

Отклик газа двумерных магнитных вихрей в слоистом сверхпроводнике на переменное магнитное поле

© А.Н. Артемов

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина

E-mail: artemov@kinetic.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 4 февраля 2004 г.
В окончательной редакции 1 июля 2004 г.)

Анализируются эксперименты по измерению отклика сверхпроводящих YBCO пленок на слабое переменное магнитное поле вблизи температуры их перехода в нормальное состояние. Известные попытки объяснить результаты экспериментов связывают отклик с критическим поведением системы магнитных вихрей в тонкой пленке либо с поляризацией системы двумерных вихревых диполей. Частотная зависимость отклика объясняется временной дисперсией среды. В настоящей работе рассмотрен отклик газа двумерных магнитных вихрей в слоистых сверхпроводниках выше температуры фазового перехода Березинского–Костерлица–Таулесса на переменное электромагнитное поле. Используются локальные модельные материальные соотношения, не предполагающие ни временной, ни пространственной дисперсии среды. Показано, что температурная зависимость проводимости и размерный эффект в образце конечных размеров позволяют объяснить основные наблюдавшиеся в экспериментах особенности отклика пленок.

1. Введение

Изучение отклика образцов на переменное магнитное поле позволяет исследовать механизмы, ответственные за проникновение в них магнитного потока. В настоящее время существует ряд теоретических и модельных представлений, позволяющих связать те или иные температурные, полевые и частотные зависимости отклика с определенными физическими явлениями и процессами.

В нормальных металлах основные представления об отклике на электромагнитное поле связаны с понятием нормальный скин-эффект. Авторы работы [1] рассмотрели в квазистационарном приближении [2] отклик плоскопараллельной проводящей пластины на электромагнитное поле при симметричном возбуждении. В работе показано, что в указанном приближении отклик пластины зависит от одного параметра d/δ , где d — толщина пластины, $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$ — глубина скин-слоя, ω — частота поля, σ — проводимость материала пластины. В системе наблюдается размерный эффект, состоящий в том, что максимум величины диссипативной части восприимчивости χ_1'' на основной частоте достигается, когда глубина скин-слоя примерно сравнивается с половиной толщины пластины $d/\delta \approx 2$.

В случае сверхпроводников второго рода одной из наиболее продуктивных стала идея пиннинга магнитных вихрей и опирающиеся на нее модели критического состояния Бина [3] и Кима [4]. Они позволили на основе представления о критическом токе количественно описать процесс намагничивания и отклик жестких сверхпроводников [5].

С открытием высокотемпературных сверхпроводников, позволивших выполнять эксперименты при более высоких температурах, в отклике стали заметны процессы разрушения метастабильного критического состоя-

ния под влиянием тепловых флуктуаций. Здесь оказалась плодотворной идея крипа магнитного потока [6]. Она дала возможность объяснить характерные зависимости отклика сверхпроводников от частоты внешнего магнитного поля [7,8].

Перечисленные соображения привели к качественно новому пониманию процессов намагничивания массивных низкотемпературных сверхпроводников второго рода, массивных керамических высокотемпературных сверхпроводников и гранулированных пленок из высокотемпературных сверхпроводников при относительно низких частотах (≤ 1 MHz) внешнего магнитного поля. Во всех этих системах наблюдается размерный эффект, состоящий в том, что максимум в температурной зависимости диссипативной части восприимчивости достигается при температуре T_m , при которой глубина проникновения магнитного поля примерно сравнивается с характерным размером образца. Указанная граничная частота является довольно условной, поскольку зависит от свойств и размеров сверхпроводящих образцов.

На более высоких частотах становится заметным, что система вихрей, реализующих проникший в образец магнитный поток, за период изменения поля не успевает достичь равновесного критического состояния. Для описания такой ситуации стало необходимым кроме сверхпроводящего критического тока ввести в рассмотрение нормальные токи, затухание которых связано с релаксацией потока к равновесному критическому состоянию [9].

Перечисленные теории и модели в основном исчерпывают множество идей, которые успешно использовались для объяснения отклика сверхпроводников второго рода на слабое переменное магнитное поле. Однако в последнее время появились эксперименты по измерению диамагнитного отклика сверхпроводящих пленок [10,11], которые не укладываются в рамках этих моделей.

В настоящей работе кратко излагаются основные результаты указанных экспериментов и обсуждаются различные интерпретации [11,12] результатов работы [11], предполагающие частотную дисперсию среды. Далее предлагается альтернативное объяснение этого эксперимента. Оно основывается на представлении о фазовом переходе Березинского–Костерлица–Таулесса (БКТ) [13,14] в газе двумерных (2D) вихрей в слоистых сверхпроводниках и о размерном эффекте в образце и предполагает локальную связь тока с полем. В качестве аргументов в пользу предложенного подхода приводятся оценка зависимости температуры максимума диссипативной части отклика образца от частоты переменного магнитного поля и модельный расчет температурной зависимости восприимчивости.

2. Обсуждение экспериментальных результатов

В работе [10] исследовался отклик эпитаксиальной пленки YBCO на слабое переменное магнитное поле. Изучалась зависимость температуры T_m , при которой достигается максимум диссипативной части отклика $\chi''_1(T)$ на основной частоте, от амплитуды ($H_{ac} = 40 \dots 500$ мОе) и частоты ($\omega = 1 \dots 30$ kHz) магнитного поля. Анализ результатов проводился в рамках моделей критического состояния и крипа магнитного потока. В модели критического состояния Бина амплитуда поля однозначно связана с величиной критического тока при температуре T_m [15,16], а модель крипа объясняет сдвиг температуры T_m , который прямо пропорционален $\ln \omega$ [7,8].

Обе эти особенности отчетливо представлены на рисунках. Необъясненным, однако, остается излом на линейных зависимостях $T_m(H_{ac}^{2/3})$. На наш взгляд, это означает, что при некоторой температуре, находящейся вблизи и ниже температуры сверхпроводящего перехода, происходит смена механизма, ответственного за диссипацию энергии магнитного поля в образце. Как выше, так и ниже этой температуры отклик является нелинейным, на что указывает наличие зависимости температуры T_m от амплитуды поля.

Авторы работы [11] (см. также [17]) исследовали температурную зависимость отклика пленки YBCO на слабое переменное магнитное поле (< 1 мОе) при частотах в интервале от 30 мHz до 800 kHz. При температуре, обозначенной T_c , в температурной зависимости недиссипативной части отклика наблюдается излом, а диссипативная часть отклика отлична от нуля только при температурах $T > T_c$. Полагаем, что здесь, как и в работе [10], происходит изменение механизма, формирующего отклик. При увеличении частоты внешнего поля отмечается сдвиг максимума диссипативной части отклика в сторону высоких температур. Авторы предполагают, что при температуре T_c корреляционная длина сверхпроводника сравнивается с толщиной образца и

происходит зависящий от толщины фазовый переход, подобный переходу БКТ в тонких пленках [18]. Отклик при $T > T_c$ связывается с критическим поведением системы свободных магнитных вихрей, пронизывающих образец насковозь, которые возникают в результате флуктуационной диссоциации нейтральных вихревых пар. В [12] результаты эксперимента качественно объясняются на основе феноменологической линейризованной теории отклика на внешнее поле системы 2D вихревых диполей в слоистых сверхпроводниках [19,20]. Частотную зависимость отклика, наблюдавшуюся в [11], авторы обеих работ связывают с частотной дисперсией среды, а максимум в диссипативной части отклика — с резонансным характером поглощения энергии электромагнитного поля.

Наличие двух интерпретаций одного эксперимента, ни в одной из которых не приведено достаточно веских аргументаций, заставляет усомниться в справедливости обеих. Для объяснения нелинейного характера отклика в работе [10] (по-видимому, неизвестной авторам [11,12]) требуются дополнительные теоретические построения. К тому же физические механизмы, ответственные за формирование отклика в названных работах, с нашей точки зрения, не являются доминирующими.

В соответствии с нашими представлениями изменение механизма, ответственного за отклик в экспериментах [10,11], связано с фазовым переходом БКТ [13,14] в системе 2D-вихрей в слоистых сверхпроводниках, частотная зависимость отклика обусловлена вязким движением свободных 2D-вихрей, а максимум в диссипативной части отклика является следствием размерного эффекта, подобного эффекту, описанному Фишером и Као [1].

Переход БКТ заключается в перестройке состояния системы вихрей слоистого сверхпроводника при температуре T_{BKT} . При низких температурах $T < T_{\text{BKT}}$ намагничивание пленки формируется за счет вхождения в образец вихрей, пронизывающих всю толщину образца. Такие вихри являются связанными состояниями 2D-вихрей, локализованных в разных слоях сверхпроводника [21]. Они могут пиннинговаться на дефектах структуры образца, обуславливая конечную величину критического тока. Намагничивание сверхпроводника в этом состоянии можно анализировать на основе модели критического состояния.

При повышении температуры слоистые высокотемпературные сверхпроводники YBCO переходят в другое состояние. В сверхпроводнике появляются свободные 2D-вихри, которые существенно меняют свойства образца. Несмотря на то, что эти сверхпроводники из-за сильной джозефсоновской связи между слоями являются, скорее, анизотропными, чем слоистыми, переход между двумя фазовыми состояниями обусловлен теми же процессами, что и переход БКТ в двумерных системах. Основными являются появление при температуре $T = T_{\text{BKT}}$ неустойчивости системы связанных в диполи 2D-вихрей относительно диссоциации их в газ свободных вихрей и дебаевское экранирование взаимодействия свободных вихрей.

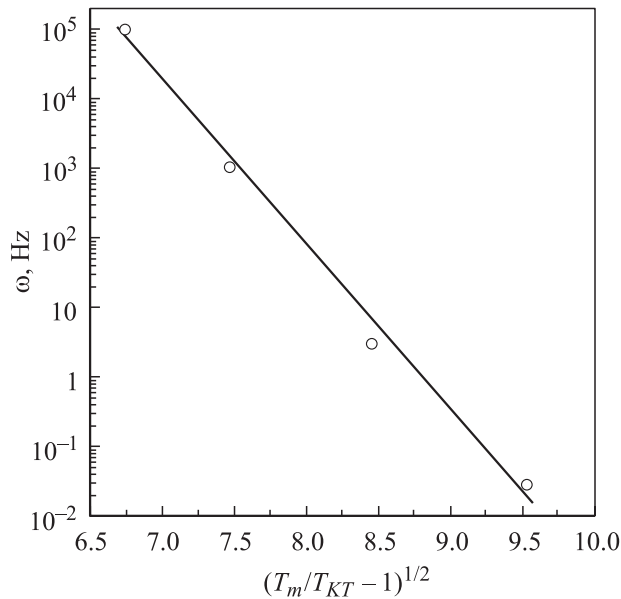


Рис. 1. Связь температуры максимума диссипативной части отклика T_m и частоты внешнего магнитного поля ω в эксперименте из работы [11].

Такие представления о поведении слоистых сверхпроводников основываются на экспериментальных и теоретических исследованиях этих материалов в окрестности температуры T_{BKT} . Здесь отметим только несколько работ, с нашей точки зрения, наиболее важных для качественного понимания физических процессов в таких системах. В работе [22] измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) монокристаллов YBCO как в направлении вдоль сверхпроводящих слоев (в плоскости ab), так и в перпендикулярном направлении (в направлении оси c). Из приведенных результатов следует, что температура T_c^c перехода образца из сверхпроводящего состояния в нормальное в направлении оси c ниже, чем температура T_c^{ab} , при которой происходит переход в нормальное состояние в плоскости ab . На наш взгляд, это означает, что при температуре T_c^c тепловые флуктуации разрушают когерентность между соседними слоями и образец превращается в систему несвязанных сверхпроводящих слоев. Из анализа ВАХ следует, что температура T_c^c близка и, по-видимому, совпадает с температурой T_{BKT} . Такое поведение слоистых сверхпроводников хорошо согласуется с результатами численного моделирования трехмерной анизотропной XY-модели [23].

Разрушение когерентности фазы параметра порядка в соседних слоях ведет к исчезновению критического тока, обусловленного натяжением джозефсоновских вихрей. Это получает экспериментальное подтверждение при измерении ВАХ эпитаксиальной пленки YBCO, представленном в работе [24]. В ней показано, что при приближении снизу к некоторой температуре $T_{\text{BKT}} < T_c$, вблизи которой показатель степени ВАХ резко меняется

от 3 до 1, критический ток пленки стремится к нулю. Аналогичный результат представлен и в работе [11] на вставке к рис. 1. Отсутствие критического тока в свою очередь означает отсутствие пиннинга вихрей.

Еще одна особенность поведения слоистых сверхпроводников вблизи температуры T_{BKT} связана с изменением условий проникновения в образец магнитного потока. Поскольку выше этой температуры состояние сверхпроводника с вихрями даже в отсутствии магнитного поля оказывается более выгодным, чем состояние без вихрей, это означает, что равно нулю первое критическое поле H_{c1} , а значит энергетический барьер для вхождения магнитного потока отсутствует.

Изложенные особенности поведения слоистых сверхпроводников, в частности, эпитаксиальных пленок YBCO, позволяют качественно объяснить результаты экспериментов [10,11]. При низких температурах, ниже температуры фазового перехода БКТ, исследуемый образец может находиться в сверхпроводящем критическом (как в [10]) или мейсснеровском (как в [11]) состоянии. При высоких температурах ($T > T_{\text{BKT}}$) процессы намагничивания обусловлены поведением газа свободных 2D-вихрей. Диссипация энергии внешнего магнитного поля в этом случае связана с вязким движением магнитного потока и затуханием нормальных токов.

Кроме того, полагаем, что при интерпретации этих экспериментов нет необходимости учитывать частотную дисперсию среды. По крайней мере, частотная зависимость восприимчивости в эксперименте [11] хорошо согласуется с моделью, учитывающей линейную локальную связь тока с электрическим полем и температурную зависимость проводимости среды, характерную для перехода БКТ.

Рассмотрим плоско-параллельную пластину толщиной d , на поверхность которой с двух сторон падают плоские электромагнитные волны так, что их магнитное поле на поверхностях всегда находится в одинаковой фазе. Пусть плотность тока связана с электрическим полем соотношением $j(x, t) = \sigma_f(T)E(x, t)$. Согласно [1], максимум диссипативной части восприимчивости достигается, когда глубина скин-слоя $\delta = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma_f}$ составляет примерно половину толщины пластины $d/\delta \approx 2$. Здесь σ_f — проводимость сверхпроводящей среды, обусловленная вязким течением магнитного потока и связанная с проводимостью материала в нормальном состоянии σ_n и концентрацией 2D-вихрей $n(T)$ соотношением $\sigma_f(T) \sim \sigma_n/n(T)$. Для оценки зависимости $n(T)$ будем полагать, что корреляционная длина ξ^+ при $T > T_{\text{BKT}}$ пропорциональна длине дебаевского экранирования взаимодействия 2D-вихрей $\xi^+ \sim \sqrt{8\pi\lambda(T)^2 T/\phi_0^2 n(T)}s$, где λ — глубина проникновения магнитного поля, ϕ_0 — квант магнитного потока, s — период слоистой структуры. Отсюда, зная температурную зависимость $\xi^+(T) \sim \exp\{(T/T_{\text{BKT}} - 1)^{-1/2}\}$ [25] при $T \rightarrow T_{\text{BKT}}$ сверху, найдем $n(T) \sim \exp\{-2(T/T_{\text{BKT}} - 1)^{-1/2}\}$. Подставляя эти оценки в условие максимума диссипативной

части восприимчивости, получим

$$2 \approx \frac{d}{\delta} = \frac{d\sqrt{2\pi\omega\sigma_f}}{c} \sim \frac{\sqrt{\omega}}{\exp\{-(T_m/T_{\text{ВКТ}} - 1)^{-1/2}\}}.$$

Логарифмируя полученное соотношение и удерживая только существенные члены, увидим, что температура T_m , соответствующая максимуму восприимчивости, связана с частотой изменения магнитного поля ω соотношением

$$\ln \omega \sim - \left(\frac{T_m}{T_{\text{ВКТ}}} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (1)$$

На рис. 1 приведены результаты эксперимента [11], взятые из работы [12]. Видно, что они достаточно хорошо согласуются с теоретической зависимостью. Заметим, что для получения оценки (1) не понадобились какие-либо подгоночные параметры. Это дает основание считать справедливыми высказанные нами предложения о переходе БКТ и о локальности связи тока с полем.

Однако сделанные оценки не объясняют результаты работы [10], где температура T_m зависит от амплитуды внешнего магнитного поля. Это указывает на нелинейный характер отклика как в области низких температур $T < T_{\text{ВКТ}}$, так и при $T > T_{\text{ВКТ}}$. В следующем разделе представлена попытка численного модельного расчета нелинейного отклика слоистых сверхпроводников на переменное электромагнитное поле в интервале температур от $T_{\text{ВКТ}}$ до T_c .

3. Локальная нелинейная модель восприимчивости газа 2D-вихрей

Основной трудностью при расчете восприимчивости сверхпроводника в этой фазе является получение материальных соотношений, связывающих ток с электрическим полем. В настоящее время нет теории, в рамках которой могла бы быть получена связь тока с полем для такой среды в достаточно широком диапазоне температур и токов.

Здесь предполагается численный расчет отклика образца из слоистого сверхпроводника на переменное внешнее магнитное поле с использованием модельного выражения для материальных соотношений. Для связи между током и электрическим полем используется выражение, качественно моделирующее поведение ВАХ высокотемпературных сверхпроводников в интервале температур между $T_{\text{ВКТ}}$ и T_c .

Расчет выполнен для плоско-параллельной пластины толщины d при симметричном по магнитному полю возбуждении. Ось x направлена перпендикулярно пластине так, что ее поверхности задаются уравнениями $x = \pm d/2$. Электрическое поле направлено вдоль оси y , а магнитное — вдоль x . В такой геометрии уравнения

Максвелла внутри пластины можно записать в виде

$$\frac{\partial e}{\partial l} = -\frac{\partial b}{\partial \tau}, \quad \frac{\partial b}{\partial l} = -j(e), \quad (2)$$

где введены безразмерные переменные $e = E_y \times (\sigma_n/J_{\text{GL}}(0))$, $b = B_z(\sigma_n/J_{\text{GL}}(0))$, $l = x(4\pi\sigma_n/c)$, $\tau = t(4\pi\sigma_n)$, σ_n — проводимость сверхпроводящего материала в нормальном состоянии, $J_{\text{GL}}(0)$ — плотность тока распаривания при нулевой температуре. Удобно записать материальные соотношения в виде, разрешенном относительно электрического поля

$$e(j) = j \left[\left(\frac{4a}{e^{e_0}} \right)^{\frac{1}{\sqrt{4-2a}}} + \frac{j}{j_{\text{GL}}} \right]^a \left(1 - \frac{j}{j_{\text{GL}}} \right). \quad (3)$$

Здесь $j_{\text{GL}} = (1 - T/T_c)^{3/2}$ — безразмерный ток распаривания, e_0 — параметр, который может быть связан с энергией кора вихря, в расчетах принято $e_0 = 6$. Величина $a = K(T_c/T - 1)$ меняется от 0 при $T = T_c$ до 2 при $T = T_{\text{ВКТ}}$. Буквой K обозначен параметр, контролирующий степень анизотропии материала. В вычислениях он взят равным 100, что примерно соответствует YBCO. Равенство $a(T_{\text{ВКТ}}) = 2$ определяет температуру $T_{\text{ВКТ}}$. Величину $a + 1$ обычно называют показателем степени ВАХ.

В квадратных скобках выражения (3) заключены два слагаемых. Первое моделирует вклад в сопротивление свободных 2D-вихрей, появившихся как тепловые флуктуации при переходе БКТ. Второе описывает вклад вихрей, возникших в результате разрыва током вихревых диполей. Приведенное выражение правильно описывает все токовые и температурные асимптотики. В области промежуточных величин токов и температур это выражение обеспечивает качественное описание поведения реальных систем.

В пределе слабых токов, когда второе слагаемое в квадратных скобках значительно меньше первого, получаем линейную зависимость $e(j)$. В области промежуточных значений токов, где второе слагаемое больше первого, но значительно меньше единицы, имеем высокотокую асимптотику $e \sim j^{a+1}$. Когда величина тока приближается к току распаривания, система попадает в область насыщения. В этой области большая часть вихревых диполей уже разорвана током и дальнейшее его увеличение не ведет к значительному росту концентрации свободных вихрей. В пределе $j \rightarrow j_{\text{GL}}$ система переходит в нормальное состояние. Такое поведение зависимости $e(j)$ моделируется введением зависящего от тока множителя при показателе степени a . Эта особенность, как правило, не наблюдается в экспериментальных ВАХ из-за тепловой неустойчивости в области больших токов.

В предельном случае высоких температур $T \rightarrow T_c$ или $a \rightarrow 0$ выражение (3) описывает переход системы в нормальное состояние с линейной зависимостью $e(j)$. В другом пределе $T \rightarrow T_{\text{ВКТ}}$ ($a \rightarrow 2$) при всех токах,

кроме области насыщения, получаем характерную зависимость $e \sim j^3$.

Исключая из уравнений (2) электрическое поле, получим замкнутое нелинейное диффузионное уравнение для индукции магнитного поля

$$\frac{\partial b}{\partial \tau} = \frac{\partial e}{\partial j} \frac{\partial^2 b}{\partial l^2}, \quad (4)$$

где коэффициент диффузии определен посредством дифференцирования выражения (3) с учетом второго уравнения (2).

Симметричные граничные условия определяют симметричное распределение поля в пластине. Магнитное поле является четной, а электрическое — нечетной функцией координаты x . Поэтому можно решать задачу только для одной (правой) половины пластины. Граничные условия в центре пластины задаются в виде

$$\frac{\partial b}{\partial l}(0, \tau) = 0, \quad e(0, \tau) = 0.$$

На поверхностях пластины должны приравняться тангенциальные компоненты индукции магнитного поля и напряженности электрического.

$$b_{in}\left(\pm \frac{d}{2}, \tau\right) = b_{out}\left(\pm \frac{d}{2}, \tau\right),$$

$$e_{in}\left(\pm \frac{d}{2}, \tau\right) = e_{out}\left(\pm \frac{d}{2}, \tau\right).$$

По условиям задачи из $+\infty$ на правую границу падает плоская волна $b(l, \tau) = b_0 \cos(\omega(\tau + l - d/2))$, $e(l, \tau) = b_0 \sin(\omega(\tau + l - d/2))$ с амплитудой b_0 . Отраженная волна представляет собой суперпозицию плоских волн, распространяющихся в положительном направлении оси x , амплитуды и спектр частот которых определяются свойствами нелинейной среды пластины. Электрическое и магнитное поля этой волны ориентированы так же, как в падающей волне, и связаны соотношением $e_r(l, \tau) = -b_r(l, \tau)$, следующем из уравнений Максвелла в вакууме. Поэтому условия на правой границе запишутся в виде

$$b_{in}(d/2, \tau) = b_0 \cos(\omega\tau) + b_r(d/2, \tau),$$

$$e_{in}(d/2, \tau) = b_0 \sin(\omega\tau) - b_r(d/2, \tau).$$

Складывая эти выражения, получим граничные условия для внутренней задачи. Таким образом, поставленная задача нахождения поля внутри пластины будет полностью определена, если к уравнению (4) добавить граничные условия для магнитной индукции

$$b(d/2, \tau) + e(d/2, \tau) = 2b_0 \cos(\omega\tau), \quad \frac{\partial b}{\partial l}(0, \tau) = 0. \quad (5)$$

Для численного решения краевой задачи использован явный абсолютно устойчивый метод Дюфора–Франкеля [26]. Точность вычислений была не хуже 5%.

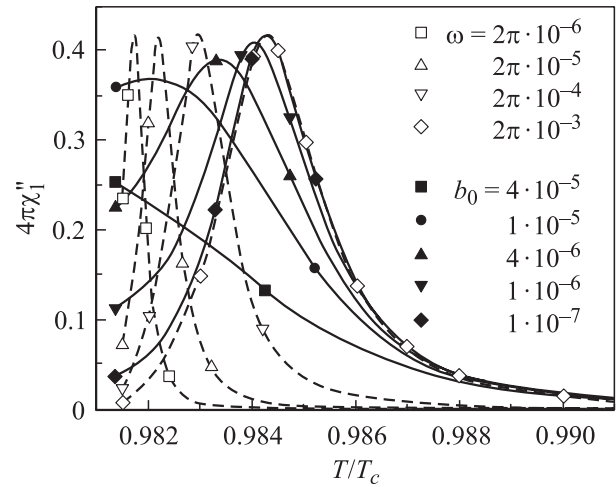


Рис. 2. Температурные зависимости нелинейной (сплошные линии) диссипативной части восприимчивости модельной системы, рассчитанные при частоте внешнего поля $\omega = 2\pi \cdot 10^{-3}$ и различных амплитудах внешнего поля b_0 , и линейной (штриховые линии) восприимчивости при различных частотах.

Применена следующая схема расчета температурной зависимости восприимчивости. При каждой амплитуде магнитного поля расчет начинался в нормальном состоянии при температуре T_c ($a = 0$). В качестве начальных условий использовано распределение магнитного поля, найденное аналитически. При изменении температуры от $a = 0.00$ до 1.98 распределение поля, найденное в конце предыдущего шага играло роль начальных условий для следующего. В течение одного периода система релаксировала к стационарному состоянию, а второй период использовался для расчета отклика. Проверка достаточности такого режима путем увеличения времени релаксации при некоторых значениях температуры до 20 периодов показала отсутствие заметного отличия в величине отклика.

Безразмерные параметры рассчитываемой системы подбирались так, чтобы они удовлетворяли условиям квазистационарности ($\omega \ll 1$), соотношению для толщин образца и глубины скин-слоя в нормальном состоянии, характерному для реальных экспериментов, ($d \ll \delta$), и при этом обеспечивали бы минимально необходимую точность при приемлемом объеме численных расчетов. Из этих соображений нами выбрана толщина пластины $d = 1$ и частота переменного поля $\omega = 2\pi \cdot 10^{-3}$. Безразмерная глубина скин-слоя $\delta = \sqrt{2/\omega} \approx 17.8$.

Результаты численного расчета температурной зависимости диссипативной части восприимчивости на основной частоте при различных значениях амплитуды внешнего магнитного поля от $b_0 = 10^{-7}$ до $4 \cdot 10^{-5}$ показаны на рис. 2. Здесь же для сравнения показаны зависимости линейной восприимчивости системы с теми же параметрами при различных частотах внешнего поля.

На температурных зависимостях диссипативной части восприимчивости $4\pi\chi_1''$ при амплитудах поля $b_0 < 4 \cdot 10^{-5}$ имеются максимумы, которые располагаются вблизи температуры $T_{\text{БКТ}}$ и положение которых зависит от амплитуды поля. Существование этих максимумов объясняется размерным эффектом, а зависимость температуры максимума T_m от амплитуды поля связана с нелинейностью проводимости среды.

Указанный размерный эффект совпадает с размерным эффектом [1] при достаточно малой амплитуде внешнего поля в линейном режиме. Максимум в зависимости $4\pi\chi_1''(T)$ появляется потому, что при приближении к температуре $T_{\text{БКТ}}$ сверху концентрация свободных вихрей быстро снижается, что ведет к росту проводимости σ_f . В результате глубина скин-слоя уменьшается и при некоторой температуре T_m становится примерно равной половине толщины образца. В нелинейном режиме проводимость зависит от тока и является разной в различных точках образца. Поэтому глубину скин-слоя, как в линейном случае, ввести не удастся. Однако здесь имеется некоторая характерная глубина проникновения магнитного поля, которая быстро уменьшается при приближении к $T_{\text{БКТ}}$, что приводит к нелинейному размерному эффекту.

Отметим несколько особенностей рассчитанных зависимостей. При уменьшении амплитуды переменного поля зависимость восприимчивости от нее становится все менее выраженной. При амплитуде $b_0 \leq 10^{-7}$ система практически выходит на линейный режим. Высота максимума диссипативной части восприимчивости $4\pi\chi_1'' \approx 0.417$ близка к наблюдавшейся в эксперименте (рис. 1 в [12]). Она убывает при уменьшении температуры T_m . Эта же закономерность наблюдается в результатах эксперимента [11], перестроенных в работе [12], несмотря на то, что причины смещения максимума в расчетах и эксперименте различны. Полагаем, что изменение высоты максимумов в этом эксперименте связано с нелинейностью отклика, которая проявляется все сильнее по мере приближения к температуре $T_{\text{БКТ}}$. Это отчетливо видно на рис. 2, где все кривые, соответствующие нелинейному отклику при различных амплитудах внешнего поля, в области высоких температур сливаются с линейной зависимостью.

Максимальное значение температуры T_m при данной частоте достигается при минимальной амплитуде внешнего поля в линейном режиме. Увеличение амплитуды поля сдвигает T_m в сторону низких температур. При $b_0 = 4 \cdot 10^{-5}$ на частоте $\omega = 2\pi \cdot 10^{-3}$ максимум в зависимости $4\pi\chi_1''(T)$ в интервале температур между $T_{\text{БКТ}}$ и T_c не достигается. В реальном эксперименте в такой ситуации максимум достигается в области более низких температур, где отклик обусловлен другими физическими процессами.

Полученная зависимость $T_m(b_0)$ качественно соответствует результатам эксперимента в работе [10], что позволяет связать причину излома в линейной зависимости $T_m(H_{\text{ac}}^{2/3})$ с происходящим в образце при некоторой температуре $T_{\text{БКТ}}$ фазовым переходом БКТ.

4. Заключение

Из экспериментов [10,11] следует, что существует узкий температурный интервал ($T_{\text{БКТ}}, T_c$), в котором отклик пленок YBCO на переменное магнитное поле качественно отличается от отклика при низких температурах.

В работе [11] предполагается, что при температуре T_c ($T_{\text{БКТ}}$ в наших обозначениях) в пленке происходит зависящий от ее толщины фазовый переход, подобный переходу БКТ в двумерных системах. В результате в образце появляются свободные магнитные вихри, пронизывающие его насквозь, поведение которых в окрестности этого перехода и обуславливает отклик на переменное магнитное поле. Авторы работы [12] связывают отклик с зависящей от частоты поляризацией системы нейтральных диполей 2D-вихрей под действием переменного внешнего поля.

В нашем подходе отклик сверхпроводящих пленок YBCO в указанном интервале температур интерпретируется как отклик системы свободных 2D-вихрей, появившихся в образце в результате перехода БКТ, концентрация которых зависит как от температуры, так и от локальной плотности тока.

Зависимость отклика от частоты и наличие максимума в недиссипативной части восприимчивости в указанных работах объясняется временной дисперсией среды. С нашей точки зрения, эти особенности отклика обусловлены вязким движением свободных 2D-вихрей и размерным эффектом в образце конечных размеров при локальном характере связи тока с полем. Такой подход кроме качественного соответствия позволил без использования подгоночных параметров получить хорошо согласующиеся с экспериментом зависимости температуры T_m от частоты (рис. 1) и высоты пика диссипативной части восприимчивости.

Нелинейный характер отклика в нашей модели дает основание считать, что в рамках этих же представлений могут быть объяснены и результаты эксперимента [10]. Понижение температуры T_m при увеличении амплитуды поля в модельных расчетах качественно соответствует зависимостям, наблюдавшимся в эксперименте при температурах, выше излома на зависимости $T_m(H_{\text{ac}}^{2/3})$. Температура, при которой наблюдается указанный излом, может быть сопоставлена с температурой $T_{\text{БКТ}}$. Возможности количественного сравнения результатов расчета и конкретного эксперимента сильно ограничены большим объемом вычислений.

Список литературы

- [1] H. Fisher, Y.H. Kao. Sol. Stat. Commun. **7**, 2, 275 (1967).
- [2] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). С. 620.
- [3] C.P. Bean. Phys. Rev. Lett, **8**, 7, 250 (1962).
- [4] Y.B. Kim. Phys. Rev. Lett. **8**, 7, 256 (1962).
- [5] A.M. Kempbell, J.E. Evetts. Critical currents in superconductors. Taylor and Francis LTD, London (1972).

- [6] P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett. **9**, 7, 309 (1962).
- [7] A.N. Artemov, V.F. Drobot'ko, D.G. Emel'yanenkov, V.I. Makhov, V.A. Khokhlov. Phys. Lett. A **157**, 1, 85 (1991).
- [8] K.-H. Müller. Physica C **168**, 5–6, 585 (1990).
- [9] M.W. Coffey, J. Clem. Phys. Rev. Lett. **67**, 3, 386 (1991).
- [10] В.А. Хохлов, В.В. Кржижановский, А.Ю. Прохоров, В.Ф. Дроботько, А.В. Климов, Г.Г. Левченко. ФТТ **43**, 9, 1541 (2001).
- [11] J.Kötzler, D. Görlitz, S. Skwirblies, A. Wriedt. Phys. Rev. Lett. **87**, 12, 127005-1 (2001).
- [12] K. Medvedyeva, B.J. Kim, P. Minnhagen. Phys. Rev. Lett. **89**, 14, 149703-1 (2002).
- [13] В.Л. Березинский. ЖЭТФ **61**, 3, 1144 (1971).
- [14] J.M. Kosterlitz, D.G. Thouless. J. Phys. C **6**, 6, 1181 (1973).
- [15] A.N. Artemov, A.M. Grishin, V.N. Korenivskii, A.N. Ulyanov, V.A. Khokhlov. Int. J. Mod. Phys. B **4**, 4, 591 (1990).
- [16] J. Kötzler, G. Nakielsky, M. Baumann, R. Behr, F. Goerke, E.H. Brandt. Phys. Rev. B **50**, 3384 (1994).
- [17] J. Kötzler, D. Görlitz, A. Wriedt. Phys. Rev. Lett. **89**, 14, 149704-1 (2002).
- [18] T. Schneider. Physica C **195**, 1–2, 82 (1992).
- [19] P. Minnhagen. Rev. Mod. Phys. **59**, 4, 1001 (1987).
- [20] B.J. Kim, P. Minnhagen, P. Olsson. Phys. Rev. B **59**, 17, 11 506 (1999).
- [21] J. Clem. Phys. Rev. B **43**, 7837 (1991).
- [22] N.-C. Yeh, C.C. Tsuei. Phys. Rev. B **39**, 9708 (1989).
- [23] W. Weber, H.J. Jensen. Phys. Rev. B **44**, 454 (1991).
- [24] А.Н. Артемов, А.М. Гришин, А.В. Зиновук, Ю.И. Медведев, Ю.М. Николаенко. ФТВД **11**, 3, 110 (2001).
- [25] J.M. Kosterlitz. J. Phys. C **7**, 1046 (1974).
- [26] Д. Поттер. Вычислительные методы в физике. Мир, М. (1975) [D. Potter. Computational Physics. John Wiley & Sons, London–N. Y.–Sydney–Toronto (1973).].