

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Мезоскопические и сильнокоррелированные электронные системы "Черноголовка — 97"

Встречи в мезоскопической области

В.Ф. Гантмахер, М.В. Фейгельман

PACS numbers: 01.10.Fv, 71.27.+a

Еще лет двадцать тому назад участники конференций по физике металлов, по сверхпроводимости и по физике полупроводников представляли собой непересекающиеся сообщества и зачастую даже рассуждали в разных терминах. Проблемы же нелинейной физики вообще считались лежащими за пределами физики твердого тела. Даже в чудесном сне не могла присниться маленькая конференция, на которой выходцы из этих разных сообществ будут с интересом слушать друг друга и обсуждать общие проблемы.

И тем не менее, в этом номере журнала публикуются материалы именно такой конференции¹. Она прошла 16–23 июня в Черноголовке, и называлась "Мезоскопические и сильнокоррелированные электронные системы".

Ключевым понятием в названии конференции является "мезоскопика". Само это слово было заимствовано В. ван Кемпеном и М. Азбелем из палеонтологии для обозначения систем, число частиц в которых слишком велико для того, чтобы пользоваться уравнениями механики (в данном случае, квантовой), но слишком мало для использования статистики: флуктуации величин, характеризующих систему в целом, оказываются порядка их средних значений.

На конференции со словом "мезоскопика" в названии, естественно, рассказываются работы по низкоразмерным системам: квантовые точки — туннельный транспорт (Ч. Маркус, Т. Ин и др. [1, с. 132]), электромагнитный отклик (Э. Буше и др.), оптика (А. Форхел, В.Д. Кулаковский и др. [1, с. 123]), применения для создания лазеров (Д. Бимберг); транспорт и люминесценция двумерного электронного газа (И. Бар-Джозеф и др. [1, с. 121], Ю. Дубровский и др.), в том числе в связанных квантовых ямах (В.Б. Тимофеев и др. [1, с. 117], Л.В. Бутов [1, с. 127]), тонкие проволоки (А. Финкельштейн, М. Деворе, Д. Эстев, В. Хансен) и квантовые кольца (Ю. Гальперин и др. [1, с. 192]). Сюда же примыкает изучение поведения волн зарядовой плотности в тонких пленках (Х. Ван дер Зант и

др. [1, с. 179]). К таким экспериментальным объектам люди пришли и из физики металлов, и из физики полупроводников. Более того, само слово "полупроводники" в этой аудитории звучит неким анахронизмом, бытовым термином. Многие участники конференции, пожалвав плечами, сказали бы, что проводящие тела делятся на металлы и изоляторы, что при ненулевой температуре проводят и те и другие, а разница состоит в различии механизмов проводимости.

Одним из очень важных порождений мезоскопии, перспективных с точки зрения приложений, является одноэлектроника (иначе говоря, группа явлений, в которых существенна кулоновская блокада проводимости). Когда размер частиц металла или полупроводника d мал, мала и их емкость $C \sim d$; тогда перенос одного электрона с одной частицы на другую приводит к изменению энергии порядка $E_C = e^2/2C$. При достаточно низких температурах $T \leq E_C$ перенос электронов может быть существенно затруднен, что и называется кулоновской блокадой проводимости. Величиной зарядовой энергии можно управлять, изменяя напряжение на дополнительном электроде. Такие приборы с варьируемой кулоновской блокадой называют одноэлектронными транзисторами. На конференции этим вопросам был посвящен теоретический доклад Г. Шёна и др. [1, с. 170], и два экспериментальных: В. Крупенина и др. [1, с. 219] и Е. Солдатова и др. [1, с. 217] (в последнем явлении кулоновской блокады наблюдалось при комнатной температуре).

Другим направлением развития собственно мезоскопии стали системы из большого количества мезоскопических элементов — регулярные и случайные сетки (М. Паско, Ж. Монтамбо [1, с. 196], Л. Моленкамп, А. Чаплик). Здесь также есть перспективы очень важных приложений — создание систем для квантовых вычислений. Теория квантовых вычислений и требования, которая она предъявляет к возможностям физическим реализациям таких систем рассматривалась в докладе А. Китаева, где была также высказана совершенно новая идея о возможности применения систем с *анионами* (см. ниже в связи с проблемой квантового эффекта Холла) для создания квантовых компьютеров.

Характерным масштабом длины, разделяющим мезоскопические и макроскопические системы, является длина L_ϕ , на которой сохраняется фаза волновой функции диффундирующей частицы. В процессах, происходящих на

¹ В начале каждого раздела помещен список всех прозвучавших на секции докладов, и указаны (где это было возможно) ссылки на статьи (или электронные препринты в сервере cond-mat@xxx.lanl.gov), соответствующие докладом, которые не были представлены для публикации в специальном выпуске журнала "Успехи физических наук" [1].

размерах $L < L_\phi$, необходимо учитывать интерференционные эффекты от электронных волн, прошедших по различным возможным путям. Так в физику твердого тела пришла квантовая оптика. Эта наука очень быстро развивается, и отнюдь не все ее достижения уже инкорпорированы в физику твердого тела. Это дело будущего. Первыми ласточками, принесшими интерференцию в электронную физику низких температур, стали слабая локализация [2] и сингулярные при низких температурах квантовые поправки из-за межэлектронного взаимодействия в грязном металле [3] (эти корреляционные поправки оказываются гораздо более существенными, чем в "чистой" ферми-жидкости, где нет рассеяния на примесях).

Эффекты слабой локализации оказались мостиком между мезоскопикой и физикой макросистем: длина свободного пробега L_ϕ выделяет "мезообласти", интерференция внутри которых определяет поведение всего макрообъекта. С другой стороны, постепенное уменьшение доступных в эксперименте размеров мезоскопических систем привело к необходимости включения в теорию "тонкой структуры" спектра электронных возбуждений, связанной с конечностью объема системы V ; характерным энергетическим масштабом здесь является расстояние $\delta = 1/v(0)V$ между одноэлектронными энергетическими уровнями (здесь $v(0)$ — средняя плотность состояний на уровне Ферми). Если существенный интервал энергий ΔE не слишком велик по сравнению с δ , описание спектра с помощью только средней плотности состояний оказывается слишком грубым, и необходим учет также корреляций в расположении отдельных уровней. Такие задачи впервые возникли в теоретической физике более чем полвека назад в связи с исследованием спектров возбуждения сложных ядер. Тогда же был развит [4] феноменологический подход к решению этой задачи при помощи рассмотрения гамильтониана атомного ядра как некоторой случайной матрицы высокого ранга и исследования статистики собственных значений и собственных функций таких матриц (матричные ансамбли Вигнера–Дайсона). По-видимому первое применение теории Вигнера–Дайсона (ВД) к проблемам физики неупорядоченных металлов содержалось в работе [5], где рассматривалось поглощение высокочастотного электромагнитного поля ансамблем малых металлических частиц, и была сформулирована гипотеза о том, что энергетический спектр в такой частице можно рассматривать как случайный в смысле ВД. Рождение мезоскопической физики дало сильнейший толчок развитию теории матричных ансамблей. Была разработана мощная техника аналитических вычислений, известная под именем "суперсимметричная матричная σ -модель" [6], которая, в частности, позволила строго показать, что статистика спектров и волновых функций в грязном (но еще далеком от порога локализации) металле действительно с хорошей точностью описывается ВД-ансамблями. В мезоскопической системе, в отличие от атомного ядра, параметры гамильтониана (например, магнитное поле) можно изменять в эксперименте, поэтому возникла задача о эволюции спектров случайных матриц при изменении параметров гамильтониана (так называемая "параметрическая статистика уровней"). Удивительным образом, задача о параметрической статистике ВД ансамблей оказалась [7] эквивалентной задаче о вычислении динамических корреляционных функций в одномерном ферми-газе с сильным взаимодействием (модель Калоджеро–Сазерленда [8], весьма популярная в квантовой теории поля и теории точно интегрируемых систем). Итак, оказалось, что проблема сильных корреляций возникает в физике мезоскопических систем не только в связи с реальным межэлектронным взаимодействием, роль которого усилена беспорядком [3], но и совсем с другой

стороны, как порождение математического аппарата теории случайных матриц. Таким образом, вновь, как и в середине 70-х годов (тогда это было связано с теорией фазовых переходов) возникают стыки и пересечения между теорией конденсированного состояния и квантовой теорией поля. В неменьшей степени такому "великому объединению" способствовало и развитие теории дробного квантового эффекта Холла (см. ниже), где нашли применения развитые в теории поля представления о "топологическом" взаимодействии Черна–Саймонса (см. [11]), нарушающем инверсию по отношению к обращению времени.

Экспериментальному исследованию корреляций положения уровней в GaAs квантовой точке с помощью измерения спектров магнито-экситонов был посвящен доклад Л. Винья и др. [1, с. 163]. Другим естественным экспериментальным методом для данной задачи является измерение флуктуаций туннельной дифференциальной проводимости dI/dV в зависимости от напряжения V и магнитного поля B . Теория, необходимая для анализа таких экспериментов, была представлена В. Фалько [1, с. 166].

Учет интерференционных поправок типа слабой локализации приводят к отклонению от чисто ВД-статистики спектров и появлению корреляций между флуктуациями собственных чисел (энергий) и волновых функций. На конференции это направление исследований было представлено докладами А. Мирлина и В. Кравцова. Относительно недавно было обнаружено, что ряд интересных физических задач может быть сформулирован как обобщение теории ВД ансамблей для неэрмитовых случайных матриц (доклады Я. Федорова и др. и К. Ефетова).

ВД-ансамбли моделируют хаотические спектры конечных систем, поэтому они хорошо пригодны для описания маленьких кусочков грязного металла. Пусть, однако, беспорядок в системе не слишком велик (например, длина свободного пробега велика по сравнению с размером системы, и рассеяние происходит в основном на границах — такое бывает в квантовых точках на основе очень чистого GaAs). Тогда возникает вопрос о том, в какой степени и в каких энергетических масштабах E спектры можно считать хаотическими — иначе говоря, как возникает квантовый хаос, и как он связан с хаосом классическим? Этот вопрос обсуждался в докладе А. Ларкина, где была впервые продемонстрирована связь между слаболокализованными поправками к спектральной статистике и показателем Ляпунова, описывающим хаотизацию классического движения той же системы. С совершенно другой точки зрения рассматривалось возникновение квантового хаоса в докладе Ю. Gefena; здесь речь шла о том, как в квантовых точках (т.е. системах с дискретным одночастичным спектром) возникает за счет межчастичного взаимодействия (по мере увеличения энергии возбуждения $E \geq \delta$) обычный фермижидкостной спектр коллективных возбуждений (квазичастиц). Оказалось, что с формально-теоретической точки зрения этот переход родственен задаче о пороге локализации на дереве Кейли. Эта работа (уже опубликованная, см. [9]) открывает очень интересное новое направление в теории мезоскопических взаимодействующих систем. С несколько более традиционной точки зрения рассматривалось сильное взаимодействие двумерных электронов в докладе У. Сивана и др., где были экспериментально и теоретически исследовано поведение обменной и корреляционной составляющей энергии основного состояния в области очень сильного кулоновского отталкивания.

В принципе, существует еще один вариант того, как слабая локализация может сомкнуть мезоскопiku и физику макрообъектов. В чистых металлах длина свободного пробега при рассеянии на примесях может достигать 0,1 см,

а время неупругого рассеяния на фонах (при $T \approx 1$ К) порядка 10^{-7} с. При фермиевской скорости порядка 10^8 см/с это означает, что длина сбоя фазы $L_\phi \approx 1$ см, и что макроскопические монокристаллы сверхчистых металлов (типичный экспериментальный объект в 60-х годах) являются образцами мезоскопическими. Это обстоятельство по существу еще как следует не обыграно.

Важным направлением в мезоскопии является изучение флуктуаций тока и напряжения, поскольку из-за относительно небольшого числа каналов проводимости флуктуационные части этих величин могут оказаться вовсе не малы по сравнению с их средними значениями. Теория дробового шума в многоконтактных металлических системах была представлена Я. Блантером и др. [1, с. 159]. Кроме того, для экспериментов при очень низких температурах возникает возможность измерения шума на частотах $\omega \gg k_B T/\hbar$, т.е. собственно квантового шума ("нулевых колебаний"). Теории детектирования квантовых шумов в экспериментах различных типов был посвящен доклад Г. Лесовика [1, с. 155].

Теория слабой локализации построена в приближении малости эффекта локализации. Однако физических причин для того, чтобы этот эффект был всегда мал нет, поэтому слабая локализация может переходить в сильную. Экспериментальное наблюдение такого перехода на одном и том же образце при изменении температуры было представлено в докладе М. Гершензона и др. [1, с. 200]. Теоретически проблема перехода слабой локализации в сильную пока недостаточно изучена, поэтому часто приходится прибегать к полукваликативным подходам типа скейлингового анализа. Скейлинг нашел широкое применение в физике твердого тела в связи с построением флуктуационной теории термодинамических фазовых переходов II рода в 70-х годах (где его существование и основные свойства были строго доказаны). В то же время, качественные соображения скейлингового типа бывают полезной "затравкой" для более точного анализа и во многих других проблемах. Так, скейлинг позволил начать построение теории фазовых переходов металл–диэлектрик как разновидности фазовых переходов II рода [10]. Однако теперь фазовый переход происходит при изменении степени беспорядка ($T = 0$), плотности электронов, или магнитного поля, а флуктуации существенно зависят не только от пространственных координат, но и от времени, так что эффективная размерность системы возрастает. Вблизи точки фазового перехода радиус корреляции R_c флуктуаций возрастает, а внутри областей с $L < R_c$ роль флуктуаций (как динамических, так и "замороженных", т.е. статистических флуктуаций распределения примесей) является определяющей. Таким образом, вблизи перехода мы вновь сталкиваемся с проблемой большого количества взаимодействующих мезоскопических областей.

Пик интереса к переходам металл–диэлектрик приходится на 80-ые годы и многие аспекты этой проблемы уже стали классикой. Однако это вовсе не означает исчерпанности проблемы: на конференции были представлены экспериментальные результаты, совершенно неожиданные с точки зрения скейлинговой теории [10] — переход металл–диэлектрик в Si-MOS структуре, т.е. в двумерной электронной системе без магнитного поля (В. Пудалов [1, с. 227]). Это лишний раз напоминает, что теория фазовых переходов металл–диэлектрик еще довольно далека от завершения. Был также ряд докладов, устанавливающих аналогии между переходами металл–диэлектрик и родственными явлениями. Например, аналогом такого перехода в присутствии квантового магнитного поля является переход между состоянием квантового эффекта Холла и диэлектрика (Д. Шахар).

Конечно, квантовый эффект Холла (КЭХ), представляющий собой удивительный пример нового состояния электронного "вещества" в двумерной системе, тоже целиком находится внутри круга интересов конференции. Целочисленный КЭХ обязан своим существованием локализации волновых функций невзаимодействующих электронов в неупорядоченной двумерной системе (Р. Ашури); при этом делокализованными остаются только состояния в центре уровней Ландау, которые и обеспечивают квантованную холловскую проводимость. Дробный КЭХ можно понять, лишь учитывая сильные корреляции между электронами на нижнем уровне Ландау, вызванные кулоновским взаимодействием, которое в этом случае оказывается гораздо эффективнее чем в обычной ферми-жидкости из-за того, что кинетическая энергия электронов "заморожена" магнитным полем.

Самым, возможно, удивительным проявлением сильного взаимодействия в дробном КЭХ является природа квазичастиц — возбуждений над основным состоянием дробного КЭХ. Эти возбуждения — состоящие, безусловно, из электронов — имеют, тем не менее, *дробный* электрический заряд и промежуточную (между бозе- и ферми-) статистику. Теоретически этот поразительный результат был известен уже довольно давно (и наиболее наглядно описывался с помощью упоминавшейся ранее теории поля с взаимодействием Черна–Саймонса [121]), но лишь недавно появились его первые экспериментальные подтверждения. Одно из них, в котором заряд возбуждения определялся по величине дробового шума, прозвучало на конференции (Д.К. Глаттли и др.).

Неожиданной теоретической новинкой последних лет является предсказание коллективного характера наименьшего спинового возбуждения в КЭХ: энергетически выгодным оказывается создание спиновой "текстуры" с полным спином гораздо больше 1. Такой объект получил название "скирмион". Целый ряд докладов на конференции был посвящен развитию теории скирмионов (С. Иорданский [1, с. 140], В. Апель, Ю.А. Бычков [1, с. 143], Ю. Назаров) и их экспериментальному поиску (И. Кукушкин и др., Б. Гольдберг, Д. Мауд и др. [1, с. 175]). Измерения спектров возбуждений над ДКЭХ состоянием методами емкостной спектроскопии было предметом докладов С. Дорожкина и др. [1, с. 135] и В. Долгополова [1, с. 147].

Состояния дробного КЭХ с заполнением $\nu = 1/3; 2/3; 2/5$ и т.п. являются несжимаемыми. Принципиально отличным от них является состояние с $\nu = 1/2$ и ему подобные *сжимаемые* холловские состояния. Здесь происходит другая удивительная трансформация частиц в квазичастицы: электроны в сильном магнитном поле и с сильным взаимодействием ведут себя "почти" как слабозадействующие и в отсутствие поля — взаимодействие и магнитное поле странным образом "погашают" друг друга. Получающийся в результате объект, играющий роль элементарного возбуждения, называют "композитный фермион". Композитные фермионы могут быть введены и при описании других холловских состояний, но именно при $\nu = 1/2$ они ведут себя наиболее похоже на обычные ферми-частицы в отсутствие магнитного поля. Теория композитных фермионов была представлена на конференции докладами Л. Левитова и др. [1, с. 151] и Э. Рашбы, а эксперимент по сжимаемым ДКЭХ состояниям — докладами Дж. Эйзенштейна и З. Квона [1, с. 175]. Кстати, в последнем было обнаружено сходство мезоскопических флуктуаций проводимости как функции магнитного поля (которые хорошо известны в теории "невзаимодействующей" мезоскопии) и электрического потенциала затвора, что всегда было признаком сильных кулоновских корреляций; это еще одно указание на опре-

деляющую роль сильного взаимодействия в холловских системах.

Теперь о сверхпроводимости. С самого начала, со времен теории Гинзбурга–Ландау, было ясно, что одна из основных величин в теории — фаза φ конденсатной волновой функции $\Psi = |\Psi| e^{i\varphi}$. Со времени появления теории БКШ известно, что причина сверхпроводимости — куперовское межэлектронное взаимодействие, сильное при малом суммарном импульсе электронов. Со времени открытия эффекта Джозефсона разрабатывается наука о слабой сверхпроводимости в одиночном контакте, сужении, тонкой проволоке, очень тонкой пленке и прочих объектах пониженной размерности — все то, что позже нашло обширные применения в мезоскопии. Более того, обсуждавшиеся выше эффекты, связанные с фазовой когерентностью электронной волновой функции, имеют много общего (по крайней мере с точки зрения математического аппарата теории) с феноменом куперовской неустойчивости, ведущей к сверхпроводимости. Поэтому вся программа конференции, о которой мы говорили выше (кроме, пожалуй, КЭХ), как бы повторяется еще раз в варианте "плюс куперовское взаимодействие".

Вполне естественно, что при рассмотрении сверхпроводниковых контактов приходится вспомнить о явлении кулоновской блокады. Теория слабой кулоновской блокады в S–S–S "транзисторе" с квантовыми одноканальными контактами была представлена в докладе Д. Иванова, М. Фейгельмана [1, с. 212], обратному пределу сильной кулоновской блокады в туннельном джозефсоновском переходе был посвящен доклад Л. Кузьмина, проблемам практической реализации "куперовско-кулоновских" эффектов на объектах с размерами порядка атомных — доклад П. Мюллера.

Системы из большого количества мезоскопических сверхпроводящих элементов — регулярные, регулярно-фрактальные и разупорядоченные сетки джозефсоновских слабых связей — не менее популярны, чем сетки из нормальных элементов (П. Мартиноли, А. Устинов и др.).

Общие симметричные вопросы, связанные с явлением бозе-конденсации и куперовского спаривания в мезоскопических системах рассматривались в докладе А. Андреева.

Как и в "нормальных" грязных металлах, в мезоскопических сверхпроводниках с примесями существуют сильные флуктуации термодинамических и кинетических величин; относящиеся к этой проблеме доклады были представлены А. Фридманом [1, с. 237], А. Геймом (эксперимент) и Б. Спиваком [1, с. 209] (теория). Принципиальный интерес представляет вопрос о том, сколь малым необходимо сделать островок из сверхпроводящего металла, чтобы сверхпроводящее спаривание в нем не происходило; соответствующая теория была представлена в докладе К. Матвеева. Сюда же примыкает исследование джозефсоновского контакта с большой диссипацией (М. Пааланен).

Экспериментальные проявления фазовых переходов сверхпроводник–диэлектрик обсуждались в докладах В. Гантмахера [1, с. 231] и А. Лаврова [1, с. 241]. С точки зрения теории, эти эксперименты, вероятно, имеют отношение к кроссоверу от БКШ-спаривания к бозе-эйнштейновской конденсации в системе с малой электронной плотностью и значительным беспорядком. Достаточно надежной теории таких систем пока не существует.

Теоретическая задача последовательного одновременного учета эффектов локализации, кулоновского взаимодействия и сверхпроводящего спаривания пока еще далека от решения. Однако есть много весьма интересных частных случаев, в которых удается продвинуться. К таковым относится проблема транспорта в S–N и S–N–S структурах, где N — грязный металл, далекий, однако, от порога

локализации. Определяющим эффектом здесь является андреевское отражение электрона, падающего на поверхность сверхпроводника, когда отраженная частица оказывается дыркой [13]. Интерференция электронов в нормальной области вблизи сверхпроводника приводит к фазовой чувствительности проводимости и ее существенной нелокальности при низких температурах (обычный закон сложения сопротивлений при последовательном соединении здесь уже не выполняется!). Этому направлению были посвящены доклады В. Петрашова (эксперимент), Д. Аверина, А. Волкова [1, с. 205] (теория). В докладе А. Шитова и др. [1, с. 222] был предложен пример того, как андреевское отражение может приводить к 2D-локализации квазичастиц в тонкой пленке нормального металла, нанесенного на сверхпроводник. Аналогичной системе был посвящен доклад И. Имри, где указывалось на возможность парамагнитного отклика от орбитального движения электронов вблизи NS-границы.

Отдельной темой здесь является транспорт в S–N–S контактах с малым числом поперечных проводящих каналов (иначе говоря, в ситуации когда поперечный размер контакта сопоставим с электронной длиной волны). Такая ситуация естественным образом возникает в задачах с двумерным электронным газом (например квантовые точки), где мала плотность электронов. Добиться этого в системах со сверхпроводимостью экспериментально много сложнее, но тем не менее возможно (М. Санкер); теория транспорта в квантовых S–N–S контактах атомного размера обсуждалась А. Мартин Родеро. Проблема фазового перехода сверхпроводник–диэлектрик рассматривалась в докладах А. Голда [1, с. 234] (в разновидности теории самосогласованного поля) и А. Заикина [1, с. 244] (в применении к очень тонким проволокам).

Такова была тематика конференции, материалы которой представлены ниже. Будучи весьма сконцентрированной, она в то же время охватывает практически все современные направления физики электронов в твердых телах. Материалы этой конференции можно рассматривать как обзор текущего состояния исследований в низкотемпературной физике систем с электронным взаимодействием. Именно поэтому *УФН*, журнал принципиально обзорный, счел возможным опубликовать эти материалы на своих страницах.

Список литературы

1. *УФН* **168** (2) 113–248 (1998) [*Phys. Usp.* **41** (1998)]
2. Горьков Л П, Ларкин А И, Хмельницкий Д Е *Письма в ЖЭТФ* **30** 248 (1979)
3. Альшулер Б Л, Аронов А Г *ЖЭТФ* **77** 2028 (1979); Altshuler B L, Aronov A G *Electron–Electron Interaction in Disordered Systems* (Ed. A L Efros) (North-Holland, 1985) p. 190
4. Wigner E *Ann. Math.* **53** 46 (1951); Dyson F J *J. Math. Phys.* **3** 140 157, 166, 1199 (1962); Mehta M *Random Matrices* 2nd edition (San Diego, Academic Press, 1991)
5. Горьков Л П, Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **48** 1407 (1965)
6. Efetov K B *Adv. Phys.* **32** 53 (1983); *Supersymmetry in Disorder and Chaos* (New York: Cambridge University Press, 1997)
7. Simons B, Lee P A, Altshuler B L *Nucl. Phys. B* **409** [FS] 487 (1993)
8. Calogero F J *Math. Phys.* **10** 2191 (1969); Sutherland B *Phys. Rev. A* **10** 2191 (1972)
9. Altshuler B L, Kamenev A, Levitov L S, Gefen Y *Phys. Rev. Lett.* **78** 2803 (1997)
10. Abrahams E, Anderson P W, Licciardello D C, Ramakrishnan T V *Phys. Rev. Lett.* **42** 673 (1979)
11. Jain J K *Adv. Phys.* **41** 105 (1992); Lopez A, Fradkin E *Phys. Rev. B* **44** 5246 (1991); **47** 7080 (1993)
12. Kalmeyer V, Zhang S-C *Phys. Rev. B* **46** 9889 (1992)
13. Андреев А Ф *ЖЭТФ* **46** 1823 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **19** 1228 (1964)]