

## КРУГОВЫЕ И ГЕЛИКОИДНЫЕ ВИХРИ В ВТСП. ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ОТ ПЛОЩАДИ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ОБРАЗЦА

© В.Ф.Хирный, В.П.Семиноженко, А.А.Козловский

Институт монокристаллов Академии наук Украины,  
310001 Харьков, Украина  
(Поступила в Редакцию 3 июня 1996 г.)

С помощью измерения реальной части магнитной восприимчивости  $\chi'(T, I, H)$ , изменяющейся под воздействием электрического тока  $I$  и магнитных полей  $H$ , обнаружены геликоидные вихри в полом цилиндрическом ВТСП-образце. Их появление сопровождается изменением функциональных зависимостей плотности критического тока  $J_c$  от площади поперечного сечения образцов  $S$  и критического тока  $I_c$  от  $H$ . Такое поведение следует из предложенной модели критического состояния сверхпроводников второго рода со слабыми силами пиннинга, по которым протекает ток. Модель учитывает существование круговых вихрей, геликоидов и поверхностного барьера Бина-Ливингстона. Она использовалась для объяснения свойств исследованных керамических ВТСП-образцов  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  со слабыми силами пиннинга, у которых  $J_c \leq 10^7 \text{ A/m}^2$ .

В работе [1] была рассмотрена возможность существования круговых вихревых колец в цилиндрическом идеальном сверхпроводнике второго рода, по которому протекает электрический ток  $I_r$ . Под влиянием магнитного поля тока  $H_i$  они образуются, сжимаются и аннигилируются в центре образца. В результате этого в сверхпроводящей проволоке можно обнаружить появление электрического сопротивления  $R$ . О его зависимости от величины измерительного тока было сообщено в [2]. Для жестких сверхпроводников условия образования круговых вихревых колец рассматривались в [3]. На основании этой работы из вида кривых обратимого намагничивания провода состава  $\text{Nb}-25\%\text{Zr}$  в [4] получили зависимости плотности круговых магнитных линий и величины транспортного тока от его радиуса  $r$ . В [5,6] было предсказано существование различных сложных вихревых структур, образующихся из-за воздействия на образец магнитного поля тока. В [7-11] в лондоновском приближении в различных материалах (включая и ВТСП [8]) рассчитывались структура магнитного поля, магнитный поток, свободная энергия для замкнутых тороидальных вихрей, их времена релаксации, вязкостная и инерциальная массы.

## 1. Исходные предпосылки

В работах [2,12] было обнаружено существование колец из замкнутых джозефсоновских вихрей в сплошных цилиндрических керамических образцах  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  ( $r \gg \lambda$ ) со слабыми силами пиннинга ( $\lambda$  — глубина проникновения магнитного поля в образец). Кольцевые вихри появлялись тогда, когда  $I_{tr}$  превышало  $I_{c1}$  [1],

$$I_{tr} > I_{c1} = (1/2)crH_{c1}. \quad (1)$$

Здесь  $I_{c1}$  — значение величины тока появления электрического сопротивления в сверхпроводнике,  $H_{c1}$  — первое критическое магнитное поле, при котором в образце входит первое вихревое кольцо, а  $c$  — скорость света в вакууме. При выводе уравнения (1) не учитывался поверхностный барьер Бина-Ливингстона (в дальнейшем барьер) [13]. В то же время в [9,11] было показано, что если барьер идеальный, то вихри входят в образец при  $H_i = H_c$ , где  $H_c$  — термодинамическое критическое поле. Высота барьера зависела от величины  $I_{tr}$ .

Барьер можно дополнительно уменьшить, прикладывая внешнее магнитное поле  $H$  параллельно оси образца. В случае образования круговых вихрей оно не влияет на условия их вхождения.  $I_{tr}$  также не понижает критического поля вхождения линейного вихря, параллельного оси цилиндра. Однако при варьировании  $I_{tr}$  и  $H$  возможно существование вихревых конфигураций, более близких к силовым линиям магнитного поля, для которых барьер будет ниже, — это спиральные магнитные вихри (геликоиды) [14,15].

Поведение барьера, препятствующего вхождению геликоидального магнитного вихря в образец с током, находящимся во внешнем магнитном поле, параллельном току и образцу, а также проблема выхода нестабильного вихря из образца изучены в [15]. Оценено изменение свободной энергии Гиббса  $\Delta G$ , возникающее благодаря движению вихря, когда на образец воздействуют  $I_{tr}$  и  $H$ . Полученная зависимость  $G(r_0)$  ( $r_0$  — радиус спирали вихря) обозначает существование барьера для проникновения вихря при любом фиксированном значении шага спирали  $L$ , на ширину и высоту которого влияли приложенное поле и ток. Когда ток (или поле) достигал некоторого критического значения, барьер становился пренебрежимо малым, и появлялась возможность спонтанного образования зародышей геликоидных вихрей на поверхности. Это приводило к зависящему от  $H$  значению  $I_c$  или к зависящей от  $I_{tr}$  величине критического поля вхождения линейных вихрей [14,15].

## 2. Эксперимент и обсуждение

1) Исследование зависимости  $\chi'(T)$  при разных  $I$  и  $H$ . Согласно формуле (1), для того чтобы узнать, какие вихри существуют в образце, необходимо исследовать влияние  $I_{tr}$  и  $H$  на  $R(T)$  или  $\chi'(T)$  — зависимость реальной части магнитной восприимчивости от температуры. Данные получены на тех же образцах, что и в [2,12]. Исследовали влияние тока и магнитного поля, параллельного образцу, на вид кривых  $\chi'(T)$ . Изучалась аддитивность вкладов в изменение значения критической температуры, т. е. анализировалось

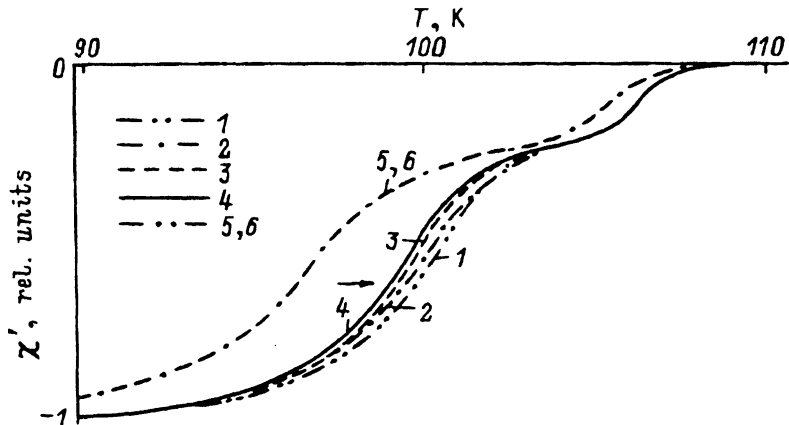


Рис. 1. Изменение  $\chi'(T)$  в полом керамическом цилиндрическом образце  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  под воздействием тока и магнитного поля.  $I$  (А) и  $H$  (Ое): 1 — 0 и 0, 2 — 0 и 2, 3 — 1 и 0, 4 — 1 и 2, 5 — 0 и 10, 6 — 1 и 10. Стрелка указывает точку на кривой  $\chi'(T)$ , которой соответствует температура  $T = T_c^j$ .

выполнение условия  $\Delta T_c(I, H) = \Delta T_c(I)_H + \Delta T_c(H)_I$ . Для образцов, изготовленных в виде сплошных цилиндров, нарушения аддитивности не наблюдалось. Это свидетельствовало об образовании в них только круговых вихрей. Для уменьшения влияния диссипативных процессов использовали лишь малые значения транспортных токов.

С целью улучшения условий появления круговых вихрей и дальнейшего уменьшения диссипации энергии протекающим током в одном из исследованных образцов вдоль продольной оси было просверлено отверстие, через которое проходил медный провод. Пропуская через него постоянный ток  $I$ , создавали в образце поперечное круговое магнитное поле  $H_e > H_{c1}$  при  $I_{tr} = 0$ . Вдоль силовых линий поля  $H_e$  располагались замкнутые вихревые кольца. Меняя  $I$  и  $H$ , исследовали условия появления геликоидов.

На рис. 1 показаны изменения зависимостей  $\chi'(T)$  под влиянием  $I$  и  $H$  (кривые 1-4). Сдвиг кривых  $\chi'(T, I, H)$  определялся на уровне 50% изменения сигнала в области сверхпроводящего перехода слабых связей, который соответствует их критической температуре  $T_c^j$  [2,12]. Выше этой температуры сказывается отсутствие слабых связей, а ниже — влияние нелинейных и перколяционных эффектов. Складывались ординаты кривых  $\chi'(T, I \neq 0, H = 0)$  и  $\chi'(T, I = 0, H \neq 0)$ , а затем эта сумма сравнивалась с ординатой кривой  $\chi'(T, I \neq 0, H \neq 0)$ . Как видно из рис. 1,  $\Delta T_c(I, H) = \Delta T_c(H)_I + \Delta T_c(I)_H$ . Аддитивность вкладов в значение  $\Delta T_c$  при воздействии на образец малых поперечных и продольных магнитных полей соблюдалась, что свидетельствовало о существовании в образце вихревых колец, так как при этом нет зависимости  $I_{c1}$  от  $H$ . Увеличение как  $I$ , так и  $H$  приводило к нарушению аддитивности вкладов. Кривые 5 и 6 получены при увеличении  $H$  до 10 Ое. Выполнялось соотношение  $\Delta T_c(I, H) \neq \Delta T_c(H)_I + \Delta T_c(I)_H$ . При этих условиях в образце уже не было кольцевых вихрей, а образовывались спиральные вихри, так как появлялась зависимость  $I_{c1}$  от  $H$ . Кратко об этом сообщалось в [16].

2) Исследование зависимости  $J_c(S)$  при разных  $H$ . Для идеальных цилиндрических сверхпроводников второго рода, по которым протекает ток, локальная критическая плотность тока  $j_c$ , согласно формуле (1), равна локальному значению плотности тока распаривания  $j_0$  до тех пор, пока магнитным полем  $H_i$  не достигнуто значение, равное величине поля понижения высоты барьера до нуля ( $H_p$ ). При достижении полем этого значения  $j_c$  становится равным нулю, хотя по сверхпроводнику течет диссипативный ток, т. е. должно выполняться условие

$$j_c = j_0, \quad H_i < H_p, \quad (2a)$$

$$j_c = 0, \quad H_i \geq H_p. \quad (2b)$$

Переходя от локальных значений критических величин поля и тока к объемным с усреднением по площади поперечного сечения образца радиуса  $r$  [17], получаем

$$J_c = j_0, \quad r < cH_p/2\pi j_0, \quad (3a)$$

$$J_c = cH_p/2\pi r, \quad r \geq cH_p/2\pi j_0. \quad (3b)$$

Уравнения (1) и (3b) совпадают при  $H_p = H_{c1}$ .

Для реальных образцов с малыми силами пиннинга поле подавления барьера  $H_s$  меньше его теоретического значения  $H_p$ . Оно равно  $H_{c1}$ , поскольку краевые дефекты, имеющиеся на поверхности образцов, понижают высоту барьера. Кроме того, они могут стопорить кольцевые вихри. И если радиальная сила, действующая на кольца из-за их линейного натяжения, не превышает силы пиннинга  $p^l \leq \Phi_0 H_{c1}/4\pi r$  [6], то можно говорить о критическом состоянии этих образцов, а модель, предложенная выше, будет моделью их критического состояния. Она подобна моделям [18,19], однако в них не рассматривалось влияние транспортного тока на барьер, анализировались образцы с барьером и нулевым объемом пиннингом, т. е. весь пиннинг был сосредоточен вблизи поверхности ( $\Phi_0$  — квант магнитного потока).

Из (3a) следует, что для образцов с малыми  $r$  внешнее магнитное поле должно слабо влиять на значение величины  $J_c$  (плотности критического тока образца). Это понятно, если учесть, что  $H_p$  (в эксперименте  $H_s$  с соответствующим коэффициентом) можно представить в виде [20]

$$H_p = \Phi_0/4\pi\lambda\xi = 2^{-1/2}H_c \sim \Delta \quad (4)$$

и  $H_c \sim 1/r$  [21], т. е. с уменьшением  $r$  высота барьера возрастает. Здесь  $\xi$  — корреляционная длина, а  $\Delta$  — энергетическая щель сверхпроводника. При увеличении  $r$  критический ток становится чувствительным к значению величины поля проникновения вихрей из-за ее уменьшения. Это подтверждается соотношением (3b).

Согласно (1),  $J_c \sim S^{-1/2}$ . На рис. 2 показано изменение функционального вида  $J_c \sim S^{-1/2}$  с изменением величины внешнего поля  $H$ , параллельного образцу и току, для одного из иттриевых образцов. Поскольку круговые кольца образуются и в образцах прямоугольного сечения [6], то измерения проводились на керамических

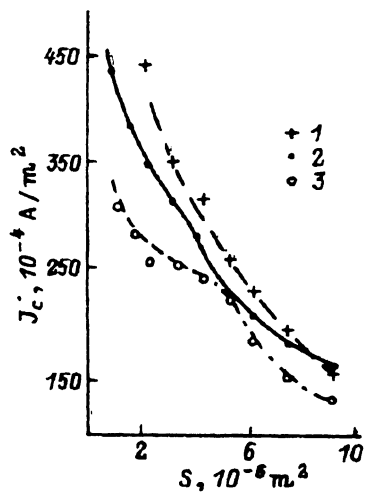


Рис. 2. Зависимость  $J_c(S)$ , полученная для иттриевого керамического ВТСП-образца, при разных значениях внешнего магнитного поля, параллельного образцу и току.  $H$  (Ое): 1 — 0, 2 — 150, 3 — 300.

ВТСП-образцах  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  с прямоугольным поперечным сечением. Когда к образцу не прикладывается магнитное поле,  $J_c(S) \sim S^{-1/2}$  (кривая 1 на рис. 2). Поле оказывает влияние на  $J_c(S)$  при его значении, равном 150 Ое, и  $d \geq 1 \cdot 10^{-3}$  м ( $d$  — наименьшая сторона поперечного сечения) (кривая 2). Подставляя  $H_s = 150$  Ое в (3b), получаем значение величины эквивалентного радиуса образца, равное  $r_e \sim 1 \cdot 10^{-3}$  м, начиная с которого  $J_c(S)$  зависит от  $H$ . Радиус  $r_e$  определялся для такого же поперечного сечения, как и у прямоугольного образца. Поэтому в показанном на рис. 2 образце геликоиды могут существовать в области значений его эквивалентных радиусов, начиная с  $r_e \sim 1 \cdot 10^{-3}$  м и заканчивая  $r_e \sim 3 \cdot 10^{-3}$  м.

Подставляя значение  $H_p$  (4) в (3b), получаем, что у керамических ВТСП-образцов, если их рассматривать как идеальные сверхпроводники второго рода, величины плотности тока распаривания можно достичь, начиная с  $r \leq 1 \cdot 10^{-5}$  м. Подобная оценка для образцов Al дает  $r \leq 3 \cdot 10^{-9}$  м, для Sn  $r \leq 2 \cdot 10^{-8}$  м, для In  $r \leq 1 \cdot 10^{-8}$  м и для Pb  $r \leq 1 \cdot 10^{-7}$  м.

Ранее [17] для объяснения зависимости  $J_c(S) \sim S^{-1/2}$  предлагалась модель критического состояния керамических ВТСП, в которой использовалась гипотеза о непосредственном влиянии поля, создаваемого транспортным током, на критический ток и были предположены соотношения типа (2a)–(3b). Аналогом величины  $H_s$  было критическое поле  $H_a^*$ , определяемое по формуле, аналогичной формуле (1). Поэтому рассмотренная здесь модель является альтернативой [17].

3) Исследование зависимости  $I_{c1}(H)$ . Критические параметры для спонтанного проникновения геликоидов в образец оценивались в работах [14,15] при использовании критерия  $dG/dr_{0,r_0 \rightarrow r} = 0$ , соответствующего исчезновению барьера. На критическое поле вхождения первого геликоида  $h_c(j_{cr}, s)$  влияли плотность тока  $j_{cr}$  на поверхности образца и тангенс угла наклона спирали ( $s = r/L$ ). Зависимость  $h_c(j_{cr}, s)$  имеет минимум по отношению к  $s$ , и его достижение определяет оптимальный геликоид, который первым входит в образец.

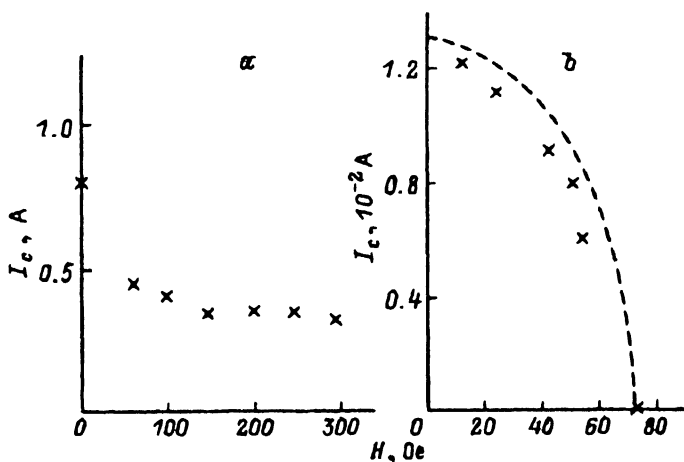


Рис. 3. Зависимость  $I_c(H)$  в керамическом ВТСП-образце  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ , находящемся в магнитном поле, параллельном образцу и току.  
 $T$  (K):  $a$  — 80.1,  $b$  — 95.1. Штриховая линия — расчетная кривая.

Если через  $H_{cr}$  обозначить критическое поле на поверхности образца, то соотношение между  $j_{cr}$  и  $H_{cr}$  удовлетворяет виду [14,15]

$$I_1(r/\lambda)/I_0(r/\lambda)^2(H_{cr}/H_c)^2 + (j_{cr}/j_L)^2 = 1, \quad (5)$$

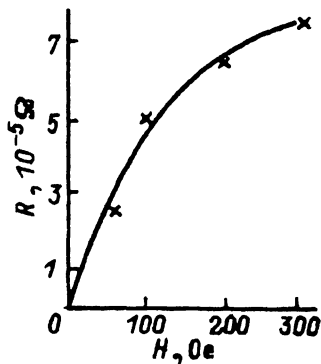
где  $I_1$ ,  $I_0$  — модифицированные функции Бесселя, а  $j_L$  — лондоновское значение для плотности критического тока.

Для проверки соотношения (5) исследовалась зависимость  $I_c(H)$  на сплошных цилиндрических образцах, изученных ранее в работах [2,12] на другой установке [22]. Магнитное поле  $H$  было направлено вдоль образца и тока. При этом [15] могут иметь место различные диссипативные режимы. На рис. 3,  $a$  приведена полученная зависимость  $I_c(H)$ , типичная для гранулированных керамических сверхпроводников. Такое поведение  $I_c(H)$  характерно для области температур, близких к  $T = 77$  К. Но начиная с  $T = 95.1$  К, оно изменяется и становится аналогичным рассмотренному в [15], что свидетельствует о проникновении геликоидных вихрей при  $H_i = H_c$ . Согласно рис. 3,  $b$ , соотношение между  $J_c$  и  $H$  имеет вид

$$J_c^2/(0.013)^2 + H^2/(74)^2 = 1, \quad (6)$$

если рассматривать кривую как часть эллипса с центром в начале координат (она показана штриховой линией). Изменение вида  $I_c(H)$  связано с тем, что при достижении  $T = 95.1$  К эффективный поперечный размер дефекта  $\delta$  становится намного меньше  $\lambda$ , поскольку в этой области температур  $\lambda = \lambda_j \cong 10^{-3}$  м [2], где  $\lambda_j$  — джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля в образец. При  $\delta \ll \lambda$  образец необходимо рассматривать как образец с идеальной поверхностью, для которого выполняются условие  $H_i = H_p = H_c$  [9,11] и зависимость (5) [15]. Размер зерен, из которых спекался образец, изменялся в пределах от  $0.5 \cdot 10^{-6}$  до  $1 \cdot 10^{-6}$  м.

Рис. 4. Изменение электрического сопротивления керамического ВТСП образца  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  в зависимости от величины приложенного внешнего продольного магнитного поля при  $T = 96.1$  К.



При  $T/T_c > 0.75$  соотношение между критическим током и полем на поверхности сверхпроводящего цилиндрического образца с током можно получить и иным путем. Для этого достаточно учесть (4) и подставить экспериментальную зависимость величины энергетической щели сверхпроводника от магнитного поля вида [23]

$$[\Delta(H)/\Delta(0)]^2 = 1 - (H/H_c)^2 \quad (7)$$

в уравнение, определяющее ток, при котором кольцевому вихрю «выгодно» проникнуть в образец. Этот ток равняется критическому току на поверхности [9]

$$I_{cr} \cong cr H_{cr}/2 = cr H_p/2. \quad (8)$$

Необходимо отметить, что еще в работе [24] были впервые зафиксированы проникновение вихрей и диссипация энергии при их движении в металлических пленочных сверхпроводниках в результате понижения поверхностного барьера до нуля под воздействием магнитного поля, создаваемого транспортным током.

Зависимость  $I_c(H)$  фактически определяет величину  $H_c$  в условиях, когда в образце  $I_{tr} \gg 0$ , а магнитное поле направлено параллельно его продольной оси и току. Вид кривой  $I_c(H)$ , а также уравнения (5) и (6) указывают границу на координатной плоскости  $I-H$  между резистивным состоянием и областью, соответствующей такому состоянию образца, при котором в него начинают проникать вихри и устанавливаться диссипативный режим. Поэтому интересно было бы сравнить эту границу с границей, соответствующей существованию в образце нормального состояния. На рис. 4 приведены результаты измерения зависимости  $R(H)$  при  $T \cong 96.1$  К с  $I_{tr} \cong 0$ , т. е. когда в образец входят лишь линейные вихри, направленные вдоль поля. При максимальных на нашей экспериментальной установке значениях магнитного поля (до 300 Oe) величина нормального сопротивления  $R_n \cong 4 \cdot 10^{-3} \Omega$  [25] не достигалась. Отметим, что, как следует из рис. 3, а, обращение тока  $I_c$  в нуль происходит при значении магнитного поля  $H \cong 80$  Oe  $< H_{c2}$ .

Таким образом, исследованы условия существования круговых и геликоидных вихрей в полем цилиндре, изготовленном из керамического высокотемпературного сверхпроводника  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  со слабыми силами пиннинга. Изменение зависимостей  $J_c(S)$  и  $I_c(H)$  и триевых образцов и образцов на висмут-свинцовой основе под влиянием продольного магнитного поля объясняли с помощью моделей вих-

ревых круговых колец, геликоидов и поверхностного барьера Бина-Ливингстона. Можно утверждать, что разрушение сверхпроводимости в керамических образцах ВТСП со слабыми силами пиннинга, по которым течет ток, происходит в результате вхождения в них вихревых колец или геликоидов, когда барьер Бина-Ливингстона уменьшается до нуля полем, наведенным протекающим по образцу током.

Авторы благодарят Ю.А.Гененко за полезные дискуссии и за предоставленную возможность предварительного ознакомления с работой [15].

### Список литературы

- [1] M. Tinkham. Introduction to superconductivity. McGraw-Hill (1975). 310 p.
- [2] В.Ф. Хирный, В.П. Семиноженко, А.А. Козловский, Ю.А. Гринченко. ФНТ **20**, 8, 774 (1994).
- [3] H. Koppe. Phys. Stat. Sol. **17**, 2, K229 (1966).
- [4] H.A. Ullmaier, R.H. Kernohan. Phys. Stat. Sol. **17**, 2, K233 (1966).
- [5] R.P. Huebener. Magnetic Flux Structures in Superconductors. Berlin (1979). 198 p.
- [6] A.M. Cambell, J.E. Evetts. Critical Currents in Superconductors. N. Y. (1972). 250 p.
- [7] В.А. Козлов, А.В. Самохвалов. Письма в ЖЭТФ **53**, 3, 150 (1991).
- [8] V.A. Koslov, A.V. Samokhvalov. Physica **C213**, 1, 103 (1993).
- [9] И. Гордион. СФХТ **5**, 6, 1993 (1992).
- [10] Yu.A. Genenko. Physica **C215**, 4, 343 (1993).
- [11] Yu.A. Genenko. Phys. Rev. **B49**, 10, 6950 (1994).
- [12] В.П. Семиноженко, В.Ф. Хирный, Ю.А. Гринченко, А.А. Козловский. СФХТ **6**, 11-12, 2010 (1993).
- [13] C.P. Bean, L.D. Livingston. Phys. Rev. Lett. **12**, 1, 14 (1964).
- [14] Ю.А. Гененко. Письма в ЖЭТФ **59**, 12, 807 (1994).
- [15] Yu.A. Genenko. Phys. Rev. **B51**, 5, 3686 (1995).
- [16] В.Ф. Хирный, В.П. Семиноженко, А.А. Козловский, Ю.А. Гринченко, Э.П. Николова, О.Т. Николов. Физические явления в твердых телах. Матер. второй конф. (1-3 февраля 1995 г.) Харьков (1995). 130 с.
- [17] H. Dersch, G. Blatter. Phys. Rev. **B38**, 16, 11391 (1988).
- [18] J.R. Clem. In: Proc. of the 13th Conf. on Low Temperature Physics (LT 13) / Ed. K.D. Timmerhaus, W.J. O'Sullivan, E.F. Hammel. Plenum. N. Y. (1974). V. 3. P. 102.
- [19] L. Burlachkov. Phys. Rev. **B47**, 13, 8056 (1993).
- [20] П. де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М. (1968). 203 с.
- [21] F. London. Superfluids. N. Y.-London (1950). V. 1. 158 p.
- [22] В.Ф. Хирный, А.А. Козловский. ПТЭ, 3, 225 (1992).
- [23] D. Douglass, L. Falikov. In: Progress in Low Temperature Physics / Ed. C. Gorter. J. Wiley and Sons. N. Y. (1964). V. 4. P. 97.
- [24] А.М. Колчин, Ю.Г. Михайлов, Н.М. Райнов, А.В. Румянцева, А.П. Смирнов, В.Н. Тотубалин. ЖЭТФ **40**, 5, 1543 (1961).
- [25] Ю.А. Гринченко, Е.К. Салийчук, В.П. Семиноженко, В.Л. Соболев, А.А. Козловский, В.Ф. Хирный, Ю.П. Шокуров, Н.Н. Федорова. СФХТ **5**, 11, 2064 (1992).