Февраль 1998 г. *Том 168, № 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Мезоскопические и сильнокоррелированные электронные системы "Черноголовка — 97"

2. Квантовый эффект Холла и шумы в мезоскопических системах

PACS numbers: **72.70.+m**, 73.40.Hm, 73.50.Td

Во втором разделе конференции были представлены доклады:

1. **Ашури Р.** (Массачусетский технологический институт, Кембридж, США) *Исследования микроскопической структуры электрического поля в режиме КЭХ*.
2. **Эйзенстейн Дж.** (Калифорнийский технологический институт, США) *Кулоновское зацепление и туннелирование между двумерными электронными системами в сильном магнитном поле*.
3. **Дорожкин С.И., Дорохова М.О.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия), **Хауг Р. Дж.** (Институт Макса Планка, Штуттгарт, Германия), **Плог К.** (Институт твердотельной электроники, Берлин, Германия) *Емкостная спектроскопия дробного квантового эффекта Холла*.
4. **Голдберг Б.** (Университет Бостона, США) *Оптическое исследование скирмионов в ферромагнитном состоянии КЭХ*.
5. **Кукушкин И.В.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия), **фон Клитцинг К., Эберл К.** (Институт Макса Планка, Штуттгарт, Германия) *Спиновая поляризация двумерной электронной системы: экспериментальная проверка теории скирмионов*.
6. **Иорданский С.В.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка) *Несингулярные вихри-скирмионы в двумерной электронной системе*.
7. **Апель В.** (Физико-техническое федеральное учреждение, Брауншвейг, Германия), **Бычков Ю.А.** (Физико-техническое федеральное учреждение, Брауншвейг, Германия, Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка) *Микроскопический вывод эффективного лагранжиана для скирмионов в двумерном газе взаимодействующих электронов при малом g-факторе*.
8. **Долгополов В.Т., Шашкин А.А., Аристов А.В.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка), **Шмерек Д., Хансен В.** (Институт прикладной физики, Университет Гамбурга, Германия), **Коттхаус Й.П.** (Университет Л. Максимилиана, Мюнхен, Германия), **Холланд М.** (Факультет электроники и электротехники, Университет Глазго, Великобритания) *Нелинейная экранировка, спиновая и циклотронная щели для двумерного электронного газа в* GaAs/AlGaAs *гетеропереходах*.
9. **Назаров Ю.В., Хаецкий А.В.** (Технический университет, Дельфт, Голландия) *Квантовый фазовый переход в решетке скирмионов*.
10. **Мауд Д.К.** (Институт Макса Планка, Гренобль, Франция) и др. *Возбуждения спиновой структуры возбуждений в двумерном электронном газе при гидростатическом давлении*.
11. **Левитов Л.С., Шитов А.В.** (Массачусетский технологический институт, Кембридж, США), **Гальперин Б.И.** (Гарвардский университет, Кембридж, США) *Эффективное действие и функция Грина для сжимаемого холловского краевого состояния*.
12. **Рашба Э.И.** (Университет штата Юта, США) *Анионы, композитные фермионы и статистика квазичастиц*.
13. **Глаттли Д.К., Саминадиар Л.** (Исследовательский центр Сакле, Франция), **Джин И., Этьен Б.** (Лаборатория микроэлектроники и микроструктур ЦНРС, Багне, Франция) *Дробовой шум в состоянии КЭХ: детектирование квазичастиц с зарядом* $e/3$.
14. **Лесовик Г.Б.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия) *О регистрации нулевых флуктуаций тока и напряжения*.
15. **Блантер Я.М., М. Бюттикер,** (Женевский университет, Швейцария), **Ван Ланген С.А.** (Институт Лоренца, Лейденский университет, Нидерланды) *Влияние обменных эффектов на дробовой шум в многоконтактных проводниках*.

Ниже публикуются доклады 3, 6, 7, 8, 11, 14 и 15. Доклады 2, 9 и 13 см. препринты cond-mat/9710041; cond-mat/9703159 и cond-mat/9706307 соответственно.

Емкостная спектроскопия дробного квантового эффекта Холла

С.И. Дорожкин, М.О. Дорохова,
Р.Дж. Хауг, К. Плог

Как известно, дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ) возникает в результате конденсации двумерной электронной системы (ДЭС) в коррелированное жидкое состояние (лафлиновскую жидкость [1, 2]), отделенное энергетической щелью от ближайших возбужденных состояний. Конденсация происходит при ряде дробных значений $\nu_f = p/q$ фактора заполнений уровней Ландау

$\nu = n_s/(eH/hc)$. Здесь n_s — поверхностная концентрация электронов, eH/hc — вырожденность уровня Ландау в магнитном поле H; p, q — целые числа (q — обычно нечетное). Вблизи этих факторов заполнения система описывается как комбинация лафлиновской жидкости с некоторым количеством квазичастиц с дробным зарядом $e^* = e/q$, плотность n_q которых определяется из условия изменения заряда ДЭС:

$$n_q = \frac{e}{e^*}\,\frac{eH}{hc}\,|\nu - \nu_f|\,.$$

В результате в выражении для плотности энергии ДЭС $E(n_s)$ возникает сингулярный член $\Delta^{\pm} n_q$, соответствующий рождению квазиэлектронных возбуждений при $\nu > \nu_f$ и квазидырочных возбуждений при $\nu < \nu_f$ с энергиями Δ^+ и Δ^- соответственно. Химический потенциал ДЭС $\mu = \mathrm{d}E/\mathrm{d}n_s$ имеет скачок при $\nu = \nu_f$, равный

$$\delta\mu = \frac{e}{e^*}\,(\Delta^+ + \Delta^-)\,.$$

При значительном отклонении фактора заполнения от ν_f описание в терминах невзаимодействующих квазичастиц, по-видимому, перестает быть применимым. Кроме того, с ростом $|\nu - \nu_f|$ ДЭС может перейти в другое (например, некоррелированное) состояние, если его энергия окажется ниже энергии возбужденного лафлиновского состояния. Схематически зависимость $E(n_s)$ показана на вставке к рис. 1. Перенос заряда в режиме ДКЭХ осуществляется как лафлиновской жидкостью (бездиссипативный холловский ток), так и термически активированными квазичастицами. Второй из этих процессов сопровождается диссипацией. При малом числе квазичастиц и незначительном уширении их уровней энергия активации диссипативной проводимости равна $E_a = (\Delta^+ + \Delta^-)/2$. Отметим, что последовательной теории, учитывающей влияние беспорядка в ДЭС на ДКЭХ, в настоящее время не существует. Следуя авторам [3, 4], можно предположить, что имеющие длинный период (по сравнению со средним расстоянием между электронами) флуктуации потенциала приводят к неоднородному уширению сингулярности $E(n_s)$, а имеющие короткий период уменьшают величину щели в спектре квазичастиц.

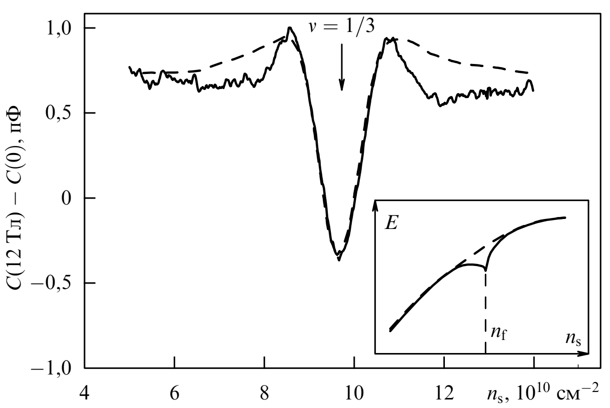

Рис. 1. Зависимость разности емкостей в поле $H = 12$ Тл и $H = 0$ от концентрации электронов (сплошная кривая). Штриховая линия — результат подгонки по формуле (3) со значениями подгоночных параметров $F = 0{,}3$ и $\sigma = 4{,}2 \times 10^9$ см$^{-2}$. Для достижения наилучшего согласия теоретическая кривая дополнительно сдвинута по вертикали. На вставке условно показана зависимость плотности энергии ДЭС E от n_s в присутствии состояния ДКЭХ (сплошная кривая) и в его отсутствии (штриховая кривая).

В данной работе представлен обзор недавних результатов авторов [5, 6] по исследованию дробного квантового эффекта Холла при факторах заполнения $\nu = 1/3$ и $2/3$ методами емкостной спектроскопии и магнитотранспорта и сделан анализ ключевых предположений, лежащих в основе использованных методов. Метод емкостной спектроскопии позволяет изучать термодинамические свойства основного состояния ДЭС, давая информацию о величине второй производной

$$\frac{\mathrm{d}^2E}{\mathrm{d}n_s^2} = \frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}n_s}\,.$$

Эта величина влияет на измеряемую электрическую емкость C плоского конденсатора, образованного ДЭС и параллельной ей металлической пленкой (затвором), вследствие контактной разности потенциалов между ними [7]:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_g} - \frac{1}{Ge^2}\,\frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}n_s} = \frac{1}{C_g} - \frac{1}{Ge^2}\,\frac{\mathrm{d}^2E}{\mathrm{d}n_s^2}\,, \tag{1}$$

Здесь G — площадь ДЭС под затвором, $C_g = \kappa G/4\pi d$ — геометрическая емкость конденсатора, определяемая эффективным расстоянием между ДЭС и затвором $d = d_0 + z_0(n_s) + n_s\,\mathrm{d}z_0/\mathrm{d}n_s$ [8], где d_0 — расстояние между затвором и гетеропереходом GaAs/AlGaAs, z_0 — расстояние от гетероперехода до "центра тяжести" квадрата волновой функции электронов (для идеально двумерной системы $z_0 = 0$). В случае наличия длиннопериодных флуктуаций плотности электронов в образце в формулу (1) войдут средние значения E и n_s.

В эксперименте исследовались ДЭС с подвижностью электронов порядка 1×10^6 см^2(В $\cdot$ с)$^{-1}$, возникающие в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с затворами. Концентрация электронов n_s изменялась приложением напряжения постоянного тока между затвором и ДЭС. Образцы имели форму холловских мостиков с омическими потенциальными и токовыми контактами к ДЭС, обеспечивавшими измерения холловского сопротивления и магнитосопротивления. При измерениях емкости между этими же контактами и затвором прикладывалось переменное напряжение частоты 9,2 Гц. В такой геометрии эксперимента измерения емкости становятся практически невозможными при очень малых значениях диагональной проводимости σ_{xx} ДЭС [9], так что мы были ограничены областью не слишком высоких магнитных полей и не слишком низких температур. Практически при измерениях емкости мы постоянно контролировали отсутствие компоненты тока через емкость, находящейся в фазе с приложенным переменным напряжением, что гарантировало отсутствие влияния сопротивления ДЭС на результаты. Существуют две возможности расширить область применимости методики, уменьшив проблему резистивных эффектов. Это, во-первых, использование образцов с распределенным вдоль ДЭС туннельным контактом [10] к ней и, во-вторых, применение техники "плавающего затвора" [11]. Однако, насколько нам известно, в такой реализации метод емкостной спектроскопии использовался только для изучения целочисленного квантового эффекта Холла.

Как следует из формулы (1), в идеальной системе скачки химического потенциала на дробных факторах заполнения должны приводить к δ-образным особенностям в зависимостях $C(n_{\rm s})$. В эксперименте же (см. рис. 1) наблюдается лишь небольшая особенность в емкости (минимум при дробном факторе заполнения и два максимума по бокам). Минимум на емкостной кривой обусловлен изломом на зависимости $E(n_{\rm s})$ при $\nu_{\rm f} = 1/3$, а два боковых максимума соответствуют минимумам производной $\mathrm{d}^2E/\mathrm{d}n_{\rm s}^2$, которые должны возникать, если при появлении состояния ДКЭХ зависимость $E(n_{\rm s})$ изменяется только в узкой области концентраций вблизи дробного $\nu_{\rm f}$, как это изображено на вставке к рис. 1. Наблюдаемое уширение особенности в емкости оказалось не зависящим от величины магнитного поля и температуры и одинаковым для особенностей в емкости, наблюдающихся как при дробных, так и при целочисленных факторах заполнения, причем изменение отношения $\delta\mu/T$ составляло порядок величины. Кроме того, расстояние между боковыми максимумами емкости $\delta n_{\rm s} \approx 2{,}2\times10^{10}$ см$^{-2}$ практически не изменялось при изменении магнитного поля от 6 до 12 Тл. Эти результаты свидетельствуют о том, что фактором, определяющим уширение, являются флуктуации концентрации носителей в образце.

Если бы дисперсия концентрации σ была много меньше $\delta n_{\rm s}$, то анализ емкостных зависимостей позволил бы непосредственно определить величину дисперсии σ и величину скачка химического потенциала $\delta\mu$. Однако в условиях нашего эксперимента это соотношение не выполняется, так что количественная обработка экспериментальных результатов требует информации о зависимости $E(n_{\rm s})$ в области $n_{\rm f}-\sigma < n_{\rm s} < n_{\rm f}+\sigma$. Подход к количественной обработке емкостных результатов в такой ситуации был предложен в работах [3, 4], где отклонение от линейных участков на зависимости $E(n_{\rm s})$ вблизи состояния ДКЭХ описывается в терминах взаимодействия квазичастиц с зарядом e^*, образующих регулярную решетку и нейтрализующихся однородно размазанным фоном. При этом основные члены в полной энергии однородной системы, приводящие к сингулярности в $\mathrm{d}^2E/\mathrm{d}n_{\rm s}^2$, имеют вид [3, 4]

$$E_{\rm fr}(n_{\rm s}) = \frac{\delta\mu|n_{\rm s}-n_{\rm f}|}{2} - \frac{\sqrt{2\pi}\,\beta}{\kappa}\sqrt{\frac{e^*}{e}}\,e^2|n_{\rm s}-n_{\rm f}|^{3/2}\,. \qquad (2)$$

Здесь $\beta \approx 0{,}78$ — константа, слабо зависящая от типа решетки, $n_{\rm f}$ — концентрация, соответствующая дробному фактору заполнения. Распределение концентрации в образце считается гауссовым [3] с дисперсией σ. Как известно, теоретическое значение скачка химического потенциала при $\nu_{\rm f} = 1/3$, равное для идеальной ДЭС $\delta\mu_{\rm th} \simeq 0{,}3e^2/\kappa l$ [12], где $l = (\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, значительно превышает все значения, получаемые в экспериментах. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что короткопериодные флуктуации потенциала в образце меняют величину корреляционной энергии, обусловленную конденсацией электронной системы в состояние лафлиновской жидкости. Этот эффект было предложено [4] учесть феноменологически введением в формулу (2) множителя $F < 1$. Неоднородное уширение особенностей в емкости учитывается [3, 4] введением гауссова распределения концентрации электронов с дисперсией σ. Усреднение второй производной $\mathrm{d}^2E_{\rm fr}/\mathrm{d}n_{\rm s}^2$ по концентрации $n_{\rm s}$ дает следующую формулу для зависимости особенности на емкостной кривой δC от средней концентрации $n_{\rm s}$:

$$\frac{\delta C}{C^2} = \frac{1}{Ge^2}\frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}n_{\rm s}} = \frac{1}{Ge^2}\left[F\,\frac{\delta\mu_{\rm th}}{\sqrt{2\pi}\,\sigma}\exp(-z^2) - F\,\frac{3\beta}{4}\frac{e^2}{\sqrt{q}\,\kappa}\left(\frac{2}{\sigma^2}\right)^{1/4}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp(-t^2)}{\sqrt{|t+z|}}\,\mathrm{d}t\right]. \qquad (3)$$

Здесь $z = (n_{\rm s}-n_{\rm f})/\sqrt{2}\sigma$, $\kappa = 13$ — диэлектрическая проницаемость в GaAs. Эта формула содержит два подгоночных параметра — F и σ, определив которые из сравнения формулы (3) с экспериментальными данными (см. рис. 1), можно найти экспериментальное значение скачка химического потенциала $\delta\mu = F\delta\mu_{\rm th}$. Эти значения для четырех величин магнитного поля приведены на рис. 2. Обсуждавшаяся выше независимость ширины особенности в емкости от величины магнитного поля обусловливает независимость (в пределах экспериментальной погрешности, которую мы оцениваем в 10 %) от H величины $\sigma = 4{,}2\times10^9$ см$^{-2}$.

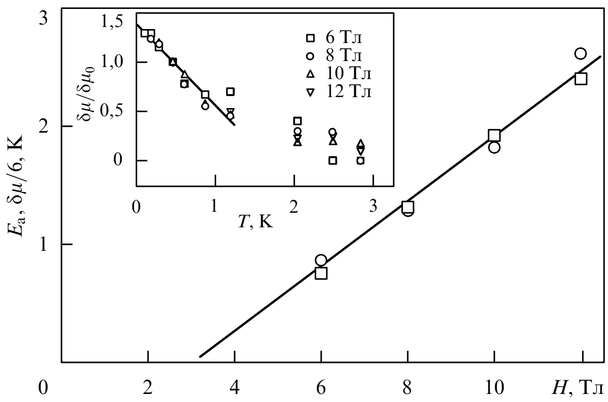

Рис. 2. Сравнение значений $\delta\mu/6$ (кружки) и $E_{\rm a}$ (квадраты), измеренных при различных магнитных полях. Величина $\delta\mu$ измерялась при $T = 0{,}5$ K. На вставке показана температурная зависимость скачка химического потенциала, нормированная на его значение при $T = 0{,}5$ K, взятая из работы [14].

Наиболее распространенным методом определения энергетической щели в спектре квазичастиц в ДКЭХ является измерение энергии активации $E_{\rm a}$ диссипативной проводимости σ_{xx} или магнитосопротивления R_{xx} (рис. 3). Одновременное измерение скачка химического потенциала позволяет проверить теоретическое предсказание дробного заряда квазичастиц из соотношения

$$\frac{E_{\rm a}}{\delta\mu} = \frac{1}{2}\frac{e^*}{e}\,.$$

Результаты такой проверки показаны на рис. 2. Среднее значение отношения $\delta\mu/E_{\rm a}$ для четырех значений H равно 6,2, что согласуется с теоретическим предсказанием заряда квазичастиц $e^* = e/3$ для фактора заполнения 1/3.

Важным аспектом при обсуждении всех измерений энергетических щелей в ДКЭХ является их зависимость от температуры [13, 14], ставящая, в частности, вопрос о достоверности определения щели из активационных измерений. Температурная зависимость скачка химиче-

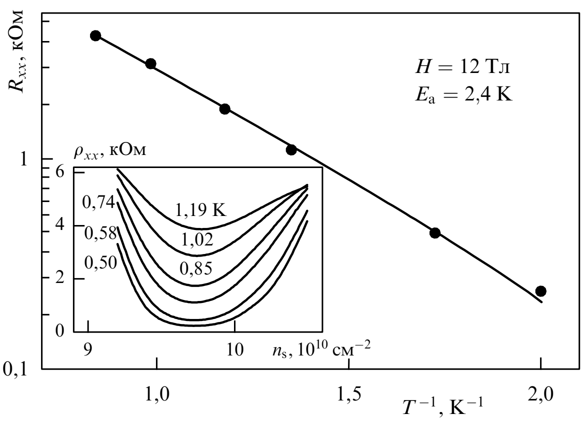

Рис. 3. Температурная зависимость магнитосопротивления, измеренная в минимуме при $\nu_f = 1/3$ (точки) для магнитного поля $H = 12$ Тл. Сплошная линия соответствует энергии активации $E_a = 2,4$ K. На вставке представлены зависимости $R_{xx}(n_s)$, измеренные при различных температурах, указанных около кривых.

ского потенциала для фактора заполнения 1/3 исследовалась в работе [14], где при $0,15\ \text{K} < T < 1,5\ \text{K}$ наблюдалась линейная зависимость глубины минимума емкости от температуры (см. вставку на рис. 2). Если активационные измерения проводятся в диапазоне температур, где энергетическая щель $\Delta = \Delta^+ + \Delta^-$ линейно зависит от температуры, $\Delta = \Delta_0 - \alpha T$, то в этом случае следует ожидать сохранения активационной зависимости диссипативной проводимости, но с энергией активации $E_a = \Delta_0/2$.

На основе метода емкостной спектроскопии нами был разработан способ исследования спиновой поляризации ДЭС, применимый в широком диапазоне факторов заполнения. Способ был использован для исследования спиновой поляризации ДЭС при факторах заполнения $\nu < 1$. Согласно численным расчетам [15, 16], для систем с малым числом частиц в исследуемой области магнитных полей соотношение между зеемановской и кулоновской энергиями для ДЭС на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs таково, что их поляризация при $\nu < 1$ может отличаться от полной даже в основном состоянии системы. При этом увеличение зеемановской энергии по сравнению со случаем полной поляризации компенсируется уменьшением энергии межэлектронного взаимодействия. Способ состоит в измерении небольших изменений емкости ΔC, возникающих при добавлении компоненты магнитного поля H_p, параллельной ДЭС (т.е. при наклоне магнитного поля относительно плоскости ДЭС). В идеальной двумерной системе при отсутствии спин-орбитального взаимодействия добавление H_p напрямую влияет только на величину зеемановской энергии: $E_Z = g\mu_B H S_z$, где S_z — проекция полного спина S на направление магнитного поля (обе величины приводятся на единицу площади ДЭС), g — фактор Ланде, для GaAs равный 0,44. В основном состоянии системы $S_z = -S$. В предположении, что спин системы не зависит от H_p, выражение для ΔC имеет вид

$$\Delta C(n_s, H_n, H_p) \equiv C(n_s, H_n, H_p) - C(n_s, H_n, 0) \approx \approx -\frac{C^2}{e^2 G}\, g\mu_B (H - H_n) \frac{d^2 S_z}{dn_s^2}\,, \tag{4}$$

где H_n — компонента магнитного поля, перпендикулярная ДЭС, $\Delta C \ll C$. Таким образом, изменение емкости характеризует спиновую поляризацию системы. Предположение о независимости от H_p спина системы и энергии межэлектронного взаимодействия используется практически во всех экспериментах (например, [17–19]), где спиновая поляризация ДЭС определяется по изменению соответствующей энергетической щели при добавлении H_p. То, что такое предположение может быть справедливым, демонстрируется, например, результатами численных расчетов, показывающими, что спин частично поляризованной системы может не изменяться при значительном изменении зеемановской энергии (в три раза [16]). Результаты, свидетельствующие о справедливости такого предположения в условиях нашего эксперимента будут приведены ниже.

На рисунке 4 показаны зависимости емкости от n_s для различных значений полного поля H при одинаковом значении $H_n = 8$ Тл. Основным эффектом, вызванным параллельной компонентой H_p, является изменение емкостных кривых при $\nu \gtrsim 2/3$. Обсудим, однако, сначала другой эффект, который состоит в небольшом, практически параллельном сдвиге емкостных кривых вверх (на рис. 4 этот сдвиг скомпенсирован). Его величина возрастает с увеличением H_p и равна примерно $0,1$ пФ при $H = 12$ Тл и $H_n = 6$ Тл. Она не зависит от температуры и была определена для каждой кривой из аналогичных измерений при $T = 4,2$ K, где отсутствуют состояния ДКЭХ. Отсутствие температурной зависимости сдвига показывает, что он не связан с изменением зеемановской энергии в наклонном магнитном поле и, следовательно, не описывается формулой (4). Действительно, так как характерная величина зеемановского расщепления в исследуемом диапазоне полей ~ 2 K, то величина S_z при увеличении температуры до 4,2 K должна значительно уменьшиться [16], что привело бы к изменению производной d^2S_z/d^2n_s. Кроме того, объяснение сдвига изменением зеемановской энергии находится в противоречии с общепринятыми представлениями [16, 20] о полной поляризации основного состояния системы при $\nu = 1/3$, так как в этом случае увеличение емкости в области $\nu > 1/3$ означало бы дальнейшее увеличение степени поляризации ДЭС. (В условиях эксперимента $g\mu_B H \gg T$, что дает основания

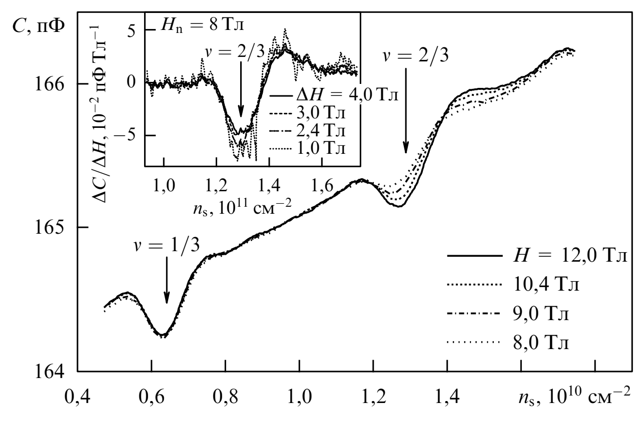

Рис. 4. Зависимость емкости C от концентрации n_s при различных H_p и фиксированной величине $H_n = 8$ Тл. Положения факторов заполнения $\nu = 1/3$ и $2/3$ показаны стрелками; $T = 0,5$ K. Вставка: разности $\Delta C = C(H) - C(H_n)$, нормированные на $\Delta H = H - H_n$.

считать, что мы исследуем спиновую поляризацию основного состояния ДЭС.) Наиболее вероятной причиной обсуждаемого сдвига в емкости является модификация электронной волновой функции в наклонном поле, которая приводит к изменению z_0, а следовательно, к изменению C_g (см. также [8, 21]).

Таким образом, мы связываем показанные на рис. 4 изменения емкости в наклонном поле с изменением E_Z в соответствии с формулой (4). Полученные данные позволяют определить спиновую поляризацию ДЭС во всей исследованной области факторов заполнения, использовав общепринятое представление о полной поляризации основного состояния ДЭС при $\nu_f = 1/3$. Действительно, в этом случае $S_z(1/3) = -n_s(1/3)/2$, а отсутствие изменений в емкости вблизи $\nu = 1/3$ означает, что $dS_z/dn_s(1/3) = -1/2$. Проинтегрировав дважды $C(H) - C(H_n)$ по n_s с этими граничными условиями получим в итоге зависимости $S_z/S_z^{\max}$ ($S_z^{\max} = -n_s/2$), представленные на рис. 5. В интервале $0{,}3 < \nu < 0{,}6$ в пределах ошибки эксперимента $S_z(\nu)/S_z^{\max} = 1$ и на графике не приведено. ДЭС остается полностью поляризованной вплоть до $\nu = 2/3$ (при учете дисперсии концентрации). Затем в системе появляются электроны со спином, направленным против поля, и поляризация уменьшается. При дальнейшем увеличении ν зависимость $S_z/S_z^{\max}$ от ν проходит через минимум при $\nu \sim 0{,}8$. Отметим, что все экспериментальные кривые на рис. 5 фактически дают универсальную зависимость $S_z/S_z^{\max}$ от ν (с точностью до дисперсии фактора заполнения $\sigma/(eH_n/hc)$, которая различна для кривых, измеренных при разных H_n). Универсальное поведение спиновой поляризации в окрестности $\nu = 2/3$ демонстрируется на вставке к рис. 5 сравнением экспериментальных зависимостей ΔC от n_s с рассчитанными для следующего случая: в отсутствие дисперсии концентрации при $\nu \leqslant 2/3$ система полностью поляризована и $dS_z/dn_s = -1/2$, а при $\nu > 2/3$ все электроны, поступающие в систему, имеют спин, направленный против поля, т.е. $dS_z/dn_s = 1/2$. Расчетные кривые на вставке получены усреднением изменения скачка химического потенциала в наклонном магнитном поле по гауссову распределению с определенным ранее значением дисперсии $\sigma = 4{,}2 \times 10^9$ см$^{-2}$. Зависимость $S_z/S_z^{\max}$ от ν, соответствующая использованным в расчете значениям dS_z/dn_s, для системы с нулевой дисперсией показана на рис. 5 пунктиром. Отметим, что такой скачок производной dS_z/dn_s при $\nu = 2/3$ соответствует полностью поляризованному по спину состоянию ДКЭХ при этом факторе заполнения и квазидырочным (квазиэлектронным) возбуждениям со спинами по (против) магнитному полю, как было предсказано [15] на основании численных расчетов для систем с малым числом частиц.

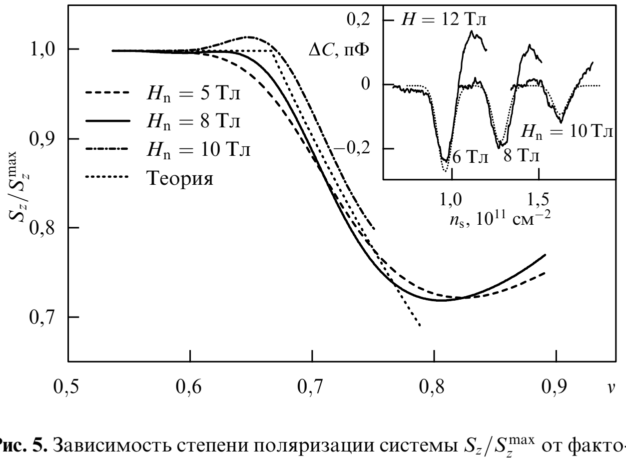

Рис. 5. Зависимость степени поляризации системы $S_z/S_z^{\max}$ от фактора заполнения ν, определенная из измерений при $H_n = 6$, 8, 10 Тл и $H = 12$ Тл. На вставке сплошными кривыми представлены изменения емкости $\Delta C = C(12\ \text{Тл}) - C(H_n)$, измеренные для различных значений H_n, указанных около кривых. Пунктиром показаны результаты расчета, описанного в тексте.

Наличие универсальной зависимости $S_z/S_z^{\max}$ от ν на рис. 5 показывает, что сделанное нами при выводе формулы (4) предположение о независимости спина ДЭС от зеемановской энергии в условиях нашего эксперимента выполнено. Покажем, что это предположение действительно приводит к универсальному виду зависимости $S_z/S_z^{\max}$ от ν и наоборот. Кулоновская энергия при фиксированных факторе заполнения и степени поляризации пропорциональна $e^2 n_s^{3/2}$ [1], тогда зависящая от спина часть E_S полной энергии основного состояния ДЭС может быть записана в следующем виде

$$E_S = e^2 n_s^{3/2} \phi\left(\nu, \frac{S_z}{n_s}\right) - g\mu_B H S_z\,.$$

Здесь ϕ — некоторая функция переменных ν и S_z/n_s. Равновесное значение S_z должно находиться из условия $\partial E_S/\partial S_z = 0$. Легко видеть, что универсальная зависимость $S_z(\nu)/n_s$ от ν возникает при решении этого уравнения тогда и только тогда, когда влиянием зеемановской энергии можно пренебречь и находить величину спина из уравнения $\partial\phi/\partial S_z = 0$. Другим экспериментальным подтверждением справедливости обсуждаемого предположения является наблюдение линейной зависимости ΔC от $(H - H_n)$, предсказываемой формулой (4), при больших изменениях полного поля H. Соответствующие результаты приведены на вставке к рис. 4. Нормированные величины $\Delta C/(H - H_n)$ действительно укладываются на универсальную зависимость в пределах ошибки эксперимента.

Итак, при помощи метода емкостной спектроскопии нами выполнены измерения заряда квазичастиц в ДКЭХ и спиновой поляризации ДЭС. Обсуждены ключевые предположения и ограничения использованной методики.

Работа была поддержана грантом INTAS–RFBR 95-0576 и Российской программой "Статистическая физика". Один из авторов (М.О.Д.) благодарен фонду Сороса за аспирантскую стипендию.

Список литературы

1. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **50** 1395 (1983)
2. Haldane F D M *Phys. Rev. Lett.* **51** 605 (1983)
3. Pikus F G, Efros A L *Phys. Rev. B* **47** 16395 (1993)
4. Eisenstein J P, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. B* **50** 1760 (1994)
5. Dorozhkin S I et al. *Phys. Rev. B* **51** 14729 (1995)
6. Dorozhkin S I et al. *Phys. Rev. B* **55** 4090 (1997)
7. Smith T P et al. *Phys. Rev. B* **32** 2696 (1985)
8. Jungwirth T, Smrčka L *Phys. Rev. B* **51** 10181 (1995)
9. Дорожкин С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** 189 (1986) [*JETP Lett.* **44** 241 (1986)]
10. Dolgopolov V T et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 729 (1997)
11. Пудалов В М, Семенчинский С Г, Эдельман В С *ЖЭТФ* **89** 1870 (1985)
12. Morf R, Halperin B I *Phys. Rev. B* **33** 2221 (1986)

13. Kukushkin I V et al. *Europhys. Lett.* **22** 287 (1993)
14. Дорожкин С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 893 (1993) [*JETP Lett.* **58** 834 (1993)]
15. Chakraborty T *Surf. Sci.* **229** 16 (1990)
16. Chakraborty T, Pietiläinen P *Phys. Rev. Lett.* **76** 4018 (1996)
17. Haug R J et al. *Phys. Rev. B* **36** 4528 (1987)
18. Clark R G et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1536 (1989)
19. Eisenstein J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1540 (1989); Eisenstein J P et al. *Phys. Rev. B* **41** 7910 (1990)
20. Wu X G, Dev G, Jane J K *Phys. Rev. Lett.* **71** 153 (1993)
21. Hampton J et al. *Solid State Commun.* **94** 559 (1995)

Несингулярные вихри-скирмионы в двумерной электронной системе

С.В. Иорданский

Задача о состояниях термодинамической системы двумерных взаимодействующих электронов в сильном магнитном поле до сих пор не решена полностью. Имеются различные качественные, а также феноменологические результаты и накоплено большое количество различных экспериментальных данных.

В последнее время большой интерес вызывает описание состояний вблизи однократного заполнения уровня Ландау. Однократно заполненный уровень Ландау при большом магнитном поле можно рассматривать в приближении Хартри–Фока с детерминантом Слэттера, соответствующим полному заполнению этого уровня. При этом отрицательная обменная энергия вызывает ферромагнитное упорядочение спинов.

В ферромагнетике имеется возможность образования особых макроскопических возбуждений, соответствующих медленному вращению спина электронов в пространстве, так что возникает топологически нетривиальное отображение двумерной плоскости с ферромагнитным упорядочением на больших расстояниях на сферу направлений среднего спина [1, 2]. Подобные же состояния были предложены для двумерного электронного газа в сильном магнитном поле [3, 4].

Оставляя в стороне феноменологические и численные результаты, мы сосредоточимся на результатах, получаемых путем разложения по градиентам матрицы поворота [5–7]. Эти работы используют приближение волновых функций, спроектированных на один уровень Ландау.

Отметим основные трудности такого подхода. Авторы работ [5–7] используют матрицу поворота электронных спиноров, зависящую от двух углов Эйлера. Однако в этом случае один из углов Эйлера должен иметь вид

$$\alpha = m\varphi + \tilde{\alpha}(\varphi)\,, \tag{1}$$

где $\tilde{\alpha}$ — регулярная периодическая функция полярного угла φ в некоторой системе координат, причем m совпадает со степенью отображения. Однако в этом случае матрица поворота обязательно имеет точечную особенность и может быть, вообще говоря, неоднозначной. Разложение Фурье для матрицы поворота и ее производных также будет иметь особенность, которая, однако, не учитывается в расчетах, выполняемых в предположении малости всех производных. Неособая, гладкая матрица поворота, зависящая от двух углов Эйлера, имеет степень отображения равную нулю и не может описывать скирмиона. Переход в [6, 7] от матрицы поворота $U(\mathbf{r})$ к матрице $\tilde{U}$, действующий в пространстве функций одного уровня Ландау, также вызывает серьезные затруднения. В частности, он ликвидирует свойство унитарности $U^{+}(\mathbf{r})U(\mathbf{r}) = 1$ для спроектированной матрицы $\tilde{U}(\mathbf{r})$.

Все эти затруднения вызывают желание найти путь решения, непосредственно использующий только гладкие и медленно меняющиеся в пространстве матрицы поворота, свободный от указанных недостатков и в то же время позволяющий вычислить энергию и другие физические величины в главном (первом и нулевом) порядке по внешнему магнитному полю. С этой целью мы будем рассматривать полное дифференциальное уравнение Шрёдингера, не ограничиваясь проекцией на один выделенный уровень Ландау.

Рассмотрим полную матрицу поворота, параметризованную тремя углами Эйлера:

$$U(\mathbf{r}) = U_z\big(\gamma(\mathbf{r})\big)\,U_y\big(\beta(\mathbf{r})\big)\,U_z\big(\alpha(\mathbf{r})\big)\,,$$

$$U_z(\alpha) = \cos\frac{\alpha}{2} + \mathrm{i}\sin\frac{\alpha}{2}\,\sigma_z\,,$$

$$U_y(\beta) = \cos\frac{\beta}{2} + \mathrm{i}\sin\frac{\beta}{2}\,\sigma_y\,,$$

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ — матрицы Паули. На больших расстояниях от кора при конечной величине g-фактора электронов средний спин должен быть направлен по магнитному полю. Поэтому угол β, который мы отсчитываем от направления магнитного поля, при $r \to \infty$ должен быстро (можно показать, что экспоненциально) стремиться к нулю. Предполагается, что матрица $U(\mathbf{r})$ не имеет сингулярностей при любых $\mathbf{r}$, что соответствует отсутствию особенностей у матриц

$$A_k = \mathrm{i}U^{+}\,\frac{\partial U}{\partial x_k} = \Omega_k^l(\mathbf{r})\sigma_l\,.$$

Выражения для Ω_k^l легко получить непосредственным дифференцированием $U(\mathbf{r})$:

$$\Omega_k^z = \frac{1}{2}\left(\partial_k\alpha + \cos\beta\,\partial_k\gamma\right),$$

$$\Omega_k^x = \frac{1}{2}\left(\sin\beta\cos\alpha\,\partial_k\gamma - \sin\alpha\,\partial_k\beta\right),$$

$$\Omega_k^y = \frac{1}{2}\left(\cos\alpha\,\partial_k\beta + \sin\beta\sin\alpha\,\partial_k\gamma\right).$$

Единичный вектор направления среднего спина $\mathbf{n} = (\cos\beta, \sin\beta\cos\alpha, \sin\beta\sin\alpha)$ получается из z-направления путем поворота на угол α вокруг оси z и затем на угол β вокруг оси y. В случае ненулевой степени отображения угол $\alpha(\mathbf{r})$ имеет особенность в пространстве и величины Ω^l будут иметь особенность, неустранимую при двух углах Эйлера $(\alpha, \gamma = 0, \beta)$. Однако эта особенность устраняется и $\Omega_k^l(\mathbf{r})$ несингулярны, если точечная особенность $\gamma(\mathbf{r})$ совпадает с особенностью $\alpha(\mathbf{r})$ и находится в точке, где $\cos\beta = -1$. Таким образом, в матрице U должны быть представлены все три угла Эйлера, и угол α имеет вихревую особенность с целым квантованием из-за однозначности матрицы поворота. Поэтому правильнее