

Магнитострикция высокотемпературного бескупратного сверхпроводника ВаВіКО

© В.В. Еременко, В.А. Сиренко, Г. Шимчак*, А. Набялек*,
С.Н. Барило**, В.И. Гатальская**, С.В. Ширяев**

Физико-технический институт низких температур Академии наук Украины,
310164 Харьков, Украина

*Институт физики Польской академии наук,
02-668 Варшава, Польша

**Институт физики твердого тела и полупроводников Академии наук Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия

(Поступила в Редакцию 19 декабря 1997 г.)

Измерения магнитострикции изотропного высокотемпературного сверхпроводника $\text{Ba}_{0.66}\text{K}_{0.34}\text{BiO}_3$, обнаружили величину эффекта порядка 10^{-6} , превышающую значения для традиционных сверхпроводников, но не достигающую величин гигантской магнитострикции купратных ВТСП. Проведены термодинамический анализ результатов и сопоставление с данными численных расчетов эффектов, индуцированных пиннингом магнитного потока.

Эффект изменения размеров сверхпроводников (СП) при NS -переходе в магнитном поле, соответствующий термодинамике сверхпроводящего состояния, как и аналогичное явление в магнетиках, назван магнитострикцией. Отличие описания эффекта в этих двух типах упорядоченных сред состоит в размерности параметра порядка (одномерного в случае СП и трехмерного для магнетиков). Величина эффекта в обычных СП не превышает $\sim 10^{-7}$. В ряде ВТСП с высокой токонесущей способностью наблюдаются гигантские ($\sim 10^{-4}$) значения магнитострикции, немонотонно зависящие от температуры и поля [1–5]. Объяснение этого эффекта давлением магнитного поля, обеспечивающим продвижение магнитного потока по образцу с сильным пиннингом, нашло убедительное экспериментальное подтверждение в работах разных авторов и соответствует модели критического состояния СП [3]. Корреляция магнитных и стрикционных характеристик этих материалов в смешанном состоянии сверхпроводимости удовлетворительно описывается в рамках представлений, развитых для традиционных металлических сверхпроводников. Вместе с тем на обычных СП, характеризующихся не менее высокими значениями критических токов и соответственно пиннинга, гигантские значения магнитострикции не наблюдались. Таким образом, полная идентификация механизмов эффекта требует анализа влияния особенностей структурного и сверхпроводящего состояний ВТСП на их поведение в магнитном поле. Удобным объектом для выяснения весомости вкладов этих особенностей в формирование сверхпроводящего состояния и характеристик ВТСП является соединение $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ [6–12], не обладающее рядом отличительных черт купратных ВТСП, но имеющее самую высокую температуру сверхпроводящего перехода $T_{SN} \approx 30$ К среди бескупратных СП, близкую к температуре перехода LaSrCuO . В отличие от купратных ВТСП это соединение не содержит двумерных плоскостей металл–кислород, которые считаются важным фактором, определяющим

высокотемпературную сверхпроводимость. Оно не имеет магнитных моментов, что исключает механизмы магнитного спаривания. Существует ряд экспериментальных фактов (в частности, наблюдение сильного изотопического эффекта и измерения сверхпроводящей щели), свидетельствующих о фоновом механизме сверхпроводимости ВаВіКО. Вместе с тем, как и в купратных ВТСП, сверхпроводимость в этом соединении возникает вблизи перехода металл–диэлектрик только в кубической фазе ($x > 0.3$) и исчезает при фазовом переходе в полупроводническую фазу при понижении содержания калия. В связи с вышесказанным в настоящей работе кубическая модификация соединения ВаВіКО использовалась для исследования магнитострикции и сравнения полученных данных с результатами аналогичных измерений на высокотемпературных и традиционных СП в рамках развитых представлений о влиянии магнитного поля на размеры СП.

1. Составляющие магнитострикции сверхпроводника

В магнитном поле изменение размеров образца ниже температуры сверхпроводящего перехода определяется термодинамическими вкладами в мейссеровском состоянии сверхпроводимости и влиянием перераспределения магнитного потока при проникновении поля в образец.

Термодинамическое рассмотрение механических эффектов в сверхпроводнике учитывает изменение объема при сверхпроводящем переходе и зависимость термодинамического критического поля H_c от давления и температуры. Объем V_s образца при температуре ниже T_{SN} рассматривается как функция внешнего магнитного поля H_e . В полях $H_e \leq H_c$ разность свободных энергий в нормальном и сверхпроводящем состояниях равна $\frac{V_s}{8\pi} H_c^2$, и изменение объема $V = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_{T,H}$ в магнитном поле в области сверхпроводимости получается дифференциро-

ванием соответствующего изменения энергии Гельмгольца по давлению [13]

$$V_N - V_S(0) = V_S \frac{H_c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_c}{\partial P} \right)_T + \frac{H_c}{8\pi} \left(\frac{\partial V_S}{\partial P} \right)_T. \quad (1)$$

Таким образом, рассматриваются две термодинамические (без учета проникновения поля в образец) компоненты магнитострикции сверхпроводника. Компонента $\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_{T,H} \int_0^H M dH$ (M — намагниченность образца) связана с давлением магнитного поля на сверхпроводник в состоянии Мейсснера. По аналогии с магнетиками она названа вынужденной магнитострикцией. Вынужденная магнитострикция имеет отрицательный знак и всегда приводит к сжатию образца таким образом, что уменьшение его объема компенсирует увеличение магнитной энергии. Компонента, связанная с зависимостью термодинамического критического поля от давления (спонтанная магнитострикция), $\int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial P} \right) dH$ обусловлена изменениями электронной структуры вблизи поверхности Ферми, фононного спектра и электрон-фононного взаимодействия. Оценки этих двух компонент для обычных сверхпроводников дают порядок величины $\sim 10^{-7}$.

При проникновении поля в СП возникают дополнительные составляющие напряжения σ_{ik} [14], действующего на СП в магнитном поле, и, следовательно, дополнительные компоненты магнитострикции. Проникновение магнитного поля может быть обусловлено размагничивающим фактором, связанным с геометрией образца, циркуляцией сверхтоков в приповерхностном слое образца и особенностями смешанного состояния СП второго рода. Компонента, связанная с размагничивающим фактором, определяемым геометрией образца, обычно не превышает 10^{-9} [15]. Компонента, связанная со сверхтоками, циркулирующими в приповерхностной части образца [16], порядка 10^{-7} . Экспериментально измеренные величины магнитострикции низкотемпературных СП не превышали 10^{-7} в полном соответствии с изложенными соображениями [8].

В смешанном состоянии в СП устанавливается распределение магнитного потока, градиент которого от поверхности образца определяется балансом сил пиннинга линий магнитного потока на дефектах, и силы Лоренца. Далее будем пользоваться простейшим описанием такого состояния в рамках модели Бина [16], в которой плотность критического тока j_c считается не зависящей от магнитного поля. К настоящему времени накопилось большое количество экспериментальных данных, свидетельствующих в пользу применимости модели Бина к ВТСП [3]. Согласно этой модели, при увеличении поля на кристалл действует сжимающая сила, так как продвижению вихрей препятствует эффект пиннинга потока. При уменьшении поля действует растягивающая сила то тому же механизму. В нулевом поле захваченные вихри создают растяжение. Простые рассуждения (приведенные, например, в [1]) позволяют получить выражение

для локального внутреннего напряжения в образце в смешанном состоянии

$$\sigma(x) = -\frac{B_e^2 - B^2(x)}{2\mu_0}, \quad (2)$$

где B_e — значение магнитной индукции у поверхности образца, помещенного во внешнее поле H_e , $B(x) = \Phi_{0n}(x)$ — локальная плотность магнитного потока, Φ_0 — квант магнитного потока. Тогда

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\sigma(x)}{E} dx \sim 10^{-4}, \quad (3)$$

где E — модуль Юнга. Если известно распределение $B(x)$, например, из модельных соображений [3,9], можно получить кривую магнитострикции. В нашей предыдущей работе [17] представлены результаты численного моделирования зависимости магнитострикции, индуцированной пиннингом, от магнитного поля с учетом распределения магнитного потока по образцу в рамках упомянутой модели. Получены аналитические выражения для изменения длины в магнитном поле для образцов в виде ленты бесконечной длины. Результаты использованы для построения петель гистерезиса магнитострикции в широком интервале изменения соответствующих параметров

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{E} \int_0^1 \sigma(\eta) d\eta,$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{E} \frac{\mu_0 j_c^2 L d}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} (k_m - k_1) h_m + \frac{\pi k_1}{2} h \right. \\ \left. - k_m \operatorname{Arctanh} \left(\frac{\sqrt{k_1^2 - k_m^2}}{k_1} \right) \right. \\ \left. + k_1^2 \operatorname{Arctanh} \left(\frac{\sqrt{k_1^2 - k_m^2}}{k_m k_1} \right) + F(k_m, k_1) \right], \quad (4) \end{aligned}$$

где $\eta = \frac{y}{L}$, $h = \frac{H_e}{j_c d}$, $h_m = \frac{H_m}{j_c d}$, H_m — максимальное поле в необратимом цикле намагничивания, d — толщина исследуемого образца. $h_1 = \frac{H_m - H_c}{2 j_c d}$, $k_m = \cosh(\pi h_m)$, $k_1 = \cosh^{-1}(\pi h_1)$, $k_m = \sqrt{1 - k_1^2} = \tanh(\pi h_m)$, $k_1 \equiv \sqrt{1 - k_1^2} = \tanh(\pi h_1)$,

$$F(k_m, k_1) = \frac{2}{\pi} \left[k_1 M(k_m, k_1, x = k_1) - \int_{k_m}^{k_1} M(k_m, k_1, x) dx \right].$$

Это выражение дало удовлетворительное качественное согласие с результатами измерения полевых зависимостей магнитострикции на ВТСП-соединении $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ [17]. В настоящей работе полученные соотношения будут использованы для количественного сопоставления с экспериментальными данными для BaBiCo .

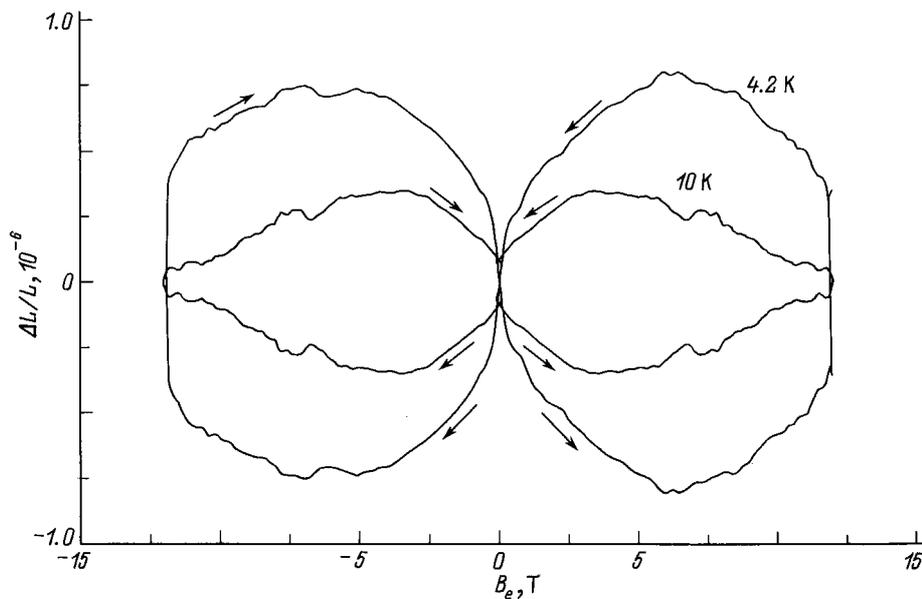


Рис. 1. Результаты измерений магнитострикции на монокристаллах $Ba_{0.66}K_{0.34}BiO_3$.

2. Эксперимент

Измерения проводились на монокристаллических образцах $Ba_{0.66}K_{0.34}BiO_3$, полученных методом электрохимического напыления из потока KOH (см. [7] и ссылки в ней). Температура сверхпроводящего перехода полученных монокристаллов составляла 32.5 К. Температурные зависимости параметров решетки и структурные деформации в магнитном поле измерялись на рентгеновском дифрактометре с низкотемпературной приставкой в интервале полей от 0 до 5 Т. Магнитострикция измерялась датчиками деформации в кристаллографическом направлении [100], перпендикулярном приложенному магнитному полю, в интервале полей от 0 до 12 Т с постоянной скоростью изменения поля 1 Т/мин. Параллельно баллистическим методом измерялась полевая зависимость намагниченности образца. Плотность критического тока j_c в нулевом поле достигала $1.7 \cdot 10^8$ А/м² при 4.2 К и $0.67 \cdot 10^8$ А/м² при 10 К. Результаты измерений магнитострикции в интервале полей до 12 Т приведены на рис. 1 для температур 4.2 и 10 К. Их этого рисунка видна явная необратимость полевой зависимости магнитострикции, коррелирующая с необратимостью намагниченности. Абсолютные значения составляют $\approx 10^{-6}$, что на порядок ниже значений, измеренных на купратных СП [1–5], и на порядок выше, чем низкотемпературных СП [15].

3. Обсуждение результатов

Как было показано выше, основные вклады в магнитострикцию СП определяются давлением магнитного поля на образец ниже температуры NS -перехода и

зависимостью H_c от давления. Оценим эти вклады для исследованного соединения.

1) Оценка термодинамического вклада. Оценки по формуле (1) приводятся для $T = 10$ К, что соответствует $\frac{T}{T_{SN}} = 0.31$ для исследованного соединения. Используя термодинамические выражения и величины производных основных параметров сверхпроводимости по температуре, полученные варьированием функции Элиашберга [10], для первого слагаемого (1) получим подстановкой $(\frac{\partial H_c}{\partial T})_p \approx -1.86 \frac{H_c}{T_{SN}}$

$$V_S \frac{H_c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_c}{\partial P} \right)_T \approx -1.86 \frac{V_S}{T_{SN}} \frac{H_c^2}{4\pi} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{H_c}$$

С учетом соотношения Эренфеста это слагаемое $\sim -1.86 \frac{V_S}{T_{SN}} \frac{H_c^2}{4\pi} 3\alpha(T) \frac{T}{C(T)}$, где C — теплоемкость, α — линейный коэффициент теплового расширения. Второе слагаемое

$$\frac{H_c^2}{8\pi} \left(\frac{\partial V_S}{\partial p} \right)_T \approx V_S \frac{H_c^2}{8\pi} \frac{3}{E}$$

Тогда

$$\frac{\Delta V}{V_S} \approx 3 \frac{\Delta L}{L} \approx \frac{H_c^2}{8\pi} \left[\frac{3\alpha T}{CT_{SN}} - \frac{3}{E} \right]$$

Основываясь на данных работы [18], можно оценить величину $H_c^2 \approx 10$ Дж/моль. Оценка теплоемкости по данным [18] дает $C \approx 0.5$ Дж/моль. Из рентгеновских данных $\alpha \approx 0.9 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, для $\frac{T}{T_{SN}} = 0.31$ получаем

$$\frac{\Delta L}{L} \approx 8 \cdot 10^{-6},$$

что несколько превышает значения магнитострикции, наблюдаемые в эксперименте (рис. 1).

2) Оценка магнитоупругости, индуцированной пиннингом. Оценка проводится с использованием соотношения (4). Входящий в (4) модуль Юнга E кубического кристалла дается выражением [19]

$$\frac{1}{E} = \frac{c_1 + c_2}{(c_1 + 2c_2)(c_1 - c_2)} + \left(\frac{1}{c_3} - \frac{2}{c_1 - c_2} \right) (n_x^2 n_y^2 + n_x^2 n_z^2 + n_y^2 n_z^2), \quad (5)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении деформации, $c_1 = \lambda_{xxxx}$, $c_2 = \lambda_{xyyy}$, $c_3 = \lambda_{xyxy}$ (λ_{iklm} — компоненты тензора упругих модулей).

В настоящей работе использовались значения упругих модулей, рассчитанные из дисперсионных кривых по результатам измерения неупругого рассеяния нейтронов [20]. Расчетные формулы приведены в Приложении. Величина обратного модуля Юнга для деформации в плоскости (100), соответствующей геометрии эксперимента, рассчитана по формуле (5): $1/E = 0.912 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$.

Анализ слагаемых, входящих в уравнение (4), показывает, что при достаточно больших значениях приведенного магнитного поля $h_m \equiv \frac{H_m}{j_c d} \sim 10$ величина $F(k_m, k)$ фактически обращается в нуль, и основной вклад в $\frac{\Delta L}{L}$ при разных значениях внешнего магнитного поля H_e вносит одно из двух первых слагаемых. При этом в широком интервале внешних полей ($H_e \leq 0.9H_m$) величины $k_1 = k_1(h_m, h)$ и не зависящая от внешнего поля $k_m = k_m(h_m)$ практически равны единице. Поэтому первое слагаемое в уравнении (4), $\frac{\pi}{2}(k_m - k_1)h_m$, на этом интервале значений H_e обращается в нуль, а второе слагаемое, $\frac{\pi k_1}{2}h$, линейно по внешнему полю. Дальнейшее приближение внешнего магнитного поля к H_m приводит к резкому уменьшению значений $k_1(h_m, h)$ и, следовательно, к уменьшению второго и возрастанию первого слагаемого уравнения (4), которое перестает зависеть от внешнего поля. При значениях внешнего поля, для которых $\frac{h_m - h}{h_m} \sim 10^{-10}$, начинает возрастать по абсолютной величине пренебрежимо малое слагаемое $k_m \text{ Artanh} \left(\frac{\sqrt{k_1^2 - k_m^2}}{k_1} \right)$, что приводит величину $\frac{\Delta L}{L}$ при $H_e = H_m$ к такому же отрицательному значению, что и при $H_e = -H_m$.

Таким образом, при больших значениях H_m ($H_m \geq 30j_c d$) петля гистерезиса $\frac{\Delta L}{L}$ представляет собой два симметрично расположенных равнобедренных треугольника, которые соприкасаются вершинами в начале координат и образованы двумя отрезками наклонных прямых

$$\frac{\Delta L}{L} = \pm \frac{\mu_0 j_c a}{2E}, \quad H_e = \pm \frac{j_c a}{2E} B_e \quad (6)$$

и отрезками вертикальных прямых $B_e = \pm B_m$ (рис. 2). На рис. 2 сплошными линиями показаны результаты численного расчета магнитоупругости исследованного соединения по формуле (4). Штриховые линии соответствуют расчету по аппроксимационной аналитической

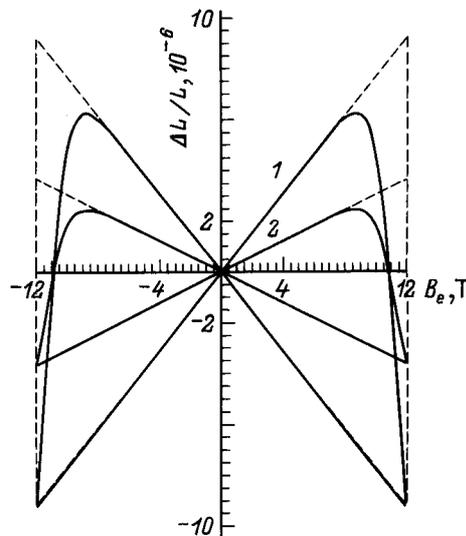


Рис. 2. Результаты расчетов магнитоупругости соединения $\text{Ba}_{0.66}\text{K}_{0.34}\text{BiO}_3$. 1 — $T = 4.2 \text{ К}$ ($j_c = 1.7 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$), 2 — $T = 10 \text{ К}$ ($j_c = 0.67 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$). Сплошные линии — расчет по формуле (4), штриховые — по формуле (6).

зависимости (6). Расчетные абсолютные значения магнитоупругости удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при $T = 4.2 \text{ К}$, $|B_e| < 5 \text{ Т}$. В более высоких полях измеренные значения ниже расчетных в 2 раза. При $T = 10 \text{ К}$ измеренные значения превышают расчетные при $|B_e| < 2.5 \text{ Т}$. Расхождение расчетных значений с реальной зависимостью магнитоупругости от внешнего поля при росте температуры объясняется тем, что используемая модель не содержит температуру в качестве независимой переменной. Рост B_e увеличивает область проникновения магнитного поля в образец и усиливает его неоднородность вдоль оси OX , что не учитывается в рассматриваемой модели.

Таким образом, и измеренные полевые зависимости магнитоупругости бескупратного изотропного ВТСП имеют необратимый характер, соответствующий необратимости кривых намагничивания. Величины магнитоупругости существенно (более чем на порядок) превышают ее значения для низкотемпературных металлических сверхпроводников. В то же время эффект гигантской магнитоупругости, характерный для слоистых купратных сверхпроводников, не обнаружен. При сравнении результатов эксперимента и численных расчетов обращает внимание завышенное значение оценки термодинамического вклада. Это объясняется тем, что оценка проводилась в предположении о полном переходе образца в сверхпроводящее состояние после выключения магнитного поля. В реальной ситуации величина V_S , входящая в используемое термодинамическое соотношение, характеризует лишь часть объема образца, претерпевающего сверхпроводящий переход после захвата магнитного потока. Относительный объем образца, занятый захваченным потоком и не претерпевающий NS -переход, можно оценить

из экспериментальной кривой зависимости $B(H)$ как отношение захваченного магнитного потока к величине B_{c2} , соответствующей верхнему критическому полю. В результате сопоставление результатов эксперимента с рассчитанными термодинамическими компонентами обнаруживает их удовлетворительное согласие. Это относится и к результатам численного моделирования магнитострикции, индуцированной пиннингом. Таким образом, результаты макроскопических исследований не позволяют выделить определяющий вклад в величину эффекта. Полученные результаты свидетельствуют также о том, что компоненты обоих типов отражают вклады, как связанные с давлением магнитного поля, так и индуцированные пиннингом магнитного потока. Последний определяет необратимый характер полевой зависимости магнитострикции. Отличие полученных результатов от данных для низкотемпературных СП объясняется более высокой чувствительностью H_c исследованного соединения к давлению. Объяснение расхождения результатов с измерениями на купратных ВТСП и отсутствия гигантской магнитострикции требует анализа эффекта на микрокопическом уровне.

Приложение

Законы дисперсии упругих волн в кубическом кристалле [19]: волновой вектор \mathbf{k} лежит в плоскости XOX (ϑ — угол между \mathbf{k} и осью абсцисс, ρ — плотность кристалла):

$$\rho\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2}k^2\left\{c_1 + c_3 \pm \sqrt{(c_1 - c_3)^2 - 4(c_1 - c_2)(c_1 - c_2 - 2c_3)\sin^2\vartheta\cos^2\vartheta}\right\},$$

$$\rho\omega_3^2 = c_3k^2, \quad (\text{П1})$$

в частности, при $\vartheta = 0$ (волна распространяется вдоль оси четвертого порядка)

$$\rho\omega_1^2 = c_1k^2,$$

$$\rho\omega_2^2 = \rho\omega_3^2 = c_3k^2, \quad (\text{П2})$$

при $\vartheta = \pi/4$ (волна распространяется вдоль диагонали боковой грани куба)

$$\rho\omega_1^2 = k^2 \frac{c_1 + c_2 + 2c_3}{2},$$

$$\rho\omega_2^2 = k^2 \frac{c_1 - c_2}{2},$$

$$\rho\omega_3^2 = c_3k^2. \quad (\text{П3})$$

Отсюда упругие модули монокристалла кубической симметрии равны

$$c_1 = \rho \left(\frac{\partial\omega_1}{\partial k} \right)_{[100]}^2,$$

$$c_2 = c_1 - 2\rho \left(\frac{\partial\omega_2}{\partial k} \right)_{[110]}^2,$$

$$c_3 = \rho \left(\frac{\partial\omega_2}{\partial k} \right)_{[100]}^2. \quad (\text{П4})$$

Для исследуемого соединения ВаКВiО с плотностью $\rho \simeq 7.67 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ $c_1 \simeq 1.022 \cdot 10^{-12} \text{ N/m}^2$, $c_2 \simeq 1.51 \cdot 10^{-13} \text{ N/m}^2$, $c_3 \simeq 2.45 \cdot 10^{-13} \text{ N/m}^2$.

Список литературы

- [1] H. Ikuta, N. Hirota, Y. Hakayama, K. Kishio, K. Kitazawa. Phys. Rev. Lett. **70**, 14, 2166 (1993).
- [2] C. de la Fuente, A. del Moral, J.I. Arnaud, J.S. Abell. Physica **C244**, 1/2, 214 (1995).
- [3] H. Ikuta, K. Kishio, K. Kitazawa. J. Appl. Phys. **76**, 8, 4776 (1994).
- [4] L. Heil, H. Ikuta, K. Kishio, K. Kitazawa. Physica **C235-240**, 3/4, 2925 (1993).
- [5] A. Schmidt, F. Stellmach, S. Ewert. Physica **B194-196**, 5, 1787 (1994).
- [6] S. Pei, J.D. Jorgensen, B. Dobrowski, D.R. Hinks, D.R. Richards, A.W. Mitchell, J.M. Newsam, S.K. Sinha, D. Vaknin, A.J. Jacobson. Phys. Rev. **B41**, 7, 4126 (1990).
- [7] S.N. Barilo, V.I. Gatalskaya, S.V. Shiryayev, A.S. Shestak, L.A. Kurochkin, T.V. Smirnova, V.T. Koyava, N.S. Orlova, A.V. Pushkarev. Physica **C254**, 1/2, 181 (1995).
- [8] C. Paracchini, L. Romana, C.A. Bori, M. Affronte. Ibid. **260**, 1/2, 147 (1996).
- [9] Tetsuya Yamamoto, Seiji Suzuki, Kazuhiko Takahashi, Yorinobu Yoshisato. Ibid. **263**, 3/4, 530 (1996).
- [10] O. Navarro. Ibid. **265**, 1/2, 73 (1996).
- [11] A. Ignatov, A. Menushenkov, V. Chernov. Ibid. **271**, 1/2, 32 (1996).
- [12] W. Herneit, T. Klein, C. Escribe-Filippini, H. Rakoto, J.M. Broto, A. Sulpice, R. Beder, J. Markus, W. Schmidbauer. Ibid. **267**, 3/4, 270 (1996).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статическая физика. Наука, М. (1964). 567 с.
- [14] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 620 с.
- [15] G. Brändli. Phys. Kondensier. Materie **11**, 1, 93 (1970).
- [16] C.P. Bean. Rev. Mod. Phys. **36**, 1, 31 (1964).
- [17] V.V. Eremenko, V.A. Sirenko, H. Szymczak, A. Nabialek, V. Balbashov. Superlatt. Microstruct. in press.
- [18] B. Batlogg, R.J. Cava, L.W. Rupp, Jr., A.M. Mjuscce, J.J. Krajewski, J.P. Remeika, W.F. Peck, Jr., A.S. Cooper, G.P. Espinosa. Phys. Rev. Lett. **61**, 4, 1670 (1988).
- [19] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Наука, М. (1987). 248 с.
- [20] M. Braden, W. Reichardt, W. Schmidbauer, A.S. Ivanov, A.Yu. Rumiantsev. J. Superconduct. **8**, 5, 595 (1995).