. 2. Зависимости коэффициента поглощения ПАВ Γ (а) и изменения скорости ПАВ $\Delta V/V$ (б) от поперечного магнитного поля B ; $f = 142$ МГц, $T = 40$ мК. Адаптировано из [21].

полю ход, практически совпадают, что свидетельствует об отсутствии гистерезиса. Во время эксперимента мы контролировали уровень вводимой в образец мощности ПАВ. Зависимости $\Gamma(B)$ и $\Delta V/V(B)$, представленные на рис. 2, сняты в линейном по амплитуде ПАВ режиме.

3.1. Определение ВЧ проводимости

Поглощение Γ и изменение скорости ПАВ $\Delta V/V$ в режиме линейного отклика определяются компонентами комплексной высокочастотной проводимости, $\sigma^{AC}(\omega) \equiv \sigma_1(\omega) - i\sigma_2(\omega)$. Формулы, связывающие Γ и $\Delta V/V$ с реальной и мнимой компонентами ВЧ проводимости σ_1 и σ_2 , имеют вид [16,22,23]

$$\Gamma = 8,68 \frac{K^2}{2} qA \times \frac{4\pi\sigma_1 t(q) / \epsilon_s V}{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q) / \epsilon_s V]^2 + [4\pi\sigma_1 t(q) / \epsilon_s V]^2}, \frac{\text{дБ}}{\text{см}}, \quad (1)$$

$$A \equiv 8b(q)(\epsilon_1 + \epsilon_0)\epsilon_0^2 \epsilon_s \exp[-2q(a+d)],$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{K^2}{2} A \frac{1 + 4\pi\sigma_2 t(q) / \epsilon_s V}{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q) / \epsilon_s V]^2 + [4\pi\sigma_1 t(q) / \epsilon_s V]^2}. \quad (2)$$

Здесь K^2 — константа электромеханической связи LiNbO_3 , q — волновой вектор ПАВ, d — глубина залегания двумерного слоя, $\epsilon_1 = 50$, $\epsilon_0 = 1$ и $\epsilon_s = 12$ — диэлектрические постоянные ниобата лития, вакуума и арсенида галлия соответственно. Расстояние между ниобатом лития и изучаемой гетероструктурой $a \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ определялось из величины насыщения скорости ПАВ в сильном магнитном поле при $T = 380$ мК.

Уравнения (1) и (2) позволяют из одновременных измерений Γ и $\Delta V/V$ вычислять реальную и мнимую части ВЧ проводимости. Полученная таким образом зависимость $\sigma_1(B)$ для $f = 142$ МГц представлена на рис. 3. Как видно на рисунке, наблюдается богатая картина осцилляций, соответствующая режимам целочис-

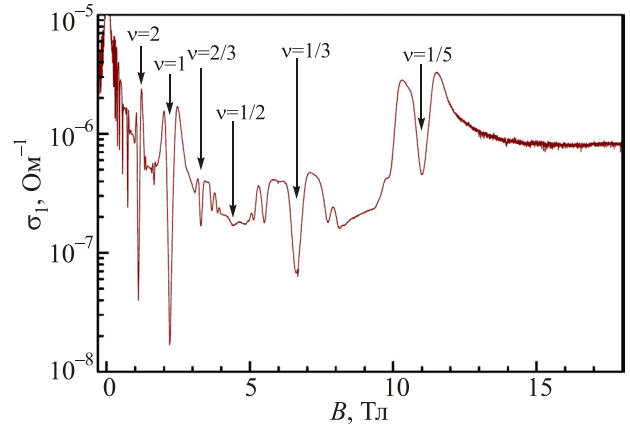


Рис. 3. Зависимость σ_1 от магнитного поля, $f = 142$ МГц, $T = 40$ мК.

ленного и дробного квантовых эффектов Холла. Необходимо обратить внимание на то, что вблизи минимумов проводимости, соответствующих ДКЭХ и ЦКЭХ, наблюдаются характерные особенности — всплески. Ниже обсудим зависимости компонент проводимости от магнитного поля и частоты более детально.

3.2. ВЧ проводимость в области чисел заполнения $0,21 \geq \nu \geq 0,125$

3.2.1. Частотная зависимость ВЧ проводимости при $0,21 \geq \nu \geq 0,19$. На рис. 4(а) построена зависимость вещественной компоненты ВЧ проводимости σ_1 от магнитного поля для разных частот вблизи $\nu = 1/5$, а на рис. 4(б) — частотные зависимости вещественной и мнимой компонент проводимости в поле $B = 11,6$ Тл. На рис. 4(б) видно, что при $f \approx 100$ МГц вещественная компонента проводимости σ_1 имеет максимум, а мнимая σ_2 при этом меняет знак. Резонансный характер зависимости $\sigma^{AC}(f)$ согласуется с результатами работ [17,18,24], где особенности в зависимостях проводимости и сопротивления от магнитного поля, температуры и частоты вблизи $\nu = 1/5$ связываются с образованием запиннигованного ВК. Резонансный характер зависимости $\sigma^{AC}(f)$ наблюдается в нашей работе и для $\nu = 0,21$.

3.2.2. Частотная зависимость ВЧ проводимости при $0,18 > \nu > 0,125$. Как было отмечено во Введении, теоретические расчеты показывают, что основным состоянием 2МЭС в сильных магнитных полях $\nu < 1/6$ является ВК. Мы провели акустические исследования ВЧ кондактанса при $0,18 > \nu > 0,125$.

На рис. 5 показаны зависимости σ_1 и σ_2 при разных температурах на частоте $f = 28,5$ МГц от магнитного поля в области 12–18 Тл, что соответствует $0,18 > \nu > 0,125$. Частотные зависимости σ_1 и σ_2 для $\nu = 0,18$ представлены на вставке к рис. 5. При $T = 40$ мК в магнитных полях $18 \text{ Тл} > B > 12 \text{ Тл}$ в частотной зависимости σ_1 наблюдается максимум при $f \approx 90$ МГц, а σ_2 вблизи этой частоты изменяет знак, что соответствует резонансному характеру ВЧ кондактанса $\sigma^{AC}(f)$. Наличие резонанса характерно для состояния запиннигованного вигнеровского кристалла.

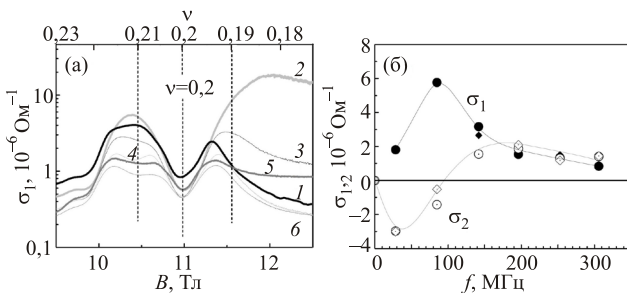


Рис. 4. (а) Зависимость σ_1 от магнитного поля для разных частот вблизи $\nu = 1/5$. f , МГц: 28,5 (1), 85 (2), 142 (3), 191 (4), 256 (5), 306 (6). (б) Зависимость σ_1 и σ_2 от частоты при $\nu = 0,19$; $T = 40$ мК. Адаптировано из [21].

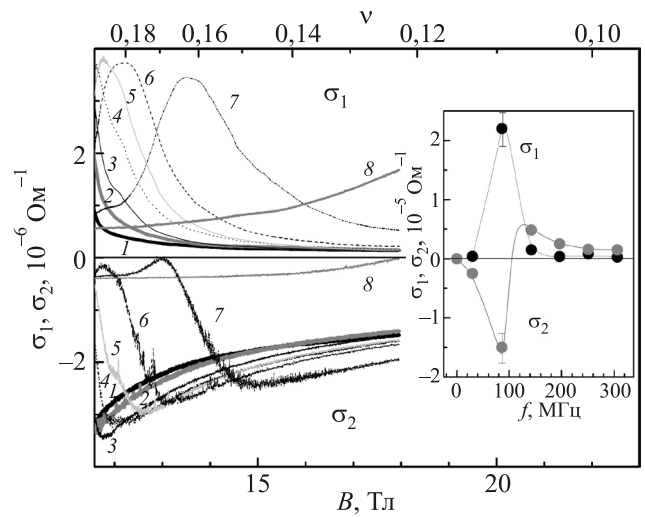


Рис. 5. Зависимости σ_1 и σ_2 от магнитного поля для различных температур T , мК: 40 (1), 74 (2), 87 (3), 100 (4), 112 (5), 122 (6), 160 (7), 240 (8); $f = 28,5$ МГц. Вставка: частотные зависимости σ_1 и σ_2 для числа заполнения $\nu = 0,18$ ($B = 12,2$ Тл). $T = 40$ мК. Адаптировано из [25].

На рис. 6 построены частотные зависимости σ_1 для разных чисел заполнения. Кривые имеют максимумы при $f \approx 90$ МГц, а их амплитуда уменьшается с магнитным полем, что проиллюстрировано на вставке к рис. 6.

3.2.3. Температурные зависимости ВЧ проводимости при $0,21 > \nu > 0,125$. Температурные зависимости σ_1 при разных числах заполнения из области $0,18 > \nu > 0,125$ представлены на рис. 7 для разных магнитных полей (чисел заполнения). Кривые имеют максимумы, которые уменьшаются по величине и сдвигаются в сторону высоких температур с уменьшением числа заполнения. Такие же зависимости наблюдаются и на других частотах.

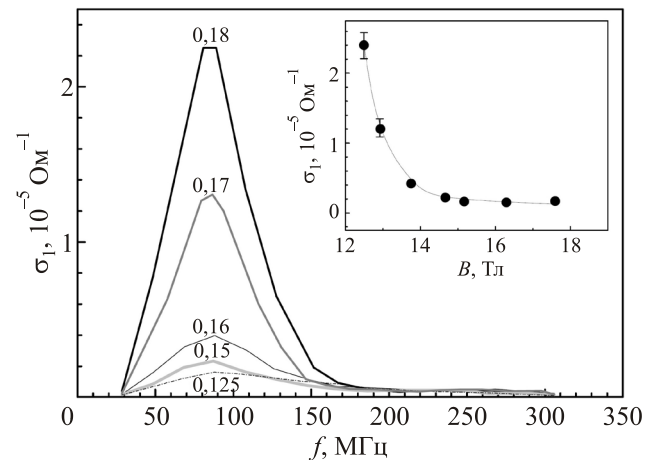


Рис. 6. Частотные зависимости σ_1 для разных чисел заполнения. Вставка: зависимость σ_1 (86 МГц) от магнитного поля. $T = 40$ мК. Адаптировано из [25].

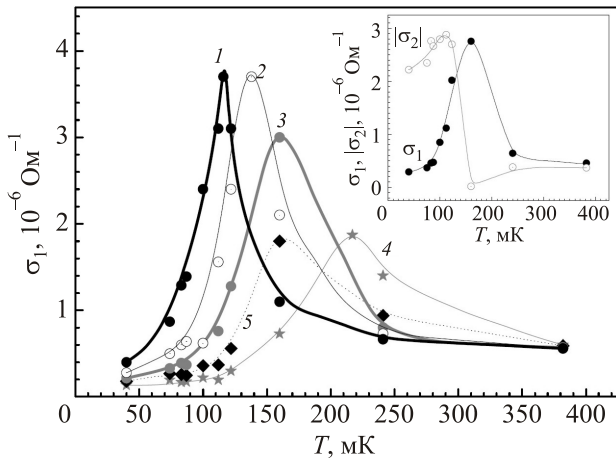


Рис. 7. Температурная зависимость σ_1 для разных чисел заполнения ν : 0,18 (1), 0,17 (2), 0,16 (3), 0,145 (4), 0,125 (5). $f = 28,5$ МГц. Вставка: температурные зависимости σ_1 и $|\sigma_2|$ для $\nu = 0,13$, $f = 28,5$ МГц, $T = 40$ мК. Адаптировано из [25].

Слева от максимумов температурные зависимости σ_1 носят диэлектрический характер, который можно описать законом Аррениуса, при этом, как видно на вставке к рис. 7, $|\sigma_2| > \sigma_1$. Этот факт, а также вид частотных зависимостей σ_1 в данном интервале магнитных полей можно отнести к проявлению запиннигованного вигнеровского кристалла. Справа от максимума $|\sigma_2|$ быстро уменьшается с увеличением температуры. σ_1 также убывает с ростом температуры, но гораздо медленнее, чем $|\sigma_2|$. Поэтому справа от максимума $|\sigma_2| < \sigma_1$. Таким образом, в максимумах наблюдается смена механизмов проводимости, которую можно интерпретировать как точку плавления вигнеровского кристалла T_m .

Зависимости σ_1 от магнитного поля и от температуры вблизи числа заполнения $\nu = 1/5$ показаны на рис. 8. При $\nu = 0,19$ и $0,21$ σ_1 монотонно убывает с температурой. При этих магнитных полях наблюдается

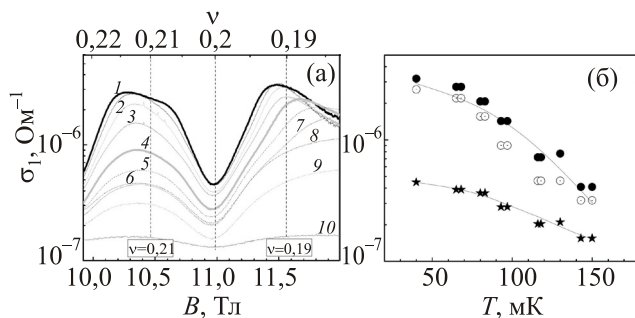


Рис. 8. (а) Зависимости σ_1 от магнитного поля для различных температур, мК: 40 (1), 45 (2), 67 (3), 82 (4), 95 (5), 105 (6), 117 (7), 130 (8), 147 (9), 345 (10). (б) Температурные зависимости σ_1 для $\nu = 0,19$ (●), $0,20$ (★) и $0,21$ (○). $f = 142$ МГц. Адаптировано из [21].

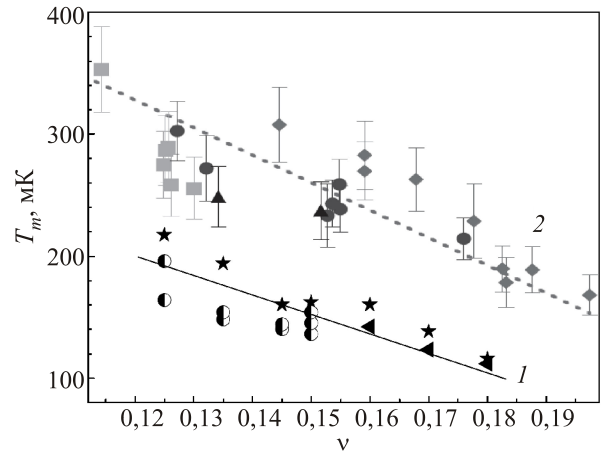


Рис. 9. 1 — Зависимость температуры плавления T_m от числа заполнения ν для разных частот f , МГц: 28,5 (★), 86 (●), 142 (▲); 2 — температура плавления T_m , определенная в [26] с помощью микроволновой спектроскопии. Адаптировано из [25].

лишь правая часть описанной выше картины, соответствующей плавлению ВК. Действительно, чем ниже магнитное поле, тем при более низкой температуре плавится ВК. Поэтому в окрестности $\nu = 1/5$ наблюдается только правая ветвь общей картины существования ВК. Мы полагаем, что при $\nu = 1/5$ осуществляется состояние дробного квантового эффекта Холла. Таким образом, в очень узкой окрестности $\nu = 1/5$ происходит смена доминирующего механизма проводимости.

Вернемся к определению точки плавления ВК. Зависимость определенной по максимуму температурной зависимости температуры плавления ВК от числа заполнения, $T_m(\nu)$, приведена на рис. 9 (кривая 1). На рисунке также представлены (кривая 2) данные работы [26], где в аналогичном образце с помощью микроволновой методики исследована температурная зависимость амплитуды резонанса на частоте, соответствующей запиннигованной моде ВК, для различных чисел заполнения. $T_m(\nu)$ определялась там как температура, при которой исчезает резонанс в частотной зависимости σ_{xx} . По своему характеру зависимости $T_m(\nu)$ (1) и (2) близки, однако резонансный максимум проводимости исчезает при более высокой температуре, чем температура, при которой происходит смена механизма проводимости. Можно предположить, что температуры плавления, определенные этими двумя способами, соответствуют верхней и нижней границам перехода от вигнеровского кристалла (стекла) к электронной жидкости.

3.2.4. *Нелинейные эффекты в области $0,21 > \nu > 0,125$.* Мы также измерили зависимости ВЧ контактанса от амплитуды электрического поля, сопровождающего ПАВ. Электрическое поле ПАВ определялось с помощью формулы [27]

$$|E|^2 = K^2 \frac{32\pi}{V} \frac{(\epsilon_1 + \epsilon_0)zq e^{-2q(a+d)}}{1 + [4\pi\sigma_1(\omega)t(q) / \epsilon_s v]^2} W, \quad (3)$$

$$z(q) \equiv [(\epsilon_1 + \epsilon_0)(\epsilon_s + \epsilon_0) - (\epsilon_1 - \epsilon_0)(\epsilon_s - \epsilon_0) e^{-2qa}]^{-2}.$$

Обозначения такие же, как и для формул (1) и (2), W — входная мощность ПАВ, отнесенная к ширине звуковой дорожки.

Зависимости σ_1 от напряженности электрического поля E представлены на рис. 10(a) для чисел заполнения в области $0,18 > \nu > 0,125$. Кривые $\sigma_1(E)$ аналогичны температурным зависимостям, показанным на рис. 7, т.е. изменение σ_1 в зависимости от E эквивалентно изменению σ_1 в зависимости от температуры. На рис. 10(b) представлена зависимость $|\sigma_2|$ от E при различных ν . Нужно отметить, что зависимости $\sigma_2(E)$ для различных чисел заполнения близки. Сравнение компонент σ_1 и $|\sigma_2|$ на частоте 28,5 МГц и $\nu = 0,125$ приведено на вставке рис. 10(b). Слева от максимума $\sigma_1(E)$, $|\sigma_2| > \sigma_1$. Такое соотношение между компонентами кондактанса согласуется с предсказаниями теории [20] для вигнеровского кристалла. Справа от максимума $|\sigma_2|$ быстро падает и становится значительно меньше, чем σ_1 . Это свидетельствует о смене механизма высокочастотной проводимости при увеличении электрического поля ПАВ, аналогично тому, что происходит при увеличении температуры, и которую можно также связать с плавлением вигнеровского кристалла.

Зависимости σ_1 и σ_2 от напряженности электрического поля ПАВ для $\nu = 0,19$ и $0,21$ также аналогичны температурным зависимостям. Поскольку зависимость σ_1 от температуры и интенсивности качественно подобны, можно сделать вывод, что основным механизмом нелинейностей является разогрев электронов в 2МЭС электрическом полем ПАВ.

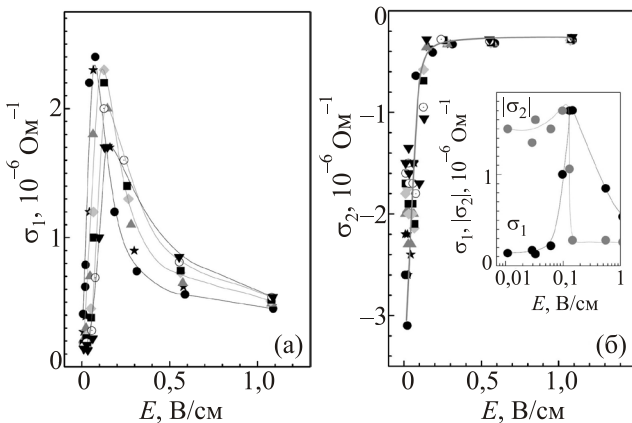


Рис. 10. Зависимость σ_1 (a) и σ_2 (б) от напряженности электрического поля ПАВ E для разных чисел заполнения ν : 0,18 (●), 0,17 (★), 0,16 (▲), 0,15 (◆), 0,145 (◀), 0,135 (○), 0,125 (▼). $f = 28,5$ МГц, $T = 40$ мК. Вставка: зависимости σ_1 и $|\sigma_2|$ от напряженности электрического поля ПАВ, $\nu = 0,125$, $f = 28,5$ МГц, $T = 40$ мК. Адаптировано из [25].

3.3. Обсуждение экспериментальных результатов, идентифицирующих ВК

Отклик запиннигованного ВК на внешнее пространственно однородное переменное электрическое поле представляет собой колебания одиночных доменов около центров пиннинга, возникающих в случайном потенциале [20,28,29]. Характерная частота этих колебаний ω_p (частота пиннинга) зависит от степени беспорядка и магнитного поля и имеет разброс, определяемый разбросом размеров отдельных доменов. В ВК существуют колебания двух типов: поперечные (магнитофононные) и продольные (магнитоплазменные). Последние связаны с флуктуациями концентрации электронов. Характеристики этих мод зависят от амплитуды и длины корреляции ξ случайного потенциала, ответственного за пиннинг. В общем случае колебания ВК характеризуются гибридными модами, имеющими магнитофононную и магнитоплазменную компоненты. Параметры потенциала определяют резонансную частоту ω_p и влияют на ее зависимость от магнитного поля.

Для высокочастотной проводимости, поведение которой определяется соотношением между упругими характеристиками ВК, степенью беспорядка и магнитным полем, можно выделить два режима:

$$(a) 1 \ll \omega_c / \omega_{p0} \ll \eta, \quad (b) 1 \ll \eta \ll \omega_c / \omega_{p0}, \quad (4)$$

где ω_c — циклотронная частота, $\eta = \sqrt{\lambda/\beta}$, β и λ — продольный и поперечный упругие модули ВК, ω_{p0} — частота пиннинга при $B = 0$. В случае, если $\xi \gg l_B = (\hbar c / eB)^{1/2}$, выражение для комплексной ВЧ проводимости может быть представлено в виде [20]

$$\sigma(\omega) = -i \frac{e^2 n \omega}{m^* \omega_{p0}^2} \frac{1 - iu(\omega)}{[1 - iu(\omega)]^2 - (\omega \omega_c / \omega_{p0}^2)^2}, \quad (5)$$

где функция $u(\omega)$ различна для режимов (a) и (b). Наши экспериментальные результаты соответствуют режиму (b), для которого

$$u(\omega) \sim \begin{cases} (\omega/\Omega)^{2s}, & \omega \ll \Omega, \\ \text{const}, & \Omega \ll \omega \ll \omega_c, \end{cases} \quad (b1) \quad (b2), \quad (6)$$

где $\Omega \sim \omega_{p0}^2 \eta / \omega_c$, а s — критический индекс. В соответствии с [20] $s = 3/2$.

Для случая (b1) выражение (5) можно представить в форме $\sigma(\omega) \equiv \sigma_0 s(\omega/\Omega)$, где

$$\sigma_0 \equiv \frac{e^2 m \eta^2}{2m^* \omega_c}, \quad s(\tilde{\omega}) = -2 \frac{i\tilde{\omega}(1 - i\tilde{\omega}^3)}{\eta[(1 - i\tilde{\omega}^3)^2 - (\eta\tilde{\omega})^2]}, \quad (7)$$

$$\tilde{\omega} = \omega / \Omega.$$

Зависимости реальной и мнимой частей s от ω/Ω для $\eta = 2, 5$ и 10 показаны на рис. 11.

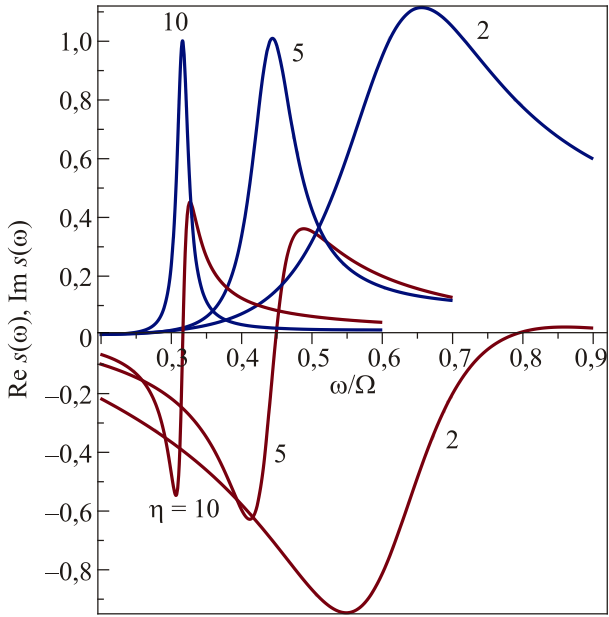


Рис. 11. (Онлайн в цвете) Зависимости $\text{Re } s$ и $\text{Im } s$ от ω/Ω для $\eta = 2, 5$ и 10 . Адаптировано из [25].

В соответствии с уравнением (7), с увеличением магнитного поля значение максимума $\sigma_1(\omega)$ уменьшается. Это и наблюдается в наших экспериментах, см. вставку на рис. 6. Однако, как видно на рис. 6, резонансная частота практически не зависит от магнитного поля, что не согласуется с расчетами, предсказывающими зависимость вида $\omega_p \propto \omega_c^{-1}$. Необходимо, однако, отметить, что специфика нашей экспериментальной методики не позволяет проследить влияние небольшого изменения частоты на σ . Связано это с тем, что приходится работать на гармониках собственной частоты ВШП.

Наши данные, представленные на вставке к рис. 5, не позволяют точно определить частоту максимума проводимости, что ограничивает точность модели. Тем не менее наша модель дает приблизительно сходную с экспериментальными кривыми форму при $\eta = 5$. Учитывая, что максимум $\sigma_1(\omega)$ осуществляется при $\omega_{\text{max}}/2\pi \approx 86$ МГц, что соответствует $\omega/\Omega = 0,44$, можно вычислить $\Omega = \omega_{\text{max}}/0,44 \approx 1,2 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$. Частота пиннинга в магнитном поле [20] $\omega_p \approx 0,44\Omega_{\text{max}} = 0,44\omega_{p0}^2\eta/\omega_c$.

Частота пиннинга в нулевом магнитном поле ω_{p0} при этом

$$\omega_{p0} = \sqrt{\omega_c \Omega / \eta}.$$

При $\eta = 5$, $\Omega = 1,2 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$, $\omega_c = 3,2 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ ($B = 12,2$ Тл, $\nu = 0,18$) получаем

$$\omega_{p0} = 8,7 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}.$$

Таким образом, режим (b) из (4) осуществляется и в этих магнитных полях.

Оценивая среднюю длину корреляции L доменов ВК,

$$L = 2\pi c_t / \omega_{p0},$$

где $c_t = (\beta/nm^*)^{1/2} \approx 4 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ — скорость поперечной моды ВК при данной n , получаем $L \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Эта длина оказывается много большей расстояния между электронами $a = 4,8 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ и магнитной длины $l_B = 7,3 \cdot 10^{-7} \text{ см}$,

$$L \gg a \gg l_B.$$

Выполнение этого неравенства позволяет использовать теорию [20] в наших оценках. Таким образом, интерпретация полученных результатов, согласно теории [20], как возбуждение запиннированных мод ВК является согласованной.

3.4. ВЧ кондактанс вблизи $\nu = 1$ и 2

На рис. 3 видно, что в наших экспериментах в зависимости ВЧ проводимости от магнитного поля вблизи чисел заполнения $\nu = 1$ и 2 также наблюдаются особенности: области ЦКЭХ разделены острыми всплесками проводимости — каждый из минимумов проводимости окружен двумя острыми максимумами. Мы провели анализ частотных и температурных зависимостей вещественной σ_1 и мнимой σ_2 компонент ВЧ проводимости в этих областях магнитных полей. На рис. 12(a) представлены зависимости σ_1 от магнитного поля на частоте 28 МГц при разных температурах и зависимость $|\sigma_2|$ от B при 40 мК вблизи $\nu = 1$, а на рис. 12(b) — температурные зависимости σ_1 и $|\sigma_2|$ на той же частоте при $\nu = 1$.

Из рис. 12(a) следует, что зависимости $\sigma_1(B)$ и $|\sigma_2|(B)$ имеют минимумы в магнитном поле, соответствующем $\nu = 1$, при этом $|\sigma_2(\omega)| > \sigma_1(\omega)$. При отклонении магнитного поля от этого положения ($\nu = 1$)

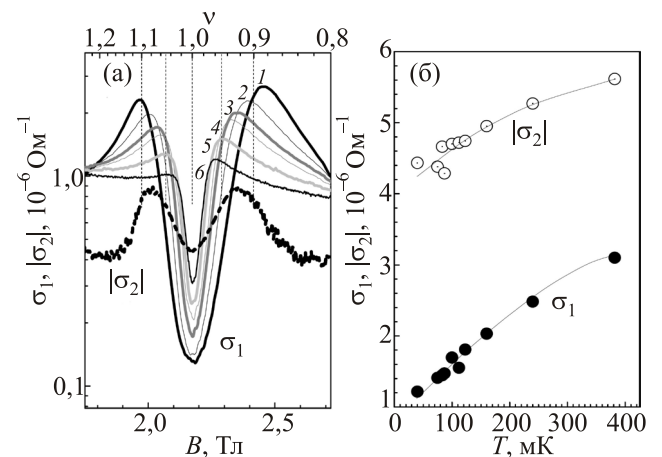


Рис. 12. (а) Зависимости σ_1 от магнитного поля при разных температурах, мК: 40 (1), 87 (2), 122 (3), 160 (4), 240 (5), 380 (6), а также зависимость $\sigma_2(B)$ при 40 мК в окрестности $\nu = 1$. (б) Температурные зависимости σ_1 и $|\sigma_2|$ при $\nu = 1$. $f = 28$ МГц. Адаптировано из [30].

величина $|\sigma_2(\omega)|$ становится меньше, чем $\sigma_1(\omega)$. Рисунок 12(б) демонстрирует, что величины σ_1 и σ_2 , измеренные при $\nu = 1$, увеличиваются при росте температуры до 400 мК, и во всем интервале температур $|\sigma_2| > \sigma_1$. Температурные зависимости σ_1 и σ_2 для $\nu = 2$ ведут себя аналогично.

Частотная зависимость σ_1 в указанном температурном диапазоне оказывается слабой: при изменении частоты в 11 раз σ_1 меняется только на 20%. Кроме того, построение зависимости σ_1 в минимумах для $\nu = 2, 4, 6, 8, 10$ от магнитного поля дает $\sigma_1(\omega) \propto B^{-1,8}$.

Эта зависимость близка к теоретической $\sigma_1(\omega) \propto B^{-2}$, вычисленной на основании двухузельной модели для поглощения ПАВ локализованными носителями [31]. Заметим, что в системе с не очень высокой подвижностью, в которой осуществляется только целочисленный квантовый эффект Холла, поведение σ_1 хорошо описывается одноэлектронной картиной, включающей захват электронов случайным потенциалом (беспорядком). Согласно этому представлению, при целом ν уровень Ферми находится посередине между уровнями Ландау, электронные состояния локализованы беспорядком и низкотемпературный DC-кондактанс σ^{DC} экспоненциально мал. При этом ВЧ кондактанс определяется электронными прыжками между соседними потенциальными минимумами, приводя к соотношению $\sigma_1(\omega) \gg \sigma^{DC}$. В этом случае ВЧ отклик можно объяснить двухузельной моделью (см. работы [32,33] и ссылки в них). Согласно этой модели, пара электронных энергетических минимумов описывается как двухуровневая туннельная система (TLS) с диагональным расщеплением Δ и туннельным расщеплением $\Lambda(r)$;

межуровневое разделение $E = \sqrt{\Delta^2 + \Lambda^2}$. При низких частотах ВЧ отклик происходит за счет релаксации неравновесной заселенности минимумов. Соответствующая скорость релаксации [33]

$$\frac{1}{\tau(E, r)} = \frac{1}{\tau_0(T)} F\left(\frac{E}{kT}\right) \left(\frac{\Lambda(r)}{E}\right)^2, \quad (8)$$

где k — постоянная Больцмана, $F(x) \propto x^2$ при $x \ll 1$ и примерно 1 при $x \gg 1$. Формула (8) предполагает, что релаксация заселенности происходит из-за взаимодействия с фононами. Элементы матрицы взаимодействия содержат константу электрон-фононного взаимодействия так же, как и туннельное взаимодействие между узлами $\Lambda(r)$, которое экспоненциально уменьшается с увеличением расстояния между минимумами. Соответственно $\tau^{-1}(E, r) \propto \Lambda^2(r)$ и фононной плотности состояний на частоте E/\hbar . Однако только конфигурации с $E \lesssim kT$ важны, так как конфигурации с $E \gg kT$ заморожены в их основном состоянии. Рассмотрим

отдельно множители, определяющие скорость релаксации в формуле (8). Множитель $\tau_0^{-1}(T)$ соответствует системе с $E = kT$, а безразмерная функция F , зависящая от деталей электрон-фононного взаимодействия, нормализована так, что $F(1) \approx 1$. Так как $\Lambda(r) < E$, время τ_0 имеет физический смысл минимального времени релаксации для TLS с расщеплением уровней $E = kT$. Теория предсказывает, что (с логарифмической точностью) [33]

$$\sigma_1(\omega) \propto \min\{\omega, \tau_0^{-1}(T)\}, \quad |\sigma_2(\omega)| \gtrsim \sigma_1(\omega). \quad (9)$$

Первое выражение в (9) допускает простую качественную интерпретацию: рассмотрим TLS с $E \approx kT$, такие системы играют основную роль. Вклад TLS в поглощение ПАВ зависит от произведения $\omega\tau$. Очень быстрые системы с $\tau \ll \omega^{-1}$ не вносят существенного вклада в поглощение, так как их заселенность адиабатически следует за изменением амплитуды ВЧ электрического поля. Очень медленные системы с $\tau \gg \omega^{-1}$ также не вносят вклада в поглощение, так как их заселенность не имеет достаточного времени, чтобы следовать за изменением ВЧ электрического поля. Таким образом, оптимальные двухуровневые системы, дающие вклад в поглощение, имеют $\tau \sim \omega^{-1}$.

С другой стороны, поскольку $\Lambda(r)$ экспоненциально зависит от r , существует экспоненциально широкий набор систем, имеющих время релаксации длиннее, чем $\tau_0(T)$. Следовательно, если $\omega\tau_0 \ll 1$, то оптимальные пары с $\omega\tau \approx 1$ всегда найдутся, а это те пары, которые дают вклад в поглощение. Напротив, при $\omega\tau_0 \gg 1$ оптимальные пары отсутствуют, и поглощение определяется в основном парами с $\tau \sim \tau_0$.

Анализируя наши результаты, заключаем, что поведение σ_1 и σ_2 в наших образцах при $\nu = 1$ описывается картиной релаксационного поглощения ПАВ локализованными электронами при условии $\omega \gg \tau_0^{-1}$, см. формулу (9). Действительно, расчеты на основе формулы (8) показывают, что основной вклад в скорость релаксации τ_0^{-1} происходит за счет пьезоэлектрического взаимодействия между локализованными электронами и фононами. В этом случае [33] $\tau_0^{-1} \propto T$ (при $T = 40$ мК $\tau_0 = 1,4 \cdot 10^{-8}$ с).

Таким образом, совокупность зависимостей реальной компоненты ВЧ кондактанса σ_1 от температуры, частоты и магнитного поля, а также соотношение $|\sigma_2| > \sigma_1$ дает возможность заключить, что в минимумах $\sigma_1(B)$ осуществляется прыжковая ВЧ проводимость, которую можно описать в рамках двухузельной модели [31,34] при $\omega\tau_0 > 1$.

Теперь обсудим зависимость $\sigma_1(B)$ вблизи $\nu = 1$. Зависимости $\sigma_1(B)$ вблизи $\nu = 2$ подобны. Как видно на рис. 12(а), минимум σ_1 при $\nu = 1$ окружен максимумами, высота и положение которых зависят от температуры. Температурные зависимости σ_1 на частоте

28,5 МГц для различных значений числа заполнения в диапазоне $0,9 \leq \nu \leq 1,1$ показаны на рис. 13. Аналогичные зависимости наблюдаются и для других частот.

Сначала рассмотрим температурные зависимости σ_1 для $\nu = 1,1$ (0,9). Электронные состояния при этих ν могут быть охарактеризованы как вигнеровский кристалл. Это заключение основывается на следующих доказательствах: 1) увеличение кондактанса по отношению к $\nu = 1$ почти на порядок; 2) различные температурные зависимости σ_1 при $\nu = 1$ и $\nu = 1,1$ (0,9); температурная зависимость σ_1 при $\nu = 1,1$ (0,9) такая же, как для $\nu = 0,19$ (см. рис. 8(б)) при плавлении ВК; 3) частотная зависимость $\sigma_2(\omega)$, показанная на вставке к рис. 13 для различных ν , демонстрирует смену знака при $\nu = 1,1$ на частоте ~ 140 МГц, что также характерно для ВК. Согласно работе [35], частота, при которой σ_2 изменяет знак, равна частоте пиннинга ВК. На этой частоте должен наблюдаться максимум на частотной зависимости σ_1 . Однако мы не наблюдали этот максимум, возможно, из-за ограниченной чувствительности нашего метода. Выводы об образовании ВК при этих числах заполнения ранее были сделаны в работе [36] с использованием метода микроволновой спектроскопии.

Проанализируем температурные зависимости σ_1 во всей области чисел заполнения $0,9 \leq \nu \leq 1,1$. Для всех ν при низких температурах кондактанс σ_1 сначала растет при росте температуры. Однако когда σ_1 достигает величины, соответствующей $\nu = 1,1$ (0,9), температурная зависимость изменяется, и кондактанс начинает уменьшаться при росте температуры. Заметим, что характеристическая температура этого кроссовера уменьшается по мере увеличения отклонения фактора заполнения от 1, $|\nu - 1|$.

Мы полагаем, что наблюдаемое начальное увеличение кондактанса с ростом температуры связано при

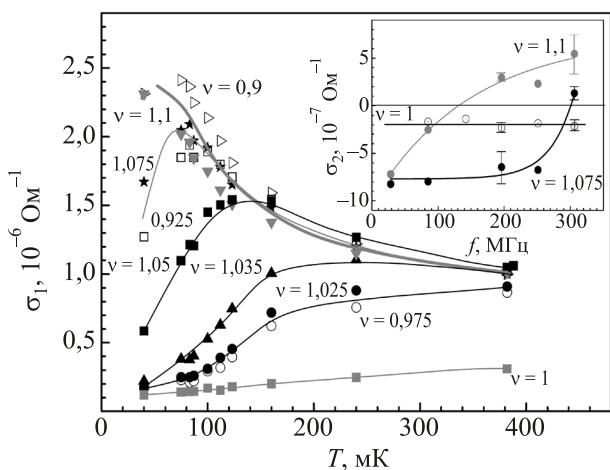


Рис. 13. Температурная зависимость σ_1 ($f = 28,5$ МГц) для разных чисел заполнения ν . Значения ν указаны на рисунке. Вставка: частотная зависимость σ_2 для разных чисел заполнения, $T = 40$ мК. Адаптировано из [30].

всех ν (кроме $\nu = 1,1$ (0,9)) с прыжковым механизмом проводимости при низких температурах. Согласно этому механизму, кондактанс локализованной фазы может быть представлен одноэлектронным выражением при $\omega\tau_0 \gg 1$, при этом $\sigma_1(\omega) \propto g^2\tau_0^{-1} \sim g^2T$, где g — одноэлектронная плотность состояний [33]. Когда $|\nu - 1|$ растет в области $|\nu - 1| \leq 0,1$, растет g и соответственно наклон в зависимости $\sigma_1(T)$.

При росте проводимости возникают условия, подходящие для образования ВК, поэтому характеристическая температура этого кроссовера уменьшается при увеличении отклонения числа заполнения от 1.

Таким образом, в режиме целочисленного квантового эффекта Холла при точных значениях чисел заполнения 1 и 2 осуществляется сильная одноэлектронная локализация носителей заряда. Однако при $\nu = 1,1$ (0,9) на основании температурной зависимости σ_1 , изменения знака в частотной зависимости σ_2 можно заключить, что образуется запиннигованный вигнеровский кристалл. Для промежуточных значений ν от 1 до 1,1 (от 1 до 0,9) проводимость σ_1 сначала растет при повышении температуры, как и для $\nu = 1$ — сильно локализованного состояния, а затем уменьшается, как для $\nu = 1,1$ (0,9). Таким образом, в области $0,9 \leq \nu \leq 1,1$ система переходит от режима сильной одноэлектронной локализации к электронному кристаллу. Аналогичные переходы мы наблюдали вблизи $\nu = 2$, т.е. в диапазоне $1,9 \leq \nu \leq 2,1$.

Необходимо отметить, что в режиме ДКЭХ существует большое количество минимумов σ_1 при ν с нечетными знаменателями. При небольших отклонениях от этих ν наблюдаются всплески проводимости с температурной зависимостью $\sigma_1 \propto T^{-1}$, как для ВК. Однако отсутствие резонансной частотной зависимости $\sigma^{AC}(f)$, а также выполнение соотношения $\sigma_1 \gg |\sigma_2|$ не дает возможности однозначно определять при этих ν и вблизи них механизмы проводимости.

4. Заключение

Проведены измерения затухания и изменения скорости ПАВ на образце n -AlGaAs/GaAs/AlGaAs с единичной квантовой ямой и высокой подвижностью в перпендикулярном магнитном поле до 18 Тл при температурах 40–400 мК. Из этих данных определены вещественная и мнимая компоненты высокочастотной проводимости $\sigma^{AC}(\omega) \equiv \sigma_1(\omega) - i\sigma_2(\omega)$. В магнитном поле наблюдались осцилляции ВЧ проводимости, соответствующие целочисленному и дробному квантовым эффектам Холла. Зависимости указанных выше величин от магнитного поля, частоты и температуры в области, соответствующей числам заполнения $0,21 > \nu > 0,125$ и $T = 40$ мК, интерпретированы как проявление образования ВК, дальний порядок в котором нарушен за счет пиннинга ВК на неоднородностях. На основании

приведенных экспериментальных данных и их сравнения с теорией [20] определены длины корреляции ВК (стекла) и температура его плавления. Исключение составляет очень узкая окрестность $\nu = 1/5$, где ВК, видимо, не образуется, а лафлиновское состояние является основным.

Что касается режима целочисленного квантового эффекта Холла, то было показано, что при точных значениях чисел заполнения 1 и 2 осуществляется сильная одноэлектронная локализация носителей заряда, а при $\nu = 0,9$ и $1,1$, а также $1,9$ и $2,1$ — образование запиннигованного вигнеровского кристалла. В областях $0,9 \leq \nu \leq 1,1$ и $1,9 \leq \nu \leq 2,1$ наблюдается переход системы от режима сильной одноэлектронной локализации к электронному кристаллу.

Таким образом, конкуренция электрон-электронного взаимодействия и беспорядка приводит к очень богатой картине, описывающей поведение ВЧ проводимости $2M\Omega$ при низких температурах и в сильных поперечных магнитных полях. При этом ультразвуковые исследования существенно дополняют информацию, полученную из статических и микроволновых измерений.

Работа выполнена при частичной поддержке (И.Л.Д.) РФФИ (грант 14-02-00232). Авторы благодарны E. Palm, T. Murphy, J.-H. Park и G. Jones за помощь в проведении экспериментов в NHMFL. NHMFL поддерживается NSF Cooperative Agreement DMR-1157490 и штатом Флорида. Работа в Принстонском Университете поддерживается Gordon and Betty Moore Foundation посредством the EPiQS initiative Grant GBMF4420 и the National Science Foundation MRSEC Grant DMR-1420541.

1. Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 26 (1975) [*JETP Lett.* **22**, 11 (1975)].
2. D. Yoshioka and H. Fukuyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **47**, 394 (1979).
3. D.S. Fisher, *Phys. Rev. B* **26**, 5009 (1982).
4. D. Yoshioka and P.A. Lee, *Phys. Rev. B* **27**, 4986 (1983).
5. P.K. Lam and S.M. Girvin, *Phys. Rev. B* **30**, 473 (1984); *ibid.* **31**, 613 (1985).
6. D.C. Tsui, H.L. Stormer, and A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
7. R.B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1395 (1983).
8. T. Sajoto, Y.P. Li, L.W. Engel, D.C. Tsui, and M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2321 (1993).
9. M. Shayegan, *High Magnetic Fields: Science and Technology*, F. Herlach and N. Miura (eds.), Vol. 3, World Scientific, Singapore (2006), Chap. Flatland Electrons in High Magnetic Fields, p. 31.
10. M. Shayegan, *Perspectives in Quantum Hall Effects*, A.P. Sankar Das Sarma (ed.), Wiley-VCH Verlag GmbH, New York (1997), Chap. Case for the Magnetic-Field-Induced Two-Dimensional Wigner Crystal, p. 343.
11. W. Pan, H.L. Stormer, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 176802 (2002).
12. C.P. Wen, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **17**, 1087 (1969).
13. L.W. Engel, D. Shahar, C. Kurdak, and D.C. Tsui, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2638 (1993).
14. L.W. Engel, C.-C. Li, D. Shahar, D.C. Tsui, and M. Shayegan, *Solid State Commun.* **104**, 167 (1997).
15. A. Wixforth, J.P. Kotthaus, and G. Weinmann, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2104 (1986).
16. I.L. Drichko, A.M. Diakonov, I.Y. Smirnov, Y.M. Galperin, and A.I. Toropov, *Phys. Rev. B* **62**, 7470 (2000).
17. M.A. Paalanen, R.L. Willett, P.B. Littlewood, R.R. Ruel, K.W. West, L.N. Pfeiffer, and D.J. Bishop, *Phys. Rev. B* **45**, 11342 (1992).
18. M.A. Paalanen, R.L. Willett, R.R. Ruel, P.B. Littlewood, K.W. West, and L.N. Pfeiffer, *Phys. Rev. B* **45**, 13784 (1992).
19. I.L. Drichko, A.M. Diakonov, V.A. Malyshev, I.Y. Smirnov, Y.M. Galperin, N.D. Ilyinskaya, A.A. Usikova, M. Kummer, and H. von Kanel, *J. Appl. Phys.* **116**, 154309 (2014).
20. M.M. Fogler and D.A. Huse, *Phys. Rev. B* **62**, 7553 (2000).
21. I.L. Drichko, I.Y. Smirnov, A.V. Suslov, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and Y.M. Galperin, *Solid State Commun.* **213–214**, 46 (2015).
22. A.L. Efros and Y.M. Galperin, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1959 (1990).
23. В.Д. Каран, *ФТП* **31**, 478 (1997) [*Semiconductors* **31**, 407 (1997)].
24. Y.P. Chen, R.M. Lewis, L.W. Engel, D.C. Tsui, P.D. Ye, Z.H. Wang, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 206805 (2004).
25. I.L. Drichko, I.Y. Smirnov, A.V. Suslov, Y.M. Galperin, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **94**, 075420 (2016).
26. Y.P. Chen, G. Sambandamurthy, Z.H. Wang, R.M. Lewis, L.W. Engel, D.C. Tsui, P.D. Lewis, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Nature Phys.* **2**, 452 (2006).
27. И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, И.Ю. Смирнов, И. Торопов, *ФТП* **34**, 436 (2000) [*Semiconductors* **34**, 422 (2000)].
28. H. A. Fertig, *Phys. Rev. B* **59**, 2120 (1999).
29. M.M. Fogler, *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures* **22**, 98 (2004), 15th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (EP 2DS-15).
30. I.L. Drichko, I.Y. Smirnov, A.V. Suslov, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and Y.M. Galperin, *Phys. Rev. B* **92**, 205313 (2015).
31. Ю. М. Гальперин, *ФТТ* **28**, 692 (1986).
32. A. Efros and B. Shklovskii, *Electron–Electron Interactions in Disordered Systems*, A. Efros and M. Pollak (eds.), Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 10, Elsevier (1985), p. 409.
33. Y. Galperin, V. Gurevich, and D. Parshin, *Hopping Transport in Solids*, M. Pollack and Shklovskii (eds.), Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 28, Elsevier (1991), p. 81.
34. А.Л. Эфрос, *ЖЭТФ* **89**, 1834 (1985) [*Sov. Phys. JETP* **62**, 1057 (1985)].
35. A.T. Hatke, B.A. Magill, B.H. Moon, L.W. Engel, M. Shayegan, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and K.W. Baldwin, *Nature Commun.* **5**, 4154 (2014).
36. Y. Chen, R.M. Lewis, L.W. Engel, D.C. Tsui, P.D. Ye, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 016801 (2003).

Nature of localized states in two-dimensional electron systems in the quantum Hall regime: Acoustic studies

I.L. Drichko, I.Yu. Smirnov, A.V. Suslov,
Y.M. Galperin, L.N. Pfeiffer, and K.W. West

We review our work on studies of high-frequency conductance in two-dimensional high-mobility electronic systems in wide n -AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum wells. Using simultaneous measurements of the attenuation and velocity of a surface acoustic wave we have found both real and imaginary components of the complex high-frequency conductance. Based on the experimental results and their analysis we conclude that close to the filling factor $\nu = 1/5$, as well as in the

interval $0.18 > \nu > 0.125$, a Wigner crystal pinned by disorder is formed. Both the melting temperature and the correlation length of the pinning-induced domains in the Wigner crystal are found. In close vicinities of $\nu = 1$ and 2 transitions from single-electron localization to a Wigner crystal were observed.

PACS: **73.23.-b** Electronic transport in mesoscopic systems;
73.50.Rb Acoustoelectric and magnetoacoustic effects;
73.43.Qt Magnetoresistance.

Keywords: two-dimensional electron gas, high-frequency transport.