

Равновесные магнитные характеристики ВТСП с учетом пространственного распределения параметра порядка в сердцевинах вихрей. II. Колебательный вклад в динамическую магнитную проницаемость

Л. Г. Мамсурова¹, К. С. Пигальский¹, В. В. Погосов²

¹ Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, г. Москва, 117977, Россия

² Московский физико-технический институт,
Институтский пер. 7, г. Долгопрудный, Московск. обл., 141700, Россия
E-mail: mamsurova@chph.ras.ru

Статья поступила в редакцию 11 августа 2000 г.

В магнитных полях $H \ll H_{c2}$, где для описания свойств сверхпроводников II рода обычно используется лондоновское приближение, при вычислении колебательного вклада $\mu_v(H)$ в динамическую магнитную проницаемость μ'_{ac} проведен учет пространственного изменения параметра порядка. Проанализированы особенности поведения аналитических зависимостей $\mu_v(H)$ для случая, когда вихри совершают малые колебания вблизи своих положений равновесия, отвечающих термодинамически равновесной вихревой решетке. Показано, что учет эффекта подавления параметра порядка в сердцевинах вихрей приводит к существенным отличиям в поведении $\mu_v(H)$ по сравнению с аналогичной зависимостью, полученной в лондоновском приближении. Установлено, что главной причиной этих отличий является изменение формы той эффективной потенциальной ямы, в которой происходит колебательное движение приповерхностных вихрей.

В магнітних полях $H \ll H_2$, в яких для опису властивостей надпровідників II роду звичайно використовується лондонівське наближення, при обчислюванні коливального вкладу $\mu_v(H)$ в динамічну магнітну проникність μ'_{ac} проведено урахування просторової зміни параметра порядку. Проаналізовано особливості поведінки аналітичних залежностей $\mu_v(H)$ у випадку, коли вихорі виконують невеликі коливання поблизу своїх положень рівноваги, які відповідають термодинамічно рівноважній вихоровій ґратці. Показано, що урахування ефекту пригнічення параметра порядку в сердцевинах вихорів призводить до суттєвих відмін в поведінці $\mu_v(H)$ в порівнянні з аналогічною залежністю, яка одержана в лондонівському наближенні. Встановлено, що головною причиною цих відмін є зміна форми тієї ефективної потенційної ями, в якій відбувається коливальний рух приповерхневих вихорів.

PACS: 74.25.Na, 74.25.Nf

Введение

Колебательный вклад в динамическую магнитную проницаемость отражает колебательное движение вихрей около равновесных положений в процессе модуляции постоянного магнитного поля H слабым переменным магнитным полем (низкой частоты ω и предельно малой амплитуды h). В магнитном поле $H(t) = H + h \sin(\omega t)$ данный вклад определяется как

$$\mu_v = \lim_{h \rightarrow 0} (\mu'_{ac}), \quad (1)$$

$$\text{где} \quad \mu'_{ac} = \frac{1}{2\pi h} \int_0^{2\pi/\omega} \cos(\omega t) \frac{dB}{dt} dt \quad (2)$$

— действительная часть комплексной магнитной проницаемости (т.е. коэффициент разложения в

ряд Фурье периодически изменяющейся во времени средней по объему магнитной индукции $B(t)$.

Согласно определению (1), (2), отличный от нуля вклад в динамическую магнитную проницаемость возможен по двум причинам: либо если за период $\tau = -2\pi/\omega$ изменяется число вихрей, либо если изменяется величина их магнитного потока. В соответствии с этим в настоящее время в литературе существует два разных представления, в рамках которых возможно объяснить существование колебательного вклада μ_v и которые отражают две отмеченные выше возможности.

Первое представление было предложено Кемпбеллом [1]. В его подходе изменение индукции в процессе модуляции магнитного поля происходит за счет изменения числа вихрей. При этом роль пиннинга является определяющей. Колебания каждого вихря происходят внутри потенциальной ямы, созданной взаимодействием вихрей с центрами пиннинга, и величина μ_v во многом определяется крутизной этой ямы, так называемой константой Лабуша [2].

Другой тип колебательного вклада в μ'_{ac} был рассмотрен в наших работах (см., например, [3–7]). Согласно развиваемым в них представлениям, данный вклад μ_v обусловлен исключительно искажением поля приповерхностных вихрей (расположенных в слое толщиной $\sim \lambda$, где λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля) вследствие взаимодействия их с поверхностью.

Как известно [8], по этой причине захваченный магнитный поток вихрей, расположенных на глубине $\sim \lambda$, меньше кванта потока Φ_0 и зависит от расстояния до поверхности. В процессе колебательного движения вихрей под действием переменного поля изменяется их положение относительно поверхности, что и приводит к неравной нулю величине μ_v , определяемой формулами (1) и (2). Как было показано в [4], для реализации этого механизма необходимо, чтобы число вихрей за период τ не изменялось. Одной из возможных причин, препятствующих входу и выходу вихрей из образца, является поверхностный барьер.

Важно отметить, что, в отличие от подхода Кемпбелла, для существования второго типа колебательного вклада наличие или отсутствие пиннинга в образце является несущественным. Более того, поскольку в приповерхностном слое толщиной $\sim \lambda$ плотность мейсснеровских токов значительно превышает плотность критических токов, можно полагать, что взаимодействие вихрей с поверхностью является определяющим, и по сравнению с ним пиннингом вообще можно пренебречь. Таким образом, второй подход является

альтернативным кемпбелловскому не только по отмеченной выше причине, но и потому, что предполагает иную природу эффективной потенциальной ямы, в которой происходит колебательное движение вихрей. В данном случае эта яма образована в основном взаимодействием вихрей с поверхностью и между собой, а не с центрами пиннинга.

Для выяснения вопроса о том, какой из двух упомянутых выше подходов более адекватно отражает динамику приповерхностных вихрей, необходимы дальнейшие как экспериментальные, так и теоретические исследования колебательного вклада $\mu_v(H)$ в динамическую магнитную проницаемость.

Наши предыдущие экспериментальные исследования [3–7], выполненные в основном на монокристалле $YBaCuO$, как и результаты работ других авторов (см., например, [9,10]), показали, что зависимость $\mu_v(H)$ испытывает гистерезисное поведение в магнитном поле H (при увеличении поля кривая $\mu_v(H)$ ниже, чем при его уменьшении). При этом полевые зависимости $\mu_v(H)$, соответствующие различным температурам, обнаруживают скейлинговое поведение, т. е. описываются универсальной зависимостью в приведенных координатах [6, 7] (рис. 1). Последнее, на наш взгляд, отражает фундаментальную природу данного эффекта, которая не связана с наличием дефектов в образце. Действительно, попытка объяснить наблюдаемый гистерезис $\mu_v(H)$ наличием пиннинга вблизи поверхности оказалась несостоятельной, так как давала необратимость другого знака по сравнению с экспериментальной [5,6]. В связи с этим остается единственная возможность для объяснения данного эффекта — это существование гистерезиса магнитной индукции $B(H)$ вблизи поверхности вследствие проявления поверхностного барьера.

Пренебрежение процессами пиннинга позволяет провести теоретическое рассмотрение колебательного движения приповерхностных вихрей без учета неизвестных эмпирических параметров (типа константы Лабуша) и получить аналитическое выражение, связывающее исследуемую величину $\mu_v(H)$ с величиной средней индукции $B(H)$ в поверхностном слое образца. Эта задача в рамках лондоновского приближения и была решена в [6,7].

Сравнение расчетных кривых $\mu_v(H)$, полученных в [6,7], с экспериментальными позволило получить достаточно важный результат. Оказалось, что в реальных образцах $YBaCuO$ (как моно-, так и поликристаллических) поверхностный барьер сильно подавлен по сравнению с ожидаемым для

идеальной поверхности. При этом нижняя ветвь гистерезиса $\mu_v(H)$ хорошо описывается той расчетной кривой, которая соответствует практически равновесным значениям индукции $B(H) = B_{eq}(H)$, а наличие поверхностного барьера более существенно влияет на выход вихрей из сверхпроводника.

В настоящей работе мы хотели бы сконцентрировать внимание именно на том факте, что экспериментальная зависимость $\mu_v(H)$, измеренная в режиме увеличения магнитного поля, соответствует поведению равновесной зависимости $B_{eq}(H)$ даже в небольших полях ($H > (2-3)H_{c1}$). А как следует из результатов, приведенных в I части работы, теоретическая зависимость $B_{eq}(H)$, рассчитанная с учетом пространственного распределения параметра порядка в сердцевинах вихрей, значительно отличается от соответствующей зависимости, полученной в лондоновском приближении. Кроме того, поскольку сама величина $\mu_v(H)$, как отмечалось выше, обусловлена искажением поля вихря вблизи поверхности, использование более точного выражения для поля индивидуального вихря, учитывающего структуру его сердцевины, может существенно видоизменить получен-

ную ранее в лондоновском приближении зависимость $\mu_v(H)$.

В связи с этим представляет интерес получить более точную (по сравнению с лондоновским приближением) аналитическую зависимость $\mu_v(H)$, которая учитывала бы эффект подавления параметра порядка в сердцевинах вихрей. В настоящей работе такая зависимость получена, а также проведен анализ поведения $\mu_v(H)$ в зависимости от вида кривых $B_{eq}(H)$, приведенных в ч. I настоящей работы.

Теория

Рассмотрим сверхпроводящий образец в форме массивной пластины толщиной $D \gg \lambda$, находящийся во внешнем постоянном магнитном поле H , параллельном его поверхности. Введем систему координат $x y z$, ось z которой направлена вдоль поля, ось y — параллельно поверхности, ось x направлена в глубь сверхпроводника, перпендикулярно его поверхности.

В соответствии с результатами анализа [4,8] можно с достаточно высокой точностью полагать, что вблизи поверхности вихревые ряды, начиная со второго, регулярно отстоят друг от друга на расстоянии d , т. е. $x_n = x_1 + (n - 1)d$, где x_n — расстояние от центра n -го вихревого ряда до поверхности; x_1 — то же для первого ряда. Расстояние между соседними вихрями в ряду обозначим как a . Будем рассматривать диапазон полей $H \ll H_{c2}$, в котором расстояния x_1 , d и a много больше размеров вихревых сердцевин.

Кратко проанализируем основные положения теоретического рассмотрения колебательного вклада в динамическую магнитную проницаемость, проведенного в [4,6,7] в рамках лондоновского приближения.

При вычислении $\mu_v(H)$ в качестве исходного послужило аналитическое выражение, вывод которого приведен в [4]:

$$\mu_v = \frac{2\Phi_0}{Da\lambda} \frac{\exp(-x_1/\lambda)}{1 - \exp(-d/\lambda)} \left(\frac{\partial x_1}{\partial H} \right)_{B_v}, \quad (3)$$

где дифференцирование проводится при постоянном количестве вихрей в образце или, что эквивалентно, при постоянной магнитной индукции B_v , определяемой как

$$B_v = \Phi_0/da. \quad (4)$$

Формула (3) отражает то обстоятельство, что величина μ_v почти полностью определяется рассто-

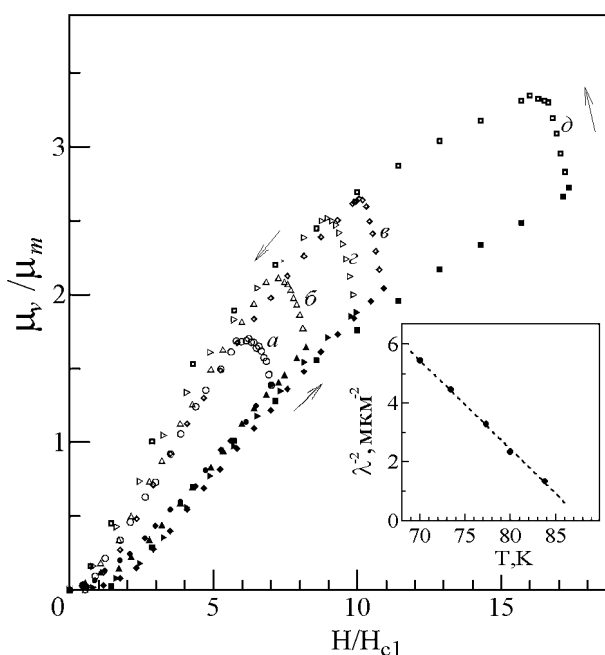


Рис. 1. Нормированные экспериментальные полевые зависимости колебательного вклада μ_v в динамическую магнитную проницаемость монокристалла $YBa_2Cu_3O_x$ при различных температурах T , К: 70 (а), 73,4 (б), 77,3 (в), 80 (г), 83,8 (д). Стрелками показаны направления изменения магнитного поля. На вставке: лондоновская глубина проникновения магнитного поля, соответствующая нормировочному множителю $\mu_m = 2\lambda/D$, где D — толщина образца.

янием от поверхности до первого вихревого ряда и его изменением в процессе модуляции внешнего магнитного поля переменной составляющей.

В работах [6,7] путем суммирования вкладов по решетке вихрей и их изображений рассчитана энергия Гиббса G для вихря в первом ряду. Из условия минимума потенциала Гиббса для вихря в первом ряду ($\partial G/\partial x_1 = 0$) получено аналитическое выражение для равновесного положения первого вихревого ряда $x_1(H)$:

$$x_1(H) = \frac{d}{2} + \operatorname{arch}\left(\frac{H}{\tilde{B}_v}\right), \quad (5)$$

где

$$\tilde{B}_v = B_v \frac{d}{2\lambda \operatorname{sh}(d/2\lambda)}. \quad (6)$$

Вычисление магнитной проницаемости по формуле (3) в случае малой амплитуды синусоидального магнитного поля сводится к задаче о малых колебаниях первого вихревого ряда вблизи положения равновесия:

$$x_1(t, H) = x_1(H) + \frac{\Phi_0 h \exp[-x_1(H)/\lambda]}{4\pi k \lambda} \sin(\omega t). \quad (7)$$

Здесь k — упругая константа, определяющая крутизну эффективной потенциальной ямы, в которой происходят малые гармонические колебания вихрей. В предположении, что k определяется в основном взаимодействием вихрей между собой и мейснеровским током, а не пиннингом, т. е. $k = \partial^2 G/\partial x_1^2$, было получено

$$k = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \exp(-d/2\lambda) \frac{\tilde{B}_v (H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2}}{H + (H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2}} \quad (8)$$

и окончательно для μ_v найдено

$$\mu_v = \frac{2\lambda}{D} \frac{\tilde{B}_v^2}{(H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2} [H + (H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2}]}. \quad (9)$$

Перейдем теперь к более точному рассмотрению характеристики μ_v и учтем эффект подавления параметра порядка в сердцевинах вихрей. Определим, как с учетом этого фактора изменится положение равновесия первого вихревого ряда и подвижность вихревой решетки при малом изменении внешнего магнитного поля. Запишем термодинамический потенциал Гиббса G для вихря в

первом ряду (в расчете на единицу длины вихревой нити):

$$G = F_0 + F_{em} - \frac{\Phi_0 H}{4\pi}, \quad (10)$$

где F_0 — энергия, связанная с изменением параметра порядка вблизи сердцевин вихря; F_{em} — электромагнитная энергия вихря. Используя второе уравнение Гинзбурга—Ландау, последнюю можно представить в виде $F_{em} = \Phi_0 b(x_1, 0)/8\pi$, где $b(x_1, 0)$ — полное магнитное поле в центре вихря из первого ряда.

Для удовлетворения граничному условию (поле на поверхности сверхпроводника равно внешнему) воспользуемся методом изображений. Тогда локальное магнитное поле b в произвольной точке сверхпроводника можно представить в виде суммы полей всех вихрей b_v , их изображений b_i , а также поля b_m , создаваемого мейснеровскими токами

$$b = b_v + b_i + b_m, \quad (11)$$

где:

$$b_v = \sum_m \sum_n b_0(x - x_n, y - y_m); \quad (12)$$

$$b_i = \sum_m \sum_n b_0(x + x_n, y - y_m); \quad (13)$$

$$b_m = H \exp(-x). \quad (14)$$

В выражении (14) и далее будем использовать систему единиц Гинзбурга—Ландау, в которой все расстояния нормированы на λ , а магнитное поле — на $\sqrt{2} H_c$ (H_c — термодинамическое критическое поле), при этом $\Phi_0 = 2\pi/\kappa$.

Для записи поля одиночного вихря b_0 как функции расстояния r , отсчитываемого от центра вихря, воспользуемся выражением, полученным в [11] в рамках вариационного метода:

$$b_0(r) = \frac{f_\infty K_0(f_\infty (r^2 + \xi_v^2)^{1/2})}{\kappa \xi_v K_1(f_\infty \xi_v)}, \quad (15)$$

где K_i — модифицированные функции Бесселя i -го порядка; ξ_v и f_∞ — вариационные параметры, представляющие эффективный размер сердцевин вихря и параметр порядка вдали от сердцевин вихрей. Эта функция достаточно точно описывает результаты численного решения уравнений Гинзбурга—Ландау (см. ч. I настоящей работы). За-

метим, что, как следует из [11], вариационные параметры в полях $H < 0,6H_{c2}$ изменяются слабо и можно полагать: $f_{\infty} = 1$, а $\xi_v = \sqrt{2}/\kappa$. Как уже отмечалось в ч. I настоящей работы, использование выражения (15) для поля одиночного вихря дает возможность избежать проблемы расходимости функции K_0 в центре вихря, которая существует в лондоновском приближении, и более точно описать поле вихря.

Воспользуемся представлением локального магнитного поля в виде (11)–(14) и найдем равновесное расстояние от поверхности до первого ряда вихрей в поле H , минимизируя термодинамический потенциал Гиббса (10). Учитывая, что в правой части уравнения (10) от x_1 зависит только электромагнитная энергия, получаем уравнение, из которого можно определить x_1 :

$$\frac{\partial b(x_1, 0)}{\partial x_1} = 0. \quad (16)$$

Вычислим $b_0(x_1, 0)$ аналогично тому, как это было сделано в Приложении к ч. I настоящей работы, производя суммирование по рядам вихрей, параллельным поверхности, для квадратной вихревой решетки ($d = a$). Как показали вычисления, результаты для μ_v в рассматриваемом диапазоне полей практически не зависят от вида решетки. Тогда для определения равновесного расстояния x_1 получим

$$\frac{Bd}{2\xi_v K_1(\xi_v)} \left\{ \frac{\exp(-d) + \exp(-2x_1)}{1 - \exp(-d)} - \frac{\xi_v^2}{2} [g(x_1) + f(d)] \right\} = H \exp(-x_1), \quad (17)$$

где введены обозначения:

$$g(x_1) = \frac{1}{4x_1^2} + \frac{1}{(2x_1 + d/2)d}; \quad f(d) = \frac{5}{3d^2}.$$

При выводе (17) мы учли, что расстояния между вихрями намного превышают значение ξ_v в малых полях, и ограничились первыми членами разложения по степеням ξ_v^2/d^2 . Решение уравнения (17) может быть аппроксимировано следующей аналитической формулой:

$$x_1(H) = \frac{d}{2} + \operatorname{arsh} \left(\frac{H}{\tilde{B}_v} \right), \quad (18)$$

где введено обозначение

$$\tilde{B}_v = \frac{B_v}{\xi_v K_1(\xi_v)} \left(1 - \frac{d^2}{24} - \frac{5\xi_v^2}{6d} \right). \quad (19)$$

Выражение (18) для x_1 отличается от аналогичного лондоновского выражения (5) видом \tilde{B}_v . В предельном случае $\xi_v \rightarrow 0$ формула (19) совпадает с разложением (6) по степеням d .

Рассматривая малые колебания первого вихревого ряда около своего положения равновесия аналогично тому, как это было сделано в [6,7], и подставляя найденную зависимость $x_1(t, H)$ в (3), получаем окончательное выражение для $\mu_v(H)$. Оказалось, что его можно привести к виду (9), с той лишь разницей, что величина \tilde{B}_v будет описываться формулой (19), а не (6), как в лондоновском приближении.

Заметим, что в рассмотрении, проведенном выше, мы воспользовались выражением (3) для $\mu_v(x_1)$, которое было выведено в рамках лондоновского приближения. Это выражение справедливо, если поток вихря вблизи поверхности описывается известной зависимостью, приведенной в [8]:

$$\Phi_v = \Phi_0 [1 - \exp(-x/\lambda)], \quad (20)$$

где x — расстояние от поверхности до вихря. При учете структуры сердцевин вихрей выражение (20) становится неточным. Однако если расстояние x превышает размер вихревых сердцевин, то поправки к (20) пренебрежимо малы. Действительно, если для поля одиночного вихря воспользоваться выражением (15) и подставить его в более общую формулу для потока вихря, справедливую в рамках нашего подхода:

$$\Phi_v = \Phi_0 [1 - 2 \int b_0(r) d^2 r] \quad (21)$$

(где интегрирование проводится по области вне сверхпроводника), то нетрудно показать, что зависимость $\Phi_v(x)$ сохраняет вид (20) с большой точностью. При $\kappa = 100$ поправка к члену $\exp(-x/\lambda)$ составляет величину $\sim 10^{-4}$.

Таким образом, видно, что учет пространственного изменения параметра порядка путем использования более точного, по сравнению с лондоновским, выражения для поля индивидуального вихря приводит прежде всего к изменению параметра \tilde{B}_v . В результате изменяются как равновесное положение первого вихревого ряда $x_1(H)$, так и подвижность вихревой решетки (dx_1/dH), входящие в исходное выражение (3) для $\mu_v(x_1)$.

Анализ структуры аналитической зависимости (9) для $\mu_v(H)$ показывает, что чувствительность данной характеристики к используемой модели определяется множителем $(H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2}$, содержащим разность двух близких величин. Именно этот член отражает вклад в $\mu_v(H)$ упругой константы k . Поэтому можно полагать, что учет пространственного распределения параметра порядка при рассмотрении динамики приповерхностных вихрей наиболее существенным образом сказывается на форме той эффективной потенциальной ямы, в которой происходит колебательное движение вихрей вблизи поверхности.

Предполагая определенный вид зависимости $B(H)$ в (9), можно получить расчетные кривые $\mu_v(H)$ для дальнейшего анализа и сравнить их с экспериментальными данными.

Обсуждение результатов. Сравнение теории с экспериментом

Обсудим особенности поведения зависимости $\mu_v(H)$ для случая, когда вихри совершают малые колебания вблизи своих положений равновесия, отвечающих термодинамическому равновесию вихревой решетки с внешним полем H , т. е. для случая $B(H) = B_{eq}(H)$. Будем использовать четыре варианта кривых $B_{eq}(H)$, соответствующих полевым зависимостям равновесной намагниченности, приведенным в ч. I настоящей работы. Эти кривые с разной степенью точности учитывают пространственное распределение параметра порядка.

На рис. 2 представлены кривые $\mu_v(H)$ в приведенных координатах (μ_v нормировано на $2\lambda/D$, см. (9), а H — на $\sqrt{2} H_{c2}$), рассчитанные по формуле (9), в которой \tilde{B}_v имеет вид (19) (кривые 1 и 2) либо вид (6) (кривые 3 и 4).

Кривая 1 представляет результаты наиболее точных вычислений колебательного вклада μ_v в динамическую магнитную проницаемость, в которых расчет электромагнитной энергии F_{em} проведен путем прямого суммирования по решетке вихрей, при этом для поля индивидуального вихря $b_0(r)$ использовано выражение (15), учитывающее влияние структуры вихревых сердцевин. Для зависимости $B_{eq}(H)$, подставляемой в (19), использовано аналитическое выражение (22) из ч. I настоящей работы, выведенное при тех же условиях.

Кривая 2 на рис. 2 соответствует зависимости $B_{eq}(H)$, полученной Гао, Клемом и др. в [11], которая также учитывает упомянутые выше факторы. Но в отличие от наших расчетов, в работе [11] при вычислении электромагнитной энер-

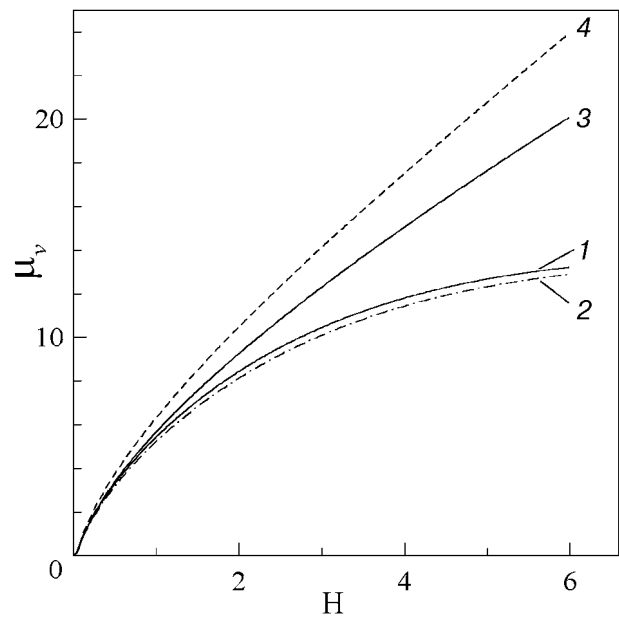


Рис. 2. Нормированные теоретические полевые зависимости колебательного вклада μ_v в динамическую магнитную проницаемость для случая термодинамически равновесной вихревой решетки $B(H) = B_{eq}(H)$ при различных значениях $B_{eq}(H)$ и \tilde{B}_v : 1 — B_{eq} рассчитана по формуле (22) из ч. I настоящей работы, \tilde{B}_v — по формуле (19); 2 — B_{eq} получена в [11], \tilde{B}_v — расчет по формуле (19); 3, 4 — B_{eq} рассчитана по формуле Феттера [12] с точным и приближенным значениями H_{c1} соответственно, \tilde{B}_v — по формуле (6).

гии для упрощения вычислений совершен переход от суммирования по обратной решетке вихрей к интегрированию.

Кривые 3 и 4 на рис. 2 рассчитаны в лондоновском приближении. При этом использована зависимость $B_{eq}(H)$, полученная Феттером [12] (см. формулу (17) из ч. I), в которую в качестве H_{c1} подставлялось либо точное выражение, учитывающее энергию вихревых сердцевин ($H_{c1} = (\ln \kappa + 0,5)/2\kappa$ — кривая 3), либо приближенное, принятое в лондоновской модели ($H_{c1} = K_0(1/\kappa)/2\kappa$ — кривая 4).

Как видно на рис. 2, результаты более точных вычислений $\mu_v(H)$ с учетом структуры вихревых сердцевин действительно отличаются от соответствующих результатов, полученных в лондоновском приближении. При этом следует отметить, что кривые $\mu_v(H)$ 1 и 3, как и кривые намагниченности (см. ч. I), в области совсем малых полей ($H \leq 0,01 H_{c2}$) полностью совпадают. Это означает, что в данной области полей учет энергии вихревых сердцевин при использовании точного выражения для H_{c1} оказывается вполне достаточным для получения удовлетворительных результатов для $\mu_v(H)$ даже в рамках лондоновского приближения. Отличие же этих кривых в более

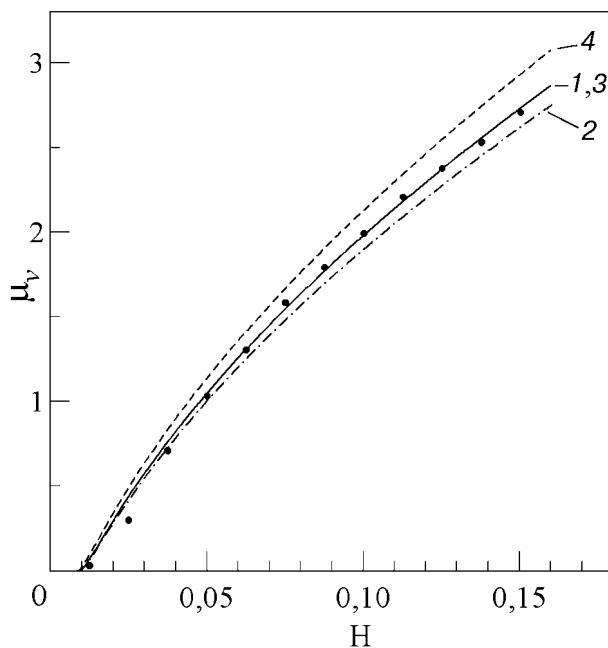


Рис. 3. Нормированные полевые зависимости колебательного вклада μ_v в динамическую магнитную проницаемость для начального участка магнитных полей. Точки — эксперимент. Кривые — расчет для различных значений $B_{eq}(H)$ и \tilde{B}_v (номера кривых соответствуют номерам аналогичных кривых на рис. 2).

сильных полях обусловлено исключительно разной степенью точности описания поля в центре индивидуального вихря. Хорошее согласие кривых 1 и 2 на рис. 2 говорит о том, что упрощение вычислений, предпринятое в [11] и приведшее к заметным ($\sim 10\%$ и более) изменениям $B_{eq}(H)$ (см. ч. I), практически не сказывается на поведении $\mu_v(H)$.

На рис. 3 представлены расчетные кривые $\mu_v(H)$ в сравнении с экспериментальными данными, измеренными в режиме увеличения магнитного поля при $T = 84$ К для монокристалла YBaCuO в геометрии $H \perp c$. Методика получения экспериментальных зависимостей $\mu_v(H)$ подробно описана в [4]. Видно хорошее согласие экспериментальных данных $\mu_v(H)$ с расчетными кривыми 1 и 3 как по поведению, так и по абсолютной величине. Критерием хорошего согласия являются численные значения единственного подгоночного параметра — лондоновской глубины проникновения магнитного поля. Полученное при $T = 84$ К значение $\lambda = \sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c} = 0,85$ мкм (что соответствует $\lambda_{ab} = 0,38$ мкм), хоть и несколько отличается (в 1,4 раза) от известных объемных значений λ для монокристаллов YBaCuO [12], но хорошо соответствуют их поверхностным значениям [13]. Аналогичный результат получен и при других температурах.

Различие в величинах λ при аппроксимации экспериментальных данных $\mu_v(H)$ расчетными кривыми 2 и 4 составляет $\sim 5\%$ в данном интервале полей. Однако соответствующий анализ для области более высоких полей, в которых учет структуры сердцевин вихрей приводит к существенному изменению вида зависимости $\mu_v(H)$, позволил бы получить более надежную информацию как об адекватности проведенного теоретического рассмотрения экспериментальным данным, так и о величинах λ в приповерхностном слое. Такой анализ составит предмет наших дальнейших исследований.

Заключение

За рамками данной статьи мы оставляем обсуждение вопроса о том, почему при увеличении магнитного поля экспериментальные кривые $\mu_v(H)$ хорошо соответствуют расчетным зависимостям, полученным для случая термодинамического равновесия вихревой решетки: $B = B_{eq}(H)$. Возможные причины сильного подавления поверхностного барьера для входа вихрей в реальных образцах YBaCuO уже кратко обсуждались нами ранее в [6,7] и требуют еще дополнительного исследования.

Результаты, полученные в настоящей работе, демонстрируют насколько неточность лондоновского приближения сказывается на описании полевых зависимостей колебательного вклада $\mu_v(H)$ в динамическую магнитную проницаемость в области полей $H \ll H_{c2}$. Показано, что в самых слабых полях ($H \leq 0,01H_{c2}$) учет энергии вихревых сердцевин путем использования при вычислении $B_{eq}(H)$ точного выражения для H_{c1} оказывается вполне достаточным для корректного описания равновесных зависимостей $\mu_v(H)$ по формулам, полученным в рамках лондоновского приближения. Однако в области более сильных полей становится существенной точность описания поля индивидуального вихря, которое изменяется при учете пространственного изменения параметра порядка вблизи сердцевин вихрей.

Показано, что изменения, происходящие при учете пространственного изменения параметра порядка, сильнее всего сказываются на форме эффективной потенциальной ямы, в которой происходят колебательные движения приповерхностных вихрей под действием слабого переменного магнитного поля. В результате полевая зависимость колебательного вклада в динамическую магнитную проницаемость испытывает существенные изменения.

Работа поддержана российским фондом фундаментальных исследований (проект № 00-03-32246 и, частично, проект № 00-02-18032).

1. A. M. Campbell, *J. Phys.* **C2**, 1492 (1969).
2. R. Labusch, *Crystal Lattice Defects* **1**, 1 (1969).
3. L. G. Mamsurova, K. S. Pigalskiy, V. P. Sakun, and L. G. Scherbakova, *Physica* **C200**, 175 (1992).
4. Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, В. П. Сакурн, Л. Г. Щербакова, *ФТТ* **37**, 2954 (1995).
5. К. С. Пигальский, Л. Г. Мамсурова, *ФТТ* **39**, 1943 (1997).
6. K. I. Kugel, L. G. Mamsurova, K. S. Pigalskiy, and A. L. Rakhmanov, *Physica* **C300**, 270 (1998).
7. К. И. Кугель, Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, А. Л. Рахманов, *ФНТ* **24**, 823 (1998).
8. В. В. Шмидт, Г. С. Мкртчян, *УФН* **112**, 459 (1974).
9. S. K. Hasanain, S. Shahzada, A. Mumtaz, and G. S. Bhatti, *Physica* **C269**, 149 (1996).
10. M. Ciszek, J. Olejniczak, and A. J. Zaleski, *Physica* **C208**, 245 (1993).
11. Z. Hao, J. R. Clem, M. W. McElfresh, L. Civale, A. P. Malozemoff, and F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B43**, 2844 (1991).
12. A. L. Fetter, *Phys. Rev.* **147**, 153 (1966).
13. J. Y. Lee, K. M. Paget, T. R. Lemberger, S. R. Fortyn, and X. Wu, *Phys. Rev.* **B50**, 3337 (1994).
14. S. B. Qadri, M. S. Osofsky, V. M. Browring, and E. F. Skelton, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2729 (1996).

Equilibrium magnetic characteristics of HTSC with regard to spatial distribution of the order parameter in vortex cores. II. Vibrational contribution to the dynamic magnetic permeability

L. G. Mamsurova, K. S. Pigalskiy,
and W. V. Pogosov

In the magnetic field range $H \ll H_{c1}$, where the London approach is usually used to describe the properties of type II superconductors, the spatial distribution of the order parameter is taken into account in the calculation of the vibrational contribution to the dynamic magnetic permeability. The behavior of $\mu_v(H)$ is analyzed for the case where the vortices oscillate near their equilibrium positions related to the thermodynamically equilibrium vortex lattice. It is shown that the effect of depression of the order parameter in the vortex cores leads to essential differences in the behavior of μ_v in comparison with the analogous dependence obtained in the framework of the London model. The main reason of these differences is a change of the form of the effective potential well, in which the oscillations of near surface vortices take place.