Письма в ЖЭТФ, том 86, вып. 7, с. 539 – 543 © 2007 г. 10 октября

Лавины магнитного потока в джозефсоновской среде

О. В. Геращенко[1)]

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, 188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 16 июля 2007 г.
После переработки 16 августа 2007 г.

В джозефсоновской среде – высокотемпературном гранулярном сверхпроводнике – экспериментально обнаружена лавинообразная динамика магнитного потока, проникающего в образец при медленном линейном нарастании внешнего магнитного поля. Наблюдающиеся при этом всплески ЭДС индукции связаны со скачкообразным проникновением магнитного поля в сверхпроводник и имеют степенное распределение. Полученные результаты являются прямым подтверждением гипотезы о самоорганизации критического состояния в такой системе.

PACS: 74.25.Ha, 74.25.Qt, 74.40.+k, 74.81.Bd

1. Известно, что гранулярные высокотемпературные сверхпроводники являются многосвязной джозефсоновской средой с сильным пиннингом, к которой применима концепция критического состояния (см., например, [1, 2]). Согласно этой концепции, предложенной Бином [3], проникновение магнитного потока в жесткий сверхпроводник происходит в виде абрикосовских вихрей, которые пиннингуются на дефектах различной природы. При этом сила магнитного давления уравновешивается силой пиннинга, аналогичной силе сухого трения, а плотность сверхпроводящего тока всегда равна критической.

В этой теории предполагается, что эффективная джозефсоновская глубина проникновения в среду много больше характерного размера сверхпроводящих гранул, $\lambda_{\rm eff} \gg a$. В этом случае система является обычным жестким сверхпроводником второго рода с $H_{c1} \sim \Phi_0/\lambda_{\rm eff}^2$, где Φ_0 – квант потока, в области аномально низких полей, так как H_{c1} может быть порядка $10^{-3} - 10^{-1}$ Э.

Как было показано в работе [4], основным параметром джозефсоновской среды является отношение характерной площади гранулы к площади джозефсоновского вихря:

$$V = \frac{a^2}{\lambda_{\rm eff}^2} \ll 1, \quad \lambda_{\rm eff}^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\mu_{\rm eff} j_c a}, \qquad (1)$$

где $\mu_{\rm eff}$ – эффективная магнитная проницаемость джозефсоновской среды, j_c – плотность критического тока. Если положить, что $j_c = 10^6$ А/м^2, $\mu_{\rm eff} = 0.5$, а $a = 10$ мкм, то получим $V \approx 2$. Таким образом, критерий (1) не выполняется. Физически это означает, что каждый элементарный контур, образованный соседними гранулами, является дискретным центром пиннинга квантов потока. То есть сильный пиннинг является внутренним свойством такой системы. В этом случае переходить к континуальным уравнениям нельзя, а джозефсоновская среда описывается уравнениями, в которых очень важна дискретность, а сами эти уравнения эквивалентны уравнениям, описывающим системы с самоорганизованной критичностью (СОК) [5].

Согласно концепции СОК, гигантские динамические системы под действием малых возмущений эволюционируют к критическому состоянию, которое является самоподдерживающимся, то есть не требует для своего существования точной подстройки внешних параметров. По своей структуре это критическое состояние является набором большого числа метастабильных критических состояний, по которым блуждает система. Внешнее воздействие выводит систему из одного такого метастабильного критического состояния, порождая в ней динамический процесс (“лавину”), после чего система оказывается в другом метастабильном критическом состоянии. Лавины могут быть как малыми, так и гигантскими, охватывающими всю систему, но и те и другие порождаются одинаково малыми возмущениями. Именно такой тип поведения и был назван самоорганизованной критичностью, которая проявляется как степенное распределение лавин по размерам.

В работе Гинзбурга [4] было показано, что в низкополевой электродинамике джозефсоновской среды самоорганизованное критическое состояние возникает из первых принципов – уравнений Максвелла и Джозефсона – и, следовательно, лавинообразная динамика является внутренним свойством такой системы.

[1)]e-mail: gerashch@pnpi.spb.ru

Численное изучение самоорганизованного критического состояния в различных моделях дискретных сверхпроводников было проведено в ряде работ (см., например, [6 – 9]), где было показано, что вероятностное распределение лавин магнитного потока по размерам имеет скейлинговый вид, характерный для СОК. Здесь необходимо отметить следующий важный момент: критерий $V \gg 1$ является очень сильным, поскольку, как было показано численным моделированием в работе [9], фактически СОК возникает уже при $V \approx 1$ (в работе использовались значения $V = 0.6$ и $V = 1.2$), то есть когда на одну элементарную ячейку приходится один квант потока.

Таким образом, возникновение самоподдерживающегося критического состояния (согласно модели Бина [3]) и характерная скейлинговая лавинообразная динамика (согласно модели песочной кучи Бака [5]) являются основными признаками самоорганизованного критического состояния в жестких сверхпроводниках.

2. В последнее время появился ряд работ, в которых наблюдалась лавинообразная динамика магнитного потока в некоторых сверхпроводниках, экспериментально подтверждающая возможность реализации СОК: в работе [10] в сплаве NbTi индукционным методом была обнаружена степенная зависимость функции распределения размеров лавин, в пленках Nb магнито-оптическим методом в работе [11], магнито-оптическим и микро-холловским методами в Nb [12], а также в тонкопленочных ВТСП YBaCuO [13]. Используемые методы и изученные образцы рассмотрены в обзоре [14].

Представляет интерес проанализировать используемые материалы с точки зрения величины параметра V (1). Так в работе [15] изучалось магнитооптическим методом высокого разрешения скейлинговое проникновение потока в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ пленку с размером дефектов 200 нм и критическим током $j_c = 10^{11}$ А/м^2 в поле до 17 мТл. Величина параметра $V \approx 2$, что означает, что в такой системе возможна реализация СОК.

В работе [13] наблюдалась СОК в состоянии Бина в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ тонкой пленке толщиной $d = 80$ нм. К сожалению, в работе не приводятся величина гранулярности и плотность критического тока, однако если принять $a = d$, а для качественных пленок $j_c = 10^{11}$ А/м^2, то получим $V \approx 0.2$. Основываясь на численных результатах работы [9], можно предположить применимость выводов работы [4].

В работе [16] СОК наблюдалась в лавинах потока в пленках NbH_x. Размер неоднородностей – кластеров обогащенной водородом фазы, действовавших как эффективные центры пиннинга вихрей, был порядка 0.1–1 мкм. Авторы не приводят величину j_c, однако если предположить характерную плотность критического тока для такого материала $j_c \sim 10^8 - 10^9$ А/м^2, то для больших кластеров получим величину $V \sim 1$.

Таким образом, в ряде работ можно, по-видимому, использовать концепцию джозефсоновской среды с внутренним пиннингом как теоретическую модель, объясняющую появление СОК. При этом динамика потока в таком естественном примере джозефсоновской среды с точки зрения реализации СОК, как гранулярные сверхпроводники, экспериментально еще не изучалась. Самоорганизованная критичность в дискретных сверхпроводниках с точки зрения модели, предложенной в работе [4], наблюдалась только в искусственно изготовленных двумерных джозефсоновских сетках [17].

3. Проведенное нами ранее теоретическое и экспериментальное изучение гранулярных сверхпроводников в области низкополевой электродинамики позволило определить характерные параметры материала, необходимые для появления СОК, а также показало, что в состоянии СОК наблюдается ряд характерных явлений.

Оказалось, что $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ керамика, полученная по стандартной технологии, с размером зерен a около 3–10 мкм и плотностью критического тока $j_c \geq 30$ А/см^2 демонстрирует такое поведение, несмотря на то, что величина параметра $V \sim 10^{-2}$–10^{-1}. Возможно, это связано с тем, что в процессе спекания керамики изменяются (улучшаются) свойства межгранулярных контактов и, соответственно, увеличивается размер “элементарного” джозефсоновского контура в материале.

Одним из таких эффектов в состоянии СОК является пространственная изотропность вольт-амперной характеристики (ВАХ), то есть независимость ВАХ от силы Лоренца [4]. Этот вывод был подтвержден экспериментально в работах [18 – 20]. Кроме того, в поведении джозефсоновской среды, находящейся в состоянии СОК, должны наблюдаться сильные флуктуации, поскольку динамика системы носит лавинообразный характер. Экспериментально такие флуктуации наблюдались в работах [20, 21] при изучении шумов напряжения, вызванных движением квантов потока в гранулярных сверхпроводниках в разных геометриях эксперимента.

Тем не менее, следует отметить, что наблюдение изотропности ВАХ и шумов напряжения представляет собой косвенное подтверждение гипотезы о СОК, доказательством ее явилось бы прямое наблюдение лавинообразной скейлинговой динамики магнитного потока.

Поэтому экспериментальное изучение динамики магнитного потока именно в джозефсоновской среде с внутренним пиннингом на дискретных джозефсоновских контурах, примером которой является гранулярный высокотемпературный сверхпроводник, имеет первостепенное значение для подтверждения гипотезы о реализации в такой системе самоорганизованного критического состояния.

4. Для исследований использовалась $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ керамика, полученная по стандартной технологии, с характерным размером зерен около 5 мкм, плотностью материала 4.9 г/см^3, температурой перехода $T_c = 90.5$ К. Из нее был изготовлен цилиндрический образец длиной 15.0 мм и диаметром 1.5 мм, на него была намотана измерительная катушка из 60 витков медного провода диаметром 0.1 мм. Образец располагался в двойном медно-пермаллоевом экране, что позволило избавиться от паразитных электромагнитных наводок, земного магнитного поля и обеспечить охлаждение образца в нулевом поле. Внешнее магнитное поле создавалось соленоидом, ток в котором задавался оригинальным высокоточным интегратором, что позволило получить точную долговременную линейную развертку по полю. Для уменьшения паразитных шумов и наводок питание предусилителя и интегратора осуществлялось от аккумуляторных батарей.

Изучаемое напряжение с измерительной катушки через повышающий трансформатор подавалось на предусилитель, фильтр низких частот с частотой среза $f_c = 6$ кГц, основной усилитель и плату сбора данных в составе персонального компьютера, частота отсчетов составляла 20 кГц. Приведенное ко входу усиление составило $3.37 \cdot 10^6$. Время накопления реализации доходило до нескольких часов, в зависимости от постоянной времени интегратора, а изменение магнитного потока через образец составляло величину до одного кванта потока Φ_0 в секунду. Измерения проводились в атмосфере гелия при температуре жидкого азота. При всех изменениях и повторных измерениях проводился отогрев образца и его последующее охлаждение в нулевом поле.

Для определения области низкополевой электродинамики проводились измерения восприимчивости, а также второй и третьей гармоники намагниченности по методу [22, 23].

На вставке рис.1 приведены температурные зависимости вещественной и мнимой составляющих магнитной восприимчивости изученного образца, показывающие, что при $T < 84$ К во всем образце устанавливается сверхпроводящее состояние. На рис.1 показана зависимость плотности критического тока от напряженности внешнего магнитного поля, которую можно описать выражением [24]

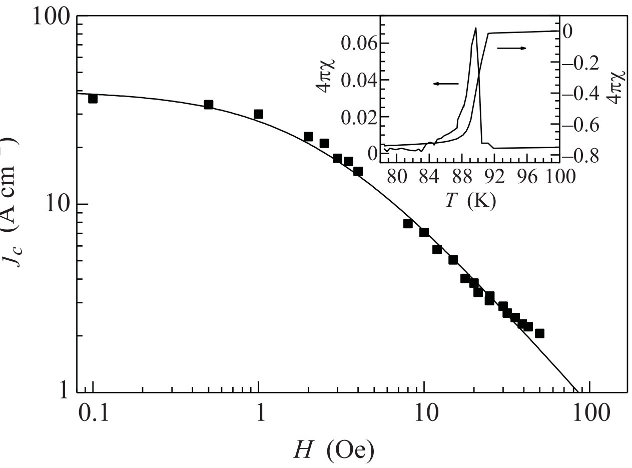

Рис.1. Зависимость плотности критического тока от напряженности магнитного поля при $T = 78$ К, сплошная линия соответствует выражению (2). На вставке приведены температурные зависимости реальной и мнимой частей восприимчивости образца

$$j = \frac{j_0 H_0}{H + H_0}, \tag{2}$$

где $j_0 = 40$ А/см^2, а характерное поле $H_0 = 2.2$ Э. Из этой зависимости видно, что область низкополевой электродинамики, где критический ток не зависит от магнитного поля и применима модель Бина [3]

$$j_c = j_0 = \text{const}, \tag{3}$$

находится при $H < 1$ Э. Все измерения проводились именно в этой области полей.

Скачки магнитного потока, проникающего в образец, детектировались как короткие однополярные всплески индуцированного напряжения в измерительной катушке. Оценить чувствительность аппаратуры можно следующим образом: при изменении магнитного потока через образец $\Delta\Phi = N\Phi_0$, где N – число квантов потока в лавине, во внешней катушке с числом витков n за время реакции измерительной системы $\Delta t = 1/2\pi f_c$ индуцируется ЭДС индукции ΔE. Тогда для числа квантов получим:

$$N = \Delta E \Delta t / n K \Phi_0. \tag{4}$$

Положив $\Delta E = 1$ В (см. рис.2), $n = 60$, $\Phi_0 = 2.05 \cdot 10^{-15}$ Вб, $\Delta t \approx 40$ мкс, коэффициент усиления $K = 3.37 \cdot 10^6$, получим $N \approx 90$. Таким образом, в

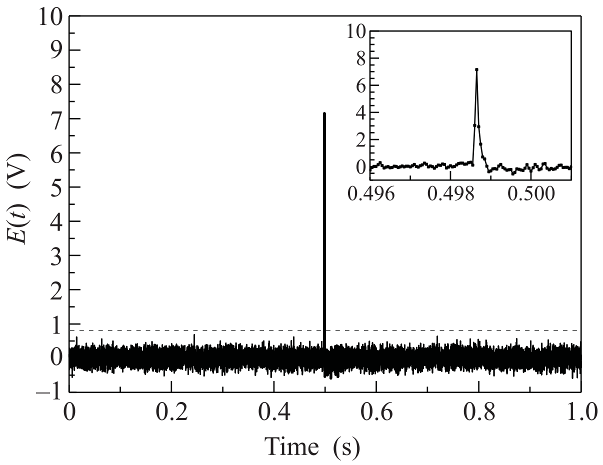

Рис.2. Реализация, в которой наблюдается скачок магнитного потока. Штриховая линия показывает уровень отсечки. На вставке приведена форма всплеска ЭДС индукции в меньшем масштабе. Скорость нарастания магнитного поля $1.13 \cdot 10^{-5}$ Э/с, что соответствует одному кванту потока Φ_0 в секунду

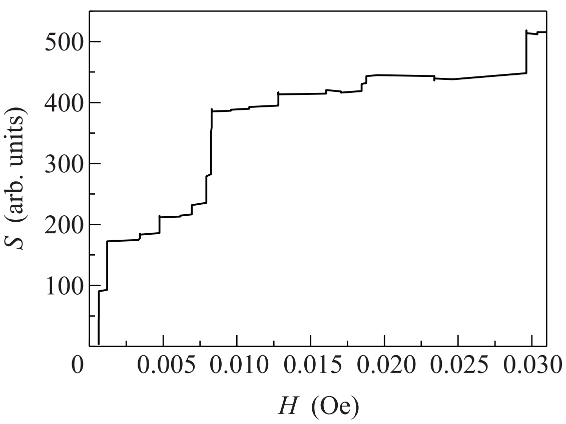

Рис.3. Просуммированная величина максимальных значений ЭДС индукции при скорости нарастания магнитного поля, соответствующего $1\,\Phi_0$/с. Время набора реализации 3600 с

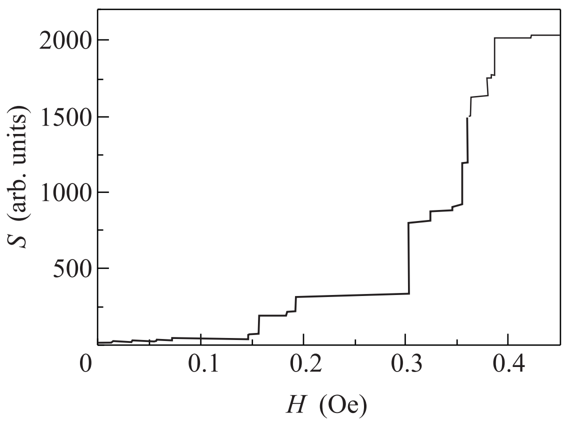

Рис.4. Просуммированная величина максимальных значений ЭДС индукции при скорости нарастания магнитного поля, соответствующего $13\,\Phi_0$/с. Время набора реализации 3000 с

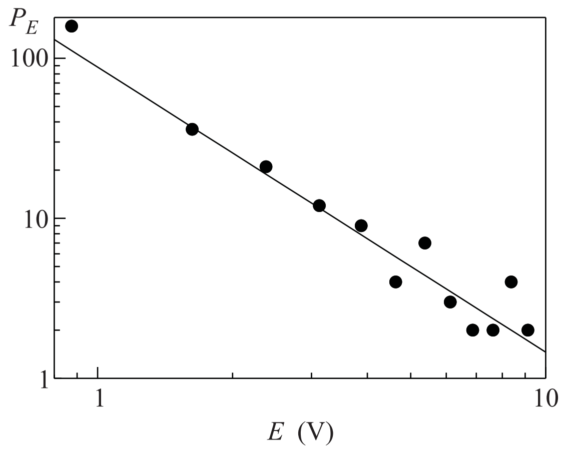

Рис.5. Распределение величины всплесков ЭДС индукции. Наклон прямой $k = -1.8$

эксперименте можно наблюдать лавины с минимальным размером около 100 квантов потока, что соответствует экспериментальному разрешению, полученному в работе [10].

Для достоверного определения скачка ЭДС индукции использовался следующий способ: вся реализация разбивалась на отрезки длительностью в одну секунду (20000 точек), в каждом отрезке определялась величина стандартного отклонения, а всплеск детектировался по превышению пятикратного стандартного отклонения. На рис.2 приведен один такой отрезок реализации, в которой наблюдался скачок магнитного потока, а на вставке изображен этот характерный всплеск ЭДС индукции с большим разрешением. Эти всплески отсутствовали как выше температуры перехода, так и в неизменном магнитном поле.

На рис.3, 4 для разных скоростей нарастания магнитного поля приведены фрагменты просуммированной величины всплесков $S \sim \sum E_i$, где E_i – значения ЭДС индукции, превышающие пороговую величину, равную пятикратному стандартному отклонению. Таким образом, величина S пропорциональна магнитному потоку, проникшему в образец. Видно, что наблюдаются случайные скачки потока разной амплитуды.

На рис.5 приведен график распределения величины всплесков ЭДС индукции. Видно, что проникновение магнитного потока происходит в виде скачков, имеющих степенное распределение

$$P_E \sim E^k, \qquad (5)$$

где $k = -1.8 \pm 0.2$. Такое скейлинговое поведение является прямым подтверждением существования самоорганизованного критического состояния в джозефсоновской среде.

Автор благодарит С.Л. Гинзбурга, В.П. Хавронина и М.А. Пустовойта за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 05-02-17626), ОФН РАН "Макрофизика" и "Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах".

1. Э. Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
2. J. R. Clem, Physica C **50**, 153 (1988).
3. C. P. Bean, Rev. Mod. Phys **36**, 31 (1964).
4. С. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **106**, 607 (1994).
5. P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, Phys. Rev. A **38**, 364 (1988).
6. С. Л. Гинзбург, Н. Е. Савицкая, ЖЭТФ **117**, 227 (2000).
7. С. Л. Гинзбург, Н. Е. Савицкая, Письма в ЖЭТФ **73**, 243 (2001).
8. S. L. Ginzburg and N. E. Savitskaya, Journal of Low Temperature Physics **130**, 333 (2003).
9. S. L. Ginzburg, A. V. Nakin, and N. E. Savitskaya, Physica C **436/1**, 17 (2006).
10. S. Field, J. Witt, F. Nori et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 1206 (1995).
11. V. K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, V. Metlusko et al., Phys. Rev. B **69**, 140504(R) (2004).
12. E. Altsuler, T. H. Johansen, Y. Paltiel et al., Phys. Rev. B **70**, 140505(R) (2004).
13. C. M. Aegerter, M. S. Welling, and R. J. Wijngaarden, Europhys. Lett. **65**, 753 (2004).
14. E. Altshuler and T. H. Johansen, Rev. Mod. Phys **76**, 471 (2004).
15. R. Surdeanu, R. J. Wijngaarden, E. Visser et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 2054 (1999).
16. M. S. Welling, C. M. Aegerter, and R. J. Wijngaarden, Phys. Rev. B **71**, 104515-1 (2005).
17. С. М. Ишикаев, Э. В. Матизен, В. В. Рязанов и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 39 (2000).
18. S. L. Ginzburg, O. V. Gerashchenko, and A. I. Sibilev, Supercond. Sci. Technol. **10**, 395 (1997).
19. S. L. Ginzburg, I. D. Luzyanin, and V. P. Khavronin, Supercond. Sci. Technol. **11**, 255 (1998).
20. O. V. Gerashchenko and S. L. Ginzburg, Supercond. Sci. Technol. **13**, 332 (2000).
21. O. V. Gerashchenko, Supercond. Sci. Technol. **16**, 690 (2003).
22. С. Л. Гинзбург, Г. Ю. Логвинова, И. Д. Лузянин и др., ЖЭТФ **2(8)**, 532 (1991).
23. S. L. Ginzburg, V. P. Khavronin, G. Yu. Logvinova, and I. D. Luzyanin, Physica C **174**, 109 (1991).
24. Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, Phys. Rev. **131**, 2486 (1963).