

О НАБЛЮДЕНИИ СКРЫТЫХ КОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ В ХАОТИЗИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ

*А. И. Головашкин, А. Н. Жерихин, Л. Н. Жерихина, Г. В. Кулешова, А. М. Цховребов**

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 2 февраля 2004 г.

Экспериментально обнаружены когерентные интерференционные эффекты в неупорядоченных (хаотизированных) системах трех типов: джозефсоновское поведение поликристалла ВТСП ВаКВiO в состоянии фазового расслоения, осцилляции сопротивления пленки висмута, периодические в «прямом» магнитном поле, а также мезоскопические осцилляции сопротивления в процессе роста пленки. В первом случае обосновывается методика регистрации «скрытого» нестационарного эффекта Джозефсона методом модуляции частоты СВЧ-излучения, а в двух других предлагаются простые модели, объясняющие природу когерентных осцилляций сопротивления. Обсуждается аналогия обнаруженных осцилляций с эффектом Джозефсона в хаотизированных системах.

PACS: 74.81.Fa, 73.23.-b, 74.25.Nf

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее убедительных демонстраций джозефсоновской природы изучаемого объекта является наблюдение на нем нестационарного эффекта Джозефсона, так как нестационарный эффект оказывается прямым следствием когерентного взаимодействия слабосвязанных сверхпроводников. Обычно для подобного обоснования используются внешние проявления эффекта Джозефсона, например, возникновение особенностей на вольтамперных характеристиках (ВАХ) образца, подавление критического тока под действием СВЧ-излучения или слабого магнитного поля. Однако все это, как правило, может считаться лишь косвенным, несамодостаточным подтверждением джозефсоновской природы объекта. Действительно, критический ток, приписываемый джозефсоновской слабой связи, может оказаться просто малым макроскопическим критическим током образца. Изменение ВАХ под действием излучения нередко вызывается СВЧ-детектированием на неомичности в контактах образца. Факт подавления критического тока слабым магнитным полем также может оказаться результатом низкого значения критического поля сверхпроводника, а при сры-

ве вихрей с участием СВЧ-излучения на вольтамперной характеристике образца в принципе могут появиться похожие ступенчатые особенности. В противовес описанным выше внешним проявлениям нестационарный эффект является прямым следствием когерентных свойств слабосвязанных сверхпроводников, и его наблюдение обеспечивает надежное доказательство джозефсоновской природы исследуемой системы. Однако регистрация нестационарного эффекта Джозефсона по наличию на ВАХ ступенек Шапиро возможна либо для одного отдельно взятого перехода, либо для системы идентичных туннельных переходов. Значительный разброс величин критического тока, нормального сопротивления и других параметров в системе множественных джозефсоновских переходов вызывает размытие ступенек Шапиро и делает невозможным наблюдение нестационарного эффекта обычным способом в образце, включающем такие переходы. По этой же причине в подобной системе происходит сильное уширение спектра собственного излучения, генерируемого ее переходами, что затрудняет регистрацию такого шумоподобного сигнала узкополосным приемником. В то же время в ряде случаев необходимо знать характер слабых связей, действующих в хаотизированных системах или в системах со значительным разбро-

*E-mail: tshovrebov@rambler.ru

сом параметров таких связей.

В настоящей работе предлагается методика регистрации «скрытого» нестационарного эффекта Джозефсона в хаотизированных системах и приводятся результаты экспериментов по наблюдению когерентных интерференционных эффектов в разупорядоченной сверхпроводящей системе ВаКВiO и ультратонких пленках висмута со случайными нарушениями однородности параметров.

2. МЕТОД МОДУЛЯЦИИ ЧАСТОТЫ

Несмотря на значительный разброс параметров слабых связей, в хаотизированных сверхпроводящих системах можно наблюдать проявление нестационарного эффекта Джозефсона, синхронизируя изменение ВАХ отдельных переходов внешним воздействием. Если периодически изменять частоту облучающего СВЧ-поля, то разность потенциалов на каждом переходе будет меняться синхронно с вариацией частоты падающего на образец излучения (разумеется, если переходы действительно обладают джозефсоновскими свойствами и через них пропускается ток достаточной величины $I > I_c^{(J)}$, где $I_c^{(J)}$ — джозефсоновский критический ток). Таким образом, зарегистрированная узкополосным вольтметром переменного тока или синхронным детектором фурье-компонента падения напряжения на образце с частотой, отвечающей периоду колебаний частоты микроволнового облучения, будет прямо свидетельствовать о наличии скрытых джозефсоновских свойств в исследуемой системе.

При практической реализации предлагаемой методики придется столкнуться с паразитной амплитудной модуляцией подводимого СВЧ-излучения. Амплитудная модуляция неизбежно возникает при прохождении частотно-модулированного СВЧ-сигнала через волноводный тракт с неидеальной амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) при падении его на образец, размещенный в пучности электрического поля, отвечающей вполне определенной длине волны, или просто из-за неравномерности АЧХ реального СВЧ-генератора. Возможности системы автоматического регулирования выходной мощности (применяемой, например, в панорамных индикаторах АЧХ) ограничены амплитудно-частотными свойствами следящего детектора. В силу этого требуется сравнить вклад паразитной амплитудной модуляции в регистрируемое на образце падение напряжения с вкладом частотной модуляции.

Рассмотрим качественно отклик множественной системы неидентичных переходов на частотную и амплитудную модуляции падающего СВЧ-излучения. Множественная джозефсоновская система, очевидно, может быть представлена как трехмерная перколяционная сеть туннельных переходов с различными критическими токами. При облучении одного отдельно взятого джозефсоновского перехода на его ВАХ, как известно [1, 2], появляются эквидистантные по напряжению вертикальные участки (ступеньки Шапиро).

В простейшей модели ступеньки Шапиро должны обладать бесконечной дифференциальной проводимостью, т. е. являться как бы сверхпроводящими участками ВАХ [3]. В трехмерном теле согласно закону Ома транспортный ток протекает по траекториям, соответствующим максимальным проводимостям. Таким образом, ток «стремится пройти» через сверхпроводящие области, концентрируется «сверхпроводящими закоротками». Аналогичное требование для выбора геометрических путей протекания тока в случае бесконечной дифференциальной проводимости (вертикальные участки ВАХ) может быть сформулировано теперь для приращений тока. Любое приращение, меньшее интервала тока, соответствующего вертикальному участку ВАХ, будет «закорачиваться» узлом цепи с бесконечной дифференциальной проводимостью. Как только этот интервал токов окажется превышен, система будет искать новые «сверхпроводящие» узлы. Следовательно, при монотонном росте тока хаотизированная система стремится пропустить любое приращение тока через участки цепи с бесконечной дифференциальной проводимостью, которым при СВЧ-облучении соответствуют ступеньки Шапиро. Приращение плотности тока через области, где рабочая точка ВАХ лежит на ступеньках Шапиро, будет максимальным, что аналогично сверхпроводящему закорачиванию.

С позиции устойчивости системы по отношению к случайным отклонениям «сверхпроводящие участки при $V \neq 0$ » также максимально привлекательны (V — разность потенциалов на джозефсоновском узле). Если охарактеризовать каждое состояние системы определенным набором токов и напряжений во всех узлах цепи, то статистический вес состояний будет максимальным, когда рабочие точки отдельных элементов цепи находятся на участках ВАХ с бесконечной проводимостью. Так получается, поскольку одному значению напряжения на «сверхпроводящем участке» ВАХ с $V \neq 0$ соответствует целый набор значений тока (участок ВАХ вырожден по

току). Следовательно, под действием микроволнового облучения перколяционной джозефсоновской сети транспортный ток будет выбирать пути, проходящие через те джозефсоновские узлы, рабочие точки которых при данных условиях находятся на вертикальном участке ступеньки Шапиро. В целом множественная джозефсоновская система как бы стремится удержаться в каждом своем узле на ступеньке. Если варьировать частоту микроволнового облучения, синхронно с этим будет меняться падение напряжения на всех джозефсоновских переходах, для которых рабочая точка находится на вертикальном участке ВАХ, и, соответственно, на параллельно включенных участках цепи, а следовательно, и на потенциальных контактах макроскопического образца. Кроме того, изменение напряжения будет линейно зависеть от изменения частоты.

Изменение амплитуды микроволнового облучения приводит к изменению высоты ступеньки Шапиро, при этом напряжение ступеньки не меняется. Такое воздействие на множественную джозефсоновскую систему вызовет либо изменение положения тока через джозефсоновский узел при сохранении напряжения ступеньки, либо соскальзывание рабочей точки со ступеньки, и система в целом будет искать новый оптимальный путь для тока. В последнем случае вероятности соскальзывания с нижнего и верхнего краев ступеньки компенсируются и в среднем падение напряжения не меняется. Изменение напряжения здесь возможно только за счет изменения высоты нулевой ступеньки, которое квадратично по амплитуде СВЧ-излучения. В обоих случаях большая часть переходов находится на вертикальных участках ВАХ и суммарное напряжение на потенциальных контактах образца сохраняется.

Качественно картина «частотного» и «амплитудного» воздействий выглядит так: вариация частоты вызывает пропорциональное изменение напряжения почти на всех переходах — отклик системы в целом значителен и линеен. Вариация амплитуды не приводит к существенному изменению распределения напряжения в системе и вызывает слабый отклик, квадратичный по вариации амплитуды, в основном вблизи нулевой ступеньки. При микроволновом облучении джозефсоновского контакта изменение частоты оказывает большее воздействие на падение напряжения в контакте, чем изменение амплитуды, по крайней мере, до тех пор, пока напряжение зависит монотонно от величины этих воздействий. Действительно, в противоположном случае сколь угодно слабое переменное электромагнитное поле достаточно низкой частоты (например, шумовой сигнал

любой природы) могло бы полностью подавить джозефсоновский критический ток, что практически исключило бы саму возможность наблюдения эффекта Джозефсона. Высота нулевой ступеньки $I_0^{(step)}$ равна

$$I_0^{(step)} = I_c^{(J)} J_0 \left(\frac{2eU_0}{\hbar\omega} \right) \approx I_c^{(J)} \left(1 - \frac{2e^2 U_0^2}{\hbar^2 \omega^2} \right),$$

где $I_c^{(J)}$ — джозефсоновский критический ток, J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, U_0 , $\omega = 2\pi f$ — соответственно, амплитуда и частота СВЧ-излучения, $2e$ — заряд куперовской пары, \hbar — постоянная Планка.

Таким образом, сильный отклик множественной джозефсоновской системы на частотную модуляцию падающего излучения по сравнению с откликом на модуляцию амплитуды является прямым следствием джозефсоновских свойств переходов, образующих систему, и это характерное свойство может быть использовано в качестве прямого доказательства джозефсоновской природы исследуемого объекта. Практически для поиска этих свойств следует, медленно сканируя ток, пропускаемый через образец, регистрировать селективным узкополосным вольтметром или синхронным детектором компоненту падения напряжения на образце с частотой, соответствующей периоду колебаний частоты модулированного СВЧ-поля, воздействующего на образец. При этом принимать специальные меры для подавления паразитной амплитудной модуляции не обязательно, приведенное выше качественное рассмотрение показывает, что при естественном условии

$$\frac{\hbar\omega}{\Delta} > \left(\frac{2eU_0}{\hbar\omega} \right)^2$$

отклик множественной джозефсоновской системы на амплитудную модуляцию мал по сравнению с откликом на модуляцию частоты СВЧ-сигнала (Δ — ширина энергетической щели в сверхпроводнике). Вместо борьбы с паразитной амплитудной модуляцией следует сравнить отклик системы на частотную модуляцию, полученный как функция протекающего через образец тока, с аналогичной функцией при воздействии амплитудной модуляции СВЧ-излучения стабильной частоты. Глубина модуляции в обоих измерениях должна быть одинаковой (при разной глубине сигналы следует привести к одному уровню). Значительное превышение первого отклика над вторым в широком интервале токов прямо указывает на джозефсоновскую природу исследуемой множественной системы, даже ес-

ли на статической ВАХ образца ступеньки Шапиро неустойчивы или размыты из-за неидентичности переходов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. ВТСП ВаКВіО

Представленная выше методика доказательства джозефсоновской природы изучаемой системы использовалась нами при исследовании поликристаллов высокотемпературного сверхпроводника $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ (критическая температура $T_c = 30$ К). Ранее мы обнаружили ряд аномалий в поведении этого вещества при $T < T_c$ [4].

1) Обнаружен возврат (рейтрант) резистивного состояния при температурах ниже T_c , что свидетельствует о немонотонной зависимости критического тока от температуры.

2) Наблюдалась немонотонная зависимость сопротивления от магнитного поля; рост сопротивления образца на несколько порядков по сравнению с его значением перед сверхпроводящим переходом (R_N), затем при дальнейшем увеличении поля уменьшение сопротивления до R_N .

3) Низкочастотные индукционные измерения магнитной восприимчивости образца, находящегося в состоянии с конечной проводимостью вплоть до полного разрушения этого состояния магнитным полем, свидетельствуют о присутствии в объеме сверхпроводящей фазы [5].

Эти данные указывают на возможность самосогласованного сосуществования сверхпроводящей и диэлектрической фаз в исследуемой системе. Присутствием диэлектрической фазы объясняется рост сопротивления под действием магнитного поля при температурах ниже T_c ; в то же время полное подавление сверхпроводимости магнитным полем сопровождается разрушением и диэлектрической фазы, что приводит к уменьшению сопротивления. Авторы работы [6] теоретически обосновывают изложенную выше модель, предполагая, что перенос тока через диэлектрические области осуществляется посредством джозефсоновского туннелирования, что делает актуальным поиски эффекта Джозефсона в поликристаллах $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$.

Для доказательства присутствия эффекта в этой системе мы использовали модуляцию частоты СВЧ-генератора Х1-24 на лампе обратной волны, работающего в диапазоне частот $f = 8-10$ ГГц, выходная мощность которого стабилизируется автоматически (рис. 1). Отклик V_F образца реги-

стрировался селективным вольтметром (Уніран п-233) на частоте модуляции $F = 17$ Гц как функция величины тока, пропускаемого через образец. Девияция частоты δf составляла 600 МГц, $\delta f/f = \delta\omega/\omega = 6\%$. Поскольку образец находится в нестабильном состоянии и уровень шума был довольно велик, для выделения полезного сигнала мы брали разность δV_F между сигналами в присутствии, $V_F^{(FM)}$, и в отсутствие, V_F , частотной модуляции СВЧ-излучения: $\delta V_F = V_F^{(FM)} - V_F$. Сигналы $V_F^{(FM)}$, V_F в цифровом коде поступали через интерфейс непосредственно в ОЗУ микроЭВМ, где в ячейках, адреса которых определялись текущим значением тока в образце, проводилось накопление сигнала, а затем вычислялась разность между содержимым соответствующих ячеек (символы $\langle \rangle$ используются в дальнейшем для обозначения усреднения сигнала при накоплении по нескольким проходам). Чтобы быть уверенными в том, что наблюдаемый сигнал возникает благодаря частотной модуляции, а не вследствие паразитной амплитудной модуляции (которая вызвана неравномерностью АЧХ-генератора, волновода и т.д.), мы сравнили $\langle \delta V_F^{(FM)} \rangle$ с аналогичным сигналом $V^{(AM)}$ при специально введенной 100-процентной амплитудной модуляции СВЧ-излучения. Сигнал $\langle \delta V_F^{(AM)} \rangle$ нормировался на 6%, что соответствует мажорантной оценке глубины паразитной амплитудной модуляции в экспериментах с модуляцией частоты, $\langle \delta V_F^{(AM)} \rangle = 0.06 \langle V_F^{(AM)} - V_F \rangle$. Затем полученная таким образом величина $\langle \delta V_F^{(AM)} \rangle$ сравнивалась с $\langle \delta V_F^{(FM)} \rangle$. Сравнение $\langle \delta V_F^{(AM)} \rangle$ и $\langle \delta V_F^{(FM)} \rangle$ позволяет продемонстрировать, что измеряемый сигнал $V_F^{(FM)}$ связан исключительно с частотной модуляцией, и явно указывает на джозефсоновскую природу системы $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$, когда та находится в резистивном состоянии при $T < T_c$.

На рис. 2 представлены результаты измерений отклика образца $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ на модуляцию СВЧ-излучения, а также его ВАХ, записанные параллельно с измерениями. Как видно из приведенных графиков, ненулевой отклик образца регистрировался в интервале токов $I_c < I < I_{c1}$, где I_{c1} [5] — ток начала линейного участка ВАХ. Можно отметить, что максимум отклика исследуемой системы на амплитудную модуляцию излучения находится в области малых токов образца, последнее согласуется с утверждением о том, что в оценках $V_F^{(AM)}$ следует учитывать лишь вклад нулевой ступеньки, считая, что вклады остальных взаимно

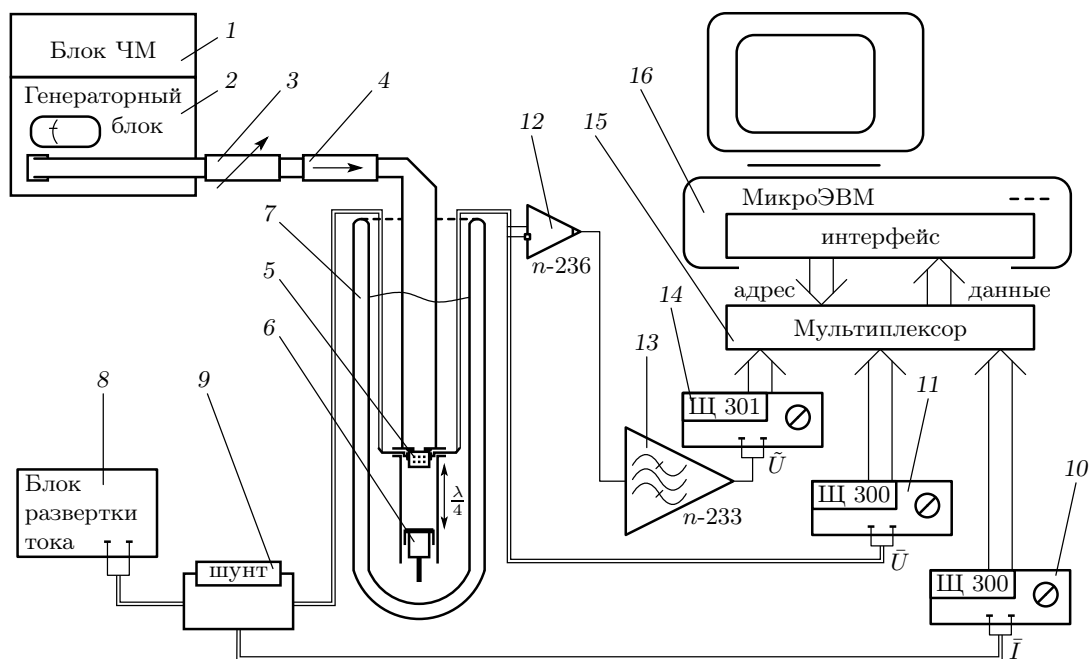


Рис. 1. Схема эксперимента с частотной модуляцией СВЧ-генератора: 1 — блок частотной модуляции СВЧ-генератора, 2 — генераторный блок с трехсантиметровой лампой обратной волны, 3 — аттенюатор, 4 — СВЧ-вентиль, 5 — диафрагма с образцом в стыке волновода с настраиваемым четвертьволновым отрезком, 6 — настроечный поршень, 7 — криостат с жидким He^4 , 8 — генератор тока с медленной линейной разверткой, 9 — шунт для регистрации тока, вводимого в образец $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$, 10 — вольтметр для оцифровки текущего значения силы тока в образце, 11 — вольтметр, измеряющий падение напряжения для записи ВАХ образца, 12 — предусилитель с дифференциальным входом для записи переменной составляющей напряжения на образце, 13 — селективный нановольтметр для выделения компоненты напряжения на частоте модуляции частоты СВЧ-излучения, 14 — вольтметр для оцифровки сигнала с выходом селективного нановольтметра, 15 — мультиплексор для ввода данных с трех цифровых вольтметров на общую 16-битную шину микроЭВМ, 16 — компьютер с параллельным интерфейсом

компенсируются. Значительное превышение отклика образца на частотную модуляцию (рис. 2б) над откликом на амплитудную модуляцию (рис. 2в) в широком интервале токов ($I_c < I < I_{c1}$) прямо указывает на джозефсоновскую природу исследуемой множественной системы, несмотря на отсутствие устойчивых ступенек Шапиро на статической ВАХ образца. Асимметрия зависимостей отклика $\langle \delta V_F^{(FM)} \rangle$ и $\langle \delta V_F^{(AM)} \rangle$ от тока, пропускаемого через образец, связана с тем, что СВЧ-отклик усреднялся отдельно для обоих направлений движения рабочей точки по гистерезисной ВАХ образца. На рис. 2 приведены отклики, отвечающие росту тока, пропускаемого через образец.

Вольт-амперная характеристика, записанная при микроволновом облучении стабильной частоты (без частотной и амплитудной модуляций), демонстрирует отсутствие обычной синхронизации по фазе во всем образце. Такая синхронизация джозефсонов-

ских переходов привела бы в этом случае к появлению на характеристике «гигантских» ступенек, чего в эксперименте не наблюдалось. Отсутствие подобных ступенек исключает также и возможность эффектов типа синхронизованного движения вихрей в образце под действием СВЧ-излучения.

4. ЭФФЕКТ ААРОНОВА-БОМА И ОСЦИЛЛЯЦИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ В МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

Другую возможность прямого обоснования когерентных свойств хаотизированной системы дает наблюдение в магнитном поле квантовой интерференции, т. е., фактически, эффекта Ааронова-Бома. К сожалению, такие эксперименты в системах сверхпроводников со слабой связью удается поставить только в специальных случаях: два туннельных пе-

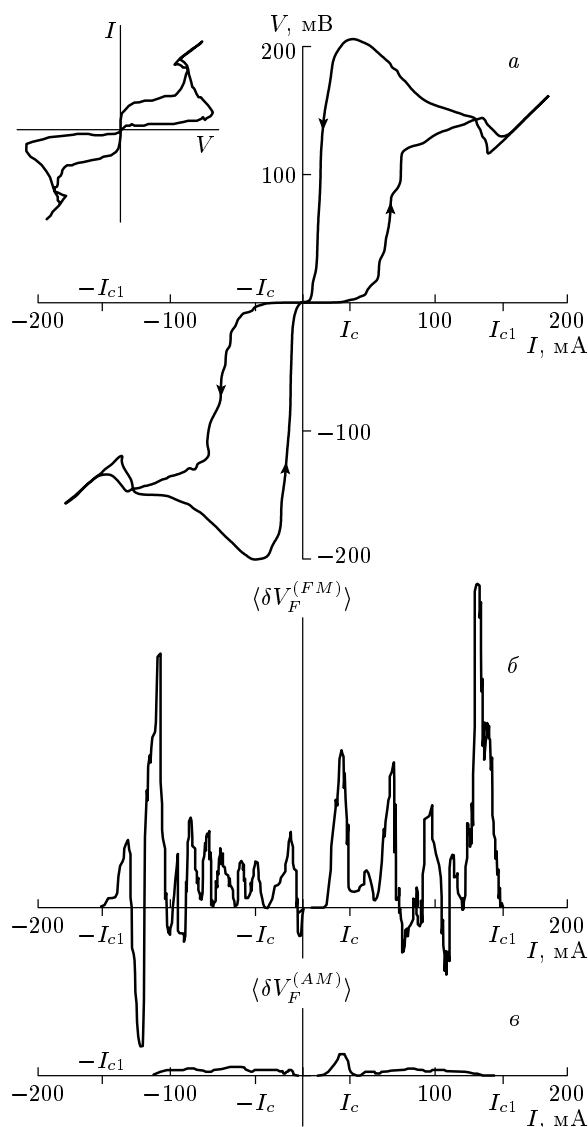


Рис. 2. *a* — ВАХ образца $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$, на вкладке — ВАХ образца с традиционным расположением осей; *б* — усредненная компонента отклика $\langle \delta V_F^{(FM)} \rangle$ образца на периодическое изменение частоты микроволнового облучения, регистрируемая на частоте модуляции F ; *в* — усредненный отклик $\langle \delta V_F^{(AM)} \rangle$ на амплитудную модуляцию с глубиной, приведенной к уровню девиации частотной модуляции (6%)

рехода в сверхпроводящем кольце, протяженный однородный джозефсоновский переход, сеть идентичных ПТ-СКВИДов (DC-SQUID) и т. п. В хаотизированных джозефсоновских системах интерференцию в магнитном поле наблюдать не удастся, поскольку здесь не оказывается подходящего синхронизирующего механизма. Однако в хаотизированном ан-

самбле мезоскопических объектов существует механизм самосогласованного усиления вклада отдельных элементов системы в общий эффект, благодаря которому этот вклад становится макроскопически наблюдаемым. Под мезоскопическими объектами здесь подразумеваются объекты макроскопического размера, находящиеся при достаточно низкой температуре в несверхпроводящем состоянии, когда длина свободного пробега нормальных носителей, а также длина когерентности фазы соизмеримы с размерами объекта. Как известно [7, 8], в мезоскопических объектах могут наблюдаться интерференционные эффекты.

Обычно мезоскопические объекты, на которых наблюдается квантовая интерференция, представляют собой микроstructures на базе металлических пленок высокого качества (характеризующихся большой длиной когерентности фазы) со специальной геометрией субмикронного масштаба — кольцо или цилиндр диаметром менее длины когерентности носителей тока и т. п. При этом площадь, ограниченная кольцом или основанием цилиндра, определяет период осцилляций сопротивления по магнитному полю ($\Delta B = \Phi_0^{(ne)}/S = 2\pi\hbar/neS$, $\Phi_0^{(ne)}$ — квант магнитного потока в системе с n -электронными корреляциями). Однако мы столкнулись с осцилляциями холловского сопротивления $R_{xy}(B)$ в пленочных образцах Bi [9], предназначенных для наблюдения квантового эффекта Холла, т. е. с геометрией, весьма далекой от одиночного кольца субмикронного размера. Очевидно, в наших экспериментах кольцо (или микрообласть, обладающая похожими интерференционными свойствами) в пленке возникло спонтанно, возможно, в процессе лазерного напыления [10]. В такой микрообласти высока проводимость: интерференционные эффекты требуют больших длин когерентности, а значит, должна быть велика и длина свободного пробега, что, в свою очередь, приводит к высокой проводимости. Высокая локальная проводимость микрообласти вызывает концентрацию тока; это и обеспечивает большой вклад осциллирующей части ее сопротивления в общий сигнал на потенциальных контактах (рис. 3*a*). Большая проводимость микрообласти здесь играет ту же роль, что и бесконечная в нулевом приближении дифференциальная проводимость ступенек Шапиро. В обоих случаях концентрация тока повышает вклад когерентных эффектов в измеряемый сигнал.

Начиная с работы Шарвина [11], где впервые в металлической пленке наблюдался эффект Ааронова–Бома, последовало три поколения интерференционных мезоскопических экспериментов (по-

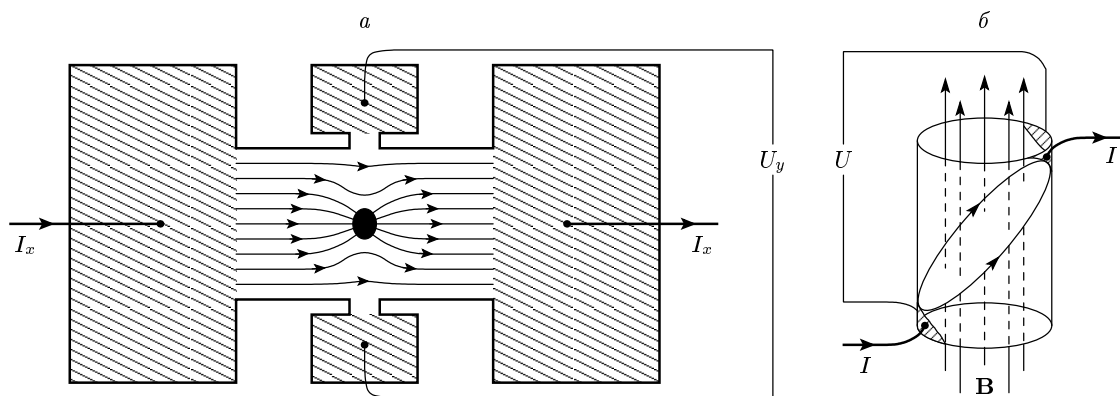


Рис. 3. *a* — схема концентрации линий тока высокой проводимостью микрообласти (микрообласть — черный эллипс); *б* — геометрия первого эксперимента, в котором наблюдались мезоскопические осцилляции сопротивления [11]; контактные площадки заштрихованы

следовательность примерно такова: от нетривиальной геометрии опыта [11] к планарным субмикронным кольцам Au [12] и далее к гетеропереходам GaAs/Al_xGa_{1-x}As в форме колец [13], изготовленным по всем правилам нанотехнологии). Геометрия шарвинского эксперимента действительно нетривиальна: в его опыте осцилляции сопротивления наблюдались не на металлическом кольце, а на металлической пленке в форме цилиндра, напыленной на боковую поверхность кварцевой нити. Сопротивление измерялось между точками в вершинах диагонали сечения цилиндра (рис. 3б). Общая проводимость состоит из двух частей: осциллирующей по магнитному полю, приложенному вдоль оси цилиндра, и независимой от поля:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_{osc}(B)}.$$

Было показано [11], что амплитуда осцилляций сопротивления в такой системе должна быть порядка квантового эталона:

$$\Delta R_{osc}(B) \sim \frac{2\pi\hbar}{e^2} = 25813 \text{ Ом}$$

(константа Клитцинга). Следовательно, чтобы постоянная проводимость не подавляла интерференционный эффект, независимую от поля часть следует максимально уменьшить, поэтому в геометрии Шарвина сопротивление измеряется не по кратчайшему пути.

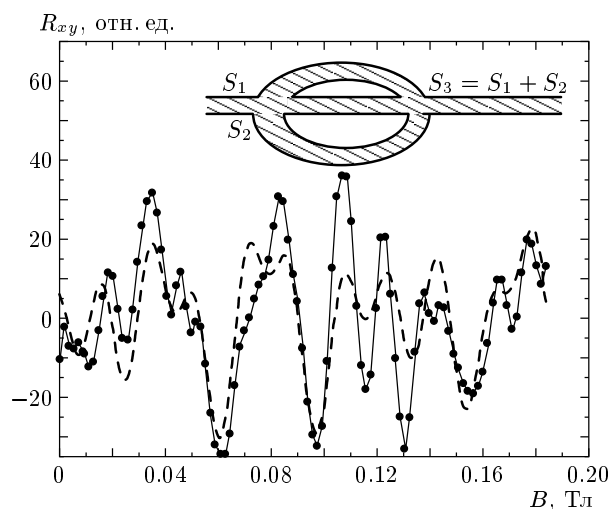


Рис. 4. Мезоскопические осцилляции сопротивления в зависимости от приложенного магнитного поля. Вверху схематически представлено кольцо, топология которого обеспечивает соотношение периодов $\Delta B_1 = 0.30 \text{ Тл} = \Phi_0/S_1$, $\Delta B_2 = 0.27 \text{ Тл} = \Phi_0/S_2$, $\Delta B_3 = 0.11 \text{ Тл} = \Phi_0/S_3$; $\Phi_0 = \hbar/2e = 2.07 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$; S_1, S_2, S_3 — эффективные площади частей кольца

5. ОСЦИЛЛЯЦИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВИСМУТОВЫХ ПЛЕНОК (РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА)

Сопротивление пленок R_i в наших экспериментах измерялось в полях до 1 Тл при $T = 4.2 \text{ К}$. Для увеличения отношения сигнал/шум данные накапливались в ОЗУ ЭВМ, а для ослабления

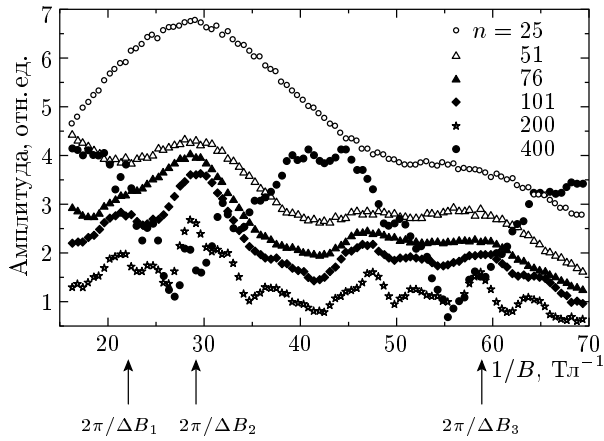


Рис. 5. Фурье-спектры мезоскопических осцилляций сопротивлений пленки Bi: n — количество «замеренных точек», используемых для приближенного вычисления фурье-интеграла, где n пропорционально интервалу когерентности

$1/f$ -шума усреднялись по 6 проходам. На рис. 4 приведена зависимость осциллирующей части сопротивления от магнитного поля, биения отвечают трем синусоидам с периодами $\Delta B_1/2\pi = 0.047$ Тл, $\Delta B_2/2\pi = 0.036$ Тл, $\Delta B_3/2\pi = 0.017$ Тл. Зависимость, моделирующая данные (штриховая линия), подбиралась методом наименьших квадратов по 12 параметрам:

$$\begin{aligned} \Delta R_{xy} = & A_1 \sin\left(2\pi \frac{B}{\Delta B_1} + \varphi_1(B)\right) + \\ & + A_2 \sin\left(2\pi \frac{B}{\Delta B_2} + \varphi_2(B)\right) + \\ & + A_3 \sin\left(2\pi \frac{B}{\Delta B_3} + \varphi_3(B)\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Попытка стандартного разложения экспериментальных зависимостей в ряд Фурье не позволила обнаружить спектральные максимумы, выявленные указанной выше вариационной процедурой. Это связано с тем, что фаза осцилляций, как видно из рисунка, дрейфует и фурье-коэффициенты, вычисленные обычным способом, не обладают характерной частотной зависимостью. Мы предложили другой алгоритм, позволяющий учитывать малость интервала когерентности по магнитному полю. В сущности, этот алгоритм имитирует в цифровом виде работу двухканального синхронного детектора Lock-in в селективном режиме. Фурье-интеграл от произведения исследуемой функции на \sin/\cos берется не по всему интервалу изменения аргумента, а по интервалу когерентности. При этом область интегри-

рования постепенно перемещается по всему интервалу аргумента. Далее полученная зависимость обоих фурье-коэффициентов усредняется по норме. Наш алгоритм позволил выявить спектральные максимумы, совпавшие (с точностью до 2%) с периодами, полученными из вариационной процедуры (рис. 5, $n = 101$). При этом счет по вариационной процедуре на компьютере занял 10 ч, а на приближенное Фурье-разложение тратились минуты. Если за интервал когерентности принять всю область изменения аргумента, то описанная процедура превратится в обычное (точное) фурье-разложение. В таком пределе спектр наших данных теряет всякую регулярность и становится шумоподобным (рис. 5, $n = 400$).

В нашем эксперименте осцилляции сопротивления наиболее отчетливо наблюдались на холловских (поперечных) контактах образцов. Слабость интерференционного вклада в продольное сопротивление, по-видимому, связана с шунтированием осциллирующей части собственной высокой проводимостью микрообласти. Поперечное сопротивление микрообласти в условиях целочисленного квантового эффекта Холла велико (порядка квантового эталона $2\pi\hbar/e^2 = 25813$ Ом), поэтому эффект самошунтирования на холловских контактах отсутствует. Это обстоятельство аналогично выигрышу, который достигается в геометрии шарвинского опыта. Самошунтирование на поперечных контактах ослабляется с ростом поля, так как пропорционально полю растет и холловское поперечное сопротивление образцов: $R_{xy} = U_y/I_x \propto B$. Следовательно, амплитуда осцилляций должна была бы расти с увеличением поля. Такой рост не наблюдается, и поэтому, возможно, более адекватной моделью микрообласти следует считать не кольцо, как аналог DC-SQUID, а микрообласть в целом, как аналог одиночного джозефсоновского перехода с широкими берегами (кольцо, но без дырки). Как известно, амплитуда осцилляций джозефсоновского критического тока планарного перехода прямоугольного сечения ведет себя как

$$I_c^{(J)} \propto \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0^{(2e)})}{\pi\Phi/\Phi_0^{(2e)}}.$$

Тогда возможно, что аналогичное интерференционное ослабление амплитуды осцилляций сопротивления

$$\delta R \propto \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0^{(ne)})}{\pi\Phi/\Phi_0^{(ne)}}$$

компенсируется с ростом поля ослаблением эффекта самошунтирования. Здесь $\Phi_0^{(ne)}$ — квант магнитного потока для n -электронных состояний.

6. ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА И КВАНТОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Упомянутая выше аналогия мезоскопических осцилляций в микрообласти с осцилляциями критического тока в DC-SQUID является весьма упрощенной, однако в целом она правильно отражает их интерференционную природу, можно сказать, интерференционную природу эффекта Ааронова–Бома и стационарного эффекта Джозефсона. Развивая эту аналогию, следовало бы поискать аналог нестационарного эффекта Джозефсона в исследуемой микрообласти. Эффект должен был бы выглядеть примерно так: мы воздействуем на Вi-пленку СВЧ-излучением и наблюдаем вместо ступенек Шапиро периодические отклонения от линейной зависимости (неомичность) ВАХ.

Однако в ходе подготовки такого опыта стало ясно, что можно выполнить более простой эксперимент, позволяющий обнаружить джозефсоновскую природу микрообласти. Рассмотрим протяженную одномерную область (нить) с длиной когерентности фазы, большей ее геометрической длины. Тогда разность потенциалов, приложенная к концам нити, «заставит» осциллировать фазу во времени с «джозефсоновской» частотой $\omega_\varphi = eU/\hbar$. Отсюда имеем период $T_\varphi = 2\pi\hbar/eU$. А временной интервал прохождения одного электрона по нити определяется током $T^{(1e)} = e/I$. При равенстве $T^{(1e)} = T_\varphi$ получается своеобразный параметрический резонанс, которому соответствует эффект захвата сопротивления нити на уровне квантового эталона:

$$\frac{e}{I} = T^{(1e)} = T_\varphi = \frac{2\pi\hbar}{eU},$$

следовательно,

$$R^{(wire)} = \frac{U}{I} = \frac{2\pi\hbar}{e^2}.$$

Являясь параметрическим, резонанс должен повторяться и при прохождении n ($n = 1, 2, 3, \dots$) электронов за один период изменения фазы. Тогда при плавном изменении сопротивления микрообласти при напылении пленки должны возникнуть повторяющиеся ступеньки («залипания») проводимости с периодом, кратным $e^2/2\pi\hbar$. Это и было обнаружено после несложной статистической обработки результатов проведенного эксперимента.

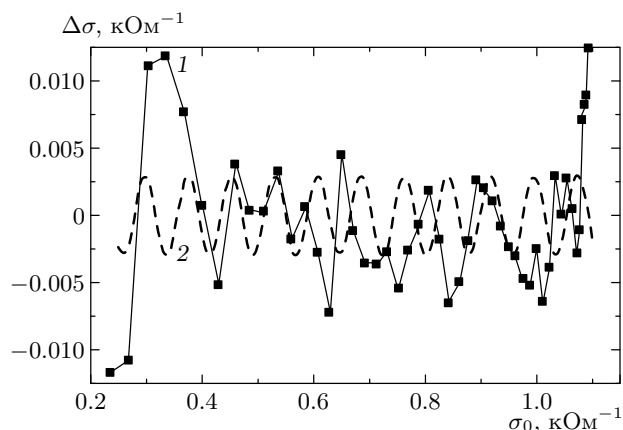


Рис. 6. Отклонение проводимости $\Delta\sigma(L) = \sigma(L) - \sigma_0(L)$ от усредненной линейной зависимости, где $\sigma_0(L) \propto L$. Кривая 1 — зависимость $\Delta\sigma = \Delta\sigma(\sigma_0)$. Кривая 2 отвечает точной формуле осцилляций с периодом, соответствующим двухэлектронному квантовому эталону проводимости $\sin(2\pi\hbar\sigma_0/2e^2)$

7. КВАНТОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВИСМУТОВЫХ ПЛЕНОК (РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА)

На рис. 6 приведена добавка $\Delta\sigma(L)$ к проводимости пленки висмута как функция проводимости, полученная вычитанием из экспериментальной зависимости $\sigma(L)$ сглаженной кривой $\langle\sigma(L)\rangle$ (L — толщина пленки). На зависимости $\Delta\sigma(\sigma_0)$ наблюдаются осцилляции с периодом, в среднем равным $2e^2/2\pi\hbar$.

Согласно работе [12] период мезоскопических осцилляций сопротивления тоже соответствует двухэлектронному кванту: $\Phi_0^{(2e)} = 2\pi\hbar/2e$, что соответствует магнитозависимому вкладу второго порядка в рассеяние «назад». Это обстоятельство демонстрирует общность природы квантования сопротивления мезоскопической области в магнитном поле и квантования ее проводимости в процессе роста пленки. Подобные эффекты квантования проводимости наблюдались и ранее, у объектов совершенно несхожей природы (зависимость сопротивления от положения иглы в туннельном микроскопе [14]; поведение проводимости канала AsGa НЕМТ-транзистора как функция напряжения на его затворе [13]). Однако ясной, объединяющей концепции, объясняющей физику наблюдавшихся эффектов, в этих работах не предлагалось.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В трех частях настоящей статьи были рассмотрены когерентные эффекты, обнаруженные при проведении электрофизических измерений в неупорядоченных системах трех типов: джозефсоновское поведение поликристалла ВТСП ВаКВиО в состоянии фазового расслоения (разд. 2, 3), осцилляции сопротивления пленки висмута в магнитном поле (разд. 4, 5), а также мезоскопические осцилляции сопротивления в процессе роста пленки (разд. 6, 7).

Общим свойством таких столь непохожих систем является обязательное наличие какого-либо «синхронизирующего механизма», настраивающего неупорядоченную систему на макроскопические интерференционные явления.

Как было показано (разд. 2), такой синхронизирующий механизм, позволяющий наблюдать нестационарный эффект Джозефсона в поликристаллах ВаКВиО ниже температуры фазового расслоения, состоит примерно в следующем. Ступеньки Шапио на своем вертикальном участке обладают высокой дифференциальной проводимостью (бесконечной в простейшей модели), т. е. являются как бы сверхпроводящими участками ВАХ. Любое приращение тока, меньшее высоты ступеньки, будет закорачиваться таким джозефсоновским узлом в хаотизированной трехмерной цепи, рабочая точка которого находится на вертикальном участке ступеньки. При этом приращение тока распределяется по траекториям, соответствующим максимальным дифференциальным проводимостям, а рабочая точка ВАХ для большинства узлов независимо от разброса их критического тока находится на вертикальных участках ступенек Шапио. Это позволяет обнаружить нестационарный эффект Джозефсона методом модуляции частоты, не имея при этом возможности непосредственно наблюдать эффект на ВАХ всего образца из-за значительного разброса критического тока джозефсоновских узлов.

Роль усиливающего механизма, обеспечивающего осциллирующую поправку сопротивления висмутовой пленки в магнитном поле, выполняет высокая проводимость микрообласти. С одной стороны, высокая проводимость вызывает здесь концентрацию тока; это и обеспечивает больший вклад осциллирующей части сопротивления микрообласти в общий сигнал на потенциальных контактах. С другой стороны, высокая проводимость отвечает тому участку пленки, где велика длина свободного пробега и где только и могут наблюдаться интерференционные эффекты типа эффекта Ааронова–Бома. Боль-

шая проводимость микрообласти здесь играет ту же роль, что и бесконечная в нулевом приближении дифференциальная проводимость ступенек Шапио. В обоих случаях концентрация тока повышает вклад когерентных эффектов в измеряемый сигнал.

В третьем случае для осциллирующей поправки проводимости, периодичность которой отвечает квантованию сопротивления, синхронизирующим механизмом, по-видимому, является локальная неоднородность скорости роста пленки при лазерном напылении. При медленном термическом напылении или лазерном напылении, чередующемся с отжигами пленки, такой эффект не должен наблюдаться. В наших экспериментах этот эффект наблюдался не в каждой серии лазерного напыления. Эффект весьма критичен к скорости роста и зависит от энергии лазерного импульса. Определенную роль также играет и качество подготовки поверхности подложки.

В процессе неоднородного роста в пленке, по-видимому, образуются протяженные перколяционные каналы протекания, сопротивление которых обеспечивает квантующийся вклад в общую проводимость образца. То, что каналы оказываются нитеподобными, узкими протяженными объектами, косвенно подтверждается малой амплитудой осцилляции холловского сопротивления [9, 15] в квантовых магнитных полях. Действительно, согласно квазиклассической теории [16], холловское напряжение оказывается равно разности потенциалов на разомкнутых краевых траекториях движения носителей. Таким образом, чем больше ширина канала протекания, тем выше разность химических потенциалов на его краях и тем выше холловская эдс. Соответственно, протеканию по узким каналам отвечает низкое холловское напряжение и малое значение холловского сопротивления.

Авторы выражают благодарность А. П. Русакову за предоставление поликристаллических образцов $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-02-17981), программы П-3 ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и ФЦНТП «Экспериментальные и теоретические исследования ВТСП» ГК № 40.012.1.1.1357.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. D. Josephson, Phys. Lett. 1, 251 (1962).

2. S. Shapiro, A. R. Janus, and S. Holly, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 223 (1964).
3. H. Kanter and F. L. Vernon *J. Appl. Phys.* **43**, 3174 (1972).
4. Н. В. Аншукова, В. Б. Гинодман, А. И. Головашкин и др., *ЖЭТФ* **97**, 1635 (1990).
5. L. N. Zherikhina, A. I. Golovashkin, A. V. Gudenko, and A. M. Tskhovrebov, *Czechosl. J. Phys. Suppl.* **46**, 851 (1996).
6. А. А. Горбачевич, Ю. В. Копаев, И. В. Токачлы, *Письма в ЖЭТФ* **52**, 736 (1990).
7. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 101 (1981).
8. В. L. Altshuler and P. A. Lee, *Phys. Today* **41** (12), 37 (1988).
9. А. Н. Жерихин, Л. Н. Жерихина, Г. В. Кулешова и др., *Научная сессия МИФИ-2001* **4**, 110 (2001).
10. А. Н. Жерихин, Г. Ю. Шубный, Л. Н. Жерихина и др., *Поверхность* № 6, 79 (2000).
11. Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 285 (1981).
12. B. Schwarzschild, *Phys. Today* **39**, 17 (1986).
13. A. E. Hansem, E-print archives, cond-mat/9909246.
14. J. L. Costa-Kromer, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4990 (1997).
15. А. И. Головашкин, А. Н. Жерихин, Л. Н. Жерихина и др., *Научная сессия МИФИ-2003* **4**, 108 (2003).
16. S. M. Girvin, *The Quantum Hall Effect. Lectures delivered at Ecole d'Été Les Houches*, Indiana Univ., Bloomington (1998).