

Критический ток гранулярного сверхпроводника

В. К. Игнатьев

*Волгоградский государственный университет,
Россия, 400062, г. Волгоград, 62, ул. 2-я Продольная, 30
E-mail: ivanov@physic.vgu.tsaritsyn.su*

Статья поступила в редакцию 30 сентября 1997 г., после переработки 20 ноября 1997 г.

Рассмотрен механизм пиннинга гипервихрей в гранулярном сверхпроводнике на межзеренных контактах и внутригранулярных дефектах, позволяющий получить полевые зависимости плотности критического транспортного тока и потенциала пиннинга, хорошо согласующиеся с экспериментальными результатами. Предложенная модель описывает пик-эффект и перколяционный механизм проводимости в керамических сверхпроводниках.

Розглянуто механізм пінінга гіпервихорів у гранулярному надпровіднику на міжзеренних контактах та внутрішньогранулярних дефектах, які дозволяють отримати польові залежності густини критичного транспортного струму та потенціалу пінінга, що добре погоджуються з експериментальними даними. Запропонована модель описує пік-ефект і перколяційний механізм провідності у керамічних надпровідниках.

PACS: 74.60.Es, 74.60.Jg

Введение

Существенным фактором, ограничивающим промышленное применение высокотемпературных сверхпроводников, является сравнительно низкая критическая плотность транспортного тока, которая, как и другие электромагнитные свойства ВТСП, во многом обусловлена их структурой. Изготовленный по керамической технологии сверхпроводник является гетерогенной системой, состоящей из двух фаз — гранул с сильной сверхпроводимостью и межгранулярной фазы, обладающей слабой сверхпроводимостью. При этом разбиение сверхпроводника на сверхпроводящие области, разделенные тонкими нормальными слоями, является топологическим эффектом, связанным со структурой оксидов, а не с механизмом высокотемпературной сверхпроводимости [1]. Основным вопросом является природа критического тока — обусловлен ли он пиннингом каких-то вихревых структур или критическим током слабых межгранулярных связей. Возможна и комбинация этих механизмов. Так, в работе [2] предполагается, что критический ток объемных образцов определяется движением вихрей, а пленок — критическим током контактов.

Авторами работы [3] в рамках модели джозефсоновской среды получена полевая зависимость плотности критического тока сверхпроводящей керамики вида $j_c(H) = j_c(0)(1 - H/H_0)$, что хорошо согласуется с экспериментом.

Возбуждения межгранулярных (джозефсоновских) и внутригранулярных токов в сверхпроводящей керамике не являются независимыми, так как две токовые подсистемы взаимодействуют между собой. Характерной особенностью керамического сверхпроводника являются разные, отличающиеся на три порядка, значения критической плотности тока этих подсистем. Эксперименты по исследованию кривых намагничивания мелкодисперсных порошков сверхпроводящей керамики показывают, что внутригранулярная критическая плотность тока близка к критической плотности тока монокристаллических образцов и составляет около 10^5 А/см² в нулевом магнитном поле при 77 К [4]. Измерения же критической плотности транспортного тока массивного образца сверхпроводящей керамики дают в тех же условиях величину порядка 10^2 А/см², которая сильно зависит от технологии приготовления керамики [5].

Эксперименты по визуализации магнитного поля в монокристаллах и намагничиванию мелкодисперсных порошков ВТСП подтверждают, что внутригранулярный критический ток обусловлен пиннингом абрикосовских вихрей на границах гранул и внутригранулярных плоскостях двойникования [6], т.е. к гранулам применима модель Бина критического состояния жестких сверхпроводников [7]. Вопрос о природе критического транспортного тока в массивных сверхпроводящих керамиках в настоящее время остается открытым. С одной стороны, экспериментальные зависимости критического транспортного тока от температуры, внешнего магнитного поля [8] и давления [9] хорошо согласуются с моделью слабосвязанных гранул, критический ток в рамках которой обусловлен джозефсоновскими токами слабых связей. С другой стороны, гистерезис кривых намагничивания керамики [10] и характерное треугольное распределение магнитного поля в критическом состоянии [11] можно объяснить только пиннингом вихрей. В работе [12] сила пиннинга в массивных сверхпроводящих керамиках измерена непосредственно, ее малая в сравнении с монокристаллами величина объясняется ролью слабых межгранулярных связей. Но поскольку пиннинг абрикосовских вихрей в гранулах не зависит от критического тока межгранулярных контактов, естественно предположить, что измерена сила пиннинга джозефсоновских гипервихрей [13].

1. Пиннинг гипервихрей

Вопрос о механизме пиннинга гипервихрей в сверхпроводящей керамике остается открытым. Пиннинг абрикосовских вихрей в сверхпроводниках II рода происходит на неоднородностях и включениях за счет взаимодействия вихрей с границей фазового раздела [14,15], при этом размеры центров пиннинга должны быть существенно больше размеров вихря. В керамических сверхпроводниках гипервихрь, охватывающий сотни и тысячи гранул, не может эффективно закрепиться на дефектах материала. В работе [16] показано, что плоский распределенный джозефсоновский вихрь (гипервихрь) в регулярной кубической решетке джозефсоновских контактов при определенных условиях может испытывать значительный пиннинг. Такой вихрь имеет два равновесных положения: устойчивое, когда центр вихря

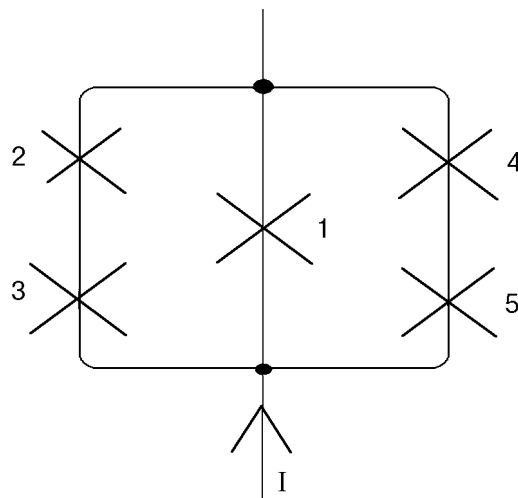


Рис. 1. Межгранулярные контакты в центре гипервихря.

расположен в середине ячейки, и неустойчивое, когда центр вихря находится на слабой связи. Разница энергий между этими положениями составляет потенциал пиннинга. Однако в реальной керамике джозефсоновские контакты образуют неупорядоченную систему и ось гипервихря, проходящая в одном сечении через центр ячейки, в другом может пройти через слабую связь. В результате полная средняя энергия гипервихря не будет зависеть от положения его центра, что означает отсутствие пиннинга. Кроме того, модель джозефсоновской решетки является слишком упрощенной, так как не учитывает проникновение в гранулы абрикосовских вихрей.

Для анализа силы пиннинга следует учесть, что модель гипервихря как системы коаксиальных соленоидов с непрерывным распределением фаз параметра порядка возникает при усреднении по большому числу вихрей в решетке [17]. Одиночный вихрь в джозефсоновской среде описывается дискретными значениями разности фаз на отдельных контактах. При этом распределение фаз и магнитного поля в гипервихре подстраивается под структуру керамики в каждом сечении так, чтобы энергия вихря была минимальной. Любое отклонение положения оси гипервихря от равновесного под действием транспортного тока приводит к увеличению полной энергии вихря, т.е. к появлению силы пиннинга.

Рассмотрим две соседние ячейки джозефсоновской решетки, образованные контактами трех гранул в центре вихря (рис. 1). Пусть центр гипервихря находится в левой ячейке 1-2-3. Тогда по аналогии с одно- и

двухконтактными сквидами [18] для контура 1-2-3 можно записать условие квантования

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + 2\pi\Phi/\Phi_0 = 2\pi, \quad (1)$$

где φ_i — разность фаз на i -м джозефсоновском контакте; Φ — магнитный поток, охваченный контуром; Φ_0 — квант магнитного потока. Заметим, что $\Phi \leq L_0 I_J$, где L_0 — индуктивность контура; I_J — критический ток джозефсоновских контактов. В сверхпроводящей керамике объемная доля нормальной фазы составляет $\approx 10\%$, поэтому индуктивность контура L_0 , образованного тремя гранулами размером $a \approx 10$ мкм, приблизительно равна $\mu_0 \rho a \approx 4 \cdot 10^{-12}$ Гн. Если принять средний критический ток джозефсоновских контактов I_J равным 10 мкА, то максимальный магнитный поток Φ , охваченный контуром, составит около $0,02\Phi_0$, т.е. последним слагаемым в левой части соотношения (1) можно пренебречь и записать условие квантования для контуров 1-2-3 и 1-5-4 соответственно в виде

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 2\pi, \quad \varphi_1 - \varphi_4 - \varphi_5 = 0. \quad (2)$$

Будем для простоты считать критические токи джозефсоновских контактов одинаковыми. Если по керамике не протекает транспортный ток, то разности фаз на контактах в контуре 1-2-3 будут одинаковыми, что соответствует положению оси гипервихря в центре ячейки: $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 2\pi/3$, соответственно $\varphi_4 = \varphi_5 = \varphi_1/2 = \pi/3$ (положительным считается обход контура против часовой стрелки). По ячейке 1-2-3 циркулирует при этом сверхпроводящий ток $i_s \approx 0,85I_J$, полный ток ячейки I равен нулю.

Пусть теперь по керамике протекает транспортный ток плотностью j , увеличивающий ток i_1 через контакт 1 и уменьшающий токи через контакты 2 и 3 соответственно. Такое перераспределение токов означает сдвиг центра гипервихря вправо. Крайнее устойчивое стационарное положение гипервихря соответствует току i_1 через контакт 1, равному критическому току контакта I_J . При этом, в соответствии с уравнением (2), $\varphi_1 = \pi/2$, $\varphi_2 = \varphi_3 = 3\pi/4$, $\varphi_4 = \varphi_5 = \pi/4$, $i_2 = i_3 = I_J \sqrt{2}/2$, полный ток ячейки $I_C = i_1 - i_2 \approx 0,3I_J$. При дальнейшем увеличении транспортного тока контакт 1 перейдет в резистивный режим и на нем появится напряжение $u = R\sqrt{i_1^2 - I_J^2}$, где R — нормальное сопротивление контакта [18], и разности фаз на контактах начнут меняться по закону

$$\dot{\varphi}_2 = \dot{\varphi}_3 = -\dot{\varphi}_4 = -\dot{\varphi}_5 = -\dot{\varphi}_1/2 = -u/(2\Phi_0).$$

Увеличение разности фаз на контактах 4 и 5 при уменьшении их на контактах 2 и 3 соответствует перемещению центра гипервихря в ячейку 1-5-4.

Аналитическое описание переходного процесса достаточно сложно, так как перераспределение магнитного потока по ячейкам индуцирует вихревое электрическое поле, влияющее на скорость изменения разности фаз на контактах. Прохождение центра вихря через контакт 1 соответствует возбуждению в этом контакте микроволновых колебаний, которые не описываются резистивной моделью контакта [19]. Отметим только, что переход центра гипервихря из ячейки 1-2-3 в ячейку 1-5-4 аналогичен переключению туннельного криотрона [18]. Если уменьшить величину транспортного тока, новое положение гипервихря с центром в ячейке 1-5-4 будет устойчивым, при этом перемещение гипервихря — диссипативный процесс, связанный с потерями энергии на нормальном сопротивлении джозефсоновских контактов. Если по 1-5-4 и последующим ячейкам протекает транспортный ток, превышающий I_C , вихрь продолжит свое движение вправо, т.е. реализуется режим течения потока.

Чтобы найти критическую плотность транспортного тока j_{C1} , при которой начинается движение гипервихрей без учета пиннинга абрикосовских вихрей в гранулах, учтем, что ток, протекающий по каждому контакту, принадлежит одновременно двум ячейкам, поэтому

$$j_C = I_C / 2a_0^2 = 0,15I_J(B_0)/a_0^2, \quad (3)$$

где a_0 — среднее расстояние между джозефсоновскими контактами; B_0 — магнитное поле в межгранульном промежутке в центре вихря.

Из соотношения (3) следует, что полевая зависимость критического транспортного тока обусловлена зависимостью критического тока джозефсоновских контактов от межгранульного магнитного поля. Для анализа этой зависимости примем обоснованную в работе [20] модель деформированных гранул, слабая связь между которыми образуется в области плоских участков. Тогда берега межгранульного джозефсоновского контакта имеют форму круга радиусом r , пропорциональным размеру гранул $r = ka$. Пусть толщина контакта равна d , тогда для полевой зависимости критического тока контакта справедливо соотношение [18]

$$I_J(B_0) = j_J \pi r^2 \Phi_0 \left| \sin(\pi r d B_0 / \Phi_0) / (\pi r d B_0) \right|, \quad (4)$$

где j_J — критическая плотность джозефсоновского тока контакта.

Уравнение (4) следует усреднить по случайному радиусу контакта r , для которого, следуя [17], естественно принять максвелловское распределение

$$\begin{aligned} \langle I_J^2(B_0) \rangle &= \frac{32j_J^2 \Phi_0^2}{\pi^2 k^3 a^3 d^2 B_0^2} \int_0^\infty r^4 \sin^2 \left(\frac{\pi d B_0 r}{\Phi_0} \right) \exp \left(-\frac{4r^2}{\pi k^2 a^2} \right) dr = \\ &= \frac{\pi k^2 a^2 j_J^2 \Phi_0^2}{16 d^2 B_0^2} \left[3 - \left(3 - \frac{\pi^3 d^2 B_0^2 k^2 a^2}{4 \Phi_0^2} \left(3 - \frac{\pi^3 d^2 B_0^2 k^2 a^2}{4 \Phi_0^2} \right) \right) \exp \left(-\frac{\pi^2 d^2 B_0^2 k^2 a^2}{4 \Phi_0^2} \right) \right]. \end{aligned}$$

Это достаточно громоздкое выражение хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\begin{aligned} \langle I_J^2(H) \rangle &= \frac{I_{J0}^2}{1 + H^2/H_J^2}, \quad H_J = \frac{\Phi_0}{2\pi d k a \sqrt{3}}, \\ I_{J0} &= \frac{\sqrt{3}\pi}{8} \pi a^2 k^2 j_J. \end{aligned} \quad (5)$$

При выводе формул (5) принято, что для решетки гипервихрей индукция магнитного поля в межгранульных промежутках в центре вихря примерно вдвое превышает среднее значение этой индукции, которое равно напряженности внешнего магнитного поля, т.е. $B_0 = 2H$. Из соотношений (3) и (5) получаем выражение для критической плотности транспортного тока, обусловленной пиннингом гипервихрей:

$$j_{C1}(H) = \frac{j_{C0}}{\sqrt{1 + H^2/H_J^2}}, \quad j_{C0} = j_C(0) = \frac{0,15 I_{J0}}{a^2}. \quad (6)$$

2. Пик-эффект в гранулярном сверхпроводнике

Перемещение гипервихря в соседнюю ячейку при превышении транспортным током критической плотности j_{C1} (6) означает, что при этой плотности транспортного тока сила Лоренца, действующая на гипервихрь, превосходит максимальную силу, удерживающую вихрь в ячейке, т.е. силу пиннинга. Из уравнения баланса сил [21] легко найти модуль силы пиннинга на межгранульных контактах, отнесенную к единице длины гипервихря: $f_1 = j_{C1} \Phi / c$, где Φ — магнитный поток в гипервихре. Однако при

$$\omega(r) = \frac{32r^2}{\pi^2 k^3 a^3} \exp \left(-\frac{4r^2}{\pi k^2 a^2} \right),$$

где a — средний размер гранул. Поскольку усреднить модуль в выражении (4) затруднительно, вычислим средний квадрат критического тока контактов:

перемещении гипервихря меняется магнитное поле в окрестностях гранул, а значит, и концентрация абрикосовских вихрей в гранулах, которые при движении в гранулах совершают работу против силы внутригранульного пиннинга. Полная диссипация энергии, обусловленная движением абрикосовских вихрей при перемещении гипервихря в соседнюю ячейку, отнесенная к расстоянию между ячейками, является дополнительной силой пиннинга f_2 .

Пусть при равномерном движении гипервихря магнитное поле в окрестности гранулы радиусом R^g периодически меняется от максимального значения B_1 до минимального $B_1 - \Delta B_1$, тогда и концентрация абрикосовских вихрей n^g , и индукция магнитного поля в гранулах B^g также периодически меняются, причем амплитуда изменения линейно уменьшается в глубь гранулы по закону

$$\Delta B^g(x < l) = \Delta B_1 - \frac{8\pi j_C^g x}{c}, \quad (7)$$

$$\Delta B^g(x \geq l) = 0, \quad l = \min \left(\frac{c \Delta B_1}{8\pi j_C^g}, R^g \right),$$

здесь j_C^g — внутригранулярная плотность критического тока.

Если на расстоянии x от поверхности гранулы концентрация абрикосовских вихрей меняется на $\Delta n^g(x)$, то соответствующие вихри под действием силы Лоренца перемещаются на расстояние x , входя в гранулу или выходя из нее. Полная диссипация энергии в грануле при этом составит

$$q = \frac{2\pi}{c} \int_0^l \Delta n^g(x) R^g (R^g - x) x \Phi_0 j_C^g dx =$$

$$= \frac{2\pi R^g j_C^g}{c} \int_0^l \Delta B^g(x) (R^g - x) x dx .$$

Подставляя в это уравнение соотношение (7) и выполняя усреднение по случайным радиусам R^g с максвелловским распределением, получаем

$$q(\Delta B_1 < 2H_K) = \frac{\pi a^3}{512H_K} (\Delta B_1)^3 ,$$

$$q(\Delta B_1 \geq 2H_K) = \frac{\pi a^3}{192} H_K \Delta B_1 ,$$

где $H_K = 2\pi a j_C^g / c$ — магнитное поле, при котором глубина проникновения равна среднему радиусу гранул a .

Рассмотрим равномерное движение квадратной вихревой решетки с периодом L вдоль оси x со скоростью v . Пусть центр гипервихря движется по линии $y = 0$, магнитное поле в межгранульном промежутке в центре гипервихря равно B_0 , а на границе гипервихря при $y = \pm L/2$ равно $B_0 - \Delta B_0$. Тогда в окрестности гранулы с координатами $y = y_0 < L/2$ амплитуда изменения магнитного поля будет равна $\Delta B_1(y_0) = \Delta B_0 [1 - 2y_0/L]$. Поскольку за время прохождения одного периода решетки $\tau = v/L$ магнитное поле в окрестности гранулы меняется дважды (увеличивается и уменьшается), для мощности потерь в одном гипервихре единичной длины получаем

$$p = \frac{2}{\tau} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{q(y)}{a^3} dx dy = 4v \int_0^{L/2} \frac{q(y)}{a^3} dy .$$

Подставляя в интеграл выражение для q из соотношения (8), найдем

$$p(\Delta B_0 < 2H_K) = \frac{Lv\pi(\Delta B_0)^3}{1024H_K} ,$$

$$p(\Delta B_0 \geq 2H_K) = \frac{Lv\pi H_K \Delta B_0}{192} .$$

Эти формулы можно приближенно аппроксимировать одной зависимостью вида

$$p = \frac{Lv\pi H_K (\Delta B_0)^3}{1024H_K^2 + 192(\Delta B_0)^2} . \quad (9)$$

При тех значениях магнитного поля, когда в гранулы начинают проникать абрикосовские вихри и потери при их входе и выходе становятся существенными, разница магнитных полей в центре гипервихря и на его границе ΔB_0 порядка среднего поля B . Формула (9) позволяет определить дополнительную силу трения, действующую на единицу длины движущегося гипервихря в гранулярном сверхпроводнике. Учитывая связь средней индукции с периодом решетки гипервихрей $L = \sqrt{\Phi/B}$, получаем

$$f_2 = - \frac{H_K B^2 \sqrt{\Phi B}}{64\mu(5\mu^2 H_K^2 + B^2)} \frac{v}{v} , \quad (10)$$

где $\mu = B/H$ — магнитная проницаемость сверхпроводника в смешанном состоянии. Эта дополнительная сила f_2 не зависит от модуля скорости, т.е. аналогична силе трения покоя, и может рассматриваться как дополнительный пиннинг гипервихрей, связанный с внутригранульным пиннингом абрикосовских вихрей. Поскольку магнитный поток Φ , охваченный гипервихрем, зависит от среднего магнитного поля в сверхпроводнике B [17,22], дополнительная сила пиннинга также зависит от магнитного поля.

Полная сила пиннинга гипервихря получается добавлением к силе пиннинга на межгранульных контактах $f_1 = j_{C1}\Phi/c$ силы трения покоя f_2 , обусловленной внутригранульным пиннингом абрикосовских вихрей (10):

$$f_P = f_1 + f_2 = \frac{j_{C1}\Phi}{c} + \frac{H_K B^2 \sqrt{\Phi B}}{64\mu(5\mu^2 H_K^2 + B^2)} .$$

Тогда полный критический ток, при котором начинается движение гипервихрей с учетом внутригранульного пиннинга абрикосовских вихрей, можно записать в виде

$$j_{C2}(H) = \frac{cf_P}{\Phi} = j_{C1}(H) + \frac{cH_K H^2 \sqrt{H/(\mu\Phi)}}{64(5H_K^2 + H^2)} . \quad (11)$$

Из соотношения (6) следует, что первое слагаемое в формуле (11) уменьшается с ростом напряженности магнитного поля H в керамике, а второе слагаемое, обратно пропорциональное периоду вихревой решетки, увеличивается из-за увеличивающегося объемного внутригранульного пиннинга абрикосовских вихрей. Но, как

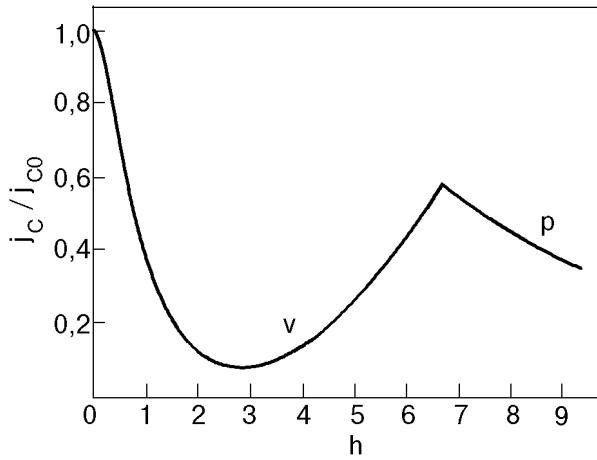


Рис. 2. Полевая зависимость критического тока.

показано в работах [17,24], плотность бездиссипативного тока в сверхпроводнике ограничена величиной $j_J / \sqrt{2e}$, где джозефсоновская плотность тока $j_J = 3I_J \sqrt{\pi} / (2a^2)$ зависит от магнитного поля вследствие полевой зависимости критического тока джозефсоновских контактов I_J вида (4). Тогда можно записать выражение для критической плотности тока гранулярного сверхпроводника в виде

$$j_c(H) = \min \left(j_{C1}(H) + \frac{c H_K H^2 \sqrt{H} / (\mu\Phi)}{64(5H_K^2 + H^2)}, 10\sqrt{\pi} j_{C1}(H) \right). \quad (12)$$

Полевая зависимость критической плотности тока, рассчитанная по формуле (12) для $I_J = 0,1c\Phi_0/a$; $H_K = 10B_J$, приведена на рис. 2. Значения магнитного поля h нормированы на характерное поле джозефсоновской среды $B_J = \sqrt{12}\Phi_0 I_J / ca^3$ [17,22]. При среднем размере гранул $a = 3$ мкм и среднем критическом токе межгранулярных контактов $I_J \approx 300$ мкА, что соответствует критической плотности транспортного тока массивного образца сверхпроводящей керамики порядка 100 А/см^2 [5], $B_J \approx 3$ Гс. Магнитная проницаемость керамики в смешанном состоянии принята равной 0,3, зависимость магнитного потока Φ от внешнего магнитного поля рассчитана по уравнениям, приведенным в работе [22]. На начальном участке полевая зависимость описывается формулой (4), которая хорошо согласуется со сделанным в работе [24]

экспериментальным выводом, что критический ток должен уменьшаться медленнее, чем $1/H^2$, но быстрее, чем $1/H$. Отметим характерный локальный экстремум на полевой зависимости, получивший в литературе название пик-эффект. Такой максимум наблюдался и для металлических низкотемпературных сверхпроводников [21,25], однако для высокотемпературных сверхпроводников он проявляется гораздо заметнее [26,27].

Рассмотренная модель связывает пик-эффект с внутригранулярным пиннингом абрикосовских вихрей, при этом, разумеется, предполагается, что первое критическое поле гранул H_{C1}^g существенно меньше поля H_p максимума пик-эффекта (рис. 2). Соответственно и формулы (10) и (11) справедливы при условии $H > H_{C1}^g$. Для изображенной на рис. 2 ситуации $H_p \approx H_K \approx 30 \text{ Э}$, и пик-эффект будет проявляться, если $H_{C1}^g \approx 3 \text{ Э}$, что соответствует для иттриевой керамики температуре 85–90 К. При азотных температурах $H_{C1}^g \approx 100 \text{ Э}$, и пик-эффект (при соответствующем увеличении I_J) может быть менее выражен и даже вообще подавлен в случае малого критического тока межзеренных контактов, когда переход в перколяционный режим начнется раньше проникновения в гранулы абрикосовских вихрей.

Транспортный ток при значениях магнитного поля, больших максимума пик-эффекта H_p (линия p на рис. 2), ограничен не пиннингом гипервихрей, а предельным бездиссипативным током межгранулярных джозефсоновских контактов. Если транспортный ток превышает соответствующее критическое значение, то джозефсоновские контакты переходят в резистивное состояние и гипервихри не образуются. Этот режим протекания тока близок

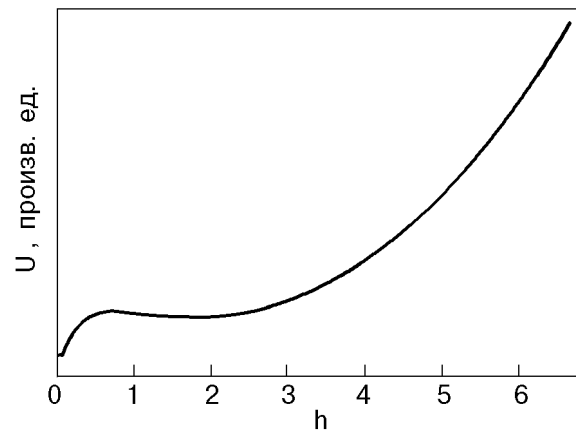


Рис. 3. Полевая зависимость потенциала пиннинга гипервихрей.

к перколяционной модели [28], так как практически происходит разрыв слабых связей. Абрикосовские вихри внутри гранул при этом можно считать неподвижными, так как внутригранульная плотность критического тока существенно больше межгранульной. Соответствующую ветвь полевой зависимости критического тока при $H > H_p$ (рис. 2) естественно назвать перколяционной, а ветвь $H < H_p$, на которой критический ток определяется пиннингом гипervихрей и описывается соотношением (11), — вихревой ветвью. На рис. 2 она показана символом v .

В рамках построенной модели центрами пиннинга гипervихрей являются элементарные джозефсоновские ячейки, а критическому току соответствует смещение гипervихря на расстояние порядка межгранульного, это позволяет определить потенциал пиннинга U как

$$U(H) = j_c(H)\Phi a/c, \quad (13)$$

где критическая плотность тока на вихревом участке определяется соотношением (11). Полевая зависимость потенциала пиннинга, описываемая соотношением (13), приведена на рис. 3 в произвольных единицах. Подобная расчетная зависимость хорошо согласуется с результатами исследования крипа магнитного потока в сверхпроводящей керамике [29]. Численное моделирование показывает, что конкретный вид полевой зависимости потенциала пиннинга сильно зависит от среднего размера гранул, среднего критического тока межгранульных контактов и критической плотности внутригранульного тока сверхпроводника, что позволяет объяснить значительный разброс экспериментальных данных по потенциалам пиннинга в керамических сверхпроводниках.

Выводы

Рассмотренная модель полевой зависимости критической плотности транспортного тока в керамических сверхпроводниках учитывает оба возможных механизма: пиннинг гипervихрей на межгранульных джозефсоновских контактах и внутригранульных дефектах и разрыв слабых межгранульных связей. Экспериментально подтверждено [8], что в относительно более высоких магнитных полях наблюдается перколяционный характер проводимости керамического сверхпроводника. С другой стороны, выполненные в работе [12] измерения не менее убедительно подтверждают модель пиннинга.

Предложенная модель описывает способность гранулярного проводника в зависимости от напряженности магнитного поля, как внешнего, так и созданного транспортным током, проявлять как перколяционный характер электропроводности, так и типично биновский, позволяет объяснить противоречивые экспериментальные результаты различными условиями наблюдения.

Отметим, что сила пиннинга f_2 , связанная с внутригранульным пиннингом абрикосовских вихрей, сравнительно слабо зависит от температуры. Критический ток межгранульных джозефсоновских контактов, а значит, и джозефсоновская плотность тока j_j экспоненциально уменьшаются с ростом температуры. Следовательно, с ростом температуры уменьшается и значение магнитного поля H_p , при котором происходит переход на перколяционную линию. Это обстоятельство позволяет объяснить тот факт, что эксперименты по температурной зависимости электропроводности ВТСП лучше описываются перколяционной моделью.

Следует также заметить, что принятое при описании электродинамики магнетиков разделение носителей заряда на связанные и свободные и соответственно тока на молекулярный (намагничивания) и проводимости (транспортный) в приложении к сверхпроводникам является в достаточной мере условным. Бозе-конденсат куперовских пар в сверхпроводнике участвует в формировании вихревых токов и транспортного тока. Можно рассматривать перенос тока в безвихревом режиме как ламинарное движение сверхтекучего конденсата, а при наличии вихрей — как турбулентное. В рамках такого подхода гипervихрь можно рассматривать как квазичастицу (элементарное возмущение) по аналогии с ротонном в сверхтекучем гелии, что снимает вопрос о физической наблюдаемости гипervихрей.

Работа выполнена в рамках проекта 96015 Государственной программы «Физика конденсированного состояния».

1. L. Civale, H. Pastoriza, F. Crus, G. Nieva, J. M. Heintz, O. Durmeyer, and J. P. Kappler, *Solid State Commun.* **72**, 341 (1989).
2. М. М. Гайдуков, Е. Ф. Гацура, Е. К. Гольман, Л. Ковалевич, А. Б. Козырев, А. Ю. Попов, Т. Б. Самойлова, *СФХТ* **3**, 62 (1990).
3. L. V. Belevtson, S. S. Shevchenko, and V. N. Tulupenko, *Physica C* **271**, 235 (1996).
4. E. Shimizu and D. Ito, *Phys. Rev.* **B39**, 2921 (1989).

5. А. Д. Кикин, А. Г. Пересада, Ю. С. Каримов, М. Д. Нерсесян, *ЖТФ* **59**, 29 (1989).
6. Л. Я. Винников, И. В. Григорьева, Л. А. Гуревич, А. Е. Кошелев, *СФХТ* **3**, 50 (1990).
7. С. Р. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
8. Н. Kupfer, I. Apfelsteadt, R. Flukiger, C. Keller, R. Meier-Hirmer, B. Runtsch, A. Turowski, U. Wiech, and T. Wolf, *Cryogenics* **28**, 650 (1988).
9. Е. З. Мейлихов, *СФХТ* **2**, 91 (1989).
10. Ю. И. Кузьмин, И. В. Плешаков, *Письма в ЖЭТФ* **15**, 30 (1989).
11. S. Gotoh, N. Koshizuka, and M. Yoshida, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L1083 (1990).
12. Н. Б. Брандт, Л. М. Ковба, В. В. Мошалков, Дж. Г. Чигвинадзе, Р. В. Шпаненко, *ЖЭТФ* **95**, 2021 (1989).
13. Э. Б. Сонин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 415 (1988).
14. Г. С. Мкртчян, Ф. В. Шакирзанова, Е. А. Шаповал, В. В. Шмидт, *ЖЭТФ* **63**, 667 (1972).
15. Г. С. Мкртчян, В. В. Шмидт, *ЖЭТФ* **68**, 186 (1975).
16. М. А. Зеликман, *СФХТ* **7**, 946 (1994).
17. В. К. Игнатъев, *СФХТ* **7**, 215 (1994).
18. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
19. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, Наука, Москва (1985).
20. Е. З. Мейлихов, *СФХТ* **2**, 91 (1989).
21. А. Кемпбелл, Дж. Иветс, *Критические токи в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1975).
22. В. К. Игнатъев, *ФНТ* **23**, 686 (1997).
23. H. Dersch and G. Blatter, *Phys. Rev.* **B38**, 11391 (1988).
24. К. И. Кугель, Т. Ю. Лисовская, Р. Г. Минц, *СФХТ* **4**, 2263 (1991).
25. J. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strand, *Phys. Rev.* **131**, 2486 (1963).
26. J. W. Ekin, T. M. Larson, A. M. Hermann, Z. Z. Sheng, K. Togano, and H. Kumakura, *Physica* **C160**, 489 (1989).
27. L. M. Fisher, N. V. Il'in, N. A. Podlevskikh, and S. I. Zakharchenko, *Solid State Commun.* **73**, 687 (1990).
28. В. М. Пан, В. Г. Прохоров, Г. Г. Каминский, В. С. Флис, А. Г. Попов, М. Г. Василенко-Шереметьев, М. А. Кузнецов, К. Г. Третьяченко, В. Д. Валентинов, А. А. Флис, *ФНТ* **13**, 861 (1987).
29. Т. И. Арбузова, И. Б. Смоляк, Н. М. Чеботаев, С. В. Наумов, А. А. Самохвалов, *ФНТ* **17**, 1431 (1991).

The critical current of granular superconductor

V. K. Ignatjev

A mechanism of hypervortex pinning in granular superconductors is proposed to describe the field dependence of the critical current density and pinning potential. The results are in a good agreement with the experiment. The model represents the peak effect and the percolation mechanism of conductivity in ceramic superconductors.