

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ КВАДРАТНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ SIS-СЕТОК. САМООРГАНИЗОВАННАЯ КРИТИЧНОСТЬ

Э. В. Матизен*, С. М. Ишикаев

*Институт неорганической химии им. А. В. Николаева
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

В. А. Обознов

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 9 декабря 2003 г.

Экспериментально исследованы зависимости магнитного момента квадратных джозефсоновских сеток с переходами SIS-типа от магнитного поля и температуры. Наблюдались две температурные области с различным характером кривых намагничивания. В низкотемпературной области обнаружены лавины магнитного потока. Статистический анализ амплитуд A лавин показал, что их распределение по размерам изменяется по степенному закону, $P \propto A^n$, с кроссовером, когда показатель степени n меняется от $n = -0.7$ при малых размерах лавин до $n = -6$ при больших, а частотный спектр — по закону $1/f^\alpha$. Такое поведение интерпретируется как проявление самоорганизованной критичности.

PACS: 74.25.Na

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований магнитных свойств сеток с джозефсоновскими переходами сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS-сетки). Цель работы заключалась в наблюдении особенностей проникновения в джозефсоновские сетки (J-сетки) магнитного поля путем измерения ее магнитного момента.

Введение посвящено краткому обзору исследований, касающихся данной работы. В разд. 2 приведены характеристики сеток и описание основных особенностей сквид-магнитометра нашей конструкции, в разд. 3 — результаты измерений магнитного момента сеток и наблюдений самоорганизованной критичности, реализующейся в SIS-сетках, в разд. 4 приводятся выводы.

В последние годы наблюдается большой интерес к изучению свойств регулярных двумерных J-сеток. В этой области было проведено много транспортных

исследований, однако прямые экспериментальные измерения магнитного момента практически отсутствуют. Между тем магнитные исследования представляются, несомненно, важными. Такие эксперименты позволяют обнаружить новые явления, поскольку из-за сложности электродинамики J-сеток не все факторы могут быть учтены в теоретических моделях. Мы обнаружили только одну работу других авторов [1], посвященную прямым измерениям магнитных свойств (восприимчивости) J-сеток, которая была опубликована уже после нашего первого сообщения [2]. В то же самое время имеется большое количество теоретических работ, см., например, [3–7], посвященных магнитным свойствам J-сеток и в той или иной степени нуждающихся в подтверждении адекватности расчетов эксперименту.

Экспериментальные исследования магнитных свойств J-сеток имеют практическую ценность. В настоящее время такие сетки рассматриваются как перспективный источник радиоизлучения в еще мало освоенных миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах [8].

*E-mail: matizen@che.nsk.su

Особый интерес представляет проблема существования самоорганизованной критичности в J-сетках. По мнению создателей теории [9, 10], самоорганизованная критичность — весьма распространенное явление в природе. Оно наблюдается во многих сложных системах, состоящих из большого количества активно взаимодействующих друг с другом элементов. Подобные дискретные системы имеют огромное число метастабильных состояний, и их динамика интересна. При монотонном изменении внешних условий в системе, достигшей неустойчивости, возникают скачкообразные переходы между метастабильными состояниями, которые выглядят как лавины различного размера, поддерживающие в среднем критическое состояние системы. Важно отметить, что лавины не зависят от величины внешнего воздействия или флуктуаций и даже совершенно ничтожное воздействие может привести к лавине громадного размера (катастрофе). Другой особенностью является то, что, несмотря на хаотическое движение, система самоорганизуется, у нее появляется некоторый постоянный в среднем параметр, например, угол наклона у кучи песка (sand-pile problem). Таким образом, система сама поддерживает собственное критическое состояние, в чем и заключается самоорганизованная критичность, при этом не надо подстраивать какие-либо ее параметры, в отличие, например, от жидкости, когда для исследования критической точки необходимо поддерживать два параметра (температуру и плотность).

Распределение лавин по размеру (плотность вероятности) носит степенной характер с нецелым отрицательным показателем. Этой зависимости, например, подчиняются магнитуды землетрясений (закон Гутенберга–Рихтера [11]). За последние полтора десятка лет после пионерских исследований самоорганизованной критичности [9, 10] было построено много теоретических моделей, имитирующих различные природные явления: землетрясения [12, 13], пересекающиеся фазовые переходы [14], фазовые переходы кварк–адрон [15], дождевые явления [16], распространение лесных пожаров [17, 18], кризисы в экономике [19], развитие популяций в биологии [20] и др.

К настоящему времени экспериментальные данные по самоорганизованной критичности получены на весьма ограниченном круге искусственно приготовленных объектов: при исследованиях динамики роста песочной кучи [21], движения куска наждачной бумаги по нейлоновому ковру [22], пленочного кипения азота на поверхности высокотемпе-

ратурного сверхпроводника (ВТСП) вблизи перехода в сверхпроводящее состояние [23], пластической деформации нагруженного металлического стержня [24]. На возможность реализации самоорганизованной критичности в джозефсоновской среде впервые указал в 1994 г. Гинзбург [25]. Возможно, что в экспериментальных работах [26, 27] наблюдались лавины магнитного потока в ВТСП-керамике, однако скачки магнитного момента не были детально исследованы и механизм их возникновения фактически не обсуждался.

В последнее время опубликованы исследования, в которых подвергается сомнению степенная зависимость распределения амплитуд лавин при реализации самоорганизованной критичности. Ревизия, опубликованная в [28], и эксперимент [29] показывают, что функция распределения имеет скорее экспоненциальный характер типа $P(x) \propto \exp(-(x/x_0)^\mu)$, где μ — некоторый нецелый показатель. В этом случае имеется характерный масштаб x_0 и нет однородности функции распределения относительно размеров лавин. Это противоречит «классической» самоорганизованной критичности, поскольку в этой теории предполагается масштабная инвариантность в наблюдении лавин всех масштабов. Однако любые реальные системы ограничены в размерах, поэтому максимальный размер лавин также ограничен некой величиной. Таким образом, масштабная инвариантность имеет естественные пределы применимости.

2. ОБРАЗЦЫ. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Мы исследовали квадратные J-сетки, состоящие из 100×100 ячеек с туннельными джозефсоновскими контактами Nb–NbO_x–Pb, в диапазоне температур 2–10 К и в магнитных полях до 200 Э. Для исследования были разработаны две конфигурации сеток, различающиеся формой сверхпроводящих пленочных островков (электродов) Nb и Pb. Одна конфигурация электродов была выполнена в виде восьмиугольника, другая — в виде креста. Схемы фрагментов изготовленных сеток показаны на рис. 1 и 2. Конфигурация в форме креста отличалась большей индуктивностью ячейки и примерно четверо большей площадью туннельного контакта, что позволяло достичь больших критических токов.

J-сетки с восьмиугольными электродами, содержащие 100×100 ячеек, были изготовлены по одному шаблону в двух экземплярах с разными критическими токами (в дальнейшем будем называть их сетками SIS1 и SIS2), а сетки с крестообразными

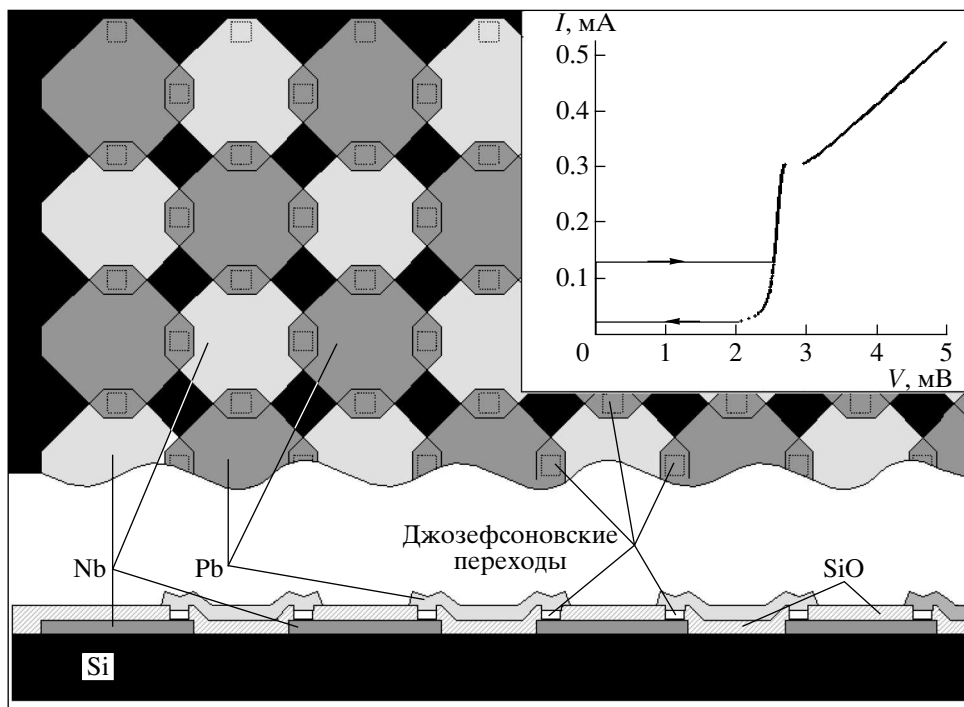


Рис. 1. J-сетка с восьмиугольными электродами (SIS1 и SIS2). На вставке показана вольт-амперная характеристика одиночного перехода сетки SIS2 при 4.2 К

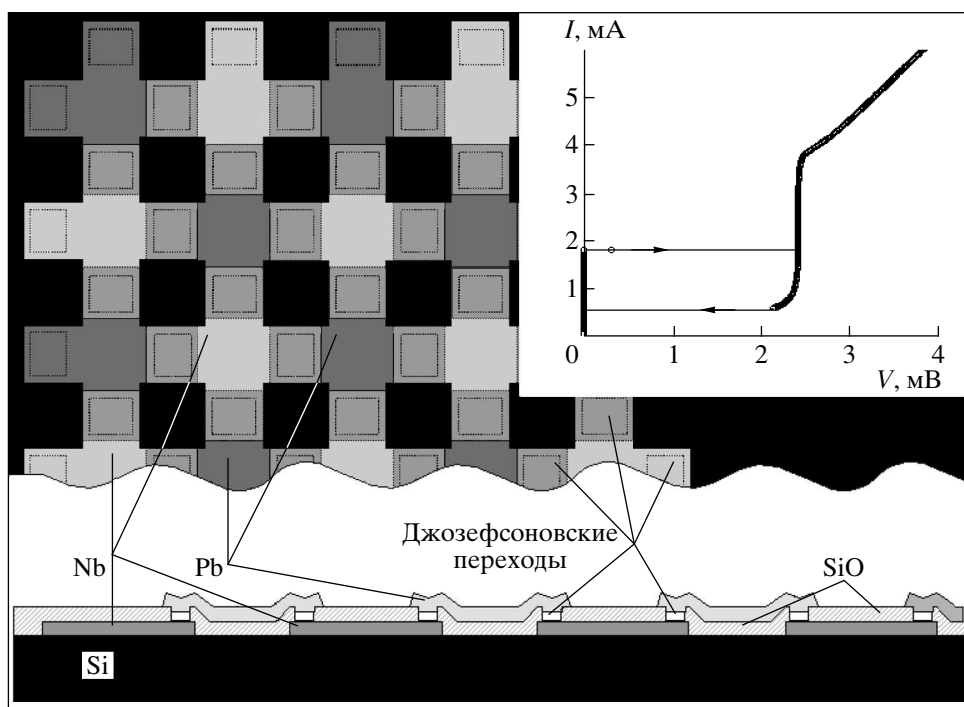


Рис. 2. J-сетка с крестообразными электродами (SISk). На вставке показана вольт-амперная характеристика одиночного перехода при 4.2 К

Тип перехода	SIS1	SIS2	SIS _k
Структура перехода	Nb–NbO _x –Pb	Nb–NbO _x –Pb	Nb–NbO _x –Pb
Размеры сеток	100 × 100	100 × 100	от 64 × 64
Размеры ячейки, мкм ²	20 × 20	20 × 20	20 × 20
Площадь перехода, мкм ²	≈ 7	≈ 7	≈ 25
Критический ток при 4.2 К, мкА	≈ 80	≈ 150	≈ 1800
Нормальное сопротивление, Ом	10	20	≈ 0.7
Индуктивность ячейки, Гн	≈ 2.5 · 10 ⁻¹²	≈ 2.5 · 10 ⁻¹²	≈ 10 ⁻¹¹
Емкость перехода, нФ	0.01	0.01	0.03

электродами (SIS_k-сетки, содержащие 64 × 64 ячеек) — с одним значением критического тока. Сетки были получены с помощью тонкопленочной технологии, описанной, например, в [30]. Нижний ниобиевый слой был получен с помощью магнетронного распыления с последующей фотолитографией и химическим травлением. Изолирующий слой окиси кремния и верхний свинцовый слой получены методом вакуумного испарения, структура данных слоев сформирована с помощью взрывной фотолитографии. После появления окон в слое окиси кремния для туннельных контактов и ионной очистки поверхности формировалась туннельная прослойка NbO_x регулируемым окислением поверхности ниобия в смеси аргона и кислорода.

Следует отметить, что SIS-сетки были недолговечны, существенных изменений параметров не наблюдалось лишь в течение двух месяцев. Сравнительные характеристики сеток SIS1, SIS2 и SIS_k приведены в таблице.

Мы исследовали магнитные свойства SIS-сеток с помощью оригинального СКВИД-магнитометра, разработанного в Лаборатории физики низких температур Института неорганической химии СО РАН. Магнитометр имел ряд особенностей в конструкции приемных катушек трансформатора потока, в способе компенсации их астагизма, а также в конструкции соленоида. Приемные катушки трансформатора потока были изготовлены в виде симметричного градиометра второго порядка [31, 32], но в отличие от классической схемы центральная катушка была разделена на две равные, которые были несколько разнесены, так что образовали подобие катушек Гельмгольца. Это обеспечило ряд преимуществ, в частности, уменьшило микрофонный шум и обеспечило существенно меньшую зависимость сигнала от положе-

ния образца, что позволило исследовать магнитные свойства в режиме прямого намагничивания и получать воспроизводимые результаты.

Соленоид состоял из двух сверхпроводящих частей: внешней короткозамкнутой и незамкнутой внутренней. В короткозамкнутом соленоиде «замораживалось» определенное значение поля, незамкнутый же служил для непрерывного изменения поля в некоторых пределах. Астатизм тщательно изготовленных приемных катушек составлял около $3 \cdot 10^{-4}$; для дополнительной компенсации была введена небольшая катушка из нескольких витков медного провода, намотанных на ту же оправку, что и трансформатор потока, и имевшая с ним индуктивную связь. Эта катушка включалась последовательно с незамкнутым соленоидом, и число витков в ней (в нашем случае — шесть) подбирались таким, чтобы максимально компенсировать астагизм системы приемных катушек. В процессе работы через дополнительную катушку пропускался ток, не равный току соленоида, а пропорциональный ему с неким коэффициентом, причем этот коэффициент можно было варьировать в некоторых пределах. Таким образом, можно было менять общий наклон кривых намагничивания, добавляя к сигналу образца величину, пропорциональную полю, практически полностью компенсируя вклад от экранирующих токов собственно сверхпроводящих пленочных электродов из ниобия и свинца. В результате в измеряемом магнитном моменте остался практически лишь вклад от токов, текущих по джозефсоновской сети. Отметим, что без такой аппаратной компенсации практически невозможно выделить слабовыраженную структуру сигнала на фоне большого общего наклона кривой намагничивания при последующей обработке.

Для уменьшения дрейфов и помех жидкий ге-

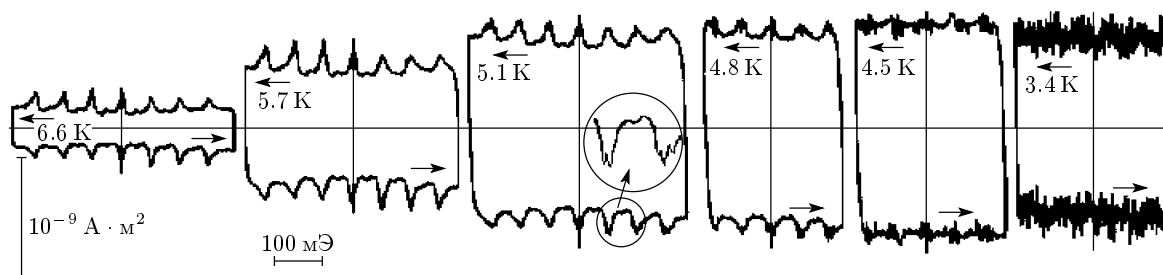


Рис. 3. Кривые намагничивания сетки SIS2, содержащей 100×100 ячеек, при разных температурах

лий, в котором находились трансформатор потока, соленоид и сверхпроводящий магнитный экран, откачкой паров переводился в сверхтекучее состояние. С этой же целью измерения проводились в основном в ночное время. Температура измерялась с помощью термпары $\text{Cu} + 0.1\% \text{Fe} - \text{Cu} + 0.1\% \text{Ge}$ с чувствительностью около 10 мкВ/К при гелиевых температурах, при этом реперными точками служили сверхпроводящие переходы в ниобии и свинце, а также точка перехода гелия в сверхтекучее состояние, которая легко фиксировалась по резкому уменьшению низкочастотных шумов в системе регистрации.

3. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА SIS-СЕТОК

На рис. 3 приведены кривые гистерезиса магнитного момента сетки SIS2 при различных температурах. Аналогичные кривые получены и для другой сетки, SIS1 [2]. Из рис. 3 видно, что имеются две области температур с разным характером кривых намагничивания.

Эксперименты показывают, что в первой, высокотемпературной, области температур примерно от 5.3 К вплоть до сверхпроводящего перехода свинца при $T_c = 7.2 \text{ К}$ петли гистерезиса сетки SIS2 представляют собой непрерывные воспроизводимые кривые. На всех кривых в этой области отчетливо видна регулярная структура в виде одинаковых по величине пиков магнитного момента с не зависящим от температуры периодом поля около 59 мЭ . Если учесть ослабление среднего поля в области ячеек сетки в результате экранирующего действия сверхпроводниковых пленочных электродов, то период пиков согласуется со значением $\Delta H = \Phi_0/a^2 \approx 52 \text{ мЭ}$, где Φ_0 — квант магнитного потока, a — период сетки.

Кривые гистерезиса являются отражением специфического критического состояния, возникающего в регулярной джозефсоновской структуре. Периодические пики магнитного момента соответствуют увеличению критического тока пиннинга флюксонов

(тока депиннинга) при целочисленных фрустрациях, когда на каждую ячейку приходится примерно одинаковое целое число квантов потока (флюксонов), и поэтому их распределение в сетке наиболее регулярное и устойчивое. Устойчивость вихревой системы проявляется как увеличение тока депиннинга и, соответственно, общего магнитного момента.

Кроме пиков большой амплитуды ясно видны небольшие бугорки точно между ними (своеобразная вторая гармоника), которые соответствуют изменению потока внутри сетки в среднем на один флюксон на каждые две ячейки. Видимо, это является следствием довольно устойчивого распределения добавленных квантов потока в J-сетках в шахматном порядке [33, 34]. Надо полагать, что в J-сетках существуют также гармоники более высоких порядков, связанные с периодическим образованием сверхрешеток флюксонов с еще большим периодом, но ввиду своей малости не заметные в эксперименте на уровне шумов.

Во второй, низкотемпературной, области от 5.3 до 2 К на гистерезисных петлях SIS1-сетки появляются напоминающие шум скачки магнитного момента, амплитуда которых, в отличие от температурных флуктуаций, растет с понижением температуры. Вначале эти скачки появляются на вершинах пиков, а затем распространяются в стороны, образуя сначала компактные периодические группы с тем же периодом, что и на высокотемпературных кривых. При дальнейшем понижении температуры группы скачков смыкаются.

Для иллюстрации на рис. 4 приведены кривые намагничивания SIS1-сетки при изменении внешнего поля в пределах $\pm 15 \text{ мЭ}$ при 2.15 К . Верхняя кривая состоит из четырех полных циклов, следующих непрерывно, нижняя кривая — из двух циклов. На всех кривых имеются участки, где монотонное изменение магнитного момента прерывается спонтанными резкими сбросами, после которых снова про-

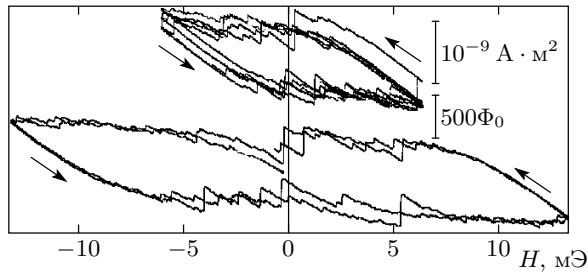


Рис. 4. Петли гистерезиса сетки SIS1, содержащей 100×100 ячеек, при $T = 2.15$ К в полях до ± 15 мЭ

должаются монотонная зависимость до следующего скачка. Хорошо видно, что эти скачки происходят при случайных значениях поля и их амплитуды имеют существенный разброс. Можно отметить наличие на кривых монотонных и вполне воспроизводимых участков протяженностью 5–6 мЭ, на которых происходит переход на другую ветвь петли после «поворота» поля.

При непосредственном наблюдении за пером самописца, параллельно регистрировавшего сигнал, можно было уверенно отслеживать характерные резкие сдвиги, очень короткие во времени и всегда в одну сторону, происходящие только на вершинах пиков, благодаря чему они уверенно выделялись из шума. Таким способом можно было зафиксировать появление скачков для другой сетки, SIS2, уже ниже 5.7 К.

Исследования сеток с другой конфигурацией (SISk) показали, что общий характер кривых гистерезиса принципиально не отличается от наблюдавшихся для сеток SIS1 и SIS2. На рис. 5 показаны петли гистерезиса для сетки SISk с размерами 64×64 ячеек для различных температур.

Вследствие значительно большего критического тока контактов и большей индуктивности ячейки этой сетки образование лавин потока начинается при относительно высоких температурах, менее чем на градус ниже температуры сверхпроводящего перехода свинца. В то же время для сеток SIS1 и SIS2 температура, ниже которой меняется характер кривых намагничивания (кроссовер) и появляются скачки магнитного момента, равна примерно 6 К.

Для интерпретации кроссовера интересна температурная зависимость тока депиннинга I_{dep} в сетке SIS1 (рис. 6). Оценка тока депиннинга флюксонов была сделана из полуширины гистерезисных петель намагничивания на основе упрощенного предположения, что токи по сетке текут по концентрическим

квадратным контурам; при этом ширина петли, очевидно, пропорциональна току депиннинга. В случае квадратных линий тока несложный расчет приводит к следующему выражению для магнитного момента сетки:

$$M = I_{dep} N^3 a^2 / 6,$$

где I_{dep} — ток депиннинга, который считается постоянным по всей сетке, N — число ячеек сетки. Можно ожидать, что реальные линии токов отличаются от квадратных: они как бы «срезают» углы и реально площади токовых контуров меньше предполагаемых, поэтому оценка по простейшей модели получается несколько заниженной. Для оценки сверху можно рассмотреть токовые контуры в виде окружностей (при этом считается, что по углам сетки ток не протекает). Из этой оценки получается значение, большее примерно на 20%. На рис. 6 приведено сравнение среднего значения тока депиннинга I_{dep} исследуемой сетки при различных температурах с непосредственно измеренным критическим током I_c одиночного джозефсоновского контакта. Видно, что при соответствующем соотношении масштабов получается хорошее соответствие двух температурных зависимостей. Согласно теории [34], токи депиннинга и критический ток должны различаться примерно в десять раз: $I_{dep}/I_c = 1/10$. У нас получилось отношение примерно $1/15$, что можно объяснить как погрешностью определения тока депиннинга из магнитного момента с использованием простой модели, так и небольшим уменьшением критического тока вследствие деградации контактов за несколько месяцев.

Для качественного описания электродинамических свойств изучаемых нами J-сеток мы следуем теоретическим работам [3, 4, 25, 35], в которых отмечается существование двух различных режимов движения магнитного потока в J-сетке или двух областей, различающихся своими магнитными свойствами. Граница между областями, следуя [3, 4], определяется параметром $k = \lambda/a$, где λ — глубина проникновения магнитного поля в сетку. Заметим, что обратная величина параметра k соответствует параметру Гинзбурга $V = 1/k$ [25, 35]. Параметр k зависит от температуры, так как с температурой изменяется глубина проникновения λ [36, 37]:

$$\lambda(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c(T)}, \tag{1}$$

где $j_c(T)$ — плотность критического тока джозефсоновских переходов, которая растет с понижением температуры. Поэтому, понижая температуру, в экс-

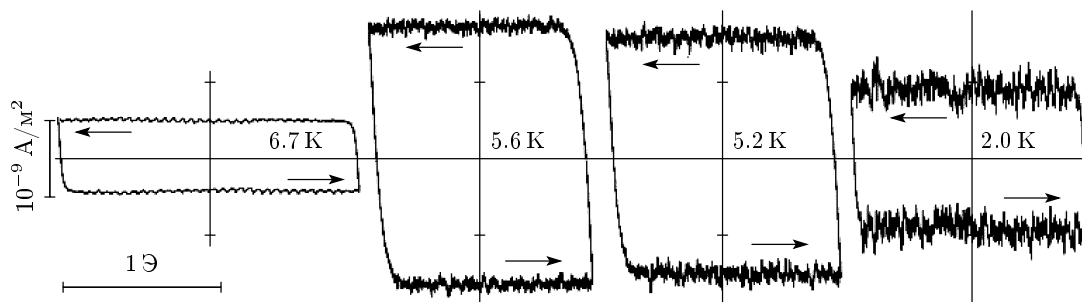


Рис. 5. Петли гистерезиса сетки SISk, содержащей 64 × 64 ячеек, при разных температурах

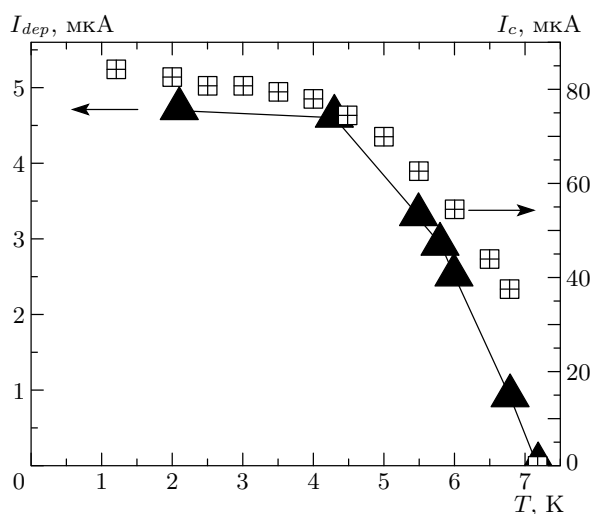


Рис. 6. Зависимость тока депиннинга в сетке SIS1 от температуры. Треугольники — оценка тока по магнитному моменту сетки. Квадратами обозначены данные, полученные из прямых измерений критического тока в одиночном контакте

перименте можно перейти от одного режима к другому.

Подстановка в формулу (1) экспериментально измеренной температурной зависимости $I_c(T)$ (рис. 6) показывает, что $\lambda = a$ при $T \approx 6$ К. Это значение соответствует экспериментальному значению температуры кроссовера (5.8 К), ниже которого характер кривых намагничивания изменяется и появляются скачки магнитного момента.

При достаточно высоких температурах, когда $LI_c \ll \Phi_0$, где L — индуктивность ячейки, отдельная ячейка не способна удержать квант потока и каждый флюксон распределяется на несколько ячеек. Это соответствует условию $k \gg 1$ (слабый пиннинг); при этом флюксоны проникают в J-сетку в ви-

де гипервихрей, простирающихся на множество ячеек. Взаимодействие между флюксонами при слабом пиннинге приводит к глубокому проникновению их внутрь сетки с почти равномерным распределением по ней. Профиль поля в сетке при этом представляет практически регулярно распределенные по площади сетки максимумы в центрах гипервихрей, см., например, [4, 38]. При $k \gg 1$, когда флюксон простирается на множество ячеек, динамику джозефсоновских вихрей можно описывать в непрерывном пределе, когда в системе реализуются состояния с минимальной энергией. Такая теоретическая модель подтверждается экспериментально, поскольку полученные кривые на рис. 6 даже в деталях согласуются с кривыми, рассчитанными для больших значений джозефсоновской глубины проникновения [3, рис. 14].

В обратном случае, при значительной величине критического тока, выполняется условие $LI_c \gg \Phi_0$, каждая ячейка способна удерживать поток значительно более одного кванта и в каждой ячейке может находиться только целое число флюксонов. Динамику движения флюксонов в данном режиме можно описывать как движение дискретных квазичастиц, локализующихся в пределах одной ячейки и обладающих некой эффективной массой. Это соответствует случаю $k \ll 1$ (состояние сильного пиннинга). При возрастании внешнего магнитного поля в контурах ячеек (с исходным нулевым потоком) увеличивается экранирующий ток и соответственно растет магнитный момент ячейки. При достижении током критического значения в ячейку входит флюксон и ее магнитный момент скачкообразно уменьшается, магнитное поле проникает в J-сетку дискретно и примерно синхронно по почти квадратным контурам. Система флюксонов при этом оказывается в метастабильных состояниях, далеких от равновесия

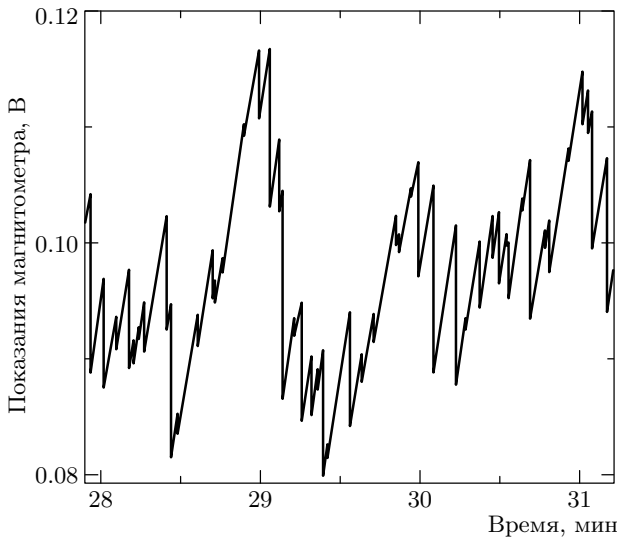


Рис. 7. Фрагмент кривой намагничивания сетки SISk при 4.1 К, на котором ярко выражены скачки магнитного момента, соответствующие лавинам магнитного потока

(абсолютного минимума), а профиль поля при его возрастании образует четырехугольную яму со ступеньками от контура к контуру, т. е. напоминает бивовское распределение поля в объемном сверхпроводнике второго рода.

Как было предположено в [25], в J-сетке при $k \ll 1$ может возникнуть самоорганизованная критичность, поскольку при больших значениях критических токов через джозефсоновские контакты ансамбль флюксонов в ней можно считать дискретной интерактивной системой. При больших размерах J-сетки вся сетка в целом обладает большим числом метастабильных состояний, что является необходимым условием наблюдения самоорганизованной критичности. В медленно меняющемся магнитном поле при приближении величин экранирующих токов к критическому значению система флюксонов достигает неустойчивого состояния, из которого спонтанно под влиянием случайных возмущений переходит в одно из многочисленных метастабильных состояний. Такой способ существования вблизи критического состояния типичен именно для самоорганизованной критичности. Конечное состояние, в котором оказывается система в результате каждого такого скачка, естественно, определяется конфигурацией метастабильных состояний системы, а также динамикой коллективного движения флюксонов в сетке и множеством случайных возмущающих факторов, например, тепловых флуктуаций.

На рис. 7 приведен фрагмент кривой намагничивания SISk-сетки, состоящий из участков с монотонным изменением магнитного момента, прерываемых резкими сбросами; зависимости именно такого типа характерны при исследованиях самоорганизованной критичности на совершенно различных объектах [21, 22, 24, 29]. Для сеток SIS2 и SISk нам удалось снять достаточно большие массивы данных, чтобы получить более достоверные статистические характеристики лавин.

Мы считаем, что наблюдаемые в наших экспериментах скачки магнитного момента (рис. 4, 7) являются подтверждением реализации самоорганизованной критичности в J-сетке. Построенная гистограмма количества скачков от их амплитуд демонстрирует степенную зависимость $P \propto A^n$, которая является «визитной карточкой» самоорганизованной критичности. Показатель степени для сетки SIS1 получился равным $n = -1.9$ [2], однако необходимо отметить, что массив данных был сравнительно мал, поэтому в области редких событий (больших амплитуд) разброс точек велик. Интересно отметить, что в работе [35] с помощью компьютерного моделирования одномерной джозефсоновской сетки (одномерного многоконтактного СКВИДа) получены близкие значения $n = -1.75$ и $n = -1.80$ для структур, состоящих соответственно из 256 и 128 ячеек. Однако в работе [35] самоорганизованная критичность возникала только в расчетах при дискретном введении внешних токов в случайные узлы системы и не появлялась при непрерывном изменении внешнего поля, как в данной работе.

Кривая распределения скачков по амплитуде в случае сетки SIS2 имеет другой характер: на кривой четко наблюдаются две области степенной зависимости плотности вероятности появления лавин от их амплитуды с показателями степени $n = -0.7$ для малых лавин и около $n = -6$ для больших с достаточно резким кроссовером (рис. 8). Некоторые авторы, начиная с работы [11], отмечали подобный кроссовер в распределении лавин при исследовании других объектов или даже приводили для описания такого распределения экспоненциальную зависимость [29].

Возможно, мы не видели кроссовер в нашей первой работе [2] на сетках SIS1, потому что не имели достаточного количества лавин для детальной статистики. Кроссовер наблюдается в области больших лавин, вероятность которых мала, поэтому при сравнительно малом количестве лавин (чуть больше тысячи) разброс результатов в этой области был весьма велик и уверенно зафиксировать кроссовер было невозможно [2].

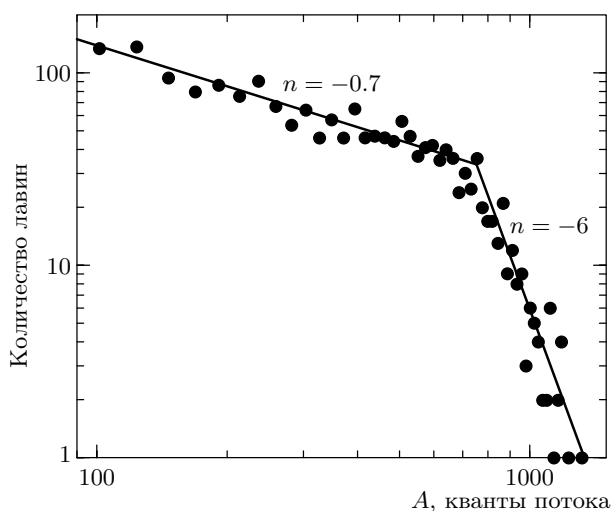


Рис. 8. Распределение скачков магнитного момента (лавин потока) по амплитудам в сетке SIS2 при $T = 4.1$ К

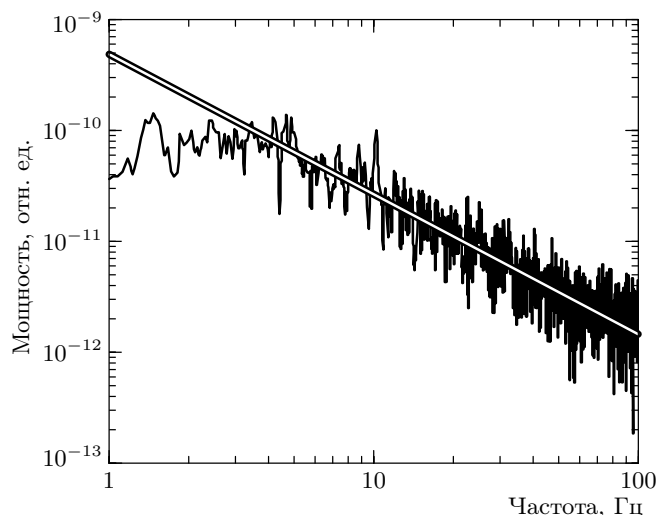


Рис. 9. Фурье-спектр фрагментов кривой намагничивания, на которых возникают лавины

На рис. 9 приведен фурье-спектр лавин, в который были разложены кривые намагничивания при развертке магнитного поля с постоянной скоростью, с возникающими скачками-лавинами на них. Из рис. 9 видно, что спектр при больших частотах ведет себя как $1/f^\alpha$ в области не менее полутора декад.

Наши работы пока остаются единственными, в которых исследовалось поведение магнитного момента при непрерывном намагничивании регулярных J-сеток и наблюдалась самоорганизованная критичность. Следует отметить, что это явление было

также обнаружено недавно в поликристаллических ниобиевых пленках [39], а также в гранулированной пленке ниобия [29] практически одновременно с нашей первой работой [2]. По утверждению авторов работы [39], они наблюдали степенную зависимость распределения при изменении амплитуд в пределах двух порядков, хотя проведенная по точкам зависимость в двойном логарифмическом масштабе является скорее выпуклой кривой, нежели прямой. Авторы работы [29] утверждают, что они наблюдали экспоненциальную зависимость функции распределения амплитуд, в связи с чем они сомневаются в существовании самоорганизованной критичности в данной структуре. На самом деле, многие расчетные модели (например, [40]) дают подобное распределение, которое выглядит в двойном логарифмическом масштабе выпуклой кривой с «завалом» при больших амплитудах.

После наших первых экспериментов авторы работы [40] расчетами подтвердили, что лавины в сетках можно наблюдать и при намагничивании J-сетки, а не только при добавлениях импульсов тока в отдельные случайные узлы, как предполагалось в [35]. Причиной реализации самоорганизованной критичности при намагничивании, по их мнению, является не разброс критических токов I_c различных контактов исследуемой сетки, а слабая пространственная неперiodичность сетки порядка 5%, что в нашем случае соответствует случайному отклонению в 1 мкм и находится в пределах погрешности нашей технологии.

4. ВЫВОДЫ

Проведенные экспериментальные магнитные исследования регулярных квадратных джозефсоновских SIS-сеток выявили ряд новых эффектов. К ним в первую очередь относятся наблюдения в них лавин магнитного потока, подчиняющихся законам самоорганизованной критичности.

По поводу возникшего в последнее время вопроса о законе распределения лавин мы хотели бы заметить, что, согласно нашим данным, в распределении лавин по их размеру, носящем степенной характер, видимо наблюдается кроссовер, возможно, обусловленный конечностью размеров сетки, в связи с чем вероятность наблюдения лавин больших масштабов снижается. В работе [29, рис. 3] также явно виден кроссовер в распределении лавин, но авторы описывают его «расширенной» экспонентой.

Спектр лавин магнитного потока, полученный нами, имеет также степенной вид в пределах почти двух декад по частоте с показателем степени $n = -1.3$.

Джозефсоновские сетки обладают рядом преимуществ в качестве модельного объекта для экспериментального изучения самоорганизованной критичности. В этой модели можно легко изменять внутренние и внешние условия и изучать их влияние на характеристики самоорганизованной критичности. Наша экспериментальная модель дает возможность расчета магнитной динамики J-сетки на основе хорошо развитых представлений и позволяет проверить их адекватность.

В заключение необходимо отметить, что мы не наблюдали проявлений самоорганизованной критичности на SNS-сетках, а также в ВТСП-керамиках с типом межзеренных контактов, близких по свойствам к SNS. Отсутствие лавин можно объяснить диссипацией энергии, необходимой для развития лавин, в проводящей прослойке переходов, что не происходит в SIS-переходах. Изучение причин, приводящих к проявлениям самоорганизованной критичности, требует дополнительных как теоретических, так и экспериментальных исследований регулярных J-сеток разных типов (SIS и SNS) и конфигураций с различными площадями контактов и плотностями критических токов.

Авторы благодарят В. В. Рязанова, С. Л. Гинзбурга и Н. Е. Савицкую за плодотворные обсуждения экспериментальных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 02-02-16564), а также Госконтракта № 40.012.1.1.1356.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Maluf Jr., G. M. Cecato, P. Barbara et al., J. Magn. Magn. Mat. **226–230**, 290 (2001).
2. С. М. Ишикаев, Э. В. Матизен, В. В. Рязанов и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 39 (2000).
3. D. Dominguez and J. V. Jose, Phys. Rev. B **53**, 11692 (1996).
4. D.-X. Chen, A. Sanches, and A. Hernando, Phys. Rev. B **50**, 10342 (1994); D.-X. Chen, J. J. Morreno, and A. Hernando, Phys. Rev. B **53**, 6579 (1996).
5. D. Reinel, W. Dieterich, A. Majhofer, and T. Wolf, Physica C **245**, 193 (1995).
6. В. В. Брыксин, А. В. Гольцев, С. Н. Дороговцев, Письма в ЖЭТФ **51**, 53 (1990).
7. H. S. J. van der Zant, F. C. Fritshy, T. R. Orlando, and J. E. Mooij, Phys. Rev. **47**, 295 (1993).
8. P. Barbara, A. B. Cawthorne, S. V. Shitov, and C. J. Lobb, Phys. Rev. Lett. **82**, 1963 (1999).
9. P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, Phys. Rev. Lett. **59**, 381 (1987).
10. P. Bak, K. Chen, and M. Creutz, Nature **342**, 780 (1989).
11. B. Gutenberg and C. F. Richter, Ann. Geophys. **9**, 1 (1956).
12. Z. Olami, H. J. S. Feder, and K. Christensen, Phys. Rev. Lett. **68**, 1244 (1992).
13. J. M. Carlson and J. S. Langer, Phys. Rev. Lett. **62**, 2632 (1989).
14. В. П. Коверда, В. П. Скрипов, в сб. *Метастабильные состояния и фазовые переходы*, Институт теплофизики УРО РАН, Екатеринбург (2000), с. 45.
15. R. C. Hwa and J. Pan, Nucl. Phys. A **590**, 601c (1995).
16. R. F. S. Andrade, S. T. R. Pinho, S. C. Fraga, and A. P. M. Tanajura, Physica A **314**, 405 (2002).
17. B. Drossel, Phys. Rev. Lett. **76**, 936 (1996).
18. B. Drossel and F. Schwabl, Phys. Rev. Lett. **69**, 1629 (1992).
19. G. Iori and S. Jafarey, Physica A **299**, 205 (2001).
20. P. Bak and K. Sneppen, Phys. Rev. Lett. **71**, 4083 (1993).
21. G. A. Held, D. H. Solina, D. T. Keane et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1120 (1990).
22. H. J. S. Feder and J. Feder, Phys. Rev. Lett. **66**, 2669 (1991).
23. В. П. Коверда, В. Н. Скоков, В. П. Скрипов, Письма в ЖЭТФ **63**, 739 (1996); V. N. Skokov, A. V. Reshetnikov, V. P. Koverda, and A. V. Koverda, Physica A **372**, 1 (2001).
24. М. А. Лебыодкин, Y. Brechet, Y. Estrin, and L. P. Kubin, Phys. Rev. Lett. **74**, 4758 (1995); М. А. Лебедин, Л. П. Дунин-Барковский, ЖЭТФ **113**, 1816 (1998).
25. С. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **106**, 607 (1994).
26. C. E. Gough, Int. J. Mod. Phys. B **1**, 891 (1987).
27. C. E. Gough, Physica C **153–155**, 1569 (1988).
28. E. Laherrere and D. Sornette, Eur. Phys. J. B **2**, 525 (1998).
29. K. Behnia, C. Capan, D. Maily, and B. Etienne, Phys. Rev. **61**, R3815 (2000).

30. V. A. Oboznov and A. V. Ustinov, *Phys. Lett. A* **139**, 481 (1989).
31. S. M. Ishikaev and E. V. Matizen, in *High-Temperature Superconductivity: New Materials and Properties, Joint Symposium of the SB RAS and the CNEAS TU*, Tohoku University, Japan (1999), p. 65.
32. С. М. Ишикаев, ПТЭ № 3, 145 (2002).
33. J. R. Philips, H. S. J. van der Zant, J. White, and T. P. Orlando, *Phys. Rev. B* **47**, 5219 (1993).
34. T. E. Trias, J. R. Philips, H. S. J. van der Zant, and T. P. Orlando, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 2707 (1995).
35. С. Л. Гинзбург, Н. Е. Савицкая, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 688 (1998).
36. C. J. Lobb, D. W. Abraham, and M. Tinkham, *Phys. Rev.* **27**, 150 (1983).
37. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона*, Мир, Москва (1984), с. 198.
38. V. Marconi and D. Dominguez, *Phys. Rev. B* **63**, 174509 (2001).
39. E. Altshuler, T. N. Johansen, Y. Paltiel et al., E-print archives, cond-mat/0208266.
40. С. Л. Гинзбург, Н. Е. Савицкая, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 163 (2001).