

## Границы устойчивости вихревого состояния в монокристалле $\text{YBaCuO}$

К. И. Кугель<sup>2</sup>, Л. Г. Мамсурова<sup>1</sup>, К. С. Пигальский<sup>1</sup>, А. Л. Рахманов<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> НИЦ прикладных проблем электродинамики РАН, Россия, 127412, г. Москва, ул. Ижорская, 13/19  
E-mail: mamsurova@chph.ras.ru

Статья поступила в редакцию 2 февраля 1998 г., после переработки 6 апреля 1998 г.

Определен интервал значений внешнего поля  $H$ , в котором существует смешанное состояние с заданной индукцией  $B$  в монокристалле высокотемпературного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  для случая  $H \perp c$ . Для этой цели в интервале температур 70–84 К изучены полевые зависимости вклада  $\mu_v$  в динамическую магнитную проницаемость  $\mu'_{ac}$  от индуцированного слабым переменным полем колебательного движения вихрей, который в поле  $H$  испытывает гистерезисное поведение. Показано, что природа гистерезиса  $\mu_v(H)$  может быть объяснена в терминах взаимодействия вихревой решетки с поверхностью и обусловлена существованием гистерезиса  $B(H)$  вследствие проявления поверхностного барьера. Петли гистерезиса  $\mu_v(H)$ , соответствующие разным температурам, описываются универсальной зависимостью в приведенных координатах. Проведенные оценки, а также сравнение теории с экспериментом выявили сильное подавление поверхностного барьера в реальном монокристалле  $\text{YBaCuO}$  по сравнению с ожидаемым для идеальной поверхности. В результате нижняя ветвь гистерезиса  $\mu_v(H)$ , соответствующая увеличению поля  $H$ , оказывается близкой к равновесной зависимости  $\mu_v(H)$ , а поверхностный барьер существенно влияет лишь на поведение  $\mu_v(H)$  в процессе уменьшения поля, т.е. на выход вихрей из сверхпроводника.

Визначено інтервал значень зовнішнього поля  $H$ , в якому існує змішаний стан з заданою індукцією  $B$  в монокристалі високотемпературного надпровідника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  для випадку  $H \perp c$ . З цією метою в інтервалі температур 70–84 К вивчено польові залежності вкладу  $\mu_v$  в динамічну магнітну проникність  $\mu'_{ac}$  від індукованого слабким змінним полем коливального руху вихорів, який в полі  $H$  зазнає гістерезисну поведінку. Показано, що природа гістерезису  $\mu_v(H)$  може бути пояснена в термінах взаємодії вихрової ґратки з поверхнею і обумовлена існуванням гістерезиса  $B(H)$  внаслідок виявлення поверхневого бар'єра. Петлі гістерезиса  $\mu_v(H)$ , які відповідають різним температурам, описуються універсальною залежністю у зведених координатах. Зроблені оцінки, а також порівняння теорії з експериментом виявили сильне пригнічення поверхневого бар'єра у реальному монокристалі  $\text{YBaCuO}$  в порівнянні з очікуємим для ідеальної поверхні. Внаслідок цього нижня гілка гістерезиса  $\mu_v(H)$ , яка відповідає збільшенню поля  $H$ , стає близькою до рівноважної залежності  $\mu_v(H)$ , а поверхневий бар'єр істотно впливає лише на поведінку  $\mu_v(H)$  у процесі зменшення поля, тобто на вихід вихорів із надпровідника.

PACS: 74.60.Ge, 74.60.Ec, 74.25.Na, 74.72.Bk

### Введение

Как известно, абрикосовские вихри взаимодействуют с поверхностью сверхпроводника. Одним из результатов этого взаимодействия является возникновение поверхностного барьера (барьера Бина–Ливингстона [1]), который препятствует свободному входу и выходу вихрей из образца. Так, при увеличении внешнего магнитного поля  $H$

от нуля магнитный поток начинает входить в образец с идеальной поверхностью, когда  $H$  достигает значения термодинамического критического поля  $H_c$  (а не первого критического поля  $H_{c1}$ , как это было бы в отсутствие поверхностного барьера Бина–Ливингстона).

Однако анализ большого числа литературных данных позволяет считать достаточно надежно установленным, что для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) барьер Бина–

Ливингстона заметно подавлен по сравнению с ожидаемым для идеальной поверхности. Этот факт, тем не менее, не является тривиальным, так как в ВТСП величина  $H_c$  намного превышает значение  $H_{c1}$  вследствие значительной величины параметра Гинзбурга–Ландау  $\kappa \sim 100$ , поэтому сильные локальные поля, вызванные поверхностной шероховатостью, как показывают оценки [2], если и могут разрушить поверхностный барьер, то не более, чем на 10–20% от его значения для идеальной поверхности. Ряд авторов приписывают эффект подавления барьера наличию поверхностных дефектов (см., например, [3]). Однако до сих пор каких-либо количественных оценок, касающихся данной проблемы, не сделано.

В связи с этим особый интерес вызывает изучение явлений, обусловленных особенностями поведения вихревой решетки вблизи поверхности сверхпроводника. Одним из таких явлений (весьма чувствительным к структуре и динамике приповерхностных вихрей) является эффект магнитного гистерезиса динамической магнитной проницаемости.

Этот эффект был обнаружен для монокристалла  $YBa_2Cu_3O_x$  и исследован в ряде работ [4–7], посвященных изучению отклика ВТСП на переменное магнитное поле низкой частоты ( $\omega/2\pi = 3$  кГц) и малой амплитуды ( $h < 10$  Э) в присутствии параллельного постоянного магнитного поля  $H$ . В данных работах исследуемой величиной являлась действительная часть основной гармоники  $\mu'_{ac}$  комплексной магнитной проницаемости  $\mu^*_{ac}$ . Величина  $\mu'_{ac}$  определяется как коэффициент разложения в ряд Фурье периодически изменяющейся во времени средней по объему магнитной индукции  $B(t)$ . В магнитном поле  $H(t) = H + h \sin(\omega t)$  для  $\mu'_{ac}$  (которую для краткости будем далее называть магнитной проницаемостью  $\mu$ ) можно записать

$$\mu = \frac{1}{2\pi h} \int_0^{2\pi/\omega} \cos(\omega t) \frac{dB}{dt} dt. \quad (1)$$

Как показано в [4], изменение магнитной индукции в образце, обусловленное переменной составляющей магнитного поля, а следовательно, и магнитную проницаемость можно представить в виде суммы двух слагаемых. Первое из них  $\mu_m$ , связанное с осцилляциями мейсснеровского тока, равно

$$\mu_m = 2\lambda/D, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — лондоновская глубина проникновения магнитного поля, а  $D$  — толщина образца в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Второе слагаемое  $\mu_v$  связано со смещениями вихрей в сверхпроводнике. При достаточно больших амплитудах переменного поля  $h$  вихри срываются с центров пиннинга, входят и выходят из образца. При малых  $h$  вихри совершают малые колебания вблизи положений равновесия, а общее их число в объеме остается постоянным. Существование данного колебательного вклада  $\mu_v$  обусловлено сильной зависимостью потока приповерхностных вихрей от их положения относительно поверхности. Анализ, проведенный в [4–7], показал, что именно этот вклад от колебаний вихрей ответствен за гистерезисное поведение магнитной проницаемости в  $YBaCuO$  при циклическом изменении постоянного поля  $H$ . Было установлено, что все изменения в  $\mu_v$ , происходящие в процессе ввода и вывода поля, целиком определяются изменением расстояния  $x_1$  от поверхности до первого ряда вихрей, и определен вид зависимости  $\mu_v(x_1)$ . Однако природа гистерезисного эффекта для колебательного вклада  $\mu_v(H)$  (т.е. причина, по которой реализуется гистерезис  $x_1(H)$ ) до сих пор не получила своего исчерпывающего объяснения.

В настоящей работе проведено рассмотрение данного эффекта в терминах взаимодействия вихревой решетки с поверхностью и получено аналитическое выражение, связывающее величину вклада  $\mu_v$  в динамическую магнитную проницаемость от колебательного движения вихрей с индукцией вихревой решетки в приповерхностном слое монокристалла.

Показано, что сравнение расчетных кривых с экспериментально полученными гистерезисными зависимостями  $\mu_v(H)$  позволяет восстановить интервал значений внешнего магнитного поля ( $H_{\max}(B) - H_{\min}(B)$ ), в котором смешанное состояние с данным значением индукции может существовать. Тем самым оказалось возможным сделать вывод о величине поверхностного барьера в реальном монокристалле ВТСП по сравнению с его значением в случае идеальной поверхности.

## Эксперимент

Измерения динамической магнитной проницаемости монокристаллических образцов  $YBa_2Cu_3O_x$  в области температур 70–84 К

выполнены с помощью моста переменного тока по методике, подробно описанной в [4]. Постоянное поле  $H$  (в диапазоне 0–1 кЭ) было приложено параллельно переменному с амплитудой  $h$  (0,1–10 Э) и частотой 3 кГц. Ось  $c$  монокристалла  $YBa_2Cu_3O_x$  ( $T_c = 92$  К) в виде параллелепипеда размером  $1,18 \times 1,26 \times 1,67$  мм ориентирована перпендикулярно полю ( $H \perp c$ ). Для измерения полевых зависимостей динамической магнитной проницаемости балансировку моста проводили при минимальной амплитуде переменного поля после охлаждения образца до  $T < T_c$  в нулевом постоянном магнитном поле. Из напряжения разбаланса, возникающего при вводе поля  $H$ , выделялась действительная часть первой гармоники с помощью селективного усилителя и фазового детектора. Полученный таким образом сигнал пропорционален действительной части комплексной магнитной проницаемости  $\mu'_{ac}$ . Используемая методика, которая обеспечивает полную компенсацию диамагнитного сигнала, обусловленного экранировкой образца поверхностными мейсснеровскими токами, позволяет регистрировать сравнительно небольшие по величине эффекты, связанные с динамикой вихрей в поверхностном слое на глубине проникновения переменного магнитного поля.

Величину искомого колебательного вклада  $\mu_v$  (являющегося амплитудно-независимым) определяли для каждого значения постоянного

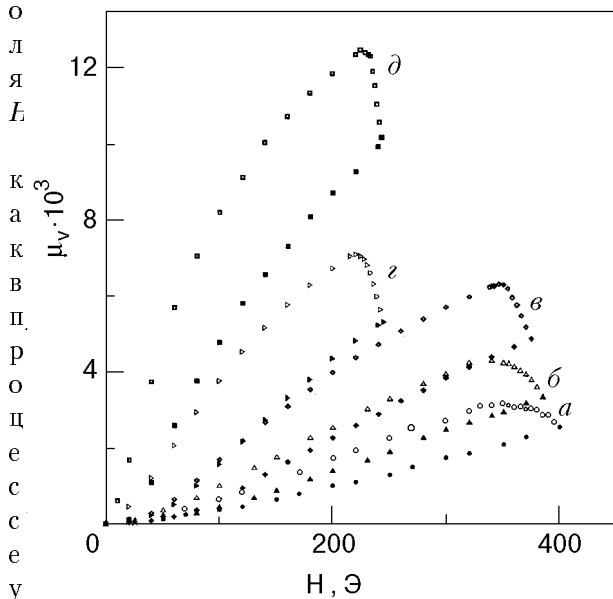


Рис. 1. Полевые зависимости колебательного вклада в динамическую магнитную проницаемость  $\mu_v$  монокристалла  $YBa_2Cu_3O_x$  при разных температурах  $T$ , К: 70 (а); 73,4 (б); 77,3 (в); 80 (г); 83,8 (д). Нижние части гистерезисных петель соответствуют вводу поля, верхние – выводу.

ения поля, так и при его уменьшении, экстраполируя экспериментальную зависимость  $\mu'_{ac}(h)$  к нулевой амплитуде в соответствии с процедурой, подробно описанной в [4].

На рис. 1 представлены петли гистерезиса  $\mu_v(H)$ , полученные для монокристалла  $YBa_2Cu_3O_x$  при температурах в интервале 70–84 К. Видно, что величина колебательного вклада  $\mu_v$  в динамическую магнитную проницаемость заметно растет с увеличением температуры, при этом размах магнитного гистерезиса изменяется слабо. Можно также отметить, что ширина участков, реализующихся при переходе с одной ветви гистерезиса на другую при изменении направления развертки поля, становится существенно короче (от  $\approx 50$  до  $\approx 15$  Э) при повышении температуры.

В случае, когда изучаемые эффекты могут быть описаны в терминах взаимодействия вихрей между собой и с поверхностью образца, а пиннинг вихрей и их термоактивация несущественны, удобно использовать безразмерные единицы, которые вводятся в рамках теории Лондонов или в теории Гинзбурга–Ландау. Тогда при «правильно» выбранной с физической точки зрения нормировке можно ожидать, что магнитолевые зависимости  $\mu_v$ , измеренные при различных температурах, будут вести себя подобным образом. В настоящей работе будем измерять длину в единицах  $\lambda$ , а магнитное поле в единицах  $H_{c1} = (\Phi_0/4\pi\lambda^2) \times (\ln\kappa + 0,5)$ , где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока. При этом для соответствующей нормировки колебательного вклада в магнитную проницаемость  $\mu_v$  разумно использовать величину мейсснеровского вклада в магнитную проницаемость  $\mu_m$ , зависящую от  $\lambda$ , согласно формуле (2). (Физический смысл такой нормировки будет очевиден из дальнейшего изложения.)

Заметим, что в исследуемой геометрии ( $H \perp c$ ) анизотропные в сечении вихри характеризуются значениями  $\lambda_{ab}$  и  $\lambda_c$  вдоль кристаллографических оси  $c$  и плоскости  $ab$  соответственно. В связи с этим при описании экспериментальных результатов необходимо использовать средние значения для глубины проникновения магнитного поля  $\lambda = \lambda_{av} = \sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c} = \sqrt{5}\lambda_{ab}$  (учитывая, что для  $YBaCuO$  параметр анизотропии  $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab} = 5$  [8]). Для той же геометрии ( $H \perp c$ ) параметр Гинзбурга–Ландау  $\kappa = \kappa_{av} = \sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c}/\sqrt{\xi_{ab}\xi_c} = \lambda_c/\xi_{ab} \approx 350$ . Одновременно размеры анизотропного образца ( $d_c$  и  $d_{ab}$  вдоль оси  $c$  и плоскости  $ab$  соответственно) необходимо пересчитать в размеры его изотропного аналога:  $D_c = d_c\sqrt{\gamma}$ ;

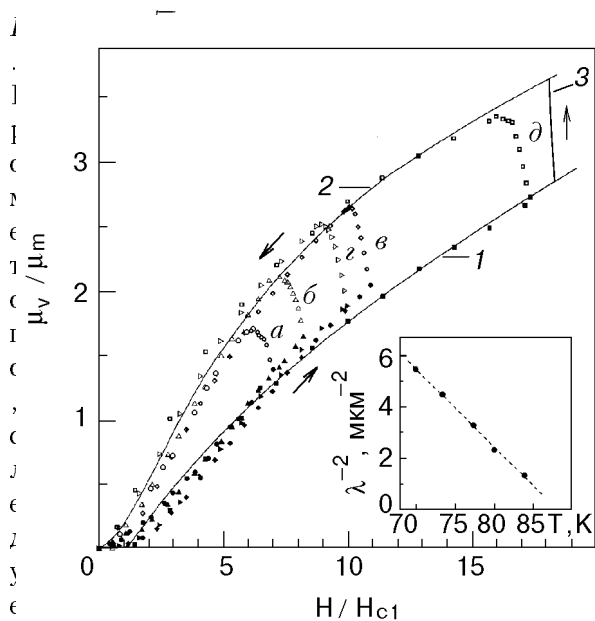


Рис. 2. Нормированные полевые зависимости колебательного вклада в динамическую магнитную проницаемость  $\mu_v$  монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  при разных температурах  $T$ , К: 70 (а); 73,4 (б); 77,3 (в); 80 (г); 83,8 (д). Точки — эксперимент. Сплошные кривые: 1 — расчет для термодинамически равновесного состояния; 2 — усредненная зависимость  $\mu_v(H)$  при выводе магнитного поля, соответствующая кривой 3 на рис. 3; 3 — расчет для переходного участка с одной ветви гистерезиса на другую при условии  $B_v = \text{const}$ . Стрелками показаны направления изменения поля. На вставке: Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля в приповерхностном слое монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ .

ность проникновения вихрей с торцов образца вследствие конечности его размеров, тогда размеры  $D_c$  и  $D_{ab}$  будут связаны с толщиной модельной пластинки  $D$  следующим соотношением:

$$D = D_{ab}D_c / (D_{ab} + D_c) = \sqrt{\gamma}d_{ab}d_c / (\gamma d_c + d_{ab}) .$$

На рис. 2 полученные при разных температурах экспериментальные зависимости  $\mu_v(H)$  представлены в нормированных координатах. Как видно на рис. 2, все кривые в данном случае действительно ведут себя подобным образом, т.е. имеет место скейлинговое поведение.

Следует отметить, что процедура «скейлинга» экспериментальных зависимостей  $\mu_v(H)$  в данном случае подразумевала определение глубин проникновения магнитного поля (как подгоночных параметров) лишь с точностью до масштабного множителя. Для определения абсолютных значений  $\lambda$  необходимо было привлечь дополнительную информацию, например, о величине  $\lambda$  при какой-то одной из

температур или осуществлять привязку к какой-либо теоретической кривой  $\mu_v(H)$ , вид зависимости которой известен. Представленные в качестве примера на вставке к рис. 2 значения  $\lambda$  соответствуют последнему способу их определения, а именно: привязке к равновесной кривой  $\mu_v(H)$  (о чем более подробно сказано ниже). Как будет видно из дальнейшего изложения, данные значения  $\lambda$  представляют особый интерес для интерпретации экспериментальных результатов.

Скейлинговое поведение зависимости  $\mu_v(H)$  дает определенные основания полагать, что динамика вихрей вблизи поверхности скорее определяется межвихревыми взаимодействиями, а также их взаимодействием с поверхностью, нежели взаимодействиями с центрами пиннинга.

Представляет интерес получить теоретические кривые  $\mu_v(H)$  для монокристалла ВТСП, адекватно описывающие экспериментальное поведение данной величины, и тем самым прояснить природу наблюдаемого эффекта.

### Теория

В работе [5] при исследовании вклада в магнитную проницаемость, связанного с колебаниями вихрей вблизи их равновесных позиций, было получено аналитическое выражение для  $\mu_v$ :

$$\mu_v = \frac{2\phi_0}{Da\lambda} \frac{\exp(-x_1/\lambda)}{1 - \exp(-d/\lambda)} \left( \frac{\partial x_1}{\partial H} \right)_{B_v} , \quad (3)$$

где  $x_1$  — равновесное положение первого ряда у поверхности образца;  $a$  — постоянная вихревой решетки внутри рядов;  $d = \sqrt{3}a/2$  — расстояние между рядами вихрей в регулярной треугольной решетке, а дифференцирование ведется при постоянном количестве вихрей в образце или, что эквивалентно, при постоянной магнитной индукции вихревой решетки  $B_v$ , определяемой как

$$B_v = \phi_0 / da . \quad (4)$$

При выводе (3) полагалось, что вихревые ряды вблизи поверхности, начиная со второго, регулярно отстоят друг от друга на расстояние  $d$ . Это утверждение с хорошей точностью выполняется даже в случае идеальной поверхности, с которой вихри сильно взаимодействуют [9,10]. Такое приближение тем более правомерно для «испорченной» поверхности, с которой они взаимодействуют

значительно слабее. Итак, в соответствии с (3) гистерезис магнитной проницаемости полностью определяется гистерезисом равновесного положения первого ряда вихрей  $x_1(H)$  при вводе и выводе магнитного поля. Гистерезис положения первого ряда вихрей может быть связан с взаимодействием вихрей либо с центрами пиннинга, либо с поверхностью. Рассмотрим первую возможность.

При движении вихрей от поверхности в объем или обратно они зацепляются за центры пиннинга, что, очевидно, ведет к уменьшению расстояния  $i$ -го ряда до поверхности при входе и увеличению этого расстояния при выходе. В соответствии с (3) такой процесс приведет к гистерезису, но со знаком, противоположным наблюдаемому на эксперименте. Кроме того, и величина данного эффекта будет весьма мала, поскольку мала критическая плотность тока, обусловленная пиннингом  $j_c \leq 10^4 \text{ А/см}^2$ , по сравнению с плотностью мейсснеровских токов:  $j_c \ll cH/4\pi\lambda$  при  $H \geq 100 \text{ Э}$  (даже если считать, что вблизи «испорченной» поверхности эффективное значение  $\lambda$  на порядок больше, чем в объеме монокристалла). Итак, влияние пиннинга на гистерезис  $x_1(H)$  мало.

Обратимся теперь ко второй возможной причине, вызывающей гистерезис положения первого ряда вихрей относительно поверхности и, следовательно, величины  $\mu_v$  — взаимодействию вихрей с поверхностью. Положение первого ряда вихрей вблизи поверхности рассчитывалось разными методами в работах [5, 10–12], как правило, либо численным расчетом, либо с использованием разного рода приближений. Представляется полезным получить простую аналитическую формулу для  $x_1$  и  $\mu_v$  путем прямого суммирования вкладов вихрей в энергию Гиббса вихревой решетки вблизи поверхности, следуя подходу, развитому в [12].

Запишем термодинамический потенциал Гиббса для вихря в первом ряду (в расчете на единицу длины) [10]:

$$G_v = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left[ \sum_{l=2}^{\infty} H_v(x_l - x_1) - \sum_{l=1}^{\infty} H_v(x_l + x_1) \right] - \frac{\Phi_0(x_1)H}{4\pi} + G_0, \quad (5)$$

где  $H_v(x) = (\Phi_0/2a\lambda) \exp(-|x|/\lambda)$ ,  $\Phi_v = \Phi_0[1 - \exp(-x/\lambda)]$ , суммирование ведется по рядам вихрей, первое и второе слагаемые в квадратных скобках описывают соответственно

взаимодействие первого ряда вихрей с остальными рядами и их изображениями (включая собственное изображение), а третий член в (5) отвечает взаимодействию с мейсснеровским током. Величины  $H_v(x)$  и  $\Phi_v(x)$  — магнитное поле, создаваемое вихревым рядом на расстоянии  $x$  от него, и магнитный поток вихря, расположенного на расстоянии  $x$  от поверхности, соответственно. В постоянную  $G_0$  включены все слагаемые, не зависящие от  $x_1$  (включая собственную энергию вихря).

Как уже указывалось выше, в соответствии с результатами анализа [9,10] можно с достаточно высокой точностью полагать, что  $x_l = x_1 + (l-1)d$ . Следовательно, после суммирования для силы, действующей на единицу длины вихря в первом ряду, получим выражение

$$F = -\frac{\partial G_v}{\partial x_1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \times \left[ \frac{\Phi_0}{2a\lambda} \frac{\exp(-d/\lambda) + \exp(-2x_1/\lambda)}{1 - \exp(-d/\lambda)} - H \exp(-x_1/\lambda) \right]. \quad (6)$$

В соответствии с условиями эксперимента магнитное поле изменяется по закону  $H + h \sin(\omega t)$ . Будем считать, что система отвечает минимуму потенциала Гиббса при каждом значении постоянной составляющей магнитного поля  $H$ , т.е.  $F(H) = 0$ . Тогда, при условии  $H \gg h$ , для равновесного положения первого ряда вихрей  $x_1(H)$  получим уравнение

$$\frac{\Phi_0}{2a\lambda} \frac{\exp(-d/\lambda) + \exp(-2x_1/\lambda)}{1 - \exp(-d/\lambda)} - H \exp(-x_1/\lambda) = 0, \quad (7)$$

$$x_1 = x_1(H),$$

а периодическая сила, действующая на вихрь в первом ряду, равна

$$F = \frac{\Phi_0 h}{4\pi\lambda} \exp[-x_1(H)/\lambda] \sin(\omega t). \quad (8)$$

Уравнение (7) является квадратным относительно  $\exp(-x_1/\lambda)$ . Решая его, получаем

$$\exp(-x_1/\lambda) = \exp(-d/2\lambda) \left\{ \frac{H}{\bar{B}_v} \pm \left[ \left( \frac{H}{\bar{B}_v} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \right\}, \quad (9)$$

где введено обозначение

$$\tilde{B}_v = B_v \frac{d}{2\lambda \operatorname{sh}(d/2\lambda)}. \quad (10)$$

Легко видеть, что минимуму потенциала Гиббса соответствует большее значение  $x_1$ , т.е. знак плюс в уравнении (9). Окончательно получаем для положения первого ряда, соответствующего  $G_{\min}$ ,

$$x_1(H) = \frac{d}{2} + \lambda \operatorname{arch}\left(\frac{H}{\tilde{B}_v}\right). \quad (11)$$

Таким образом, гистерезис зависимости  $x_1(H)$  может возникать вследствие гистерезиса магнитной индукции  $B_v(H)$  при входе и выходе магнитного потока.

В соответствии с формулой (3) задача о вычислении магнитной проницаемости в случае малой амплитуды синусоидального внешнего поля сводится к задаче о малых колебаниях положения первого вихревого ряда вблизи положения равновесия, отвечающего минимуму потенциала Гиббса при заданном значении  $H$ . В пределе низких частот, когда амплитуда вынужденных колебаний не зависит от частоты, получаем, воспользовавшись выражением (8) для вынуждающей силы,

$$x_1(t, H) = x_1(H) + \frac{\Phi_0 h \exp[-x_1(H)/\lambda]}{4\pi k \lambda} \sin(\omega t). \quad (12)$$

Здесь  $k$  — возвращающая сила, отвечающая малым гармоническим колебаниям первого вихревого ряда в эффективной потенциальной яме. Подставляя (11) и (12) в выражение (3) для  $\mu_v$ , получаем

$$\mu_v = \frac{\Phi_0}{2\pi D k \lambda} \exp(-d/2\lambda) \frac{\tilde{B}_v^3}{\left[H + (H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2}\right]^2}. \quad (13)$$

Формула (13) выражает магнитную проницаемость через индукцию вихревой решетки и возвращающую силу  $k$ . Таким образом, для описания поведения  $\mu_v$  при изменении внешнего магнитного поля необходимо прежде всего знать вид зависимости  $B_v(H)$ . Если предположить, что проникновение вихрей в пластину происходит квазиравновесным образом (т.е. в отсутствие каких-либо механизмов переброса вихрей через барьер), то эта зависимость примет вид [12]

$$H = (H_s^2 + \tilde{B}_v^2)^{1/2}, \quad (14)$$

где  $H_s$  — поле, отвечающее проникновению вихрей в пластину при  $B_v = 0$ . По сути дела, (14)

является обобщением выражения для барьера Бина—Ливингстона на случай отличной от нуля магнитной индукции вихревой решетки. Напомним, что для идеально гладкой поверхности  $H_s = H_c$  [13], а в общем случае  $H_{c1} < H_s < H_c$ . Условие выхода вихрей из пластины дается соотношением [12]

$$H = \tilde{B}_v. \quad (15)$$

В итоге получаем гистерезисное поведение  $\mu_v(H)$ , причем ширина гистерезиса оказывается зависящей как от вида  $B_v(H)$ , так и от значения параметра  $k$ .

Если предположить, что  $k$  определяется в основном межвихревыми взаимодействиями и взаимодействием вихрей с мейсснеровскими токами, а не пиннингом (что довольно естественно именно для ближайшего к поверхности вихревого ряда, где мейсснеровский ток превышает  $j_c$ ), то легко показать, что (13) принимает вид

$$\mu_v = \frac{2\lambda}{D} \frac{\tilde{B}_v^2}{(H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2} \left[H + (H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2}\right]}. \quad (16)$$

В (16) мы предполагали, что  $k$  определяется второй производной потенциала Гиббса (5) по положению первого ряда при фиксированной магнитной индукции. Формула (16) устанавливает в достаточно простом аналитическом виде взаимосвязь между магнитной проницаемостью и индукцией вихревой решетки, что позволяет использовать ее при описании экспериментальных результатов. Как видно, величина  $\mu_m = 2\lambda/D$  является естественным масштабным множителем в зависимости  $\mu_v$  от  $H$ , что оправдывает введенную выше нормировку при построении экспериментальных данных в безразмерных единицах (см. рис. 2).

Отметим, что выражение (16) формально неприменимо при вычислении  $\mu_v(H)$  для образца с идеальной поверхностью в режиме выхода из него магнитного потока, поскольку в этом случае выполнено условие (15) и  $\mu_v(H)$  обращается в бесконечность. В этом случае мы должны учесть вклад в возвращающую силу  $k$  от центров пиннинга и (или) отклонение зависимости  $B_v(H)$  от квазиравновесного закона (15).

## Сравнение теории с экспериментом. Обсуждение результатов

Таким образом, согласно (16), получить расчетные кривые  $\mu_v(H)$  возможно, если предположить определенный вид зависимости  $B_v(H)$  при увеличении и уменьшении магнитного поля. В частности, мы можем использовать для этой цели выражения (14) и (15), полученные в [12] и соответствующие «перегреву» и «переохлаждению» мейсснеровского состояния вследствие существования заметного поверхностного барьера для входа и выхода вихрей из сверхпроводника. Однако непосредственная подстановка (14) и (15) в (16) и сравнение полученных расчетных значений  $\mu_v(H)$  с экспериментальными дает возможность убедиться, что поверхностный барьер в монокристалле YBaCuO, если и реализуется, то оказывается гораздо меньше ожидаемого для идеальной поверхности. Действительно, при увеличении магнитного поля величина поля проникновения вихрей  $H_s$  (играющая роль подгоночного параметра) оказывается близкой к первому критическому полю:  $H_{c1} \leq H_s \leq 3H_{c1}$ , а при уменьшении магнитного поля мы имеем конечные величины  $\mu_v$  вместо ожидаемого резкого роста  $\mu_v$ , соответствующего условию

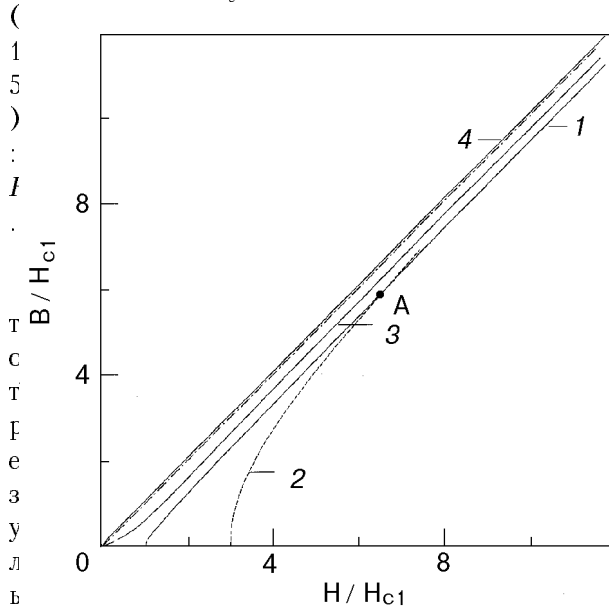


Рис. 3. Зависимости магнитной индукции от внешнего магнитного поля: 1 — для термодинамически равновесного состояния вихревой решетки; 2 — зависимость  $B(H)$ , отвечающая входу вихрей в образец в соответствии с выражением (14) при  $H_s = 3H_{c1}$ ; 3 — восстановленная из сравнения экспериментальных значений  $\mu_v(H)$  при выводе поля с рассчитанными по формуле (16); 4 — нижняя граница устойчивости вихревого состояния в случае идеального барьера. Штрих-пунктир: кривая  $B = H$ . А — точка пересечения кривых 1 и 2.

возможность сделать несколько заключений. Во-первых, близость значений  $H_s$  и  $H_{c1}$  позволяет ожидать, что при увеличении поля возможны такие значения  $\mu_v(H)$ , которые соответствуют магнитной индукции в образце, близкой к равновесной.

Получим кривую  $\mu_v(H)$ , положив в (16) зависимость  $B_v(H)$ , отвечающую термодинамически равновесной:  $B = B_{eq}(H)$ . (Приближенная формула, хорошо описывающая равновесную зависимость  $H(B)$ , дается в [5], а сама зависимость  $B_{eq}(H)$  изображена на рис. 3 (кривая 1).) Результат расчета  $\mu_v(H)$  для равновесной кривой  $B = B_{eq}(H)$  представлен в выбранных нами нормированных координатах на рис. 2 (кривая 1). Как уже отмечалось выше и видно на рис. 2, привязка скейлинговых экспериментальных зависимостей, изображенных на том же рисунке, реализующихся при увеличении магнитного поля, к данной равновесной расчетной кривой  $\mu_v(H)$  оказалась возможной при тех значениях глубин проникновения магнитного поля, которые приведены на вставке к рис. 2.

Обсудим более подробно полученные в результате этой процедуры значения  $\lambda$ . По абсолютной величине эти значения несколько превышают известные литературные данные (см., например, [14, 15]): при  $T = 70$  К превышение составляет  $\approx 10\%$ , при увеличении температуры оно растет и достигает  $\approx 40\%$  при  $T = 84$  К. Такой результат нам представляется вполне разумным, если предположить, что в поверхностном слое (отклик от которого и наблюдается экспериментально) по какой-либо причине реализуются несколько большие значения глубины проникновения магнитного поля, по сравнению с объемными. Например, это может иметь место вследствие дефицита кислорода в поверхностном слое. Так, в работе [16] с помощью измерений локальных значений параметра  $c$  кристаллической решетки по объему образцов показано, что на поверхности даже качественных монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_x$  содержание кислорода не превышает  $x = 6,82$ . Пользуясь результатами, полученными в [17] и устанавливающими связь между величинами  $\lambda_{ab}(0)$  и содержанием кислорода  $x$ , можно убедиться, что такому значению кислородного индекса действительно соответствуют значения  $\lambda$ , увеличенные на 30–40% по сравнению со значением в объеме, где  $x = 6,95$ .

Сказанное выше убеждает, что экспериментальные значения  $\mu_v(H)$  при

увеличении поля могут быть весьма близки к равновесной зависимости  $\mu_v(H)$ , и, следовательно, поверхностный барьер для входа вихрей в образец практически не реализуется. Следует отметить, что в области самых малых полей равновесная кривая оказывается все же несколько выше экспериментальных точек и, следовательно, было бы неверно утверждать, что  $H_s$  и  $H_{c1}$  совпадают в точности. Однако оценки показывают, что даже если небольшой поверхностный барьер и существует, то корневая зависимость (14) очень быстро сближается с равновесной  $V_{eq}(H)$ : например, если  $H_s = 3H_{c1}$ , это происходит в полях  $H \approx 6H_{c1}$ , что означает неизбежный переход на последнюю при  $H > 6H_{c1}$  (рис. 3, кривая 2). Следовательно, использование в расчете  $\mu_v(H)$  по формуле (16) выражения (14) с  $2H_{c1} \leq H_s \leq 3H_{c1}$  вместо равновесной зависимости  $V_{eq}(H)$  слабо изменяет теоретическую зависимость  $\mu_v(H)$ .

Другое заключение касается верхней ветви гистерезиса  $\mu_v(H)$ , отвечающей уменьшению магнитного поля. Восстановим зависимость  $V_v(H)$ , реализующуюся при выходе вихрей из сверхпроводника, путем сравнения экспериментальных данных с выражением (16). Результаты расчетов представлены на рис. 3 (кривая 3).

Существование барьера для выхода вихрей предполагает, что при изменении направления сканирования магнитного поля в некоторой переходной области число вихрей не изменяется. В этот момент вихри просто сдвигаются в сторону поверхности, а  $V_v = \text{const}$ . Очевидно, что эта переходная область соответствует переходу от нижней ветви гистерезиса  $\mu_v(H)$  к верхней. Подстановка условия  $V_v = \text{const}$  в уравнение (14) дает теоретическую кривую (рис. 2, кривая 3) для данного участка. Отметим, что эта кривая обладает сравнительно большой крутизной, что качественно согласуется с экспериментом.

Переходный участок реализуется до тех пор, пока сила отталкивания со стороны мейсснеровского тока не станет меньше сил межвихревого взаимодействия. Именно при этом значении  $H = H_{\min}$  должен исчезнуть барьер для выхода вихрей из образца. Нижняя граница устойчивости смешанного состояния отвечает такому положению ближайшего к поверхности ряда, в котором он находится в точке перегиба потенциала Гиббса (для идеальной поверхности эта точка соответствует  $\vec{V} = H$ , (рис. 3, кривая 4)), т.е. в точке неустойчивости относительно малых изменений  $H$ . Как уже отмечалось выше, в этом случае величина  $\mu_v$  должна резко возрасть

(формально обращаться в бесконечность). Конечные и не слишком большие экспериментальные значения  $\mu_v(H)$  при выводе поля означают, что выход вихрей осуществляется в ситуации, когда положение ближайшего к поверхности ряда все еще соответствует минимуму потенциала Гиббса (а не точке перегиба). Одним из возможных механизмов такого выхода в случае незначительного по величине барьера является, по-видимому, термоактивированный процесс.

В целом область, ограниченную кривыми 1 (или комбинацией кривых 1 и 2), а также кривой 3 на рис. 3 можно, по-видимому, считать областью реализации смешанного состояния с заданным значением  $V$  в реальном монокристалле YBaCuO (при  $H \perp c$ ). Можно полагать, что именно ее наличие, т.е. гистерезисное поведение  $V_v(H)$  вследствие поверхностного барьера для выхода вихрей является основной причиной, ответственной за природу наблюдаемого эффекта гистерезиса  $\mu_v(H)$ . (Учитывая геометрию нашего эксперимента, размеры и форму образца, мы полагаем, что другие виды барьеров, кроме барьера Бина-Ливингстона, например геометрический [18], не могут вносить заметного вклада в распределение магнитного потока в области рассматриваемых полей  $H > H_{c1}$ .)

Следует отметить, что результаты, полученные выше для области устойчивости вихревого состояния в монокристалле YBaCuO, оказываются очень близкими к полученным ранее в [19] для мелкозернистых образцов того же состава. Эти данные позволяют предположить, что существует некоторая объективная причина, связанная скорее с особенностями граничных условий, реализующихся для ВТСП (а не с технологическими, зависящими от способа получения), которая и обуславливает эффект столь сильного подавления поверхностного барьера в ВТСП, в результате чего при увеличении магнитного поля в данных объектах реализуется практически равновесное значение магнитной индукции.

### Заключение

Проведенное рассмотрение особенностей поведения вихревой решетки вблизи поверхности позволило получить аналитическую формулу для зависимости колебательного вклада  $\mu_v$  в динамическую магнитную проницаемость, которая адекватно описывает эксперимент при следующих условиях: при увеличении поля реализуются значения  $\mu_v(H)$ , практически



соответствующие равновесным значениям  $B_{eq}(H)$ , а при уменьшении поля сказывается небольшой по величине барьер для выхода вихрей из образца, который и обеспечивает наблюдающийся эффект гистерезисного поведения  $\mu_v(H)$  в монокристалле  $YBa_2Cu_3O_x$ .

Сравнение экспериментальных кривых  $\mu_v(H)$  с расчетными позволило, таким образом, получить количественную информацию об области устойчивости вихревого состояния при заданном значении индукции, а также о том, что в поверхностном слое исследуемого монокристалла, по всей видимости, реализуются несколько большие значения глубин проникновения магнитного поля, чем в объеме.

Возможно, последнее дает определенное объяснение природы существенного подавления поверхностного барьера, однако этот вопрос требует дальнейшего, более подробного исследования.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 95-02-05398) и Государственной научно-технической программы «Актуальные направления физики конденсированного состояния» (подпрограмма «Сверхпроводимость», проект № 96083).

1. C. P. Bean and J. D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964).
2. F. Bass, V. D. Freilikher, B. Ya. Shapiro, and M. Shvarts, *Physica* **C260**, 231 (1996).
3. L. Burlachkov, M. Konzykowski, Y. Yeshurun, and F. Holtzberg, *J. Appl. Phys.* **70**, 5759 (1991).
4. L. G. Mamsurova, K. S. Pigalskiy, V. P. Sakun, and L. G. Scherbakova, *Physica* **C200**, 175 (1992).
5. Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, В. П. Сакун, Л. Г. Щербакова, *ФТТ* **37**, 2954 (1995).
6. В. П. Сакун, К. С. Пигальский, *Химическая физика* **15**, 3 (1996).
7. Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, В. П. Сакун, Л. Г. Щербакова, *СФХТ* **5**, 1811 (1992).
8. B. Pumpin, H. Keller, W. Kundig, W. Odermatt, I. M. Savic, J. W. Schneider, H. Simmler, P. Zimmermann, E. Kaldis, S. Rusiecki, Y. Maeno, and C. Rossel, *Phys. Rev.* **B42**, 8019 (1990).
9. В. В. Шмидт, Г. С. Мкртчян, *УФН* **112**, 459 (1974).
10. Ф. Ф. Терновский, Л. Н. Шехата, *ЖЭТФ* **62**, 2297 (1972).

11. J. R. Clem, *Proc. 13th Conf. on Low Temperature Physics (LT13)*, New York: Plenum, **3**, 102 (1974).
12. K. I. Kugel and A. L. Rakhmanov, *Physica* **C251**, 307 (1995).
13. P. G. de Gennes, *Solid State Commun.* **3**, 127 (1965).
14. J. Y. Lee, K. M. Paget, T. R. Lemberger, S. R. Foltyn, and X. Wu, *Phys. Rev.* **B50**, 3337 (1994).
15. S. Kamal, D. A. Bonn, N. Goldenfeld, P. J. Hirschfeld, R. Liang, and W. N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1845 (1994).
16. S. B. Qadri, M. S. Osofsky, V. M. Browring, and E. F. Skelton, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2729 (1996).
17. P. Zimmermann, H. Keller, S. L. Lee, I. M. Savic, M. Warden, D. Zech, R. Cubitt, E. M. Forgan, E. Kaldis, J. Karpinski, and C. Kruger, *Phys. Rev.* **B52**, 541 (1995).
18. E. H. Brandt, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
19. К. С. Пигальский, Л. Г. Мамсурова, *ФТТ* **39**, 1943 (1997).

### Mixed state stability range in YBaCuO single crystal

K. I. Kugel, L. G. Mamsurova, K. S. Pigalskiy, and A. L. Rakhmanov

An applied magnetic field  $H$  range corresponding to the stability of a mixed state with a fixed magnetic induction  $B$  is determined for a single crystal of YBaCuO high- $T_c$  superconductor at  $H \perp c$  axis. For this purpose, the contribution  $\mu_v$  of the flux line lattice vibrations to the as magnetic permeability  $\mu_{ac}$  is analyzed for the hysteresis loops  $\mu_v(H)$  taken at temperatures ranged from 70 to 84 K. It is shown that the  $\mu_v(H)$  hysteresis can be interpreted in terms of the line lattice interaction with the surface and it is closely related to the  $B(H)$  hysteresis. The latter stems from the existence of the Bean-Livingston surface barrier. As a result, the  $\mu_v(H)$  hysteresis loops corresponding to different temperatures are scaled to a universal curve in dimensionless coordinates. The calculations performed and the experimental data available reveal a significant suppression of the surface barrier in actual YBaCuO crystals as compared to that expected for the ideal surface. The lower branch of the  $\mu_v(H)$  hysteresis loop corresponding to the increasing  $H$  is found to be close to the equilibrium  $\mu_v(H)$  curve, and the surface barrier appreciably affects  $\mu_v(H)$  only for decreasing field when magnetic flux leaves the sample.