

СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ КОЛЬЦО С НЕЗАТУХАЮЩИМ КОЛЬЦЕВЫМ ТОКОМ, ВКЛЮЧЕННОЕ В ТОКОВУЮ ЦЕПЬ

А. И. Шельх, Е. К. Кудинов, И. А. Смирнов

Сверхпроводящее кольцо с незатухающим кольцевым током можно рассматривать как носитель информации. Для практической реализации его в этом качестве необходимо управлять величиной этого тока (а также считывать соответствующую информацию). Ниже излагаются результаты исследования стационарного токового состояния сверхпроводящего кольца, включенного во внешнюю токовую цепь. Из них следует принципиальная возможность управления кольцевым током.

1. Эксперимент

В кольцо (внутренний радиус $r_1=0.35$ см, наружный $r_2=0.7$ см, толщина 0.7 см), изготовленном из керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, при $T=77$ К индукционно наводился стационарный сверхпроводящий кольцевой ток I_x . Методика его создания и измерения дана в [1]. Через контакты на наружной боковой поверхности кольца оно включалось в электрическую цепь, которой обеспечивалось дополнительное прохождение через кольцо контролируемого по величине тока I (см. вставку на рис. 1).

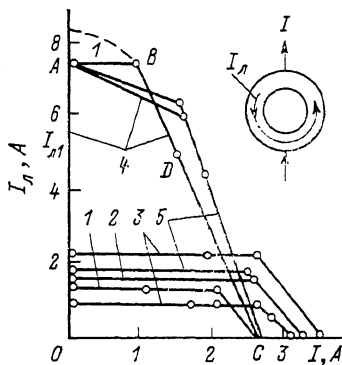


Рис. 1. Зависимость стационарного кольцевого тока I_x от тока I внешней цепи с частотой (Гц): 1 — 0, 2 — 40, 3 — $2 \cdot 10^3$, 4 — 10^4 , 5 — 10^5 .

Исследовалось влияние тока I в интервале значений 0—4 А и частоты 0— 10^5 Гц на предварительно наведенный кольцевой ток I_x различной величины. Его максимальное значение ограничивалось критическим током, равным для исследуемого кольца $I_{x0}=7.3$ А, что соответствует критической плотности тока 30 А/см².

Результаты эксперимента представлены на рис. 1. Их характерные черты (для конкретности рассмотрим кривую ABC): 1) при заданном значении тока I_{x0} (точка A) увеличение тока I от нуля до некоторого I_{x0} (точка B) не оказывает влияния на кольцевой ток: уменьшение I до нуля приводит к исходному состоянию A ; 2) дальнейшее увеличение тока $I > I_{x0}$ приводит к уменьшению I_x . Так, при $I=I_{x1}$, соответствующем точке D , уменьшение тока I до нуля приводит к $I_{x1} < I_{x0}$; 3) при $I > I_{max}$ (I_{max} соответствует точке C) кольцевой ток полностью разрушается.

Указанная картина (с точностью $\sim 20\%$) не меняется в широкой области частот 0— 10^5 Гц. (Исключением является лишь область больших значений I_x , близких к I_{x0} , где наблюдается частотная зависимость (рис. 1, 4, 5), а также имеются указания, что в этой области линия BC может иметь загиб (штриховая линия на рис. 1). Эта область заслуживает более детального исследования).

Влияние тока I на сверхпроводящее состояние не связано с возможным нагреванием кольца из-за омического сопротивления контактов для тока I . Для проверки проводился следующий опыт. Исследуемое кольцо намаг-

ничивалось (вследствие образования устойчивой вихревой структуры в нулевом внешнем поле) в осевом направлении. При этом $I_{\Sigma}=0$, а конфигурация магнитного поля, созданного таким образом намагниченного кольца, имеет специфические особенности, что позволяет идентифицировать намагниченное состояние сверхпроводящего кольца [1, 2]. При прохождении тока через кольцо $I=8$ А не наблюдалось необратимых изменений сверхпроводящего состояния, которые должны были быть при нагревании кольца.

Отметим, что в поставленных опытах не наблюдалось заметного влияния частоты тока вплоть до 10^5 Гц на разрушение сверхпроводящего состояния, что отмечалось в работе [3] при измерениях на более низких частотах (20—200 Гц) сверхпроводящей керамики четырехзондовым методом.

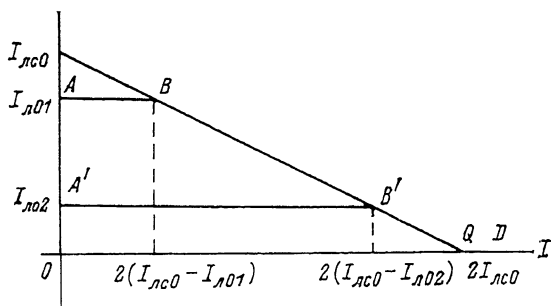


Рис. 2. Теоретическая зависимость $I_{\Sigma 1}$ от I для двух значений $I_{\Sigma 01} > I_{\Sigma 02}$.

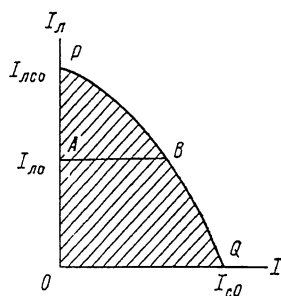


Рис. 3. Фазовая диаграмма стационарных токовых состояний двусвязного сверхпроводника.

Область стационарных значений заштрихована. Для системы с осью симметрии вдоль I (рис. 1, вставка) полная фазовая диаграмма получается из ОРО поворотом вокруг осей I , I_{Σ} .

2. Интерпретация и обсуждение результатов

Рассмотрим простейшую модель, качественно описывающую наблюдаемые явления. Предположим, что величина максимального незатухающего тока в кольце $I_{\Sigma 0}$ определяется тем же механизмом (пиннингование вихревых линий), который определяет критический ток в сверхпроводнике II рода [4]. Рассмотрим, как будет меняться незатухающий кольцевой ток I_{Σ} после протекания тока I в поперечном направлении (см. вставку на рис. 1). До включения тока I имеем $I_{\Sigma}=I_{\Sigma 0}$. Если кольцо тонкое $r_2 - r_1 \ll r_1$, r_2 , то в правой ветви кольца после включения тока I ток равен $(I/2) + I_{\Sigma 0}$, в левой $(I/2) - I_{\Sigma 0}$. Если ток $(I/2) + I_{\Sigma 0} < I_{\Sigma 0}$, то диссипации не будет, и после выключения тока I кольцевой ток сохранит прежнее значение $I_{\Sigma 0}$. Если же $(I/2) + I_{\Sigma 0} > I_{\Sigma 0}$, но $(I/2) < I_{\Sigma 0}$, то полный ток $(I/2) + I_{\Sigma}$ будет затухать (за счет уменьшения I_{Σ}) до значения $I_{\Sigma 1}$, такого, что $(I/2) + I_{\Sigma 1} = I_{\Sigma 0}$. Наконец, при $(I/2) > I_{\Sigma 0}$ кольцо будет находиться в резистивном состоянии, после выключения будет $I_{\Sigma 1} = 0$. Зависимость $I_{\Sigma 1}(I)$ имеет следующий вид (ломаные $ABQD$, $A'B''QD$ на рис. 2)

$$I_{\Sigma 1} = \begin{cases} I_{\Sigma 0}, & I/2 < I_{\Sigma 0} - I_{\Sigma 0}, \\ I_{\Sigma 0} - (I/2), & I_{\Sigma 0} - I_{\Sigma 0} < I/2 < I_{\Sigma 0}, \\ 0, & I/2 > I_{\Sigma 0}. \end{cases}$$

Изменение I при движении от A к B не меняет кольцевого тока. Далее при движении от B к Q нерезистивное состояние реализуется за счет уменьшения (неконтролируемого внешними условиями) кольцевого тока вплоть до нуля в точке Q . Далее состояние становится резистивным.

Хотя имеется сходство зависимости $I_{\Sigma 1}(I)$ (рис. 2) и экспериментальных результатов (рис. 1), существенная разница наклона эксперименталь-

ных ($\sim 80^\circ$) и теоретических ($\sim 26.6^\circ = \arctg(1/2)$) кривых указывает, что рассмотренный выше простейший механизм не реализуется. Выяснение конкретной природы этого механизма требует специального исследования, как экспериментального, так и теоретического. Здесь мы ограничимся лишь чисто феноменологическими соображениями.

Стационарное токовое состояние двусвязного сверхпроводника (рис. 1, вставка) характеризуется двумя параметрами: 1) током I , созданным внешним источником тока; 2) кольцевым током I_x (строго говоря, циркуляцией градиента фазы по внутреннему контуру кольца). Область параметров (I, I_x),¹ в которой токовые состояния стационарны (рис. 3), ограничена кривой $I_x = f(I)$ (линия PBQ). Как и прежде (рис. 2), зависимость кольцевого тока I_x от I дается ломаной ABQ . Можно сказать, что полученные в работе экспериментальные данные дают информацию для построения части кривой $f(I)$, которая отсекается горизонталью $I_x = 7$ А, в этой области зависимость $f(I)$ близка к линейной.

Проведенное исследование указывает на возможность плавного уменьшения незатухающего кольцевого тока пропусканием поперечного тока I . Вполне реальным также представляется возбуждение кольцевого тока I_x следующей процедурой: внутрь кольца вводится соленоид, затем пропускается импульс тока I такой амплитуды, чтобы разрушить диамагнитный кольцевой ток, индуцированный полем соленоида. В результате этого поле соленоида проникает внутрь кольца. Выключая соленоид после приложения импульса поперечного тока, получим кольцо с «замороженным» потоком, т. е. $I_x \neq 0$.

Обнаруженная в работе возможность управлять величиной кольцевого незатухающего тока может представлять интерес для приложений.

Список литературы

- [1] Шелых А. И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 6. С. 1820—1824.
- [2] Шелых А. И., Кудинов Е. К., Степанова М. И., Смирнов И. А. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. № 16. С. 32—35.
- [3] Миронов Э. Г., Гижевский Б. А., Чеботарев Н. М. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. № 24. С. 51—54.
- [4] Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость второго рода. М.: Мир, 1970. 364 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
3 октября 1990 г.
В окончательной редакции
13 декабря 1990 г.

УДК 530.0.98;535.41;537.312.62

© Физика твердого тела, том 33, № 5, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 5, 1991

ФАКТОР ДИНГЛА В ЭФФЕКТЕ ДЕ ГААЗА—ВАН АЛЬФЕНА И МЕТОД КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ

С. Т. Павлов, И. С. Пивоваров

1. Почти периодическая осцилляционная зависимость плотности энергетических состояний $\rho(\epsilon)$ от \mathbf{H} в случае вырождения носителей заряда является причиной осцилляций термодинамических и кинетических свойств твердых тел в магнитном поле \mathbf{H} [1]. Хотя природа этих эффектов сугубо квантовая, макроскопический характер наблюдаемых явлений

¹ Эта область определяется условием термодинамической устойчивости относительно внешнего параметра I и условием метастабильности кольцевого тока I_x .