

Соотношение беспорядка и взаимодействия в двумерном электронном газе, помещенном в сильное магнитное поле

Д. Цуи

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 10 декабря 1998 г.)

PACS numbers: 67.90.+z, 73.40.Hm, 73.50.-h, 75.70.-i

Содержание

1. Введение (320).
 2. Начало пути (320).
 3. Двумерные магнитотранспортные явления (321).
 4. Квантовый фазовый переход в ЦКЭХ (321).
 5. Дробный квантовый эффект Холла (323).
 6. Кристаллический режим, индуцированный магнитным полем (324).
 7. Заключение (324).
- Список литературы (324).

1. Введение

В этой лекции я хотел бы кратко рассмотреть те физические явления, которые я изучал многие годы, с тех пор как отважился заняться тем, что теперь называют низкоразмерной полупроводниковой электроникой, или — в моем случае более просто — электронными свойствами двумерных систем [1]. Коротко говоря, электроны, прижатые к поверхности раздела двух разных полупроводников, в большинстве случаев ведут себя как обычный газ частиц в двух измерениях. Однако в экстремальных условиях низкой температуры и сильного магнитного поля в такой системе наблюдаются новые физические явления, демонстрирующие взаимосвязь между электрон-электронным взаимодействием и взаимодействием электронов с дефектами в полупроводниках. Позвольте мне вспомнить некоторые события в самом начале того пути, на который мы вступили вместе с Артом Госсардом и Хорстом Штёрмером и который привел к открытию дробного квантового эффекта Холла [2].

2. Начало пути

Я начал работать в Bell Laboratories весной 1968 года. Я был достаточно наивным, чтобы безрассудно оставить физику металлов — зонные структуры и ферми-поверхности, с которыми я основательно познакомился за время исследований в качестве аспиранта, и попытаться заняться чем-нибудь другим, например, физикой поверхностей или интерфейсов, желательно связанной с многочастичными

взаимодействиями. Я прочитал о локализации Андерсона, о переходе Мотта и о том, что беспорядок и межэлектронное взаимодействие — это самые стоящие и сложные задачи в физике твердого тела. Но у меня не было ни малейшего представления о том, что делать и с чего начать.

К счастью, мне посоветовали поговорить с Джоном Роуэллом, который только что закончил с Макмилланом работу по электрон-фононному взаимодействию, где они использовали данные по туннелированию в сверхпроводниках. Джон предложил мне исследовать туннелирование на точечных контактах в высокотемпературных (на то время) сверхпроводниках и посоветовал, чтобы я вместо вольфрамовых монокристаллических усиков (вискеров) поэкспериментировал с полупроводниковыми острями, приповерхностные обедненные слои которых могут служить в качестве туннельного барьера. Мои попытки устроить туннелирование в сверхпроводниках из сплавов ниобия и ванадия оказались безуспешными, но этот проект подвиг меня на изучение некоторых аспектов физики полупроводниковых поверхностей и интерфейсов. Фактически, в туннельных экспериментах на InAs по прямому наблюдению квантовых энергетических уровней и уровней Ландау возникающих двумерных электронов [3], я продемонстрировал квантование на поверхности пространственно-заряженного слоя в присутствии электрического поля, впервые предсказанное Шриффером в 50-е годы. Однако самый захватывающий момент этих исследований заключался в открытии для себя (во время написания статьи) прекрасной работы по кремниевым полевым транзисторам типа металл-оксид-полупроводник (полевые Si-MOP-транзисторы), выполненной сотрудниками IBM в Йорктаун Хайтс [4], в которой они заложили солидный фундамент для развития и роста физики двумерных электронов в последующие десятилетия.

Основываясь на работе группы из IBM, мы с Джимом Алленом исследовали температурную зависимость проводимости инверсионного слоя в полевых Si-MOP-транзисторах в поисках перехода Андерсона из локализованной фазы в делокализованную. Изменяя напряжение затвора, мы сдвинули уровень Ферми к краю зоны и непосредственно наблюдали переход двумерного электронного газа (2DEG) к диэлектрическому поведению. Но, к сожалению, мы не смогли получить количественное согласие с теорией. Мы посчитали, что взаимодействие может быть тому причиной и пришли к выводу, что для увеличения роли взаимодей-

Д. Цуи (D. Tsui), Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544

ствия нам следует использовать магнитное поле, которое заменит одночастичную кинетическую энергию электрона на циклотронную энергию. Это было бы особенно эффективно в существенно квантовом пределе, когда циклотронный диаметр становится меньше, чем среднее расстояние между электронами.

В 1976 г. Каваи и Вакабаяши [5] обнаружили локализованные состояния в энергетической щели между двумя уровнями Ландау. Этот эксперимент стал самой значительной вехой на пути к открытию квантового эффекта Холла. Я откликнулся на их статью работой, выполненной в Национальной магнитной лаборатории Фрэнсиса Биттера при Массачусетском технологическом институте. В ней я исследовал проводимость в существенно квантовом пределе, когда все электроны находятся на нижнем уровне Ландау, и обнаружил некоторые особенности. Фил Андерсон, который узнал об этом от Джона Роуэлла, захотел взглянуть на эти данные. Однако к тому моменту, когда я показывал их ему в чайной комнате Bell Labs, я повторил измерения и обнаружил, что результаты зависят от используемых образцов. Я сказал об этом Филу, и он шепотом сделал таинственное замечание, что "все равно должна существовать некоторая энергия соизмеримости". Я рассуждал: пусть n — двумерная электронная плотность и пусть магнитное поле B , приложенное перпендикулярно двумерной плоскости, выражается через среднюю плотность потока $n_\phi = B/\phi_0$ ($\phi_0 = h/e$ — дираковский квант потока). Тогда отношение n/n_ϕ представляет собой фактор заполнения уровней Ландау ν . В случае, если $n > n_\phi$, при заполнении точно целого числа i уровней Ландау циклотронная энергия, отделяющая заполненные уровни от незаполненных, играет роль энергии соизмеримости. Мне кажется, что он имел в виду следующее: даже в существенно квантовом пределе, когда $n < n_\phi$, при возникновении соизмеримости типа $\nu = n/n_\phi = 1/i$ (i — целое число) энергия взаимодействия может стать доминирующей, что переведет двумерную систему в некоторое новое основное состояние. Я не осмелился спросить его, что он имел в виду. Но я утвердился в стремлении сконцентрироваться на существенно квантовом пределе.

Действительно, вскоре, когда появилась молекулярная пучковая эпитаксия [6] и технология модулированного легирования, позволяющая изготавливать совершенные двумерные электронные системы [7], нам с Артом Госсардом и Хорстом Штёрмером стало ясно, что новые физические явления, связанные с многочастичными взаимодействиями, следует искать в 2DEG с наиболее высокой подвижностью, помещенном в самое сильное магнитное поле, какое можно создать.

3. Двумерные магнитотранспортные явления

В присутствии перпендикулярного магнитного поля энергетические уровни двумерного электрона в результате квантования его циклотронной орбиты превращаются в дискретные уровни Ландау, отделенные друг от друга на величину циклотронной энергии. Рассеяние уширяет уровни Ландау и приводит к двумерным магнитотранспортным явлениям, которые описываются теорией Андо-Уэмуря [8]. На рисунке 1 показаны типичные квантовые осцилляции диагонального сопротивления ρ_{xx} , отражающие уширение структуры уровней Ландау в двумерном электронном газе, и холловское сопротивление ρ_{xy} , хорошо известное из модели Друде. Однако, когда 2DEG находится в экстремальных условиях сильных полей B и низких температур T , появляются гораздо более примечательные особенности, демонстрирующие соотношение беспорядка и межэлектронного взаимодействия в системе. Точнее, в трех

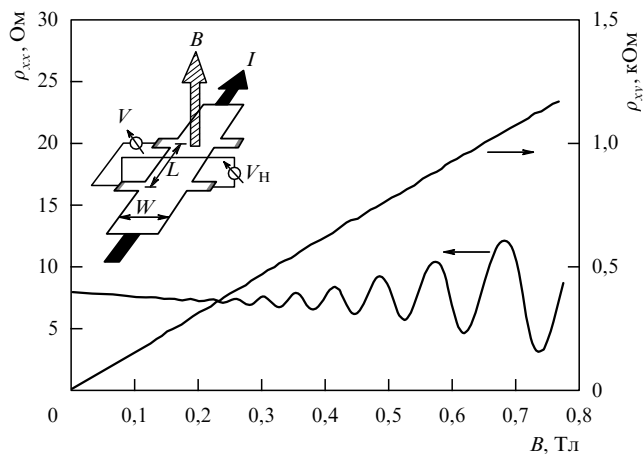


Рис. 1. Магнитотранспортные коэффициенты ρ_{xx} и ρ_{xy} для 2DEG в гетероструктуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As при 0,35K в относительно слабом поле B . На вставке показана геометрия эксперимента. Магнитное поле B перпендикулярно плоскости 2DEG и току I . Напряжения V и V_H измеряются параллельно и перпендикулярно направлению тока I , соответственно; $\rho_{xx} = (V/L)/(I/W)$ — омическое сопротивление, не зависящее от размера L , $\rho_{xy} = V_H/I$ — холловское сопротивление, не зависящее от ширины образца. Измерения выполнены А. Маджумдаром.

отчетливо различающихся физических режимах наблюдаются разные физические явления. Первый — это режим преобладания беспорядка, когда образец достаточно грязный, с низкой подвижностью двумерных электронов (например, в случае GaAs $\mu < 10^5$ см² В⁻¹ с⁻¹). В эксперименте наблюдаются характерные структуры, связанные с целочисленным квантовым эффектом Холла (ЦКЭХ) [9], который можно описать в терминах независимых электронов и их локализации в присутствии случайных примесей в полупроводнике. Дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ) наблюдается в образцах с высокой подвижностью во втором режиме, когда преобладает межэлектронное взаимодействие. ДКЭХ ясно демонстрирует многочастичную природу взаимодействий в двумерном электронном газе в сильном магнитном поле. Более того, в пределе сильных полей B даже в наиболее чистых образцах серия пиков ДКЭХ заканчивается переходом системы в диэлектрик. Считается, что этот диэлектрик представляет собой электронный кристалл, который пинингован дефектами полупроводника. Третий режим — это такие сильные поля B и такие высокие подвижности μ , когда беспорядок и взаимодействие играют одинаково важную роль и должны рассматриваться на равных основаниях.

4. Квантовый фазовый переход в ЦКЭХ

Квантование холловского сопротивления в естественных единицах проводимости e^2/h обычно объясняют существованием энергетической щели, отделяющей возбужденные состояния от основного, и наличием локализованных состояний внутри щели. В ЦКЭХ, когда квантовые числа — целые, соответствующие числу полностью заполненных уровней Ландау, энергетическая щель представляет собой щель Ландау, равную кванту циклотронной энергии. Лафлин показал с помощью мысленного эксперимента, что точное квантование есть следствие квантования заряда и что в экспериментах, в сущности, измеряется заряд, переносимый возбужденным электроном. Вследствие беспорядка в двумерной системе возникают локализованные состояния, и экспериментально наблюдаются фазовые переходы из состояния локализации в состояние делокали-

зации и наоборот (рис. 2). Другими словами, для магнитных полей из областей плато состояния на уровне Ферми локализованы, а в областях между плато делокализованы. С уменьшением температуры T диапазон полей, при которых существуют делокализованные состояния, сокращается, и переходные области между плато становятся уже. В пределе $T \rightarrow 0$ сопротивление ρ_{xy} стремится к ступенчатой функции. Физическая основа такого поведения — квантовый фазовый переход Андерсона из локализованного состояния в делокализованное, и этот эксперимент представляет собой прекрасную демонстрацию двумерных квантовых критических явлений, впервые предсказанных Пруискенем [10].

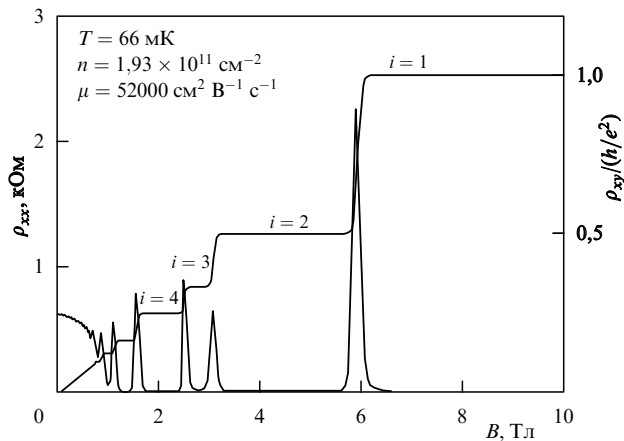


Рис. 2. Сопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} для 2DEG в гетероструктуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As с относительно низкой подвижностью. Плато в значениях ρ_{xy} квантованы в естественных единицах проводимости e^2/h на целые квантовые числа $i = 1, 2, \dots$. Данные получены Х.П. Взем.

Квантовые фазовые переходы происходят при $T = 0$. Чтобы соотнести их с экспериментами, используют простые скейлинговые соображения, на основе которых можно описать поведение системы при $T \neq 0$ в области, достаточно близкой к переходу. В данном случае, скейлинг сводится к тому, что сужение переходных областей между плато подчиняется степенной зависимости от температуры T с универсальной постоянной в качестве показателя степени. На рисунке 3 представлены данные из работы Вэя и др. [11], где сужение области перехода определяется по поведению максимального значения $d\rho_{xy}/dB$ и обратной полуширины $(\Delta B)^{-1}$ пика зависимости ρ_{xx} от B . Эти результаты указывают на степенную зависимость $\sim T^{-k}$ и дают для показателя степени $k = 0,42 \pm 0,04$, независимо от рассматриваемых плато. К тому же, отличительная черта квантового фазового перехода состоит в том, что поведение системы при конечных частотах f аналогично ее поведению при конечных температурах; оба типа поведения следуют степенному закону и характеризуются одинаковым показателем степени. Переход (кроссовер) от одного поведения к другому происходит вблизи $hf = kT$. Энгел и др. [12] изучили микроволновую проводимость в частотном диапазоне от 0,2 ГГц до 16 ГГц в креостате растворения и смогли пройти от области $f < kT/h$, где доминирует скейлинг по T , до $f > kT/h$, где должен выполняться скейлинг по частоте. Их данные представлены на рис. 4. Они демонстрируют степенную зависимость от f при $f > kT/h$, причем показатели степени для зависимостей от частоты и от температуры совпадают с точностью до экспериментальных ошибок и согласуются с существованием кроссовера вблизи $hf = kT$.

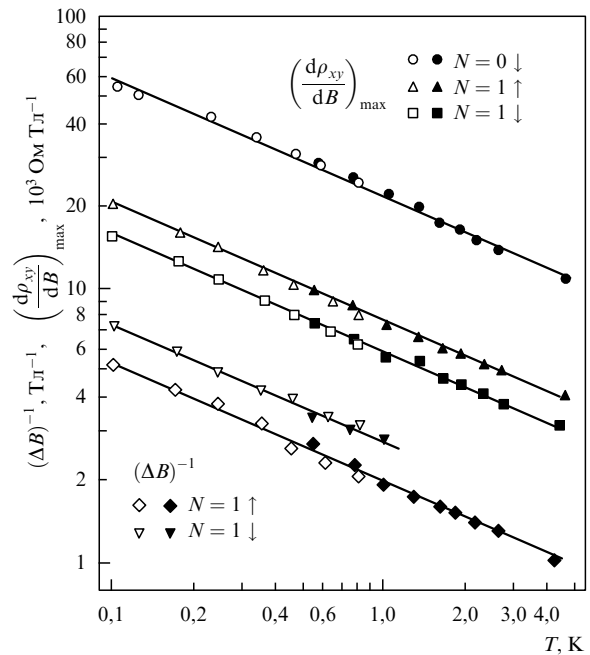


Рис. 3. Данные по сужению переходных областей между плато для образца In_xGa_{1-x}As/InP с $n = 3,3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 3,4 \times 10^4 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Три зависимости сверху относятся к максимальным значениям $d\rho_{xy}/dB$ для переходов $i = 1 \rightarrow i = 2, 2 \rightarrow 3, 3 \rightarrow 4$ (т.е. для случаев $N = 0 \downarrow, 1 \uparrow$ и $1 \downarrow$, соответственно); две нижние зависимости представляют обратную полуширину $(\Delta B)^{-1}$ пика ρ_{xx} для переходов $2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 4$. N — квантовое число уровня Ландау. (Из работы [11].)

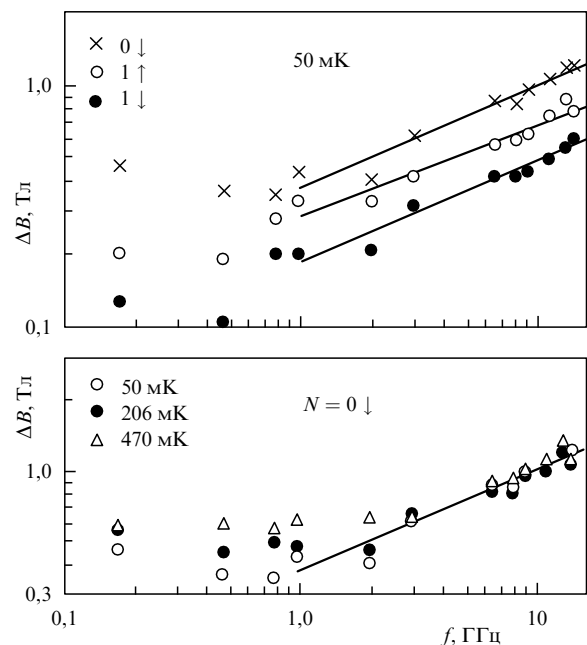


Рис. 4. Микроволновая частотная зависимость ширины переходных областей между плато. Вверху: холловская ширина ΔB пика $\sigma_{xx}(f)$ для переходов $1 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3, 3 \rightarrow 4$ (т.е. для $N = 0 \downarrow, N = 1 \uparrow, N = 1 \downarrow$, соответственно). Линии соответствуют аппроксимации данных при $f \geq 0,97 \text{ ГГц}$ (по методу наименьших квадратов) зависимостью $\Delta B \sim f^\gamma$, где $\gamma = 0,43, 0,38, 0,42$, соответственно. Внизу: ширина ΔB пика $\sigma_{xx}(f)$ для перехода $1 \rightarrow 2$ при трех различных температурах T . Линия соответствует аппроксимации данных зависимостью $\Delta B \sim f^{0,43}$. (Из работы [12].)

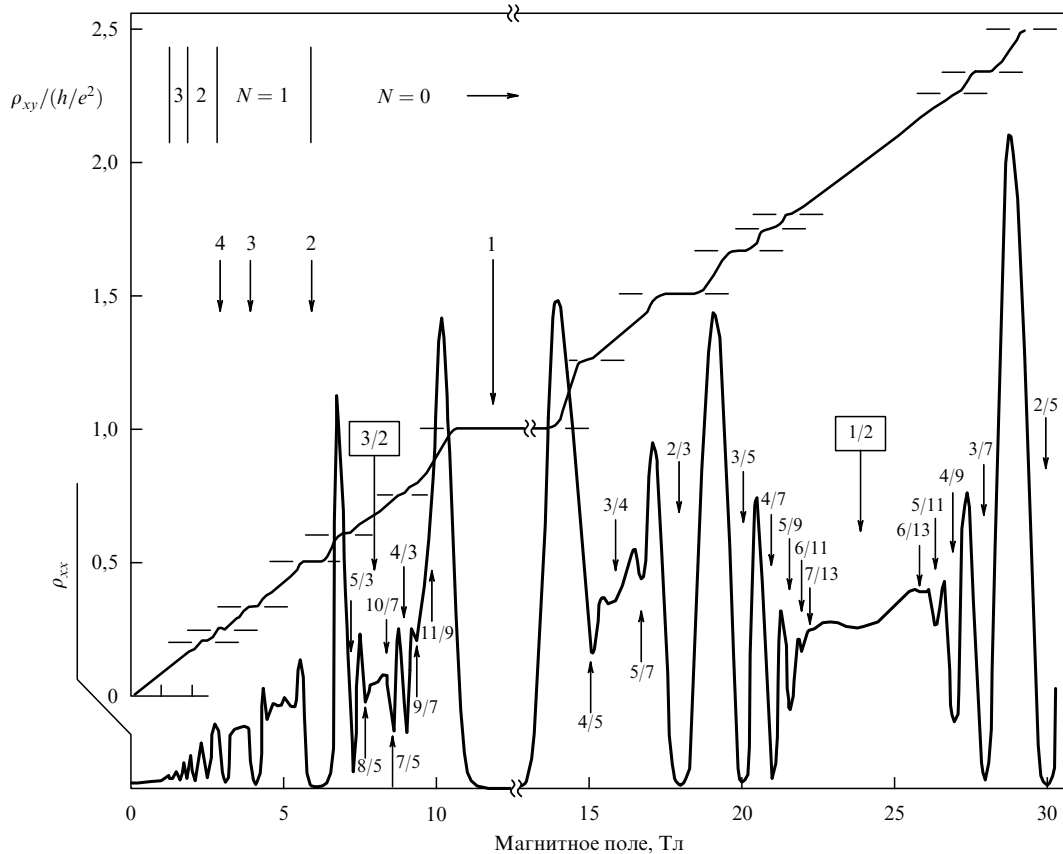


Рис. 5. Сопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} для 2DEG в гетероструктуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As с $n = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 1,3 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Дробно квантованные плато холловского сопротивления указаны горизонтальными отрезками, и дроби с нечетными знаменателями отмечают соответствующие минимумы ρ_{xx} . В эксперименте использовался гибридный магнит с фиксированным полем базы, поэтому данный график составлен из четырех различных записей самописца (разрывы при $B \approx 12$ Тл). Температура $T \approx 150$ мК всюду, за исключением области сильных магнитных полей, где $T = 85$ мК. Величины ρ_{xx} в области сильных магнитных полей уменьшены по амплитуде в 2,5 раза для ясности; N — квантовое число уровня Ландау, ν — фактор заполнения. (Из работы [13].)

5. Дробный квантовый эффект Холла

Второй режим, когда преобладает межэлектронное взаимодействие, доступен в образцах с высокой подвижностью. В этом режиме ДКЭХ становится наблюдаемым, и в экспериментальных зависимостях появляется большое количество плато ρ_{xy} и соответствующих минимумов ρ_{xx} (рис. 5 и 6) даже после того, как пропадают структуры ЦКЭХ в существенно квантовом режиме $\nu < 1$. Эти плато, как было определено из значений сопротивления, отвечают дробному квантованию и имеют место вблизи дробных значений фактора заполнения уровней Ландау. При таких дробных заполнениях уровни единичного электрона сильно вырождены, и вблизи уровня Ферми нет энергетической щели, которая могла бы привести к квантованию холловского сопротивления. Хорст Штёрмер и Боб Лафлин в своих лекциях более подробно обсуждают новую физику многочастичных взаимодействий, которая проявляется в этом эффекте. Я же хочу здесь только упомянуть о так называемом правиле нечетных знаменателей, согласно которому все дробные квантовые числа имеют нечетный знаменатель, и обратить внимание на твердо установленное сейчас исключение при $\nu = 5/2$. Более десяти лет назад Уиллет и др. [13] обнаружили глубокий минимум ρ_{xx} и четкое отклонение холловского сопротивления от его классического значения вблизи заполнения $\nu = 5/2$, предполагающего дробь $5/2$ с четным знаменателем в ДКЭХ. Совсем недавно Вэй Пэн и Жэнь-Шэн Ся из группы при университете Флориды (Гейнсвилл), занимающейся низ-

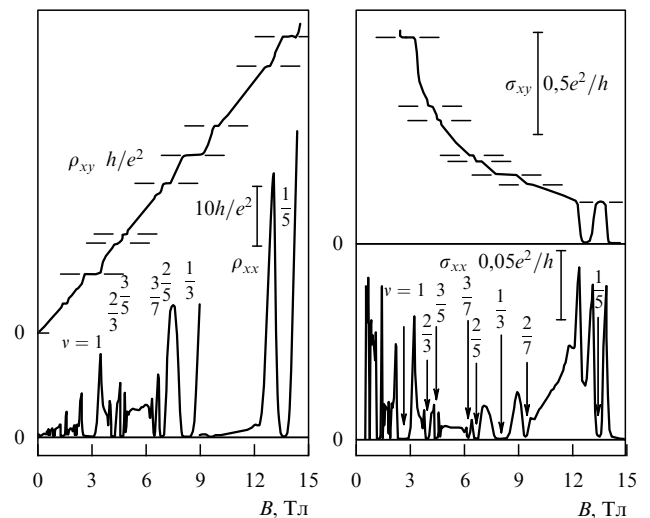


Рис. 6. Магнитотранспортные коэффициенты для 2DEG в гетероструктуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As с $n = 6,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 1,5 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Слева: ρ_{xx} и ρ_{xy} при 40 мК. Справа: σ_{xx} и σ_{xy} , полученные обращением данных по ρ_{xx} и ρ_{xy} . Обращение в нуль σ_{xy} и σ_{xx} при $B \sim 12,8$ Тл и $B > 14$ Тл указывает на поведение, свойственное диэлектрику. Измерения выполнены Ю.П. Ли.

кими температурами порядка 1 мК, охладив 2DEG ниже 10 мК, обнаружили холловское плато, квантованное с

точностью 2×10^{-6} , и, таким образом, однозначно доказали ДКЭХ-природу основного состояния при $\nu = 5/2$.

6. Кристаллический режим, индуцированный магнитным полем

Наконец, существует третий режим, когда беспорядок и взаимодействие одинаково важны. Это предел малого заполнения, который наступает, когда серия пиков ДКЭХ заканчивается переходом системы в диэлектрическую фазу. Теория предсказывает, что в отсутствие беспорядка идеальный двумерный электронный газ при достаточно малом заполнении становится электронным кристаллом. Но в реальных физических системах всегда есть беспорядок, который может существенным образом изменить основное состояние. В настоящее время диэлектрическое поведение наблюдается в образцах с самой высокой подвижностью двумерных электронов при $\nu < 1/5$ и двумерных дырок при $\nu < 1/3$. Этот переход в диэлектрическую фазу в самых чистых на сегодня двумерных системах рассматривается как кристаллизация двумерного электронного и двумерного дырочного газов в сильном поле B . Такой кристалл, пинингованный дефектами полупроводника, не может скользить относительно полупроводника и проводить электричество.

Экспериментальная реализация этого режима представляет большие сложности. Для этого требуется все самое лучшее: высочайшая подвижность образцов, очень низкие температуры и сверхсильные поля B . Поскольку система в этом режиме является диэлектриком, то прохождение постоянного тока ограничено. Микроволновые измерения, на первый взгляд более соответствующие этому случаю, печально известны своей сложностью и многочисленными ловушками. Поэтому эксперименты, допускающие однозначную интерпретацию, немногочисленны и имеют очень мало прямой информации о кристаллической структуре основного состояния. Многие свойства этой диэлектрической фазы до сих пор не исследованы и не объяснены. Чи-Чунь Ли и Ллойд Энгел [14] недавно усовершенствовали свой эксперимент по микроволновому поглощению и получили данные (рис. 7), демонстрирующие узкий резонанс проводимости в диэлектрической фазе на частоте $\sim 1,5$ ГГц, которая соответствует частоте, ожидаемой для пининговой моды кристалла. Удивительно, однако, что этот резонанс такой узкий, его добротность Q много больше единицы. Как видно на вставке рис. 7б, при увеличении поля B до максимальных значений добротность Q возрастает. Поэтому представляется весьма вероятным, что в этом режиме может проявиться какая-то нетривиальная физика, и я с надеждой ожидаю дальнейших достижений экспериментаторов.

7. Заключение

В заключение я должен подчеркнуть, что путешествие в поисках ДКЭХ, которое мы совершили вместе с Хорстом Штёрмером, никогда не началось бы без участия на ранней стадии Арта Госсарда. Продолжение этого путешествия по сей день также не было бы возможным без упорной работы, интеллектуальных усилий и юношеской энергии наших аспирантов и постдоков, а также без сотрудничества наших коллег из Белл лабораториз, Принстонского университета и других научных коллективов. Среди них К.В. Baldwin, Р. Berglund, G.S. Boebinger, A.M. Chang, R. Du, J.P. Eisenstein, L.W. Engel, V.J. Goldman, M. Grayson, M. Hilke, H.W. Jiang, G. Kaminsky, C. Li, Y.P. Li, M.A. Paalanen, W. Pan, A. Pruisken, T. Sajoto, D. Schahar, J.A. Simmons, Y.W. Suen, H.P. Wei, R. Willett, A. Yeh. Кроме того, неоценимую поддержку, которая позволила мне

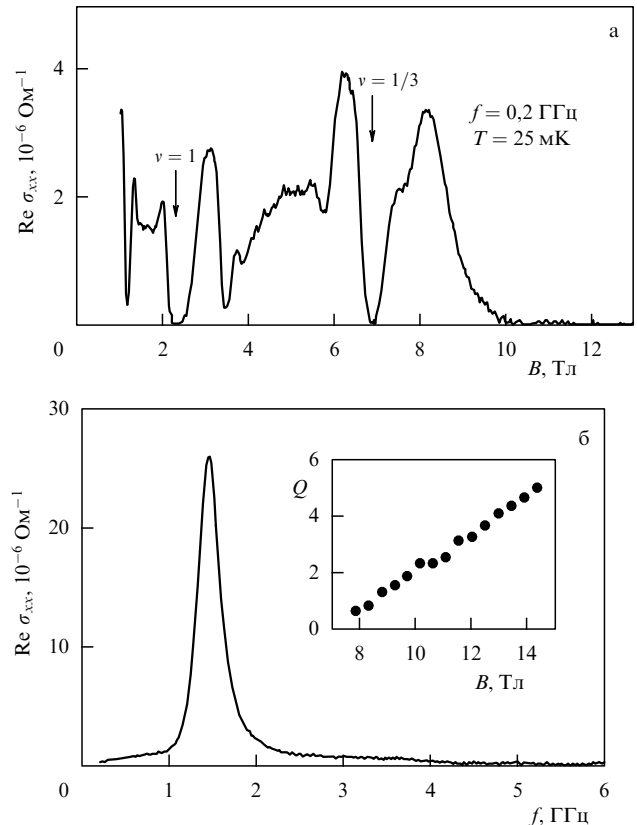


Рис. 7. Действительная часть диагональной проводимости в зависимости от магнитного поля в двумерном газе дырок (2DHG) в гетероструктуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As с плотностью дырок $5,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 3,5 \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. 2DHG становится диэлектриком при $B \gtrsim 10$ Тл (а). Резонансное микроволновое поглощение в диэлектрической фазе 2DHG при $B = 13$ Тл и $T = 25$ мК. На вставке: добротность резонанса Q в зависимости от магнитного поля (б). (Из работы [14].)

продолжать исследования в Принстонском университете, оказали мне мои друзья — специалисты по материалам. Это К. Alavi, A.Y. Cho, J.E. Cunningham, J.H. English, A.C. Gossard, J.C.M. Hwang, J.F. Klem, R.A. Logan, L.N. Pfeiffer, M. Razeghi, M.B. Santos, M. Shayegan, W.T. Tsang, C. Tu, G. Weimann, K.W. West, W. Wiegmann, которые обучили меня основам полупроводниковых технологий и постоянно предоставляли образцы для проведения экспериментов.

Перевел с англ. В.В. Лосяков

Список литературы

1. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1983)
2. Tsui D C, Stormer H L, Gossard A C *Phys. Rev. Lett.* **48** 1559 (1982)
3. Tsui D C *Phys. Rev. Lett.* **24** 303 (1970)
4. Fang F F, Fowler A B, Howard W E, Stern F, Stiles P J и их сотрудники, см. обзор в [1]
5. Kawaji S, Wakabayashi J *Surface Sci.* **58** 238 (1976)
6. См. обзор последних работ в: Cho A Y *MRS Bull.* **20** 21 (1995)
7. Stormer H L, Dingle R, Gossard A C, Wiegmann W, Sturge M *Solid State Commun.* **29** 705 (1979)
8. Ando T, Uemura Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **36** 959 (1974)
9. Von Klitzing K, Dorda G, Pepper M *Phys. Rev. Lett.* **45** 494 (1980)
10. Levine H, Libby S B, Pruisken A M M *Phys. Rev. Lett.* **51** 1915 (1983)
11. Wei H P, Tsui D C, Paalanen M A, Pruisken A M M *Phys. Rev. Lett.* **61** 1294 (1988)
12. Engel L W, Shahar D, Kurdak C, Tsui D C *Phys. Rev. Lett.* **71** 2638 (1993)
13. Willett R, Eisenstein J P, Stormer H L, Tsui D C, Gossard A C, English J H *Phys. Rev. Lett.* **59** 1776 (1987)
14. Li C -C, Engel L W, Shahar D, Tsui D C, Shayegan M *Phys. Rev. Lett.* **79** 1353 (1997)