

## НЕЛОКАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС ПЛАСТИНЫ ЖЕСТКОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

*И.Ф.Волошин, В.С.Горбачев\*, С.Е.Савельев\*, Л.М.Фишер, В.А.Ямпольский<sup>†</sup>*

*Всероссийский электротехнический институт  
111250 Москва, Россия*

*\*Московский инженерно-физический институт  
115409 Москва, Россия*

*<sup>†</sup>Институт радиофизики и электроники АН Украины  
310085 Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 4 ноября 1993 г.

После переработки 10 декабря 1993 г.

Предложена модель для описания электродинамики жестких сверхпроводников, размеры которых сравнимы с лондоновской глубиной проникновения поля. В модели рассматривается нелинейный отклик сверхпроводника на изменение внешнего магнитного поля при учете необратимого движения абрикосовских вихрей. В рамках модели удастся объяснить особенности низкочастотного поверхностного импеданса сверхпроводящей пластины.

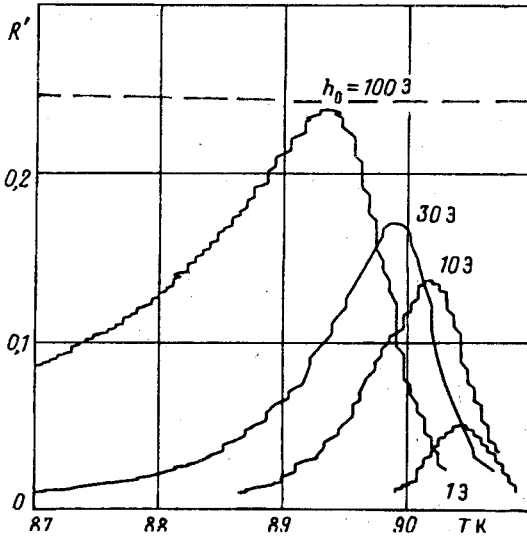
1. Модель критического состояния Бина широко применяется для описания низкочастотных электромагнитных свойств жестких сверхпроводников. Поскольку в ней используется единственный феноменологический параметр – критическая плотность тока  $J_c$ , данная модель является довольно грубым приближением. В частности, она оказывается непригодной для описания целой группы явлений в системах, характерные размеры которых соизмеримы с лондоновской глубиной  $\lambda$  проникновения поля. Приведем пример одного из таких явлений.

Хорошо известно, что поверхностное сопротивление  $\mathcal{R}$  сверхпроводящей пластины имеет максимум в условиях, когда глубина  $\delta$  проникновения переменного магнитного поля оказывается порядка толщины образца  $d$  (см., например, [1]). Согласно модели критического состояния, высота этого максимума, нормированная на величину поверхностного реактанса образца в нормальном состоянии  $\chi_n = 2\pi\omega d/c^2$ , не зависит от каких-либо физических параметров:

$$R'_{max} = \mathcal{R}_{max}/\chi_n = 3/4\pi. \quad (1)$$

Результат (1) не зависит от способа изменения глубины проникновения переменного поля – импеданс можно исследовать как функцию постоянного поля, температуры, амплитуды переменного поля и др. Мы обратили внимание, что в некоторых случаях  $R'_{max}$  оказывается заметно меньше, чем  $3/4\pi$ . В качестве примера на рис.1 приведены температурные зависимости безразмерного поверхностного сопротивления  $R' = \mathcal{R}/\chi_n$  для разных значений амплитуды переменного поля. Исследовался образец текстурированной Y-Ba-Cu-O керамики толщиной  $\sim 1$  мм. Импеданс измерялся при частоте 130 Гц с использованием стандартного индуктивного метода. Все графики содержат обсуждаемые максимумы, высота которых при низких температурах согласуется с предсказаниями модели критического состояния. Однако при приближении температуры

к критической высота максимума уменьшается. Мы предположили, что такое поведение импеданса связано с увеличением глубины проникновения  $\lambda$ , которая может оказаться сравнимой с характерными геометрическими размерами системы (например, с характерной толщиной кристаллитов, составляющих образец).



Температурные зависимости поверхностного сопротивления  $R'$  при различных значениях амплитуды переменного поля  $h_0$  для текстурированной Y-Ba-Cu-O керамики,  $d = 1,4$  мм,  $\omega/2\pi = 130$  Гц. Пунктиром показана предельная высота максимума  $3/4\pi$ , соответствующая традиционной модели критического состояния

2. Для объяснения природы наблюдаемого эффекта необходимо построение новой модели, учитывающей изменения полей на пространственных масштабах порядка  $\lambda$ . Мы будем рассматривать здесь случай достаточно сильного магнитного поля  $H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$ , когда характерное расстояние  $a$  между абрикосовскими вихрями много меньше  $\lambda$ . Введем функции  $B(x)$  и  $n(x)$ , представляющие собой результат усреднения микроскопического магнитного поля и числа абрикосовских вихрей по масштабу, много большему  $a$ , но малому по сравнению с  $\lambda$ . Магнитное поле  $B(x)$  является суммой двух слагаемых, одно из которых мейсснеровское поле, а второе – вклад вихрей (см. например, [2]). В случае пластины, занимающей область  $-d/2 < x < d/2$ , во внешнем поле  $H$  имеем

$$B(x) = H \frac{\cosh(x/\lambda)}{\cosh(d/2\lambda)} + B_v(x). \quad (2)$$

Усредненное поле вихрей  $B_v$  удовлетворяет уравнению

$$B_v - \lambda^2 \frac{\partial^2 B_v}{\partial x^2} = n\Phi_0 \quad (3)$$

с граничным условием  $B_v = 0$  при  $x = \pm d/2$ .

Второе уравнение нашей модели, необходимое для определения функций  $B(x)$  и  $n(x)$ , получено из рассмотрения силового баланса и имеет вид

$$\partial B / \partial x = 4\pi f / \Phi_0, \quad (4)$$

где  $f$  – сила взаимодействия вихря с центром пиннинга,  $\Phi_0$  – квант магнитного потока. При выводе этого уравнения, кроме пиннинга, нами были учтены

взаимодействие вихрей друг с другом, с мейсснеровским полем и с антивихрями. По форме уравнение (4) похоже на основное уравнение традиционной модели критического состояния. Однако в нашем случае сила пиннинга может принимать не только экстремальные значения  $f = \pm F$ , где  $F = \Phi_0 J_c / c$ , а любые значения в интервале  $-F < f < +F$ .

В сверхпроводниках с не очень сильным пиннингом, в которых магнитная индукция меняется на расстояниях, больших  $\lambda$ , уравнение (3) дает известное локальное соотношение  $B_y = n\Phi_0$ . Именно такое соотношение используется в традиционной модели критического состояния. В тех же системах, где критическая плотность тока достаточно велика, необходимо использовать более общее уравнение (3). В отличие от традиционной модели, состояние сверхпроводника описывается двумя уравнениями для двух неизвестных функций  $B(x)$  и  $n(x)$ . Это приводит к необычным особенностям поведения  $B(x)$  и  $n(x)$  в пластине при изменении внешнего магнитного поля.

Прежде всего обратим внимание на то, что всегда, при любом пространственном распределении плотности вихрей, существует интервал  $\Delta H$  изменения внешнего магнитного поля, при котором функция  $n(x)$  всюду в образце остается неизменной. В самом деле, пока сила, действующая на вихревую систему со стороны магнитного поля, меняется в пределах от  $-F$  до  $F$  и не превышает максимальную силу пиннинга, вихревая система в образце оказывается замороженной. Магнитное поле  $B(x)$ , однако, меняется, благодаря мейсснеровской компоненте в (2). Величину  $\Delta H$  можно легко определить, используя соотношения (2) и (4) с  $f = F = \pm \Phi_0 J_c / c$ :

$$\Delta H = (8\pi/c) J_c \lambda \coth(d/2\lambda). \quad (5)$$

Это означает, что в системе существует барьер, препятствующий изменениям  $n(x)$ , величина которого пропорциональна  $J_c$ .

При изменении внешнего поля в более широкой области, чем (5), в некоторой приповерхностной области  $x_0 < |x| < d/2$  сила пиннинга и, соответственно, плотность тока достигают своего максимального значения. Вихри проникают в эту область или покидают ее. Здесь поле  $B(x)$  можно найти с помощью (4) с  $f = \pm \Phi_0 J_c / c$ , а плотность вихрей вычисляется по найденному  $B(x)$  с помощью (3). Из уравнений (3), (4) видно, что всегда в той области, где происходит изменение  $n(x)$ , в силу условия  $J = J_c = \text{const}$  существует однозначная связь между  $n(x)$  и  $B(x)$ :

$$B(x) = n(x)\Phi_0. \quad (6)$$

В остальной части пластины  $|x| < x_0$  плотность вихрей  $n(x)$  по-прежнему остается замороженной. Поле в этой области определяется из уравнения (3) с известной функцией  $n(x)$ , а плотность тока, которая здесь меньше критической, находится с помощью уравнения Максвелла. Соотношение  $B = n\Phi_0$  в этой области не выполняется. Для завершения процедуры определения функций  $B(x)$  и  $n(x)$  необходимо сшить полученные решения в точке  $x_0$ , используя условия непрерывности  $B(x)$  и  $\partial B / \partial x$ . Эти условия следуют из анализа уравнения (3).

Обратим особое внимание на то, что в отличие от  $B(x)$  плотность вихрей  $n(x)$  терпит разрывы в точках  $|x| = x_0$ . Происхождение скачков обусловлено следующей причиной. Как упоминалось, плотность вихрей и поле связаны соотношением (6) в областях  $x_0 < |x| < d/2$ , так как здесь функция  $n(x)$

меняется. Напротив, по другую сторону от  $x_0$  функция  $n(x)$  заморожена и связана тем же соотношением (6) с другим полем, а именно с  $B(x)$ , при котором плотность вихрей в этой области сформировалась. Высота обсуждаемых скачков пропорциональна величине барьера  $\Delta H$ :  $\Delta n = \Delta H / \Phi_0$ . Появление в нашей модели разрывов означает, что вихревая плотность вблизи точек  $x_0$  меняется на расстояниях, много меньших  $\lambda$ . Отметим, что аналогичный эффект известен для мягких сверхпроводников [3]: в отличие от магнитной индукции  $B(x)$  плотность вихрей при приближении к границе образца спадает не на расстояниях  $\lambda$ , а на масштабе  $a$ .

Из нашей модели следует, что при любом значении внешнего магнитного поля в центре пластины всегда существует область, где плотность вихрей  $n = 0$ . Это связано со взаимным отталкиванием абрикосовских вихрей в центре пластины. Размер  $l_0$  этой области определяется следующим неявным соотношением:

$$\delta(H) = (d - l_0)/2 + \lambda \coth(l_0/2\lambda), \quad (7)$$

где  $\delta(H) = cH/4\pi J_c$ . Данный вывод качественно расходится с предсказаниями традиционной модели критического состояния, в которой область с  $n = 0$  существует только в поле, меньшем поля проникновения  $H_p = (2\pi/c)J_c d$ .

На рис.2 представлены профили  $B(x)$  и  $n(x)$  в пластине при периодическом изменении внешнего поля в интервале  $H_{min} \leq H \leq H_{max}$ . Отметим, что величина скачка плотности вихрей  $\Delta n$ , барьер  $\Delta H$ , а также размер области с  $n = 0$  при  $H > H_p$  пропорциональны  $\lambda$  и исчезают при переходе к локальному пределу  $\lambda \rightarrow 0$ .

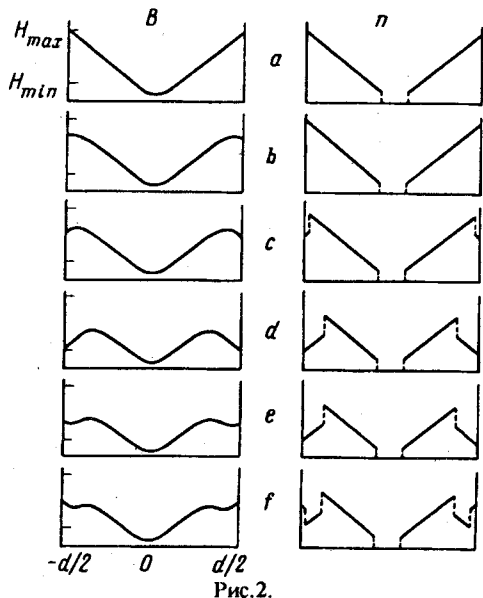


Рис.2.

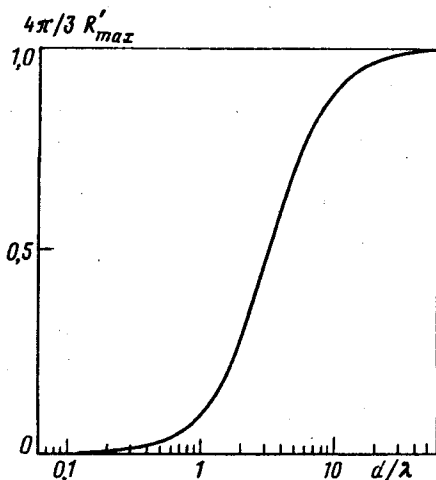


Рис.3.

Рис.2. Эволюция (a-f) пространственных распределений магнитной индукции (левая колонка) и вихревой плотности (правая колонка) при периодическом изменении внешнего магнитного поля

Рис.3. Рассчитанная зависимость высоты максимума  $R'_{max}$  поверхностного импеданса от параметра  $d/\lambda$

3. Для интерпретации экспериментальных результатов, представленных на рис.1, мы вычислили поверхностное сопротивление пластины в переменном внешнем поле  $H(t) = H_0 + h_0 \cos(\omega t)$  в рамках предложенной нелокальной модели. Результат может быть представлен в следующем виде:

$$R' = \frac{4}{3\pi} \left[ \frac{l}{\delta(h_0)} \right]^2 \frac{3\delta(h_0) - 2l}{d}, \quad l = \frac{d - l_0(h_0)}{2}. \quad (8)$$

Величина  $R'$  как функции  $\delta$  имеет максимум, а его высота  $R'_{max}$  зависит от отношения  $d/\lambda$ . Рис.3 показывает, что высота  $R'_{max}$  при  $\lambda > d$  значительно меньше, чем  $3/4\pi$ .

Проанализируем полученные экспериментальные и теоретические результаты. Согласно кривой на рис.3, наблюдаемое в эксперименте относительное уменьшение высоты максимума  $R'$ , полученного, например, при  $h_0 = 1 \text{ Э}$  и  $T_c - T \sim 0,5 \text{ K}$  (рис.1), может происходить при  $d/\lambda \sim 2$ . Глубина проникновения  $\lambda$  для Y-Ba-Cu-O при данной температуре составляет несколько микрон, толщина же образца превышает 1 мм. Это означает, что в изучаемой системе должен существовать другой характерный масштаб порядка 10 мк, который и проявляется в наблюдаемом размерном эффекте. Известно, что плавленые ВТСП образцы имеют пластинчатую структуру с характерной толщиной кристаллитов именно около 10 мкм. В нашем образце, как показал микроструктурный анализ, типичная толщина кристаллитов  $d$  составляет 8–10 мкм. Таким образом, можно предположить, что роль параметра  $d$  нелокальной теории в нашем эксперименте играет толщина кристаллитов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 93-02-14766.

- 
1. L.M.Fisher, V.S.Gorbachev, N.V.P'in et al., Phys. Rev. B **48**, 10986 (1992).
  2. H.Brandt, Phys. Rev. Lett. **67**, 2215 (1991).
  3. В.В.Шмидт, Г.С.Мкртчян, УФН **112**, 459 (1974).