

Инверсионные предвестник и след уединенного осциллирующего вихря Абрикосова в магнитном сверхпроводнике

© А.И. Ломтев

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина

E-mail: lomtev@kinetik.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 18 ноября 1999 г.
В окончательной редакции 25 февраля 2000 г.)

Исследована магнитная структура уединенного осциллирующего вихря Абрикосова в магнитном сверхпроводнике. Показано, что процесс движения и магнитная подсистема существенно перенормируют форму вихря, приводя к "инверсионному предвестнику" впереди и к "инверсионному следу" позади него на больших расстояниях от его центра.

1. Известно большое число магнитных сверхпроводников, проявляющих новые уникальные свойства [1–3]. Кроме тройных соединений [4], сосуществование магнетизма и сверхпроводимости установлено в ВТСП соединениях типа REBaCuO, RECuO и других, где RE — редкоземельный ион. Сильная антиферромагнитная корреляция спинов меди в CuO₂-плоскостях в сверхпроводящем состоянии является одной из главных черт ВТСП материалов [5].

В магнитных сверхпроводниках второго рода внешнее магнитное поле проникает в виде вихрей Абрикосова [6] и индуцирует при этом намагничивание магнитной подсистемы на расстоянии, по крайней мере, порядка лондоновской глубины проникновения поля λ вокруг нормального кора вихря. Достаточно большой силы переменный во времени транспортный ток, пропускаемый через сверхпроводник, находящийся в смешанном состоянии, вынуждает систему вихрей Абрикосова осциллировать [7]. Кроме того, поле СВЧ излучения достаточно большой мощности может также приводить к гармоническим колебаниям совокупности абрикосовских вихрей.

В работе [8] при исследовании магнитной структуры медленно и равномерно движущегося изолированного вихря Абрикосова в объемном магнитном сверхпроводнике впервые предсказано явление "инверсионного следа" на больших расстояниях позади него.

Естественно, представляет интерес исследование формы магнитного поля вихря при ином виде движения, отличном от его медленного и равномерного перемещения. Тем более, что анализ магнитной структуры уединенного абрикосовского вихря, совершающего гармонические колебания в магнитном сверхпроводнике, до сих пор не проводился.

Поэтому актуальным становится проведенное в настоящем сообщении исследование структуры магнитного поля осциллирующего уединенного вихря Абрикосова также в объемном магнитном сверхпроводнике, толщина которого d_0 вдоль магнитного поля вихря много больше лондоновской глубины проникновения λ . Показано, что в толще сверхпроводника (вдали от его граничных по-

верхностей) процесс осцилляций и магнитная подсистема существенно перенормируют форму вихря, приводя к новым явлениям — "инверсионному предвестнику" впереди и, как и в работе [8], к "инверсионному следу" позади него на больших расстояниях от его центра.

Отметим существенное отличие поведения распределения магнитного поля вихря Абрикосова со временем при равномерном движении [8] и при гармонических колебаниях. В первом случае форма такого распределения с инверсионным следом стационарна и не зависит от момента времени, тогда как во втором случае структура и инверсионного предвестника, и инверсионного следа нестационарна и существенно изменяет величину и форму с течением времени за период колебаний.

2. Будем предполагать электромагнитное (дипольное) взаимодействие электронов проводимости и спиновой подсистемы, пренебрегая при этом спин-спиновым взаимодействием, обусловленным обменом. Как обычно в лондоновском приближении не учитывается структура кора вихря в соответствии с условием $\lambda \gg \xi$ (где ξ — корреляционная длина). Ограничимся областью магнитных полей $H_{c1} < B \ll H_{c2}$, где H_{c1} и H_{c2} — нижнее и верхнее критические поля сверхпроводника соответственно. Поэтому, рассматривая изолированные вихри, мы фактически предполагаем, что в сильно разряженном смешанном состоянии расстояние между ними $d \gg \lambda$.

Следуя [9,10], для описания изолированного вихря будем исходить из системы уравнений Максвелла для электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитной индукции $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \text{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ ($\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ — векторный потенциал), определяемой суммой магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$, создаваемого незатухающим током $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$, намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ и тока смещения

$$\text{rot} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 4\pi c^{-1} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + 4\pi \text{rot} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) + c^{-1} \partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) / \partial t,$$

$$\text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -c^{-1} \partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) / \partial t. \quad (1)$$

Связь между током, потенциалом и фазой параметра порядка $\Theta(\mathbf{r}, t)$ (в лондоновской калибровке потенциала

$\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$) определяется выражением [9]

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = (c/4\pi\lambda^2) \left[(\Phi_0/2\pi) \nabla \Theta(\mathbf{r}, t) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right], \quad (2)$$

где Φ_0 — квант магнитного потока. Фаза параметра порядка удовлетворяет условию

$$\text{rot } \nabla \Theta(\mathbf{r}, t) = 2\pi \mathbf{z}_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)), \quad (3)$$

где \mathbf{z}_0 — единичный орт (вдоль оси OZ) магнитного поля вихря, находящегося в точке $\mathbf{r}_0(t)$, $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция Дирака. Используя выражение (2) для тока и (3) для источника и исключая электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ из системы (1), получаем специфическое уравнение, описывающее распределение магнитного поля изолированного вихря Абрикосова в магнитном сверхпроводнике,

$$\begin{aligned} \lambda^2 \text{rot rot } \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) + (\lambda^2 c^{-2} \partial^2 / \partial t^2 + 1) \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \\ = \mathbf{z}_0 \Phi_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{a}_0 \sin \Omega_0 t), \end{aligned} \quad (4)$$

где для осциллирующего вихря мы приняли зависимость $\mathbf{r}_0(t) = \mathbf{a}_0 \sin \Omega_0 t$, в которой \mathbf{a}_0 и Ω_0 — амплитуда и частота гармонических колебаний соответственно.

Единственное отличие уравнения (4) от соответствующего уравнения для изотропного немагнитного сверхпроводника [11,12] заключается в подстановке $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \rightarrow \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - 4\pi \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ в аргументе ротора. Отметим, что на классе полей $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{z}_0 H(x, y, t)$ не только $\text{div } \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0$, но также и $\text{div } \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0$.

При кинематическом подходе, используемом здесь, считается, что уравнения динамики для вихря Абрикосова уже решены и выбран именно тот класс их решений, который отвечает вынужденным гармоническим колебаниям изолированной вихревой нити около положения равновесия.

Движение вихрей, как это было впервые отмечено в работе [13], есть результат действия на них силы Лоренца со стороны сверхтекучей компоненты тока. При исследовании динамики движущегося вихря необходим учет диссипативных процессов, таких как: 1) механизм джоулевского нагрева нормальных возбуждений вблизи центра нити [7]; 2) механизм, связанный с неоднородностью параметра порядка в вихре, а именно механизм релаксации параметра при прохождении вихря через данную точку сверхпроводника [7]; 3) магнитный механизм, обусловленный магнитной поляризацией среды полем движущегося вихря [14].

В реальных сверхпроводниках ситуация существенно осложняется действием сил пиннинга, поэтому собственными гармоническими колебаниями сильно разряженной решетки вихрей осуществляются лишь при достаточно большой величине переменного (осциллирующего) тока через образец, когда действие пиннинговых центров оказывается подавленным.

В сильно разряженном смешанном состоянии плотность вихрей мала, а расстояние между ними, как уже отмечалось, $d \gg \lambda$. В этом случае нет транспортного

тока в объеме сверхпроводника (из-за эффекта Мейснера), и весь ток течет только в скин-слоях вблизи поверхностей границ раздела. Именно в этих скин-слоях и происходит действие силы Лоренца на вихрь. Из-за неразрывности вихревой нити в толще сверхпроводника вдали от его граничных поверхностей по оси OZ вихрь и будет совершать гармонические колебания, и задачу о таком движении уже можно рассматривать как двумерную.

Следует отметить, что в принципе важен также учет деформации вихря в смешанном состоянии сверхпроводника [15]. Однако в сильно разряженном смешанном состоянии, которое здесь рассматривается, эта деформация будет мала в меру малости концентрации вихрей и качественно, а тем более количественно не повлияет на явления инверсионного предвестника и следа осциллирующего вихря Абрикосова.

3. Двумерным преобразованием Фурье в плоскости XOY, перпендикулярной вихрю, уравнение для магнитного поля (4) сводится к виду

$$\begin{aligned} k^2 \lambda^2 \mathbf{H}(\mathbf{k}, t) + (\lambda^2 c^{-2} \partial^2 / \partial t^2 + 1) \mathbf{B}(\mathbf{k}, t) \\ = \mathbf{z}_0 \Phi_0 \exp(-i \mathbf{k} \mathbf{a}_0 \sin \Omega_0 t), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$, $k = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$.

Используя разложение экспоненты в ряды по функциям Бесселя целого порядка $J_n(x)$ [16]

$$\begin{aligned} \exp(-i \mathbf{k} \mathbf{a}_0 \sin \Omega_0 t) &= \cos(\mathbf{k} \mathbf{a}_0 \sin \Omega_0 t) - i \sin(\mathbf{k} \mathbf{a}_0 \sin \Omega_0 t) \\ &= J_0(\mathbf{k} \mathbf{a}_0) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(\mathbf{k} \mathbf{a}_0) \cos(2m \Omega_0 t) \\ &\quad - i 2 \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(\mathbf{k} \mathbf{a}_0) \sin[(2m+1) \Omega_0 t], \end{aligned} \quad (6)$$

преобразованием Фурье по времени уравнение (5) можно свести к алгебраическому со следующим решением:

$$\mathbf{H}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\mathbf{z}_0 \Phi_0 I(\mathbf{k}, \omega)}{k^2 \lambda^2 + (1 - \lambda^2 \omega^2 c^{-2}) [1 + 4\pi \chi(\mathbf{k}, \omega)]}, \quad (7)$$

где спектральная плотность источника имеет вид

$$\begin{aligned} I(\mathbf{k}, \omega) &= 2\pi \left\{ J_0(\mathbf{k} \mathbf{a}_0) \delta(\omega) + \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(\mathbf{k} \mathbf{a}_0) \right. \\ &\quad \times [\delta(\omega + 2m \Omega_0) + \delta(\omega - 2m \Omega_0)] - \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(\mathbf{k} \mathbf{a}_0) \\ &\quad \left. \times [\delta(\omega + (2m+1) \Omega_0) - \delta(\omega - (2m+1) \Omega_0)] \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

и стандартным образом введена магнитная восприимчивость $\chi(\mathbf{k}, \omega)$

$$\mathbf{B}(\mathbf{k}, \omega) = [1 + 4\pi \chi(\mathbf{k}, \omega)] \mathbf{H}(\mathbf{k}, \omega). \quad (9)$$

Поскольку $\lambda \gg a$ (a — постоянная кристаллической решетки), то естественно использовать гидродинамическое описание магнитной подсистемы. Ограничиваясь парамагнитной областью температур, для восприимчивости имеем выражение [17]

$$\chi(\mathbf{k}, \omega) = \chi_1(\mathbf{k}, \omega) + i\chi_2(\mathbf{k}, \omega) = i \frac{\chi_0 D k^2}{\omega + i D k^2}, \quad (10)$$

где χ_0 — статическая магнитная восприимчивость, а коэффициент спиновой диффузии для двумерных гейзенберговских магнетиков равен [18] $D = (1/3)(2\pi)^{1/2} \times J a^2 [s(s+1)]^{1/2}$ (J — параметр внутрислоевого обмена, s — спин).

Сверхпроводящие токи, строго говоря, экранируют длинноволновую часть обменного и электромагнитного взаимодействий, перенормируя параметры магнитной подсистемы [19]. Однако, рассматривая парамагнитную область температур и интересуясь оценкой явлений лишь по порядку величины, мы не будем учитывать это обстоятельство.

Из соотношений (7), (8) обратным Фурье-преобразованием по частоте находим зависимость от времени компонент Фурье магнитного поля вихря

$$\mathbf{H}(\mathbf{q}, t) = \mathbf{H}_0(\mathbf{q}, t) + \mathbf{H}_1(\mathbf{q}, t),$$

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{q}, t) = \mathbf{z}_0 \Phi_0 (1 + 4\pi\chi_0 + q^2)^{-1} \times \exp(-iq_x a_0 \lambda^{-1} \sin \Omega t), \quad (11)$$

$$\mathbf{H}_1(\mathbf{q}, t) = \mathbf{H}_{1\text{Re}}(\mathbf{q}, t) - i\mathbf{H}_{1\text{Im}}(\mathbf{q}, t), \quad (12)$$

$$\mathbf{H}_{1\text{Re}}(\mathbf{q}, t) = 2\mathbf{z}_0 \Phi_0 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(q_x a_0 / \lambda) \times \left[\frac{F_1(\mathbf{q}, \tau, m)}{F_2(\mathbf{q}, m)} - \frac{\cos(2m\Omega\tau)}{1 + 4\pi\chi_0 + q^2} \right], \quad (13)$$

$$\mathbf{H}_{1\text{Im}}(\mathbf{q}, t) = 2\mathbf{z}_0 \Phi_0 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m+1}(q_x a_0 / \lambda) \times \left[\frac{F_3(\mathbf{q}, \tau, m)}{F_4(\mathbf{q}, m)} - \frac{\sin((2m+1)\Omega\tau)}{1 + 4\pi\chi_0 + q^2} \right], \quad (14)$$

где функции F_1, F_2, F_3, F_4 имеют следующий вид:

$$\mathbf{F}_1(\mathbf{q}, \tau, m) = \left\{ [1 - \beta(2m\Omega)^2] \times [1 + 4\pi\chi_1(\mathbf{q}, 2m\Omega)] + q^2 \right\} \cos(2m\Omega\tau) - 4\pi [1 - \beta(2m\Omega)^2] \chi_2(\mathbf{q}, 2m\Omega) \sin(2m\Omega\tau),$$

$$\mathbf{F}_2(\mathbf{q}, m) = \left\{ [1 - \beta(2m\Omega)^2] [1 + 4\pi\chi_1(\mathbf{q}, 2m\Omega)] + q^2 \right\}^2 + \left\{ 4\pi [1 - \beta(2m\Omega)^2] \chi_2(\mathbf{q}, 2m\Omega) \right\}^2,$$

$$\mathbf{F}_3(\mathbf{q}, \tau, m) = \left\{ [1 - \beta(2m+1)^2\Omega^2] \times [1 + 4\pi\chi_1(\mathbf{q}, (2m+1)\Omega)] + q^2 \right\} \sin((2m+1)\Omega\tau) + 4\pi [1 - \beta(2m+1)^2\Omega^2] \chi_2(\mathbf{q}, (2m+1)\Omega) \times \cos((2m+1)\Omega\tau),$$

$$\mathbf{F}_4(\mathbf{q}, m) = \left\{ [1 - \beta(2m+1)^2\Omega^2] \times [1 + 4\pi\chi_1(\mathbf{q}, (2m+1)\Omega)] + q^2 \right\}^2 + \left\{ 4\pi [1 - \beta(2m+1)^2\Omega^2] \chi_2(\mathbf{q}, (2m+1)\Omega) \right\}^2. \quad (15)$$

Здесь введены безразмерные величины $q = \lambda k$, $\Omega = \Omega_0 \lambda / v_0$, $\tau = t v_0 / \lambda$, $\beta = (v_0 / c)^2$, где характерная скорость $v_0 = D / \lambda$, а за направление осциллирующего вихря принята ось ОХ.

Используя выражения (11)–(15), получаем интегральное представление для распределения магнитного поля осциллирующего уединенного вихря Абрикосова в магнитном сверхпроводнике

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{z}_0 \Phi_0}{2\pi \lambda^2} K_0 \left(\sqrt{(x - a_0 \sin \Omega_0 t)^2 + y^2} / \lambda_m \right) + \mathbf{H}_1(\mathbf{r}, t), \quad (16)$$

где K_0 — функция Макдональда нулевого порядка, $\lambda_m = \lambda / \sqrt{1 + 4\pi\chi_0}$ — перенормированная магнитной подсистемой глубина проникновения поля, а $\mathbf{H}_1(\mathbf{r}, t)$ определяется интегралами

$$\mathbf{H}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_{1S}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}_{1A}(\mathbf{r}, t) = 4 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{dq_x dq_y}{(2\pi\lambda)^2} \cos(q_x x / \lambda) \cos(q_y y / \lambda) \mathbf{H}_{1\text{Re}}(\mathbf{q}, t) + 4 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{dq_x dq_y}{(2\pi\lambda)^2} \sin(q_x x / \lambda) \cos(q_y y / \lambda) \mathbf{H}_{1\text{Im}}(\mathbf{q}, t). \quad (17)$$

Согласно выражениям (16) и (17), главный положительный вклад в структуру магнитного поля осциллирующего вихря Абрикосова определяется функцией Макдональда K_0 , центрированной в переменной точке $x_C(t) = a_0 \sin \Omega_0 t$. Вся же информация об инверсионных предвестниках и следе содержится в интегралах (17) $\mathbf{H}_{1S}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{H}_{1A}(\mathbf{r}, t)$, которые центрированы в начале координат плоскости ХОУ. Функция $\mathbf{H}_{1S}(\mathbf{r}, t)$ симметрична по переменным x и y , тогда как функция $\mathbf{H}_{1A}(\mathbf{r}, t)$ симметрична по переменной y , но антисимметрична по переменной x . Поясним, как формируются области инверсии магнитного поля в направлении оси осциллирующей ОХ. Особенно четко это проявляется в моменты времени $t_n \approx \pm n\pi\Omega_0^{-1}$ ($n = 0, 1, \dots$), когда точка центрирования функции K_0 $x_C(t_n)$ близка к началу координат. При этом

хорошо локализованная функция K_0 , оставаясь положительной, быстро убывает до нуля. Функции же $\mathbf{H}_{1S}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{H}_{1A}(\mathbf{r}, t)$, являясь менее локализованными по сравнению с функцией K_0 , могут принимать как положительные, так и отрицательные значения. Поэтому инверсионный предвестник определяется суперпозицией отрицательного минимума функции $\mathbf{H}_{1S}(\mathbf{r}, t)$ и положительного максимума функции $\mathbf{H}_{1A}(\mathbf{r}, t)$, тогда как инверсионный след формируется суперпозицией двух отрицательных минимумов этих функций.

4. Учтем, что типичное для антиферромагнетиков значение $\chi_0 \propto 10^{-3}-10^{-5}$. Характерная скорость $v_0 \propto Jsa(a/\lambda)$ в $(\lambda/a) \propto 10^2-10^3$ раз меньше скорости спиновых волн $v_s \propto Jsa$. Для слоев CuO_2 из-за большой величины внутрислоевого обмена скорость спиновых волн довольно высока, $v_s \propto (0.5-1.3) \cdot 10^7$ cm/s [3], т.е. $v_0 \propto 10^4-10^5$ cm/s. Заметим, что экспериментально наблюдаемые максимальные скорости движения вихрей значительно ниже, $v_A \approx 6.6 \cdot 10^3$ cm/s [20]. Максимальная скорость осцилляций вихря $V_0 = a_0\Omega_0$ много меньше скорости релаксации магнитной подсистемы, которая порядка v_s . Следовательно, в нашем случае магнитная подсистема практически мгновенно подстраивается под поле осциллирующего вихря, перенормируя его за счет временной и пространственной дисперсий магнитной восприимчивости и приводя к новым явлениям — инверсионному предвестнику впереди и к инверсионному следу позади него на больших расстояниях от центра.

Перечислим основные особенности распределения магнитного поля осциллирующего уединенного вихря Абрикосова, вытекающие из аналитических и численных расчетов.

1) При $a_0 = 0$ или $\Omega_0 = 0$ поле совпадает со стандартным с точностью до "магнитной" перенормировки глубины проникновения.

2) При $\chi_0 = 0$ распределение поля совпадает с распределением поля осциллирующего изолированного вихря в немагнитном сверхпроводнике, когда отсутствуют инверсионные предвестник и след.

3) Поле вихря, как правило, асимметрично относительно отражения в плоскости, ортогональной направлению осцилляций.

4) Осциллирующий вихрь имеет сплюснутую вдоль оси OY форму.

5) По направлению оси осцилляций OX впереди вихря имеется инверсионный предвестник, а позади него — инверсионный след, внутри которых $H < 0$, т.е. магнитное поле направлено противоположно полному магнитному потоку в вихре $\mathbf{z}_0\Phi_0$.

6) Внутри областей $\mathbf{H} < 0$ поле достигает своих минимальных значений.

7) Величина и форма структуры магнитного поля вихря в целом, а особенно его инверсионного предвестника и инверсионного следа, значительно изменяются во времени за период осцилляций.

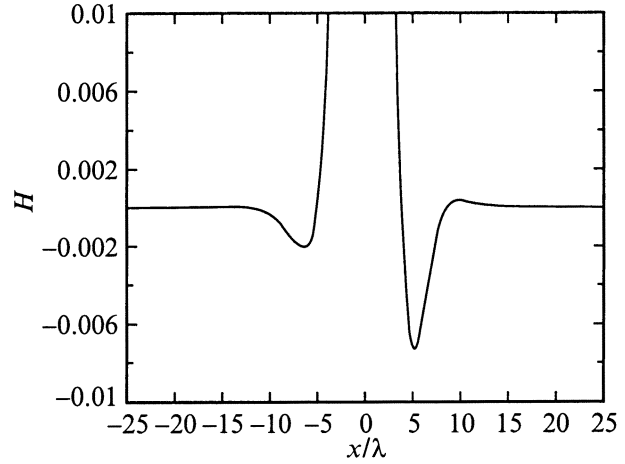


Рис. 1. Распределение мгновенного приведенного магнитного поля вихря $H = 2\pi\lambda^2 H(x, 0, \tau = \pi)/\Phi_0$ вдоль оси OX по переменной x/λ при $y = 0$, в котором минимумы соответствуют инверсионному предвестнику слева и инверсионному следу справа от его центра.

8) Среднее за период осцилляций стационарное распределение поля вихря существенно отличается от стандартного и определяется интегралом

$$\mathbf{H}_{\text{mean}}(x, y) = \frac{\mathbf{z}_0\Phi_0}{2(\pi\lambda)^2} \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varphi K_0\left(\sqrt{(x - a_0 \sin \varphi)^2 + y^2/\lambda_m}\right). \quad (18)$$

5. Численный анализ показал, что при $\chi_0 \propto 10^{-3}-10^{-4}$ (что сравнимо с восприимчивостью медной подсистемы ВТСП материалов), частоте $\Omega \propto 10^3$, амплитуде $a_0 = 5\lambda$, параметре $\beta \propto 10^{-10}-10^{-12}$ в момент времени $\tau_0 = \pi$ минимумы поля инверсионного предвестника и инверсионного следа симметрично расположены относительно его центра и находятся от него на расстояниях $r_{01,2} \approx 10\lambda$, причем $H_{\min 1,2} = H(r_{01,2}, \tau_0)2\pi\lambda^2/\Phi_0 \propto 10^{-5}-10^{-6}$. Для $\chi_0 \propto 10^{-2}$ (такие значения магнитной восприимчивости имеют тройные, а также ВТСП соединения, содержащие редкоземельные ионы, вблизи температуры магнитного упорядочения $T_N \propto 1$ К) и при $\Omega = 1$, $a_0 = 5\lambda$, $\tau = \pi$ распределение мгновенного приведенного магнитного поля вихря $H = 2\pi\lambda^2 H(x, 0, \tau = \pi)/\Phi_0$ вдоль оси OX (от переменной x/λ) при $y = 0$ имеет два минимума: при $r_{01} \propto 7\lambda$ поле $H_{\min 1} \propto -2 \cdot 10^{-3}$ — инверсионный предвестник и при $r_{02} \propto 5\lambda$ поле $H_{\min 2} \propto -10^{-2}$ — инверсионный след, что и представлено на рис. 1. Заметим, что при $\Omega_0 t = \Omega\tau = \pi$ вихрь движется влево, а максимум его магнитного поля проходит в этот момент точку $x = 0$. Здесь безразмерная величина поля в максимуме распределения порядка 40.

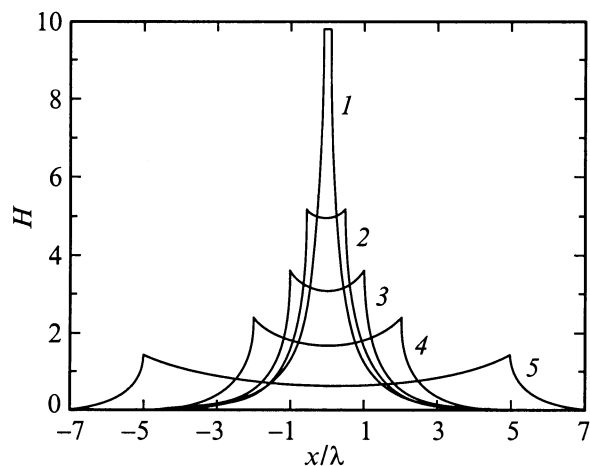


Рис. 2. Распределение среднего за период осцилляций приведенного магнитного поля вихря $H = 2(\pi\lambda)^2 H_{\text{mean}}(x, 0) / \Phi_0$ вдоль оси OX по переменной x/λ при $y = 0$ для пяти значений амплитуды колебаний: 1 — $a_0 = 0.1\lambda$; 2 — $a_0 = 0.5\lambda$; 3 — $a_0 = \lambda$; 4 — $a_0 = 2\lambda$; 5 — $a_0 = 5\lambda$.

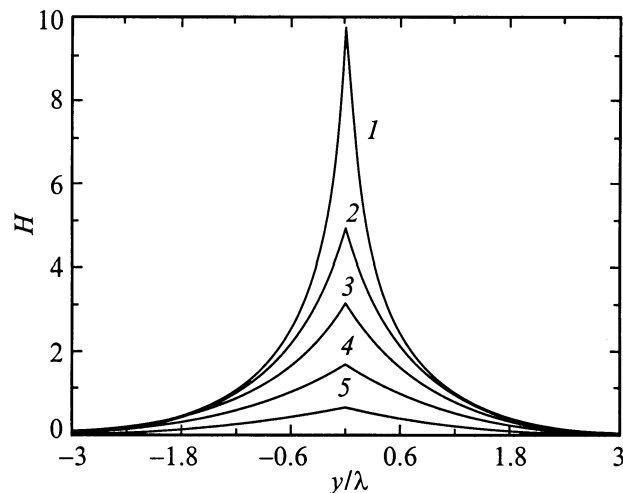


Рис. 3. Распределение среднего за период осцилляций приведенного магнитного поля вихря $H = 2(\pi\lambda)^2 H_{\text{mean}}(0, y) / \Phi_0$ вдоль оси OY по переменной y/λ при $x = 0$ для тех же значений амплитуды колебаний, что и на рис. 2.

Согласно выражению (18), распределение среднего за период осцилляций магнитного поля вихря зависит от величины амплитуды a_0 , везде положительно и существенно отличается от стандартного распределения магнитного поля неподвижного вихря Абрикосова. На рис. 2 и 3 изображены: стационарное распределение среднего за период осцилляций приведенного магнитного поля вихря $H_{\text{mean}}(x, 0)2(\pi\lambda)^2/\Phi_0$ вдоль оси OX (от переменной x/λ) при $y = 0$ и $H_{\text{mean}}(0, y)2(\pi\lambda)^2/\Phi_0$ вдоль оси OY (от переменной y/λ) при $x = 0$ соответственно для пяти различных значений величины амплитуды осцилляций.

Как известно [21,22], инверсия продольной компоненты магнитного поля вызывает притяжение вихрей друг

к другу. Поэтому, благодаря новым явлениям инверсионных предвестника и следа, в магнитных сверхпроводниках осциллирующие вихри будут выстраиваться в цепочки, что может оказать существенное влияние на функционирование устройств памяти, основанных на вихрях Абрикосова.

Автор выражает глубокую признательность Ю.Е. Кузовлеву за полезные советы и помощь при проведении численных расчетов, а также благодарность А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко и Ю.В. Медведеву за критические замечания, внимание и поддержку.

Список литературы

- [1] А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский, М.Л. Кулич, С.В. Панюков. УФН **144**, 4, 597 (1984).
- [2] А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский. УФН **149**, 1, 45 (1986).
- [3] Ю.А. Изюмов, Н.М. Плакида, Ю.Н. Скрыбин. УФН **159**, 4, 621 (1989).
- [4] Сверхпроводимость тройных соединений / Под ред. М. Мейпла, Э. Фишера. Мир, М. (1985). Т. 2. 392 с.
- [5] Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников. Гл. 4, 6 / Под ред. Д.М. Гинзберга. Мир, М. (1990). 543 с.
- [6] А.А. Абрикосов. ЖЭТФ **32**, 6, 1442 (1957).
- [7] Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин. УФН **116**, 3, 413 (1975).
- [8] В.Н. Криворучко. Письма в ЖЭТФ **55**, 5, 285 (1992).
- [9] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Статистическая физика. Ч. 2. Гл. 5. Наука, М. (1978). 448 с.
- [10] Х. Умэдзава, Х. Мацумото, М. Татики. Термополевая динамика и конденсированные состояния. Гл. 11. Мир, М. (1985). 504 с.
- [11] П. Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. Гл. 3. Мир, М. (1968). 280 с.
- [12] М. Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. Гл. 5. Атомиздат, М. (1980). 310 с.
- [13] P.G. de Gennes, J. Matrikon. Rev. Mod. Phys. **36**, 1, 45 (1964).
- [14] В.Н. Криворучко, Ю.А. Димашко. СФХТ **5**, 6, 967 (1992).
- [15] E.V. Sonin, A.K. Tagantsev, K.V. Traito. Phys. Rev. **B46**, 9, 5830 (1992).
- [16] Справочник по специальным функциям. Гл. 9 / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. Наука, М. (1979). 832 с.
- [17] V.I. Halperin, P.C. Hohenberg. Phys. Rev. **188**, 2, 898 (1969).
- [18] P.M. Richards, M.V. Salamon. Phys. Rev. **B9**, 1, 32 (1974).
- [19] А.И. Буздин. Письма в ЖЭТФ **40**, 5, 193 (1984).
- [20] А.Н. Самусь, А.Ф. Попков, В.И. Махов, И.Б. Крынецкий, И.В. Золотухин, А.К. Звездин. СФХТ **4**, 7, 1324 (1991).
- [21] А.М. Гришин, А.Ю. Мартынович, С.В. Ямпольский. ЖЭТФ **97**, 6, 1930 (1990).
- [22] А.И. Буздин, А.Ю. Симонов. ЖЭТФ **98**, 6(12), 2074 (1990).