Физика низких температур, 1996, т. 22, № 11, с. 1329–1330

Магнитная релаксация в сверхпроводящем диске

И. М. Бабич, Г. П. Микитик

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail:mikitik@ilt.kharkov.ua

Получены уравнения, описывающие магнитную релаксацию в анизотропном сверхпроводящем диске. В частном случае изотропного диска выведена явная формула для скорости магнитной релаксации. Результаты работы могут быть использованы для описания магнитной релаксации в монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников.

Отримано рівняння, що описують магнітну релаксацію в анізотропному надпровідному диску. В окремому випадку ізотропного диска виведено наявну формулу для швидкості магнітної релаксації. Результати роботи можуть бути використані для описання магнітної релаксації у монокристалах високотемпературних надпровідників.

Изучение магнитной релаксации в ВТСП позволяет получать информацию о механизмах пиннинга вихревых линий в этих материалах. В настоящее время имеется довольно большое количество экспериментальных данных по магнитной релаксации в таких сверхпроводниках. Для описания этих данных обычно используются теории [1] или [2]. Однако указанные теории построены в предположении одномерного распределения магнитной индукции **B** по образцу в критическом состоянии, т.е., строго говоря, они применимы к цилиндру в магнитном поле, параллельном его оси, или к пластине с полем, лежащим в ее плоскости. Монокристаллы же ВТСП имеют вид достаточно тонких пластин, а внешнее поле **H** в экспериментах по магнитнюй релаксации направлено, как правило, по нормали к их поверхности. В такой ситуации силовые линии поля искривлены и распределение **B** по образцу является неодномерным, что делает результаты [1,2], строго говоря, непригодными при анализе экспериментальных данных. Только в полях $dH \gg H_{sf}$, где H_{sf} — собственное поле токов в критическом состоянии, следует ожидать совпадения результатов для логарифмической скорости магнитной релаксации $Q = (dM/d\ln t)$ в цилиндре и диске того же радиуса (здесь t — время, а M — магнитный момент образца).

Магнитная релаксация в сверхпроводящем диске изучалась в [3]. Однако в этой работе предполагалось, что пиннинг вихревых линий в сверхпроводнике изотропный, а плотность критического тока j_c и эффективная высота активационного барьера U_0 не зависят от $|\mathbf{B}|$ (модель Бина). Кроме того, рассматривался только случай полного проникновения магнитного потока в образец (т.е. $H > H_{sf}$). В настоящей работе предложен способ расчета скорости магнитной релаксации в анизотропном сверхпроводнике, имеющем форму произвольного тела вращения. Он применим как при полном ($H > H_{sf}$), так и неполном ($H < H_{sf}$) проникновении магнитного потока в образец, а на зависимости $j_c(\mathbf{B})$ и $U_0(\mathbf{B})$ не накладываются никакие ограничения. В случае достаточно тонкого диска (т.е. $d \ll R$, где d — толщина диска, а R — его радиус) расчет магнитной релаксации сведен к решению системы одномерных интегральных уравнений. Эта система состоит из двух частей. В первую входят уравнения, описывающие критическое состояние в диске. При $R \geq \rho \geq d$ они имеют вид

$$b_z(\rho) = H + \hat{L}b_\rho \ ,$$

$$\frac{2\pi d}{c} = -\int_0^{b_\rho(\rho)} \frac{db}{j_c(b,\, b_z(\rho))} \ ,$$

а при $a \geq \rho \geq 0$

$$b_z(\rho) = H + \hat{L}b_\rho = 0.$$

Здесь b_z — z-компонента магнитной индукции **B** при $z = 0$; b_ρ — ρ-компонента **B** при $z = d/2$; $j_c(B_\rho\ ,\ B_z)$ — зависящий от **B** критический ток;

© И. М. Бабич, Г. П. Микитик, 1996

$$\hat{L}b_\rho \equiv \frac{1}{\pi}\int_0^R dr b_\rho(r)\left[\frac{K(k)}{r+\rho}+\frac{E(k)}{r-\rho}\right],$$

$k^2 = 4r\rho/(\rho + r)^2$, $K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы. Начало цилиндрической системы координат помещено в центр диска с осью z, параллельной внешнему магнитному полю H, которое, как предполагается, резко включается в момент $t = 0$ и направлено перпендикулярно плоскости диска. Величина a находится из условия непрерывности $b_z(\rho)$ при $\rho = a$. Вторая часть системы уравнений описывает собственно магнитную релаксацию. При $R \geq \rho \geq a$ она имеет вид

$$\tilde{b}_z(\rho) = \hat{L}\tilde{b}_\rho\ ,\ \tilde{b}_\rho = F_1(b_\rho, b_z) - \tilde{b}_z F_2(b_\rho, b_z),$$

а при $a \geq \rho \geq 0$

$$\tilde{b}_z(\rho) = \hat{L}\tilde{b}_\rho = 0.$$

Величина Q рассчитывается по формуле

$$Q = \frac{1}{2}\int_0^R \tilde{b}_\rho(r) r^2 dr.$$

В приведенных выше уравнениях $\tilde{b}_z \equiv (db_z/d\ln t)$, $\tilde{b}_\rho \equiv (db_\rho/d\ln t)$,

$$F_i = j_c(b_\rho, b_z)\int_0^{b_\rho(\rho)} \frac{V_i\, db}{j_c^2(b, b_z)U_j'\left(j_c(b, b_z), b, b_z\right)}.$$

Здесь $V_1 = T$ (температура), $V_2 = U_{B_z}'\left(j_c(b, b_z), b, b_z\right)$, $U(j, B_\rho, B_z)$ — крип-активационный барьер, зависящий от плотности тока j и от B. Штрих означает соответствующее дифференцирование. При произвольной зависимости $U = U(j, \mathrm{B})$ (зависимость $j_c(\mathrm{B})$ находится из условия $U(j_c, \mathrm{B}) = 0$) полученная система уравнений может быть решена численными методами. Для случая $U = U(j)$ (модель Бина) было найдено ее точное решение (при этом использовались результаты [4]). На основе найденного решения получена явная формула, описывающая в указанном случае зависимость $Q(H)$ для диска во всем интервале магнитный полей:

$$Q = Q_0\left[1 - \frac{2}{\pi}\left(\arcsin\alpha - \alpha\sqrt{1-\alpha^2} + 2\alpha^3\cosh^{-1}(1/\alpha)\right)\right],$$

где

$$\alpha = \frac{1}{\mathrm{ch}\,(H/H_d)},\quad H_d \equiv \frac{2\pi j_c d}{c},$$

$$Q_0 = \frac{\pi d R^3 j_c T}{3cU_0},\quad U_0 \equiv -j_c(\partial U/\partial j)_{j=j_c}.$$

При $H > H_{sf} \sim H_d \ln(R/d)$ эта формула переходит в выражение, приведенное в [3]. Отметим, что в области не слишком сильных магнитных полей полученная зависимость $Q(H)$ заметно отличается от соответствующего результата для цилиндра:

$$Q = Q_0\left[1 - 3\alpha^2 + 2\alpha^3\right],$$

где $\alpha = 1 - (H/H_R)$, $H_R \equiv 4\pi R j_c/c$, а d в Q_0 есть теперь длина цилиндра. Однако различия в $Q(H)$ для диска и цилиндра становятся еще более существенными для анизотропных сверхпроводников, в которых j_c и U_0 зависят от направления B по отношению к осям кристалла. В настоящей работе показано, что, даже если j_c и U_0 не зависят от $|\mathbf{B}|$, функция $Q(H)$ может быть немонотонной в анизотропных сверхпроводниках дискообразной формы. Это необходимо учитывать при объяснении экспериментальных результатов работ [5,6], в которых наблюдалась такая немонотонная зависимость $Q(H)$.

1. M. R. Beasley, R. Labusch, and W. W. Webb, *Phys. Rev.* **181**, 628 (1969).
2. M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2303 (1989).
3. A. Gurevich and E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 178 (1994).
4. P. N. Mikheenko and Yu. E. Kuzovlev, *Physica* **C204**, 229 (1993).
5. Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, F. Holtzberg, and T. R. Dinger, *Phys. Rev.* **B38**, 11828 (1988).
6. D. Shi, M. Xu, A. Umezawa, and R. F. Fox, *Phys. Rev.* **B42**, 2062 (1990).

Magnetic relaxation in a superconducting disk

I. M. Babich and G. P. Mikitik

Equations are derived to describe magnetic relaxation in an anisotropic superconducting disk. In the special case of an isotropic disk an explicit formula for magnetic relaxation rate is deduced. These results can be used to treat magnetic relaxation in single crystals of high-T_c superconductors.