

05.4

Состояние вихревого стекла в сверхпроводниках с фрактальными кластерами нормальной фазы

© Ю.И. Кузьмин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: yurk@mail.ioffe.ru*Поступило в Редакцию 17 ноября 2009 г.*

Рассматривается влияние фрактальных кластеров нормальной фазы на динамику вихрей в перколяционном сверхпроводнике. Установлено, что в сверхпроводниках с фрактальной кластерной структурой реализуется состояние вихревого стекла. Фаза вихревого стекла может быть идентифицирована по начальному участку ВАХ. Получена зависимость показателя стекловидности от фрактальной размерности границ кластеров нормальной фазы.

Сверхпроводники, в состав которых входят фрактальные кластеры, обладают специфическими магнитными и транспортными свойствами [1–3]. Фрактальные кластеры нормальной фазы являются источником статического беспорядка и влияют на динамику вихрей. Беспорядок воздействует на вихревую систему сверхпроводников II рода двумя путями. Во-первых, создавая барьеры для движения вихрей, беспорядок приводит к пиннингу. Во-вторых, нарушение дальнего порядка вихревой решетки ведет к ее аморфизации и к превращению в вихревое стекло [4,5]. В настоящей работе показано, что в сверхпроводниках с фрактальными кластерами нормальной фазы реализуется состояние вихревого стекла, которое можно идентифицировать по характерному суб-омическому участку ВАХ в диапазоне малых токов.

Рассматривается сверхпроводник, содержащий изолированные кластеры нормальной фазы, которые могут быть образованы нестехиометрическими включениями, или областями с пониженным значением сверхпроводящего параметра порядка. Подобные кластеры формируются в процессе роста сверхпроводящей пленки или в результате облучения тяжелыми ионами [6,7]. Эти кластеры представляют собой множества включений нормальной фазы, объединенные совместно захваченным магнитным потоком и окруженные сверхпроводящей фазой.

Магнитное поле может быть создано как внешним источником (при намагничивании в режиме „field cooling“), так и самим транспортным током (в режиме „self-field“). Предполагается, что доля сверхпроводящей фазы превосходит порог протекания и в образце сформирован сверхпроводящий перколяционный кластер. Такая структура обеспечивает эффективный пиннинг, поскольку магнитный поток захвачен в кластерах нормальной фазы, и не может покинуть их, не пересекая окружающее сверхпроводящее пространство. При увеличении транспортного тока начинается срыв вихрей с кластеров, у которых сила пиннинга меньше силы Лоренца, создаваемой током. Когда это произойдет, вихри будут двигаться по слабым связям, соединяющим между собой кластеры нормальной фазы. Слабые связи особенно легко образуются на различных структурных дефектах в высокотемпературных сверхпроводниках, для которых характерна малая длина когерентности [8,9]. В зависимости от конфигурации каналов транспорта вихрей по слабым связям каждый кластер нормальной фазы имеет свой ток депиннинга, который вносит вклад в распределение критических токов.

При воздействии транспортного тока вихри будут в первую очередь срывать с кластеров, обладающих меньшей силой пиннинга. Следовательно, изменение захваченного магнитного потока $\Delta\Phi$ будет пропорционально числу всех кластеров нормальной фазы, критический ток которых меньше заданной величины I . Относительное изменение захваченного потока равно вероятности депиннинга: $\Delta\Phi/\Phi = F(I)$, где $F(I) = \Pr\{\forall I_j < I\}$.

В работе [2] впервые установлено, что кластеры нормальной фазы могут иметь фрактальные границы, что сильно влияет на динамику вихрей [1,3,10–12]. Для фрактальных кластеров выполняется соотношение скейлинга между периметром P и площадью A : $P^{1/D} \propto A^{1/2}$ (где D — фрактальная размерность границы кластера), которое согласуется с обобщенной теоремой Эвклида (подобие геометрических объектов при приведении к одной размерности) [13]. Фрактальная граница, как объект с дробной размерностью, обладает неоднородностями в широком диапазоне пространственных масштабов, в который входит и размер кода вихря. Это приводит к усилению пиннинга на фрактальных кластерах нормальной фазы [1]. Фрактальная диссипация в сверхпроводниках наблюдалась в соединениях BSCCO, BPSCCO, YBCO и GdBCO [14]. Фрактальная кластерная структура обнаружена в пленках YBCO [2,3] и в пористых сверхпроводниках на основе BPSCCO [15].

После того как начинается движение вихрей, сверхпроводник переходит в резистивное состояние, и на нем появляется электрическое напряжение. Это напряжение пропорционально суммарному отклику всех кластеров на пропускание транспортного тока и может быть получено интегрированием вероятности депиннинга:

$$V = R_f \int_0^i F(i') di',$$

где R_f — безразмерное сопротивление течения потока. Для экспоненциально-гиперболического распределения вероятности депиннинга $F(i) = \exp(-Ci^{-2/D})$, которое реализуется при экспоненциальном распределении площадей кластеров, выражение для ВАХ сверхпроводника имеет вид [1]:

$$V = R_f (i \exp(-Ci^{-2/D}) - C^{D/2} \Gamma(1 - D/2, Ci^{-2/D})), \quad (1)$$

где $i \equiv I/I_c$ — безразмерный ток, нормированный относительно критического тока перехода в резистивное состояние $I_c \equiv \alpha(C\bar{A})^{-D/2}$, I — транспортный ток, α — фактор формы кластера, $C \equiv ((2 + D)/2)^{2/D+1}$ — константа, зависящая от фрактальной размерности границы кластера, \bar{A} — средняя площадь кластера, $\Gamma(v, z)$ — дополнительная неполная гамма-функция.

Используя новый параметр — показатель стекловидности $\mu = 2/D$, из уравнения (1) получим окончательное выражение для ВАХ:

$$V = R_f (i \exp(-Ci^{-\mu}) - C^{1/\mu} \Gamma(1 - 1/\mu, Ci^{-\mu})), \quad \text{где } C = (1 + 1/\mu)^{\mu+1}. \quad (2)$$

Зависимость сопротивления $R_{dc} \equiv V/i$ от транспортного тока, соответствующая ВАХ вида (2), представлена на рис. 1. График имеет вид, характерный для вихревого стекла: в двойном логарифмическом масштабе кривая — выпуклая, и сопротивление стремится к нулю при уменьшении тока, что обусловлено подавлением крипа потенциальными барьерами пиннинга, создаваемыми фрактальными кластерами нормальной фазы. Существование бесконечных барьеров, вызывающих локализацию вихрей, является отличительной чертой вихревого стекла. В пределе малых токов в выражении (2) доминирует первое слагаемое, содержащее характерную для вихревого стекла экспоненциально-

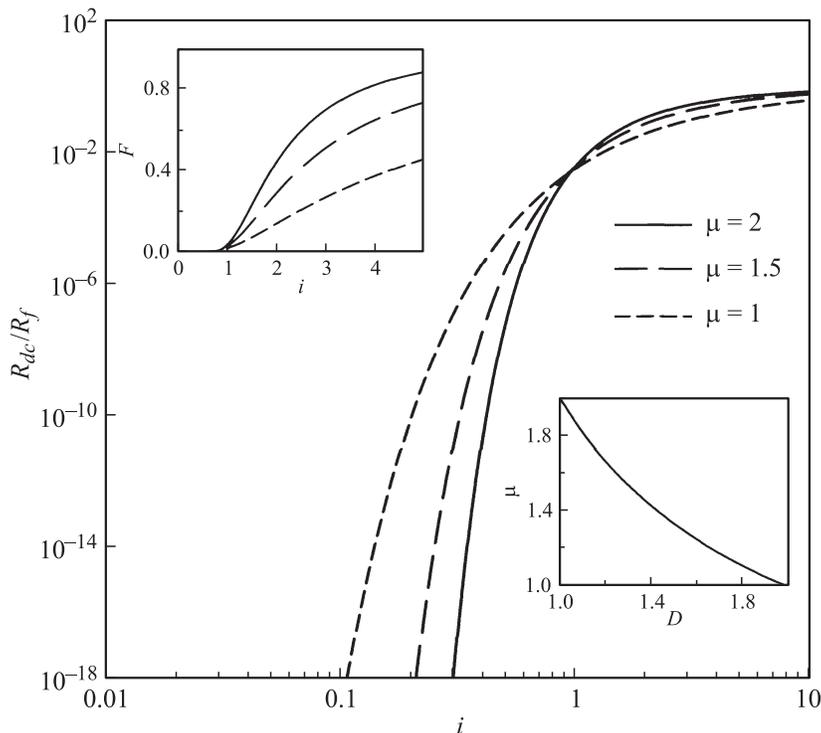


Рис. 1. Зависимость сопротивления сверхпроводника с фрактальной кластерной структурой от транспортного тока. Заметна характерная для вихревого стекла выпуклость графика в двойном логарифмическом масштабе. На вставке сверху слева — вероятность депиннинга, на вставке снизу справа — зависимость показателя стекловидности от фрактальной размерности кластеров нормальной фазы.

гиперболическую особенность [4,9]:

$$V \propto \exp\left(-\frac{U_c}{kT} \left(\frac{I_c}{I}\right)^\mu\right). \quad (3)$$

Существование особенности вида (3) является следствием расходимости барьеров пиннинга в вихревом стекле $U(I) \propto (I_c/I)^\mu$ при воздействии бесконечно малого тока [5].

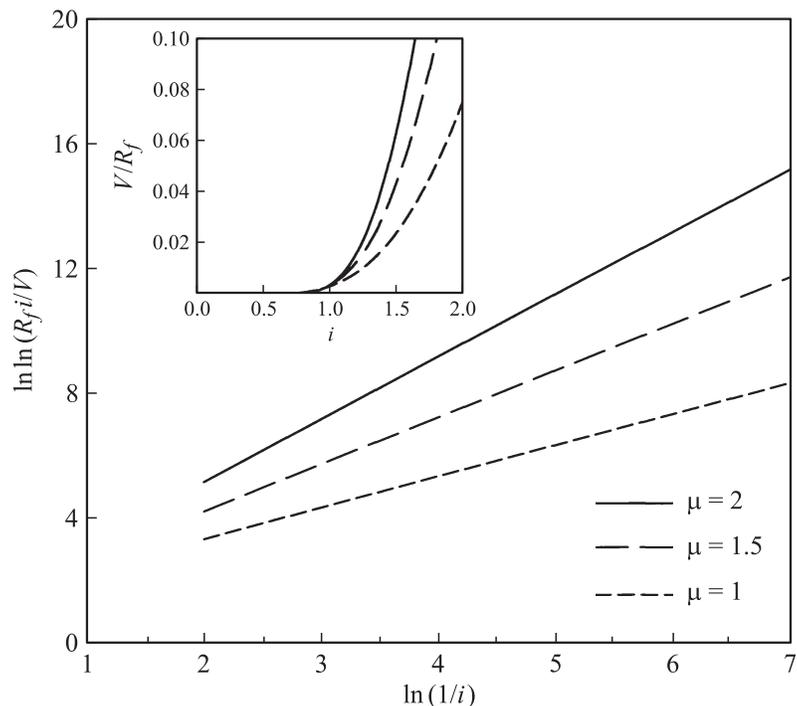


Рис. 2. ВАХ сверхпроводника с фрактальной кластерной структурой для различных значений показателя стекловидности. Графики линейаризованы в масштабе, выявляющем фазу вихревого стекла. На вставке — ВАХ в обычном линейном масштабе.

Вихревая система сверхпроводника с ВАХ вида (3) находится в фазе вихревого стекла, представляющей собой слабоупорядоченное множество вихрей, в котором отсутствует дальний порядок. Между тем ниже температуры плавления вихревой решетки конфигурация вихрей остается стабильной во времени, и для нее может быть определен параметр порядка стеклообразного состояния [4]. На $H - T$ -фазовой диаграмме смешанное состояние типа вихревого стекла существует ниже линии необратимого намагничивания.

ВАХ вида (2) при малых токах может быть линейаризована в координатах $\ln \ln(R_f i / V)$ vs $\ln(1/i)$ рис. 2), что позволяет выявить ха-

рактрную для вихревого стекла экспоненциально-гиперболическую зависимость (3).

Величина показателя стекловидности определяется микроскопическими особенностями процесса депиннинга и зависит от силы межвихревого взаимодействия и от размерности движения магнитного потока [4,16]. Когда взаимодействие между вихрями становится существенным, вихри образуют связки [9]. Для движущихся связок вихрей характерное значение параметра стекловидности составляет $\mu \gtrsim 1$, тогда как для движения отдельных вихрей $\mu < 1$ [17]. При пиннинге упругой вихревой решетки [18] $\mu = 1/7$ (одновихревой крип), $3/2$ (малые связки вихрей), $7/9$ (большие связки), $1/2$ (нижняя граница для упругой $3D$ -вихревой решетки). Собственный крип при низких плотностях тока приводит к стеклообразному отклику с показателем $\mu = 2$ [9]. Величина показателя стекловидности для Бозе-стекла при пиннинге на столбчатых дефектах меняется от $\mu = 1/3$ (крип с переменной длиной прыжка) до $\mu = 1$ (полупетлевой режим) [16,19]. Показатель стекловидности, измеренный по временной релаксации необратимой намагниченности монокристаллов YBCO, лежит в диапазоне $\mu = 1-1.8$ [20].

На рис. 1 (вставка внизу справа) показана зависимость показателя стекловидности от фрактальной размерности кластеров нормальной фазы. При захвате магнитного потока на фрактальных кластерах величина показателя $\mu = 2/D$ (при $1 \leq D \leq 2$) меняется от $\mu = 1$ (кластеры с максимально фрактальными границами) до $\mu = 2$ (евклидовы кластеры). Диапазон значений показателя стекловидности $\mu = 1-2$ соответствует пиннингу связок вихрей. Снижение показателя стекловидности с ростом фрактальной размерности обусловлено тем, что для более разветвленных границ кластера затрудняется увеличение связок вихрей при снижении плотности тока депиннинга. Таким образом, для большей фрактальной размерности корреляционному объему связки вихрей труднее меняться при изменении тока.

Вихревое стекло представляет собой фазу с нарушенной эргодичностью, в которой многочисленные основные состояния разделены бесконечными барьерами пиннинга [9]. Эти барьеры делают невозможными переходы между различными состояниями вихревой системы. Нарушение эргодичности предполагает существование низкотемпературной фазы, занимающей ограниченную область фазового пространства, отделенную от остального фазового пространства бесконечными барьерами. Отличительной чертой любого стекла является наличие

кроссовера между высокотемпературной жидкой фазой и низкотемпературной твердой фазой, не сопровождающегося явным нарушением какой-либо симметрии. В низкотемпературной фазе вихревого стекла вихри захвачены в ловушках, образованных кластерами нормальной фазы. Помимо низкотемпературной фазы, характерной чертой которой является нарушенная эргодичность, существует также высокотемпературная эргодическая фаза вихревой жидкости, в которой вихри могут менять свое пространственное расположение относительно друг друга.

При байесовском подходе нарушение эргодичности в вихревом стекле можно представить следующим образом. Если сделать моментальный снимок конфигурации всех доступных для вихрей локализованных состояний, то получится множество состояний, каждое из которых может быть занято вихрем (вихрь будет захвачен на центре пиннинга), причем в фиксированный момент времени часть состояний будет занята, а часть — свободна. С другой стороны, можно наблюдать за отдельным вихрем (или за малой группой вихрей) в течение определенного времени и отмечать, в каких состояниях побывал этот вихрь. Если бы система была эргодической, то, совершая перескоки из одного энергетического минимума в другой, вихрь со временем смог бы побывать во всех доступных состояниях, поэтому оба подхода дали бы одинаковый результат. Но для системы с нарушенной эргодичностью, такой как вихревое стекло, результаты будут разными. Из-за того, что доступные для вихря состояния разделены барьерами пиннинга, вихрь не сможет побывать во всех доступных для него состояниях. Более того, в стеклянной фазе из-за бесконечных барьеров вихрь останется запертым в одном и том же состоянии в течение всего времени наблюдения. Микроскопическая конфигурация локализованного состояния, в котором захвачен вихрь, определяется взаимодействием с центром пиннинга и с соседними вихрями. Беспорядок в вихревом стекле, который реализуется при охлаждении вихревой системы ниже температуры стеклянного перехода, является замороженным в прямом смысле, и движение вихрей замирает. Поскольку вихри неподвижны, никакое движение магнитного потока невозможно, и сопротивление вихревого стекла при малых токах равно нулю, что делает вихревое стекло истинно сверхпроводящей, в термодинамическом аспекте, фазой. (Следует отметить, что в отличие от вихревого стекла вихревая жидкость в пределе малых токов обладает конечным сопротивлением из-за подвижности вихрей и, следовательно, не является подлинно

сверхпроводящей фазой). Статистический анализ последовательности отдельных состояний, посещаемых вихрем в течение продолжительного периода времени, не будет репрезентативным для конфигурации доступных для вихрей состояний, взятой в фиксированный момент времени. Это является следствием нарушения эргодичности в вихревом стекле.

Таким образом, захват магнитного потока на фрактальных кластерах нормальной фазы приводит к переходу вихревой системы сверхпроводника в состояние вихревого стекла. Зависимости сопротивления от транспортного тока имеют характерный для вихревого стекла вид с нулевым сопротивлением в пределе малых токов. На ВАХ сверхпроводников с фрактальной кластерной структурой имеется субомический начальный участок, по которому можно идентифицировать фазу вихревого стекла.

Список литературы

- [1] *Kuzmin Yu.I.* // *New Frontiers in Superconductivity Research* / Ed. by B.P. Martins. Nova Science Publishers, Inc., NY, 2006. ISBN 1-59454-850-1. P. 45–78.
- [2] *Kuzmin Yu.I.* // *Phys. Lett. A.* 2000. V. 267. N 1. P. 66–70.
- [3] *Kuzmin Yu.I.* // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 64. N 9. P. 094519 (1–13).
- [4] *Fisher M.P.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62. N 12. P. 1415–1418.
- [5] *Fisher D.S., Fisher M.P.A., Huse D.A.* // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 43. N 1. P. 130–159.
- [6] *Chen Y., Selvanickam V., Zhang Y., Zuev Y., Cantoni C., Specht E., Paranthaman M.P., Aytug T., Goyal A., Lee D.* // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. N 6. P. 062513 (1–3).
- [7] *Sumption M.D., Haugan T.J., Barnes P.N., Campbell T.A., Pierce N.A., Varanasi C.* // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 77. N 9. P. 094506 (1–8).
- [8] *Sonier J.E., Kiefl R.F., Brewer J.H., Bonn D.A., Dunsiger S.R., Hardy W.N., Liang R., Miller R.I., Noakes D.R., Stronach C.E.* // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 59. N 2. P. R629–R732.
- [9] *Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.* // *Rev. Mod. Phys.* 1994. V. 66. N 4. P. 1125–1388.
- [10] *Kuzmin Yu.I.* // *Phys. Lett. A.* 2001. V. 281. N 1. P. 39–43.
- [11] *Kuzmin Yu.I.* // *J. Low Temp. Phys.* 2005. V. 139. N 1–2. P. 155–166.
- [12] *Kuzmin Yu.I.* // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005. V. 15. N 2. P. 3759–3763.
- [13] *Mandelbrot B.B.* *The Fractal Geometry of Nature.* San Francisco: Freeman, 1982.

- [14] *Prester M.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 65. N 5. P. 3100–3103.
- [15] *Балаев Д.А., Белозерова И.Л., Гохфельд Д.М., Кашкина Л.В., Кузьмин Ю.И., Мигель К.Р., Петров М.И., Попков С.И., Шайхутдинов К.А.* // ФГТ. 2006. Т. 48. В. 2. С. 193–198.
- [16] *Nelson D.R., Vinokur V.M.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. N 15. P. 2398–2401.
- [17] *Thompson J.R., Sun Y.R., Christen D.K.* // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. N 18. P. 13287–13290.
- [18] *Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.* // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 20. P. 2303–2306.
- [19] *Thompson J.R., Krusin-Elbaum L., Civale L., Blatter G., Field C.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. N 16. P. 3181–3184.
- [20] *Thompson J.R., Sun Y.R., Holtzberg F.* // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 1. P. 458–461.