

01;05

## Динамика вихрей локального магнитного потока в сверхпроводниках

© И.М. Голев, В.Е. Милошенко, Н.А. Андреева

Воронежский государственный технический университет,  
394026 Воронеж, Россия

(Поступило в Редакцию 9 июня 1999 г.)

Механическим методом исследуется динамика вихрей локализованного магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках. Дается анализ физических условий в градиентном магнитном поле. Обсуждение результатов проводится в рамках модели о свободных и закрепленных вихрях. Вычислены значения модулей упругости, силы пиннинга, величины диссипации энергии, вязкого трения вихрей и величины потенциала пиннинга. Показано, что этим методом исследуются не интегральные характеристики сверхпроводника, а локальные, что позволяет изучать распределение центров пиннинга кристаллической структуры по объему.

С открытием высокотемпературной сверхпроводимости появились широкие возможности использования ее в технике. Обычно измерение критических параметров и исследование их производных проводят в однородных магнитных полях и всего образца в целом [1–3], т.е. определяют интегральные параметры и характеристики сверхпроводника. Однако большой интерес представляет изучение распределения неоднородностей в их объеме, в том числе центров пиннинга, что важно для практического использования, например, в криогенном электромашиностроении и приборостроении со сверхпроводящими конструктивными элементами [4–6]. В работе предлагаются результаты экспериментального исследования динамики вихрей локального градиентного магнитного потока в металлооксидах на основе иттрия.

Исследования проводились механическим методом [7], где пластина из сверхпроводника вывешивалась между полюсами магнитной системы (рис. 1). При внешнем поле  $B$ , превышающем некоторое первое критическое поле  $B_{c1}$ , в центральной части пластины формируется пятно магнитного потока. Установка позволяет проводить исследование вдоль образца на различных участках. Для этого имеется возможность смещать магнитную систему, а для повышения чувствительности уменьшать ширину пятна. Длина пятна магнитного потока  $a$  определяется геометрией образца, а ширина  $b$  — толщиной полюсных наконечников и нивелируется распределением магнитного поля между полюсами, которое можно записать

$$B(z) = B_0 \exp(-\beta z^2), \quad (1)$$

с учетом величины  $B_{c1}$  запишем

$$b = 2 \sqrt{\ln \left( \frac{B_0}{B_{k1}} \right)^{\frac{1}{\beta}}}, \quad (2)$$

где  $B_0$  — максимальное значение магнитного поля;  $\beta$  — константа магнитной системы, равная  $2.2 \cdot 10^5 \text{ м}^{-2}$ ;  $z$  — линейное смещение.

При смещении пластины под действием силы  $F$  на каждый из вихрей, перемещающийся вместе со сверхпроводником в неоднородном магнитном поле, будет

действовать возвращающая сила

$$f = p_{mz} \frac{\partial B}{\partial z} = -2p_{mz} B_0 \beta z \exp(-\beta z^2), \quad (3)$$

где  $p_{mz}$  — магнитный момент вихря.

При  $f$  меньше силы пиннинга вихря  $f_{pi}$  будет происходить упругое (обратимое) смещение вихрей. Дальнейшее движение пластины приводит к возрастанию этой силы и при достижении последней значения  $f_{pi}$  некоторые вихри начнут срываться с центров закрепления и естественно становятся в определенном смысле неподвижными относительно магнитной системы. Сила пиннинга вихрей различна, поэтому число открепленных вихрей будет нарастать по мере смещения пластины. Зависимость числа сорванных вихрей  $N_f$  от смещения пластины можно записать как

$$N_f(z) = N \left[ 1 - \exp \left( -\frac{z}{k_1} \right) \right], \quad (4)$$

где  $k_1$  — коэффициент, характеризующий дисперсию силы пиннинга вихрей;  $N = \Phi / \Phi_0$  — число вихрей, где

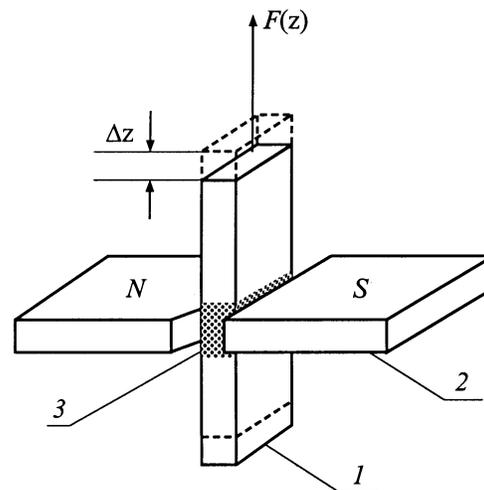


Рис. 1. Расположение пластины из сверхпроводника в магнитной системе: 1 — сверхпроводящая пластина; 2 — полюса магнитной системы; 3 — пятно магнитного потока.

№ образца	Плотность, g/cm <sup>3</sup>	$\rho_H, \Omega \cdot \text{m}, 10^{-5}$	$F_{p \text{ mech}}, \text{N/m}^3$	$F_{p \text{ cur}}, \text{N/m}^3$	$C, \text{N/m}^2$	$W, \text{J}, 10^{-7}$	$\eta, \text{kg/m} \cdot \text{s}$	$U_0, \text{meV}$
1	3.3	3.4	1900	9.8	68	7.2	20	16
2	4.2	1.5	3445	210	$26 \cdot 10^2$	16.4	52	27
3	5.2	0.76	4282	1480	$94 \cdot 10^2$	18.8	300	31

$\Phi$  — магнитный поток, приходящийся на исследуемую площадь,

$$\Phi = k_2 a B_0 \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \exp(-\beta z^2) dz. \quad (5)$$

Здесь  $k_2$  — коэффициент ослабления внешнего поля  $B_0$  в объеме сверхпроводника, измеренное значение которого при  $B > 0.01 \text{ Т}$  не менее 0.9. Будем считать, что все вихри изначально закреплены, и чтобы сорвать их, необходимо приложить некоторую силу  $F = \sum_{i=1}^N f_{pi}$ . С учетом (4) смещение образца и сила, вызывающая его, связаны между собой

$$F(z) = \sum_{i=1}^N f_{pi} N \left[ 1 - \exp\left(-\frac{z}{k_1}\right) \right]. \quad (6)$$

Движение сорванных вихрей вызывает появление дополнительной силы, обусловленной их вязким трением в объеме сверхпроводника. Коэффициент вязкого трения  $\eta$  в этом случае равен

$$\eta = \frac{\Delta F \Delta z}{VS}, \quad (7)$$

где  $\Delta F$  — изменение силы при смещении образца на  $\Delta z$ ;  $V$  — скорость движения образца;  $S = ad$  — сечение образца;  $d$  — толщина образца, чувствительность при измерении силы составляла  $10^{-7} \text{ Н}$ , а величины смещения —  $10^{-6} \text{ м}$ .

Нами исследовались металлооксиды Y-Ba-Cu-O состава 1–2–3, полученные по двухстадийной керамической технологии с различной плотностью (см. таблицу), размером  $(4 \times 1.5 \times 20) \text{ мм}$  при температуре 78 К. В данных экспериментах в полях 0.007–0.1 Т ширина пятна магнитного потока изменялась от  $5.5 \cdot 10^{-3}$  до  $9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Скорость перемещения была  $3 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}$ .

Известно, что сила  $F$  зависит не только от плотности вихрей, но и от реальной кристаллической структуры металлооксида. Поэтому нами проводились исследования как в различных по величине магнитных полях, так и на образцах, отличающихся пористостью и размерами гранул, при прочих равных условиях.

Кривые зависимости  $F(z)$  для всех исследованных металлооксидов в постоянных магнитных полях имеют одинаковый характер. Экспериментальные результаты для  $B = 0.025 \text{ Т}$  представлены на рис. 2.

При начальном смещении происходит линейное возрастание величины силы, что свидетельствует об упругом

смещении вихрей (рис. 2, участок AB). Вычисленные значения модуля упругости вихревой структуры приведены в таблице. При больших смещениях происходит отклонение кривой  $F(z)$  от линейности (участок BC) и наблюдается гистерезис, что говорит о срыве вихрей с центров пиннинга. В дальнейшем кривые выходят на насыщение (участок CD), т.е. все вихри практически сорваны. Наклон этого участка определяется вязким трением движущихся вихрей, а измеренная величина  $F$  и есть характеристика силы пиннинга. Вычисленные нами значения силы пиннинга и коэффициента вязкого трения представлены в таблице. При уменьшении величины смещения  $z$  кривые  $F(z)$ , естественно, не повторяют прямой ход. Площадь такой петли гистерезиса характеризует величину диссипации энергии  $W$  в этой четверти периода за счет вязкого движения вихрей. Рассчитанные значения  $W$  при смещении  $z(0-2-0) \text{ мм}$  приведены в таблице.

Сила пиннинга в сверхпроводниках зависит от энергии закрепления вихрей на центрах пиннинга  $U_0$ , которую можно оценить из измерений величины релаксации. Для этого образец под действием силы  $F$  смещался на некоторое расстояние  $z$  в постоянном магнитном поле, и после прекращения роста этой силы мы продолжали регистрировать смещение ( $\Delta z$ ) его во времени, обусловленное термоактивационным крипом части вихрей. Энергия закрепления вихрей рассчитывалась по формуле

$$U_0^* = - \left[ \ln \left( 1 - \exp \left( -\frac{\Delta z}{k_1} \right) \right) \right] kT, \quad (8)$$

где  $U_0^* = U_0 - f_i b$ ,  $b$  — смещение вихря под действием приложенной к нему силы  $f_i = F/N$ ;  $k$  — постоянная Больцмана.

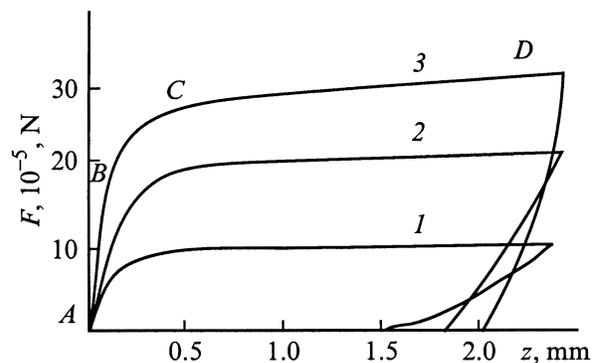


Рис. 2. Зависимость приложенной силы  $F$  от смещения сверхпроводника  $z$  (1–3 — номера образцов).

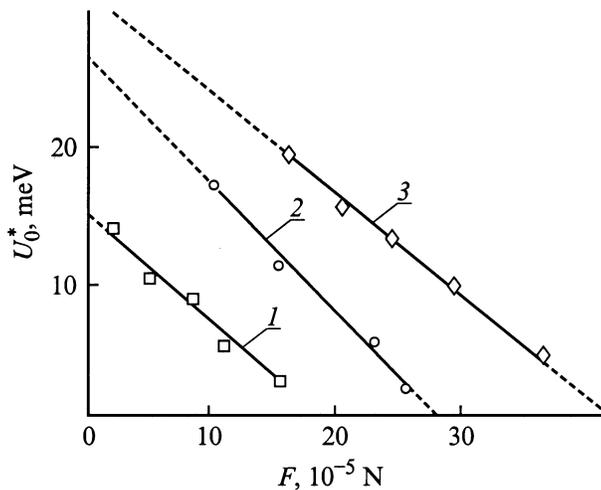


Рис. 3. Зависимость  $U_0^*$  от приложенной силы  $F$  (1–3 — номера образцов).

На рис. 3 представлены зависимости  $U_0^*(F)$  для  $B_0 = 0.025$  Т. Видно, что значение энергии активации  $U_0^*$  уменьшается за счет увеличения приложенной в начальный момент силы  $F$ . Экстраполируя зависимость  $U_0^*(F)$  к  $F = 0$ , можно определить значения  $U_0$  для сверхпроводников (см. таблицу). Зная  $U_0$ , определяем величину смещения вихря  $b$  под действием приложенной в начальный момент силы  $F$ . Оказалось, что значение  $b$  не зависит от  $F$ , у образцов 1–3 оно соответственно равно:  $86 \cdot 10^{-10}$ ,  $42 \cdot 10^{-10}$ ,  $36 \cdot 10^{-10}$  м. С ростом плотности керамики Y–Ba–Cu–O значения модуля упругости вихрей, сила и энергия пиннинга, величина диссипации энергии возрастают, величина же вязкого трения обратно пропорциональна удельному сопротивлению сверхпроводника в нормальном состоянии. Полученные результаты качественно согласуются с известными данными о поведении вихрей в однородном магнитном поле [8].

В подобной экспериментальной ситуации, в том числе и при той же скорости движения вихрей, были измерены значения критического тока резистивным методом. Сила пиннинга, рассчитанная в этом случае  $F_{p\text{cur}}$ , оказалась меньше, чем  $F_{p\text{mech}}$  (см. таблицу). Это связано с тем, что при резистивных измерениях расчет  $F_{p\text{cur}}$  проводится по критическому току, который определяется в момент движения слабо запиннингованных вихрей. В нашем же случае измеряются предельные значения силы пиннинга сверхпроводника.

В заключение можно отметить, что изучение динамики локализованного магнитного потока в сверхпроводниках предложенным механическим методом позволяет не только количественно оценить предельные значения силы и энергии пиннинга, модуля упругости вихрей и коэффициент их вязкого трения, но и исследовать распределение эффективных центров пиннинга.

## Список литературы

- [1] Милошенко В.Е., Шушлебин И.М. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 2. С. 229–304.
- [2] Brant E.H. // Progr. Phys. 1995. Т. 58. N 11. P. 1465–1476.
- [3] Vijayraghavan R., Gupta L.C. // Int. J. Mod. Phys. B. 1995. Т. 9. N 6. P. 663–668.
- [4] Милошенко В.Е., Кармазин В.М. // Техн. электродинамика. 1982. № 6. С. 10–14.
- [5] Антонов Ю.Ф., Козовский Е.Я. // Электротехника. 1982. № 11. С. 29–34.
- [6] Бауров Ю.А., Меркурова С.П., Антонов Ю.Ф. // СФХТ. 1994. № 8–9. С. 1453–1458.
- [7] Голев И.М., Андреева Н.А., Милошенко В.Е. // ПТЭ. 1998. № 5. С. 161–164.
- [8] Пан В.М. // Журн. всесоюз. химического общества. 1989. Т. 34. № 4. С. 509–519.