

С. В. ЧЕРНЫХ

**ВОЗМОЖНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МАГНИТНЫХ ДАТЧИКОВ
НА ОСНОВЕ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

Представлен прогноз о достижимой чувствительности магнитных датчиков на основе гранулированных сверхпроводников, базирующийся на результатах экспериментальных и теоретических исследований процесса проникновения магнитного поля в высокотемпературный сверхпроводник состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Ключевые слова: гранулированные сверхпроводники, магнитные датчики, чувствительность.

Введение. Понимание процесса проникновения магнитного поля в гранулированные сверхпроводники (высокотемпературную керамику) крайне важно для создания новых и совершенствования существующих датчиков измерителей слабых магнитных полей. Этот вопрос изучался во многих работах, однако он так и остается до конца не исследованным. Сравнительный анализ известных публикаций показывает, что в этой области существуют вопросы, требующие дополнительных исследований.

Так, в работе [1] утверждается, что глубина проникновения переменного (72 Гц) магнитного поля в образец высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) составляет около 0,5 мм, при этом в исследованиях „использовался миниатюрный датчик Холла с размерами рабочей области 50×50 мкм и толщиной 180 мкм“. В работе [2] говорится, что глубина проникновения переменного (100—150 МГц) магнитного поля в образец ВТСП составляет около $2 \cdot 10^{-3}$ мм, ВТСП-материалы, облученные быстрыми нейтронами реактора, исследовались методом высокочастотного поглощения. В этих работах изучались ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Предположим, что глубина проникновения переменного магнитного поля зависит от частоты по какому-либо закону. Однако в работе [1] приводится утверждение о независимости „градиента потока индукции в образцах“ от частоты в диапазоне 5—500 Гц. В работе [3] также сообщается о независимости магнитного отклика ВТСП-образца $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ от частоты в диапазоне от 60 Гц до 1 МГц и, возможно (на основе теоретических изысканий), до 10 ГГц. Таким образом, глубина проникновения переменного магнитного поля в образец ВТСП на частоте 72 Гц отличается от глубины проникновения на частоте 100—150 МГц в 250 раз, но поток переменного магнитного поля в образце ВТСП от частоты не зависит. На основе $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ изготавливаются датчики измерителей слабых магнитных полей. Достигнутая чувствительность таких измерителей составляет $2 \cdot 10^{-7}$ Э/ $\sqrt{\text{Гц}}$ [4, 5]. В литературе не приводятся оценки возможной предельной чувствительности таких датчиков (именно датчиков, но не самих измерителей). Хотя авторы работы [5] утверждают, что, оптимизируя параметры как самого измерителя, так и его датчика, можно добиться чувствительности измерителя $\sim 10^{-8}$ Э/ $\sqrt{\text{Гц}}$ и выше, но никакого обоснования заявленной величины они не приводят.

Вопрос о взаимосвязи глубины проникновения переменного магнитного поля в образец ВТСП и чувствительности магнитных датчиков из таких же ВТСП рассматривается в настоящей статье. На основе сравнения результатов экспериментальных и теоретических исследований магнитных свойств ВТСП-керамики формируется модель гранулированного сверхпроводника, используемая для прогнозирования предельно достижимой чувствительности датчиков магнитного поля. Исследования проводились на ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, изготовленных методом твердофазного синтеза.

Методика измерений и результаты эксперимента. Экспериментальная установка (рис. 1) состоит из генератора синусоидального напряжения (Γ), управляемого им источника тока (ИТ), датчика (Д) и селективного вольтметра (В). Датчик представляет собой две обмотки (токовую и сигнальную), одна поверх другой, на цилиндрическом образце (Ц) ВТСП-керамики. На токовую обмотку подается сигнал от источника тока, а сигнальная обмотка подключается к вольтметру. Исследования проводились на различных образцах, имеющих форму цилиндра диаметром 9 мм и высотой 15 мм. Обмотки выполнены из провода ПЭВ-0,1 по 111 витков каждая, длина каждой 15 мм.

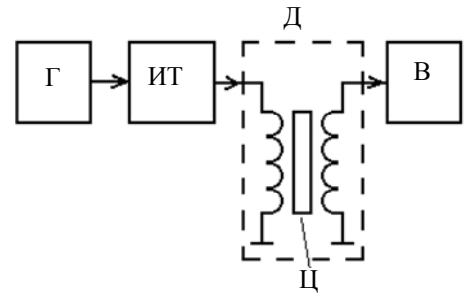


Рис. 1

Внешнее магнитное поле — суперпозиция постоянной H_0 и переменной $h_0 \cos(\omega t + \psi)$ составляющих — направлено вдоль оси цилиндрического образца. Постоянная составляющая H_0 задавалась внешней катушкой (на рис. 1 не указана), в которую вставлялся датчик.

Была исследована зависимость амплитуды отклика ВТСП-образца на внешнее магнитное поле от его параметров H_0 и h_0 . Отклик образца измерялся на частоте (f) внешнего гармонического магнитного поля, равной 2 кГц. На рис. 2, а представлена зависимость амплитуды сигнала U^* , снимаемого селективным вольтметром с катушки датчика, от внешнего постоянного магнитного поля H_0 при частоте внешнего гармонического воздействия $f = 2$ кГц: кривая 1 соответствует $h_0 = 2,17$ Э; 2 — $h_0 = 11,3$ Э; 3 — $h_0 = 18,3$ Э. Образец ВТСП в датчике приводился в сверхпроводящее состояние (замораживался) при $H_0 = 0$, затем значение H_0 увеличивалось до +15 Э, после чего образец приводился в нормальное состояние (размораживался). Далее он снова замораживался при $H_0 = 0$ и значение H_0 снижалось до -15 Э. Характер зависимости $U^*(H_0)$ не изменялся при изменении частоты f от 60 Гц до 2 кГц. На рис. 2, б представлена зависимость $U^*(h_0)$ при $f = 2$ кГц и $H_0 = 0$.

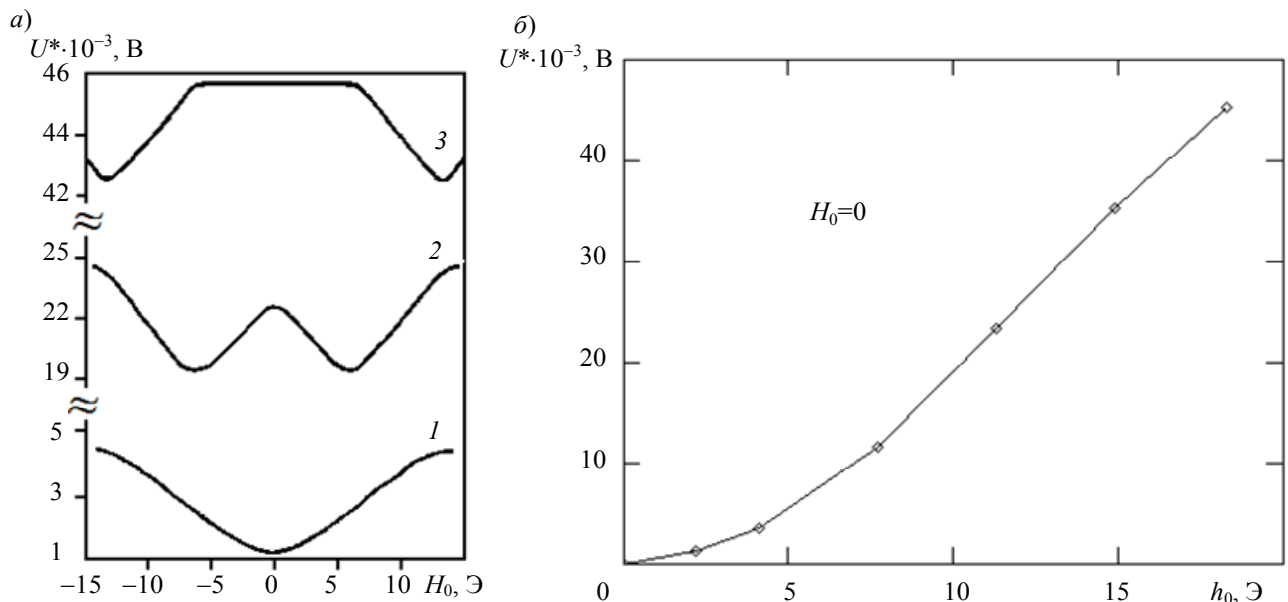


Рис. 2

Теоретические исследования. В ходе теоретических исследований предполагалось, что цилиндрический образец из ВТСП-керамики может быть представлен как система сверхпроводящих колец, которые расположены одно под другим, и каждое из колец содержит только один джозефсоновский переход. Данное предположение позволяет использовать выражение [6]

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Phi_e}{\Phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\beta_e) \sin\left(2\pi n \frac{\Phi_e}{\Phi_0}\right), \quad (1)$$

которое определяет зависимость полного (эффективного) магнитного потока Φ от внешнего потока Φ_e для сверхпроводящего кольца с включенным в него джозефсоновским контактом. Здесь Φ_0 — квант магнитного потока; коэффициенты $M_n(\beta_e)$ определяются через функции Бесселя первого рода $J_n(x)$: $M_n(\beta_e) = (-1)^n J_n(n\beta_e)/(n\pi)$, $0 \leq \beta_e < 1$, $\beta_e = 2\pi LI_1/\Phi_0$, где I_1 — максимальный джозефсоновский ток (т.е. максимальное значение сверхтока), который может протекать по кольцу для поддержания постоянного значения флюксоида, L — индуктивность кольца. Поток через кольцо при этом не квантуется [6].

Пусть

$$\Phi_e = \Phi_d + \Phi_a \sin(\omega t), \quad (2)$$

где Φ_d — постоянный во времени магнитный поток, Φ_a — амплитуда переменного во времени магнитного потока.

Так как в эксперименте вольтметром измерялась ЭДС в сигнальной обмотке, то можно записать $E = -N(d\Phi/dt)$, где N — число витков в сигнальной обмотке. Поскольку в эксперименте отклик ВТСП-образца измерялся на частоте внешнего гармонического магнитного поля, подставим выражение (2) в формулу (1) и затем, выделив гармоническую составляющую с частотой ω и проинтегрировав ее по времени, в результате получим

$$E = -N \frac{d}{dt} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right)_{\omega} = - \left[\frac{\Phi_a}{\Phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\beta_e) \cos\left(2\pi n \frac{\Phi_d}{\Phi_0}\right) 2J_1\left(2\pi n \frac{\Phi_a}{\Phi_0}\right) \right] N \omega \cos(\omega t), \quad (3)$$

откуда

$$E_{\omega} = \left| - \left[\frac{\Phi_a}{\Phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\beta_e) \cos\left(2\pi n \frac{\Phi_d}{\Phi_0}\right) 2J_1\left(2\pi n \frac{\Phi_a}{\Phi_0}\right) \right] \right|.$$

Результаты теоретических исследований в виде зависимостей $E_{\omega}(\Phi_d/\Phi_0)$ и $E_{\omega}(\Phi_a/\Phi_0)$ показаны на рис. 3, а и б соответственно, при $\beta_e = 0,85$ и $n=20$.

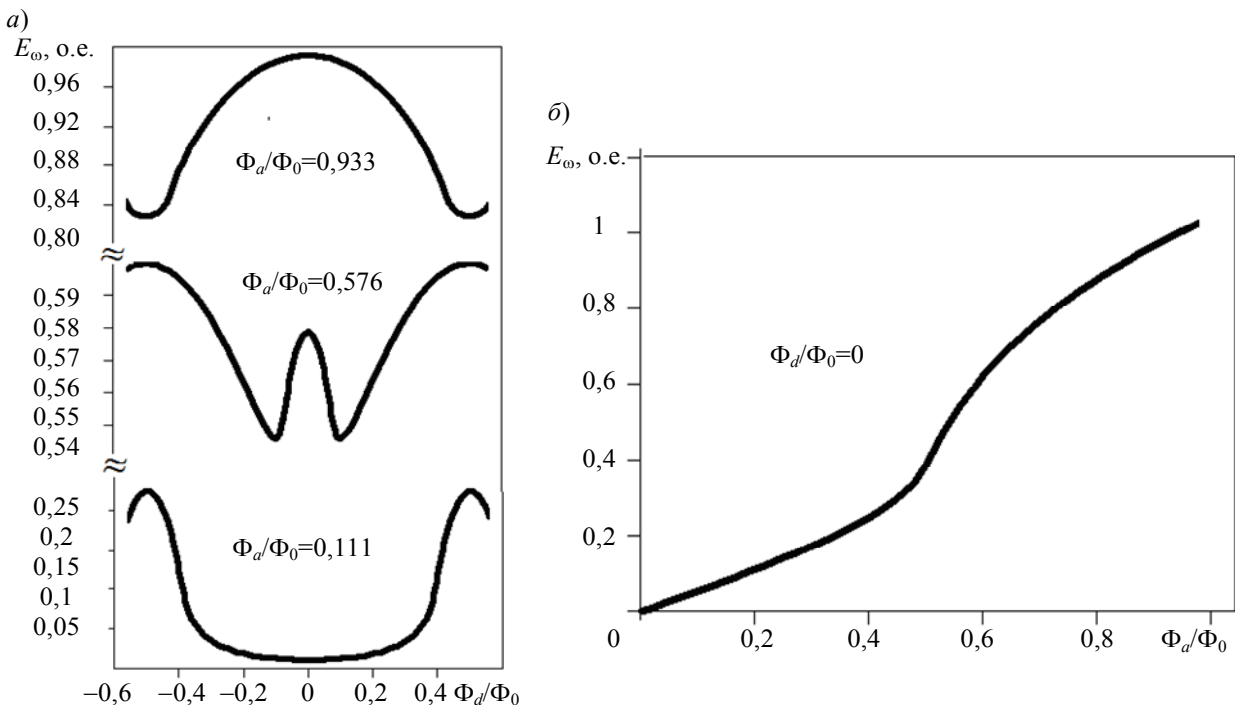


Рис. 3

Обсуждение результатов. Сравнительный анализ рис. 2, а и 3, а показывает хорошую сходимость зависимостей $U^*(H_0)$ и $E_\omega(\Phi_d/\Phi_0)$. Отметим также пропорциональность величин h_0 и Φ_a в этих зависимостях. Действительно,

$$\frac{11,3 \text{ Э}}{2,17 \text{ Э}} \approx \frac{0,576}{0,111} \approx 5,2 \text{ и } \frac{18,3 \text{ Э}}{2,17 \text{ Э}} \approx \frac{0,933}{0,111} \approx 8,4.$$

Сравнивая рис. 2, б и 3, б, видим, что зависимости $U^*(h_0)$ и $E_\omega(\Phi_a/\Phi_0)$ также похожи. Таким образом, свойства гранулированного сверхпроводника можно, в какой-то степени, объяснить свойствами сверхпроводящего кольца с джозефсоновским контактом.

Сформируем модель гранулированного сверхпроводника цилиндрической формы. Будем основываться на представлении керамического образца в виде набора сверхпроводящих гранул, соединенных слабыми связями. Известно, что материал гранул обладает свойствами сверхпроводника второго рода, магнитное поле в который проникает в виде абрикосовских вихрей. Средний размер l гранул совпадает с физическими размерами кристаллитов, не превышающими, как правило, 10 мкм [1]. Это позволяет выполнить условие $l \gg \lambda$, где λ — лондоновская глубина проникновения поля в гранулы, составляющая при $T = 77 \text{ К}$ величину порядка 10^{-5} см [1]. Хотя между крупными гранулами имеются пустоты или области, заполненные мелкими кристаллитами размером $l < \lambda$, будем считать число их пренебрежимо малым. Первое критическое поле гранулы H_{c1} составляет 50—100 Э при $T = 77 \text{ К}$ [1, 7].

Поскольку сверхпроводящие гранулы соединены слабыми связями, магнитное поле $H_{ex} < H_{c1}$ проникает от края цилиндра к его центру по джозефсоновским переходам. На рис. 4 приведено схематическое изображение фрагмента цилиндрического ВТСП-образца (вид сверху) с возможным расположением в нем гранул, которое будем считать более вероятным. Здесь уместно напомнить, что, согласно технологии твердофазного синтеза, в процессе пресования цилиндрического образца гранулы вероятнее всего должны расположиться так, как представлено на рис. 4. Как следует из этого рисунка, глубина проникновения магнитного поля в ВТСП-образец не может быть больше, чем средний размер l гранул.

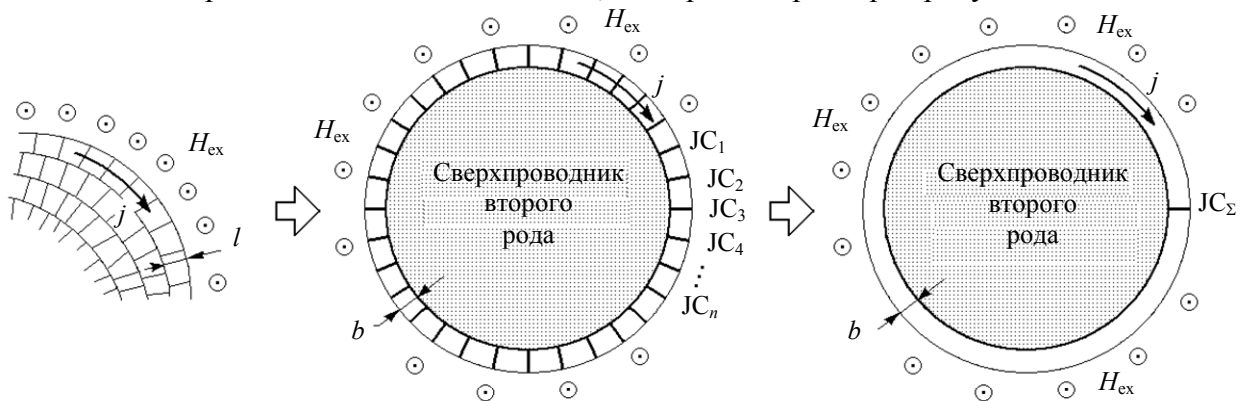


Рис. 4

Внутри керамического образца протекает экранирующий (мейсснеровский) ток j . Предположим, что ток j протекает по сверхпроводящему кольцу шириной b , равной среднему размеру l гранул, со множеством джозефсоновских переходов $JC_1 \dots JC_n$ (см. рис. 4). Данное кольцо „как бы надето“ на сверхпроводник второго рода (выделен на рисунке штриховкой) с $H_{c1} = 50 \dots 100 \text{ Э}$ при $T = 77 \text{ К}$. Можно предположить, что ток j протекает по такому же кольцу, но с одним переходом JC_Σ , сопротивление R_Σ которого равно сумме сопротивлений переходов $JC_1 \dots JC_n$. Таким образом, цилиндр из ВТСП-керамики будет представлять собой систему из таких сверхпроводящих колец с переходами JC_Σ , расположенных одно под другим.

В защиту такого представления гранулированного сверхпроводника можно привести следующие данные и расчеты. Сравнение рис. 2, б и 3, б показывает, что квант магнитного потока проникает в джозефсоновский переход при внешнем гармоническом магнитном поле $h_0 \approx 18$ Э. Это согласуется с результатами работы [2], где экспериментально измеренное значение нижнего критического джозефсоновского поля H_{c1j} (когда внутрь образца проникает магнитный поток в виде джозефсоновских вихрей) составляет 16 Э. Тогда ширину кольца можно найти по формуле $b = \Phi_0 / (h_0 d)$, где $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7}$ Гс·см²; $d = 2\lambda + t = 2,025 \cdot 10^{-5}$ см — толщина области контакта, в которую проникает магнитное поле; $t = 2,5 \cdot 10^{-7}$ см — толщина изоляционной прослойки джозефсоновского перехода. В результате получим $b \approx 5,7 \cdot 10^{-4}$ см, что совпадает с размером l сверхпроводящих гранул, указанным в работе [1].

Оценка чувствительности магнитных датчиков. Принцип устройства магнитных датчиков на основе гранулированных сверхпроводников подробно рассмотрен, например, в работах [4, 5]. Главным элементом таких датчиков является цилиндрический сердечник из ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с обмотками, подключаемый к измерителю слабых магнитных полей (измерительной системе).

Весьма важно оценить уровень шумового потока рассматриваемого датчика в рабочих условиях, так как он определяет минимально обнаружимый внешний поток. Под термином „шум“ в данном случае понимается наличие беспорядочных колебаний магнитного потока (шумовой поток).

Для расчетов используем выражение, представляющее собой так называемый классический предел минимально обнаружимого магнитного потока для одноконтактного низкотемпературного ($T = 4,2$ К) сверхпроводящего квантового интерферометра (СКВИД — Superconducting Quantum Interference Device) [6]:

$$(\delta\Phi)_{\text{class}} = \langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = L \left(\frac{4k_B T \delta\nu}{R} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle$ — среднеквадратическое значение шумового потока; R — нормальное сопротивление слабой связи; $\delta\nu = \delta\omega / (2\pi)$ — полоса частот; k_B — постоянная Больцмана.

Для типичных значений $L = 10^{-10}$ Гн, $R = 5$ Ом и $T = 4$ К чувствительность СКВИДа к потоку составляет $3,2 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\text{Гц}}$ [6]. Типичные значения L получены для диаметра сверхпроводящего кольца 1—2 мм, а типичные значения R — для площади туннельных контактов 1—100 мкм² [6].

Оценим с помощью выражения (4) чувствительность к магнитному потоку датчика с цилиндрическим сердечником диаметром 2 мм. В рассматриваемом случае значение R_Σ будет значительно больше. Нормальное сопротивление межзеренного контакта в массивных образцах (согласно работе [8]) составляет 0,1—10 Ом. Примем для расчетов его значение равным 10 Ом; проведя вычисления, получим $R_\Sigma \approx 11$ кОм, $T = 77$ К. Рассмотренные сверхпроводящие кольца обладают малой индуктивностью, поскольку магнитное поле сосредоточено в межзеренных контактах. Учитывая размеры зерен, лондоновскую глубину проникновения и толщину диэлектрического слоя между зернами, можно найти значение индуктивности L , которое для кольца диаметром 2 мм составит $1,8 \cdot 10^{-12}$ Гн. В результате получим значение $5,5 \cdot 10^{-10} \Phi_0 / \sqrt{\text{Гц}}$ для контакта $J_{C\Sigma}$.

Поскольку кольца с контактами $J_{C\Sigma}$ расположены одно под другим, то их шумовые потоки будут складываться. Понятно, что чем длиннее сердечник датчика, тем хуже его чувст-

вительность. Без ущерба для технических характеристик можно создать датчик длиной 5 мм. Чувствительность к потоку такого датчика составит $4,8 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma\text{ц}}$, а чувствительность к магнитному полю достигнет величины $7,9 \cdot 10^{-9} \text{ Э} / \sqrt{\Gamma\text{ц}}$.

Заключение. В результате экспериментальных и теоретических исследований можно утверждать следующее:

— глубина проникновения внешнего гармонического магнитного поля в сверхпроводящий образец при $h_0 \approx 0 \dots 18 \text{ Э}$ не превышает размеров сверхпроводящих гранул;

— джозефсоновские вихри начинают проникать внутрь слабых связей сверхпроводящего образца при $h_0 \geq 18 \text{ Э}$;

— чувствительность к потоку датчиков на основе ВТСП-керамики может достигать чувствительности СКВИДов при $T = 77$, а не при $T = 4 \text{ К}$ (для СКВИДа).

Заметим также, что датчики магнитного поля, разработанные на основе ВТСП состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, отличаются простотой конструкции по сравнению со СКВИДами (на основе как обычных сверхпроводников, так и пленок высокотемпературных сверхпроводников), а также более надежны и долговечны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дзугутов В. М., Подлевских Н. А., Фишер Л. М. Проникновение низкочастотного магнитного поля в ВТСП-керамику // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1990. Т. 3, № 1. С. 47—56.
2. Коноплева Р. Ф., Чащин В. С. Исследование методом высокочастотного поглощения параметров ВТСП-материалов, облученных быстрыми нейтронами реактора // Физика твердого тела. 1997. Т. 39, № 1. С. 28—34.
3. Белодедов М. В., Черных С. В. О проникновении магнитного поля в гранулированный сверхпроводник // ЖТФ. 2003. Т. 73, вып. 2. С. 75—79.
4. Белодедов М. В., Черных С. В. Высокочувствительные магнитометры на основе ВТСП-керамики // ПТЭ. 2001. № 4. С. 157—161.
5. Головашкин А. И., Кузьмичев Н. Д., Славкин В. В. Простое чувствительное устройство для измерения слабых магнитных полей на основе высокотемпературного сверхпроводящего иттриевого купрата // ЖТФ. 2006. Т. 76, вып. 3. С. 81—85.
6. Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона: физика и применения: Пер. с англ. М.: Мир, 1984.
7. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Пер. с англ.; Под ред. Д. М. Гинзберга. М.: Мир, 1990.
8. Куприянов М. Ю., Лихарев К. К. Эффект Джозефсона в высокотемпературных сверхпроводниках и структурах на их основе // Успехи физ. наук. 1990. Т. 160, вып. 5. С. 49—87.

Сведения об авторе

Сергей Викторович Черных — канд. физ.-мат. наук, доцент; Волгоградский государственный университет, кафедра телекоммуникационных систем; E-mail: schtks@list.ru

Рекомендована кафедрой
телекоммуникационных систем

Поступила в редакцию
04.11.13 г.