

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Мезоскопические и сильнокоррелированные электронные системы "Черноголовка — 97"

## 4. Квазиодномерные системы, сети и решетки

PACS numbers: 05.50.+q, 73.20.Dx

В четвертом разделе конференции были представлены следующие доклады:

1. **Ноат И., Буше Э. и др.** (Университет Орсе, Франция). *Электромагнитный отклик изолированных квантовых колец и точек: от дискретного к непрерывному спектру.*

2. **Ван дер Зант Х.С.Дж., Мантель О.С., Рутген П.В.Ф., Деккер К.** (Дельфтский технический университет, Нидерланды). *Электрический транспорт в микроструктурах с волнами зарядовой плотности.*

3. **Орег Ю.** (Научный институт Вейцмана, Израиль), **Финкельштейн А.М.** (Научный институт Вейцмана, Израиль, также Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Черноголовка, Россия). *Фазовый портрет в задаче о рассеянии на примеси в модели Томонага–Латтинжера.*

4. **Деворе М.** (Сакле, Франция). *Дробовой шум в мезоскопических металлических резисторах.*

5. **Потье Х., Эстев Д.** (Сакле, Франция). *Прямое наблюдение энергетического обмена между квазичастицами в мезоскопических проводниках.*

6. **Хансен В., Шмерек Д., Штайнебах К.** (Институт общей физики, Центр исследования микроструктур, Гамбургский институт, Германия). *Основные состояния в одномерной электронной системе.*

7. **Горелик Л., Кулинич С.** (Чалмерский технический университет, Швеция; Институт физики и техники низких температур им. Б. Веркина, Харьков, Украина), **Гальперин Ю.** (Университет Осло, Норвегия; Физико-технический институт им. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия), **Шехтер Р., Джонсон М.** (Чалмерский технический университет, Гетеборгский университет, Швеция). *Накачка энергии в мезоскопическое кольцо. Точно решаемая модель.*

8. **Китаев А.Ю.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Черноголовка, Россия). *Квантовые вычисления: физические ограничения.*

9. **Мартиноти П. и др.** (Университет Нешатель, Швейцария), **Коршунов С.Е.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Черноголовка, Россия). *Переходные явления в неупорядоченных и фрактальных джозефсоновских сетях.*

10. **Устинов А. и др.** (Университет Эрланген, Германия, и ИФТТ, Черноголовка, Россия). *Черенковское излучение джозефсоновских вихрей.*

11. **Паско М., Монтамбо Ж.** (Лаборатория физики твердого тела при Национальном Научно-исследовательском обществе, Университет Орсе, Франция). *Интерференционные эффекты в мезоскопических неупорядоченных кольцах и проволоках.*

12. **Моленкамп Л.** (Физический институт, Аахен, Германия). *Новые транспортные эффекты в цепях из квантовых элементов.*

13. **Чаплик А.В., Говоров А.О.** (Институт физики полупроводников, Новосибирск, Россия). *Коллективные моды и квантовые флуктуации в решетке спонтанно поляризованных квантовых точек.*

14. **Гершензон М.Е., Хавин Ю.Б.** (Университет Ратгерс, США), **Богданов А.Л.** (Лундский университет, Швеция). *Электроны в квазиодномерных проводниках: от высокотемпературной диффузии к низкотемпературной прыжковой проводимости.*

Ниже публикуются доклады №№ 2, 3, 6, 7, 11 и 14; содержание докладов № 1 — cond-mat/9711071; № 8 — quant-ph/9707021

## Электрический транспорт в микроструктурах с волнами зарядовой плотности

Х.С. Дж. ван дер Зант, О.С. Мантель, П.В.Ф. Рутген, К. Деккер

## 1. Введение

В проводниках с квазиодномерной структурой может происходить фазовый переход в коллективное основное состояние с волнами зарядовой плотности (ВЗП) [1]. Появление ВЗП-состояния связано с пайерлсовской неустойчивостью [2]: при низких температурах однородное распределение электронов проводимости одномерного (1D) проводника является неустойчивым из-за их взаимодействия с фононными модами. Атомная решетка искажается, и электроны конденсируются в основное состояние с периодической модуляцией плотности заряда. Этот фазовый переход Пайерлса наблюдался во

многих ВЗП-материалах, таких как  $\text{NbSe}_3$ ,  $\text{TaS}_3$  и голубые бронзы  $\text{A}_{0,30}\text{MoO}_3$ , где  $\text{A} = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$  [3, 4].

В состоянии равновесия ВЗП запиннигована примесями, и проводимость возможна только за счет квазичастиц, возбуждаемых над энергетической щелью  $\Delta(T)$ . В голубых бронзах все электроны конденсируются в ВЗП-состояние, так что при низких температурах эти материалы ведут себя как полупроводники. Однако под действием умеренно сильного электрического поля ВЗП могут приходить в коллективное скользящее движение, что ведет к сильно нелинейным вольт-амперным характеристикам. Большая часть динамических свойств ВЗП может быть качественно понята в рамках модели Фукуямы–Ли–Райса (ФЛР) [5]. В этой модели ВЗП рассматривается как упругая среда, взаимодействующая с примесями. На расстояниях меньше длины фазовой когерентности ФЛР эта упругая среда не искажается примесями. До настоящего времени исследования динамики ВЗП на образцах, все размеры которых меньше длин фазовой когерентности, не проводились.

Ожидается, что при фазово-когерентном ВЗП-транспорте должны происходить новые квантовые явления. В недавнем экспериментальном исследовании [6] сообщается об одном таком новом эффекте. В облученных кристаллах  $\text{NbSe}_3$  с колумарными дефектами диаметром 15 нм наблюдалось магнитосопротивление, осциллирующее с периодом  $h/2e$ . Эти осцилляции соответствуют усреднению по ансамблю приблизительно из  $10^6$  колец. Одно из возможных объяснений состоит в том, что если значительная часть образца обладает фазовой когерентностью, то эти осцилляции являются осцилляциями Ааронова–Бома. Реджай и Вишер [7] предложили альтернативное объяснение наблюдаемых осцилляций магнитосопротивления. Они предположили, что магнитный поток модулирует пороговое напряжение, и что периодичность  $\Phi_0/2$  является результатом усреднения по ансамблю случайных фаз рассеяния в кольцах.

На микроскопическом уровне ВЗП-переход можно интерпретировать как бозе-конденсацию электрон-дырочных пар, аналогичную конденсации куперовских пар в сверхпроводящее состояние. Коллективный ВЗП-транспорт обнаруживает много сходного с транспортом в сверхпроводниках, только при этом ток и напряжение меняются ролями. Например, для коллективного ВЗП-тока существует соотношение между током и частотой аналогичное соотношению Джозефсона между напряжением и частотой в сверхпроводниках. Эта аналогия со сверхпроводниками привела к предположению о возможности отражения типа андреевского на границе раздела нормальный металл–ВЗП. Сохранение тока требует, чтобы на границе нормальный металл–ВЗП электрон отражался обратно как электрон, а не как дырка. Недавние туннельные измерения [8] на границе раздела  $\text{Cu} - \text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  были интерпретированы таким способом. С другой стороны, теоретическое исследование [9] показало, что обратное отражение не может происходить, поскольку электрон-дырочная пара в конденсате имеет импульс  $2k_F$ . Вместо этого электроны могут испытывать брэгговское отражение от ВЗП. Точный механизм превращения электронов в ВЗП-конденсат в настоящее время обсуждается.

Эксперименты по ВЗП до сих пор выполнялись в объемных кристаллах. Недавно авторы настоящей работы сообщили [10, 11] о выращивании тонких пленок

ВЗП-окисла  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ . Была разработана методика изготовления (суб)микронных ВЗП-структур, чтобы сделать возможным систематическое изучение фазово-когерентного ВЗП-транспорта. Данная тонкопленочная технология позволяет исследовать не только структуры с фазовой когерентностью, но и совершенно новые искусственные структуры. Осажденные слои ВЗП-материалов можно комбинировать с осажденными слоями нормальных металлов, сверхпроводников или диэлектриков и таким способом формировать многослойные структуры или изготавливать ВЗП-контакты. Такие мезоскопические структуры открывают новое направление исследований ВЗП.

## 2. Выращивание тонких пленок $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$

Тонкие пленки  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  изготавливались напылением импульсным лазером [10, 11]. Установка состоит из лазера и вакуумной камеры. Лазерный луч попадает в поликристаллическую мишень  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  в вакуумной камере, в которой имеется некоторое количество кислорода. Подложка, закрепленная на нагревательном блоке, расположена напротив мишени. Пленки  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  приготавливаются под давлением кислорода в диапазоне 100–175 мТорр при температурах подложки от 350 до 450–500 °С. Верхняя граница температуры зависит от скорости осаждения, которая может варьироваться путем изменения мощности лазера, частоты следования импульсов лазера и расстояния между мишенью и подложкой. Типичная скорость напыления и толщина пленки составляют соответственно  $0,05 - 1,5 \text{ нм с}^{-1}$  и 100–1000 нм.

Все пленки являются гранулированными, причем большая часть гранул ориентирована так, что ВЗП-ось (ось  $b$ ) параллельна поверхности подложки. Размер гранул возрастает с увеличением температуры подложки и уменьшением скорости напыления. Неоднородность поверхности возрастает с увеличением температуры напыления и глубина борозд является довольно значительной (для пленок, выращенных при температурах 440–500 °С, она составляет величину порядка толщины пленки).

На подложках  $\text{Al}_2\text{O}_3(012)$ , нагретых до температур 375–400 °С, образуются гранулы субмикронного размера в виде дисков. При более высоких температурах напыления гранулы имеют более удлиненную форму. При 470 °С длина гранул составляет около 5 мкм. Гранулы распределены случайным образом на поверхности подложки. Рентгеноструктурный анализ показывает, что ось  $b$  также случайно ориентирована в плоскости поверхности.

На подложках  $\text{SrTiO}_3$  обнаружен гетероэпитаксиальный рост. На  $\text{SrTiO}_3(100)$  удлиненные гранулы ориентированы в двух перпендикулярных направлениях вдоль главных осей решетки поверхности подложки. Ось  $b$  располагается параллельно длинным осям этих гранул. Пленки, выращенные при 375 °С, имеют гранулы размером от  $0,1 \times 0,5 \text{ мкм}^2$  до  $0,3 \times 1 \text{ мкм}^2$  в зависимости от скорости напыления. Пленки, выращенные при 440 °С, имеют гранулы большего размера: от  $0,2 \times 1 \text{ мкм}^2$  до  $1 \times 5 \text{ мкм}^2$ . При использовании подложек  $\text{SrTiO}_3(510)$  большая часть гранул может быть ориентирована в одном направлении, но только при условии, что они выращены при 375 °С. Эти субмикронные гранулы

имеют удлиненную форму, и их продольная ось располагается вдоль оси [001] подложки  $\text{SrTiO}_3(510)$ .

### 3. Фотолитография на тонких пленках $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$

Используется стандартная техника фотолитографии с позитивным фоторезистом SR1813, чувствительным в ближнем УФ-диапазоне. Когда скорость центрифуги при нанесении резиста равна  $5000 \text{ об мин}^{-1}$ , толщина резиста в середине образца составляет 1,3 мкм. После нанесения резиста образец запекается при  $90^\circ\text{C}$  в течение 30 мин. Экспонирование выполняется через стеклянную маску с помощью фотолитографического устройства совмещения Карла Суша (Karl Susz). Затем резист проявляется в водном AZ-проявителе в течение 45–75 с. Поскольку используются небольшие подложки, обычно  $5 \times 5 \text{ мм}^2$ , на значительной части образца вблизи краев образуется более толстый слой резиста. Перед началом работы проводится отдельная технологическая операция с использованием центрированной маски  $4 \times 4 \text{ мм}^2$  с целью удаления этого более толстого слоя резиста вблизи краев. Сухое химическое травление ионами аргона выполняется с помощью собранной в лаборатории установки с источником Кауфманна. В процессе травления образец охлаждается водой. Голубая бронза обычно травится со скоростью  $300\text{--}450 \text{ нм ч}^{-1}$ . Эта скорость примерно в 5–10 раз меньше, чем скорость травления напыленных пленок золота.

При изготовлении образца выполняются две технологические операции: сначала провода  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  протравливаются в пленке (рис. 1 а–г), а затем в верхней части проводов  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  формируются металлические контакты (рис. 1 д–ж). Установлено, что если пленки  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  непосредственно контактируют с проявителем более 30 с, часть пленки отслаивается от подложки. Чтобы предотвратить контакт с проявителем, во время первой технологической операции приходится

отделять пленку  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  от резиста буферной прослойкой. В качестве буферного слоя используется пленка Au толщиной 200 нм поверх пленки Cu толщиной 15 нм. Таким образом, необходимые структуры формируются с помощью травления сначала через сэндвич Cu/Au, а после этого через пленку голубой бронзы (см. рис. 1). Травление прекращается, когда резист, а также Cu/Au удалены с тех мест, где остается  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ . Для пленки  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  толщиной 450 нм травление резиста занимает примерно столько же времени, что и травление  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ , так что структуры  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  образуются на очищенной подложке.

Для формирования контактных площадок отслаивающаяся маска не используется, так как при этом  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  оказался бы в непосредственном контакте с проявителем. Вместо этого используется маска для травления, состоящая из резиста поверх сэндвича Cu/Au (рис. 1 д–ж). Контакты между проводом  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  и металлическим слоем Cu/Au при этом образуются в тех местах, где резист не проявляется. Так как травление слоя Cu/Au занимает 5–10 мин, резист еще остается на контактных площадках Cu/Au. Этот оставшийся резист удаляется (полоска резиста) в теплом ацетоне в течение 15 мин. Фотография всего образца приведена на рис. 2. И наконец, к слою Au присоединяются соединительные провода.

Основной трудностью в процессе обработки является плохое сцепление  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  с подложкой. Адгезия нормального металла с пленкой  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ , вообще говоря, очень слабая. Авторы пытались решить эту проблему, используя различные способы и комбинации металлов. Наилучшие результаты получены с сэндвичами, состоящими из пленки Cu толщиной 15–30 нм, покрытой пленкой Au толщиной 150–300 нм. Контактное сопротивление перехода между пленками Cu и  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  изменяется от провода к проводу. Оно может быть много меньше или порядка поверхностного сопротивления слоя  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  при любых температурах.

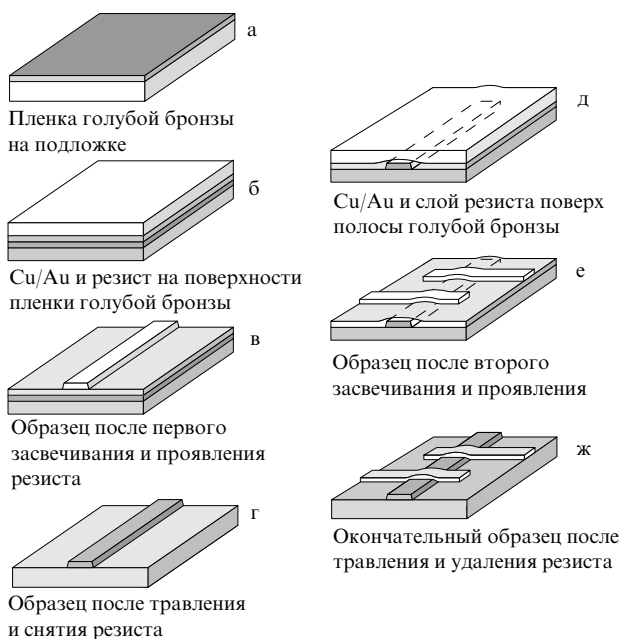


Рис. 1. Процесс фотолитографического формирования провода в пленке  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  (а–г) и контактных площадок поверх него (д–ж).

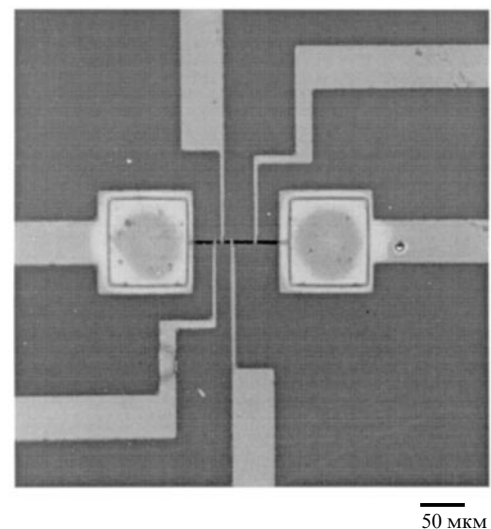


Рис. 2. Фотография провода в пленке  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  длиной 100 мкм, шириной 2,5 мкм и высотой 0,3 мкм. Квадратные площадки из золота на обоих концах используются для подвода тока. Датчики напряжения располагаются на расстояниях 5, 10 и 25 мкм.

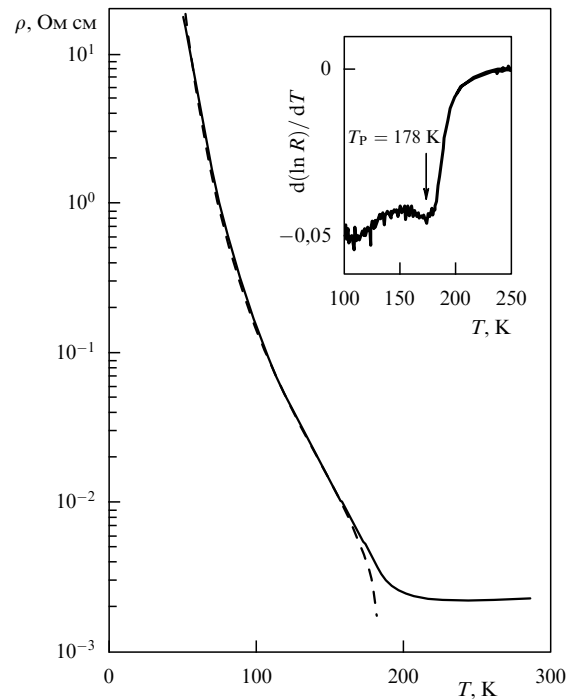
## 4. Электрический транспорт в проводах $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$

### 4.1. Квазичастичный транспорт

Выполнены четырех-контактные измерения для девяти проводов, изготовленных из пленок  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ , выращенных на разных подложках при различных температурах и скоростях напыления. На рисунке 3 показано квазичастичное сопротивление одного из таких проводов как функция температуры. Этот провод был сформирован в пленке, напыленной при высокой температуре  $470^\circ\text{C}$ . Сопротивление провода ( $R$ ) измерялось с помощью стандартных методов синхронного фазового детектирования. Из этих данных ясно видно ожидаемое увеличение сопротивления ниже температуры Пайерлса  $T_P$ , равной  $178\text{ K}$ . Это значение близко к значению для объемных образцов  $182\text{ K}$ . На вставке представлен график зависимости производной  $d(\ln R)/dT$  от температуры, что является обычным способом визуализации фазового перехода Пайерлса. В объемных кристаллах отчетливый спад на кривой  $d(\ln R)/dT$  наблюдается при  $T_P$ . В наших измерениях также виден этот спад при  $T_P$ , хотя он и менее выражен, чем в кристаллах.

Штриховой линией на рис. 3 показана экспоненциальная температурная зависимость со щелью, соответствующей модели БКШ:  $R \propto \exp[\Delta(T)/k_B T]$ . Подгоночный параметр для этого провода  $\Delta(0)/k_B$  равен  $480\text{ K}$ . Значение  $\Delta(0)/k_B$  в кристалле равно  $520\text{ K}$ . Обнаружено систематическое уменьшение  $\Delta(0)$  в зависимости от размера зерна. Для образцов, приготовленных из пленок, которые выращены при  $375^\circ\text{C}$ , величина щели при нулевой температуре, оказывается равной всего  $400\text{ K}$ . Можно предположить, что уменьшение  $\Delta(0)$  обусловлено эффектами конечного размера, но в настоящее время его механизм пока до конца не ясен. Однако для согласования с полученными данными такой механизм должен предсказывать уменьшение щели на масштабе длины порядка нескольких сотен нм, т.е. примерно на два порядка больше, чем длина когерентности ВЗП в модели БКШ, равная  $1\text{ нм}$  [1].

При комнатной температуре сопротивление провода, представленное на рис. 3, составляет  $2,4\text{ МОм см}$ . Это самое низкое значение, полученное авторами до настоящего времени. Для других проводов сопротивление при комнатной температуре варьируется от  $7$  до  $500\text{ МОм см}$ . Значение  $2,4\text{ МОм см}$  только в два раза выше, чем значение сопротивления объемного кристалла вдоль оси ВЗП [12, 13]. В направлении перпендикулярном оси ВЗП (но лежащем в параллельной ей плоскости) сопротивление приблизительно в  $20\text{--}80$  раз выше [12, 13]. Таким образом, гранула, ориентированная так, что ее ось  $b$  перпендикулярна направлению тока, имела бы сопротивление  $20\text{--}80\text{ МОм см}$ . В проводах, сопротивление которых выше  $20\text{--}80\text{ МОм см}$ , границы зерен должны играть доминирующую роль. Для проводов с сопротивлением между  $1$  и  $20\text{--}80\text{ МОм см}$  анизотропия  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  может иметь доминирующее



значение, однако эффекты, обусловленные границами гранул, также нельзя исключить.

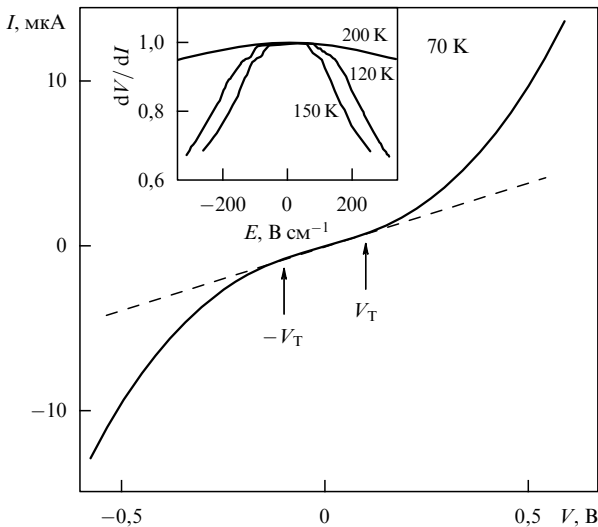
При понижении температуры (начиная с комнатной) сопротивление объемного кристалла  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  сначала уменьшается. На рис. 3 видно аналогичное уменьшение сопротивления нашего провода  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  с температурным коэффициентом, который согласуется с известными значениями для объемных кристаллов [14]. Однако для большинства других проводов при понижении температуры наблюдается слабый рост сопротивления. Это поведение диэлектрического типа можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью сопротивления от температуры. Соответствующий энергетический барьер этого термически активированного процесса варьируется от  $250\text{ K}$  для пленок, выращенных при низких температурах, до  $50\text{--}100\text{ K}$  для пленок, выращенных при более высоких температурах. Термически активированное поведение выше перехода Пайерлса, по-видимому, обусловлено гранулированной структурой наших пленок.

Из рисунка 3 видно, что транспортные свойства провода при низком напряжении смещения не подавляются влиянием границ зерен. Фактически его свойства при низком напряжении смещения напоминают свойства объемных кристаллов. Величина энергетической щели, температура Пайерлса и сопротивление при комнатной температуре близки к имеющимся в литературе данным по объемным кристаллам. Кроме того, при комнатной температуре, как и ожидалось, наблюдается металлическое поведение  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ . Свойства при высоком напряжении смещения обсуждаются в следующем разделе.

<sup>1</sup> Нами была измерена также температурная зависимость сопротивления между краями кристалла  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ . С помощью анализа, подобного описанному в этой работе, получено значение энергетической щели при нулевой температуре равное  $520\text{ K}$ .

#### 4.2. Скольжение ВЗП

Нами были измерены вольт-амперные характеристики при различных температурах. Одновременно методом синхронного фазового детектирования записывалось дифференциальное сопротивление ( $dV/dI$ ). Амплитуда переменного тока составляла 2,5 % от полной шкалы постоянного тока. Как показано на рис. 4, вольт-амперная характеристика (ВАХ), измеренная при 70 К, явно нелинейна. Для низких напряжений смещения кривая ВАХ линейна (штриховая линия). Вблизи порогового напряжения 0,1 В наблюдается плавный переход к нелинейной области.



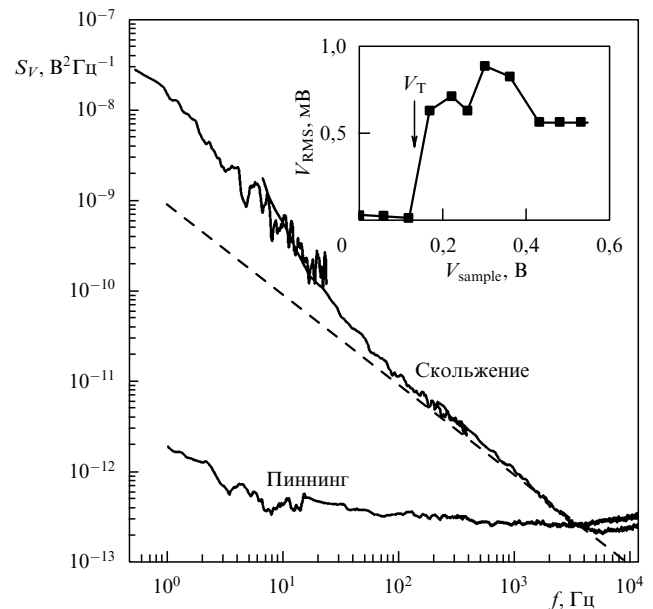
**Рис. 4.** Четырехконтактные вольт-амперные характеристики провода, температурная зависимость линейного сопротивления которого приведена на рис. 3. Штриховой линией показано квазиэластичное сопротивление. Вблизи порогового напряжения  $V_T = 0,1$  В ВАХ становится нелинейной. Вставка: нормированное дифференциальное сопротивление  $dV/dI$  как функция электрического поля для трех различных температур.

На вставке рис. 4 изображена зависимость нормированного дифференциального сопротивления от напряжения. При 200 К, т.е. выше температуры Пайерлса 178 К, дифференциальное сопротивление уменьшается всего на несколько процентов в полях до  $300 \text{ В см}^{-1}$ . (При комнатной температуре (не показано) имеет место слабое (0,5 %) увеличение дифференциального сопротивления при возрастании напряженности поля.) Немного ниже температуры Пайерлса поведение дифференциального сопротивления совершенно другое, оно согласуется с динамикой, соответствующей скольжению ВЗП. Резкое уменьшение  $dI/dV$  появляется при  $60 \text{ В см}^{-1}$ . На кривой видна ступенька, возникновение которой можно объяснить депиннингом ВЗП в двух различных гранулах между потенциальными контактами. При уменьшении температуры до 120 К пороговое поле возрастает. Ниже 100 К значение  $E_T$  остается почти постоянным, но сам порог становится менее выраженным.

Пороговые поля в нашем случае по меньшей мере на порядок больше максимальных значений, о которых сообщается в литературе. Измерения в кристаллах [15–17] демонстрируют тенденцию увеличения  $E_T$  с уменьшением поперечных сечений образцов. Например, для объемного образца  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  с поперечным сечением

$90 \text{ нм} \times 110 \text{ мкм}$  пороговое поле составляет  $4 \text{ В см}^{-1}$  [17]. В настоящее время у авторов нет объяснения высоких значений порогового поля в исследуемых проводах. В других проводах с более высокими значениями сопротивления максимальные пороговые поля в четыре раза выше, чем показанные на вставке рис. 4. Корреляция между  $E_T$  и сопротивлением проводов не наблюдалась.

Дополнительное доказательство скольжения ВЗП получено при измерении шумового напряжения в зависимости от электрического поля. В состоянии скольжения возникает шум вида  $1/f$ , обусловленный тем, что имеется несколько различных областей ВЗП с фазовой когерентностью, которые двигаются с разными скоростями [18]. Такой широкополосный шум обычно наблюдается в объемных кристаллах с ВЗП. На рисунке 5 сравниваются спектральные плотности мощности шума, измеренные с помощью SRS-спектроанализатора при отсутствии напряжения между концами провода  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  и при  $V = 0,3 \text{ В}$ . При  $V = 0$  ВЗП пиннингованы, и уровень шума ограничивается измерительными приборами. При напряжениях выше пороговых шум на низких частотах возрастает на много порядков. Штриховой линией на рис. 5 обозначена линия с наклоном  $-1$  ( $1/f$ -шум). На вставке изображено среднеквадратичное шумовое напряжение ( $S_V(f)$ , проинтегрированное по всей ширине полосы) в зависимости от напряжения на концах провода. При низких напряжениях среднеквадратичный шум практически равен нулю, однако вблизи  $V_T$  наблюдается резкий рост шумового напряжения, ожидаемый из динамики ВЗП.



**Рис. 5.** Спектральная плотность мощности шума для выходного сигнала, измеренного на  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ -проводе при  $V = 0 \text{ В}$  (состояние пиннинга) и  $V = 0,3 \text{ В}$  (состояние скольжения). Вставка: среднеквадратичное напряжение шума, измеренное при различных напряжениях.

## 5. Заключение

Представлены результаты измерений четырехконтактным методом на ВЗП-проводах микронного размера. Провода изготовлены в тонких пленках, состоящих из

однофазного  $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$  с гранулированной структурой. Измерения температурной зависимости квазичастичного сопротивления четко показывают, что, как и ожидалось, при температуре Пайерлса 180 К открывается щель. Для пленок с наименьшими размерами зерен величина щели при нулевой температуре оказывается малой. Четко наблюдается нелинейность вольт-амперной характеристики, что является признаком скольжения ВЗП. Величина порогового поля намного больше, чем известные значения для объемных кристаллов.

Эффекты конечного размера могут играть некоторую роль, однако необходимо также принимать во внимание возможность депиннинга ВЗП на границах зерен или поверхностях контакта.

Авторы хотели бы поблагодарить Х. Муиджа, М. Висшера, Б. Реджеи и Г. Бауэра за обсуждения, Л. Ландера за техническую помощь, Д. Стинфорта за рентгеноструктурный анализ К. Трехолта и Х. Зандбергена за измерения методом просвечивающей электронной микроскопии. Исследования выполнены при поддержке Нидерландского фонда фундаментальных исследований вещества (FOM).

## Список литературы

1. Grüner G *Density Waves in Solids* (Addison-Wesley Publishing Company, 1994)
2. Peierls R, in *Quantum Theory of Solids* (Oxford University Press, 1955) p. 108.
3. Monceau P, in *Electronic Properties of Quasi-One-Dimensional Metals* (Ed. by P Monceau) (Dordrecht: Reidel, 1985) Vol. 2.
4. Schlenker C et al., in *Low-Dimensional Properties of Molybdenum Bronzes and Oxides* (Ed C Schlenker) (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1989) p. 159–257
5. Fukuyama H, Lee P A *Phys. Rev. B* **17** 535 (1978); Lee P A, Rice T M *Phys. Rev. B* **19** 3970 (1979)
6. Latyshev Yu I et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 919 (1997)
7. Visscher M I, Rejaei B *Phys. Rev. Lett.* submitted to
8. Синченко А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 259 (1996)
9. Артеменко С Н, Ремизов С В *Письма в ЖЭТФ* **65** 50 (1996)
10. van der Zant H S J et al. *Appl. Phys. Lett.* **68** 3823 (1996)
11. Mantel O C et al. *Phys. Rev. B* **55** 4817 (1997)
12. Bervas E, Thèse de docteur ingénieur (Université de Grenoble, 1984)
13. Sato M et al. *J. Phys. C* **18** 2803 (1985)
14. Brütting W et al. *Phys. Rev. B* **51** 9533 (1995)
15. Бородин Д В, Зайшев-Зотов С В, Надь ФЯ *ЖЭТФ* **93** 1394 (1987)
16. McCarten J et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 2841 (1989)
17. Xue-mei W, Dian-lian Z, Yuheng Z *Phys. Rev. B* **45** 13250 (1992)
18. Bhattacharya S et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 2453 (1985)

## Фазовый портрет в задаче о рассеянии на примеси в модели Томонага – Латтинжера

Ю. Орег, А. Финкельштейн

### 1. Введение

Электронные жидкости в квантовых проволоках обычно описываются с помощью модели Томонага – Латтинжера (ТЛ) [1]. Было предсказано, что краевые состояния в двумерном электронном газе в условиях дробного квантового эффекта Холла также являются ТЛ-жидкостями [2]. Хорошо известно, что в модели ТЛ с отталкивающим электрон-электронным ( $e-e$ ) взаимодействием эффективная интенсивность обратного рассеяния на

примеси возрастает при уменьшении температуры [3]. По этой причине описание одиночной примеси в ТЛ-жидкостях основывается на предположении [4–6], что при низких температурах асимптотическое поведение системы можно описать как туннелирование между двумя несвязанными полубесконечными ТЛ-проводами. Эффективная амплитуда туннелирования между полубесконечными проволоками стремится к нулю при уменьшении температуры, поскольку туннельная плотность состояний на границе ТЛ-жидкости обращается в нуль при отталкивающем  $e-e$ -взаимодействии. Это описание соответствует сценарию, в котором эффективный потенциал примеси возрастает в процессе перенормировки, так что на конечном этапе слабая примесь превращается в сильный барьер и разрывает ТЛ-проводу. Однако прямой расчет туннельной плотности состояний [7], полученной путем сведения задачи о слабой примеси к теории кулоновского газа, очевидно, противоречит этой интуитивной картине. Было обнаружено, что в месте нахождения слабой примеси туннельная плотность состояний возрастает, а не обращается в нуль. Сценарий, согласно которому слабая примесь в конечном счете разрывает ТЛ-проводу, предполагает, что нет других неподвижных точек в процессе скейлинга от отталкивающей неподвижной точки слабого рассеивающего дефекта к притягивающей неподвижной точке, соответствующей туннельному контакту двух полубесконечных проволок. Противоречие такого сценария результатам расчета одночастичных свойств, таких как туннельная плотность состояний [7] и сингулярности на краю ферми-распределения [8], указывает на то, что, возможно, этот сценарий не реализуется.

В настоящей работе задача о единичной примеси в ТЛ-жидкости с отталкивающим  $e-e$ -взаимодействием исследована заново. Основное внимание уделено предельному случаю, когда фермиевская длина волны много больше размера дефекта. Это типичная ситуация для полупроводников, в которых заполнено существенно меньше половины зоны проводимости. В этом случае внутренняя структура дефекта не имеет значения<sup>1</sup>, и задача сводится к непрерывной модели с правильно выбранным точечным дефектом. В работе показано, что в рамках непрерывной модели поведение слабой примеси при низких температурах определяется неподвижной точкой, отличной от туннельного контакта между двумя полубесконечными проволоками. В частности, мы покажем, что неподвижная точка, соответствующая бесконечно большой амплитуде обратного рассеяния на примеси, является отталкивающей. Это означает, что должна существовать дополнительная неподвижная точка при конечном значении амплитуды обратного рассеяния. Важно, что неподвижная точка, описывающая туннельный контакт, и две новые неподвижные точки, описывающие рассеяние назад, расположены в различных частях фазового портрета для ренормгруппы (РГ). Надо полагать, что притяжение траекторий слабой примеси к новой неподвижной точке является причиной расхождения между результатами, полученными с помощью теории кулоновского газа для одночастичных

<sup>1</sup> Напротив, если для анализа обратного рассеяния используется модель сильной связи с дефектом связи то конечная неподвижная точка зависит от внутренней структуры дефекта (см., например, [9]).