Письма в ЖЭТФ, том 55, вып. 5, стр. 285 — 288 10 марта 1992 г.

"ИНВЕРСИОННЫЙ СЛЕД" ДВИЖУЩЕГОСЯ ВИХРЯ АБРИКОСОВА В МАГНИТНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ

В.Н.Криворучко

Донецкий физико-технический институт АН Украины
340114, Донецк

Поступила в редакцию 4 февраля 1992 г.

Исследована магнитная структура движущегося вихря Абрикосова в магнитном сверхпроводнике. Показано, что магнитная подсистема существенно искажает форму вихря, приводя к медленному, по степенному, спаданию поля вихря на больших расстояниях. Предсказано явление "инверсионного следа" движущегося вихря.

В настоящее время известно большое число магнитных сверхпроводников. Кроме тройных соединений [1], сосуществование сверхпроводимости и магнетизма установлено в ВТСП соединениях типа REBaCuO, RECuO и др., где RE - редкоземельный ион. Наконец, сильная антиферромагнитная корреляция спинов меди в CuO_2-плоскостях в сверхпроводящем состоянии является одной из важнейших черт ВТСП материалов. (Обширную литературу по данной теме можно найти в сборнике [2]).

В магнитных сверхпроводниках второго рода магнитное поле проникает в виде вихрей Абрикосова [3] и индуцирует намагничивание магнитной подсистемы на расстоянии порядка лондоновской глубины проникновения поля λ вокруг нормального кора вихря. Достаточно большой силы транспортный ток, пропускаемый через сверхпроводник, находящийся в смешанном состоянии, приводит систему вихрей Абрикосова в движение [4]. Нами исследована структура магнитного поля медленно движущегося изолированного вихря Абрикосова. Показано, что магнитная подсистема существенно искажает форму вихря; предсказано явление "инверсионного следа" движущегося вихря.

Ниже мы будем предполагать электродинамическую связь между незатухающим током и магнитной подсистемой. Как обычно в лондоновском приближении не учитывается структура сердцевины вихря в соответствии с условием $\lambda \gg \varsigma$, где ς - корреляционная длина. Наконец, рассматривая изолированные вихри, мы фактически предполагаем, что расстояние между ними $d \gg \lambda$ (см., однако, обсуждение формулы (10)).

Будем, следуя [5], исходить из уравнений Максвелла для магнитной индукции $\vec{b}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{a}(\vec{r})$ ($\vec{a}(\vec{r})$ - векторный потенциал), определяемой суммой магнитного поля $\vec{h}(\vec{r})$, создаваемого незатухающим током $\vec{j}(\vec{r})$, и намагниченности $\vec{m}(\vec{r})$, и удовлетворяющей уравнению (c - скорость света)

$$\vec{\nabla} \times \vec{b}(\vec{r}) = \frac{4\pi}{c}\vec{j}(\vec{r}) + 4\pi\vec{\nabla} \times \vec{m}(\vec{r}). \tag{1}$$

В лондоновской калибровке потенциала ($\vec{\nabla}\vec{a}(\vec{r}) = 0$) связь между током, потенциалом и фазой параметра порядка $\Psi(\vec{r})$ определяется выражением [6]:

$$\vec{j}(\vec{r}) = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\left(\vec{a}(\vec{r}) + \frac{\Phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\Psi(\vec{r})\right) \tag{2}$$

Φ_0 - квант потока. Фаза параметра порядка удовлетворяет условию

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla}\Psi(\vec{r}) = -2\pi\vec{l}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \tag{3}$$

где $\vec{l}$ - орт вихря, находящегося в точке $\vec{r}_0$, $\delta(\vec{r})$ - дельта-функция. Используя выражение (2) для тока и (3) для источника, перепишем уравнение (1) в виде

$$\lambda^2 \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\vec{h}(\vec{r},t) + \vec{b}(\vec{r},t) = \Phi_0 \vec{l}\delta(\vec{r} - \vec{v}t), \tag{4}$$

где для равномерно движущегося вихря мы приняли $\vec{r}_0 = \vec{v}t$ ($\vec{v}$ - скорость вихря). Иной способ получения уравнения (4) можно найти, например, в работе [7].

Двумерным преобразованием Фурье в плоскости, перпендикулярной вихрю, уравнение для магнитного поля сводится к алгебраическому

$$\vec{h}_{\vec{k}}(t) + 4\pi\hat{\chi}\vec{h}_{\vec{k}}(t) - \lambda^2\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{h}_{\vec{k}}(t)) = \Phi_0\vec{l}\exp[-it(\vec{k}\vec{v})]. \tag{5}$$

Здесь стандартным образом введена магнитная восприимчивость $\vec{m}_{\vec{k}} = \hat{\chi}\vec{h}_{\vec{k}}$. Видно, что зависимость от времени t поля $\vec{h}_{\vec{k}} \sim \exp[-it(\vec{k}\vec{v})]$. Предполагая, что ось вихря ориентирована вдоль одной из главных осей тензора $\hat{\chi}$ и учитывая действие оператора $\hat{\chi}(\omega)$ на функцию $\exp(-i\omega t)$, получаем решение уравнений (5) для фурье-компонент:

$$\vec{h}_{\vec{k}}(t) = \vec{l}\Phi_0 \frac{e^{-it(\vec{k}\vec{v})}}{1 + 4\pi\chi_{ll}(\vec{k}, \vec{k}\vec{v}) + \lambda^2 k^2}. \tag{6}$$

Т.к. $\lambda \gg a$ (a - постоянная кристаллической решетки) естественно использовать гидродинамическое описание магнитной подсистемы. Мы ограничимся парамагнитной областью температур. В этом случае для восприимчивости имеем выражение [8]:

$$\chi(\vec{k},\omega) = \chi'(\vec{k},\omega) + i\chi''(\vec{k},\omega) = i\frac{\chi_0 Dk^2}{\omega + iDk^2} \tag{7}$$

Здесь χ_0 - статическая магнитная восприимчивость, а коэффициент спиновой диффузии для двумерных гейзенберговских магнетиков равен [9]: $D = (1/3)(2\pi)^{1/2} J a^2 [S(S+1)]^{1/2}$ (J - параметр внутрислоевого обмена, S - спин). Строго говоря, сверхпроводящие токи экранируют длинноволновую часть обменного и электромагнитного взаимодействий, перенормируя параметры магнитной системы [10]. Однако рассматривая парамагнитную область температур и интересуясь ниже оценкой по порядку величины, мы не будем учитывать это обстоятельство.

Подставляя (7) в (6) и выполняя несложные преобразования, получим

$$\vec{h}_{\vec{k}}(t) = \vec{l}\Phi_0 \frac{q - iv\cos\varphi/v_0}{(q - iq_1)(q + iq_2)(q - iq_3)} \exp(-i\frac{t}{\lambda} vq\cos\varphi) \tag{8}$$

Здесь $v_0 \equiv D/\lambda, q \equiv \lambda k, (k,\varphi)$ - полярные координаты волнового вектора $\vec{k}$ в базисной плоскости xy, а параметры $q_{1,2,3}$ определяют эффективную глубину проникновения поля с учетом магнетизма и анизотропии, обусловленной движением вихря; направление скорости выбрано вдоль оси x. Используя (8), можно получить интегральное представление для распределения магнитного поля, однако найти явную зависимость $h(\vec{r},t)$ довольно трудно.

Учтем, что типичное для антиферромагнетиков значение $\chi_0 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ и рассмотрим медленное, $v \ll v_0$, движение вихря. Характерная скорость $v_0 \sim SJa(a/\lambda)$ в $(a/\lambda) \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ раз меньше скорости спиновых волн $v_s \sim JSa$. Для CuO_2-слоев, из-за большой величины внутрислоевого обмена, скорость спиновых волн довольно высока: $v_s \sim (0,5 \div 1,3) \cdot 10^7$ см/с (см. [11]), то есть $v_0 \sim 10^4 \div 10^5$ см/с. Заметим, что экспериментально наблюдаемые в настоящее время максимальные скорости движения вихрей значительно ниже: $V_s \approx 6,6 \cdot 10^3$ см/с [12].

С учетом сказанного, явный вид параметров $q_{1,2,3}$ можно найти по теории возмущений. С точностью до членов порядка $(v/v_0)^2$ и $(4\pi\chi_0)^2$ имеем

$$q_{1,2} = 1 + 2\pi\chi_0 \pm 2\pi\chi_0 \frac{v}{v_0}\cos\varphi,$$

$$q_3 = (1 - 4\pi\chi_0)\frac{v}{v_0}\cos\varphi,$$

в этом же приближении распределение поля описывается интегралом

$$h(\vec{r},t) = \frac{\Phi_0}{\lambda^2(2\pi)^2}\int d^2q \exp[i\rho q\cos(\varphi-\theta)]$$

$$\left\{1 - 4\pi\chi_0\frac{v}{v_0}\cos\varphi(q - iq_3)^{-1}\right\}(q - iq_1)^{-1}(q + iq_2)^{-1}, \tag{9}$$

где $\lambda^2\rho^2 = (r\cos\varphi_0 - vt)^2 + (r\sin\varphi_0)^2$, $\cos\theta = (r\cos\varphi_0 - vt)/\lambda\rho$ и (r,φ_0) - полярные координаты радиуса-вектора $\vec{r}$.

Ниже мы приведем результаты интегрирования (9) для наиболее актуальной "ближней" области вихря: $\varsigma \ll \rho \ll \lambda v_0/v$. Предполагая, что $v/v_0 \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, эта область составляет несколько десятков λ. Имеем

$$h(\vec{r},t) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2}\left\{K_0(\rho/\lambda_m) + 2\pi\chi_0\frac{v}{v_0}\cos\theta\left[\lambda/\rho - \frac{1}{2}K_1(\rho/\lambda) - \right.\right.$$

$$\left.\left. -\frac{\pi}{2}\frac{\rho}{\lambda}IL_0(\rho/\lambda) + \frac{\pi}{2}IL_1(\rho/\lambda)\right]\right\}. \tag{10}$$

Здесь введены обозначения $IL_\nu(x) \equiv I_\nu(x) - L_\nu(x)$, а $K_\nu(x)$, $I_\nu(x)$ и $L_\nu(x)$ - модифицированные функции Бесселя и Струве, соответственно; $\lambda_m^{-1} = \lambda^{-1}(1 + 2\pi\chi_0)$. Интегрирование первого слагаемого в фигурных скобках в (9) выполнено с точностью до членов $\sim (2\pi\chi_0\frac{v}{v_0})^2$; первые же поправки к интегралу от второго слагаемого имеют порядок $4\pi\chi_0(\frac{v}{v_0})^2$. Отбрасывание именно этих членов и диктует указанное выше ограничение на ρ.

Перечислим основные особенности распределения магнитного поля движущегося вихря Абрикосова, вытекаемые из выражения (10):

1) При $v = 0$ поле совпадает со стандартным, с точностью до "магнитной" перенормировки глубины проникновения.

2) При $\chi_0 = 0$ распределение поля совпадает со стандартным [3] с точностью до галилеевого преобразования системы координат.

3) В общем случае поле асимметрично относительно отражения в плоскости, перпендикулярной направлению движения и в области $\varsigma \ll \rho \ll \lambda v_0/v$ медленно, по степенному закону, убывает с расстоянием.

4) Из-за углового фактора движущийся вихрь имеет "сплюснутую" форму: степенное спадание при $\theta \sim 0,\pi$ сменяется при $\theta \approx \pm\pi/2$ на экспоненциальное.

5) В базисной плоскости за движущимся вихрем остается вытянутый "след", внутри которого $h < 0$, то есть магнитное поле направлено противоположно полному магнитному потоку в вихре $\vec{l}$ (инверсионный след).

6) Внутри области $h < 0$ поле достигает своего минимального значения. Численный анализ показал, что при $\chi_0 \sim 10^{-4}$, что сравнимо с восприимчивостью медной подсистемы ВТСП материалов, и $v/v_0 \sim 10^{-2}$ минимум поля находится на расстоянии $r_0 \sim 10\lambda$ и $H_{min} = |h(r_0,t)|2\pi\lambda^2/\Phi_0 \sim 10^{-5}$. При $\chi_0 \sim 10^{-2}$ (такие значения магнитной восприимчивости имеют тройные, а

также ВТСП соединения, содержащие редкоземельные ионы, вблизи температуры магнитного упорядочения $T_N \sim 1K$) магнитное поле достигает минимума $H_{min} \sim 10^{-3}$.

Как известно [13,14], инверсия продольной компоненты магнитного поля приводит к притяжению вихрей друг к другу. Таким образом, в магнитных сверхпроводниках движущиеся вихри могут выстраиваться в цепочки, что может оказать существенное влияние, например, на функционирование устройств памяти на вихрях Абрикосова.

Автор выражает глубокую благодарность А.М.Гришину за многочисленные обсуждения и ценные советы. Я также признателен Ю.В.Медведеву за обсуждение работы.

---

1. Сверхпроводимость тройных соединений. Под ред. М.Мейпла и Э.Фишера, М.: Мир, 2, 392 (1985).
2. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников; под ред. Д.М.Гинзберга, М.: Мир, 1990, гл.4,6.
3. А.А.Абрикосов, ЖЭТФ 32, 1442 (1957).
4. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин, УФН, 116, 413 (1975).
5. Х.Умэдзава, Х.Мацумото и М.Татики, Термополевая динамика и конденсированные состояния. М.: Мир 1985, гл. 11.
6. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, Статистическая физика, часть 2. М.: Наука, 1978, гл.5.
7. A.I.Buzdin, S.S.Krotov and D.A.Kuptsov, Phys. C 175, 42 (1991).
8. B.I.Halperin and P.C.Hohenberg. Phys. Rev. 188, 898 (1969).
9. P.M.Richards, Phys. Rev. B. 9, 32 (1974).
10. А.И.Буздин, Письма в ЖЭТФ 40, 193 (1984).
11. Ю.А.Изюмов, Н.М.Плакида, Ю.Н.Скрябин, УФН, 159, 621 (1989).
12. А.Н.Самусь, А.Ф.Попков, В.И.Махов и др., СФХТ 4, 1324 (1991).
13. А.М.Гришин, А.Ю.Мартынович, С.В.Ямпольский, ЖЭТФ 97, 1930 (1990).
14. А.И.Буздин, А.Ю.Симонов, ЖЭТФ 98, 2074 (1990).