

Магнитные свойства двумерных джозефсоновских сеток с SNS-переходами

С. М. Ишикаев¹⁾, Э. В. Матизен, В. В. Рязанов*, В. А. Обознов*

Институт неорганической химии Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 25 июня 2002 г.

С помощью СКВИД-магнитометра исследована зависимость от поля магнитного момента квадратных (100×100) джозефсоновских сеток с SNS-переходами. При этом было обнаружено существенно различное поведение в процессе входа магнитного потока в сетку и выхода из нее. На ветвях кривой, где происходит увеличение абсолютной величины поля, наблюдается регулярная периодическая зависимость с пиками, соответствующими целому и полуцелому числу квантов потока на одну ячейку. В то же время при уменьшении абсолютной величины поля не наблюдается заметных особенностей, в том числе периодической структуры. Лавины магнитного потока в SNS-сетках не наблюдались, несмотря на большое значение критического параметра системы ($LI_C/\Phi_0 \gg 1$), что заведомо удовлетворяет необходимому условию самоорганизованной критичности. Квазигидродинамическое движение потока в сетке объясняется значительной вязкостью при прохождении вихрей сквозь джозефсоновские переходы.

PACS: 74.25.Na, 74.60.Ge

Динамика магнитных вихрей в регулярных сетках джозефсоновских переходов (СДП) уже длительное время является предметом повышенного интереса [1, 2] и особенно интенсивно изучается в последние годы в связи с появлением реальной перспективы получения узкополосного когерентного субмиллиметрового излучения от СДП с большим количеством переходов [3]. Несмотря на то, что особенностям вихревой динамики в СДП посвящено уже большое число теоретических статей, например [4, 5], прямые экспериментальные исследования магнитных свойств СДП пока представлены только одной нашей работой [6], в которой мы доложили о наблюдении лавин из десятков и сотен квантов потока в СДП с туннельными переходами Nb-NbO_x-Pb, и реализации самоорганизованной критичности (СОК) [7], существование которой в хаотических джозефсоновских сетях предсказывалось еще в 1994 г. [8]. Следует отметить, что возможность возникновения таких лавин, демонстрирующих реализацию СОК, при намагничивании регулярной джозефсоновской сетки не предсказывалось ни в одной теоретической работе (см., например, [4, 5]). После опубликования нашей работы, Гинзбург и Савицкая показали, что в идеальных СДП лавины потока не должны развиваться, однако возникновение наблюдавшихся нами лавин может быть вызвано слабым нарушением периодичности сетки, для чего достаточно разброса в размерах ячейки около 5% [9],

что находится в пределах технологического разброса параметров наших СДП.

Целью настоящего исследования было наблюдение движения магнитного потока в СДП с SNS-переходами, в частности, обнаружение проявлений СОК, например, образование лавин, подобно СДП с SIS-переходами [6]. Мы предполагали, что, поскольку в SNS-переходах удастся получить большие критические токи (и большие значения критического параметра), соответственно должны быть и большие амплитуды лавин. Однако оказалось, что поведение магнитного потока в SNS сетках заметно отличается от поведения в сетках с SIS-контактами.

В настоящей работе мы изучали квадратные СДП, изготовленные по тем же фотошаблону, что и ранее изучавшиеся, но с джозефсоновскими переходами SNS-типа Nb-Cu_{0.95}Al_{0.05}-Nb. Все переходы имели площадь 7 мкм², толщину нормальной прослойки 200 нм, нормальное сопротивление $R_n \sim 10^{-3}$ Ом, индуктивность одной ячейки – $L \sim 2 \cdot 10^{-12}$ Гн, критический ток при $T = 4.2$ К – $I_C \sim 1.5$ мкА (при этом критический параметр $LI_C/\Phi_0 \sim 9.3$, что существенно превышает единицу, где Φ_0 – квант магнитного потока). Сетка состояла из 100×100 ячеек размерами $a^2 = 20 \times 20$ мкм² (схема фрагмента сетки показана на рис.1).

Измерения проводились на СКВИД – магнитометре, изготовленном в нашей лаборатории, с чувствительностью 10^{-13} А · м², особенности которого крат-

¹⁾e-mail: salavat@casper.che.nsk.su

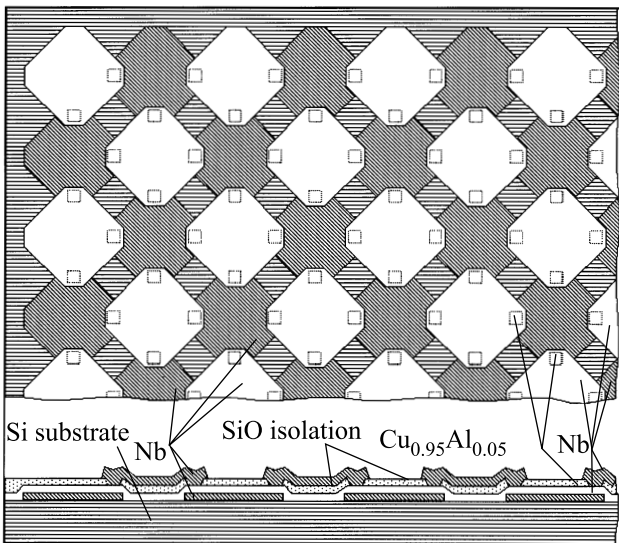


Рис.1. Геометрия сетки джозефсоновских Nb-Cu_{0.95}Al_{0.05}-Nb переходов

ко описаны в нашей предыдущей работе [6], а также в [10].

Результаты измерений показаны на рис.2 и 3, где для ряда температур приведено семейство петель гистерезиса $M(H)$. При регистрации этих зависимостей с помощью подгонки астагизма системы приемные катушки – соленоид в СКВИД-магнитометре почти полностью скомпенсирован пропорциональный внешнему полю значительный вклад от сверхпроводящих пленок (джозефсоновских берегов) исследуемой структуры. Этот вклад при температуре 7 К в поле 300 мЭ более чем на порядок превышал сигнал от собственно джозефсоновской сетки.

Кривые $M(H)$ являются отражением специфического критического состояния, возникающего в регулярной джозефсоновской структуре. При температурах ниже 8 К отчетливо видны регулярные пики с не зависящим от температуры периодом по внешнему магнитному полю, приблизительно равным 60 мЭ. С учетом того, что реальное поле в области сетки уменьшается из-за частичного вытеснения поля соленоида сверхпроводящей пленочной структурой, это значение соответствует кванту потока на одну ячейку СДП: $\Delta H = \Phi_0/a^2 \sim 52$ мЭ. Периодические пики магнитного момента означают резкое увеличение критического тока пиннинга флюксонов (тока депиннинга) при целочисленных фрустрациях f , когда в каждой ячейке находится одинаковое целое число квантов потока и их распределение в сетке наиболее регулярное и устойчивое. Точно в серединах между большими пиками отчетливо видны маленькие пики, соответствующие изменению магнитного

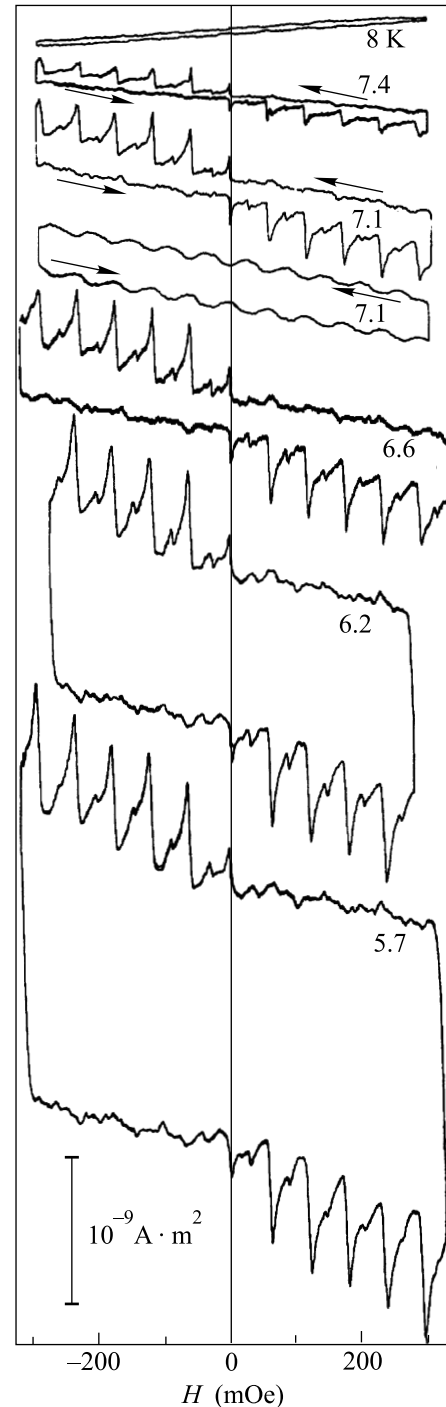


Рис.2. Семейство кривых намагничивания джозефсоновской сетки для температур от 5.7 до 8 К

потока в сетке на полкванта на ячейку, что, очевидно, соответствует также довольно устойчивому распределению добавленных квантов потока в СДП в шахматном порядке [11, 12]. При температурах от 6 до 7.1 К в интервале полей ± 60 мЭ также хорошо видны особенности, соответствующие измене-

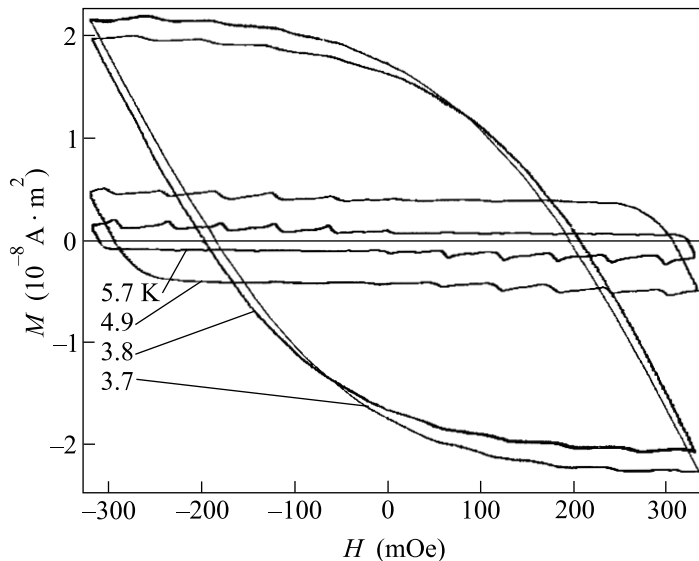


Рис.3. Семейство кривых намагничивания джозефсоновской сетки в интервале 3.7–5.7 К

нию потока на треть кванта на ячейку. В той части, где наблюдаются периодические пики, их форма при $\lambda \gg a$ удовлетворительно согласуется с расчетами [4].

Наиболее интригующим фактом, на наш взгляд, является то, что острые регулярные пики на петлях гистерезиса наблюдаются лишь при увеличении абсолютного значения поля, в то же время при его уменьшении они практически не выражены и появляются снова лишь после прохождении поля через нуль. Поскольку пики на кривой намагничивания являются отражением упорядоченного заполнения СДП магнитным потоком, их отсутствие на убывающей ветви указывает, очевидно, на отсутствие упорядоченности в распределении потока в джозефсоновской структуре в процессе уменьшения поля. Таким образом, входение флюксонов в сетку сопровождается образованием упорядоченных структур в их распределении, в то время как выход из нее происходит довольно беспорядочно и нерегулярно. Любопытно, что асимметрия намагничивания наблюдается и в СДП с SIS-контактами [6], однако выражена весьма слабо, поэтому мы в своем первом сообщении не обратили внимания на эту особенность. Таким образом, асимметрию можно признать общим свойством коллективного движения джозефсоновских вихрей в СДП, как-то связанным с общей геометрией системы и не зависящим от типа контактов.

Возможно, определенную роль в возникновении асимметрии петли гистерезиса играет пограничный потенциальный барьер, препятствующий входению флюксонов в сетку, что может приводить, в конеч-

ном итоге, к различному характеру их распределения в СДП в процессе входа и выхода. Также на особенности магнитной динамики может влиять то, что профиль потенциальной энергии пиннинга в ячейках вблизи границы джозефсоновской сетки имеет асимметричную форму, связанную с краевыми эффектами. В работе [13] показано, что асимметрия потенциала пиннинга может приводить к анизотропии силы пиннинга – своеобразному “диодному эффекту”, когда для того, чтобы привести вихри в движение в определенном направлении требуется меньшая сила, чем в обратную сторону. Естественно ожидать, что асимметричный профиль потенциала пиннинга непостоянен вдоль границы и вблизи углов сетки заметно отличается от профиля на границе вдали от углов. Это может приводить к тому, что вход и выход потока будет происходить через различные участки границы и, соответственно, сопровождаться различным характером распределения потока по сетке. Мы полагаем, что существенную роль играет также то, что в исследованной нами структуре размеры джозефсоновских контактов (~ 3 мкм) в принципе сравнимы с размерами ячеек СДП (20 мкм). При моделировании вихревой динамики в джозефсоновских сетях в известных нам работах размеры контактов считаются пренебрежимо малыми, и в этом, видимо, состоит причина того, что подобное асимметричное поведение не предсказывалось ни в одной из теоретических работ.

Здесь можно обратить внимание на две принципиально отличающиеся кривые намагничивания СДП, снятые при одной температуре 7.1 К (рис.2). На нижней из них отсутствуют острые пики и нет асимметрии, как на всех других гистерезисных петлях. В этом случае джозефсоновская сетка была отогрета выше температуры сверхпроводящего перехода и затем охлаждена в поле ≈ 180 мЭ, что привело к замораживанию абрикосовских вихрей в ниобиевых пленках, образующих джозефсоновские берега. Поскольку пиннинг в данном случае происходит на случайно распределенных дефектах, тем самым в магнитную систему вносится определенный беспорядок. Абрикосовские вихри в диапазоне изучаемых полей не сдвигаются с места из-за большой силы пиннинга в сверхпроводящих пленках, но оказывают существенное воздействие на движение потока сквозь джозефсоновскую сеть. Это воздействие оказывается значительно более существенным, чем влияние других факторов, и поэтому на данной кривой асимметрия не наблюдается и нет острых пиков при целочисленных фрустрациях. При измерении всех остальных кривых джозефсоновская сетка была охлаждена в по-

ле менее 1 мЭ, что гарантировало отсутствие абрикосовских вихрей.

Можно выделить две области по температуре, где наблюдается различное поведение кривых $M(H)$. В первой, более высокотемпературной области (рис.2), глубина проникновения поля в сетку $\lambda = \Phi_0/2\pi\mu_0 I_C$ заметно превышает период сетки a . Каждый из квантов потока (флюксон) с диаметром $\sim \lambda$ распределяется по нескольким ячейкам, а их собственные поля токов являются малыми (область слабого пиннинга), магнитный поток при этом распределен по сетке однородно. В данной области температур наблюдаются резкие пики $M(H)$ на восходящих ветвях петель гистерезиса, соответствующие состоянию, когда в каждой ячейке находится равное целое число квантов потока. При низких температурах, когда λ заметно меньше a (область сильного пиннинга), в каждой ячейке всегда находится целое число квантов потока, и их поведение можно описывать с помощью дискретной динамики. При этом собственные поля текущих по СДП экранирующих токов велики, что приводит к неоднородному распределению флюксонов по сетке и выражается в увеличении ширины пиков на кривых намагничивания и уменьшению их относительной высоты, как видно из рис.3. Это соответствует выводам работы [14, 15], где показано, что отношение высоты пиков на кривых намагничивания (и, соответственно, тока депиннинга) при целых f и значений при промежуточных f (“на пьедестале”) уменьшается с понижением температуры, что связано с увеличением эффектов собственного поля при уменьшении λ . Для исследованной структуры расчетное значение размера флюксона 2λ становится равным периоду структуры $a = 20$ мкм при температурах около 6.5 К.

Из полуширины гистерезисных петель намагничивания можно сделать оценку тока депиннинга флюксонов при нецелочисленных фрустрациях, исходя из упрощенного предположения, что токи по сетке текут по концентрическим квадратным контурам, при этом полуширина петли просто пропорциональна току. В случае квадратных линий тока несложный расчет дает следующее выражение для магнитного момента сетки: $M = I_{dep} N^3 a^2 / 6$, где I_{dep} – ток депиннинга, который считается постоянным по всей сетке. Можно ожидать, что реальные линии токов отличаются от квадратных, они как бы “срезают” углы, поэтому оценка по простейшей модели получается несколько заниженной.

На рис.4 приведена в логарифмическом масштабе температурная зависимость оцененного таким об-

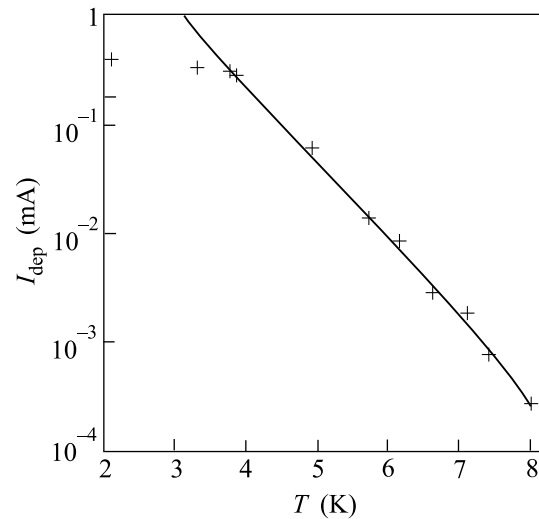


Рис.4. Температурная зависимость тока депиннинга джозефсоновской сетки

разом тока депиннинга I_{dep} . Сплошной кривой показана теоретическая зависимость для квадратной решетки, которая дает в соответствии с [12, 14] с учетом эффектов собственных полей токов $I_{dep} = 0.1I_c(1 + 1.5a/\lambda)$, где I_c – критический ток отдельного перехода. Температурная зависимость I_c для SNS перехода в “грязном” пределе дается следующим выражением: $I_c = 0.1I_c(0)(1 - T/T_c)^2 e^{-\alpha\sqrt{T}}$, где $T_c = 9.2$ К – температура сверхпроводящего перехода берегов джозефсоновского контакта (см., например, [16]). Коэффициент $\alpha = 3.6$ найден из прямых измерений температурной зависимости критического тока через одиночный джозефсоновский переход SNS с нормальной прослойкой того же самого состава. Значение множителя $I_c(0) = 3.6$ А получено подгонкой для наилучшего соответствия эксперименту в области температур вблизи T_c и близко к значению $I_c(0) = 3.9$ А, полученному из прямых измерений критического тока одиночного контакта. Видно, что выше 3.7 К экспериментальные данные хорошо соответствуют теоретической зависимости, однако при низких температурах имеется существенное расхождение. Очевидно, это связано со значительным искривлением силовых линий и их концентрацией вблизи края сетки, вследствие чего магнитное поле в этой области существенно превышает внешнее и способно заметно подавлять критические токи переходов. Причем подавляются преимущественно токи, циркулирующие вдоль границ, то есть имеющие наибольшие площади контуров и дающие наибольший вклад в общий магнитный момент. Когда температура достаточно высока и критические токи малы, эффект подавления не проявляется, поскольку магнитное по-

ле довольно легко проникает внутрь, вследствие чего не происходит концентрации поля на краю сетки.

В заключение необходимо отметить, что изучение причин, приводящих к интересному явлению асимметрии в динамике магнитного потока, требует дополнительных исследований на регулярных джозефсоновских сетках разных типов (SIS и SNS) и с различными свойствами контактов, такими, как плотности критических токов, а также их размер и расстояние между сверхпроводящими берегами.

Работа поддержана грантом Российским фондом фундаментальных исследований # 02-02-16564, а также Государственной программой "Высокотемпературная сверхпроводимость", грант # 023-02.

1. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973); V. L. Berezinskii, *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **61**, 1144 (1971); *ibid.* **59**, 907 (1970) [*Sov. Phys. JETP* **34**, 610 (1971); *ibid.* **32**, 493 (1970)].
2. S. R. Stenoy, *J. Phys.* **C18**, 1543, 5163 (1985); R. Mehrotra and S. R. Stenoy, *Europhys. Lett.* **9**, 11 (1989); J. S. Chung, K. H. Lee, and D. Stroud, *Phys. Rev.* **B40**, 6570 (1989); K. K. Mon and S. Teitel, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 673 (1989); W. Xia and P. L. Leath, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1428 (1989); P. L. Leath and W. Xia, *Phys. Rev.* **B44**, 9619 (1991); D. Dominguez, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3096 (1994); F. Falo, A. P. Bishop, and P. S. Lomdahl, *Phys. Rev.* **B41**, 10983 (1990); N. Gronbech-Jensen, A. R. Bishop, F. Falo, and P. S. Lomdahl, *Phys. Rev.* **B46**, 11 (1992).
3. P. Barbara, A. B. Cawthorne, S. V. Shitov, and C. J. Lobb, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1963 (1999).
4. D. Dominguez and J. V. Jose, *Phys. Rev.* **B53**, 11692 (1996).
5. D.-X. Chen, J. J. Morreno, and A. Hernando, *Phys. Rev.* **B53**, 6579 (1996); D.-X. Chen, A. Sanches, and A. Hernando, *Phys. Rev.* **B50**, 10342 (1994).
6. С. М. Ишикаев, Э. В. Матизен, В. В. Рязанов и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 39 (2000).
7. P. Bak, C. Tang, and K. Wisenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 381 (1987).
8. С. Л. Гинзбург, *ЖЭТФ* **106**, 607 (1994).
9. С. Л. Гинзбург, Н. Е. Савицкая, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 163 (2001).
10. S. M. Ishikaev and E. V. Matizen, *High Temperature Superconductivity: New Materials and Properties*, Joint Symposium of the SB RAS and the CNEAS TU, Tohoku University, Japan 1999, p. 65; С. М. Ишикаев, *Приборы и техника эксперимента* **3**, 145 2002.
11. L. N. Vu, M. S. Wistrom, and D. J. Van Harlingen, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1693 (1993).
12. M. S. Rzchowski, S. P. Benz, M. Tinkham, and C. J. Lobb, *Phys. Rev.* **B42**, 2041 (1990).
13. B. Y. Zhu, L. V. Look, V. V. Moshchalkov et. al., *Phys. Rev.* **B64**, 12504 (2001).
14. T. E. Trias, J. R. Philips, H. S. J. van der Zant, and T. P. Orlando, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 2707 (1995).
15. J. R. Philips, H. S. J. van der Zant, J. White, and T. P. Orlando, *Phys. Rev.* **B47**, 5219 (1993).
16. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона*, М.: Мир, 1984, с. 198.