

Нижние критические поля текстурированных высокотемпературных сверхпроводников

В. А. Финкель, В. В. Торяник

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1
E-mail: kfti@rocket.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 4 июля 1996 г., после переработки 11 ноября 1996 г.

В рамках теории магнитных свойств анизотропных сверхпроводников развиты представления о возможности изучения анизотропии нижних критических полей ВТСП при измерениях критических токов текстурированных образцов после обработки магнитным полем, приложенным в трех различных направлениях. Проведены определения критических полей H_{c1}^{ab} и H_{c1}^c ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $DuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $T = 77,3$ К. Установлено, что для всех исследуемых образцов зависимости $H_{c1}^{ab}(m_c/m_{ab})$ и $H_{c1}^c(m_c/m_{ab})$ имеют универсальный характер.

В рамках теорії магнітних властивостей анізотропних надпровідників розвинуто уявлення про можливість вивчення анізотропії нижніх критичних полів ВТНП при вимірюваннях критичних струмів текстурованих зразків після обробки магнітним полем, прикладеним у трьох різних напрямках. Проведено визначення критичних полів H_{c1}^{ab} і H_{c1}^c ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ та $DuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $T = 77,3$ К. Установлено, що для усіх досліджених зразків залежності $H_{c1}^{ab}(m_c/m_{ab})$ та $H_{c1}^c(m_c/m_{ab})$ мають універсальний характер.

PACS: 74.25.-q

Введение

Как известно, проникновение вихрей Абрикосова в сверхпроводники второго рода, к которым относятся все без исключения высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), начинается при величине внешнего магнитного поля $H = H_{c1}$, где H_{c1} — первое (или нижнее) критическое поле. Одним из основных способов определения величин H_{c1} , играющих исключительно важную роль в электродинамике сверхпроводников второго рода, служит «классическая» магнитная методика: критическое поле H_{c1} при данной температуре T определяют по появлению излома на полученной в режиме диамагнитного экранирования ZFC (zero field cooling) изотерме $M(H)$ (M — магнитный момент сверхпроводника) (см., например, [1]). Казалось бы, что начало проникновения магнитного поля в сверхпроводник второго рода должно также сопровождаться уменьшением критического тока

I_c при $H = H_{c1}$, однако в случае керамических ВТСП наблюдаемый эффект исчезающе мал [2]. Определение величин H_{c1} ВТСП возможно по появлению аномалий на зависимостях критического тока от величины поля H_{tr} («поля обработки»), под воздействием которого начинается захват магнитного потока, $I_c(H_{tr})$, следствием чего и является уменьшение критического тока $I_c(0)$, измеренного в нулевом магнитном поле* (см., например, [3,4]).

Известен и ряд других способов измерения первых критических полей ВТСП. Строго говоря, ни один из известных путей определения величин H_{c1} не является «прямым», а требует привлечения модельных представлений для получения значений поля по результатам измерений тех или иных физических величин [5].

Магнитные и токовые методы определения первых критических полей являются достаточно корректными для изотропных (с кубической

* Критическое поле H_{c1} можно также определять по величине измерительного магнитного поля H_a , противоположного по знаку «полю обработки» H_{tr} , компенсирующего захваченный магнитный поток [2].

симметрией кристаллической решетки) сверхпроводников; в случае сильно анизотропных ВТСП эти методы, строго говоря, применимы лишь в случае проведения соответствующих измерений на монокристаллах при приложении магнитного поля вдоль главных кристаллографических осей. Для гранулярных керамических ВТСП, особенно при наличии в них преимущественной ориентации в расположении гранул (текстуры), результаты магнитных или токовых измерений H_{c1} могут привести, по-видимому, лишь к получению неких усредненных значений, причем характер усреднения не вполне ясен. Очевидно, что исходя из результатов подобных измерений даже при наличии полного количественного описания текстуры ВТСП, т.е. при восстановлении по результатам рентгенографических или нейтронографических исследований функции распределения зерен по ориентациям (ФРО) [6], возможность получения достоверной информации об анизотропии нижних критических полей H_{c1} представляется весьма проблематичной.

Современная теория магнитных свойств анизотропных сверхпроводников второго рода [7], будучи построенной еще до открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости, предоставляет возможности, как будет показано ниже, для изучения анизотропии поля H_{c1} ВТСП на основании достаточно простых экспериментов на поликристаллических объектах. В работе [7] показано, в частности, что проникновение магнитных вихрей в анизотропный сверхпроводник второго рода должно начинаться при некотором минимальном значении H_{c1} , зависящем, однако, от ориентации внешнего магнитного поля \mathbf{H} относительно осей кристалла a_i ; с увеличением внешнего поля решетка вихрей поворачивается, и лишь при достижении величины поля полного проникновения (поля Бина) H^* направление индукции вихрей \mathbf{V} совпадает с полем \mathbf{H} . Для слоистых сверхпроводников (а все ВТСП в первом приближении можно отнести к одноосным слоистым сверхпроводникам, если пренебречь некоторой анизотропией в плоскости базиса ромбических кристаллических решеток ab) в терминах «тензора эффективных масс» Гинзбурга–Ландау при $m_c \gg m_{ab}$ (m_c и m_{ab} – эффективные массы электрона в направлениях, перпендикулярном и параллельном слою соответственно) получены уравнения для нижнего критического поля $H_{c1}(\gamma)$ (γ – угол между осью магнитной анизотропии c и внешним

магнитным полем \mathbf{H}) и угла θ , под которым поле начинает проникать в кристалл при $H_{c1} = H(\gamma)$:

$$H_{c1}(\gamma) = H_{c1}^c [\cos^2 \gamma + (m_c / m_{ab}) \sin^2 \gamma]^{-1/2}, \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \theta = (m_c / m_{ab}) \operatorname{tg} \gamma, \quad (2)$$

где H_{c1}^c – нижнее критическое поле вдоль оси анизотропии c .

Идея развиваемого в работе метода определения анизотропии нижних критических полей ВТСП заключается в следующем. Если прикладывать магнитное поле \mathbf{H} к кристаллу в трех взаимно перпендикулярных направлениях L , N и T лабораторной системы координат (рис. 1), то поле образует с осью магнитной анизотропии c углы α , β и γ соответственно. При этом ориентационная зависимость критического поля H_{c1} для L -, T - и N -направлений описывается тремя уравнениями типа (1). Кроме того, в силу ортогональности осей L , T и N , к этим трем уравнениям добавляется четвертое уравнение

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1. \quad (3)$$

Как известно (см., например, [5,8]), анизотропия нижних H_{c1} и верхних H_{c2} критических полей, длины когерентности ξ и глубины проникновения λ связаны с величиной m_c / m_{ab} простым соотношением

$$\begin{aligned} H_{c1}^c / H_{c1}^{ab} &= H_{c2}^{ab} / H_{c2}^c = \\ &= \xi_{ab} / \xi_c = \lambda_c / \lambda_{ab} = (m_c / m_{ab})^{1/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Отсюда следует, что при измерении нижних критических полей при трех ориентациях внешнего магнитного поля относительно осей ортогональной лабораторной системы координат можно определить пять неизвестных (значения H_{c1} вдоль оси анизотропии кристалла (H_{c1}^c) и перпендикулярно этой оси (H_{c1}^{ab}) и эйлеровы углы α , β и γ оси анизотропии c в лабораторной системе координат LNT) из четырех имеющихся уравнений «с точностью» до отношения

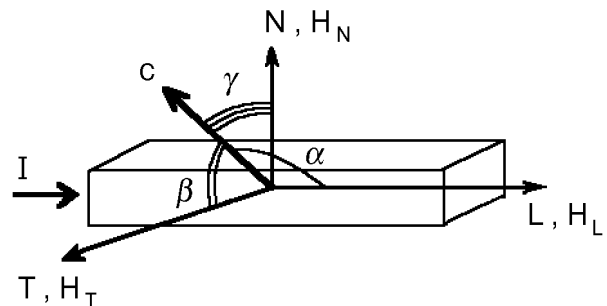


Рис. 1. Схема проведения эксперимента.

эффективных масс m_c/m_{ab} . Для экспериментальной реализации метода необходимо проведение измерений критических токов в определенном направлении в лабораторной системе координат (например, вдоль оси L , см. рис. 1) в нулевом магнитном поле $I_c(0)$ на образцах ВТСП в зависимости от величины и направления предварительно приложенного при той же температуре магнитного поля $I_c(0)[H_{tr}]$. Определив по ходу кривых $I_c(0)[H_{tr}]$ при помощи достаточно объективных критериев (см. ниже) значения критических полей при трех взаимно перпендикулярных направлениях вектора \mathbf{H}_{tr} (продольном относительно сверхпроводящего тока H_{c1}^L , поперечном H_{c1}^T и нормальном H_{c1}^N), можно получить значения критических полей H_{c1}^{ab} и H_{c1}^c , а также значения усредненных эйлеровых углов α , β и γ для исследуемого образца в функции отношения m_c/m_{ab} . Очевидно, что критерием корректности метода может служить получение на основе измерений на образцах одного и того же ВТСП, существенно отличающихся по текстуре (т.е. набору углов α , β и γ), универсальных зависимостей $H_{c1}^{ab}(m_c/m_{ab})$ и $H_{c1}^c(m_c/m_{ab})$.

Методика эксперимента

Объектами исследования служили текстурированные образцы ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $DuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $T_c \sim 92$ К. Различные виды текстур создавались путем механической обработки прессованием [6] или путем магнитной обработки при $T < T_c$ [2,9]; заключительной стадией получения образцов служила термообработка в окислительной среде по стандартной технологии [10], приводящая к спеканию образцов и насыщению кристаллических решеток кислородом до величины кислородного индекса $7 - \delta \sim 6,90 - 6,95$. Низкоомные токовые и потенциальные Аг-контакты наносили на образцы из паровой фазы в вакууме при ~ 200 °С.

Суть экспериментов, как отмечалось выше, заключалась в проведении прецизионных измерений критических токов ВТСП в нулевом магнитном поле $I_c(0)$ в зависимости от величины и направления «поля обработки» \mathbf{H}_{tr} ($0 < H_{tr} < < 1\ 000$ Э), т.е., в конечном итоге, от величины и ориентации захваченного магнитного потока. Все измерения проводились при температуре жидкого азота. Величина H_{tr} , как правило, изменялась с достаточно малым «шагом» $\Delta H_{tr} \sim 1$ Э.

Для снятия вольт-амперных характеристик исследуемых образцов и получения зависимостей $I_c(0)[H_{tr}]$ на базе ЭВМ типа IBM PC/AT 386 разработана специальная установка [9]. Установка состоит из двух подобных частей: блока управления током источника для создания магнитного поля \mathbf{H}_{tr} (соленоида из медной проволоки (I_{src})) и блока управления током образца (I_{spc}). Предварительная калибровка соленоида при помощи датчика Холла позволяет задавать магнитное поле H_{tr} с точностью $\pm 0,5$ Э. Исследуемые образцы располагались в сосуде Дьюара, помещенном в соленоид. Величины токов I_{src} и I_{spc} и напряжения на образце U_{spc} через интерфейс КАМАК с помощью цифровых аналоговых преобразователей и блоков управления поступают на ЭВМ.

Программное обеспечение установки позволяет при некотором значении тока через соленоид I_{src} , соответствующем заданной величине H_{tr} , плавно увеличивать транспортный ток I_{spc} , регистрируя при этом напряжение на исследуемом образце U_{spc} ; величина $U_{spc} = 1$ мкВ была принята в качестве критерия критического тока I_c . При достижении этой величины значение I_c записывается, транспортный ток сбрасывается и устанавливается следующее (большее во избежание гистерезисных эффектов) значение I_{src} . После завершения цикла измерений результаты в виде зависимостей $I_c(0)[H_{tr}]$ сохраняются на жестком диске ЭВМ.

Результаты исследования и их обсуждение

Результаты измерений зависимости критического тока для образца ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, полученного при помощи одноосного прессования (в данном случае реализуется относительно слабая одноосная текстура базисной плоскости [6]), в нулевом магнитном поле от величины и ориентации внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{tr} , воздействию которого образцы подвергались перед измерением, нормированные на величину $I_c(0) = I_c(H_{tr}=0)$ $\{[I_c(H_{tr})/I_c(0)](H_{tr})\}$, представлены на рис. 2. Качественно все кривые, естественно, подобны. Начальные горизонтальные участки кривых $[I_c(H_{tr})/I_c(0)](H_{tr})$ иллюстрируют идеальное диамагнитное состояние образцов. При увеличении поля H_{tr} гранулы захватывают магнитный поток, чему соответствуют участки резкого спада на кривых $[I_c(H_{tr})/I_c(0)](H_{tr})$. Переход в область медленного уменьшения величины критических токов при существенном

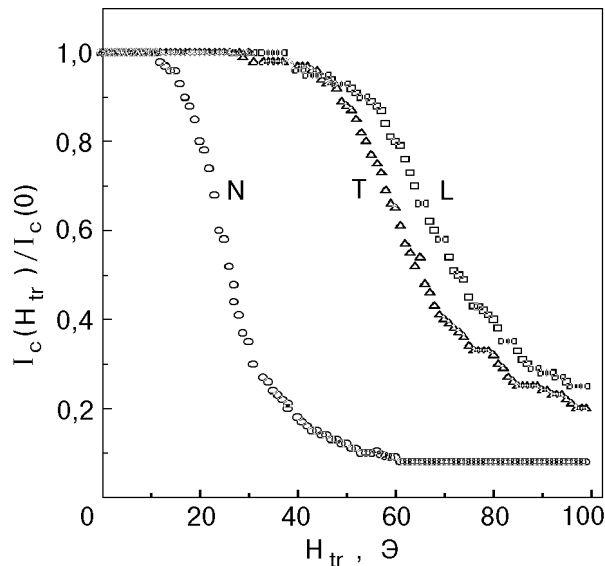


Рис. 2. Зависимость критического тока образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $T = 77,3$ К от напряженности «поля обработки» H_{tr} продольной (L), поперечной (T) и нормальной (N) ориентаций.

увеличении H_{tr} связан, как известно [3], с насыщением остаточной намагниченности гранул.

Очевидно, что для обработки полученных данных в свете развиваемых выше представлений о возможности изучения анизотропии H_{c1} необходима их корректировка с учетом размагничивающего фактора D . Для сверхпроводника (диамагнетика) при отсутствии проникновения магнитного поля ($H < H_{c1}$) эффективное значение напряженности поля H_{eff} , действующего на поверхность образца при приложении внешнего поля H_a , составляет [11]

$$H_{\text{eff}} = H_a / (1 - D). \quad (5)$$

Для вычисления размагничивающих факторов D_L , D_T и D_N с учетом реальной геометрии образцов для трех рассматриваемых ориентаций приложенного магнитного поля (L, T и N) использованы рабочие формулы и номограммы, приведенные в работе [12]. Представленные на рис. 3 зависимости $[I_c(H_{\text{eff}})/I_c(0)](H_{\text{eff}})$, в отличие от кривых $[I_c(H_{\text{tr}})/I_c(0)](H_{\text{tr}})$, приведенных на рис. 2 и относящихся к тому же образцу ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, указывают на существенную разницу в расположении различных участков кривой.

Надо полагать, что наличие участков резкого спада на кривых $[I_c(H_{\text{eff}})/I_c(0)](H_{\text{eff}})$ обусловлено присутствием в поверхностных слоях образца гранул, различным образом ориентированных по отношению к полю \mathbf{H}_{tr} , т.е. обладающих различным набором углов α , β и γ между осью

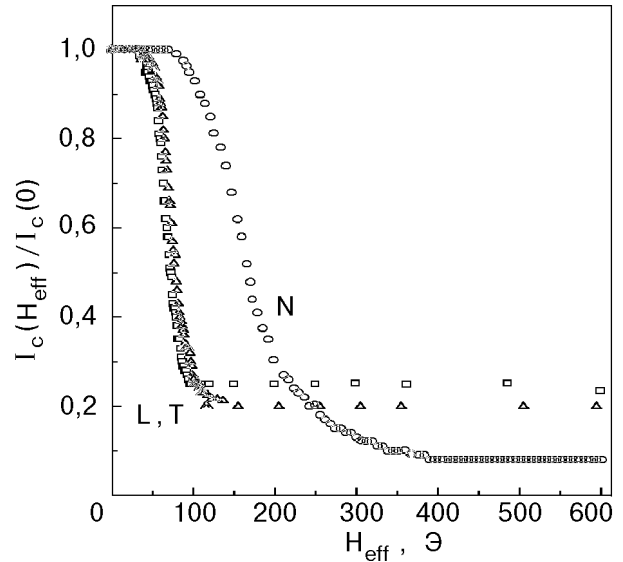


Рис. 3. Зависимость критического тока при $T = 77,3$ К образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ от напряженности приведенного поля H_{eff} продольной (L), поперечной (T) и нормальной (N) ориентаций.

анизотропии кристалла c и полями \mathbf{H}_{tr} , ориентированными вдоль осей L, T или N лабораторной системы координат. Это означает, что абсциссы всех этих участков кривых $[I_c(H_{\text{eff}})/I_c(0)](H_{\text{eff}})$ содержат полный набор значений $H_{c1}(\alpha, \beta, \gamma)$ и при отсутствии текстуры для всех ориентаций поля \mathbf{H}_{tr} должно выполняться условие $H_{c1}^{ab} < H_{\text{eff}} < H_{c1}^c$. Из-за текстуры, практически всегда присутствующей в образцах ВТСП, «идеальная» форма обсуждаемых кривых не реализуется: кривые деформируются в соответствии с реальным распределением углов между векторами \mathbf{c} и \mathbf{H}_{tr} для конкретного образца

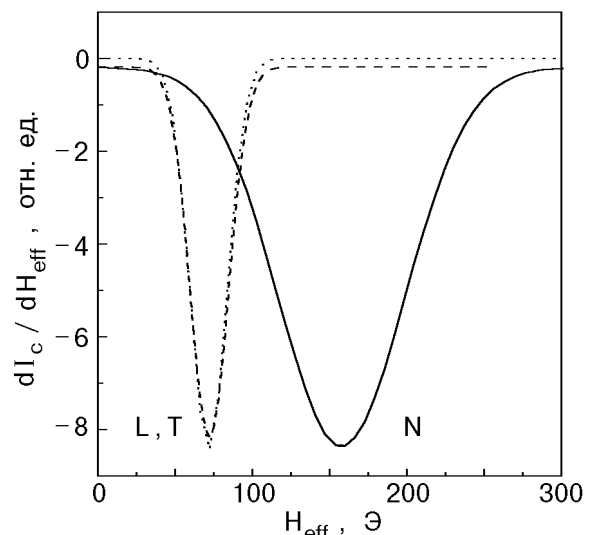


Рис. 4. Зависимость производных $d[I_c(H_{\text{eff}})/I_c(0)]/dH_{\text{eff}}$ для образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ от H_{eff} продольной (L), поперечной (T) и нормальной (N) ориентаций.

и заданной ориентации магнитного поля (L , T или N).

Логично также предположить, что в случае не очень сильной текстуры распределение гранул по ориентациям, а вместе с ним и распределение нижних критических полей $H_{c1}(\gamma)$ имеет гауссовый характер. Действительно, как видно из рис. 3, кривые $[I_c(H_{\text{eff}})/I_c(0)](H_{\text{eff}})$ по форме близки к нормальной функции распределения случайной величины (см., например, [14]). Плотность вероятности, т.е. значение производной $d[I_c(H_{\text{eff}})/I_c(0)]/dH_{\text{eff}}$ в зависимости от H_{eff} , как видно из рис. 4, хорошо описывается гауссовой функцией:

$$d[I_c(H_{\text{eff}})/I_c(0)]/dH_{\text{eff}} = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}\Delta H_{c1}} \exp[-(H_{\text{eff}} - H_{c1})^2/(2\Delta H_{c1}^2)]. \quad (6)$$

Следует полагать, что определенные таким образом H_{c1}^L , H_{c1}^T и H_{c1}^N и дают наиболее достоверные значения нижних критических полей исследуемого образца ВТСП для трех взаимно перпендикулярных ориентаций вектора \mathbf{H}_{tr} . С использованием этих значений возможен расчет первых критических полей в базисной плоскости ab и вдоль главной оси c кристаллов ВТСП (H_{c1}^{ab} и H_{c1}^c) и эйлеровых углов оси магнитной анизотропии c (α , β и γ) в функции отношения

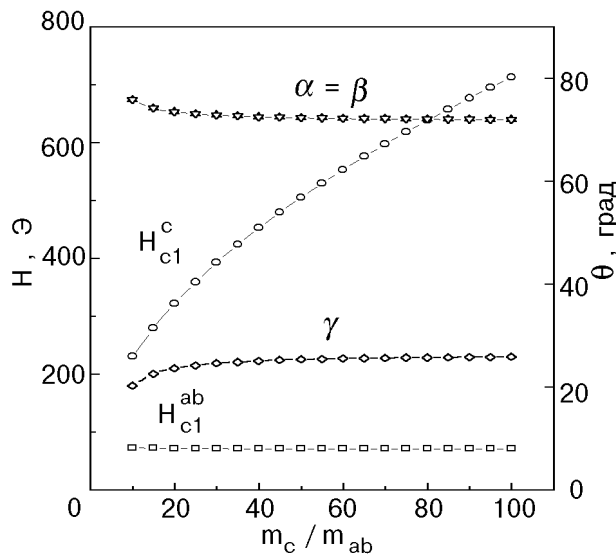


Рис. 5. Зависимости критических полей H_{c1}^{ab} и H_{c1}^c при $T = 77,3$ К и эйлеровых углов α , β и γ оси c в лабораторной системе координат LTN от отношения эффективных масс m_c/m_{ab} для образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

эффективных масс m_c/m_{ab} . Для иллюстрации на рис. 5 представлены зависимости величин H_{c1}^{ab} , H_{c1}^c , α , β и γ от отношения эффективных масс m_c/m_{ab} для образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, полученные на основании экспериментальных данных, представленных на рис. 2–4.

Как уже отмечалось во введении, критерием справедливости развиваемых в работе представлений о возможности изучения анизотропии нижних критических полей ВТСП при помощи токовых измерений поликристаллических

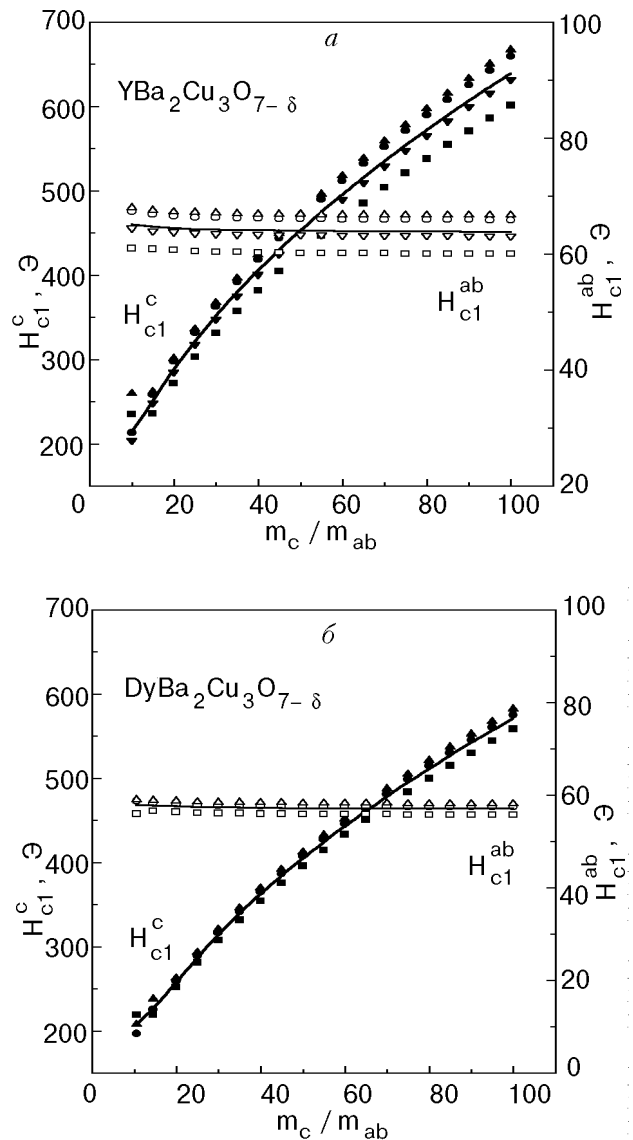


Рис. 6. Зависимости критических полей H_{c1}^{ab} и H_{c1}^c при $T = 77,3$ К от отношения эффективных масс m_c/m_{ab} для четырех образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (а) и трех образцов ВТСП $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (б) с различной степенью текстуры, полученных путем одноосного прессования.

* При этом зависимости $[I_c(H_{\text{eff}})/I_c(0)](H_{\text{eff}})$ для продольного L и поперечного T полей практически совпадают, что согласуется с одноосным характером текстуры прессования.

объектов должно служить получение из результатов измерений на образцах с различной текстурой универсальных зависимостей $H_{c1}^{ab}(m_c/m_{ab})$ и $H_{c1}^c(m_c/m_{ab})$. Действительно, из рис. 6,а видно, что для четырех образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различной степенью текстуры базисной плоскости соответствующие кривые совпадают с высокой степенью точности (в то же время характер зависимостей α , β и γ от m_c/m_{ab} существенно различен).

Универсальный характер зависимостей критических полей наблюдается и в случае ВТСП $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с тремя различными типами текстуры, полученной магнитной обработкой порошков при $T < T_c$ (рис. 6,б).

Заключение

Основным итогом настоящей работы является развитие представлений о возможности изучения анизотропии фундаментальных параметров сверхпроводимости ВТСП при помощи измерений критических токов текстурированных материалов при различной ориентации магнитного поля и экспериментальная реализация предложенного метода. При этом для получения зависимостей $H_{c1}^{ab}(m_c/m_{ab})$ и $H_{c1}^c(m_c/m_{ab})$ нет необходимости привлекать информацию о текстуре материала. Более того, определенные из измерения нижних критических полей эйлеровы углы «усредненной» оси анизотропии ВТСП с (α , β и γ) сами несут достаточно информации для описания текстуры ВТСП на языке полюсных фигур или функции распределения зерен по ориентациям (опять же в функции отношения эффективных масс).

Несмотря на то что информация, полученная по описанному в настоящей работе алгоритму, является полуколичественной (величины H_{c1}^{ab} , H_{c1}^c , α , β и γ удается измерить лишь в функции отношения эффективных масс), оказывается возможным как сравнение по степени анизотропии нижних критических полей различных ВТСП (см. рис. 5, 6), так и сравнение различных образцов одного и того же ВТСП по характеру и степени развития текстуры. Естественно, что сочетание развиваемой в работе методики токовых измерений в магнитных полях различной ориентации с количественным текстурным анализом (достаточно лишь построение полюсной фигуры для плоскости базиса) позволит перейти к получению количественной информации о величинах нижних критических полей ВТСП в главных кристаллографических направлениях.

1. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, М. Б. Устименкова, В. А. Финкель, *ФНТ* **20**, 343 (1994).
2. В. В. Торьяник, В. А. Финкель, *Функциональные материалы* **1**, № 2, 5 (1994).
3. E. Altshuler, S. Garsia, and J. Barroso, *Physica* **C177**, 61 (1991).
4. A. A. Zhukov, D. A. Komarkov, G. Karapetov, G. N. Gordeev, and K. I. Antonov, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 338 (1992).
5. Е. З. Мейлихов, В. Г. Шапино, *СФХТ* **4**, 1437 (1991).
6. А. С. Капчерин, И. И. Папилов, П. И. Стоев, В. В. Торьяник, В. А. Финкель, В. А. Шкуропатенко, Т. И. Бухарова, *СФХТ* **5**, 113 (1992).
7. А. В. Балацкий, Л. И. Бурлачков, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **90**, 1478 (1986).
8. Y. Iye, *Comments Cond. Mat. Res.* **16**, № 2, 89 (1992).
9. В. В. Торьяник, В. А. Финкель, В. В. Деревянко, *ФизХОМ* **5**, 55 (1995).
10. В. М. Аржавитин, Ю. Ю. Раздовский, В. А. Финкель, *СФХТ* **5**, 86 (1992).
11. U. Yaron and I. Felner, *Phys. Rev.* **B44**, 12531 (1991).
12. J. A. Osborn, *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945).
13. Н. Хастингс, Дж. Пикок, *Справочник по статистическим распределениям*, Статистика, Москва (1980), с. 55.

Lower critical fields of textured high- T_c superconductors

V. A. Finkel' and V. V. Toryanik

In terms of the theory of magnetic properties of anisotropic superconductors, the concepts are developed, which analyze the possibilities of studying anisotropy of the lower critical fields of HTSC in the process of measuring the critical currents of textured samples after their exposure to the magnetic fields applies in three different directions. The critical fields H_{c1}^{ab} and H_{c1}^c of HTSC $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ and $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ are estimated at $T = 77.3$ K. It is found that the dependences $H_{c1}^{ab}(m_c/m_{ab})$ and $H_{c1}^c(m_c/m_{ab})$ are universal for all the subjects studied.