

05

Крип магнитного потока на начальной стадии резистивного перехода в сверхпроводниках с фрактальными кластерами нормальной фазы

© Ю.И. Кузьмин

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: iourk@yandex.ru

Поступило в Редакцию 30 апреля 2014 г.

Рассматривается влияние крипа магнитного потока на электрическое поле, индуцируемое в перколяционном сверхпроводнике, содержащем фрактальные кластеры нормальной фазы. Получены вольт-амперные характеристики таких сверхпроводников с учетом влияния фрактальной размерности границ кластеров на нелинейность ВАХ при малых транспортных токах. Установлено, что фрактальность кластеров нормальной фазы подавляет крип магнитного потока на начальной стадии резистивного перехода, увеличивая тем самым токонесущую способность сверхпроводника.

Критический ток является основным параметром, определяющим возможности применения сверхпроводников [1,2]. Эффективный способ повышения критического тока состоит в создании в сверхпроводнике центров пиннинга, препятствующих движению вихрей [3,4]. Поскольку любое движение магнитного потока вызывает рассеяние энергии в сверхпроводнике, вопрос о предотвращении или о частичном подавлении этого явления имеет большое практическое значение. Новые возможности для увеличения критического тока открываются при использовании в качестве центров пиннинга кластеров нормальной фазы с фрактальными границами [5,6]. В предлагаемой работе впервые рассматривается влияние фрактальных кластеров на электрическое поле, индуцируемое крипом магнитного потока.

Движение магнитного потока в сверхпроводнике может происходить двумя путями — за счет течения и за счет крипа. При течении магнитный поток переносится свободными вихрями, срываемыми с центров пиннинга силой Лоренца, создаваемой транспортным током.

Течение потока имеет четко определенный порог по току, вызывающему срыв вихрей: до тех пор пока транспортный ток меньше критического, течение потока отсутствует. При крипе магнитный поток переносится запиннированными вихрями, совершающими термоактивированные перескоки с одного центра пиннинга на другой, что также происходит под действием силы Лоренца. Вихри могут двигаться за счет крипа при любом транспортном токе, в том числе меньшем критического, поэтому крип является беспороговым явлением. Вопрос о подавлении крипа особенно важен для высокотемпературных сверхпроводников, для которых характерна большая по сравнению с традиционными металлическими сверхпроводниками величина термоактивации вихрей [7].

Постановка задачи подробно описана в работах [5,6,8]. Рассматривается сверхпроводник, содержащий изолированные кластеры нормальной фазы. Эти кластеры могут быть образованы нестехиометрическими включениями или областями с пониженным значением сверхпроводящего параметра порядка. Подобные кластеры могут образоваться в процессе роста сверхпроводящей пленки или в результате облучения тяжелыми ионами [1,4]. 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 наступает момент, когда начинается срыв вихрей с тех кластеров, у которых сила пиннинга меньше силы Лоренца, создаваемой током. Когда это происходит, вихри двигаются по слабым связям, соединяющим между собой кластеры нормальной фазы и формирующим каналы транспорта вихрей. Слабые связи особенно легко образуются на различных структурных дефектах в ВТСП, для которых характерна малая длина когерентности. В зависимости от конфигурации слабых связей каждый кластер нормальной фазы имеет свой ток депиннинга, который вносит вклад в суммарное распределение критических токов. Критический ток кластера пропорционален силе пиннинга и равен

току, при котором магнитный поток перестает удерживаться кластером нормальной фазы.

В работе [5] впервые установлено, что кластеры нормальной фазы могут иметь фрактальные границы, и это свойство оказывает существенное влияние на динамику вихрей. 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) [9]. Фрактальная граница, как объект с дробной размерностью, обладает неоднородностями в широком диапазоне пространственных масштабов, в который входит и размер сердцевин вихря. Это приводит к усилению пиннинга на фрактальных кластерах нормальной фазы.

Геометрико-вероятностные свойства кластеров нормальной фазы оказывают существенное влияние на распределение критических токов. Различные варианты распределений критических токов для кластеров с фрактальными границами рассмотрены в работах [8,9]. Дальнейшее изложение будет ограничено наиболее важным в практическом отношении случаем экспоненциально-гиперболического распределения критических токов депиннинга

$$f(i) = \frac{2C}{D} i^{-(2/D)-1} \exp(-Ci^{-2/D}), \quad (1)$$

которое реализуется в пленочных структурах на основе YBCO с экспоненциальным распределением площадей кластеров [5,6]. В формуле (1) использованы следующие обозначения: $i \equiv I/I_c$ — безразмерный электрический ток, нормированный относительно критического тока перехода в резистивное состояние, $I_c \equiv \alpha(C\bar{A})^{-D/2}$, $C \equiv ((2+D)/2)^{2/D+1}$ — константа, зависящая от фрактальной размерности D , \bar{A} — средняя площадь кластера, α — фактор формы кластера.

Используя распределение критических токов (1), можно найти электрическое поле, индуцируемое при движении магнитного потока. Поскольку каждый кластер нормальной фазы имеет свое собственное значение критического тока депиннинга, напряжение на сверхпроводнике $V = V(i)$ пропорционально суммарному отклику всех кластеров на пропускание транспортного тока. Такой отклик складывается из напряжений, индуцируемых течением (V_{ff}) и крипом (V_{fc}) магнитного

потока, которые могут быть записаны в виде интегралов свертки

$$V = V_{ff} + V_{fc} = \int_0^i di' v_{ff}(i, i') f(i') + \int_i^\infty di' v_{fc}(i, i') f(i'), \quad (2)$$

где $v_{ff}(i, i')$ и $v_{fc}(i, i')$ — парциальные напряжения, индуцируемые течением и крипом потока соответственно. Парциальное напряжение $v(i, i')$ индуцируется движением вихрей при пропускании транспортного тока i через сверхпроводник, в котором все центры пиннинга имеют одинаковый критический ток депиннинга i' .

При течении поток переносится свободными вихрями, сорванными силой Лоренца с центров пиннинга, критический ток i' которых меньше транспортного тока i . Парциальное напряжение в этом случае равно $v_{ff}(i, i') = R_{ff}(i - i')$, где R_{ff} — безразмерное сопротивление течения потока. Электрические поля, индуцируемые течением магнитного потока, и связанные с ним особенности резистивного перехода в сверхпроводниках с фрактальной кластерной структурой проанализированы в работах [6,8,10].

При крипе поток переносится вихрями, совершающими термоактивированные перескоки между центрами пиннинга, критический ток i' которых больше транспортного тока i . В случае крипа Андерсона–Кима [11] индуцируется парциальное напряжение [12]

$$v_{fc}(i, i') = \frac{R_{fc}}{\beta} i' \left(1 - \exp\left(-\beta \frac{i}{i'}\right) \right) \exp\left(u \left(\frac{i}{i'} - 1\right)\right), \quad (3)$$

где $u \equiv U_p/kT$ — величина барьера пиннинга (без учета смещения транспортным током), R_{fc} — безразмерное сопротивление крипа потока, β определяет вероятность обратных по отношению к силе Лоренца перескоков вихрей. В случае, когда вероятность обратных перескоков пренебрежимо мала, выражение (3) примет вид

$$v_{fc}(i, i') = R_{fc} i \exp\left(u \left(\frac{i}{i'} - 1\right)\right). \quad (4)$$

Вычисление свертки во втором слагаемом (2) для распределения критических токов (1) с ядром (4) дает окончательное выражение для

напряжения, индуцируемого крипом магнитного потока

$$\frac{V_{fc}}{R_{fc}} = C e^{-ui} \int_0^{-2/D} dx \exp(ux^{D/2} - Cx). \quad (5)$$

В предельных случаях евклидовых кластеров ($D = 1$) и кластеров с максимально фрактальными границами ($D = 2$) выражение (5) для напряжения на образце может быть преобразовано к виду

$D = 1$:

$$\frac{V_{fc}}{R_{fc}} = e^{-ui} \left(1 - e^{u-C/i^2} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{C}} u i e^{(ui/2\sqrt{C})^2} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{C}}{i} - \frac{ui}{2\sqrt{C}} \right) - \operatorname{erf} \left(-\frac{ui}{2\sqrt{C}} \right) \right) \right),$$

где $C = 3.375$;

$D = 2$:

$$\frac{V_{fc}}{R_{fc}} = \frac{4e^{-u}(e^{u-4/i} - 1)}{u - 4/i}.$$

На рис. 1 показано, как фрактальная размерность кластеров нормальной фазы влияет на напряжение, индуцируемое крипом магнитного потока. Для всех значений фрактальной размерности заметное падение напряжения на образце наблюдается начиная со значения транспортного тока $i = 0.5$. Практически с этого же значения тока начинаются графики распределений критических токов (1), показанные на вставке рис. 1. Центры пиннинга с меньшими критическими токами практически отсутствуют, чем и объясняется пренебрежимо малое индуцируемое крипом напряжение в этом диапазоне токов. Критический ток перехода в резистивное состояние, найденный по функции накопленной вероятности [5], составляет $i = 1$. Поскольку при малых транспортных токах перескоки вихрей происходят относительно редко, индуцируемое крипом электрическое поле мало и не оказывает разрушающего воздействия на сверхпроводящее состояние. Появление электрического поля означает, что сопротивление образца становится конечным, и это ведет к рассеянию энергии при пропускании тока, но, как и для любого жесткого сверхпроводника (II рода, с центрами пиннинга), наличие диссипации в резистивном состоянии

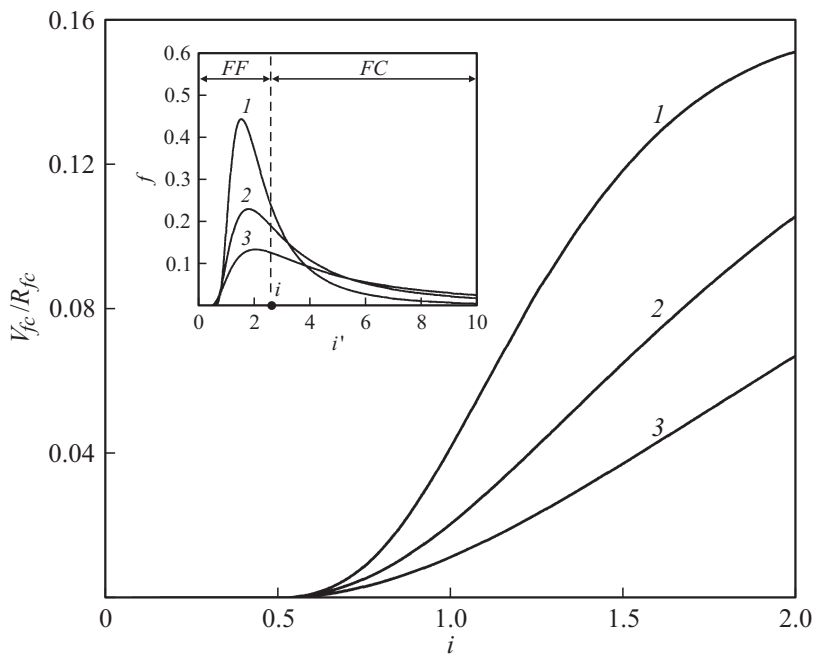


Рис. 1. Влияние фрактальной размерности кластеров нормальной фазы на зависимость напряжения, индуцируемого крипом магнитного потока, от транспортного тока. ВАХ построены при одинаковой величине барьера пиннинга $u \equiv U_p/kT = 10$ для различных фрактальных размерностей D : 1 — 1, 2 — 1.5, 3 — 2. На вставке показаны соответствующие распределения критических токов депиннинга $f = f(i')$. Вихри, сорванные силой Лоренца с центров пиннинга, критический ток i' которых меньше транспортного тока i ($i' < i$), участвуют в течении потока (FF — flux flow). Захваченные на центрах пиннинга вихри (для которых $j' > i$) переносят магнитный поток за счет крипа (FC — flux creep). Площадь под соответствующими участками кривой $f = f(i')$ пропорциональна числу вихрей, участвующих в течении и в крипе магнитного потока.

еще не означает нарушения фазовой когерентности. Сверхпроводящее состояние разрушается лишь тогда, когда диссипация лавинообразно нарастает вследствие развития термомагнитной неустойчивости.

По мере увеличения транспортного тока деструктивная роль крипа возрастает. Из рисунка видно, что фрактальность снижает электрическое поле, возникающее в сверхпроводнике за счет крипа магнитного потока. Причина этого эффекта — в свойствах экспоненциально-гиперболического распределения критических токов (1). На вставке рис. 1 показано, как фрактальная размерность границ кластеров влияет на распределение критических токов. При увеличении фрактальной размерности распределение критических токов расплывается, сдвигаясь в сторону их больших значений. Количественно это перераспределение вероятности характеризуется суперлинейной зависимостью среднего критического тока $\bar{i} = ((2 + D)/2)^{(2+D)/2} \Gamma(1 - D/2)$.

Как видно из графика на вставке рис. 1, увеличение фрактальной размерности приводит к значительному уширению хвоста распределения $f = f(i)$, в то время как полная площадь под кривой остается неизменной. Это означает, что в процесс крипа вовлекается все больше и больше кластеров меньшего размера, которые наиболее эффективно захватывают магнитный поток и обладают большими токами депиннинга. Вследствие этого снижается количество вихрей, совершающих перескоки между центрами пиннинга, и соответственно уменьшается переносимый ими магнитный поток, создавая при этом электрическое поле меньшей величины. На рис. 2 показано, как индуцируемое крипом потока напряжение снижается при увеличении барьера пиннинга.

Из графика на вставке рис. 1 также видно, как с ростом транспортного тока меняется соотношение вихрей, участвующих в переносе магнитного потока за счет течения и крипа потока. Площадь под кривой распределения критических токов депиннинга $f = f(i')$ в диапазоне токов, меньших транспортного ($0 < i' < i$, область FF), пропорциональна числу свободных вихрей, участвующих в течении потока, и равна вероятности депиннинга

$$F(i) = \int_0^i f(i') di' = \exp(-C/i^{2/D}).$$

Вероятность депиннинга $F(i) = \Pr\{\forall i_j < i\}$ определяет долю вихрей, участвующих в течении потока, и равна вероятности того, что критический ток i_j любого j -го кластера меньше заданной верхней границы i . Площадь под кривой $f = f(i')$ в интервале токов, превосходящих транспортный ($i < i'$, область FC), соответствует доле запиннигованных

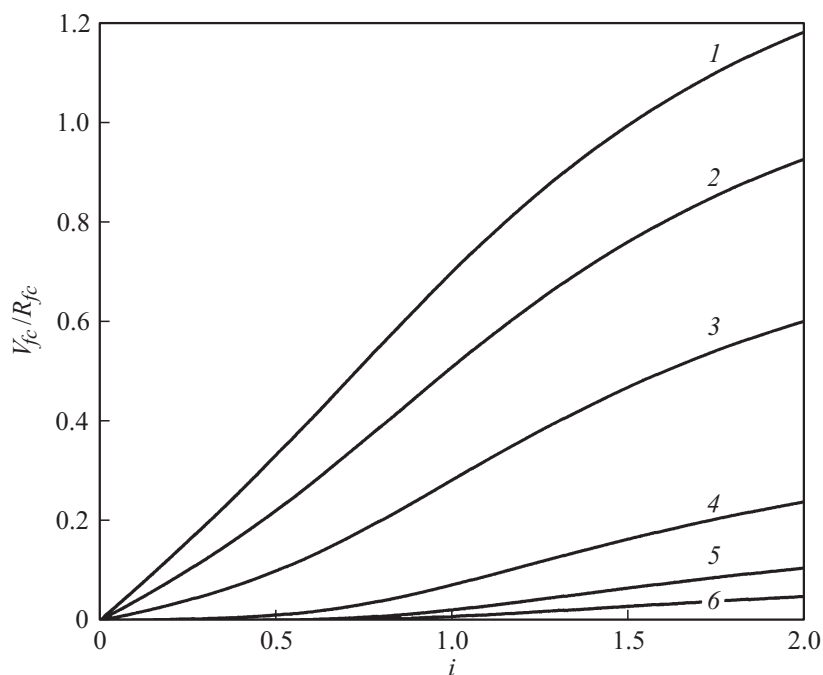


Рис. 2. Зависимость индуцируемого крипом напряжения от транспортного тока при различных величинах барьера пиннинга $u \equiv U_p/kT$: 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 5, 5 — 10, 6 — 20; при фрактальной размерности $D = 1.5$.

вихрей, переносящих поток за счет крипа

$$G(i) = \int_i^{\infty} f(i') di' = 1 - \exp(-C/i^{2/D}).$$

Из рисунка видно, что с ростом транспортного тока увеличивается доля вихрей, участвующих в течении потока, и уменьшается доля вихрей, участвующих в крипе.

Таким образом, фрактальность кластеров нормальной фазы подавляет крип магнитного потока на начальной стадии резистивного перехода, увеличивая тем самым токонесящую способность сверхпроводника.

В основе этого явления лежит радикальное изменение распределения критических токов при увеличении фрактальной размерности границ кластеров.

Список литературы

- [1] Kang S., Goyal A., Li J., Gapud A.A., Martin P.M., Heatherly L., Thompson J.R., Christen D.K., List F.A., Paranthaman M., Lee D.F. // *Science*. 2006. V. 311. N 5769. P. 1911–1914.
- [2] Yamasaki H., Endo K. // *Supercond. Sci. Technol.* 2014. V. 27. N 2. P. 025 014(1–10).
- [3] Li B., Zhou D., Xu K., Tsuzuki K., Zhang J., Izumi M. // *Physica. C*. 2014. V. 496. P. 28–34.
- [4] Wee S.H., Gayal A., Specht E.D., Cantoni C., Zuev Y.L., Selvamanickam V., Coiok S. // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 81. N 14. P. 140 503 (1–4).
- [5] Kuzmin Yu.I. // *Phys. Lett. A*. 2000. V. 267. N 1. P. 66–70.
- [6] Kuzmin Yu.I. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005. V. 15. N 2. P. 3759–3753.
- [7] Yeshurun Y., Malozemoff A.P. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. N 21. P. 2202–2205.
- [8] Kuzmin Y.I. // *Phys. Rev. B*. 2001. V. 64. N 9. P. 094 519(1–13).
- [9] Mandelbrot B.B. *The Fractal Geometry of Nature*. San Francisco: Freeman, 1982.
- [10] Kuzmin Yu.I. // *Phys. Lett. A*. 2001. V. 281. N 1. P. 39–43.
- [11] Anderson P.W., Kim Y.B. // *Rev. Mod. Phys.* 1964. V. 36. N 1. P. 39–43.
- [12] Yamafuji K., Kiss T. // *Physica. C*. 1997. V. 290. N 1–2. P. 9–22.