

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Семинар в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН "Мезоскопические и сильнокоррелированные системы"

(23 и 25 апреля 1996 г.)

PACS number: 01.10.Fv

23 и 25 апреля 1996 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялся семинар на тему "Мезоскопические и сильнокоррелированные системы". На семинаре были заслушаны доклады:

1. **Кулаковский В.Д.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка). *Корреляционные эффекты в электронно-дырочной магнитоплазме в квантовых ямах.*
2. **Дубровский Ю.В., Попов В.Г., Вдовин Е.Е., Ханин Ю.Н., Ларкин И.А.** (Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка), **Андерссон Т.Г., Тордсон И.В.** (Чалмерский университет, Гетеборг, Швеция), **Портал Ж.-К., Мауд Д.** (Лаборатория сильных магнитных полей, Гренобль, Франция). *Резонансы при туннелировании в гетероструктурах с одиночным барьером.*
3. **Кравцов В.Е.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН). *Мультифрактальность волновых функций и статистика уровней энергии вблизи перехода Андерсона.*
4. **Лесовик Г.Б.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка), **Фушер А.Л., Блаттер Дж.** (Институт теоретической физики Высшей политехнической школы, Цюрих). *Описание нелинейного транспорта в NS-контактах с помощью матрицы рассеяния.*
5. **Китаев А.Ю.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН). *Квантовые вычисления.*
6. **Логвенюв Г.Ю., Обознов В.А., Рязанов В.В., Устинов А.В.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка). *Вихревая динамика в дискретных одномерных и двумерных джозефсоновских структурах.*
7. **Солдатов Е.С., Губин С.П., Трифионов А.С., Ханин В.В., Хомутов Г.Б., Яковенко С.А.** (Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова). *Кластерные туннельные структуры и коррелированное туннелирование электронов в них.*
8. **Гантмахер В.Ф., Голубков М.В., Зверев В.Н.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка). *Сверхпроводящий отклик в высокорезистивных материалах.*
9. **Гантмахер В.Ф., Зверев В.Н., Теплинский В.М.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка). *Скейлинговые соотношения в 3-мерных разупорядоченных сверхпроводниках.*
10. **Гудошников С.А., Снигирев О.В.** (Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова). *Сканирующие сквиды-микроскопы: устройство, возможности применения.*
11. **Дорожкин С.И.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка). *Магнетотранспортные и магнетоемкостные исследования двумерных электронных систем в сильных магнитных полях: целочисленный и дробный квантовые эффекты Холла, диэлектрическое состояние.*
12. **Бутов Л.В.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка). *Конденсация экситонов в двойных квантовых ямах.*
13. **Волков А.Ф.** (Институт радиоэлектроники РАН). *Фазово-когерентные явления в мезоскопических сверхпроводниковых структурах.*
14. **Кашурников В.А., Подливаев А.И.** (Московский государственный инженерно-физический институт), **Прокофьев Н.В., Свисстун Б.В.** (Российский научный центр "Курчатовский институт"). *Сверхтоковые состояния в одномерных кольцах конечного размера.*
15. **Скворцов М.А., Фейгельман М.В.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН). *Низкотемпературная динамика вихрей в слоистых сверхпроводниках: новый пример параметрической статистики уровней.*
16. **Левитов Л.С., Шитов А.В.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН). *Квазиклассическая теория кулоновской аномалии при туннелировании в плохой проводник.*
17. **Преснов Д.Е., Крупенин В.А., Лотхов С.В.** (Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова). *Одноэлектронные структуры на основе сверхмалых туннельных переходов Al/AlO_x/Al: технология изготовления, экспериментальные результаты.*
18. **Голубев Д.С.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН), **Зайкин А.Д.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН и Университет Карлсруэ, Германия), **фон Дельфт Дж., Тихий В.** (Университет Карлсруэ, Германия). *Сверхпроводимость в сверхмалых гранулах: эффект четности.*
19. **Суслов И.М.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН). *Плотность состояний вблизи порога локализации.*

PACS numbers: 71.27.+a, 73.20.Dx

Корреляционные эффекты в электронно-дырочной магнитоплазме в квантовых ямах

В.Д. Кулаковский

Методами фотолюминесценции и фотовозбуждения люминесценции исследована фотовозбужденная нейтральная электрон-дырочная (e-h) магнитоплазма в InGaAs/InP, CdTe/CdMnTe и CdMnTe/CdMgTe квантовых ямах (КЯ) при низких температурах. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами в различных приближениях.

Найдено, что плотная e-h плазма с высокой температурой ($T > 100$ К) хорошо описывается в рамках плазменного приближения (с учетом перенормировки эффективных масс). При понижении температуры до 50–30 К становятся существенными экситонные эффекты. Они приводят к подавлению зависимости энергии перехода между верхними заполненными ($j = N$) уровнями Ландау от плотности e-h пар в области факторов заполнения $N < \nu/2 < N + 1$.

В магнитоплазме с целочисленным фактором заполнения переходы между уровнями Ландау вблизи энергии Ферми хорошо описываются в терминах экситонов и деэситонов. При произвольных факторах заполнения экспериментальные результаты описываются удовлетворительно, если учесть эффекты экранировки.

Экспериментально реализована спин-ориентированная электронно-дырочная магнитоплазма в CdMnTe КЯ. Найдено, что взаимодействие спин-ориентированных экситонов является слабо отталкивающим, перенормировка уровней Ландау в плотной спин-ориентированной магнитоплазме слабее, чем в неполяризованной.

Список литературы

1. Бутов Л В, Кулаковский В Д, Рашба Э И *Письма в ЖЭТФ* **53** 104 (1991)
2. Bayer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** (17) 3439 (1995)
3. Bayer M et al. *Phys. Rev. B* **50** 17085 (1994)
4. Kulakovskii V D et al. *Phys. Rev. B* (1996) (in press)

PACS numbers: 73.20.Dx, 73.40.Lq

Резонансы при туннелировании в гетероструктурах с одиночным барьером

Ю.В. Дубровский, В.Г. Попов, Е.Е. Вдовин,
Ю.Н. Ханин, И.А. Ларкин, Т.Г. Андерссон,
И.В. Тордсон, Ж.-К. Портал, Д. Мауд

Резонансные особенности в туннельном токе в гетероструктурах с одиночными барьерами наблюдаются при неоднородном легировании тонкого слоя в области барьера при 4,2 К.

В гетероструктуре с одиночным барьером (5 нм AlAs) и симметричными слаболегированными спейсерами (60 нм $n^- = 2 \times 10^{16}$ см⁻³ GaAs), отделяющими барьер от сильнолегированной ($n^+ = 3 \times 10^{18}$ см⁻³ GaAs) кон-

тактной области, обнаружено резонансное туннелирование электронов через виртуальные состояния в квантовой псевдояме, ограниченной с одной стороны гетеробарьером, а с другой — границей n^-/n^+ . Экспериментальным проявлением этого эффекта является наличие аperiодической осцилляционной структуры на вольт-амперной характеристике (ВАХ). В магнитном поле, поперечном току, амплитуда осцилляций уменьшается вплоть до некоторого минимума при $B \approx 2,5$ Т, а затем развиваются осцилляции в противофазе с исходными. Все экспериментальные результаты хорошо количественно описываются в рамках модели резонансного туннелирования [1].

В этих же образцах при больших напряжениях смещения (> 400 мВ) наблюдаются резонансы, связанные с туннелированием через X-долинные квантовые уровни в барьере. Для X-долины область AlAs барьера является квантовой ямой. В этом случае электроны туннелируют из 2D состояний в обогащенном слое, сформированном на эмиттерной стороне барьера при приложении внешнего смещения. Туннелирование через X-состояния носит резонансный характер, когда уровень нижней электрической подзоны в обогащенном слое совпадает с X-долинными квантовыми уровнями в AlAs барьере.

Другой тип резонансов можно наблюдать при дополнительном легировании барьера. В этом случае по его обеим сторонам образуются 2-мерные обогащенные слои. В гетероструктурах с Al_{0,4}Ga_{0,6}As одиночным легированным барьером толщиной 14 нм (эквивалентная 2-мерная концентрация доноров $n^+ = 3 \times 10^{12}$ см⁻²) на зависимостях дифференциальной проводимости от внешнего смещения наблюдаются пик "–8 мВ", связанный с резонансным туннелированием между нижними электрическими подзонами 2D обогащенных слоев (переход 0–0), и пик "+14 мВ", связанный с переходом между разными подзонами (переход 0–1). В продольных токах магнитных полях $B > 9$ Т, когда в 2D слоях заполнен только один уровень Ландау ($\nu < 1$) наблюдалось аномальное поведение резонансных пиков. Пики смещаются в сторону больших напряжений линейно по магнитному полю и расщепляются. При этом расщепление асимметрично. Обсуждаются возможные причины наблюдаемых аномалий, в том числе, связанные с кулоновской корреляцией электронов в 2D электронном газе.

Список литературы

1. Fal'koV I, Meshkov S V *Semicond. Sci. Technol.* **6** 196 (1991)
2. Вдовин Е Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 566 (1995)

PACS number: 72.15.Rn

Мультифрактальность волновых функций и статистика уровней энергии вблизи перехода Андерсона

В.Е. Кравцов

Статистика уровней энергии сложных квантовых систем отражает природу динамики соответствующих классических систем. Для классически хаотических систем рас-

пределение уровней энергии подчиняется вигнер-дайсоновской статистике [1, 2]. Интегрируемые системы характеризуются пуассоновской спектральной статистикой. Система свободных электронов в случайном потенциале является единственным примером, где оба типа статистики могут существовать в зависимости от величины беспорядка и энергии. Ниже порога подвижности E_c все состояния являются локализованными [3] и не перекрываются друг с другом. В результате энергетические уровни оказываются нескоррелированными и подчиняются статистике Пуассона. Выше порога подвижности волновые функции являются протяженными, и спектральная статистика принадлежит к вигнер-дайсоновскому типу.

Однако вблизи порога подвижности E_c существует узкая спектральная область $|E - E_c| < \delta E(L)$, в которой волновые функции не являются ни локализованными, ни действительно протяженными. Соответствующие критические волновые функции характеризуются пространственной мультифрактальностью [4–6], которая описывается спектром фрактальных размерностей $d^* = d - \eta$. В термодинамическом пределе ($L \rightarrow \infty$) число состояний $N = \delta E(L)/\Delta(L)$ (где $\Delta(L)$ — характерное расстояние между уровнями энергии) в интервале энергий $\delta E(L)$ становится бесконечно большим, что приводит к появлению третьей универсальной критической спектральной статистики [7–9].

Для критических состояний отталкивание уровней при малом расстоянии между уровнями такое же, как и у протяженных состояний. Однако хвосты 2-уровневой корреляционной функции $R(w)$ [8,9,11] и флуктуации числа уровней в заданном энергетическом интервале $\langle(\delta N)^2\rangle$ ведут себя особым образом. В частности, $\langle(\delta N)^2\rangle = \alpha(N)$ содержит линейный член, характерный для пуассоновской статистики [10]. Показано, что появление этого члена является следствием пространственной мультифрактальности критических состояний. Соотношение [11], устанавливающее соответствие между статистикой критических волновых функций и уровнями энергии, выглядит следующим образом: $\alpha = \eta/(2d)$, где $\eta = \eta(2)$ — мультифрактальный показатель, а d — размерность пространства. Для делокализованных волновых функций в металле показатель $\eta = 0$. Именно поэтому линейный по $\langle N \rangle$ член отсутствует в $\langle(\delta N)^2\rangle$ в этом случае, а также и в случае вигнер-дайсоновской статистики.

Список литературы

1. Wigner E P *Proc. Camb. Phil. Soc.* **47** 790 (1951)
2. Mehta L M *Random Matrices* (Boston: Academic Press, 1991)
3. Lee P A, Ramakrishnan T V *Rev. Mod. Phys.* **57** 287 (1985)
4. Wegner F Z. *Phys. B* **36** 209 (1980)
5. Castellani C, Peliti L J. *Phys. A* **19** L429 (1986)
6. Schreiber M *Physica A* **167** 188 (1990)
7. Shklovskii B I et al. *Phys. Rev. B* **47** 11487 (1993)
8. Kravtsov V E et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 888 (1994)
9. Aronov A G, Kravtsov V E, Lerner I V *Phys. Rev. Lett.* **74** 1174 (1995)
10. Altshuler B L, Zherckeshev I Kh, Kotochigova S A, Shklovskii B I *ЖЭТФ* **94** 343 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67** 625 (1988)]
11. Kravtsov V E "Spectral statistics at the Anderson transition" condmat/9603166 (<http://xxx.lanl.gov>)

PACS number: 74.80.Fр

Описание нелинейного транспорта в NS-контактах с помощью матрицы рассеяния

Г.Б. Лесовик, А.Л. Фушер, Дж. Блаттер

Мы анализируем электронный транспорт в контакте неупорядоченного проводника и сверхпроводника (NS-контакт) в рамках подхода с использованием матрицы рассеяния, аналогичного подходу Ландауэра–Бюттикера в нормальных контактах.

Получено общее выражение для тока, справедливое при конечной температуре и конечном напряжении, которое зависит от элементов матрицы рассеяния в нормальной части.

Интерес авторов к нелинейному режиму вызван экспериментами [1, 2], в которых наблюдались пики в вольт-амперной характеристике при нулевом, а также при конечном напряжении, что обусловлено сложной комбинацией андреевского отражения на NS-границе и когерентного рассеяния в сложном потенциале нормальной проводника.

Беспорядок описывается матрицей упругого рассеяния, которая также описывает возможное нормальное рассеяние непосредственно на NS-границе.

Приведем выражение для спектрального кондактанса (при нулевой температуре и в пренебрежении зависимости матрицы рассеяния от приложенного напряжения эта величина совпадает с полной дифференциальной проводимостью), которое зависит от элементов матрицы рассеяния при двух энергиях, что отражает наличие электрон-дырочных корреляций:

$$G_s(\varepsilon) = \frac{2e^2}{h} (1 + |\Gamma(\varepsilon)|^2) \text{Tr} \left\{ t_{21}^\dagger(\varepsilon) \left[1 - \Gamma^*(\varepsilon)^2 r_{22}^\top(-\varepsilon) r_{22}^\dagger \right]^{-1} \times \right. \\ \times (1 - |\Gamma(\varepsilon)|^2 r_{22}^\top(-\varepsilon) r_{22}^*(-\varepsilon)) \times \\ \left. \times [1 - \Gamma(\varepsilon)^2 r_{22}(\varepsilon) r_{22}^*(-\varepsilon)]^{-1} t_{21}(\varepsilon) \right\},$$

где $\Gamma(\varepsilon)$ есть амплитуда андреевского отражения. Это выражение содержит ранее полученные формулы Ландауэра–Бюттикера [3] и Бинаккера [4] в качестве соответствующих пределов и может служить в качестве отправной точки для анализа общего случая. Качественные свойства спектрального кондактанса проиллюстрированы на примере одного барьера, показано, как появляются андреевские резонансы в NINS-контактах.

Наконец, предложено качественное объяснение причин появления пиков в вольт-амперной характеристике при нулевом либо конечном напряжении [5] с точки зрения матрицы рассеяния.

Список литературы

1. Kastalsky A et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3026 (1991)
2. Poirier W, Mailly D, Sanquer M, submitted to *Phys. Rev. Lett.* (1996)
3. Büttiker M, Imry Y, Landauer R, Pinhas S *Phys. Rev. B* **31** 6207 (1985)
4. Beenakker C W *Phys. Rev. B* **46** 12841 (1992)
5. Yip S *Phys. Rev. B* **52** 15504 (1995) (and references therein)

PACS number: 03.65.Bz

PACS numbers: 74.50.+r, 74.80.Dm

Квантовые вычисления

А.Ю. Китаев

Обычное вычисление можно представлять как последовательность элементарных операций с битами. В каждой операции участвует не более 2 битов. В каждый момент времени компьютер находится в одном из 2^N состояний (N — полное число битов).

Предположим, что каждый бит представлен спином или какой-нибудь другой квантовой системой с двукратным вырождением. Текущее состояние такого квантового компьютера описывается волновой функцией, точнее говоря, единичным вектором в 2^N -мерном пространстве. На каждом шаге разрешается применить произвольный унитарный оператор, действующий на один или два спина. Программа для квантового компьютера — это последовательность таких операторов. Программу можно применить к исходному состоянию $|x_1 \dots x_n 0 \dots 0\rangle$, где последовательность нулей и единиц $x_1 \dots x_n = x$ представляет собой "конкретный пример задачи" (например, если программа предназначена для сложения чисел, то x — это пара чисел, которые нужно сложить). В конце вычисления нужно измерить проекции первых m спинов на ось z (0 = спин вверх, 1 = спин вниз). Эта последовательность нулей и единиц и будет "ответом". Разумеется, не для всякой программы "ответ" будет иметь какой-либо смысл. Программа должна быть правильной, т.е. отвечать данной вычислительной задаче.

Практическая реализация квантового компьютера — дело будущего. Однако сейчас ясно, что некоторые задачи на квантовом компьютере можно решать намного эффективнее (быстрее), чем на обычном компьютере. П. Шор [1] придумал квантовый алгоритм, позволяющий разложить на простые множители число из n цифр примерно за n^4 операций. На обычном компьютере самый эффективный алгоритм требует $\exp(n^{1/2})$ операций. В настоящем докладе в качестве примера рассматривалась более простая задача. Пусть q и a — взаимно простые целые числа. Найти такое $x > 0$, что $a^x = 1 \pmod{q}$. Предложенный метод годится для некоторых более общих задач [2].

Список литературы

1. Shor P W "Algorithms for quantum computation: discrete log and factoring" *Proceedings of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science* (Los Alamitos, CA: IEEE Computer Society Press, 1994) p. 124
2. Kitaev A Yu *Quantum Measurements and the Abelian Stabilizer Problem* quant-ph 9511026 (<http://xxx.lanl.gov>).

Вихревая динамика в дискретных одномерных и двумерных джозефсоновских структурах

Г.Ю. Логвенюв, В.А. Обознов, В.В. Рязанов, А.В. Устинов

Активные исследования одномерных джозефсоновских цепочек и двумерных джозефсоновских сеток, использующих туннельные переходы с малым затуханием, ведутся в последние годы в нескольких европейских и американских лабораториях (см. приведенные ниже ссылки). Фундаментальный интерес к исследованию этих структур связан с моделированием нелинейных волновых процессов, описываемых дискретным аналогом уравнения "синус-Гордон", изучением вихревой динамики, тепловых и квантовых флуктуаций сверхпроводящей фазы. В практическом смысле одномерные и двумерные дискретные джозефсоновские линии имеют перспективу использования в качестве генераторов и приемников излучений миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн (100–1000 ГГц).

Экспериментально [1, 2] и теоретически [3–5] было показано, что основным механизмом диссипации в двумерной сетке туннельных джозефсоновских переходов при протекании через нее тока, являются "row switching" процессы, вызванные одновременным переключением целиком строки переходов из сверхпроводящего в диссипативное резистивное состояние. Полученные нами результаты показывают, что существует два типа "row switching" процессов: режим течения потока при высоких температурах (близких к критической температуре T_c) и чисто квазичастичный (щелевой) режим при низких температурах. Граница между этими режимами соответствует температуре, при которой эффективная масса флюксонов, возникающих в джозефсоновских сетках с малым затуханием, зануляется [6].

Дополнительная диссипация, определяющая вязкость движения вихря при понижении температуры, связана с излучением плазменных колебаний сверхпроводящей фазы (линейных волн) при движении флюксона в дискретных джозефсоновских структурах. Авторы работы [7] наблюдали резонансы, возникающие в одномерных цепочках туннельных джозефсоновских переходов, когда частота периодического движения флюксона кратна частоте линейных мод, возбуждаемых им.

Список литературы

1. van der Zant H S J et al. *Phys. Rev. B* **38** 5154 (1988)
2. Lachenmann S G, Doderer T, Hoffmann D, Huebener R P *Phys. Rev. B* **50** 3158 (1994)
3. Yu W, Stroud D *Phys. Rev. B* **46** 14005 (1992)
4. Geigenmueller U, Lobb C J, Whan C B *Phys. Rev. B* **47** 348 (1993)
5. Hagenaaars T J, van Himbergen J E, Jose J V, Tiesinga P H E *Phys. Rev. B* **53** 2719 (1996)
6. Hagenaaars T J, Tiesinga P H E, van Himbergen J E, Jose J V *Phys. Rev. B* **50** 1143 (1994)
7. Ustinov A V et al. *Phys. Rev. B* **51** 3081 (1995)

PACS numbers: 71.27. + a, 73.20.Dx

PACS numbers: 74.80.Bj, 74.76.Db

Кластерные туннельные структуры и коррелированное туннелирование электронов в них

Е.С. Солдатов, А.С. Трифионов, В.В. Ханин,
С.П. Губин, С.А. Яковенко, Г.Б. Хомутов

Экспериментально исследовано явление коррелированного туннелирования электронов в молекулярной системе при комнатной температуре. Система представляла собой лентгмюровский монослой металлоорганических кластеров, встроенных в матрицу из стеариновой кислоты. Изучение профиля поверхности образца и электрических характеристик туннельных структур на основе одиночных молекул проводилось с помощью сканирующего туннельного микроскопа. Разработанная методика создания стабильных, воспроизводимых лентгмюровских монослоев карборановых кластеров с жесткой фиксацией кластеров на подложке позволила провести изучение туннельного транспорта электронов в стабильных структурах на основе одиночных молекул. В таких двухпереходных туннельных структурах "игла СТМ-кластерная молекула-подложка" при комнатной температуре зарегистрированы вольт-амперные характеристики (ВАХ) с четко выраженными блокадным участком и "кулоновской лестницей", что указывает на коррелированный характер туннелирования электронов в структуре [1]. Для изучения "трехэлектродной", транзисторной системы на основе одиночного кластера на подложке перед нанесением кластерного монослоя методами электронной литографии формировалась система нанозлектродов. При исследовании электронного транспорта в такой системе зарегистрирован эффект управления туннельным током через кластерную молекулу путем изменения напряжения на расположенном рядом с ней нанозлектродом, т.е. впервые сформирован молекулярный одноэлектронный транзистор, причем работающий при комнатной температуре. При этом сигнальная характеристика (зависимость туннельного тока в системе "игла СТМ-кластер-подложка" от напряжения на управляющем электроде) имела периодический вид с величиной периода 700 мВ, а ее крутизна свидетельствовала о высокой электрометрической чувствительности системы 7×10^{-4} е Гц $^{-1/2}$). Измеренные характеристики хорошо согласуются с выводами существующей "ортодоксальной" теории одноэлектроники, что, с одной стороны, подтверждает обоснованность аналогии молекулярного кластера и наногранулы металла, и, с другой стороны, свидетельствует о применимости "ортодоксальной" теории одноэлектроники для описания туннелирования электронов в структурах на основе таких сугубо квантовых объектов, как одиночная молекула.

Список литературы

1. Зубилов А А и др. *Письма в ЖТФ* 20 (5) 41 (1994)

Сверхпроводящий отклик в высокорезистивных материалах

В.Ф. Гантмахер, М.В. Голубков, В.Н. Зверев

Для материалов, испытывающих переход сверхпроводник-диэлектрик, пространственные неоднородности имеют решающее значение. Неоднородный материал может быть описан моделью гранулированного сверхпроводника. Когда зерна становятся сверхпроводящими ниже температуры перехода T_c , в энергетическом спектре на ферми-уровне возникает щель Δ , происходит вымерзание квазичастиц в гранулах, и одночастичный туннельный ток понижается. Когда сопротивление межгранульных промежутков велико, джозефсоновский ток подавлен квантовыми флуктуациями, и в сопротивлении возникает экспоненциальный фактор: $R(T) \propto \exp(\Delta/T)$. Магнитное поле значительно увеличивает проводимость, разрушая щель в гранулах. Это — один из механизмов гигантского отрицательного магнитосопротивления. Мы изучали это явление в метастабильных закаленных сплавах: Cd-Sb, Ga-Sb и Zn-Sb, которые испытывали переход металл-диэлектрик при повышении температуры. Из отношения функций $R(T)$ в нулевом и в сильном магнитных полях было получено значение Δ .

Подобное поведение в магнитотранспорте наблюдалось в тонких аморфных пленках окиси индия с различными степенями окисления, т.е. с различной плотностью состояний вблизи уровня Ферми. Согласно многочисленным данным различных экспериментальных групп, эти пленки могут быть однородно разупорядоченными в широком диапазоне состояний от предельно изолированного до сверхпроводящего. Большое отрицательное магнитосопротивление наблюдалось, когда пленки были в диэлектрическом состоянии. Отрицательная производная сопротивления по полю $\partial R/\partial H$ сохранялась до 20 Тл — самого высокого магнитного поля, имевшегося в нашем распоряжении. В пленках, находящихся в сверхпроводящем состоянии, значительно меньшие магнитные поля подавляли сверхпроводимость и, следовательно, увеличивали сопротивление. Промежуточные состояния пленок характеризовались наличием обеих особенностей: и небольшой положительной производной $\partial R/\partial H$ в слабых полях, и большой отрицательной производной в высоких полях.

Магнитосопротивление в диэлектрических состояниях описано в терминах зависящей от магнитного поля щели на уровне Ферми. Величина щели оказалась порядка 0,3 – 0,4 К в нулевом поле. В высоких полях она падала как $1/H$. Сходство в поведении аморфных пленок оксида индия и неоднородных высокорезистивных сверхпроводников приводят к предположению, что щель в энергетическом спектре обусловлена куперовским взаимодействием.

Сверхпроводящее взаимодействие может быть привлечено для объяснения отрицательного магнитосопротивления в нашем однородном диэлектрике в двух схемах:

а) пленки могут стать эффективно гранулированными со сверхпроводящими кластерами, возникающими вследствие флуктуаций,

б) щель в плотности состояний появляется благодаря куперовскому взаимодействию между электронами, локализованными в мелких состояниях с энергиями связи, меньшими энергии виртуальных фононов. Обе модели требуют дальнейшей теоретической и экспериментальной проверки.

Список литературы

1. Гантмахер В Ф и др. *ЖЭТФ* **104** 3217 (1993)
2. Гантмахер В Ф, Голубков М В, Лок Дж, Гейм А К *ЖЭТФ* **109** 1765 (1996)
3. Гантмахер В Ф, Голубков М В *Письма в ЖЭТФ* **61** 593 (1995)

PACS numbers: 74.50. +r, 74.80.Bj

Скейлинговые соотношения в трехмерных разупорядоченных сверхпроводниках

В.Н. Зверев, В.Ф. Гантмахер, В.М. Теплинский

Исследованы разупорядоченные трехмерные джозефсоновские системы на основе высокорезистивных метастабильных сплавов Ga-Sb, Zn-Sb и Cd-Sb. Эти сплавы являются сверхпроводниками с температурой перехода приблизительно 10 К. При температурах 140–300 К они постепенно преобразуются в аморфные диэлектрики. В ходе преобразования образец становился неоднородным, содержащим различного рода слабые связи, такие, как туннельные переходы, тонкие проводящие каналы и т.д. Плотность и характерные размеры этих элементов изменялись в процессе трансформации, что приводило к эволюции сверхпроводящего отклика. Последний исследовался посредством измерения сопротивления образца, а также сигнала магнитной восприимчивости.

Было установлено, что температурная зависимость критического тока в образцах Zn-Sb немонотонна. При понижении температуры ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c критический ток повышался, достигая максимума при $0,7T_c$, затем начинал падать, выходя на насыщение при низких температурах. Это предельное значение зависело от нормального сопротивления образца как R^{-2} , в то время как в максимуме критический ток был пропорционален $R^{-3/2}$. На образцах Ga-Sb и Cd-Sb критический ток повышался монотонно с уменьшением температуры. Однако при температурах значительно ниже T_c критический ток также оказывается пропорциональным R^{-2} . Поскольку подобные скейлинговые соотношения известны для высокорезистивного джозефсоновского перехода малого размера, обращено внимание на аналогию между свойствами неоднородных сверхпроводников и одиночного джозефсоновского перехода.

Список литературы

1. Гантмахер В Ф, Зверев В Н, Теплинский В М *Письма в ЖЭТФ* **59** 837 (1994)
2. Гантмахер В Ф, Теплинский В М, Зверев В Н *Письма в ЖЭТФ* **62** 873 (1995)

PACS numbers: 73.40.Hm, 73.50.Jt

Магнетотранспортные и магнетоемкостные исследования двумерных электронных систем в сильных магнитных полях: целочисленный и дробный квантовые эффекты Холла, диэлектрическое состояние

С.И. Дорожкин

В докладе сделан обзор недавних результатов автора, полученных для двумерных электронных систем в полевых транзисторах на основе кремния (е- и р-каналы) и одиночных гетеропереходов GaAs/AlGaAs, а также в гетероструктурах Si/SiGe.

1. Из сравнения скачка химического потенциала электронов в дробном квантовом эффекте Холла (ДКЭХ) при факторе заполнения $\nu = 1/3$, измеренного методом емкостной спектроскопии, и энергии активации диссипативной проводимости, являющейся мерой энергетической щели в спектре возбуждения квазичастиц, определена величина дробного заряда квазичастиц, которая оказалась близкой к $1/3$ от заряда электрона [1].

2. Методами емкостной спектроскопии и магнетотранспорта в наклонном магнитном поле выполнены исследования спиновой поляризации двумерной электронной системы в ультраквантовом пределе ($\nu < 1$) в присутствии $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$ состояний ДКЭХ [2]. Для этого определены изменения химического потенциала, обусловленные изменением зеемановской энергии. В исследованной области магнитных полей обнаружено, что степень спиновой поляризации изменяется только при $\nu > 2/3$. Полученные результаты:

а) указывают на отсутствие скирмионных возбуждений при факторе заполнения $\nu = 1/3$, которые должны были бы приводить к резкому уменьшению спиновой поляризации системы при отклонении ν от $1/3$;

б) соответствуют квазидырочным возбуждениям со спинами по полю и квазиэлектронным возбуждениям со спинами, ориентированными против поля, в $\nu = 2/3$ состоянии ДКЭХ.

3. Индуцированные магнитным полем переходы металл-холловский диэлектрик (т.е. состояние с неограниченно возрастающим магнетосопротивлением и конечным значением холловского сопротивления) исследованы в гетеропереходах GaAs/AlGaAs [3] и Si/SiGe [4]. В последнем случае обнаружен сильный эффект увеличения магнетосопротивления в наклонном магнитном поле. В полевых транзисторах на основе гетеропереходов GaAs/AlGaAs в сильных магнитных полях переход наблюдается при фиксированном значении $\nu = 0,28$ (при этом наблюдается и $\nu = 1/3$ состояние ДКЭХ). Уменьшение поля приводит к исчезновению $\nu = 1/3$ состояния ДКЭХ и сдвигу перехода на фактор заполнения $\nu = 0,5$. В гетероструктурах Si/SiGe диэлектрическое состояние реализуется в интервале $1 < \nu < 3$ и переходит в $\nu = 1$ состояние целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) при увеличении магнитного поля. Предложена модель, объясняющая переходы между состояниями ЦКЭХ и диэлектрическим состоянием в терминах осцил-

ляций химического потенциала относительно энергии делокализованных одноэлектронных состояний при наличии в образце неоднородного крупномасштабного потенциала [5].

4. В резистивных состояниях, соответствующих полупрочисленным факторам заполнения уровней магнитного квантования, обнаружено, что сопротивление (а не удельное сопротивление) является характеристикой, не зависящей от размеров образца. При этом оно равно отклонению холловского сопротивления от квантованного значения. Эффект объясняется бездиссипативными краевыми токами [6].

Список литературы

1. Dorozhkin S I, Haug R J, von Klitzing K, Ploog K *Phys. Rev. B* **51** 14729 (1995)
2. Dorozhkin S I, Dorokhova M O, Haug R J, Ploog K *Phys. Rev. Lett.* (in press)
3. Дорожкин С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 55 (1993)
4. Дорожкин С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **62** 511 (1995); Dorozhkin S I, Emeleus C J, Whall T E, Landwehr G *Phys. Rev. B* **52** R11638 (1995)
5. Дорожкин С И *Письма в ЖЭТФ* **60** 578 (1994)
6. Дорожкин С И, Кох Ш, фон Клитцинг К, Дорда Г *Письма в ЖЭТФ* **52** 1233 (1990)

PACS numbers: 71.35.+z, 73.20.Dx

Конденсация экситонов в двойных квантовых ямах

Л.В. Бутов

Электрон-дырочное (э-д) взаимодействие в нейтральной э-д системе может приводить к конденсации э-д пар (экситонов) аналогичной конденсации Бозе-Эйнштейна бозонов в пределе малой плотности экситонов. Полупроводниковые гетероструктуры с двойными квантовыми ямами (ДКЯ) являются хорошим кандидатом для реализации и экспериментального исследования экситонного конденсата, благодаря большому времени жизни непрямых экситонов, состоящих из электронов в одной и дырок в другой КЯ. Магнитное поле перпендикулярное плоскости КЯ сильно улучшает критические условия для конденсации экситонов главным образом вследствие полного квантования энергетического спектра электронов и дырок [1].

При исследовании нейтральной э-д системы в AlAs/GaAs ДКЯ в сильных магнитных полях ($H \leq 14$ Тл) и низких температурах ($T \geq 350$ мК) были обнаружены аномалии в транспортных и оптических свойствах непрямых экситонов, свидетельствующие о конденсации экситонов:

а) сильное увеличение коэффициента диффузии экситонов в сильных магнитных полях ($H > 8$ Тл) и низких температурах ($T < 4$ К), интерпретированное как появление сверхтекучести экситонов [2];

б) аномально сильное уменьшение излучательного времени жизни экситонов, наблюдаемое в том же диапазоне магнитных полей и температур, что и быстрый транспорт экситонов, интерпретированное в терминах большой силы осциллятора экситонного конденсата;

в) аномально большие шумы в интегральной интенсивности фотолюминесценции экситонов, наблюдаемые в меньших магнитных полях, чем быстрый транспорт экситонов, интерпретированные как критические флуктуации вблизи фазового перехода [3].

Список литературы

1. Лернер И В, Лозовик Ю Е *Письма в ЖЭТФ* **27** 497 (1978); Kuramoto Y, Horie C *Solid State Commun.* **25** 713 (1978)
2. Butov L V et al. *11th Int. Conf. Electr. Prop. 2D Syst., Nottingham 1995*. Workbook p. 227; to be published in *Surf. Sci.*
3. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 304 (1994)

PACS numbers: 74.50.+r, 74.80.Fr

Эффекты фазовой когерентности в мезоскопических структурах сверхпроводник–нормальный металл

А.Ф. Волков

Обсуждаются эффекты фазовой когерентности, открытые при изучении процессов переноса заряда в мезоскопических структурах сверхпроводник–нормальный металл (SN). Один из них заключается в возникновении внутрищелевой проводимости при низких температурах ($T < 100$ мК) в туннельных структурах сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (SIN). Изучавшаяся экспериментально система состояла из сверхпроводника (Nb) и сильно легированного полупроводника. Изолятором служил барьер Шоттки на SN границе. Происхождение этого эффекта связывается с аномальным эффектом близости (конденсатная функция, индуцируемая эффектом близости в нормальном электроде, не мала при малых энергиях) и с компонентой тока, которая соответствует так называемому интерференционному току в джозефсоновском переходе. Второй эффект заключается в возникновении осцилляционной зависимости проводимости мезоскопических SN структур, содержащих более чем один SN контакт. Это явление также связано с эффектом близости и с нелокальностью конденсатных функций нормальной и сверхпроводящей пленок. Показано, что фазовая когерентность в кинетических свойствах сохраняется на расстояниях много больших длины когерентности в нормальной пленке. Например, возможно наблюдение ступеней Шапиро в SNS переходе, в котором отсутствует эффект Джозефсона.

PACS numbers: 71.27.+a, 74.90.+n

Сверхтоковые состояния в одномерных кольцах конечного размера

В.А. Кашурников, А.И. Подливаев, Н.В. Прокофьев, Б.В. Свистунов

Рассматриваются топологические сверхтоковые возбуждения (СТ) в одномерных мезоскопических кольцах. В сверхтекучей фазе такие возбуждения являются хорошо определенными с точностью до:

1) туннелирования (характеризуемого некоторой амплитудой Δ) между резонирующими состояниями с током, направленным по и против часовой стрелки;

2) распада СТ с испусканием фонона в подложку.

При этом оба эффекта макроскопически малы. Предлагаемый подход, основанный на гидродинамическом действии для поля фазы и его обобщении до эффективного гамильтониана, позволяет явно описывать переходы между состояниями с различными топологическими числами и оказывается весьма удобным не только для вычисления Δ и оценки распадной ширины СТ, но и для единообразного описания всех известных одномерных переходов из сверхтекучего в локализованное состояние.

Главное внимание уделяется нахождению макроскопического масштабирования Δ (основной сверхтекучей характеристики мезоскопической системы) в различных ситуациях: соизмеримый случай, случай системы с единственной примесью, случай неупорядоченной системы. Результаты очень хорошо согласуются со спектрами точной диагонализации бозонных хаббардовских моделей.

Наряду с истинно одномерными электронными проводниками обсуждаются две другие важные экспериментальные реализации: двумерный электронный газ в состоянии дробного квантового эффекта Холла и квазиодномерные сверхпроводящие кольца. Предлагаются некоторые экспериментальные схемы для изучения СТ, такие как измерение равновесного тока, поглощение резонансного электромагнитного излучения, релаксация метастабильных токовых состояний.

PACS numbers: 74.20.-z, 74.60.Ge

Низкотемпературная динамика вихрей в слоистых сверхпроводниках: новый пример параметрической статистики уровней

М.А. Скворцов, М. В. Фейгельман

Исследована динамика движения вихрей в слоистых сверхпроводниках в режиме течения потока и при низких температурах $T \leq \omega_0$, где $\omega_0 \approx \Delta^2/E_F$ — расстояние между энергетическими уровнями локализованных в коре вихря электронных состояний. В указанных условиях неупругая ширина уровней $\Gamma \ll \omega_0$, поэтому неприменимо обычное для теории сверхпроводимости квазиклассическое описание [1], в котором спектр считается непрерывным. Мы считаем упругое время свободного пробега не слишком большим, $\Delta^{-1} \ll \tau \ll \omega_0^{-1}$, так что положение каждого электронного уровня E_n сильно (более чем на ω_0) меняется при изменении реализации случайного потенциала вокруг вихря при его движении. Диссипация энергии при движении вихря происходит вследствие неадиабатических (зенеровских) переходов электронов между соседними локализованными состояниями. При малой скорости вихря $v \ll \Delta/(p_F \sqrt{k_F l})$ зенеровские переходы происходят при относительно редких сближениях уровней на расстояние $\ll \omega_0$, поэтому вероятность таких процессов определяется статистикой распределения энергетических уровней E_n и

их "скоростей" dE_n/dX . Соответствующий статистический ансамбль не совпадает ни с одним из дайсоновских (хотя и весьма близок к унитарному), и был описан в недавней работе [2]. Вычисление диссипации производится аналогично [3] и приводит к коэффициенту трения вихря η (т.е. продольной проводимости в режиме течения потока σ_{xx}) того же порядка, что и квазиклассический результат [1]. Однако в отличие от квазиклассической теории η медленно (почти логарифмически) растет с увеличением скорости движения вихря.

Список литературы

1. Копнин Н.Б., Кравцов В.Е. *Письма в ЖЭТФ* **23** 631 (1976); *ЖЭТФ* **71** 1644 (1976)
2. Atland A, Zirnbauer M R препринт cond-mat/9602137 (<http://xxx.land.gov>)
3. Wilkinson M J. *Phys. A: Math. Gen.* **21** 4021 (1988)

PACS numbers: 71.27.+a, 71.30.+h

Кулоновская аномалия при туннелировании в плохой проводник

Л. С. Левитов, А. В. Шитов

Кулоновская аномалия в туннельном токе рассматривается с помощью эффективного действия. Метод применяется к "задаче с сильной связью", возникающей при малом тянущем напряжении, когда теория возмущений расходится. С помощью квазиклассического подхода мы описываем процесс с помощью электродинамики во мнимом времени и выражаем аномалию через точную проводимость системы $\sigma(\omega, q)$ и точное взаимодействие. Вычисление проверяется сравнением с известным результатом теории возмущений для диффузионной аномалии. Мы также используем метод для изучения усиления аномалии внешним магнитным полем и эффекта экранирования электродами.

PACS numbers: 71.27.+a, 73.40.Rw

Одноэлектронные структуры на основе сверхмалых туннельных переходов Al/AIO_x/Al: технология изготовления, экспериментальные результаты

Д.Е. Преснов, В.А. Крупенин, С.В. Лотхов

В ряду прикладных разработок одноэлектронных устройств особый интерес представляют структуры [1], перспективные для цифровых применений. Например, устройство "trap" [1] можно рассматривать как прототип простейшей одноэлектронной ячейки памяти. Для изготовления одноэлектронных структур в нашей лаборатории развита экспериментальная нанотехнология [2,3] получения систем близко расположенных ($L \leq 100 - 150$ нм) сверхмалых ($S \leq 80 \times 80$ нм²) туннельных контактов типа Al/AIO_x/Al. Системы туннельных контактов, изготавливаемые в настоящее время, характеризуются разбросом электрических параметров в 10–20% в пределах одного образца и в 30–40% от

образца к образцу. Основной проблемой на пути создания сложных одноэлектронных устройств является низкочастотный шум эффективного фонового заряда металлических островов структуры (background charge). Проведенные исследования шумовых характеристик одноэлектронных транзисторов показали, что, по всей видимости, источники такого шума локализованы в подложке, не далее чем в 50–100 нм от острова транзистора [2–4]. Изготовлено одноэлектронное устройство "trap", в котором при рабочей температуре $T=35$ мК время хранения зарядового состояния составило свыше 5 часов [5, 6]. Продемонстрировано, что к числу факторов ограничения времени жизни состояния при температурах, при которых подавлена термическая активация (≤ 100 мК), относится влияние распределения и дрейфа эффективного фонового заряда металлических островов [5,6], а также эффект обратного влияния транзистора на ловушку. Так, увеличение силы тока через транзистор от 5 до 300 пА эквивалентно повышению рабочей температуры до 250 мК [5–8].

Список литературы

1. Nakazato K et al. *J. Appl. Phys.* **75** 5123 (1994)
2. Krupenin V A, Lotkhov S V, Presnov D E, in: "Nanostructures: physics and technology" *Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers, St. Petersburg, Russia, 26–30 June 1995* p. 354; p. 427
3. Преснов Д Е дипломная работа, Физический факультет МГУ (1996)
4. Zorin A B et al. *Phys. Rev. B* (1996) (in press)
5. Крупенин В А и др. *ЖЭТФ* (1996) (в печати)
6. Krupenin V A et al., submitted to LT21, 1996, August, Prague
7. Zorin A B et al., submitted to LT21, 1996, August, Prague.
8. Ahlers F-J et al., submitted to CPEM, 1996, June, Braunschweig, Germany

PACS numbers: 74.20.Fg, **74.90.+n**

Эффект четности в малых сверхпроводящих гранулах

Дж. фон Дельфт, Д.С. Голубев, В. Тихий, А.Д. Заикин

Свойства малой сверхпроводящей гранулы зависят от четности числа электронов N , участвующих в куперовском спаривании. Это явление получило название "эффект четности". Аналогичное явление давно известно в физике атомного ядра. В 1992 г. эффект четности экспериментально наблюдался в малых гранулах алюминия.

Если число N четно, то в основном состоянии все электроны спарены в куперовские пары, в спектре возбуждений имеется щель 2Δ (так как из-за условия сохранения числа электронов на грануле возбуждения могут рождаться только парами). Теплоемкость гранулы при низких температурах имеет вид

$$c_e = 16\pi [N(0)V\Delta]^2 \frac{\Delta}{T} \exp\left(-\frac{2\Delta}{T}\right),$$

где $N(0)$ — плотность одноэлектронных состояний на уровне Ферми, V — объем гранулы. Если же N нечетно, то даже в основном состоянии остается один неспаренный электрон и, соответственно, одна возбужденная

квазичастица. В этом случае щель в спектре возбуждений отсутствует, а теплоемкость ведет себя так

$$c_0 = \frac{1}{2} + \frac{16\pi}{3} [N(0)V\Delta]^2 \frac{\Delta}{T} \exp\left(-\frac{2\Delta}{T}\right).$$

Эффект четности можно наблюдать только при достаточно низких температурах:

$$T < T^* \simeq \frac{\Delta}{\ln[N(0)V\Delta]}.$$

Смысл этого условия прост — при $T < T^*$ число дополнительно возбужденных квазичастиц становится меньше 1.

Эффект четности становится особенно существенным в сверхмалых гранулах с диаметром менее 10 Å. Экспериментальное исследование таких гранул стало возможным лишь в самое последнее время. Для таких гранул расстояние между уровнями одноэлектронного спектра δ становится сравнимым со значением сверхпроводящей щели Δ^0 в макроскопических сверхпроводниках. С уменьшением размера сверхпроводимость в таких гранулах подавляется и в конце концов исчезает совсем, причем при четном числе электронов на грануле сверхпроводимость сохраняется значительно дольше, чем при нечетном. Например, если предположить, что одноэлектронный спектр является эквидистантным, а также ограничиться приближением среднего поля, то получаются следующие критические значения δ :

$$\frac{\delta_{cr}^e}{\Delta^0} = 2 \exp C \simeq 3,56 \quad \text{при четном } N,$$

$$\frac{\delta_{cr}^0}{\Delta^0} = \frac{\exp C}{2} \simeq 0,89 \quad \text{при нечетном } N,$$

где $C = 0,5772\dots$ — постоянная Эйлера.

Список литературы

1. Golubev D S, Zaikin A D *Phys. Lett. A* **195** 380 (1994)
2. Golubev D S, Zaikin A D, in *Quantum Dynamics of Submicron Structures* (Eds H A Cerdeira, B Kramer, G Schon) (NATO ASI Series E, 1995) Vol. 291, p. 473
3. von Delft J, Golubev D S, Tichy W, Zaikin A D <http://mentor.lanl.gov/eprints/pasource/cond-mat/9604072>

PACS numbers: **71.30.+h**, 72.15.Rn

Плотность состояний вблизи порога локализации

И. М. Суслов

Вычисление плотности состояний для уравнения Шрёдингера с гауссовым случайным потенциалом сводится к задаче о фазовом переходе второго рода с "неправильным" знаком коэффициента при члене четвертой степени в гамильтониане Гинзбурга–Ландау. Для такого гамильтониана теория среднего поля в обычном смысле отсутствует и ситуация всегда флуктуационная. Выделенность размерности пространства $d = 4$ сохраняется и связана с перенормируемостью теории: при $d > 4$ теория перенормируема и требуется введение решеточной

модели, при $d < 4$ теория перенормируема при помощи одного вычитания, при $d = 4$ имеет место логарифмическая ситуация, допускающая существование как перенормируемых, так и неперенормируемых моделей. При $d > 4$ для получения асимптотически точных (в пределе слабого беспорядка) результатов в разложении собственной энергии в ряд теории возмущений требуется учесть первый член ряда и сумму его далеких членов, которые вычисляются методом Липатова, и в силу факториальной расходимости ряда приводят к непертурбативному вкладу, имеющему качественное значение [1]. В четырехмерных неперенормируемых моделях учитываются паркетные члены, соответствующие старшим степеням больших логарифмов, и наиболее быстро растущие по N члены (N — порядок теории возмущений), соответствующие нуль-логарифмическому и однологарифмическому вкладу [2]. В четырехмерных перенормируемых моделях при небольших N учитываются лишь главные, а при больших N — все степени логарифмов; коэффициенты при последних вычисляются в главной асимпто-

тике по N из условия перенормируемости теории в форме уравнения Каллана–Симанчика с использованием асимптотики Липатова в качестве граничных условий. Аналогичным образом строится теория для $d = 4 - \varepsilon$: при небольших N учитываются лишь старшие степени $1/\varepsilon$, а при больших N — все степени этого параметра с использованием главной асимптотики по N коэффициентов разложения [3]. Качественный результат — один и тот же во всех рассмотренных случаях: точка фазового перехода смещается с действительной оси в комплексную плоскость, что приводит к обходу ложного полюса и регулярности плотности состояний при всех энергиях, включая окрестность порога подвижности.

Список литературы

1. Сулов И М *ЖЭТФ* **102** 1951 (1992)
2. Сулов И М *ЖЭТФ* **106** 560 (1994)
3. Сулов И М *Письма в ЖЭТФ* **63** 856 (1996)