

КРИТИЧЕСКИЙ ТОК СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ НАХОДЯЩЕЙСЯ В СМЕШАННОМ СОСТОЯНИИ

В.В.Шмидт

Во всех работах, касающихся критического тока жестких сверхпроводников, содержится утверждение, что смешанное состояние ($H_{C1} < H_0 < H_{C2}$) является абсолютно неустойчивым по отношению к транспортному току, направленному перпендикулярно внешнему магнитному полю H_0 . Другими словами это означает, что транспортный ток, взаимодействуя со сверхпроводящими вихрями, действует на них силой Лоренца и вызывает их движение в направлении, перпендикулярном полю и току. При этом возникает диссипация энергии и сверхпроводящее состояние нарушается. Если материал неоднороден – вихри застревают на неоднородностях (пиннинг) и оказывается возможным бездиссипативное сверхпроводящее течение транспортного тока.

Отметим прежде всего, что утверждение об абсолютной неустойчивости смешанного состояния строго говоря – неверно. Действительно, оно было бы справедливо для бесконечного образца, но для реального образца уже его поверхность является той неоднородностью, на которой может застопориться движение вихрей.

В данной работе рассчитывается критический ток для пленки, расположенной параллельно внешнему магнитному полю. Толщина пленки d предполагается малой по сравнению с глубиной проникновения δ_0 : $d \ll \delta_0$, но $d \gg \xi(T)$, где $\xi(T) = \delta_0 / \kappa$, $\kappa \gg 1$: κ – постоянная теории Гинзбурга – Ландау [1]. Рассматривается случай, когда внеш-

нее магнитное поле $H_0 > H_{C1}(d)$, но $H_0 - H_{C1}(d) \ll H_{C1}(d)$. Здесь $H_{C1}(d)$ – первое критическое поле пленки, которое было рассчитано Абрикосовым в работе [2]. Пусть пленка расположена параллельно плоскости (yz) и ограничена плоскостями $x = \pm d/2$. Внешнее магнитное поле направлено вдоль оси oz , транспортный ток течет в направлении oy .

Рассмотрим сперва случай, когда транспортного тока нет. Найдем свободную энергию такой конфигурации вихрей: оси всех вихрей параллельны оси oz , точки пересечения осей всех вихрей с плоскостью (xy) находятся на одной линии, которая параллельна оси oy и отстоит от нее на расстоянии x_0 , расстояние a между осями вихрей велико по сравнению с δ_0 . Решение уравнения для поля

$$\Delta H - H = - \frac{2\pi}{\kappa} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x - x_0) \delta(y - ma)$$

при граничном условии $H = H_0$ при $x = \pm d/2$ проводим так, как это сделано в работе [2]. Здесь и ниже используются относительные единицы, введенные в работе [1]. Подставляя решение в выражение для плотности свободной энергии F_H получим плотность свободной энергии как функцию параметра x_0 . Как и следовало ожидать эта функция достигает минимума при $x_0 = 0$, т.е. цепочке вихрей (при $a \rightarrow \infty$) выгоднее располагаться по центру пленки. Полученное выражение позволяет найти возвращающую силу действующую на цепочке вихрей: $f = -dF_H/dx_0$. Пусть теперь по пленке идет транспортный ток, распределение которого определяется решением уравнения Лондона при граничном условии $H = \pm H_1$ при $x = \pm d/2$. Этот транспортный ток действует на вихри силой Лоренца f_L , под действием которой цепочка вихрей сместится на расстояние x_0 . Условие равновесия вихрей очевидно: $f_L = dF_H/dx_0$. Это уравнение устанавливает следующую зависимость H_1 от x_0 :

$$H_1 = \frac{1}{\kappa d} \ln \frac{d/2 + x_0}{d/2 - x_0} \frac{\text{sh } d/2}{\text{ch } x_0} - H_0 \text{th } d/2 \text{th } x_0. \quad (1)$$

При выводе этого выражения мы пренебрегаем взаимодействием вихрей, так как считаем $a \rightarrow \infty$. Из формулы (1) видно, что H_1 является

возрастающей функцией величины $(-x_0)$ лишь до некоторого значения x_{oc} . Это значение x_{oc} и определяет предел устойчивости вихревой решетки. Итак, x_{oc} находим из уравнения $dH_1/dx_0 = 0$ и полученное x_{oc} подставляем в уравнение (1). Этим мы определим критический ток.

В приближении $x_{oc} \ll d/2$ получаем следующее выражение для магнитного поля на поверхности пленки, созданного критическим током

$$H_{1c} = \frac{1}{12} \sqrt{\kappa} d^3 \left[H_0 - \frac{H_{c1}(d)}{\ln \gamma \kappa d / \pi + 0,081} \right]^{3/2}. \quad (2)$$

$$\gamma = e^C = 1,78.$$

Из этого выражения следует, что с увеличением магнитного поля H_0 ($H_0 > H_{c1}(d)$) критический ток увеличивается. Физически это вполне понятно. С увеличением внешнего магнитного поля, потенциальная яма, в которой находится цепочка вихрей, становится глубже и требуется ббльший транспортный ток, чтобы нарушить устойчивость этой системы. С другой стороны ясно, что сверхпроводимость пленки полностью разрушится уж во всяком случае, когда $H_0 = H_{c2}$. Отсюда следует, что при каком-то поле H_p ($H_{c1}(d) < H_p < H_{c2}$) критический ток достигает максимума. Таким образом мы приходим к выводу, что для рассматриваемых пленок должен наблюдаться пик-эффект (пик в зависимости критического тока от внешнего магнитного поля).

Институт металлургии
им. Байкова

Поступило в редакцию
11 марта 1969 г.

Литература

- [1] В.Л.Гинзбург, Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 20, 1064, 1950.
[2] А.А.Абрикосов. ЖЭТФ, 46, 1464, 1964.