

МАГНИТООПТИКА ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В УЛЬТРАКВАНТОВОМ ПРЕДЕЛЕ:
НЕСЖИМАЕМЫЕ КВАНТОВЫЕ ЖИДКОСТИ И ВИГНЕРОВСКИЙ КРИСТАЛЛ

И.В. Кукушкин, В.Б. Тимофеев

(Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл.)

(Статья поступила 4.03.93 г., после доработки 7.04.93 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение (1).
 2. Излучательная рекомбинация 2D-электронов в одиночном гетеропереходе (4).
 3. Магнитооптика 2D-электронов в режиме целочисленного КЭХ (7). 3.1. Спектры люминесценции 2D-электронов в GaAlAs/GaAs-одиночном ГП в поперечном магнитном поле. 3.2. Оптическая поляризация в спектрах. 3.3. Осцилляции и усиление электронного g -фактора. 3.4. Спиновая релаксация фотовозбужденных электронов и дырок. 3.5. Магнитооптические осцилляции интенсивности рекомбинационного излучения. 3.6. Энергетический спектр 2D-электронов в наклонном магнитном поле.
 4. Магнитооптика квантовых жидкостей в режиме дробного КЭХ (12). 4.1. Особенности спектров магнитолюминесценции при дробных ν . 4.2. Теория магнитолюминесценции 2D-электронов в режиме дробного КЭХ. 4.3. Кулоновские щели в условиях дробного КЭХ. 4.4. Магнитооптические эксперименты в режиме дробного КЭХ в других гетеросистемах.
 5. Магнитооптические наблюдения кристаллизации 2D-электронов (20). 5.1. Теоретические аспекты проблемы. 5.2. Спектр люминесценции в режиме вигнеровской кристаллизации. 5.3. Действие электрического поля. 5.4. Критическая температура. 5.5 Кинетика спектров люминесценции. Фазовая диаграмма вигнеровского кристалла.
 6. Заключение (27).
- Список литературы (27).

1. Введение. В физике низкоразмерных полупроводниковых систем за последнюю декаду произошло несколько событий, связанных с открытием целого ряда ярких физических явлений. В 1980 г. был обнаружен целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) [1]. Два года спустя, еще до того, как была исчерпывающе осмыслена значимость этого явления, был обнаружен эффект дробного кванто-

вания холловского сопротивления [2]. Сегодня, почти десять лет спустя, мы имеем еще один сюрприз, связанный с обнаружением кристаллической фазы двумерных электронов, или так называемого вигнеровского кристалла. Цель настоящего обзора — познакомить читателя с магнитооптическими исследованиями перечисленного круга явлений. Магнитооптика оказалась особенно эффективным инструментом экспериментального изучения кулоновских корреляционных эффектов во взаимодействующем 2D-электронном газе.

Здесь уместно напомнить, что квантовый эффект Холла, позднее названный целочисленным КЭХ, является магнитотранспортным явлением и наблюдается в двумерных электронных (дырочных) слоях в структурах металл—диэлектрик—полупроводник (МДП), а также в модулированно легированных гетероструктурах (ГС) [3–5]. Феноменологически этот эффект проявляется при включении достаточно сильного магнитного поля \mathbf{B} , перпендикулярного плоскости свободного движения 2D-электронов, и сопровождается возникновением плато в холловском сопротивлении (отношении поперечного напряжения к продольному току). Холловским плато при $T = 0$ соответствуют нули продольного сопротивления. Это явление полностью коррелирует с возникновением одночастичных щелей в спектре 2D-электронов в магнитном поле — циклотронных, спиновых, долинно-орбитальных, которое принуждает

электроны двигаться по ландауовским орбитам с энергиями $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_c$, где ω_c — частота циклотронного вращения электрона. Холловская проводимость σ_{xy} в режиме целочисленного КЭХ, т.е. на плато, с большой точностью равна

$$\sigma_{xy} = \nu e^2/h, \quad (1.1)$$

где e и h — универсальные атомные постоянные, а ν — фактор заполнения. По определению, фактор заполнения ν есть

$$\nu = N_s/N_0, \quad (1.2)$$

где N_s — плотность 2D-электронов, а $N_0 = 1/2\pi l_0^2 = eB/h$ — предельно допустимое заполнение электронами, или емкость квантового состояния ($l_0 = (\hbar/eB)^{1/2}$ — магнитная длина). Самая яркая примечательность целочисленного КЭХ состоит в том, что плато σ_{xy} и нули σ_{xx} возникают при целочисленных $\nu = \dots, 4, 3, 2, 1$. Условия $\nu \leq 1$ относят к квантовому пределу.

Целочисленный КЭХ есть явление одноэлектронное и обусловлено специфической структурой 2D-электронного спектра в поперечном магнитном поле при наличии случайного потенциала, а именно, практически все состояния в щелях энергетического спектра сильно локализованы (в духе локализации по Андерсону), а бездиссипативный холловский ток переносят несколько (при $T = 0$ одно) протяженных, делокализованных состояний [3, 5]. Точность квантования холловской проводимости (выражение (1)) обусловлена тем обстоятельством, что в 2D-системах проводимость может быть представлена топологическим инвариантом, не зависящим от случайного потенциала дефектов, всегда присутствующих в реальных 2D-системах [3].

Обнаружение дробного квантового эффекта Холла, два года спустя после открытия целочисленного, было полной неожиданностью. Предполагалось, что по мере улучшения качества образцов (структуры с более совершенными границами раздела, более однородными электрическими потенциалами, удерживающими носители в 2D-плоскости, и т.д.), а также по мере продвижения в запредельную квантовую область $\nu < 1$ должна возникнуть кристаллизация электронов, или двумерный вигнеровский кристалл [6, 7]. В классическом пределе такая кристаллизация ранее наблюдалась для 2D-электронов на поверхности жидкого гелия [7]. Однако в совершенных структурах с 2D-электронным газом, отличающихся высокой квантовой подвижностью, в области $\nu < 1$ была обнаружена тонкая структура в магнитотранспортных кривых, не имеющая прямого отношения

к вигнеровской кристаллизации, а именно, были обнаружены новые плато и нули магнитотранспортных величин, проводимости и удельного сопротивления, при дробных факторах заполнения $\nu = p/q$ (p — целое, q — целое нечетное число). Это явление получило в дальнейшем название дробного КЭХ. Оказалось, что дробный КЭХ наблюдается при температурах значительно более низких, чем целочисленный. Это со всей определенностью указывало, что в энергетическом спектре 2D-электронов существуют новые по своей природе щели, появление которых нельзя понять в рамках простого одноэлектронного описания. Вскоре дробный КЭХ был объяснен [8] как следствие взаимодействия между электронами, которое приводит к возникновению сильно скоррелированных многоэлектронных состояний (так называемые лафлиновские состояния), получивших еще название несжимаемых квантовых жидкостей (КЖ). Такие состояния являются жидкостью, поскольку в них отсутствует дальний порядок между электронами, а их несжимаемость понимается в том смысле, что для изменения плотности или фактора заполнения требуется затратить энергию масштаба соответствующей щели, которая отделяет основное состояние КЖ от непрерывного спектра квазичастичных возбуждений. Согласно теории Лафлина [8] такие необычные состояния электронной квантовой жидкости существуют исключительно при рациональных дробных факторах заполнения $\nu = 1/q$ с нечетными знаменателями. В соответствии с электронно-дырочной симметрией, дырочные состояния КЖ существуют при $1 - (1/q)$. В рамках многоэлектронной теории [8, 9] квазичастичные возбуждения в режиме дробного КЭХ несут дробный заряд $e^* = e/q$. Таким образом, в отличие от одноэлектронных щелей — циклотронных, спиновых и долинно-орбитальных, оперирующих в целочисленном КЭХ, в режиме дробного КЭХ щели имеют кулоновскую природу и связаны с межчастичным взаимодействием. Масштабы кулоновских щелей Δ_q определяются величиной дробного заряда и убывают при увеличении q по закону

$$\Delta_q \approx 0,1e^2/\epsilon l_0 = 0,1e^2/\epsilon q^2 l_0 \sim q^{-5/2} H^{1/2}, \quad (1.3)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды. Эти масштабы очень малы, поэтому КЖ в режиме КЭХ является весьма деликатной субстанцией. Не удивительно, что такие состояния обнаруживаются лишь в высокосоввершенных структурах с 2D-электронным газом, в которых случайный потенциал не разрушает эти состояния (требуются электронные

подвижности порядка и более $10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), а также нужны очень низкие температуры (порядка и менее 1 К). Несмотря на жесткость требований к условиям наблюдения дробного КЭХ, в магнитотранспортных экспериментах найдены целые семейства таких состояний [10, 11] и установлена их иерархия, в согласии с предсказаниями теории [12], вплоть до фактора заполнения $\nu = 1/7$.

Правила нечетных знаменателей есть следствие принципа Паули и связано с антисимметричностью многоэлектронной волновой функции, описывающей основное состояние КЖ, которое в теории Лафлина конструируется из электронов с одинаковой проекцией спина. Позднее было показано экспериментально (а в теории это отмечалось гораздо раньше [13]), что основное состояние КЖ может быть, в принципе, синглетным (в отличие от "спин-ориентированного" лафлиновского) и сконструировано из электронов с противоположными ориентациями спина [14, 15]. Далее, процессы квазичастичных надщелевых возбуждений могут происходить с опрокидыванием спина (спин-флип-процессы). В этих специальных случаях, когда появляются дополнительные степени свободы по спину, и на которых мы не станем останавливаться детально, могут наблюдаться рациональные дроби в режиме дробного КЭХ с четными знаменателями. Таким образом, само правило нечетных знаменателей в режиме дробного КЭХ отнюдь не носит универсальный характер.

В красочной и впечатляющей по своим результатам истории, связанной с дробным КЭХ, становится все более актуальным вопрос: где же вигнеровская кристаллизация 2D-электронов и когда она происходит? Этот вопрос приобрел особую остроту после того, как надежные численные расчеты более точно указали область (критические значения фактора заполнения $\nu_c \leq 1/5$ [16]), где предполагаемая кристаллизация может возникнуть. Нужно иметь в виду, что в интересующем нас случае прямые эксперименты, доказывающие появление дальнего порядка во взаимодействующей системе 2D-электронов и основанные на упругом рассеянии нейтронов или рентгеновских лучей, просто неосуществимы. И тем не менее в недавно выполненных экспериментах, разнообразных и независимых по своему методическому подходу, а именно, основанных на изучении радиочастотного поглощения [17], магнитотранспорта [18, 19], поглощения звука [20, 92], магнитооптики [21], а также циклотронного резонанса [93], получены веские доказательства (хотя и не прямые), что такая кристаллизация происходит. По мере продви-

жения в ультраквантовую область ($\nu \ll 1$) и низких температурах, из-за усиливающихся эффектов сильной локализации на флуктуациях случайного потенциала, электроны теряют возможность перемещаться на макроскопические расстояния. Поэтому магнитотранспортный метод в этой области сталкивается с трудностями принципиального характера, так как сама система с 2D-электронным газом становится все более диэлектрической и скорее напоминает "электронное стекло".

Теперь обратимся к магнитооптическому методу, для которого эффекты сильной локализации не являются столь сильным ограничением. Хорошо известно, что излучательная рекомбинация 2D-электронов с неравновесными дырками, введенными тем или иным способом в исследуемую систему, может быть использована в качестве способа измерения энергетического спектра электронов. При этом, конечно, предполагается, что энергетический спектр самих дырок известен исчерпывающим образом. Нас в дальнейшем будут интересовать системы с одиночным каналом 2D-электронов, которые реализуются в МДП-структурах и гетероструктурах. Электрический потенциал, удерживающий двумерные электроны вблизи интерфейса, выталкивает неравновесные дырки от границы раздела в объемную (буферную) область. Однако из-за протяженности волновой функции 2D-электронов в направлении, перпендикулярном интерфейсу, тем не менее сохраняется конечная вероятность излучательной электронно-дырочной рекомбинации. На этом основывался метод люминесценции для прямых измерений одночастичной плотности состояний 2D-электронов в Si-МДП-структурах [22, 23] и GaAlAs/GaAs-одиночном гетеропереходе [24]. Этот метод с успехом был использован в режиме целочисленного КЭХ для измерений щелей в одночастичном электронном спектре в поперечном магнитном поле, плотности квантовых состояний при вариации их заполнения, эффектов нелинейного экранирования флуктуаций случайного потенциала и т.д. (см. обзоры [24–26]).

Однако эффективность метода люминесценции в режиме дробного квантового эффекта Холла, на первый взгляд, не кажется очевидной. Действительно, прежде всего неравновесные дырки, как заряженные частицы, должны сильно возмущать столь деликатную систему, какой является квантовая жидкость в режиме КЭХ. Далее, априори не ясно, можно ли в условиях оптического эксперимента в исследуемых 2D-системах в принципе реализовать столь низкие температуры в соответствии с

масштабами кулоновских щелей (порядка и менее 1 К) и будет ли сама система 2D-электронов в таких условиях квазиравновесной? Наконец, в отмеченном выше методе люминесценции оставался открытым вопрос о расположении неравновесных дырок, с которыми рекомбинируют электроны, относительно 2D-электронного канала. Преодолеть отмеченные сложности и снять возникающие вопросы удастся выбором специально приготовленных структур с 2D-электронным газом. При выборе такого объекта для магнитооптических исследований следует отдать предпочтение полупроводниковым системам с выраженной асимметрией по отношению к электронно-дырочному взаимодействию. Таким объектом с успехом может служить одиночный гетеропереход, в котором двумерный электронный канал пространственно разделен областью, занятой фотовозбужденными дырками. Эти дырки желательно "привязать" к акцепторным центрам на достаточно удаленном и фиксированном расстоянии от интерфейса. Такие структуры удастся реализовать на примере GaAlAs/GaAs одиночного гетероперехода с δ -слоем акцепторов, который "встраивается" методом молекулярно-лучевой эпитаксии и модулированного легирования на нужном удалении от интерфейса. В таких объектах из-за нейтральности акцептора и его значительной удаленности от интерфейса кулоновские корреляции в режиме дробного КЭХ и вигнеровской кристаллизации в минимальной степени маскируются из-за экситонного эффекта. Заметим, что в симметричных относительно электронно-дырочного взаимодействия системах, например в квантовых ямах, влияние экситонных эффектов очень велико. Если электроны и дырки пространственно не разделены, экситонный эффект полностью компенсирует кулоновские корреляции в электронной подсистеме и, как следствие, в соответствующих спектрах люминесценции эти корреляции не проявляются.

Структура настоящего обзора выглядит следующим образом. В разделе 2 мы остановимся на обосновании магнитооптического метода, использующего излучательную рекомбинацию 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, локализованными на акцепторных центрах (атомы Be) в δ -слое в одиночном гетеропереходе GaAlAs/GaAs. Исследования одночастичного энергетического спектра 2D-электронов, помещенных в сильное поперечное магнитное поле, представлены в разделе 3. Магнитооптика 2D-электронов в режиме дробного КЭХ рассматривается в разделе 4. Здесь будет показано, как в рамках магнитооптического

метода удастся "увидеть" основное состояние взаимодействующих электронов при вариации заполнения квантовых состояний, и продемонстрировано, насколько эффективен оптический инструмент для измерения кулоновских квазичастичных щелей. Наконец, в разделе 5 будут представлены оптические эксперименты, связанные с вигнеровской кристаллизацией 2D-электронов в сильном поперечном магнитном поле. Здесь будет показано, как с использованием техники импульсного фотовозбуждения и анализа спектров рекомбинации, разрешенных во времени, удастся отличить состояния кристаллической и неупорядоченной (стеклообразной) электронных фаз, и, в конечном итоге, построить фазовую диаграмму для вигнеровского кристалла.

2. Излучательная рекомбинация 2D-электронов в одиночном гетеропереходе. Известно, что спектроскопический метод, основанный на излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, эффективен при исследованиях энергетического спектра электронов. Особенно интенсивно этот метод используется в случае квантовых ям (КЯ) с 2D-электронным газом (см., например, [27, 28], а также обзор [29]). Если интересоваться кулоновскими корреляционными эффектами 2D-электронов, то КЯ, как объект исследований, уступает системам с одиночным гетеропереходом по ряду причин. Во-первых, излучательные времена в КЯ для полупроводников, где оптические переходы разрешены в нулевом порядке по волновому вектору \mathbf{k} , имеют наносекундный и меньший масштаб. В таких системах, при столь коротких временах излучательной рекомбинации невозможно реализовать достаточно низкие электронные температуры — порядка и ниже 1 К. Во-вторых, в симметричных КЯ фотовозбужденные дырки и электроны пространственно не разделены, поэтому экситонный эффект в таких системах компенсирует кулоновские корреляции в 2D-электронном газе. Наконец, КЯ по своему качеству (например, электронной подвижности) уступают структурам с одиночным гетеропереходом. Это связано с наличием обратного гетероперехода в КЯ, структурное совершенство которого сильно уступает прямой гетерогранице.

Перечисленные выше недостатки и ограничения практически отсутствуют в специально приготовленных GaAlAs/GaAs-гетероструктурах n-типа с δ -слоем акцепторов, удаленном на значительные расстояния Z_0 от области, занятой 2D-электронами. Энергетическая схема такой гетероструктуры

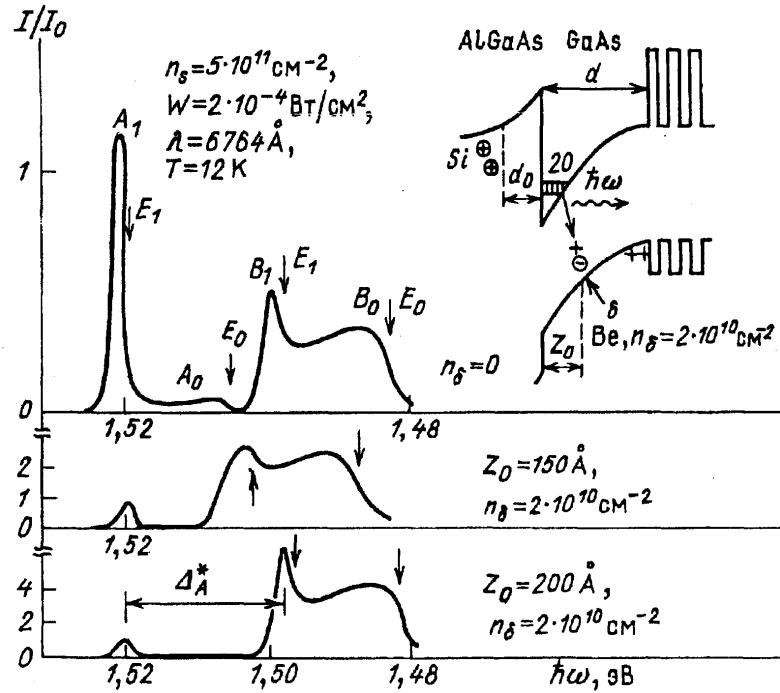


Рис. 1. Спектры люминесценции GaAlAs/GaAs-гетероструктур с разным расстоянием Z_0 δ -слоя акцепторов от гетерограницы. На вставке — схема гетероструктуры. Верхний спектр без специального δ -допирования

показана на вставке в рис. 1. Такие структуры выращиваются с помощью техники молекулярно-лучевой эпитаксии [30]. Благодаря достаточно низкой температуре роста и невысокой концентрации допирования в δ -слое ($\leq 10^{10} \text{ см}^{-2}$), можно избежать эффектов диффузии и последующего размывания монослоя акцепторов. В отличие от КЯ в одиночных гетеропереходах с δ -допированными слоями удастся получать высокосоввершенные структуры, отличающиеся очень большой подвижностью 2D-электронов — порядка и выше $10^6 \text{ см}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$.

В таких структурах излучательная рекомбинация 2D-электронов с дырками акцепторных центров, локализованных в δ -слое, обычно исследуется в условиях фотовозбуждения, генерирующего неравновесные электронно-дырочные ($e-h$) пары в окрестности гетерограницы [31]. Поверхностные концентрации акцепторов в монослое почти на два порядка ниже концентрации 2D-электронов, поэтому процесс излучательной рекомбинации с большой точностью не затрагивает электронную плотность. На рис. 1 представлены спектры люминесценции GaAlAs/GaAs-гетероструктур, отличающихся расстоянием δ -слоя акцепторов (атомы Be) от гетерограницы [32]. Для сравнения здесь же представлен спектр одиночного, гетероперехода без специального δ -допирования. В этой структуре В-полоса возникает за счет остаточной плотности акцепторных центров (атомы C) в буферной области GaAs. Полосы A_1 , B_1 и B_0 в спектрах отвечают рекомбинации 2D-электронов со

свободными дырками (А-линии) и дырками акцепторных центров (В-линии) (индексы указывают номер зоны размерного квантования 2D-электронов) [31]. Интенсивности линий B_1 и B_0 нормированы по отношению к линии A_1 , измеренной в одинаковых экспериментальных условиях. Видно, что размещение δ -слоя акцепторов ближе к гетерогранице сопровождается увеличением интенсивности В-линий. Одновременно с интенсивностью В-линий их уширение и расположение в шкале энергий сильно зависят от расстояния Z_0 . Изменения позиции В-линий в спектре связано с изменениями энергии связи акцепторов в δ -слое при вариации расстояний Z_0 (эффект Штарка [32]).

Остановимся на форме спектра люминесценции, отвечающей излучательной рекомбинации 2D-электронов с дырками акцепторов в δ -слое (B_0 -линии). С хорошей точностью форма спектра является сверткой одночастичных плотностей состояний (ПС) электронов и дырок $D_{e,h}(E)$ их функций распределения $f_{e,h}(E)$ и оптического матричного элемента перехода [33]:

$$I(\hbar\omega) \sim \int_0^{\infty} D_e(E) D_h(\hbar\omega - E) \times f_e(E) f_h(\hbar\omega - E) dE. \quad (2.1)$$

При прямой излучательной рекомбинации 2D-электрона с акцептором импульс сохраняется за счет отдачи примесному центру, а матричный элемент перехода практически не зависит от энергии. Плотность состояний дырок и их распре-

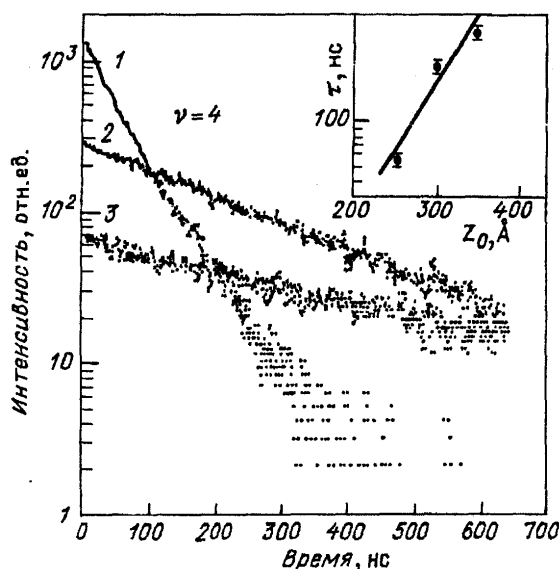


Рис. 2. Затухание интенсивности люминесценции 2D-электронов основной подзоны размерного квантования при импульсном лазерном возбуждении. Зависимостям 1, 2 и 3 отвечают расстояния δ -слоя акцепторов от интерфейса $Z_0 = 250, 300$ и 350 \AA соответственно. На вставке — зависимость $\tau(Z_0)$

деление в δ -слое с достаточной точностью можно представить δ -функцией. В этих условиях форма спектра люминесценции В-линии непосредственно отражает одночастичную плотность состояний 2D-электронов при заданном равновесном заполнении $f_e(E)$:

$$I(E) \sim D_e(E) f_e(E). \quad (2.2)$$

В отсутствие магнитного поля этот спектр имеет прямоугольную форму, отражая постоянство плотности состояний 2D-электронов ($D_e = m/\pi\hbar^2$), а его полная ширина на полувысоте при $T = 0$ равна энергии Ферми 2D-электронов. Ранее спектры с такой прямоугольной формой наблюдались в Si-MДП-структурах [22, 23].

Волновая функция 2D-электронов в направлении размерного квантования имеет вид

$$\psi_{0,1}^{2D}(Z) \sim \exp[-Z(2mE_{0,1})^{1/2}/\hbar], \quad (2.3)$$

где E_0 и E_1 — эффективные высоты потенциальных барьеров для основной и первой возбужденной подзон размерного квантования. По зависимости интенсивностей линий B_0 и B_1 при вариации Z_0 удастся проанализировать хвосты волновых функций (2.3) и, в частности, определить высоты барьеров $E_{0,1}$ [32]. Вероятность излучательной рекомбинации 2D-электрона с дыркой акцепторного центра в δ -слое w_R определяется соответствующим перекрытием их волновых функций: $w_R \sim |\langle \psi_0^{2D}(Z) | \psi_A^A \rangle|^2$. Очевидно, что при увеличении расстояний Z_0 вероятность излучательной рекомбинации должна экспоненциально уменьшаться, а, соответственно, радиационные времена будут рас-

ти. На рис. 2 представлены зависимости времени затухания люминесценции, измеренные для 2D-электронов основной зоны размерного квантования в условиях импульсного лазерного возбуждения в различных структурах с $Z_0 = 250, 300$ и 350 \AA . Радиационное время увеличивается, как и ожидалось, почти на порядок. Из зависимости $\tau(Z_0)$, которая определяется изменением перекрытия волновых функций электронов и дырок, удастся восстановить координатную зависимость (Z -направление) волновой функции 2D-электронов.

Итак, времена излучательной рекомбинации 2D-электронов основной подзоны с дырками, связанными в акцепторе в δ -слое, имеют масштаб 10^{-6} с. Времена излучательной рекомбинации электронов из 1-й возбужденной подзоны из-за большей протяженности волновой функции в этом состоянии оказываются, при прочих равных условиях, примерно на порядок более короткими. Это коренным образом отличает рассматриваемые гетероструктуры от случая рекомбинации 2D-электронов со свободными дырками в квантовых ямах, где $\tau \approx 10^{-9}$ с [35]. Именно поэтому в одиночном гетеропереходе GaAlAs/GaAs с δ -слоем акцепторов перегревы электронной системы в условиях оптического эксперимента менее значительны, чем в КЯ.

Теперь остановимся на вопросе, касающемся возможностей изменения концентрации 2D-электронов в GaAlAs/GaAs-одиночном гетеропереходе с помощью фотовозбуждения неравновесных e - h -пар в окрестности гетерограницы. Экспериментально было установлено [36], что если с помощью непрерывной подсветки рождать носители в слое $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ (энергия фотонов больше ширины прямой щели $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ для заданного состава x), то при достаточно больших мощностях удастся существенно изменить стационарную концентрацию 2D-электронов. Качественное объяснение этого экспериментального факта состоит в том, что неравновесные дырки, рожденные подсветкой, движутся в сторону гетерограницы, где рекомбинируют с 2D-электронами. В то же время часть из инжектируемых электронов захватывается ионизированными остаточными донорными центрами в области спейсера (нелегированный слой GaAlAs вблизи интерфейса). Оба процесса приводят к уменьшению стационарной концентрации 2D-электронов, и, в конечном итоге, сама квантовая яма, удерживающая электроны, становится шире и менее глубокой. Существенно, что в условиях инжекции неравновесных e - h -пар одновременно с уменьшением концентрации 2D-электронов

значительно (в несколько раз) возрастает их подвижность. Последний факт обусловлен тем, что результирующее число заряженных центров в окрестности гетерограницы при подсветке уменьшается. Приведенные качественные соображения недавно были описаны аналитически в работе [37] в хорошем согласии с экспериментальными наблюдениями.

3. Магнитооптика 2D-электронов в режиме целочисленного КЭХ. Рассмотрим излучательную рекомбинацию 2D-электронов в одиночном ГП в поперечном магнитном поле в режиме целочисленного КЭХ. При включении магнитного поля плотность состояний 2D-электронов, если пренебречь спином, представляет набор δ -функционных пиков, отстоящих друг от друга на $\hbar\omega_c$. Каждый уровень Ландау вырожден, и его емкость определяется магнитной длиной. В реальных 2D-системах с беспорядком, из-за взаимодействия электронов со случайным потенциалом, вырождение снимается и уровни Ландау приобретают конечную ширину. Например, в случае короткодействующих рассеивателей одночастичная ПС на крыльях уровней Ландау описывается выражением [4]

$$D(E) \sim \exp(-E/2\Gamma)^2, \quad (3.1)$$

где ширина $\Gamma \approx \hbar\omega_c/(\mu H)^2$; μ — электронная подвижность. Распределение ПС определяется характером неоднородностей, а также экранированием создаваемого ими потенциала, которое в свою очередь зависит от фактора заполнения. Эта информация особенно существенна для микроскопического описания магнитотранспортных свойств 2D-электронов в широкой области варьирования фактора заполнения. Достоинства магнитооптического метода, о которых пойдет речь ниже, состоят в том, что с его помощью можно найти полное энергетическое распределение одночастичной ПС непосредственно под уровнем Ферми, наиболее прямым образом определить одночастичные щели в энергетическом спектре и их поведение при вариации фактора заполнения, а также получить информацию о самом случайном потенциале — его амплитуде и линейных масштабах.

3.1. Спектры люминесценции 2D-электронов в GaAlAs/GaAs-одиночном ГП в поперечном магнитном поле. Пример такого спектра показан на рис. 3, где отчетливо видны ландауовские расщепления линий A_i и B_i . Расщепления пропорциональны нормальной компо-

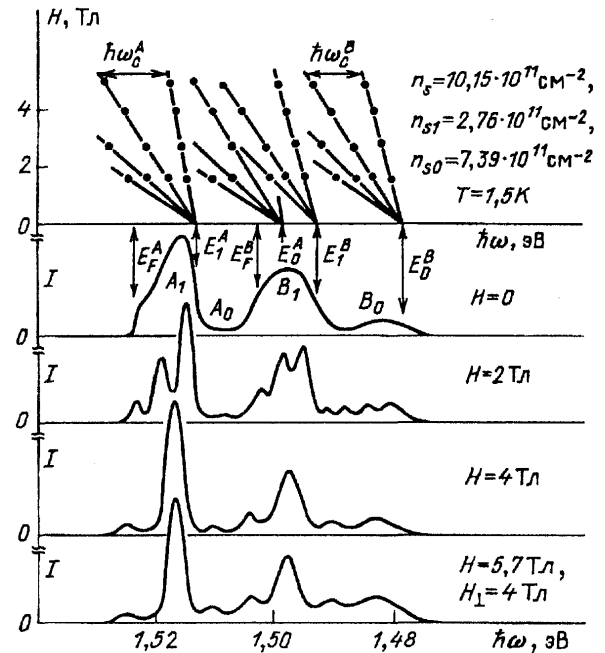


Рис. 3. Спектры люминесценции 2D-электронов в GaAlAs/GaAs-одиночном ГП в перпендикулярном магнитном поле, а также в поле $H = 5,7$ Тл, наклоненном к 2D-плоскости на угол 45°

ненте магнитного поля. Зависимости спектральных позиций расщепленных магнитным полем линий от H представлены в виде веера уровней Ландау. По этим диаграммам легко определять дно зоны размерного квантования и положение уровня Ферми в шкале энергий (показаны стрелками на рис. 3).

Ландауовские расщепления для линий A_i и B_i отличаются. Найденная по величине расщеплений A_i -линий эффективная циклотронная масса составляет $m_c^* = 0,06m_0$, тогда как по величине расщеплений B_i -линий получено значение $0,067m_0$, которое очень близко подходит к величине циклотронной массы 2D-электронов в GaAlAs/GaAs-одиночном ГП. Эти различия обусловлены тем, что в случае A_i -линий в величину результирующего расщепления дают вклад свободные дырки, а именно, тяжелые дырки ($m_h^H = 0,57m_0$). Двумерный характер электронов, с которыми рекомбинируют дырки, доказывается по расщеплению линий A_i и B_i в наклонном поле. На рис. 3 продемонстрировано, что расщепление линий A и B чувствительно лишь к нормальной компоненте магнитного поля.

3.2. Оптическая поляризация в спектрах. В магнитном поле при достаточно низких температурах спектры люминесценции становятся поляризованными из-за спинового расщепления в 2D-электронной и дырочной подсистемах. Схема расщеплений и оптических переходов в случае рекомбинации с нейтральным акцепторным центром показана на рис. 4, где также приведены спектры люминесценции A_0 - и B_0 -линий, измерен-

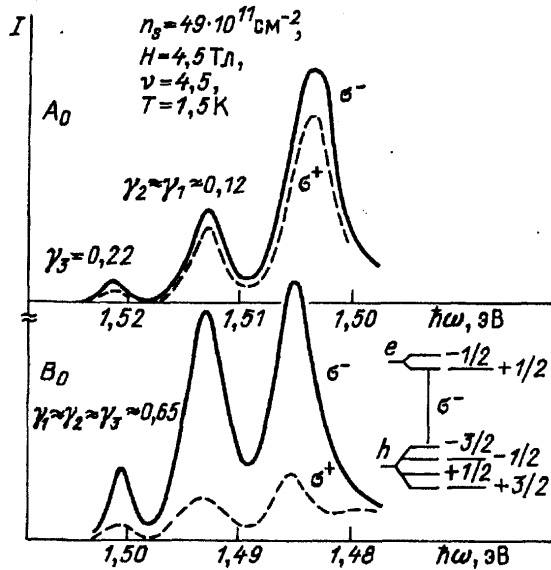


Рис. 4. Поляризация люминесценции 2D-электронов в магнитном поле, измеренная в геометрии Фарадея

ные в геометрии Фарадея для σ^- - и σ^+ -поляризаций. Видно, что B_0 -линия сильно циркулярно поляризована. В соответствии с правилами отбора при $\mu_0 g_{\text{eff}} H \gg kT$ и при том условии, что заселены нижайший электронный и дырочный подуровни, спектры становятся полностью σ^- -поляризованными (результат рекомбинации электрона с проекцией спина $S_z = +1/2$ с дыркой, у которой проекция углового момента $J_z = -3/2$).

Степень циркулярной поляризации, измеренная при различных магнитных полях и температурах, хорошо описывается выражением

$$\gamma = \frac{1 - \exp(-\Delta E_s/kT)}{1 + \exp(-\Delta E_s/kT)}, \quad (3.2)$$

где $\Delta E_s = 2\mu_0 g_h H$ — зеемановское расщепление между дырочными уровнями $J_z = -3/2$ и $J_z = +1/2$, а g_h — это g -фактор дырки на акцепторе. Аппроксимируя эту зависимость с помощью одного параметра, которым является g -фактор дырки в акцепторе, найдено для $g_h = 1,1$.

Степень поляризации A_0 -линии в полях $H < 10$ Тл гораздо меньше по сравнению с B_0 -линиями (см. рис. 4). Этот результат связан со смешиванием спиновых состояний легких и тяжелых дырок. Наконец, заметим, что степень циркулярной поляризации не одинакова для различных ландауовских уровней и растет по мере их приближения к уровню Ферми. Это связано со спиновой поляризацией 2D-электронов на верхнем уровне Ландау, которая наиболее сильна при нечетных факторах заполнения $\nu = \dots, 5, 3, 1$.

3.3. Осцилляции и усиление электронного g -фактора. В случае одиночного ГП GaAlAs/GaAs, так же как и в Si-МДП-структурах, в излучательной рекомбинации участвуют 2D-

электроны при достаточно низких температурах лишь с одной проекцией спина, а именно, $S_z = +1/2$ (факторы заполнения $2m < \nu < 2m + 1$; $m = 0, 1, 2, \dots$). Для измерений спинового расщепления можно увеличить температуру, чтобы достаточно заселить зеемановские подуровни акцепторного центра ($J_z = \pm 3/2, \pm 1/2$). Тогда в спектрах проявится компонента с другой проекцией спина электрона $S_z = -1/2$. Именно так и поступали в случае Si-МДП-структур [38–39]. Однако есть и иной способ измерения величины спинового расщепления, основанный на анализе изменений спектрального положения линии люминесценции в магнитном поле при низких T . Уместно напомнить, что усиление спинового расщепления $(\mu_0 \Delta g_{\text{eff}} \cdot H)$ возникает лишь для уровней, близких к уровню Ферми, ибо только здесь могут возникнуть заметные различия в населенностях соответствующих спиновых состояний ($\Delta N \equiv N_{\uparrow} - N_{\downarrow} \neq 0$). Изменение спинового расщепления 2D-электронов за счет обменного взаимодействия описывается выражением

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{spin}} &\approx \Sigma_{\text{exch}} \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \approx \\ &\approx \frac{e^2}{\epsilon_0} \frac{\Delta N}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \equiv \mu_0 \Delta g_{\text{eff}} \cdot H, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где Σ_{exch} — обменный интеграл. Отсюда следует, что усиленный g -фактор ($\Delta g_{\text{eff}} \sim \Delta N \cdot H^{-1/2}$) должен осциллировать при вариации заполнения магнитных подуровней (g_{eff} максимально при строго нечетных ν). Рис. 5,а иллюстрирует зависимость спектрального положения линий люминесценции (А-компонента) при вариации магнитного поля (или ν). При $\nu = 3, 5, 7, \dots$, а именно, вблизи положения фермиевского уровня, наблюдаются отклонения ΔE от линейных зависимостей, связанных с циклотронным расщеплением. Эти отклонения связаны с усиленным, из-за эффектов обмена, спиновым расщеплением, а именно, $\Delta E = -1/2 \mu_0 \Delta g_{\text{eff}} \cdot H$, и не имеют отношения к перенормировке щели. Ниже уровня Ферми ландауовские уровни в зависимости от H смещаются линейно, и между ними расстояния строго равны $\hbar\omega_c$. Осциллирующая зависимость Δg_{eff} от ν измеренная этим методом, показана на рис. 5,б, где видно, что Δg_{eff} достигают максимума при нечетных $\nu = 3, 5, 7, \dots$ Например, в приведенной экспериментальной ситуации Δg_{eff} при $\nu = 3$ возрастает почти в 30 раз по сравнению с объемным значением g электрона в GaAs ($g_0 = -0,4$).

3.4. Спиновая релаксация фото возбужденных электронов и дырок. В обсуждаемом магнитооптическом методе очень

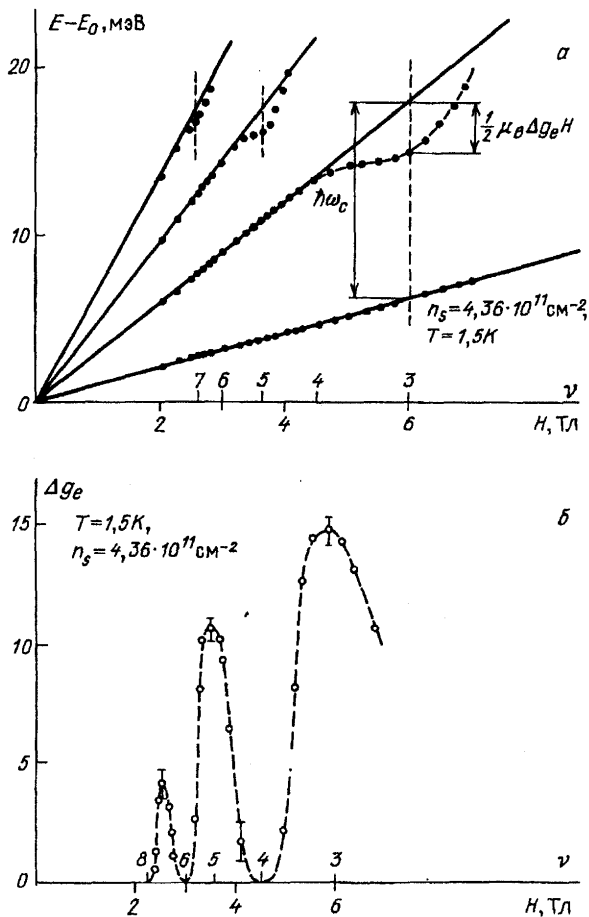


Рис. 5. *a* — Зависимость центров тяжести линий люминесценции (A_0 -компонента) от магнитного поля H или фактора заполнения ν . $n_s = 4,36 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $T = 1,5 K$. E_0 — дно зоны размерного квантования. *б* — Оцилляции g -фактора 2D-электронов, усиленного из-за эффекта обмена. $n_s = 4,36 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $T = 1,5 K$

актуальна проблема, касающаяся релаксации электронно-дырочной системы при фотовозбуждении по всем степеням свободы, включая спиновые. По сути, нужно знать, как соотносятся времена межподзонной, а также спиновой релаксации 2D-электронов и дырок в акцепторном центре с временами излучательной рекомбинации. Без этой информации трудно судить о равновесии в 2D-электронной и дырочной системах, а также о реально достижимых электронных температурах в условиях оптического эксперимента.

Недавно такая информация была получена с помощью исследований кинетики циркулярно поляризованной магнитолюминесценции в GaAlAs/GaAs-одиначном ГП в условиях импульсного лазерного возбуждения с субнаносекундным разрешением [40, 41]. Исследовалась излучательная рекомбинация 2D-электронов с уровней Ландау основной подзоны (B_0 -линии) и первой возбужденной подзоны (B_1 -линия). В основной подзоне уровни Ландау полностью заполнены, т.е. населенности обеих спиновых компонент одинаковы, и поэтому

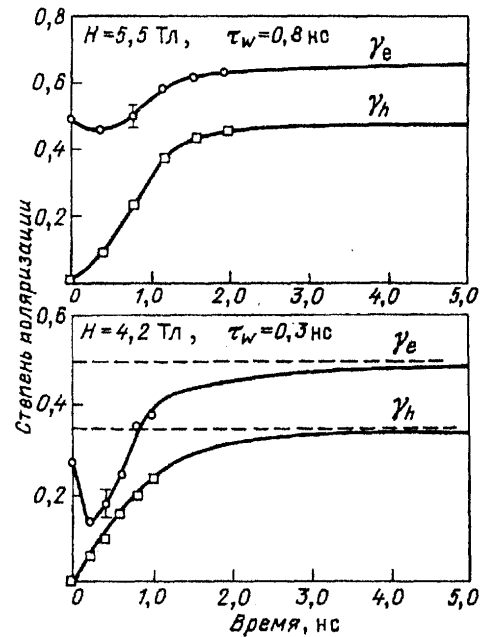


Рис. 6. Зависимость во времени степени циркулярной поляризации люминесценции, определяемой дырками (γ_h) и суммарным вкладом электронов и дырок (γ_e)

степень циркулярной поляризации B_0 -линии определяется исключительно состоянием дырочной спиновой подсистемы. В поляризацию линии B_1 вносят вклад как дырочная, так и электронная ориентации по спину, которые в конечном итоге удастся разделить. На рис. 6 показана временная зависимость степени поляризации, определяемая дырками (кривая γ_h) и суммарного вклада в степень циркулярной поляризации, вносимого электронами и дырками (кривая γ_e). Отчетливо видно, что уже при нулевых задержках электронная система заметно поляризована. Наблюдаемое уменьшение электронного вклада в степень поляризации связано с установлением электронного спинового равновесия. После того, как кривые γ_e и γ_h на рис. 6 стали идти параллельно, можно считать, что электронный вклад перестал меняться.

В конечном итоге в исследуемой системе была экспериментально установлена следующая последовательность времен релаксации: самым коротким оказалось время межподзонной электронной релаксации с сохранением проекции спина ($< 0,3 \text{ ns}$); затем следует время установления электронного спинового равновесия (порядка $0,5 \text{ ns}$); время спиновой релаксации дырок в акцепторе составляет $\sim 2 \text{ ns}$. Все эти времена по меньшей мере на два порядка короче времени излучательной рекомбинации из основной 2D-электронной подзоны. При таком соотношении между временами релаксации и излучательной рекомбинации в 2D-электронной системе успевает сложиться равновесие. В этом отношении одиночный гетеропереход с δ -слоем

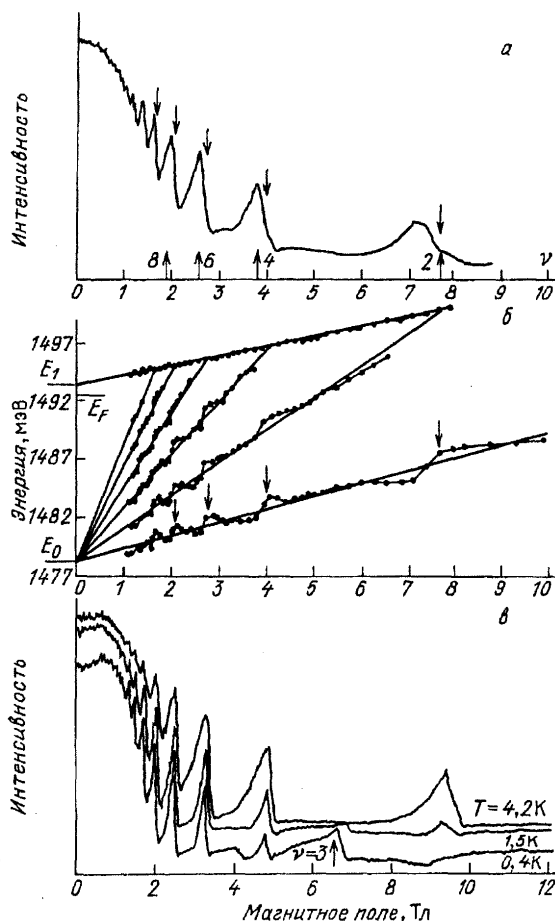


Рис. 7. *а* — Зависимость интенсивности рекомбинационного излучения 2D-электронов из 1-й возбужденной подзоны от магнитного поля для случая $\epsilon_F < \epsilon_{10}$. *б* — Зависимость положения ландауских пиков люминесценции от магнитного поля. Стрелки вниз — пересечение нулевого уровня Ландау возбужденной подзоны с уровнями Ландау основной подзоны, стрелки вверх — четные факторы заполнения. *в* — Возгорание спиновых состояний при понижении температуры

акцепторов, как объект исследований, имеет несомненное преимущество по сравнению с симметричными КЯ, где времена электронной (дырочной) релаксации и рекомбинации отличаются не сильно.

3.5. Магнитооптические осцилляции интенсивности рекомбинационного излучения. До сих пор речь шла о поведении полного спектра излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, который отражает особенности одночастичной ПС под уровнем Ферми в магнитном поле. Вместе с тем хорошо известно, что из-за квантования движения электронов термодинамические и кинетические величины в функции магнитного поля осциллируют (например эффект Шубникова—де Гааза). В прямой аналогии с этим естественно ожидать, что интенсивность люминесценции, отвечающей рекомбинации 2D-электронов вблизи уровня Ферми, в функции магнитного поля должна также демон-

стрировать осциллирующее поведение. Недавно появилось несколько сообщений о таком оптическом аналоге осцилляции Шубникова—де Гааза, которые наблюдаются в магнитолевых зависимостях интенсивности рекомбинационного излучения 2D-электронов [42–46]. При этом исследуют поведение интенсивности магнитолуминесценции 1-й возбужденной, неравновесно заполненной подзоны в случаях рекомбинации 2D-электронов со свободными дырками (КЯ [43], одиночный ГП [44]) и с дырками акцепторного центра (одиночный ГП с δ -слоем акцепторов [45, 46]). В условиях рекомбинации со свободными дырками в зависимостях интенсивности люминесценции от магнитного поля наблюдаются острые осциллирующие пики, точно совпадающие с целыми факторами заполнения 2D-электронов основной подзоны. Этот эффект объясняется в терминах экранирования кулоновского потенциала фотовозбужденных дырок 2D-электронами.

Вместе с тем магнитооптические осцилляции могут иметь и другую природу, связанную со сложной кинетикой релаксационных процессов в условиях фотовозбуждения. А именно, при непрерывном фотовозбуждении система находится, в принципе, в неравновесном (хотя и стационарном) состоянии, и наблюдаемые интенсивности линий определяются не только термодинамически равновесным распределением частиц, но и кинетикой релаксации неравновесной компоненты электронного газа. Поэтому магнитолевые зависимости интенсивности линий, отвечающих люминесценции из неравновесно заполненных состояний, содержат в себе ценную информацию не только об энергетическом спектре, но и о характере релаксационных процессов 2D-электронов в квантующем магнитном поле. Именно такая ситуация рассмотрена в работе [45], где экспериментально исследованы магнитоосцилляции люминесценции 2D-электронов из неравновесно заполненной 1-й возбужденной подзоны размерного квантования в случае рекомбинации с дыркой, связанной на акцепторе (нейтральный центр). Магнитоосцилляции люминесценции из 1-й возбужденной подзоны показаны на рис. 7, *а*. Ниже на этом же рисунке приведен веер уровней Ландау, полученный из обработки полных спектров люминесценции в магнитном поле. Прежде всего нетрудно видеть, что осциллирующие пики не совпадают строго с целочисленными факторами заполнения, которые устанавливаются в независимых экспериментах с той же подсветкой по минимумам шубниковских осцилляции магнитосопротивления. Вместе с тем отчетливо видно одноз-

начное соответствие места "срыва" сигнала в пиках люминесценции (показано на рисунке стрелками вниз) с пересечением соответствующих уровней Ландау — основной подзоны и 0-го уровня Ландау 1-й возбужденной подзоны. Механизмом такого "срыва" скорее всего служит упругая релаксация носителей из неравновесно заполненной подзоны в основную. Возмущением, смешивающим волновые функции разных подзон, в этом случае могут служить атомы остаточных примесей вблизи 2D-канала. Такая интерпретация подтверждается экспериментами по оптическому детектированию циклотронного резонанса [47].

Эти магнитоосцилляции интенсивности люминесценции очень чувствительны к температуре. При относительно высоких T пики осцилляции отвечают лишь четным ν , а при понижении температуры в магнитоосцилляционных зависимостях вырастают и начинают доминировать пики с нечетными факторами заполнения (рис. 7, в). Этот эффект объясняется усилением спинового расщепления при понижении температуры. Так, при $T \approx 0,4$ К $g_e \mu H > kT$, поэтому возникает существенная разность населенностей спиновых подуровней в основной подзоне, и это в свою очередь приводит к эффективному увеличению спинового расщепления из-за усиления обменного взаимодействия. Таким образом, в области нечетных ν вакансии (т.е. незаполненные места, куда релаксируют электроны) существуют только на верхнем спиновом уровне основной подзоны. Поэтому эффективная релаксация, а именно, без опрокидывания спина, может происходить лишь для электронов с верхнего спинового уровня возбужденной подзоны. Релаксация же электронов с нижнего спинового уровня сильно замедлена, что проявляется в эксперименте увеличением интенсивности магнитолюминесценции. Когда ν становится меньше нечетных значений, вакансии для релаксации появляются и на нижнем спиновом подуровне, и интенсивность резко падает. Магнитооптические осцилляции несут интересную информацию не только о релаксационных процессах, но и о состояниях в спектре — одночастичных, в режиме целочисленного КЭХ, и кулоновских, при дробном КЭХ.

3.6. Энергетический спектр 2D-электронов в наклонном магнитном поле. Наклонным полем широко пользуются в экспериментах с 2D-электронами для демонстрации их двумерности [4], для изучения влияния спиновых степеней свободы на энергетический спектр [15] и пр.

Интересно рассмотреть два предельных случая. Предел слабого магнитного поля отвечает ситуа-

ции, когда магнитная длина $l = l_0 / \sin^{1/2} \alpha$, определяемая по продольной компоненте магнитного поля $H = H \sin \alpha$, во много раз превосходит линейный размер квантовой ямы l_z ($l \gg l_z$). В этом пределе влияние H на спектр 2D-носителей можно учесть в рамках теории возмущений. Так, поправка δE_n к энергии E_n n -го уровня размерного квантования возникает во 2-м порядке по $\sin \alpha$, $\delta E_n \sim (\hbar \omega_c \sin \alpha)^2 \times (E_i - E_0)^{-1}$, а положение уровней Ландау изменяется лишь за счет вызванной параллельным полем анизотропии эффективной массы 2D-носителя. При пересечении соседних уровней Ландау из разных подзон, например основной и первой возбужденной, компонента магнитного поля снимает вырождение за счет расталкивания уровней:

$$\Delta E_{0,1}^{N,N-1} = \frac{|\langle 0 | Z | 1 \rangle|}{\lambda_H \cos^{1/2} \alpha} (2N)^{1/2} \hbar \omega_c \sin \alpha. \quad (3.4)$$

Существенно, что в этом предельном случае циклотронное вращение имеет двумерный характер и определяется только нормальной компонентой поля ($\omega_c = eH \cos \alpha / m$). В слабых полях влияние H на расщепление уровней Ландау исследовалось с помощью циклотронного резонанса [48, 49].

Интересен другой предел, когда $l \ll l_z$ и самым быстрым движением оказывается вращение электрона вокруг направления магнитного поля с частотой $\omega_c = eH / m_c$, определяемой полной величиной H . В этом предельном случае частица не чувствует размерного квантования и движется классически по циклоиде с осью вдоль поля. В данном режиме энергия основного состояния сдвигается с ростом поля быстрее, чем это имеет место в области слабых полей. Движение же вдоль поля можно рассматривать как адиабатическое, и низколежащая часть спектра носителей при $H \rightarrow \infty$ определяется положением уровней в одномерном потенциале. Расщепления $E_{nm}^*(\alpha)$ между низколежащими уровнями не зависят в этом предельном случае от магнитного поля и существенно меньше исходного межподзонного расщепления E_{nm} . Например, для модельного однопараметрического степенного потенциала $U(2) \sim Z^\nu$

$$E_{nm}^*(\alpha) = \cos^{2\nu/(\nu+2)} \alpha \cdot E_{nm}, \quad (3.5)$$

а для параболической ямы [50, 51]

$$E_{nm}^*(\alpha) = (n - m) \left\{ \frac{1}{2} (\omega_c^2 + E_{10}^2) - \left[\frac{1}{4} (\omega_c^2 + E_{10}^2)^2 - \omega_c^2 E_{10}^2 \cos^2 \alpha \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \sim E_{nm} \cos \alpha. \quad (3.6)$$

Емкость же каждого уровня определяется нормальной компонентой поля.

Энергетический спектр электронов в сильном наклонном поле ($l \ll l_z$) исследовался методом

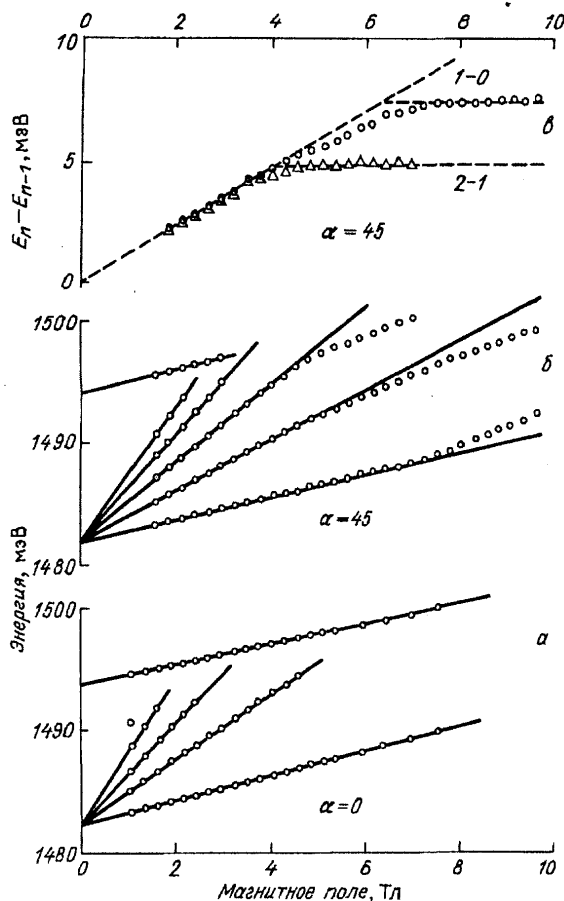


Рис. 8. Зависимость положения ландауовских пиков люминесценции в наклонном поле от полной величины H . $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; α — угол наклона. а — $\alpha = 0^\circ$. б — $\alpha = 45^\circ$. в — Зависимость расщепления между уровнями от полного поля для $\alpha = 45^\circ$. $H_1^* \sim 4 \text{ Тл}$ и $H_2^* \sim 7 \text{ Тл}$

излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками в работе [52]. На рис. 8 представлены зависимости положения энергии уровней от магнитного поля и расщепления между уровнями, измеренные с помощью анализа спектров магнитолюминесценции. Видно, что в наклонном поле при больших H экспериментальные зависимости отклоняются от линейных и величина расщепления между соседними уровнями перестает зависеть от H . Чем больше угол наклона α , тем меньше величина остаточного расщепления. Можно утверждать, что, начиная с некоторых $H > H_n^*$, расщепление между уровнями E_{nm}^* определяется размерным квантованием электронов в потенциальной яме вдоль направления магнитного поля. Существенно подчеркнуть, что при заданной концентрации 2D-электронов H_n^* не зависят от угла наклона, а при фиксированном угле H_n^* значительно уменьшаются при уменьшении n_s . В заключение отметим, что экспериментальные зависимости $E_{10}^*(\alpha)/E_{10}$ и $E_{nm}^*(\alpha)/E_{10}$ от угла наклона можно с успехом использовать для определения формы квантовой ямы, удерживающей носители.

4. Магнитооптика квантовых жидкостей в режиме дробного КЭХ. Основное состояние квантовой несжимаемой жидкости в режиме дробного КЭХ описывается пробной волновой функцией многоэлектронной системы, предложенной Лафлином [8]:

$$\psi = \prod_{j < k} f(Z_j - Z_k) \exp \left(-\frac{1}{4l_0^2} \sum_i |Z_i|^2 \right), \quad (4.1)$$

$$f(Z) = Z^q.$$

Хотя до настоящего времени не получено точного аналитического решения данной проблемы, выбор волновой функции в виде (4.1) оказался вполне удачным. Стартовой для Лафлина при построении концепции квантовой несжимаемой жидкости явилась работа [53]. Экспоненциальный фактор в (4.1) следует из собственных функций низшего уровня Ландау, которые классифицируются по проекциям углового момента m [54]:

$$\psi_m = (2\pi l_0^2 \cdot 2^m m!)^{-1/2} \left(\frac{Z}{l_0} \right)^m \exp \left(-\frac{|Z|^2}{4l_0^2} \right). \quad (4.2)$$

Для предэкспоненциального фактора используется форма Джастрова — произведение парных функций. Степенная форма f следует из (4.2), так как только однородный по Z полином является собственной функцией углового момента. Это свойство гарантирует принадлежность ψ основному уровню Ландау. Степень полинома определяется полным угловым моментом, являющимся хорошим квантовым числом, и поэтому m есть целое нечетное число. Далее, анализируя данную проблему в терминах однокомпонентной классической плазмы, Лафлин продемонстрировал, что волновые функции (4.1) описывают основное состояние при $\nu = 1/m$ ($m = q$, целое нечетное число). Таким образом, правило нечетных знаменателей в теории Лафлина следует из антисимметричности многоэлектронной волновой функции, построенной из электронов с одинаковой проекцией спина. Волновая функция квантовой жидкости может быть, в принципе, синглетной, однако точный вид такой волновой функции неизвестен.

Энергия основного состояния взаимодействующих электронов $E(N)$ в функции полного числа частиц N при $T = 0$ и фиксированном магнитном поле демонстрирует "изломы вниз" ("cusps") при значениях N , отвечающих дробным факторам заполнения $n = 1/q$. Излом на кривой $E(N)$ означает, что в этом месте химический потенциал $\mu \equiv dE/dN$ изменяется скачком при прохождении N через значение N_q , отвечающее заполнению $1/q$, что в свою очередь свидетельствует о наличии щели в

спектре:

$$\Delta = (dE/dN)_- - (dE/dN)_+. \quad (4.3)$$

Кулоновская щель отделяет основное состояние квантовой жидкости в точке N_q от непрерывного спектра квазичастичных возбуждений. Изменение N вблизи точки N_q приводит к рождению элементарных возбуждений — квазичастиц с зарядами $-e/q$ при $N > N_q$ и квазидырок с зарядами $+e/q$ при $N < N_q$. Очевидно, что эта картина не имеет ничего общего с обычным упругим сжатием (растяжением) электронной фазы (например, обычной ферми-жидкости). Поэтому в рассматриваемом случае при дробных ν квантовая жидкость является несжимаемой и в ее спектре отсутствуют бесщелевые (звуковые) возбуждения.

Кулоновская щель определяется выражением $\Delta = Ce^2/\epsilon l_0$, где C — константа, которая рассчитывалась в рамках различных модельных приближений [9, 55—58]. Принято считать лучшими из вычислений, выполненные методом Монте-Карло. С помощью них получено $C \approx 0,1$ [58]. Таким образом определенная кулоновская щель соответствует рождению пары надщелевых возбуждений, бесконечно удаленных друг от друга. В принципе, могут возбуждаться и связанные (экситонноподобные) пары. Этим возбуждениям должен соответствовать свой собственный спектр. В спектре этих возбуждений имеется ротонный минимум в прямой аналогии со спектром возбуждений сверхтекучего He^4 . Согласно теоретическим расчетам [57] ротонный минимум расположен на импульсах передачи $kl_0 \approx 1,4$.

Состояния квантовых жидкостей в режиме дробного КЭХ подчиняются правилам иерархии состояний. Халдейном предложена иерархическая схема [18], согласно которой состояния p/q с $1 < p < q$ (p — целое число) формируются из новых поколений квазичастичных возбуждений, подобно тому, как основное лафлиновское состояние (4.1) формируется из электронов. Таким образом, дочерние состояния квантовых жидкостей возникают из-за конденсации квазичастичных возбуждений исходных "родительских" состояний. Сами величины кулоновских щелей для состояний с разными $1/q$ должны описываться масштабным соотношением (1.3).

Таким образом, очевидно, что экспериментальное знание величин кулоновских щелей в режиме дробного КЭХ совершенно необходимо для сравнения с существующими теоретическими концепциями и их дальнейшим совершенствованием.

Долгое время единственным способом измерения величин кулоновских щелей был активационный

магнитотранспорт [59—63]. С помощью этого метода, по существу, измерялись щели подвижности в режиме дробного КЭХ, которые очень чувствительны к беспорядку. При очень низких температурах ($T < 1$ К) этот метод сталкивается с проблемами, связанными с прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка, а также с эффектами сильной локализации. Совершенно очевидно, что нужны независимые методы измерения кулоновских щелей. Поэтому в этом разделе будут рассмотрены возможности магнитооптического метода в решении этой задачи.

4.1. Особенности спектров магнитолюминесценции при дробных ν
Оптические эксперименты с 2D-электронами в режиме дробного КЭХ впервые осуществлены в Si-МДП-структурах [64]. В этих экспериментах наблюдалось скачкообразное поведение линии люминесценции в шкале энергий при прохождении через дробные значения $\nu = 8/3, 7/3$ и по величине этих скачков сделаны оценки соответствующих кулоновских щелей. Однако в случае 2D-электронного газа в Si-МДП-структурах при низких температурах и сильных магнитных полях излучательная рекомбинация из нижнего по спину состояния ($S_z = -1/2$) не наблюдается из-за правил отбора, и экспериментально вести наблюдения в ультраквантовом пределе с помощью магнитооптики не удастся по принципиальным причинам. В случае GaAlAs/GaAs-ГП таких ограничений нет, так как g -фактор электрона отрицателен.

В этом разделе рассмотрим магнитооптические измерения, выполненные в GaAlAs/GaAs-одиночном гетеропереходе при дробных факторах заполнения $\nu = 2/3, 1/3, 4/5, 3/5, 2/5, 1/5, 1/7$ и $1/9$, где также было обнаружено скачкообразное поведение линии магнитолюминесценции [21]. Эти исследования выполнялись на высококачественных образцах, в которых подвижность 2D-электронов при освещении составляла $\mu_c \geq (1 - 3) \cdot 10^6$ см²/В·с, а плотность электронов могла варьироваться с помощью специально подобранной стационарной подсветки в интервале $(0,5 - 2) \cdot 10^{11}$ см⁻².

На рис. 9 показано поведение пиков ландауовских линий в спектре магнитолюминесценции при вариации магнитного поля. Для факторов заполнения $\nu > 2$ картина имеет привычный вид веера уровней Ландау. Однако при $\nu < 2$, когда в спектре остается одна линия, появляются существенные особенности. Наибольшие отклонения от линейной зависимости возникают в области между $\nu = 2$ и $\nu = 1$. Эти отклонения связаны с усилением спинового расщепления в результате обменного взаимодей-

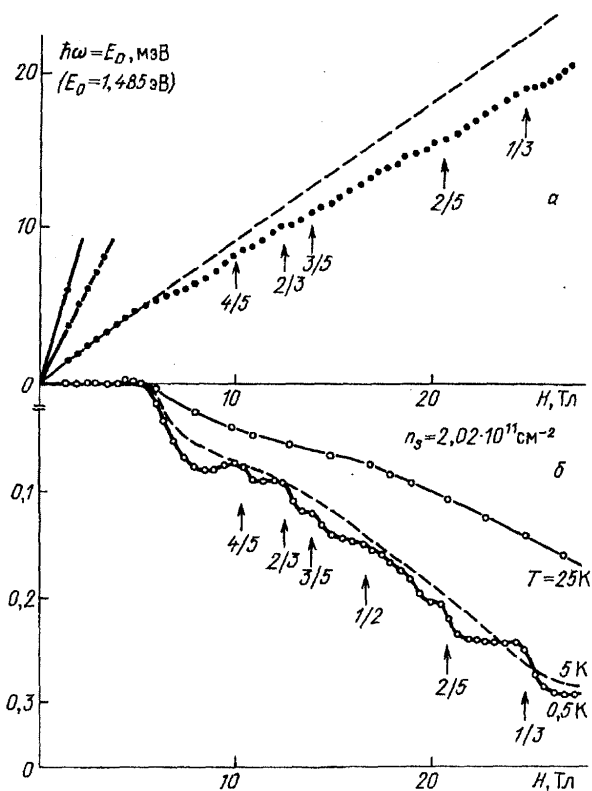


Рис. 9. *a* — Зависимость энергетического положения пика люминесценции, отвечающей рекомбинации электрона из нижнего спинового состояния, от величины H (энергия отсчитана от дна зоны размерного квантования; $T = 0,47$ К, $n_s = 2,02 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$). *б* — Энергетические положения пика этой же линии, относительно пунктирной прямой рис. *a*, при вариации H . Стрелками указаны дробные факторы заполнения

вия электронов с одинаковой проекцией спина (эффект усиления g -фактора). При дальнейшем увеличении магнитного поля появляются новые дополнительные скачки спектрального положения центра тяжести линии $\hbar\omega$ в окрестности $\nu = 4/5$, $2/3$, $3/5$, $2/5$ и $1/3$. Амплитуда скачков растет при понижении температуры. Сама величина скачков мала в сравнении с основным масштабом энергетического спектра, который задается циклотронной энергией. Поэтому на рис. 9, *б* эти же результаты представлены за вычетом одноэлектронного вклада, связанного с энергией нижайшего уровня Ландау. После такой процедуры скачки $\hbar\omega$ при $\nu = 4/5$, $2/3$, $3/5$, $2/5$ и $1/3$ видны более явно. Уместно отметить, что в окрестности $\nu = p/q$ также наблюдается небольшое уширение ($\approx 10\%$) линии, которое, тем не менее, не затрагивает ее форму. Кроме того, имеется достаточно размытая особенность в окрестности $\nu = 1/2$. При увеличении температуры до 5 К все скачки при факторах заполнения с нечетными q исчезают, тогда как особенность при $\nu = 1/2$ сохраняется вплоть до 25 К. Слабая чувствительность этой особенности к температуре аналогична тому, что наблюдается в магнитотранспорте [65, 66]. В частности, из магнитотранспорт-

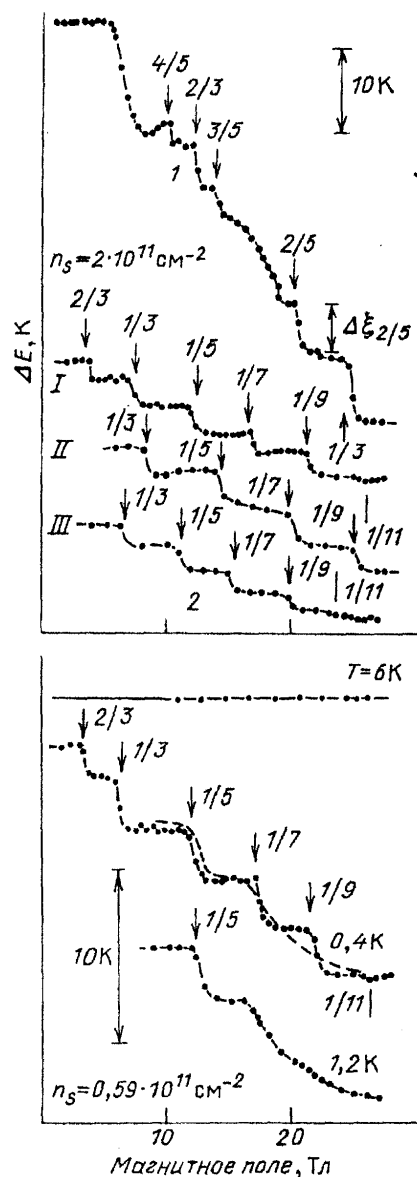


Рис. 10. Поведение центра тяжести линии люминесценции $\bar{\omega}$, отвечающей рекомбинации электрона из нижнего спинового состояния, в функции магнитного поля. $\Delta E = \hbar\omega - (1/2)\hbar\omega_c$

ных исследований следует [66], что особенности при $\nu = 3/2$, $3/4$, $1/2$ и $1/4$ имеют общую природу, не связанную с дробным КЭХ.

Зависимость ΔE от H становится при понижении температуры более отрицательной, что связано с эффектом сильной локализации в магнитном поле. Эта зависимость может быть использована для анализа беспорядка в системе.

На серии образцов с меньшими концентрациями 2D-электронов удается продвинуться еще глубже в ультраквантовую область ($\nu \ll 1$). Скачкообразное поведение центра тяжести линии люминесценции при $\nu = 2/3$, $1/3$, $4/5$, $3/5$, $2/5$, $1/5$, $1/7$ и $1/9$ иллюстрирует рис. 10. Эти результаты полностью воспроизводятся после термического циклирования. Заметим, что столь явные особенности при $\nu = 1/7$ и $1/9$ в режиме дробного КЭХ вообще наблюдаются

впервые, а с помощью магнитотранспортных измерений особенности при $\nu = 1/9$ не обнаруживаются. Это наглядно демонстрирует, что эффекты сильной локализации в гораздо меньшей мере ограничивают возможности магнитооптического метода, в отличие от магнитотранспорта. Здесь же на рис. 10 сопоставляются зависимости $\Delta E(H)$, измеренные для трех различных температур. При 0,4 К наблюдается скачкообразное поведение для всех обнаруженных дробей $\nu = 1/q$ вплоть до $1/9$, однако не обнаружены какие-либо особенности в окрестности $1/11$. При $T = 1,2$ К скачки при $\nu = 1/7$ и $1/9$ исчезают, но сохраняются в окрестности других дробных $\nu = p/q$ с меньшими q .

Наконец, остановимся на очень актуальном вопросе, связанном с реальной электронной температурой в условиях описанных экспериментов, которые ведутся с использованием стационарного фотовозбуждения. Ответ был получен с помощью анализа ширин линий шубниковских осцилляции продольного магнитосопротивления, играющих роль внутреннего электронного термометра. Продольное сопротивление измерялось одновременно (in situ) с магнитооптикой. Например, при стационарном фотовозбуждении аргоновым лазером полной мощностью около 1 МВт и температуре бани 40 мК, электронная температура возрастала, но не превышала 100 мК. Таким образом, в использованных структурах удастся вести магнитооптические исследования при температурах существенно ниже 1 К. Это связано с очень большими временами излучательной рекомбинации 2D-электронов в этих системах.

4.2. Теория магнитолюминесценции 2D-электронов в режиме дробного КЭХ. Теперь остановимся на интерпретации описанных выше экспериментальных результатов. Ранее, при обсуждении разрывного поведения центра тяжести линии магнитолюминесценции в Si-МДП-структурах при дробных факторах заполнения, предполагалось [64], что эти разрывы непосредственно связаны со скачками химпотенциала при конденсации 2D-электронов в квантовую лафлиновскую жидкость: $\Delta\bar{\omega} = \Delta\mu = q\Delta_\phi$. Отсюда по спектральному скачку $\Delta\bar{\omega}$ можно непосредственно определить кулоновскую щель, соответствующую данной дроби $1/q$. Такая гипотеза основывалась на предположении, что как начальное состояние N электронов до рекомбинации, так и конечное состояние $N - 1$ электронов после рекомбинации являются основными. Иными словами, предполагалось, что взаимодействующая система 2D-электронов адиабатически отслеживает процесс излучательной рекомбинации с

акцепторным центром. Эта гипотеза уязвима в том отношении, что после акта рекомбинации во взаимодействующей системе $N - 1$ электронов появляются разные возбуждения, и последующая их релаксация в основное состояние после такого "встряхивания" ("shake-up process") требует достаточного времени.

Недавно построена теория [67], анализирующая процесс излучательной рекомбинации взаимодействующей системы 2D-электронов с дырками акцепторного центра. Анализ касается поведения первого момента линии люминесценции M_1 при вариации фактора заполнения в окрестности дробных значений ν :

$$M_1 \equiv \int I(E)E dE / \int I(E) dE$$

непосредственно совпадает с центром тяжести линии $\bar{\omega}$. Главный ответ теории состоит в том, что $M_1(\nu)$ отражает поведение средней энергии взаимодействующих электронов, а не химического потенциала.

Теория использует следующие модельные представления. Электронная плотность считается однородной, а акцепторный центр исходно нейтральным. Расстояние Z_0 примесного центра от 2D-плоскости и магнитная длина l_0 намного превышают ширину электронного слоя и радиус примесного центра ($Z_0, l_0 \gg r_{\text{imp}}$). В конечном состоянии потенциал примесного центра отталкивательный кулоновский. При $T = 0$ электронная система находится в основном i -состоянии; если это состояние вырождено, то предполагается, что все состояния равно заселены. Магнитное поле считается столь сильным $\hbar\omega_c \gg e^2/\epsilon l_0$, что смешиванием различных уровней Ландау можно пренебречь. На другом языке параметр смешивания уровней Ландау $\lambda = (e^2/\epsilon a)/\hbar\omega_c \equiv (1/2\nu)r_s$ ($a = (\pi n_s)^{-1/2}$ — межчастичное расстояние, $r_s = a/a_B$; боровский радиус $a_B = \epsilon\hbar^2/me^2$) считается равным нулю. Это эквивалентно рассмотрению ситуации, когда $r_s \rightarrow 0$. Квантовый излучательный переход происходит в точке \mathbf{r}_0 2D-слоя, наиболее близко расположенной к примесному центру. Расчеты ведутся численно в сферической геометрии [68, 69]. Таким образом, все уравнения записываются для однородной системы с конечным числом частиц (реально в расчетах 6 и 7 частиц).

Итак, нормированный первый момент линии магнитолюминесценции равен

$$M_1 = E_i - \langle H_f \rangle_{ab}, \quad (4.4)$$

где E_i — энергия основного состояния N взаимодействующих частиц. H_f — гамильтониан системы в

конечном состоянии, а именно — энергия $N - 1$ электронов с координатами $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{N-1}$ в 2D-слое, взаимодействующих между собой и с отталкивающим кулоновским центром \mathbf{r}_i . Усреднение в (4.4) ведется по волновым функциям $\psi_\alpha(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ всех состояний α , принадлежащих i -му уровню при условии $\mathbf{r}_N = \mathbf{r}_0$. За вычетом энергий основного уровня Ландау и примесного центра момент первого порядка или центр тяжести линии магнитoluminesценции содержит лишь энергию кулоновского межчастичного взаимодействия. Теперь уравнение (4.4) можно записать в виде

$$M_1 = \int (V(|\vec{\rho}_0 - \vec{\rho}|) - V(|\vec{\rho}_I - \vec{\rho}_0|)g(|\vec{\rho}_0 - \vec{\rho}|)d\vec{\rho} = \\ = 2E_i N^{-1} - \int V(|\vec{\rho}_I - \vec{\rho}|)g(|\vec{\rho}_0 - \vec{\rho}|)d\vec{\rho}. \quad (4.5)$$

Интегрирование ведется по всему 2D-слою, а $g(\rho)$ — парная корреляционная функция:

$$g(|\vec{\rho}_N - \vec{\rho}_{N-1}|) = \\ = \frac{1}{g_i} (N - 1) A^2 \sum_{\alpha} \int |\psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_N)|^2 d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_{N-2}, \\ \int g(\vec{\rho}) d\vec{\rho} = N - 1, \quad (4.6)$$

где g_i — вырождение i -го уровня, A — площадь 2D-слоя, $\vec{\rho} = \mathbf{r}/e$.

Если потенциал $V(\mathbf{r})$ короткодействующий, второе слагаемое в выражении (4.5) можно просто опустить. Если воспользоваться определением химического потенциала $\mu = \partial E_i / \partial N$, то с помощью (4.5) легко получить выражение для кулоновской щели:

$$\Delta_q = (\nu/2q)\delta(\partial\bar{\omega}/\partial\nu) \equiv (H/2q)\delta(\partial\bar{\omega}/\partial H). \quad (4.7)$$

Таким образом, функция центра тяжести линии $\bar{\omega}(\nu)$ "отслеживает" среднюю энергию кулоновского взаимодействия между частицами и демонстрирует изломы ("cusps") при дробных ν . Сила этих изломов ("cusps strength"), определяемая как разрыв производной $\partial\bar{\omega}/\partial\nu$, позволяет получить величины щелей Δ_q .

Однако на самом деле $V(r)$ — дальнодействующий кулоновский потенциал, и, в принципе, второе слагаемое в выражении (4.5) следует учитывать. Интересно отметить, что при $Z \rightarrow 0$ $\bar{\omega} = 0$. Это означает, что если 2D-электроны и примесный центр (или свободная дырка) копланарны, оба слагаемых в (4.5) компенсируют друг друга, и никаких особенностей в поведении $\bar{\omega}(\nu)$ вблизи дробных ν не должно быть.

На конечных расстояниях Z_0 несобственный вклад в величину излома в функции $\bar{\omega}(\nu)$ не мал. Общее выражение для силы излома следующее:

$$\delta\left(\frac{\partial\bar{\omega}}{\partial\nu}\right) = \\ = \frac{2q\Delta}{\nu} - \int V(|\vec{\rho}_I - \vec{\rho}|)\delta\left(\frac{\partial g(|\vec{\rho}_0 - \vec{\rho}|)}{\partial\nu}\right)d\vec{\rho}. \quad (4.8)$$

В разложении выражения (4.8) при $Z_0 \gg l_0$ член $\sim Z_0^{-1}$ отсутствует из условия нормировки, а при $Z_0 \ll l_0$ разложение пропорционально Z_0^2 .

С помощью парной корреляционной функции рассчитывается второй (несобственный) член в выражении (4.8), как функция h , и в предельных случаях для него получено

$$\delta(\partial\bar{\omega}/\partial\nu) \approx 18\Delta - 37\varepsilon(l/Z_0)^3 \text{ для } Z_0 \gg l, \\ \approx 0,77(Z_0/l)^2 \text{ для } Z_0 \ll l. \quad (4.9)$$

Отсюда следует, что несобственный вклад в общее выражение для силы изломов быстро убывает при удалении примесного центра от 2D-плоскости, т.е. с ростом Z_0 . Поэтому на достаточно больших расстояниях Z_0 процедура обработки экспериментальных зависимостей $M_1(\nu)$ с целью определения величин щелей сильно упрощается.

4.3. Кулоновские щели в условиях дробного КЭХ. Сейчас рассмотрим, каким образом из экспериментальных зависимостей центра тяжести линии люминесценции или ее первого момента $M_1(\nu)$ определяются величины щелей в соответствии с заключениями теории.

С целью анализа экспериментальных зависимостей для всех измеренных спектров люминесценции рассчитывались нулевой (M_0), первый (M_1), второй (M_2) и третий (M_3) спектральные моменты [70]:

$$M_0 = \int I(E)dE, \quad M_1 = \frac{1}{M_0} \int I(E)E dE,$$

$$M_2^2 = \frac{1}{M_0} \int I(E)(E - M_1)^2 dE,$$

$$M_3^2 = \frac{1}{M_0 M_2^3} \int I(E)(E - M_1)^3 dE.$$

Все экспериментальные данные при фиксированных значениях магнитного поля обрабатывались с помощью компьютера. Напомним, что M_0 , M_1 , M_2 и M_3 характеризуют интегральную интенсивность, центр тяжести, ширину и асимметрию линии люминесценции. Точность, с которой определялась величина первого момента M_1 была не ниже 0,01 мэВ. На рис. 11,а сравнивается поведение $M_1(H)$ с картиной шубниковских осцилляции магнитосопротивления в образце с большой подвижностью ($1,2 \cdot 10^6$ см²/В·с) [70]. Видно, что минимумы ρ_{xx} совпадают с изломами вниз ("cusps") функции $M_1(H)$. Более отчетливо этот факт проиллюстрирован на рис. 11,б, где сравниваются зависимости от H для четырех моментов M_1 , M_2 , M_3 и

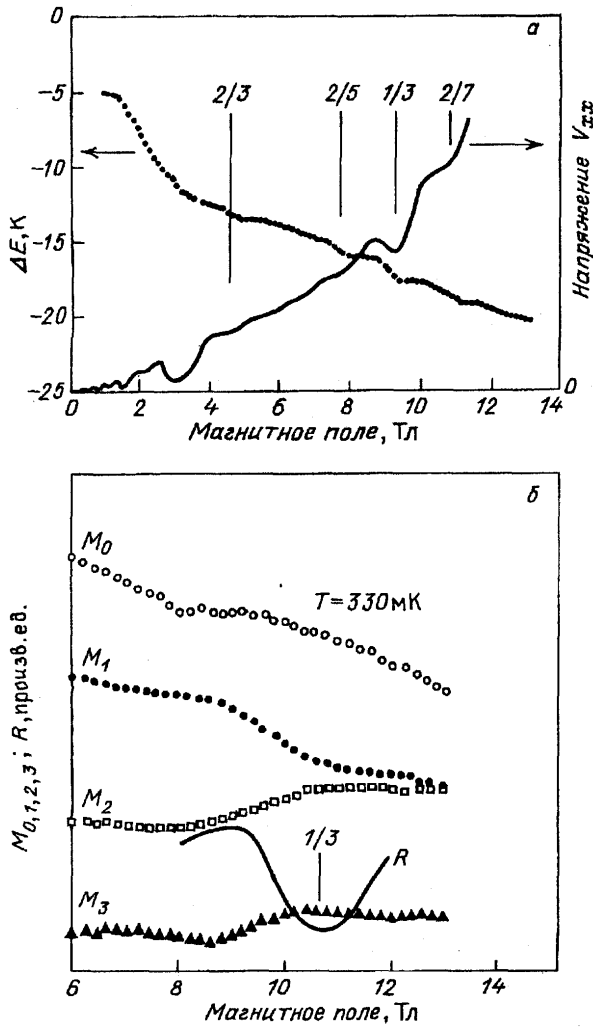


Рис. 11. *a* — Соответствие между шубниковскими осцилляциями магнитосопротивления и зависимостью момента $M_1(H)$; $T = 0,6$ К. *б* — Поведение моментов M_0, M_1, M_2 и M_3 линии магнитолуминесценции в окрестности $\nu = 1/3$. Сплошная линия — магнитосопротивление; $T = 330$ мК

M_0 с минимумом ρ_{xx} в окрестности $\nu = 1/3$. Видно, что минимум ρ_{xx} и излом вниз функции $M_1(H)$ при $\nu = 1/3$ совпадают, поэтому эта функция скорее отражает среднюю энергию 2D-электронов, чем ее химический потенциал. Заметим также, что излом вверх функции $M_1(H)$ близко подходит к максимуму ρ_{xx} . В ряде случаев одновременно со спектром излучательной рекомбинации 2D-электронов с акцепторным центром исследовались спектры, отвечающие рекомбинации со свободными дырками. Однако в зависимостях $M_1(\nu)$ этих спектров отсутствовали изломы при дробных ν .

На рис. 12 показаны одновременно шубниковские осцилляции ρ_{xx} , момент первого порядка $M_1(H)$ в функции магнитного поля и его производная dM_1/dH измеренные в образце с концентрацией 2D-электронов $n_s = 2,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $T = 100$ мК в области факторов заполнения $\nu = 8, 6, 4, 3, 2, 1$ и $2/3$ [71]. Наличие изломов вниз функции $M_1(H)$ наиболее отчетливо проявляется в соответ-

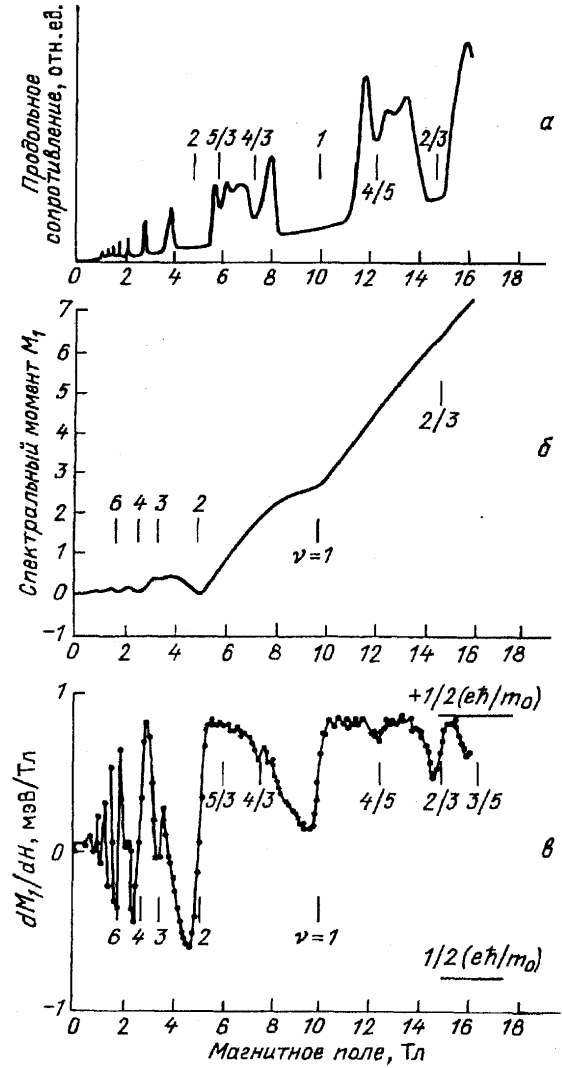


Рис. 12. Первый момент M_1 (б) и его производная (в) в функции магнитного поля H сравниваются с картиной шубниковских осцилляции (а). Указаны целочисленные и дробные факторы заполнения

ствующих скачках производной dM_1/dH . На рис. 12 эти скачки возникают при целочисленных факторах заполнения $\nu = 2, 4, 6, 8, 10$ (циклотронные щели), $\nu = 1, 3, 5$ (щели, связанные со спиновым расщеплением) и при $\nu = 4/5, 2/3$ и $3/5$ (кулоновские щели при дробных ν).

В режиме целочисленного КЭХ средняя энергия электронов определяется их распределением по уровням Ландау. В этом режиме также видны изломы вниз в функции $M_1(H)$, которые появляются при четных целых ν . Эти изломы определяют скачкообразное поведение химпотенциала при пересечении уровней Ландау. В случае идеальной картины дискретных уровней Ландау в отсутствие электрон-электронного взаимодействия и при $T = 0$ К нетрудно по величине скачка производной $dM_1/d\nu$ определить саму циклотронную щель:

$$\Delta G = \hbar\omega_c = \nu\delta(dM_1/d\nu) = H\delta(dM_1/dH). \quad (4.10)$$

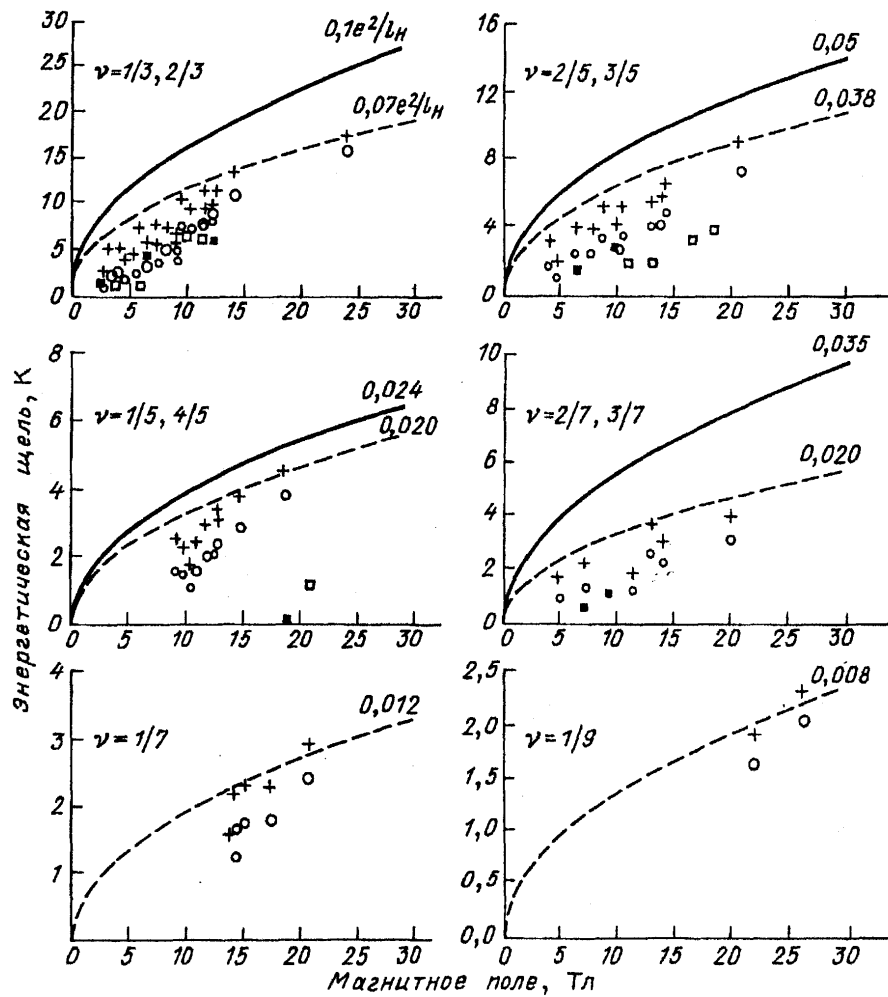


Рис. 13. Зависимости кулоновских щелей КЖ дробного КЭХ от величины магнитного поля. Символы объяснены в тексте

Обратим внимание, что уравнения (4.7) и (4.10) совпадают с точностью до коэффициента 2. Этот коэффициент в уравнении (4.7) для величины кулоновской щели в дробном КЭХ появляется из-за парного характера e – e -взаимодействия.

При $\nu = 2$ и достаточно низких T легко убедиться (см. рис. 12), что скачок dM_1/dH практически совпадает с величиной $e\hbar/mc$, которая независимо определяется по ландауовскому расщеплению в оптических спектрах. При больших целых четных ν возникают отклонения из-за уширения уровней Ландау и относительно большого дискретного шага магнитного поля в эксперименте [71]. С ростом температуры в области циклотронных щелей dM_1/dH уменьшается по амплитуде и монотонно уширяется. Такая температурная эволюция "излома вниз" в $M_1(H)$ и производной $dM_1(H)/dH$ совершенно естественна и вытекает из фермиевской функции распределения.

На рис. 12 скачки производной $dM_1(H)/dH$ связаны при $\nu = 1$ со спиновым расщеплением, а при дробных $\nu = 4/5, 2/3$ и $3/5$ — с соответ-

ствующими кулоновскими щелями дробного КЭХ. Производные dM_1/dH рассчитываются численно из непосредственно измеряемых зависимостей $M_1(H)$.

Определенные по описанной процедуре кулоновские щели и их зависимости от величины магнитного поля проиллюстрированы на рис. 13 для $\nu = p/3, p/5, p/7$ и $1/9$. Кружки соответствуют величинам Δ_q , непосредственно определенным по величине скачка производной $dM_1(\nu)/d\nu$ с помощью приближенной формулы (4.7). Крестиками показаны те же щели, но скорректированные с помощью процедуры, описанной в [67], с учетом конечного расстояния Z_0 акцепторов от интерфейса. Экспериментальные значения сравниваются с теоретическими зависимостями Δ_q от H [58, 72], которые представлены сплошными линиями. Пунктиром показана аппроксимация, лучше описывающая эксперимент. Напомним, что в теоретических расчетах величина кулоновских щелей редуцируется при учете конечной ширины 2D-электронного канала, а также при смешивании уровней Ландау [73]. Наконец, здесь же для сравне-

ния приведены данные, полученные с помощью активационного магнитотранспорта (темные и светлые квадраты заимствованы из работ [62] и [63]). Согласие оптических и транспортных измерений наилучшее и вполне удовлетворительное в области сильных магнитных полей ($H > 10$ Тл), а при меньших H данные расходятся сильно. Причина расхождений в этой области магнитных полей связана, по-видимому, с тем, что в магнитотранспортных измерениях определяются щели подвижности. Когда такая щель сопоставима с шириной уровня Ландау, магнитотранспорт значительно занижает истинную величину щели.

Нетривиальным оказывается поведение величины кулоновской щели при изменении температуры. На рис. 14,а показана величина производной $dM_1(H)/dH$ при $\nu = 2/3$ и $3/5$, измеренная при различных температурах. Скачок производной практически не меняется вплоть до некоторой критической температуры. Заметить этот эффект с помощью активационного магнитотранспорта невозможно по принципиальным причинам. На рис. 14,б представлены температурные зависимости энергий кулоновских щелей для $\nu = 2/3, 3/5, 1/5$ и $1/7$, измеренные по силе производных $\delta(dM_1(H)/dH)$ в рамках описанной выше процедуры. Видно, что каждая дробь имеет свою характерную температуру T_c , начиная с которой соответствующая щель коллапсирует. Аналогичное поведение наблюдалось ранее качественно в случае дробного КЭХ в Si-МДП-структурах. Термический коллапс наблюдается также в случае спинового расщепления ($\nu = 1$). Между величиной щели $\Delta(T = 0)$ и критической температурой отсутствует простое эмпирическое соотношение. Для объяснения этого эффекта в режиме дробного КЭХ, по-видимому, следует учитывать полную дисперсию спектра квазичастичных возбуждений, включая его ротонную часть.

4.4. Магнитооптические эксперименты в режиме дробного КЭХ в других гетеросистемах. В работах [74, 75] исследовалась магнитолюминесценция 2D-электронов со свободными дырками в одиночном GaAlAs/GaAs-ГП высокого качества (подвижности 2D-электронов в этих структурах при подсветке были порядка 10^7 см²/В·с). Изучались осцилляции интенсивности в функции магнитного поля, соответствующие рекомбинации 2D-электронов из основной (линия E_0) и возбужденной (линия E_1) подзон размерного квантования. Обнаружено, что минимумы для линии E_0 и максимумы для линии E_1 в осциллирующих зависимостях интенсивности магнитолюминесценции

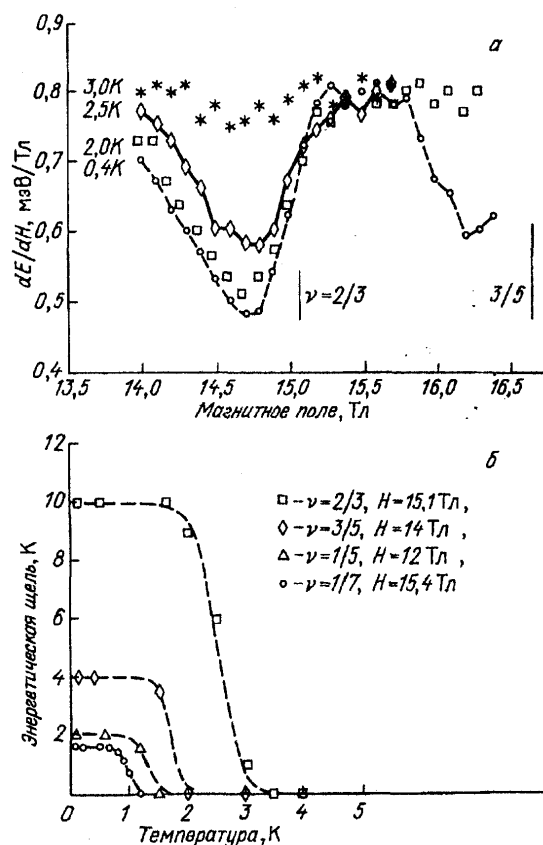


Рис. 14. а — Поведение производной dM_1/dH ("cusps strength") от температуры, б — Температурные зависимости кулоновских щелей для $\nu = 2/3, 3/5, 1/5$ и $1/7$

отвечают целым ν в режиме целочисленного и дробным ν в режиме дробного КЭХ. Такое осциллирующее поведение объясняется в терминах экранирования электронами фотовозбужденных свободных дырок, а также несжимаемостью ферми-жидкости. Эти осцилляции, безусловно, являются индикатором сильно скоррелированных электронных состояний в режиме дробного КЭХ. Однако вряд ли эти осцилляции можно использовать для измерений величин кулоновских щелей.

В режиме дробного КЭХ исследовалась излучательная рекомбинация 2D-электронов со свободными дырками в легированных асимметричных GaAlAs/GaAs-одиночных квантовых ямах [76]. В этих экспериментах обнаружено расщепление линий люминесценции в окрестности $\nu = 2/3$, которое прямо не связано с соответствующей кулоновской щелью, а сама природа расщепления до конца не ясна.

Наконец, очень интересны эксперименты по резонансному электронному рассеянию света 2D-электронами [77]. В этих спектрах обнаружено неупругое рассеяние света, которое связывается с энергиями передачи в область ротонного минимума спектра квазичастичных возбуждений. Если данные наблюдения, а главное — их интерпретация под-

твердятся, то резонансное рассеяние света 2D-электронами может оказаться еще одним оптическим инструментом измерения спектра кулоновских щелей в режиме дробного КЭХ.

5. Магнитооптические наблюдения кристаллизации 2D-электронов. В этом разделе остановимся на интересном вопросе, связанном с наблюдением кристаллизации 2D-электронов в ультраквантовом пределе средствами магнитооптики. Нас будет прежде всего интересовать, как конкурируют между собой основные состояния квантовых жидкостей в режиме дробного КЭХ и вигнеровского кристалла и каким образом в связи с этой конкуренцией выглядит фазовая диаграмма перехода кристалл—жидкость.

5.1. Теоретические аспекты проблемы. Почти 60 лет тому назад Вигнер предсказал [78], что в случае, когда энергия кулоновского взаимодействия $\langle V \rangle$ значительно превосходит кинетическую энергию $\langle K \rangle$, система электронов должна образовать устойчивую конфигурацию с дальним порядком. В трехмерном случае решеткой с наименьшей собственной энергией оказывается кубическая объемноцентрированная, а для двумерного случая — гексагональная.

Для 2D-электронов в отсутствие магнитного поля различают классический и квантовый пределы, когда может произойти такая кристаллизация. Классический случай (или область малых плотностей) определяется неравенствами $\hbar^2/m^*a^2 \ll kT \ll e^2/\epsilon a$ (m^* — эффективная масса электрона, a — межчастичное расстояние). В этом пределе фазовый переход жидкость—электронный 2D-кристалл происходит, когда отношение $\langle V \rangle / \langle K \rangle = e^2(\pi n_s)^{1/2} / \epsilon kT > \geq \Gamma \approx 10^2$. Именно такая кристаллизация 2D-электронов в классическом приближении обнаружена и исследована в экспериментах с электронами на поверхности He [79, 80]. В результате этих исследований определены фазовая граница перехода в плоскости (n_s, T_c) , классическая температура плавления $T_c = e^2(\pi n_s)^{1/2} / \Gamma_m \epsilon k$, величина параметра Γ_m .

Квантовый предел (или область больших концентраций) реализуется в условиях, когда $kT \ll \hbar^2/m^*a^2 \ll e^2/\epsilon a$. В этой области отношение $\langle V \rangle / \langle K \rangle$ анализируется в функции безразмерного параметра $r_s \equiv a/a_B$. Так как корреляционная энергия $\langle V \rangle \sim n_s^{1/2}$, а кинетическая $\langle K \rangle \sim n_s$, 2D-вигнеровский кристалл оказывается устойчив в области $r_s > \Gamma_W$, т.е. когда плотность электронов не превышает некоторой граничной величины $n_s \leq n_W = (\Gamma_W^2 \pi a_B^2)^{-1}$. В этом режиме фазовая

диаграмма имеет точку окончания на оси концентраций. Численные расчеты дают для $\Gamma_W \approx 33$ [81]. Если принять это значение Γ_W , то квантовый режим кристаллизации для 2D-электронов на поверхности гелия наступает при $n_W \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а для 2D-электронов в GaAlAs/GaAs-гетеропереходе — при $n_W \approx 10^8 \text{ см}^{-2}$. Реализовать указанные условия в данных системах не удастся. Поэтому в отсутствие магнитного поля вигнеровская кристаллизация 2D-электронов в квантовом режиме не наблюдалась.

Ситуация радикально меняется в сильном поперечном магнитном поле. Электроны теперь теряют прежние степени свободы и их движение приобретает финитный характер по циклотронным орбитам с размерами $(2N + 1)^{1/2} l_0$. В квантовом пределе ($\nu < 1$) 2D-электроны в результате корреляционного взаимодействия понижают свою среднюю энергию без каких-либо затрат на энергию кинетическую. Таким образом, сильное магнитное поле создает предпочтительные условия для пространственного упорядочения электронов, или, иными словами, стимулирует вигнеровскую кристаллизацию.

Для экспериментов в квантовом пределе существенно знать критические факторы заполнения ν_c , начиная с которых, кристаллическая фаза электронов станет энергетически более выгодной, чем квантовая жидкость в дробном КЭХ. Фазовую границу между вигнеровским кристаллом и жидкостью можно полностью описать с помощью трех параметров: фактором заполнения ν , безразмерной плотностью r_s и безразмерной температурой $\Gamma = kT/(e^2/\epsilon a)$. В этих трех измерениях (ν, Γ, r_s) фазовая диаграмма перехода должна иметь вид топологически сложной поверхности. В области больших плотностей параметр r_s может рассматриваться как эквивалент параметру λ , характеризующему смешивание уровней Ландау $\lambda = (e^2/\epsilon a)/\hbar\omega_c = \nu r_s/2$. Подавляющее число микроскопических расчетов энергии основного состояния вигнеровского кристалла относится к пределу $r_s \rightarrow 0$. Эти расчеты дают для ν_s значения в интервале 1/5 и 1/10 [30, 82]. В работах [83, 84] учтены корреляционные эффекты в условиях смешивания между уровнями Ландау и показано, что стабильность вигнеровского кристалла при этом возрастает. Сама же устойчивая кристаллическая фаза возникает при $\nu_c = 1/3$. Например, для дырочного 2D-канала GaAlAs/GaAs $r_s \approx 20$.

Понижение размерности системы приводит к появлению новых свойств 2D-кристалла и особенностей самого фазового перехода жидкость—2D-кристалл по сравнению с ординарными трехмерными

ми объектами. Свойства 2D-кристалла впервые рассматривал Пайерлс и показал, что при любой конечной температуре амплитуда нулевых колебаний, или среднеквадратичное отклонение частицы от равновесного положения в решетке, увеличиваются логарифмически с увеличением размера системы. Это означает, что 2D-кристалл неограниченных размеров неустойчив. Эту проблему удастся решить в рамках двух различных подходов.

Во-первых, как следует из модельных численных расчетов, стабильность двумерного кристалла растет, если он разбивается на домены, причем, чем меньше размер 2D-домена, тем выше его температура плавления [85].

Другой подход был развит в работах Костерлица и Таулесса [86] (см. также обзор [87]). Из этих работ следует, что в 2D-случае не может быть дальнего порядка в обычном смысле, однако возможно ввести критерий, позволяющий отличить жидкую фазу от кристаллической. А именно, в жидкой фазе позиционный порядок исчезает экспоненциально, в то время как в двумерном кристалле это происходит гораздо медленнее — порядок теряется как степенная функция расстояния. В отличие от ординарного трехмерного перехода жидкость — кристалл, который является переходом первого рода с определенной энергией плавления, в 2D-случае теория предсказывает непрерывный переход из низкотемпературной фазы с квазидальним позиционным порядком в высокотемпературную разупорядоченную фазу. Сам переход характеризуется сингулярностями в энергии и теплоемкости.

Согласно концепции Нельсона—Гальперина [88] плавление 2D-кристалла происходит в результате диссоциации структурных дефектов, в частности дислокационных пар. Сам фазовый переход происходит в два этапа и характеризуется двумя критическими температурами: T_{c1} для перехода 2D-кристалл — гексатическая жидкость с ориентационным порядком ("hexatonic phase") и T_{c2} , выше которой ориентационный порядок в жидкой фазе пропадает.

Одним из наиболее подходящих объектов исследований 2D-электронов в сильном магнитном поле в режиме вигнеровской кристаллизации является одиночный гетеропереход GaAlAs/GaAs. В этих структурах с помощью совершенных технологий удастся получить двумерные каналы с подвижностью электронов 10^6 — 10^7 см²/В·с при концентрациях 2D-носителей $n_s = 10^{10}$ — 10^{11} см⁻². В недавно выполненных экспериментах, разнообразных и не-

зависимых по своему методическому подходу, в которых исследовались радиочастотное поглощение [17, 89], нелинейный магнитотранспорт [19, 89—91, 96], затухание поверхностных акустических волн [92], циклотронный резонанс [93], а также магнитооптика [21, 75], получены аргументированные свидетельства, что такая кристаллизация происходит. Ниже рассмотрим, как проявляется такая кристаллизация в магнитооптических экспериментах.

5.2. Спектр люминесценции в режиме вигнеровской кристаллизации. В работах [21] было обнаружено, что в спектрах излучательной рекомбинации 2D-электронов с дырками в δ -слое акцепторов в случае одиночного GaAlAs/GaAs-гетероперехода появляется новая линия (так называемая S-линия) при $\nu < \nu_c$ и $T < T_c$. Относительная интенсивность S-линии растет при уменьшении фактора заполнения.

На рис. 15 показаны нормированные по интенсивности спектры люминесценции, измеренные в разных магнитных полях на одном из образцов с концентрацией 2D-электронов при стационарной подсветке $n_s = 5,4 \cdot 10^{10}$ см⁻². Помимо основной, ранее известной L-линии, соответствующей рекомбинации электронов в жидкой фазе из нижнего спинового состояния, в спектре появляется новая S-линия при достижении определенных значений магнитного поля. Эта линия возрастает при увеличении H и при факторах заполнения $\nu \approx 0$ и 1 доминирует в спектре. Линия S смещена в сторону меньших энергий, расщепление между линиями S и L составляет 1,4 мэВ. Существенно, что одновременно с появлением линии S в спектре начинает сильно падать интегральная интенсивность люминесценции в этой области. Это иллюстрирует рис. 16, где показаны зависимости интегральной интенсивности люминесценции, а также отношение интенсивностей S/L в зависимости от величины H . Падение интегральной интенсивности люминесценции и возгорание линии S наступает при одной и той же величине магнитного поля H_k . Измерения, выполненные на образцах с различными концентрациями n_s продемонстрировали, что H_k растет линейно с увеличением n_s .

Таким образом, описанные явления в исследованном диапазоне концентраций не зависят от n_s и наблюдаются в области факторов заполнения $\nu < \nu_k = 0,26$. Важно отметить, что интенсивность линии S резко уменьшается в окрестности $\nu = 1/5$, $1/7$ и $1/9$, где происходит конденсация в квантовую жидкость. Одновременно при этих же дробных заполнениях возгорается интегральная

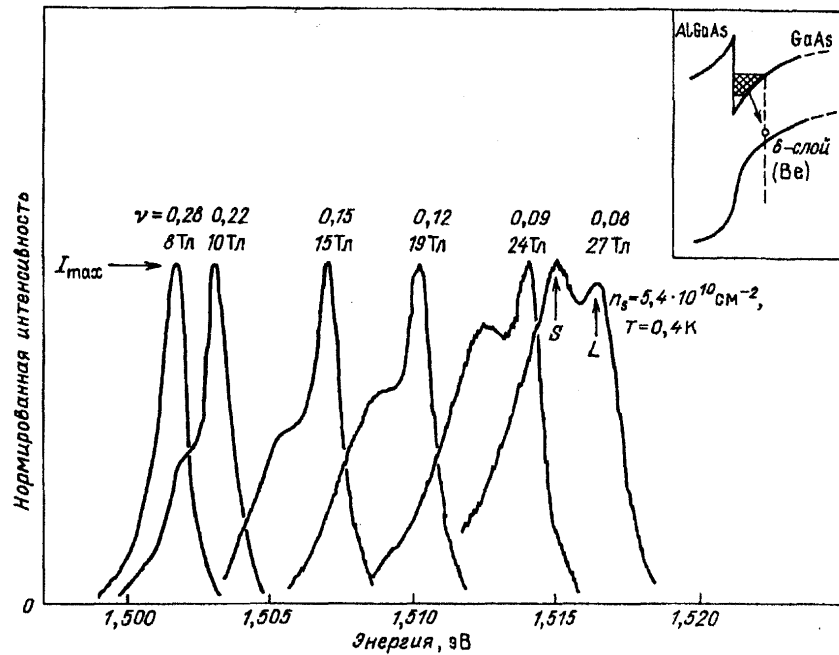


Рис. 15. Спектры излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками в монослое акцепторов, измеренные в разных магнитных полях на образце с $n_s = 5,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $T = 400 \text{ мК}$. Спектры нормированы по интенсивности

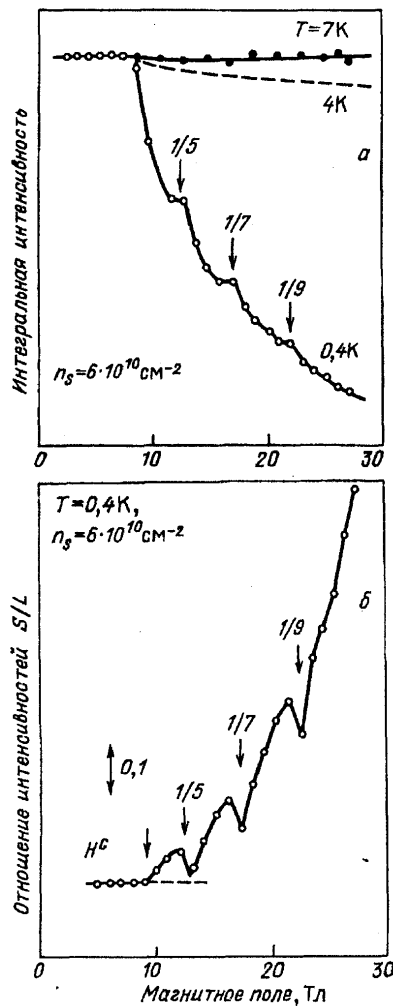


Рис. 16. Зависимость интегральной люминесценции (а) и отношения интенсивностей S- и L-линий (б) в функции магнитного поля при $T = 600 \text{ мК}$

люминесценция за счет усиления интенсивности линии L.

Линия S очень чувствительна к температуре. При $T > 1,4 \text{ К}$ и $H = 26 \text{ Тл}$ она исчезает в спектре. Одновременно с этим интегральная интенсивность люминесценции увеличивается и возвращается к изначальным величинам, измеренным при $H < H_k$. Критическая температура сильно зависит от фактора заполнения: в области $\nu < \nu_k$ она возрастает при уменьшении ν , однако при дробных $\nu = 1/5, 1/7$ и $1/9$ T_k резко уменьшается.

Появление новой S-линии в спектрах, которое сопровождается одновременным резким уменьшением сигнала интегральной люминесценции, связывается с появлением кристаллической фазы в системе взаимодействующих электронов. В рамках такой интерпретации линии S и L отвечают излучательной рекомбинации 2D-электронов из кристаллической и жидкой фаз соответственно (при $\nu = 1/5, 1/7$ и $1/9$ квантовые ферми-жидкости). Сдвиг линии S в сторону меньших энергий по сравнению с L означает, что основное состояние кристаллической фазы оказывается нижайшим. Исчезновение линии S при $\nu = 1/5, 1/7$ и $1/9$ указывает, что при таких дробных заполнениях основным состоянием системы, тем не менее, оказывается квантовая жидкость. Наконец, резкое уменьшение сигнала интегральной люминесценции является следствием сильной локализации электронов в условиях кристаллизации. Действительно, в магнитном поле размер волновых функций электронов и дырок, принимающих

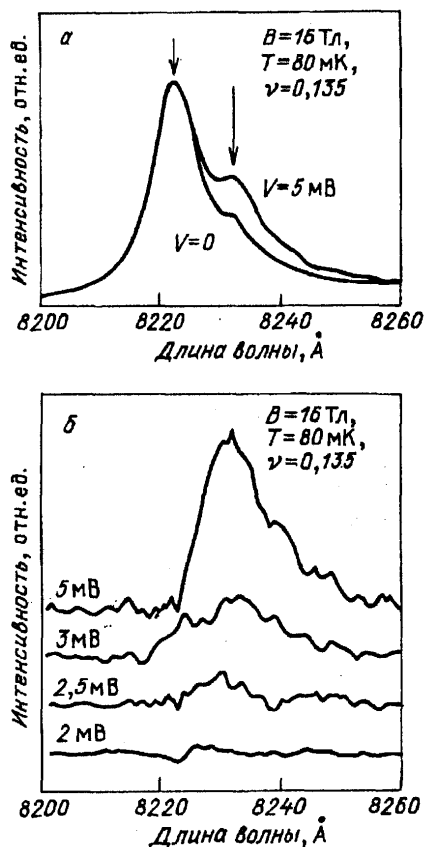


Рис. 17. *а* — Спектр люминесценции при $H = 16$ Тл и $T = 80$ мК, измеренный в отсутствие и при наличии приложенного электрического напряжения. *б* — Дифференциальные спектры люминесценции при модуляции электрическим полем

участие в рекомбинации, в 2D-плоскости определяется магнитной длиной. В перпендикулярном же направлении магнитное поле мало меняет волновые функции рекомбинирующих частиц. Очевидно, что с ростом H перекрытие волновых функций сильно локализованных электронов и дырок уменьшается. Локализация электронов в данном случае имеет собственное происхождение. Это следует из того, что при изменении качества структуры величина критического фактора заполнения ν_c не меняется. Наблюдаемое явление связывается с возникновением 2D-кристалла, который пиннингуется на неоднородностях случайного потенциала.

5.3. Действие электрического поля. Остановимся на влиянии электрического поля на свойства S-линии, появляющейся в режиме вигнеровской кристаллизации. Было обнаружено пороговое усиление интенсивности этой линии, которое сопровождалось появлением дополнительного шума из-за нестабильности сигнала люминесценции вблизи порога [94]. Указанные особенности объясняются срывом запиннированного электрическим полем вигнеровского кристалла. Кроме того, изменяя электрическое поле, можно выделить S-линию независимо от основного сигнала

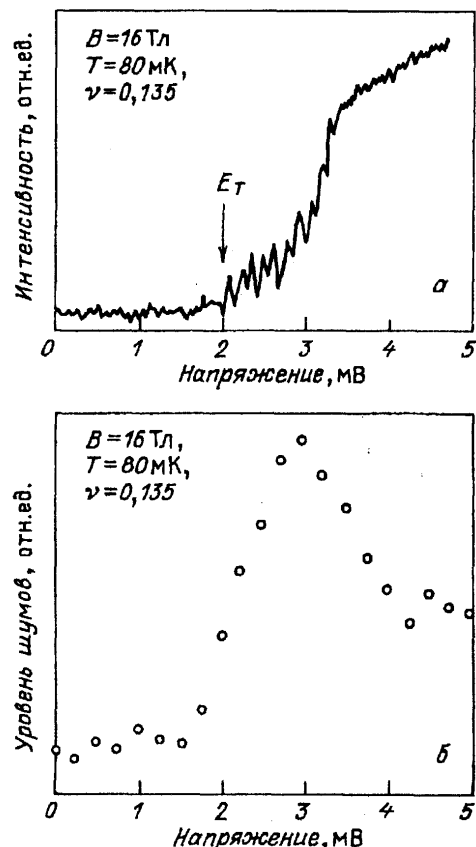


Рис. 18. Зависимость интенсивности (*а*) и уровня шума (*б*) S-линии люминесценции, записанной в дифференциальных спектрах с помощью модуляции электрического поля

ла люминесценции и, таким образом, исследовать ее свойства. Было установлено, что плавление вигнеровского кристалла осуществляется в две ступени и может характеризоваться двумя критическими температурами T_{c1} и T_{c2} .

На рис. 17, *а* показаны спектры люминесценции, измеренные в одиночном гетеропереходе с концентрацией 2D-электронов $5,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле 16 Тл ($\nu = 0,135$) при различных тянущих напряжениях — $V = 0$ и $V = 5$ мВ (электрическое поле $2 \cdot 10^{-2}$ В/см). В спектре люминесценции при $V = 0$, помимо основной линии L, отчетливо наблюдается сдвинутая в область меньших энергий линия S. В слабом электрическом поле спектр изменяется: интенсивность линии S значительно возрастает, в то время как интенсивность линии L остается практически неизменной. Это обстоятельство позволило выделить S-линию в дифференциальном спектре люминесценции при модуляции электрического поля. На рис. 17, *б* показаны дифференциальные спектры, полученные для различных амплитуд модуляции напряжения, в которых видна только S-линия.

На рис. 18 представлена зависимость интенсивности S-линии от амплитуды напряжения. Эта

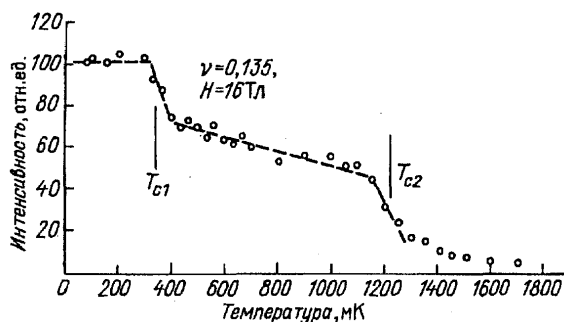


Рис. 19. Температурная зависимость интенсивности S-линии, измеренная в условиях модуляции электрическим полем. Видны два порога T_{c1} и T_{c2}

зависимость имеет пороговый характер: при напряжении, превышающем 2 мВ, наблюдается резкий рост сигнала люминесценции. Отметим, что вблизи порогового напряжения дифференциальный сигнал люминесценции становится очень неустойчивым. На рис. 18,б показано поведение уровня шума сигнала люминесценции, измеренного как средне-квадратичное отклонение от его средней величины, в зависимости от приложенного напряжения. Видно, что уровень шумов значительно возрастает вблизи порога. Пороговое поведение сигнала и уровня шума люминесценции полностью коррелирует с нелинейным поведением вольт-амперных характеристик [19], а также генерацией электрических шумов вблизи порога и интерпретируется в терминах депиннинга вигнеровского кристалла электрическим полем. В данном случае депиннинг вигнеровского кристалла приводит к увеличению сигнала люминесценции. Это объясняется тем, что рекомбинация 2D-электронов в запиннированном вигнеровском кристалле менее эффективна. В сильном магнитном поле размер волновой функции 2D-электрона равен магнитной длине. Дырки, участвующие в рекомбинации, также локализованы (боровский радиус акцептора $a_B \sim 40 \text{ \AA}$). Таким образом, при увеличении магнитного поля перекрытие волновых функций локализованных в 2D-плоскости электрона и дырки, уменьшается, что приводит к сильному падению сигнала люминесценции. Срыв вигнеровского кристалла электрическим полем приводит к движению электронов, что увеличивает вероятность рекомбинации. Нестабильность сигнала люминесценции вблизи порогового напряжения скорее всего связана с наличием в исследуемой системе большого числа кристаллических доменов, размер которых меняется во времени. Поскольку пороговое напряжение может зависеть от размера домена, то наблюдаемые неустойчивости вблизи порогового

напряжения не являются удивительными. В прямой аналогии с депиннингом электрическим полем волны зарядовой плотности в рассматриваемом случае можно оценить по порогу длину когерентности или линейный размер 2D-домена. Эти оценки дают: $L \leq 1 \text{ мкм}$ (число 2D-электронов в домене $\leq 10^3$).

5.4. К р и т и ч е с к а я т е м п е р а т у р а. На рис. 19 представлена температурная зависимость интенсивности S-линии, измеренная при $H = 16 \text{ Тл}$ ($\nu = 0,135$). Из этого рисунка видно, что помимо отмеченных ранее порогов по напряжению и фактору заполнения имеется температурный порог — при $T_{c1} = 0,35 \text{ К}$, при котором интенсивность люминесценции резко уменьшается. Однако S-линия не исчезает полностью при $T = T_{c1}$, а остается в спектре вплоть до $T_{c2} = 1,2 \text{ К}$. Эти наблюдения свидетельствуют о том, что плавление вигнеровского кристалла происходит в два этапа. Двухступенчатое плавление 2D-кристалла было предсказано в теоретической работе [88], согласно которой при T_{c1} должен происходить переход кристалл — жидкий кристалл, а при T_{c2} — переход жидкий кристалл — жидкость. Наблюдение эффекта депиннинга электрическим полем в области температур $T_{c1} < T < T_{c2}$ противоречит модели плавления с промежуточной фазой жидкого кристалла, так как запинниговать жидкий кристалл нельзя. Другое возможное объяснение наблюдения двух критических температур основано на модельных численных расчетах зависимости T_c от размера 2D-кристалла [85]. Согласно этому расчету критическая температура плавления 2D-кристалла уменьшается с увеличением размера кристалла, Поэтому значение T_{c2} может отвечать температуре плавления доменов с малым числом электронов (порядка 10). Магнитооптика как локальный метод может быть чувствительна к свойствам поликристаллов с очень маленькими размерами.

Две критические температуры T_{c1} и T_{c2} наблюдались в независимых магнитооптических экспериментах по рекомбинации 2D-электронов со свободными дырками в одиночном гетеропереходе, где обнаружена аналогичная S-линия и изучены ее температурные свойства [75].

5.5. К и н е т и к а с п е к т р о в л ю м и н е с ц е н ц и и . Ф а з о в а я д и а г р а м м а в и г н е р о в с к о г о к р и с т а л л а . Изучение разрешенных во времени спектров люминесценции при импульсном возбуждении открыло возможность разделить во времени спектры, связанные с жидкой (L-линия) и кристаллической (S-линия) фазами. Возможность такого разделения во времени связана с тем, что излучательные времена рекомбинации электронов

из жидкой и кристаллической фаз отличаются более чем на порядок.

На рис. 20 показаны спектры люминесценции для образца с концентрацией 2D-электронов $5,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, измеренные в поле 16,4 Тл при $T = 45 \text{ мК}$. Верхний спектр на рисунке получен в условиях непрерывного фотовозбуждения и содержит две линии — S и L, отвечающие кристаллической и жидкой фазам соответственно. Эволюция спектров, измеренных с различными задержками, показана внизу на рисунке. При задержках $\Delta t = 100 \text{ нс}$ в спектре доминирует линия L, а при $\Delta t = 500 \text{ нс}$ в спектре остается только S-линия, соответствующая кристаллической фазе.

Излучательные времена в жидкой и твердой фазах можно измерить по временной зависимости интенсивности интегральной фотолюминесценции при различных H (рис. 21). Для $H < 2 \text{ Тл}$ интенсивность падает экспоненциально с временем $\tau = 220 \text{ нс}$, соответствующим рекомбинации электронов из жидкой фазы. По мере возрастания H появляется длинновременной хвост радиационного затухания, связанный с рекомбинацией электронов из твердой фазы. Излучательные времена, соответствующие этому хвосту, представлены на

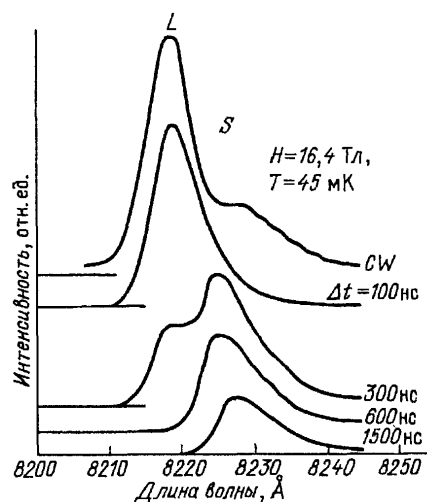


Рис. 20. Спектры люминесценции в образце с концентрацией 2D-электронов $n_e = 5,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, измеренные при стационарном (CW) и импульсном возбуждении с различными задержками

вставке в рис. 21 в функции магнитного поля. Начиная с $\nu = 1$ τ возрастают монотонно, а затем следуют экспоненциальному закону:

$$\tau = \tau_0 \exp(H/H_0) = \tau_0 \exp(A/\nu), \quad (5.1)$$

где τ_0 — время рекомбинации при $H = 0 \text{ Тл}$, а численный коэффициент $A \approx 0,3$.

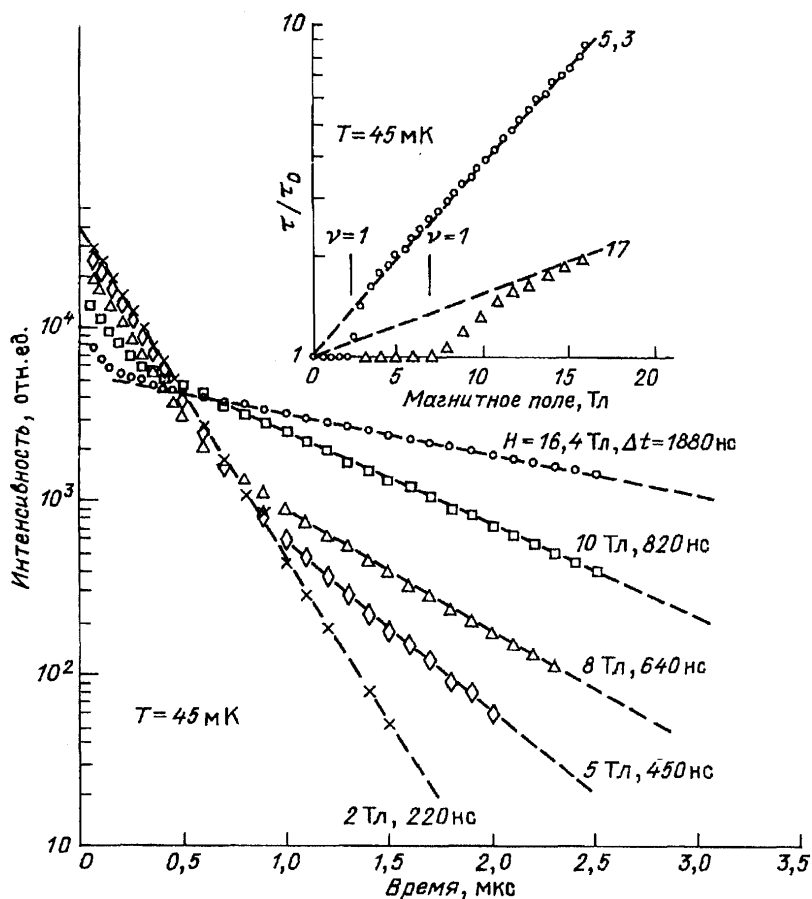


Рис. 21. Затухание интенсивности рекомбинационного излучения 2D-электронов при импульсном возбуждении в функции магнитного поля. На вставке показана зависимость радиационного времени рекомбинации от H для концентраций $n_e = 5,3 \cdot 10^{10}$ и $1,77 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

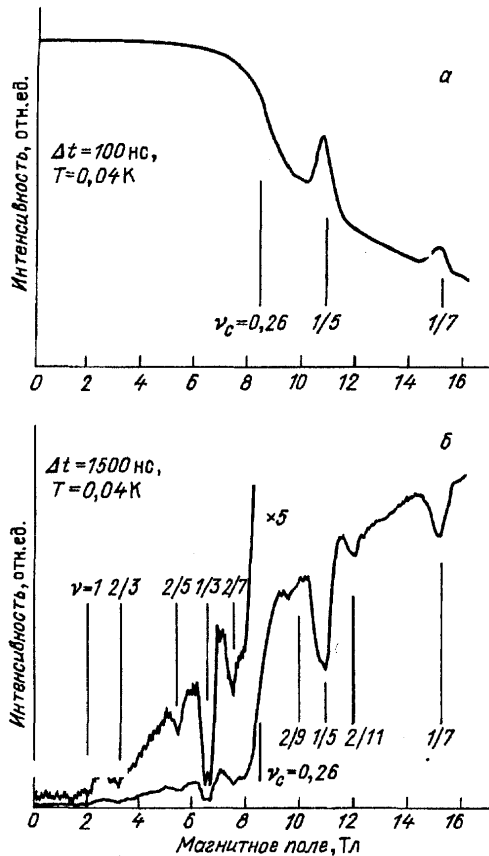


Рис. 22. Интегральная интенсивность излучательной рекомбинации в функции магнитного поля, измеренная для линии жидкой фазы (с задержкой $\Delta t = 100$ нс) (а) и линии твердой фазы (с задержкой $\Delta t = 1500$ нс) (б)

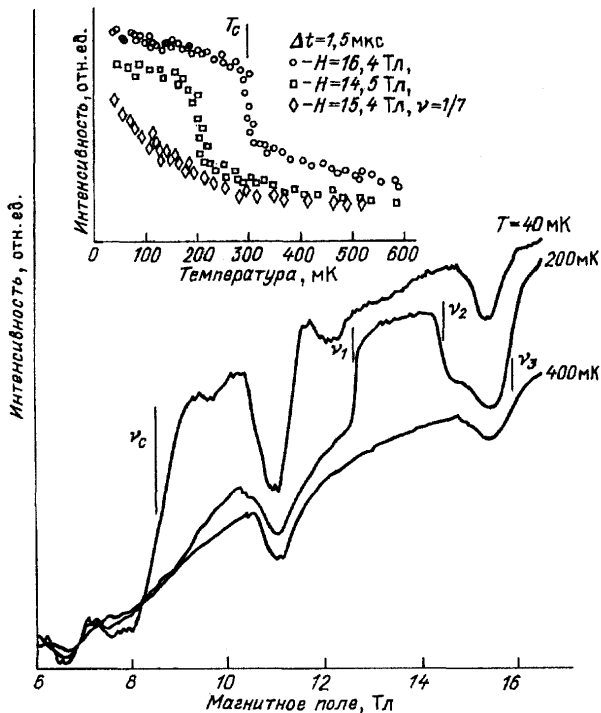


Рис. 23. Интегральная интенсивность излучательной рекомбинации 2D-электронов из твердой фазы (линия S) в функции магнитного поля. Пороговое усиление сигнала люминесценции указано черточками при ν_1 , ν_2 и ν_3 . На вставке показаны детали температурного поведения интенсивности этой же люминесценции в окрестности $\nu = 1/7$

Экспоненциальная зависимость τ от H связана с перекрытием волновых функций электронов и дырок в 2D-плоскости. Действительно, волновая функция локализованных электронов в 2D-слое определяется магнитной длиной: $\psi \sim \exp(-x^2/4l_0^2)$, $l_0 > r_{\text{imp}}$ (радиус акцептора). Наибольшее возможное расстояние в плоскости между акцептором и электроном составляет $d = (k/n_s)^{1/2}$. Отсюда вероятность найти электрон и дырку в одном месте в 2D-плоскости равна

$$w = w_0 \exp(-d^2/2l_0^2) = w_0 \exp(-k/\nu), \quad (5.2)$$

в согласии с экспоненциальным поведением $\tau(H)$.

Конкуренция между жидкой и твердой фазами проявляется в поведении интенсивности люминесценции, которая отражает парциальные доли этих фаз. Спектры каждой из этих фаз могут изучаться независимо подбором соответствующей временной задержки ($\Delta t = 100$ нс для жидкой, $\Delta t = 1500$ нс для твердой фазы). Это иллюстрирует рис. 22. Для жидкой фазы сигнал люминесценции постоянен вплоть до критического фактора заполнения $\nu_c = 0.26$, а затем падает в области $\nu < \nu_c$. Пики при $\nu = 1/5$ и $1/7$ свидетельствуют об устойчивости квантовых жидкостей при этих дробных ν . Для твердой фазы сигнал люминесценции появляется около $\nu = 1$, а затем сильно возрастает при $\nu < \nu_c$. Осцилляции интенсивности с четкими минимумами при $\nu = 2/3, 2/5, 1/3, 2/7, 2/9, 1/5, 2/11$ и $1/7$ очень напоминают шубниковские осцилляции магнитосопротивления в режиме дробного КЭХ.

Ключом к пониманию поведения интенсивности люминесценции, соответствующей твердой фазе, является ее температурная зависимость (рис. 23). В этой зависимости при $T < 200$ мК обнаруживается пороговое поведение (на рисунке эти пороги при ν_1, ν_2, ν_3 указаны черточками). Объяснение состоит в следующем: в области $\nu \leq 1$ сигнал люминесценции соответствует сильно локализованным электронам из-за магнитного вымораживания. При $T = 200$ мК начинает появляться кристаллическая фаза электронов в области $\nu_1 > \nu > \nu_2$ и $\nu_3 > \nu$ и сигнал люминесценции пороговым образом возрастает. При $T = 40$ мК кристаллическая фаза охватывает более широкую область факторов заполнения $\nu < \nu_c$, а переходное поведение остается только при $\nu = 1/5$ и $1/7$. В отличие от ситуации магнитного вымораживания электронов на неоднородностях случайного потенциала (несобственный процесс одночастичной локализации), в случае 2D-электронного кристалла сильная локализация имеет собственное происхождение.

С помощью анализа интенсивности люминесценции, соответствующей кристаллической и жидкой фазам, удается построить фазовую диаграмму для вигнеровского кристалла. Для этого измеряется интенсивность люминесценции как функция температуры (см. вставку в рис. 23). В окрестности дробных ν такие зависимости демонстрируют переходное поведение: острые пороги вблизи $\nu = 1/5$ и $1/7$ и отсутствие порогов строго при этих дробях.

Результирующая фазовая диаграмма для вигнеровского кристалла показана на рис. 24. Крестики соответствуют критическим температурам плавления (T_{cl}), измеренным в различных магнитных полях. Кружки отвечают значениям ν_c , взятым из рис. 23. Отметим, что температура перехода жидкость — кристалл на фазовой диаграмме оказалась ниже классической температуры плавления ($T_c = 420$ мК) для данной электронной концентрации. Необычный вид фазовой диаграммы связан с особенностями переходного поведения кристалл—квантовая жидкость—кристалл в окрестности дробных $\nu = 1/5$ и $1/7$. При этих дробных заполнениях квантовые жидкости оказываются более устойчивыми, чем кристаллическая фаза. Наконец, согласно магнитооптическим измерениям фазовая граница вигнеровского кристалла берет начало при $\nu_c = 0,26$, тогда как по данным нелинейного магнитотранспорта и радиочастотного поглощения $\nu_c \approx 0,22$.

6. Заключение. Таким образом, в настоящем обзоре на примере излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками проанализированы возможности магнитооптического подхода в экспериментальном изучении энергии основного состояния сильно скоррелированных двумерных электронов в ультраквантовом пределе. Метод оказался эффективным при изучении кулоновских щелей и дал дополнительные степени свободы для исследований в режиме вигнеровской кристаллизации. Данная область исследований, равно как и весь комплекс проблем, связанных с квантовыми жидкостями в режиме дробного квантового эффекта Холла и кристаллизацией двумерных электронов, еще далека от завершенности и, конечно же, будет развиваться. Завершая обзор, уместно очертить круг вопросов наиболее принципиальных и перспективных для будущих исследований. Магнитооптика в сочетании с техникой неравновесных коротковолновых акустических фононов может быть успешно использована для прямых наблюдений позиционного дальнего порядка 2D-

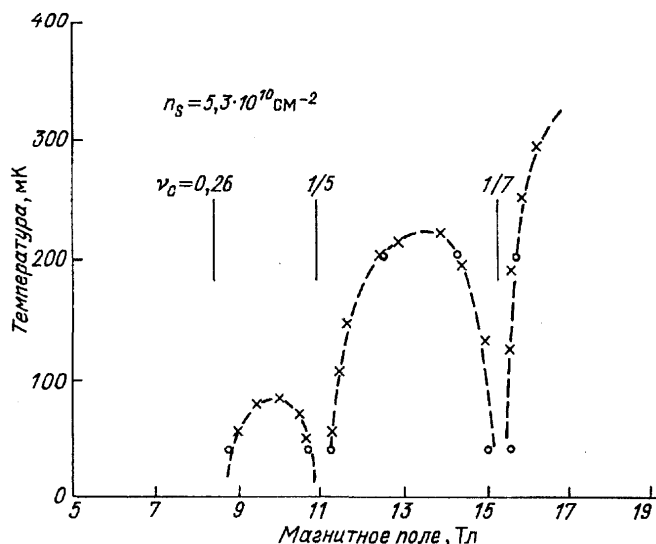


Рис. 24. Фазовая граница вигнеровского кристалла. Крестики отвечают измерениям перехода при фиксированном H , кружки — измерениям при фиксированной T

электронов, а также в изучении самого фазового перехода 2D-кристалл — жидкость. Применение методов корреляционной оптики может оказаться эффективным при исследованиях квазичастичных возбуждений в режиме дробного КЭХ, а также состояния типа "электронное стекло", возникающего в условиях сильной локализации 2D-электронов на флуктуациях случайного потенциала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Van Klitzing K., Dorda G., Pepper M. Phys. Rev. Lett. 1980, 45, 494.
2. Tsui D.C., Stormer H.L., Gossard A.C. Phys. Rev. Lett. 1982, 48, 1559.
3. Prange R.E., Girvin S.M. The Quantum Hall Effect. Berlin: Springer-Verlag, 1988.
4. Ando T., Fowler A., Stern F. Rev. Mod. Phys. 1982, 54, 437.
5. Пауза Э.И., Тимофеев В.Б. ФТП. 1986, 20, 977.
6. Wigner E.P. Phys. Rev. 1934, 46, 1002.
7. Grimes C.C., Adams G. Phys. Rev. Lett. 1919, 42, 1559.
8. Laughlin R.B. Phys. Rev. Lett. 1983, 50, 1395.
9. Laughlin R.B. Surf. Sci. 1984, 142, 163.
10. Boebinger G.S., Stormer H.L., Tsui D.C., Chang A.M., Hwang J.C.M., Cho A.Y., Tu C.W., Wiegmann W. Phys. Rev. 1987, B36, 7919.
11. Willett R.L., Stormer H.L., Tsui D.C., Gossard A.C., English J.H. Phys. Rev. 1988, B37, 8476.
12. Haldane F.D.M. Phys. Rev. Lett. 1983, 55, 2095.
13. Halperin B.I. Helv. Phys. Acta, 1983, 56, 75.
14. Eisenstein J., Stormer H.L., Pfeiffer L., West K.W. Phys. Rev. Lett. 1989, 62, 1540; Surf. Sci. 1990, 229, 21.
15. Chakraborty T., Pietilainen P. Fractional Quantum Hall Effect. New York a. o.: Springer-Verlag, 1988.
16. Lam. P.K., Girvin S.M. Phys. Rev. 1984, B30, 483.
17. Andrei E.Y., Deville G., Glattli B.C., Williams F.I.B., Paris E., Etienne B. Phys. Rev. Lett. 1988, 60, 2765; 1989, 62, 973.
18. Jiang H.W., Willett R.L., Stormer H.L., Tsui D.C., Pfeiffer L.N., West K.W. Phys. Rev. Lett. 1990, 65, 333.
19. Goldman V.J., Santos M., Shayegan M., Gunningham J.E. Phys. Rev. Lett. 1990, 65, 2189.
20. Willett R.J., Paalanen M.A., Pfeiffer L.N., West K.W., Ruel R.R., Bishop D.J. Proc. of Intern. Conference. AHMFSF-7. Wurzburg, Germany, 1990. P. 111.

21. Buhmann Я., Joss W., v. on Klitzing K., Kukushkin I.V., Plaut A.S., Martinet G., Ploog K., Tmofeev V.B. Phys. Rev. Lett. 1990, 65, 1056; 991, 66, 926.
22. Kukushkin I.V., Tmofeev V.B. Sov. JETP Lett. 1984, 40, 1231.
23. Kukushkin I.V., Tmofeev V.B. Sov. Phys.—JETP. 1987, 65, 146.
24. Kukushkin I.V., Tmofeev V.B., van Klitzing K., Ploog K. Festorperprobleme (Advances Phys.). 1988, 28, 21.
25. Kukushkin I.V., Tmofeev V.B. Sov. Sci. Rev. Sec. A. Ed. I.M. Khalatnikov. 1989, 11, 1.
26. Kukushkin I.V., Meshkov S.V., Tmofeev V.B. Sov. Phys. — Uspekhi. 1988, 155, 219.
27. Worlock J.M., Mactel A.C., Petrou A., Perry C.H., Agarwal R.L., Smith M., Gossard A.C., Wiegmann W. Surf. Sci. 1984, 142, 486.
28. Pinczuk A., Shah J., Stormer H.L., Miller R.C., Gossard A.C., Wiegmann W. Surf. Sci. 1984, 142, 492.
29. Maan J.C. Optical Properties of Semiconductor. Ed. G. Martinez. NATO ASI Series. 1993. V. 228. P. 181.
30. Ploog K., Fischer A. Appl. Phys. Lett. 1986, 48, 1392.
31. Kukushkin I.V., van Klitzing K., Ploog K. Phys. Rev. 1988, B37, 8509.
32. Kukushkin I.V., van Klitzing K., Ploog K., Tmofeev V.B. Phys. Rev. 1989, B40, 7788.
33. Hensel J.C., Phillips T.C., Thomas G.A. Sol. State Phys. 1987, 32, 87.
34. Дите А.Ф., фон Клицинг К., Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б., Филин А.И. Письма ЖЭТФ. 1991, 54, 393.
35. Dahl M., Heiman D., Pinczuk A. et al. Proc. of EP2DS-9. Nara, Japan, 1991. P. 607.
36. Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K., Kirpichev V., Shepel' B. Phys. Rev. 1988, B40, 4179.
37. Пикус Ф.Г. Письма ЖЭТФ. 1991, 54, 487.
38. Kukushkin I.V. Sol. State Commun. 1988, 65, 1475.
39. Kukushkin I.V. Sov. Phys. JETP—Lett. 1987, 45, 276.
40. Филин А.И., Дите А.Ф., фон Клицинг К., Кукушкин И.В., Волков О.В. Письма ЖЭТФ. 1992, 56, 160.
41. Дите А.Ф., фон Клицинг К., Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б., Филин А.И. Письма ЖЭТФ. 1991, 54, 635.
42. Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K. Phys. Rev. 1988, B37, 8509.
43. Chen W., Fritze M., Nurmikko A.V. et al. Phys. Rev. Lett. 1990, 66, 2434.
44. Twberfield A.J., Haynes S.R., Wright P.A. et al. Phys. Rev. Lett. 1990, 65, 637.
45. Кирпичев В.Е., фон Клицинг К., Кукушкин И.В., Плог К., Тимофеев В.Б., Фалько В.И. Письма ЖЭТФ, 1991, 54, 630.
46. Житомирский В.Е., Иикевич И.Е., Кирпичев В.Е., фон Клицинг К., Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма ЖЭТФ. 1992, 56, 215.
47. Губарев С.И., Дремин А.А., фон Клицинг К. и др. Письма ЖЭТФ, 1991, 54, 361.
48. Rikken et al. Phys. Rev. 1986, B34, 5590.
49. Wieck A.D. et al. Phys. Rev. 1988, B38, 10158.
50. Maan J.C. Superlattice and Microstructure. Berlin a.o.: Springer-Verlag, 1984. P. 184.
51. Merlin R. Sol. State Commun. 1987, 64, 99.
52. Кирпичев В.Е., Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б., Фалько В.И. Письма ЖЭТФ. 1990, 51, 383.
53. Бычков Ю.А., Иорданский С.В., Элиашберг Г.М. Поверхность. 1982, № 10, 33.
54. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). М., 1974. С. 752.
55. Chakraborty T. Phys. Rev. 1985, B31, 4026.
56. Haldane F.D.M., Rezayi E.L. Phys. Rev. Lett. 1985, 54, 237.
57. Girvin S.M., MacDonald A.H., Platzman P.M. Phys. Rev. 1986, B33, 2481.
58. Morf R., Halperin B.I. Phys. Rev. 1986, B33, 2221.
59. Chang A.H., Paalanen M.A., Tsui D.C., Stormer H.L., Hwang J.C.H. Phys. Rev. 1983, B28, 6133.
60. Boebinger G.S., Chang A.M., Stormer H.L., Tsui D.C. Phys. Rev. Lett. 1985, 55, 1606.
61. Boebinger G.S., Chang A.M., Stormer H.L., Tsui D.C., Hwang J.C.M., Cho A., Tu C., Weinmann G. Surf. Sci. 1986, 170, 129.
62. Wittlett R.L., Stormer H.L., Tsui D.C., Gossard A.C.. English J.H. Phys. Rev. 1988, B37, 8476.
63. Mallet J.R., Clark R.G., Nicholas R.J., Willett R., Harris J.J., Foxon C.T. Phys. Rev. 1988, B38, 2200.
64. Kukushkin I.V., Tmofeev V.B. JETP Lett. 1986, 44, 228.
65. Jiang H.W., Stormer H.L., Tsui D.C., Pfeiffer L.N., West K.W. Phys. Rev. 1989, B40, 12013.
66. Jiang H.W., Engel L.W., Tsui D.C., Stormer H.L., Pfeiffer L.N., West K.W. Phys. Rev. 1992, B46, 10468.
67. Анальков В.М., Раиба Э.И. Письма ЖЭТФ. 1991, 53, 420.
68. Haldane F.D.M. Phys. Rev. Lett. 1983, 51, 6-5.
69. Анальков В.М., Раиба Э.И. Письма ЖЭТФ 1991, 53, 46.
70. Kukushkin I.V., Pulsford N.J., von Klitzing K., Ploog K., Hang R.J., Koch S., Tmofeev V.B. Europhys. Lett. 1992, 18, 63; Phys. Rev. 1992, B45, 4532; Surf. Sci. 1992, 263, 30.
71. Kukushkin I.V., Pulsford N.J., von Klitzing K., Hang R.J., Ploog K., Buhmann H., Potemski M., Martinez G., Tmofeev V.B. Europhys. Lett. February 1993.
72. Fano G., Ortolani F., Colombo. Phys. Rev. 1986, B34, 2670.
73. Zang F.C., Das Sharma. Phys. Rev. 1986, B33, 2903.
74. Twberfield A.J., Haynes S.R., Wright P.A., Ford R.A., Clark R.G., Ryan J.F., Harris J.J., Foxon C.T. Phys. Rev. Lett. 1990, 65, 637; Surf. Sci. 1992, 263, 1.
75. Brown S.A., Davies A.G., Dunford R.B., Goldys E.M., Newbury R., Clark R.G., Simmons P.E., Harris J.J., Foxon C.T. Super-lattices and Microstruct. 1992, 12, 433.
76. Goldberg B.B., Heiman D., Pinczuk A., Pfeiffer L., West K.W. Phys. Rev. Lett. 1992, 65, 641; Surf. Sci. 1992, 263, 9, 243.
77. Pinczuk A., Heiman D., Schmitt-Rink S., Chuang S.L., Kallin C., Valladares J.P., Dennis B.S., Pfeiffer L.N., West K.W. Proc. of the 20th ICPS. Thessalomki, 1990. V. 2. P. 1045.
78. Wigner E. Phys. Rev. 1934, 46, 1002.
79. Grimes C.C., Adams G. Phys. Rev. Lett. 1979, 42, 795.
80. Deville G.J. Low Temp. Phys. 1988, 72, 135.
81. Imada M., Takahashi M. J. Phys. Soc. Japan. 1984, 53, 3770.
82. Esfarjani K., Chui S.T. J. Phys. 1991, C3, 5825.
83. Xuejun Zhu, Louie G. Phys. Rev. Lett. 1993, 70, 335.
84. Price R., Platzman P.M., Song He. Phys. Rev. Lett. 1993, 70, 339.
85. Hackney R.W., Brown T.R. J. Phys. 1975, C8, 1813.
86. Kosterlitz J.M., Thouless D.J. J. Phys. 1973, C6, 1181; Progress in Low Temperature Physics. Ed. D.F. Brewer. Amsterdam: North-Holland, 1978. V. VII-Bm. P. 373.
87. Strandburg K. Rev. Mod. Phys. 1988, 60, 1261.
88. Nelson D.R., Halperin B.I. Phys. Rev. 1979, B19, 2457; B21, 5312.
89. Williams F.I.B., Wright P.A., Clark R.G., Andrei E.Y., Deville G., Glatti D.C., Probst O., Etienne B., Dorin C., Foxon C.T., Harris J.J. Phys. Rev. Lett. 1991, 66, 3285.
90. Jiang H.W., Willett R.L., Stormer H.L., Tsui D.C., Pfeiffer L.N., West K.W. Phys. Rev. Lett. 1990, 65, 33.
91. Li Y.P., Sajoto T., Engel L. W., Tsui D.C., Shayegan. Phys. Rev. Lett. 1991, 67, 1630.
92. Paalanen M.A., Willett R.L., Littlewood P.B., Ruel R.R., West K.W., Pfeiffer L.N., Bishop D.J. Preprint. 1992.
93. Summers G.M., Watts M., Lewis R.A., Nicholas R.J., Harris J.J., Foxon C.T. Preprint. 1992.
94. Kukushkin I.V., Pulsford N.J., von Klitzing K., Ploog K., Hang R.J., Coch S., Tmofeev V.B. Phys. Rev. 1992, B45, 4335.
95. Kukushkin I.V., Pulsford N.J., von Klitzing K., Haug R.J., Ploog K., Tmofeev V.B. Europhys. Lett. 1993 (in press).
96. Santos M.B. et al. Phys. Rev. Lett. 1992, 68, 1188.