

© 1992

## ТЕРМОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В НЕОДНОРОДНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

Ю. М. Гальперин, В. И. Козуб

Обсуждаются возможности бесконтактной диагностики степени однородности сверхпроводящих пленок по распределению флуктуационных магнитных полей, возникающих у поверхности пленки при создании градиента температуры вдоль ее поверхности. Рассмотрены природа этих полей, их количественные характеристики, зависимости от температуры и геометрии эксперимента.

Целью настоящей работы является обсуждение возможностей бесконтактной диагностики степени однородности сверхпроводящих пленок по распределению магнитных полей у поверхности.

Основная мысль состоит в следующем. Как известно, распределение постоянного тока в однородном проводнике является потенциальным, так что магнитное поле, создаваемое постоянными токами в тонкой пластине (или пленке), вдали от краев направлено параллельно поверхности. Если же в пластине имеются неоднородности электрических характеристик, то появляется вихревая компонента тока, а значит, и магнитные поля, перпендикулярные поверхности. Распределение этих магнитных полей отражает распределение неоднородностей. Поэтому изучение случайных магнитных полей у поверхности позволяет в принципе судить о корреляционных свойствах последних.

Особый интерес представляет такой анализ применительно к сверхпроводящим материалам в окрестности перехода в резистивное состояние, т. е. в области, актуальной для сверхпроводящих болометров. Ниже точки резистивного перехода в неоднородных сверхпроводниках, по-видимому, имеется заметная доля нормальной фазы, и естественно рассматривать материал как систему нормальных включений в сверхпроводящей матрице. Соответственно выше точки перехода материал представляет собой систему сверхпроводящих включений в нормальной фазе. Поэтому естественно ожидать, что в области перехода флуктуационные магнитные поля максимальны.

Именно в этих материалах диагностика неоднородностей представляет особый интерес, поскольку, с одной стороны, есть основания считать неоднородность (во всяком случае на мезоскопических масштабах) неотъемлемым свойством таких материалов. Например, источником неоднородности электрических свойств могут служить крупномасштабные флуктуации концентрации кислорода, приводящие к локальным флуктуациям критической температуры  $T_c$ . С другой стороны, неоднородности существенно связаны с технологией приготовления материалов.

Создать вихревые токи в неоднородном проводнике в принципе можно, пропуская постоянный ток от внешнего источника. Однако при этом возникают весьма серьезные требования к контактам: они должны быть достаточно большими по размерам, омическими и пространственно однородными. Именно этим требованиям трудно удовлетворить в ВТСП материалах. Поэтому нам представляется

целесообразным изучать стационарные термомагнитные эффекты, проявляющиеся при создании в образце градиента температуры. Возникающие при этом токи имеют термоэлектрическую природу, и для их создания не требуется таковых контактов.

Начнем рассмотрение со случая пластины из нормального проводника, вдоль поверхности которой создан постоянный градиент температуры. В случае однородного образца и разомкнутых токовых контактов плотность тока  $\mathbf{j}$  в образце, очевидно, равна 0. Наличие градиента температуры, как известно, приводит к появлению однородного термоэлектрического поля  $E_T$ , определяемого из условия

$$\mathbf{j} = \sigma E_T - \eta \nabla T, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — статическая проводимость, а  $\eta$  — термоэлектрический коэффициент. Пространственная неоднородность  $\sigma$  или  $\eta$  приводит к возникновению вихревых термоэлектрических токов и соответственно к появлению некоторого распределения магнитного поля над поверхностью пластины.

Предположим теперь, что в окрестности точки сверхпроводящего перехода материал представляет собой систему нормальных включений с характерным размером  $\mathcal{L}$  в сверхпроводящей матрице. Основная причина возникновения магнитных полей в этом случае состоит в различии электромагнитного отклика нормальной и сверхпроводящей фаз, так что поля должны возникать даже в том случае, когда характеристики каждой из фаз не флуктуируют от точки к точке.

Для плотности тока в сверхпроводнике вместо (1) имеем (см., например, [1])

$$\mathbf{j} = -\eta_s \nabla T + e N_s \mathbf{v}_s, \quad (2)$$

где  $\eta_s \nabla T$  — есть термоэлектрический ток нормальных возбуждений, а  $\mathbf{v}_s$  — так называемая скорость сверхпроводящего конденсата, связанная с фазой  $\chi$  параметра порядка и векторным потенциалом  $A$  соотношением

$$\mathbf{v}_s = \frac{\hbar}{2m} \left( \nabla \chi - \frac{2e}{\hbar c} A \right). \quad (3)$$

$N_s$  — плотность сверхпроводящего конденсата. Термоэлектрический коэффициент  $\eta_s$  при  $T \Rightarrow T_c$  стремится к соответствующему коэффициенту  $\eta$  для нормального состояния, а при низких температурах должен экспоненциально убывать ( $\sim \exp(-\Delta/T)$ , где  $\Delta$  — ширина сверхпроводящей щели) [2]. Что касается плотности сверхпроводящего конденсата, то при  $T \Rightarrow 0$  она стремится к полной концентрации  $N$  электронов, а при  $T \Rightarrow T_c$  убывает пропорционально  $T_c - T$  (см., например, [1]). Поскольку мы в первую очередь заинтересованы в окрестности точки перехода, то здесь мы не будем различать  $\eta_s$  и  $\eta$ , а также будем пренебрегать пространственной неоднородностью этой величины.

Наличие в (2) диамагнитного вклада  $e N_s \mathbf{v}_s$  приводит к тому, что стационарное электрическое поле в сверхпроводящей фазе равно нулю.<sup>1</sup> В такой ситуации, если бы не было нормальных включений, то термоэлектрический ток нормальных возбуждений  $\eta_s \nabla T$  компенсировался бы током конденсата [4] (второе слагаемое в выражении (2)). Что же касается нормального включения, то термоэлектрический ток в нем не может быть компенсирован, поскольку для этого

<sup>1</sup> Мы не обсуждаем здесь эффектов, связанных с разбалансом заселенной электронно-и дырочно-подобной ветвей спектра возбуждений (см., например, [3]). Оценки показывают, что в ВТСП эти эффекты малы в силу малости времени релаксации разбаланса.

бы требовалось возникновение электрического поля в направлении  $\nabla T$ , однако во включенном параллельно сверхпроводнике  $E = 0$ . Иными словами, линии тока замыкаются через сверхпроводник в приграничной (к нормальному включению) области толщиной порядка глубины проникновения  $\lambda$  магнитного поля.

Будем считать, что толщина  $d$  интересующей нас пленки и глубина  $\lambda$  гораздо меньше, чем характерный размер  $\mathcal{L}$  нормального включения (двумерный случай). Возникающее в области неоднородности магнитное поле можно оценить, интегрируя уравнение Максвелла по замкнутому контуру, лежащему в плоскости, перпендикулярной  $\nabla T$ , и пронизывающему нормальную область. Имеем

$$\oint (Hd) = 4\pi I/c, \quad (4)$$

где  $I$  есть полный ток, пронизывающий контур:  $I \approx \eta \nabla T d \mathcal{L}$ . Отсюда получаем следующую порядковую оценку

$$H \approx \frac{4\pi}{c} \eta d |\nabla T|. \quad (5)$$

Поскольку полный ток в образце отсутствует, распределение плотности тока ограничено масштабом неоднородности  $\mathcal{L}$ , а в сверхпроводящей матрице — слоем толщиной  $\approx \lambda$ , ее окружающем. С учетом этого, интегрируя соотношение (2) по замкнутому контуру в плоскости пленки, окружающему неоднородность и слой толщиной  $\approx \lambda$  вокруг нее, получаем, что магнитный поток

$$\Phi = \oint (Ad) = \text{const} = 2\pi n,$$

где  $n$  — целое число, не зависит от формы контура. Таким образом, мы приходим к известному условию квантования магнитного потока, причем константа  $n$  — число захваченных квантов потока — зависит от предьстории. Полагая, что градиент температуры создается после охлаждения в сверхпроводящее состояние, будем считать  $n = 0$ . Таким образом, мы имеем дело с замкнутыми трубками магнитного потока, замыкающимися на расстоянии  $\approx \mathcal{L}$  от поверхности.

Распределение магнитных полей естественно измерять квантовым магнитометром. Пусть его петля связи с характерным диаметром  $L$  находится на расстоянии  $a$  от поверхности пленки (мы считаем, что выполняется условие  $L \gg \mathcal{L}$ ). Результаты измерений, очевидно, зависят от соотношения между  $\mathcal{L}$  и  $a$ .

Если  $\mathcal{L} > a$ , основной вклад в регистрируемый магнитный поток дают неоднородности, находящиеся непосредственно под проводником петли (для участков, целиком лежащих внутри петли связи, полный магнитный поток, как отмечалось, равен 0). Число нормальных включений  $Z$ , дающих вклад в поток через измерительный контур, очевидно, порядка  $PL\mathcal{L}^2 \approx PL/\mathcal{L}$ , где  $P$  — доля объема, занимаемая нормальной фазой. Вклад одного включения ( $\delta\Phi$ ) порядка  $H\mathcal{L}^2 \approx (4\pi/c) \eta d \mathcal{L}^2 \nabla T$ , причем знак этого вклада флуктуирует в зависимости от формы и расположения включения. Таким образом, полный поток  $\Phi_{\text{tot}}$ , регистрируемый измерительным прибором, имеет порядок

$$\Phi_{\text{tot}} \approx |\delta\Phi| Z^{1/2} \approx \frac{4\pi d \mathcal{L}^2}{c} \eta |\nabla T| \left( P \frac{L}{\mathcal{L}} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Отношение этой величины к кванту магнитного потока  $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$  представлено выражением (7)

$$\frac{\Phi_{\text{tot}}}{\Phi_0} \approx \frac{4d\mathcal{L}^2 e}{hc^2} \eta |\nabla T| \left( P \frac{L}{\mathcal{L}} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

В случае  $a \gg \mathcal{L}$  условия наблюдения менее благоприятны. Магнитное поле, создаваемое одним включением, спадает с удалением от поверхности по закону  $\sim r^{-4}$  (поскольку мы имеем дело с магнитным квадруполем). С другой стороны, актуальной площадью одного включения является величина  $\approx a^2$  (т. е.  $\delta\Phi \sim (\mathcal{L}/a)^4 (a/\mathcal{L}^2)$ ), а актуальная область поверхности, дающая вклад в регистрируемый поток, определяется расстоянием порядка  $a$  от контура магнитометра (т. е.  $Z \sim (a/\mathcal{L})^{1/2}$ ). В результате оценка (7) умножается на малый параметр  $\approx (\mathcal{L}/a)^{3/2}$ .

Важно, что по температурной зависимости магнитного потока можно сделать ряд выводов о природе неоднородностей. Если последние представляют собой включения другого материала, то естественно считать, что величина  $\mathcal{L}$  и  $P$  температурно-независимы. В этом случае температурная зависимость  $\Phi_{\text{tot}}$  практически определяется температурной зависимостью коэффициента  $\eta_s$ . Другим возможным источником появления нормальных областей могут служить флуктуации локальных значений критической температуры  $T_c$ , обусловленные, например, крупномасштабными флуктуациями концентрации кислорода. В этом случае при повышении температуры доля нормальной фазы  $P$  и характерный размер нормального кластера  $\mathcal{L}$  возрастают. Естественно считать, что возрастание  $P$  происходит плавно, а рост  $\mathcal{L}$  — по некоторому степенному закону:  $\mathcal{L} \sim (T_c - T)^{-\beta}$ . Критическое поведение регистрируемого магнитного потока должно различаться в зависимости от соотношения между  $\mathcal{L}$  и  $a$ : при  $\mathcal{L} \gg a$

$$\Phi_{\text{tot}} \sim (T_c - T)^{-3\beta/2}, \quad (8)$$

а при  $\mathcal{L} \ll a$  зависимость  $\Phi_{\text{tot}}$  от  $T$  является плавной. Сравнивая температурные зависимости  $\Phi_{\text{tot}}$  с предсказаниями теорий, основанных на той или иной модели неоднородностей, можно судить об адекватности моделей.

Для численной оценки эффекта положим: дифференциальная термоэдс  $\alpha \approx 10^{-3}$  В/К, удельное сопротивление  $\eta \approx 10^{-3}$  Ом · см,  $|\nabla T| \approx 1$  К/см,  $\mathcal{L} \approx a \approx 10^{-3}$  см,  $L \approx 0.3$  см. При таких параметрах  $\Phi_{\text{tot}}/\Phi_0 \approx 10^{-2}$ , что вполне доступно для современных магнитометров.

Заметим, что флуктуационные термомагнитные поля могут возникнуть и в чисто сверхпроводящем состоянии при наличии неоднородностей глубины проникновения  $\lambda$  или термоэлектрического коэффициента  $\eta_s$  (ср. с [4]). Оценку влияния неоднородностей глубины проникновения легко получить, интегрируя выражение (2) по замкнутому контуру с диаметром порядка размера неоднородности, лежащему в плоскости пленки. Считая, что значения глубины проникновения на разных участках контура отличаются на  $\delta\lambda$ , получаем оценку магнитного потока, отличающуюся от (6) и (7) малым множителем

$$\frac{\eta_s \overline{\delta\lambda}^2}{\eta \lambda d \mathcal{L}} \ll 1,$$

где  $\overline{\delta\lambda}$  есть характерное значение  $\delta\lambda$ .

Обсудим теперь кратко роль неоднородностей термоэлектрического коэффициента  $\eta$  в нормальном и сверхпроводящем состояниях. С помощью соображений, аналогичных приведенным выше, легко убедиться, что в нормальном состоянии оценка флуктуационной части магнитного потока отличается от (6), (7) множителем  $\delta\eta/\eta$ , а в сверхпроводящем состоянии —

$$\frac{\delta\eta_s \lambda^2}{\eta d \mathcal{L}} \ll 1.$$

Таким образом, как уже отмечалось, флуктуационные магнитные поля как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях должны быть заметно меньше, чем в окрестности  $T_c$ . С нашей точки зрения, изучение температурной зависимости флуктуационных термомагнитных полей может дать целый ряд важных сведений о природе и статистике неоднородностей ВТСП пленок, в особенности в важной для приложений окрестности точки перехода.

#### Список литературы

- [1] Абрикосов А. А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.
- [2] Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Козуб В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. С. 687—690; ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 1387—1391.
- [3] Tinkham M. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 1747—1750; Tinkham M., Clarke J. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 1366—1370.
- [4] Гинзбург В. Л. // ЖЭТФ. 1944. Т. 14. С. 177—182.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
10 декабря 1991 г.