

УДК 621.013.3+538.945

© С. В. Черных

ШУМ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МАГНИТНЫХ ДАТЧИКОВ НА ИХ ОСНОВЕ

Представлены теоретические и экспериментальные исследования проникновения магнитного поля в гранулированные сверхпроводники состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. На основе результатов этих исследований проведена оценка шумового магнитного потока и сделано предположение о предельной чувствительности датчиков магнитного поля на основе высокотемпературных сверхпроводников.

Кл. сл.: теоретические и экспериментальные исследования, гранулированные сверхпроводники, глубина проникновения магнитного поля, магнитные датчики, чувствительность

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для создания новых и совершенствования уже существующих датчиков слабых магнитных полей на основе гранулированных сверхпроводников (высокотемпературной керамики) крайне важно по возможности четкое понимание процесса проникновения магнитного поля в эти самые высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП). Несмотря на то что процесс проникновения магнитного поля рассматривался во многих работах, он так и остается до конца не исследованным. Изучение и сравнительный анализ подобных работ позволяют сделать весьма интересные выводы и стимулируют к дополнительным исследованиям.

Действительно, в работе [1] сообщается, что глубина проникновения переменного (72 Гц) магнитного поля в ВТСП составляет около 0.5 мм. В [2] говорится, что глубина проникновения переменного (100–150 МГц) магнитного поля в образец ВТСП составляет около $2 \cdot 10^{-3}$ мм. Можно предположить, что глубина проникновения переменного магнитного поля зависит от частоты по какому-либо закону. Однако в [1] можно найти утверждение о независимости "градиента потока индукции в образцах" от частоты в интервале от 5 до 500 Гц. В [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 [3]), до 10 ГГц. Как видим, вопрос о глубине проникновения магнитного поля в образец ВТСП остается открытым. В [1] и [2] изучались ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

На основе $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ изготавливаются датчи-

ки измерителей слабых магнитных полей. Достигнутая чувствительность таких измерителей составляет $2 \cdot 10^{-7}$ Э/Гц^{1/2} [4, 5]. В литературе не встречаются данные о возможной предельной чувствительности датчиков таких измерителей слабых магнитных полей. Хотя авторы [5] утверждают, что, оптимизируя параметры как самого измерителя, так и его датчика, можно добиться чувствительности измерителя (но не датчика!) $\sim 10^{-8}$ Э/Гц^{1/2} и выше, никакого обоснования заявленной величины они не приводят.

Таким образом, нашей задачей является проведение дополнительных теоретических и экспериментальных исследований процесса проникновения магнитного поля в ВТСП с целью последующего использования полученных результатов для выяснения шумовых свойств гранулированных сверхпроводников и прогнозирования предельно достижимой чувствительности магнитных датчиков на основе ВТСП.

В настоящей работе сначала проводится теоретическое исследование и формируется модель гранулированного сверхпроводника. Для проверки теоретических результатов и сформированной модели проводятся экспериментальные исследования. На основе сформированной модели оценивается шумовой магнитный поток гранулированного сверхпроводника. Далее, исходя из особенностей конструкции рассмотренных в [4, 6] измерителей слабых магнитных полей и их датчиков, оценивается предельная чувствительность этих ВТСП-датчиков магнитного поля. Экспериментальные исследования проводились на ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, изготовленных методом твердофазного синтеза.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Теоретическое исследование будет базироваться на представлении гранулированного сверхпроводника (сверхпроводящей керамики) в виде набора сверхпроводящих гранул, соединенных слабыми связями. Исходя из данного представления, построим модель гранулированного сверхпроводника цилиндрической формы, поскольку сердечники большинства датчиков магнитного поля (например, [4–6]) имеют именно цилиндрическую форму. Общеизвестно, что материал гранул обладает свойствами сверхпроводника второго рода, магнитное поле в который проникает в виде абрикосовских вихрей. Средний размер L^* гранул по порядку величины совпадает с физическими размерами кристаллитов, имеющими типичное значение, меньшее порядка 10 мкм [1]. Это приводит к выполнению условия $L^* \gg \lambda_L$, где λ_L — лондоновская глубина проникновения поля в гранулы, составляющая при $T = 77$ К величину порядка 10^{-5} см [1]. Хотя между крупными гранулами имеются пустоты или области, заполненные мелкими кристаллитами $L^* < \lambda_L$, будем считать число их пренебрежимо малым. Первое критическое поле гранулы H_{c1}^g составляет 50–100 Э при 77 К [1, 7].

Поскольку сверхпроводящие гранулы соединены слабыми связями, магнитное поле H_{ex} , меньшее H_{c1}^g , проникает от края цилиндра к его центру по джозефсоновским переходам. На рис. 1, а, схематически изображен фрагмент цилиндрического ВТСП-образца (вид сверху) с возможным расположением гранул в нем, которое будем считать более вероятным, из которого также следует, что магнитное поле глубже, чем средний размер L^* гранул, в ВТСП-образец проникнуть не может.

Внутри керамического образца протекает экранирующий (мейсснеровский) ток j . Очевидно, в этом случае можно предположить, что ток j протекает по сверхпроводящему кольцу шириной L_{con} , равной среднему размеру L^* гранул, со множеством джозефсоновских переходов JC_1, \dots, Jc_n (рис. 1, б). Данное кольцо как бы "надето" на сверхпроводник второго рода (выделен на рис. 1 штриховкой) с первым критическим полем 50–100 Э при 77 К. Это можно представить так, 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 (в). Цилиндр из ВТСП-керамики высотой b будет представляться системой колец с переходами Jc_{Σ} , расположенных одно под другим (рис. 1, г). В итоге весь цилиндр из ВТСП-керамики можно рассматривать как своеобразное кольцо, которое имеет один общий джозефсоновский переход $Jc_{\Sigma\Sigma}$ с сопротивлением $R_{\Sigma\Sigma}$ (рис. 1, д).

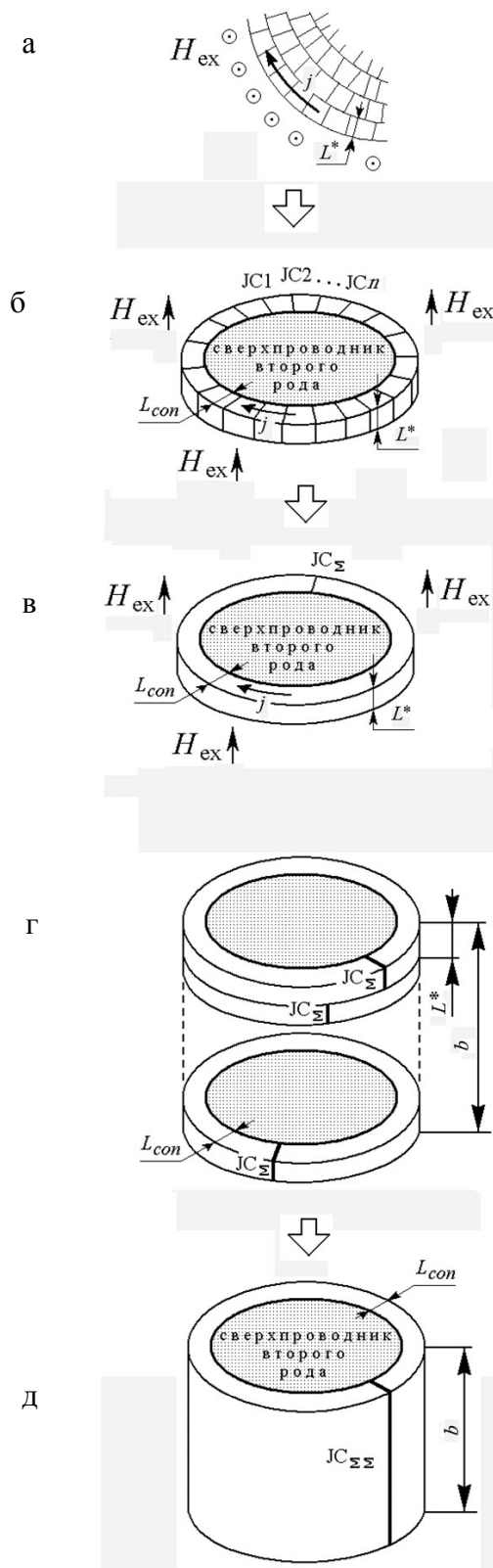
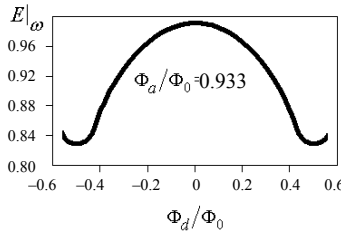


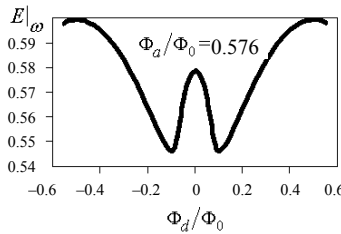
Рис. 1. Гранулярная структура ВТСП (схематично) и сверхпроводящие кольца с джозефсоновскими переходами (пояснения в тексте)

Сделанные выше предположения дают возможность использовать в дальнейших исследованиях выражение [8]

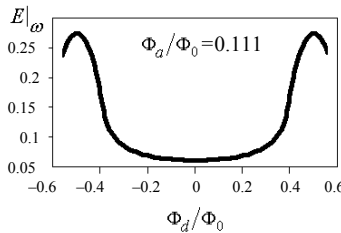
$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Phi_e}{\Phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\beta_e) \sin\left(2\pi n \frac{\Phi_e}{\Phi_0}\right), \quad (1)$$



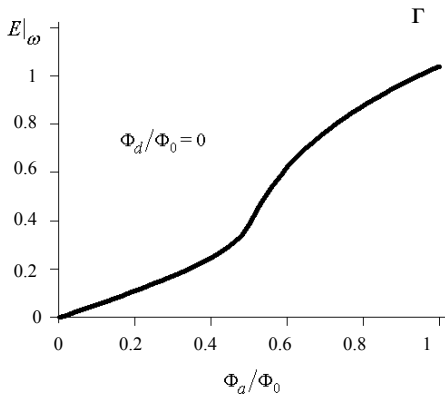
а



б



в



г

Рис. 2. Зависимости $E|_{\omega}(\Phi_d/\Phi_0)$ (а–в) и $E|_{\omega}(\Phi_a/\Phi_0)$ (г) при $\beta_e = 0.85, n = 20$

которое дает зависимость полного (эффективного) 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 $J_n(x)$; $M_n(\beta_e) = (-1)^n J_n(n\beta_e)/(n\pi), 0 \leq \beta_e < 1$;

$$\beta_e = 2\pi LI_1/\Phi_0; \quad (2)$$

I_1 — максимальный джозефсоновский ток (т. е. максимальная величина сверхтока), который может протекать по кольцу для поддержания постоянного значения флюксоида; L — индуктивность кольца. Поток через кольцо при этом не квантуется [8]. Пусть

$$\Phi_e = \Phi_d + \Phi_a \sin(\omega t), \quad (3)$$

где Φ_d — постоянный во времени магнитный поток, Φ_a — амплитуда переменного во времени магнитного потока. Подставим выражение (3) в формулу (1), затем выделим из получившегося гармоническую составляющую с частотой ω и далее продифференцируем эту составляющую по времени. В итоге получим

$$\begin{aligned} \left. \frac{d}{dt} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right|_{\omega} = & \left(\frac{\Phi_d}{\Phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\beta_e) \cos(2\pi n \frac{\Phi_d}{\Phi_0}) 2J_1(2\pi n \frac{\Phi_a}{\Phi_0}) \right) \times \\ & \times \omega \cos(\omega t). \end{aligned} \quad (4)$$

Зависимости $E|_{\omega}(\Phi_d/\Phi_0)$ и $E|_{\omega}(\Phi_a/\Phi_0)$ показаны на рис. 2, где (см. (4))

$$E|_{\omega} = \frac{\Phi_d}{\Phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\beta_e) \cos(2\pi n \frac{\Phi_d}{\Phi_0}) 2J_1(2\pi n \frac{\Phi_a}{\Phi_0}).$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Для проверки сказанного выше проведено экспериментальное исследование. Схема измерительной установки представлена на рис. 3. Датчик D — две катушки, намотанные на цилиндрический образец ВТСП-керамики C одна поверх другой. На одну из них подается сигнал от источника тока $ИТ$, а другая подключается к вольтметру B . Исследовались различные образцы ВТСП, имеющие форму цилиндра диаметром 9 мм и высотой 15 мм. Катушки намотаны проводом ПЭВ-0.1 по 111 витков каждая, длина катушек составляет 15 мм.

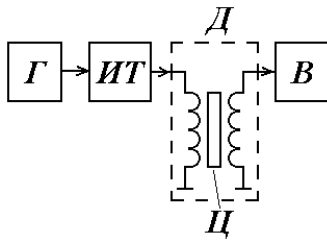


Рис. 3. Схема измерительной установки. *Г* — генератор синусоидального напряжения; *ИТ* — источник тока; *Д* — датчик; *В* — селективный вольтметр; *Ц* — цилиндрический образец ВТСП-керамики

Внешнее магнитное поле, представляющее суперпозицию постоянной H_0 и переменной $h_0 \cos(\omega t + \psi)$ компонент, направлено вдоль оси цилиндрических образцов. Постоянное магнитное поле H_0 задавалось внешней катушкой (на рис. 3. не указана), в которую вставлялся датчик *Д*.

Исследовалась зависимость амплитуды отклика ВТСП-образца на внешнее магнитное поле от его параметров H_0 и h_0 . Отклик ВТСП-образца измерялся на той же частоте f , которую имело внешнее гармоническое магнитное поле (для проверки выражения (4)). На рис. 4, а, изображены зависимости амплитуды сигнала U^* , снимаемого селективным вольтметром, от внешнего постоянного магнитного поля H_0 . Образец ВТСП приводился в сверхпроводящее состояние (замораживался) при $H_0 = 0$, и проводились измерения для H_0 от 0 до +15 Э. Затем образец размораживался, вновь замораживался при $H_0 = 0$, и проводились измерения для H_0 от 0 до -15 Э. Характер поведения зависимостей $U^*(H_0)$ не меняется при изменении частоты f от 60 Гц до 2 кГц. На рис. 4, б, представлена зависимость $U^*(h_0)$ при $f = 2$ кГц и $H_0 = 0$.

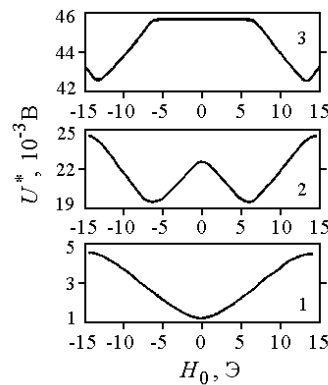
ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из рис. 2, а-в, и рис. 4, а, видно, что зависимости $E|_{\omega}(\Phi_a/\Phi_0)$ и $U^*(H_0)$ обнаруживают хорошую степень сходства. Отметим совпадение пропорциональности величин h_0 и Φ_a в них. Действительно,

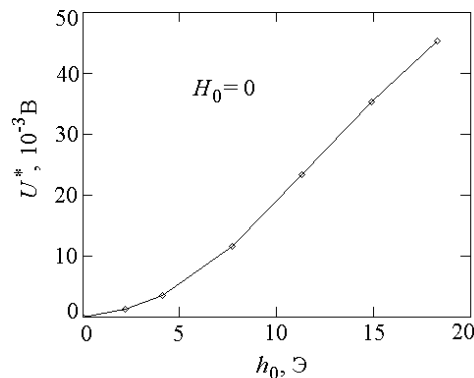
$$\frac{11.3 \text{ Э}}{2.17 \text{ Э}} \approx \frac{0.576}{0.111} \approx 5.2 \text{ и } \frac{18.3 \text{ Э}}{2.17 \text{ Э}} \approx \frac{0.933}{0.111} \approx 8.4 .$$

Сопоставляя рис. 2, г, и рис. 4, б, видим, что зависимости $E|_{\omega}(\Phi_a/\Phi_0)$ и $U^*(h_0)$ также похожи.

Из сравнения рис. 2, г, и рис. 4, б, видно, что квант магнитного потока проникает в джозефсоновский переход при внешнем гармоническом магнитном поле $h_0 \approx 18$ Э. Это неплохо согласуется с результатами [2], где определенная из экспериментальных измерений величина нижнего критического джозефсоновского поля H_{c1j} (когда внутрь образца проникает магнитный поток в виде джозефсоновских вихрей) составляет 16 Э. Тогда L_{con} можно найти по формуле $L_{con} = \Phi_0 / (h_0 d)$, где $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$ Гс·см², $d = 2\lambda_L + t = 2.025 \cdot 10^{-5}$ см, $t = 2.5 \cdot 10^{-7}$ см. Здесь d — толщина области контакта, в которую проникает магнитное поле; t — толщина изоляционной прослойки джозефсоновского перехода. В итоге получаем $L_{con} \approx 5.7 \cdot 10^{-4}$ см, что совпадает с размером L^* сверхпроводящих гранул, указанным в [1].



а



б

Рис. 4. Зависимости амплитуды сигнала U^* от внешнего постоянного и переменного магнитных полей.

а — $U^*(H_0)$ при $f = 2$ кГц (при (1) $h_0 = 2.17$ Э, (2) $h_0 = 11.3$ Э, (3) $h_0 = 18.3$ Э); б — $U^*(h_0)$ при $H_0 = 0$ и $f = 2$ кГц

ОЦЕНКА ШУМОВОГО МАГНИТНОГО ПОТОКА ВТСП

Главный элемент магнитных датчиков [4–6] — цилиндрический сердечник из ВТСП-керамики состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Шум сердечника является определяющим фактором чувствительности датчика, пределом, к которому можно приблизиться. Под термином "шум" в данном случае понимается наличие беспорядочных колебаний магнитного потока (шумовой поток).

Для проведения оценки будем использовать выражение, представляющее собой так называемый классический предел минимально обнаружимого магнитного потока для одноконтактного низкотемпературного ($T = 4.2$ К) сквида [8]:

$$(\delta\Phi)_{class} = \langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = L \left(\frac{4k_B T \delta\nu}{R} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle$ — среднеквадратичная величина шумового потока; L — индуктивность сверхпроводящего кольца; T — температура в Кельвинах; 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 $3.2 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \text{Гц}^{1/2}$ [8]. Типичные значения L получены для диаметра сверхпроводящего кольца 1–2 мм, а типичные значения величины R для площади туннельных контактов 1–100 $\mu\text{м}^2$ [8].

Оценим с помощью выражения (5) шумовой магнитный поток цилиндрического сердечника состава $YBaCuO$ диаметром 9 мм и длиной 15 мм. Вместо величины R в выражении (5) будем использовать величину $R_{\Sigma\Sigma}$. Нормальное сопротивление межзеренного контакта в массивных образцах (согласно [9]) лежит в пределах 0.1–10 Ом. Для наших расчетов значение нормального сопротивления межзеренного контакта примем равным 10 Ом. Проведя вычисления, получим для нашего случая $R_{\Sigma\Sigma} \approx 18.85$ Ом. Величина T составит 77 К.

Вместо величины L в выражении (5) будем использовать величину $L_{\Sigma\Sigma}$. Рассмотренные выше кольца обладают малой индуктивностью, поскольку магнитное поле сосредоточено в межзеренных контактах и глубина проникновения магнитного поля в образец ВТСП сравнима со средним размером сверхпроводящих гранул. Значение величины $L_{\Sigma\Sigma}$ найдем с помощью выражения (2), где $\beta_e = 0.85$, $I_1 = 15 \cdot 10^{-3} J_c \lambda_L$. Согласно [2], плотность критического тока $J_c \approx 3 \cdot 10^6$ А/м². Проведя вычисления, получим для нашего случая

$L_{\Sigma\Sigma} = 6.21 \cdot 10^{-14}$ Гн. В итоге получим значение $(\delta\Phi)_{cyl} = 4.5 \cdot 10^{-10} \Phi_0 / \text{Гц}^{1/2}$, а чувствительность к магнитному полю составит $1.6 \cdot 10^{-12}$ Э/Гц^{1/2}.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ВТСП-ДАТЧИКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Конструкция магнитных датчиков [4–6] кроме цилиндрического сердечника из ВТСП-керамики включает в себя еще и катушки, являющиеся дополнительным источником шума. Для расчетов будем использовать магнитный датчик, рассмотренный в [4] и показанный на рис. 5. Здесь на цилиндр Π , диаметр которого 9 мм, плотно намотаны две катушки: токовая, состоящая из двух одинаковых встречно включенных секций L'_1 , L''_1 , содержащих по 36 витков провода ПЭЛШО-0.1, и поверх нее — сигнальная L_2 , содержащая 72 витка того же провода. Согласно [4, 6], токовая катушка подключается к источнику тока, а сигнальная катушка подключается к усилителю напряжения. Таким образом, токовая катушка замкнута на выходное сопротивление R_{OUT} источника тока, сигнальная катушка замкнута на входное сопротивление R_{IN} усилителя напряжения. Оценим шумовые потоки, создаваемые этими катушками.

Индуктивность секции L'_1 (или L''_1), содержащей 36 витков провода, при сверхпроводящем состоянии сердечника (цилиндра Π) будет $1.27 \cdot 10^{-9}$ Гн. Поскольку секции L'_1 и L''_1 включены встречно, то индуктивность L_{CC} токовой катушки можно положить равной 10^{-10} Гн. Величину R_{OUT} положим равной 10^4 Ом. Подставим значения L_{CC} (вместо L), R_{OUT} (вместо R), $T = 300$ К в выражение (5) и в итоге получим $6.2 \cdot 10^{-8} \Phi_0 / \text{Гц}^{1/2}$, а чувствительность к магнитному полю составит $2.3 \cdot 10^{-10}$ Э/Гц^{1/2}.

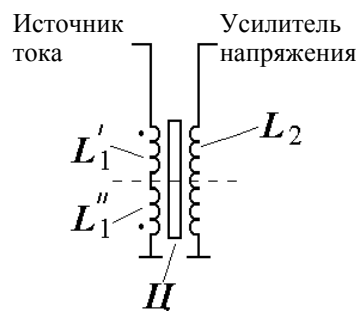


Рис. 5. Конструкция магнитного датчика на основе гранулированных сверхпроводников

Индуктивность L_{SC} сигнальной катушки, содержащей 72 витка провода, при сверхпроводящем состоянии сердечника (цилиндра C) будет $3.57 \cdot 10^{-9}$ Гн. Величину R_{IN} положим равной 10^6 Ом. Подставим значения L_{SC} (вместо L), R_{IN} (вместо R), $T = 300$ К в выражение (5) и в итоге получим $2.2 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \Gamma_{\text{ц}}^{1/2}$, а чувствительность к магнитному полю составит $8 \cdot 10^{-10}$ Э/Гц^{1/2}.

Шумовые потоки этих катушек суммируются и в итоге чувствительность такого датчика к магнитному полю составит 10^{-9} Э/Гц^{1/2}. Уменьшая число витков (и индуктивность) этих катушек, можно приблизить чувствительность датчика к чувствительности сверхпроводящего сердечника.

Принцип работы датчиков на рис. 5 подробно описан в [10]. ЭДС, наводимая в сигнальной катушке датчика, равна [10]

$$e(t) = -bsw_2 H_0 H_m^2 \omega \sin(2\omega t), \quad (6)$$

где w_2 — число витков сигнальной катушки; s — площадь поперечного сечения сердечника датчика, b — коэффициент аппроксимации, H_0 — напряженность измеряемого постоянного магнитного поля; H_m — амплитуда напряженности вспомогательного переменного магнитного поля, ω — круговая частота вспомогательного поля. Как видно из выражения (6), уменьшение числа витков сигнальной катушки при одновременном повышении частоты ω вспомогательного поля и увеличении площади s поперечного сечения сердечника датчика не приведет к понижению уровня ЭДС, наводимой в сигнальной катушке датчика.

Для сравнения датчик из [6] и датчик из [4] имеют одинаковую конструкцию (рис. 5), но разные диаметры сердечников и разные намоточные данные катушек. Цилиндр датчика из [6] имеет диаметр 1.5 мм, секции L'_1 , L''_1 содержат по 470 витков провода ПЭВ-0.07, сигнальная L_2 катушка содержит 1000 витков провода ПЭВ-0.05. частота вспомогательного поля равнялась 10 кГц (а в [4] она составляла 100 кГц). Приведенный ко входу эквивалентный шум магнитометра с датчиком из [6] составил $(2-3) \cdot 10^{-6}$ Э/Гц^{1/2}.

Как видим, уменьшение числа витков токовой и сигнальной катушек, увеличение площади поперечного сечения сердечника датчика и повышение частоты вспомогательного поля позволили уменьшить приведенный ко входу эквивалентный шум магнитометра с датчиком из [4] в десять раз. Заметим, что измеренный на практике приведенный ко входу эквивалентный шум магнитометра гораздо больше подсчитанного теоретически шума цилинд-

рического сердечника. Вероятно, здесь сказываются как влияние измерительной системы (т. е. самого магнитометра) в целом, так и отрицательной обратной связи по магнитному полю в этой измерительной системе в частности. Данное предположение является отдельной темой исследования и в настоящей работе рассматриваться не будет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основываясь на представленных выше теоретических и экспериментальных исследованиях можно утверждать следующее:

1) глубина проникновения внешнего гармонического магнитного поля в сверхпроводящий образец при амплитуде h_0 в пределах от нуля до примерно 18 Э не превышает размеров сверхпроводящих гранул;

2) джозефсоновские вихри начинают проникать внутрь слабых связей сверхпроводящего образца при амплитуде h_0 примерно от 18 Э и выше (что не противоречит результатам [2]);

3) свойства гранулированного сверхпроводника можно в какой-то степени объяснить свойствами сверхпроводящего кольца с джозефсоновским контактом, что дает возможность в исследованиях шумовых свойств ВТСП использовать теорию одноконтантного низкотемпературного сквида;

4) полученная оценка минимально обнаружимого магнитного потока для сердечника из гранулированного сверхпроводника

$$((\delta\Phi)_{\text{свл}} = 4.5 \cdot 10^{-10} \Phi_0 / \Gamma_{\text{ц}}^{1/2})$$

много меньше значения аналогичной величины для одноконтантного низкотемпературного сквида (и это при $T = 77$ К для гранулированного сверхпроводника, а не при $T = 4.2$ К для одноконтантного низкотемпературного сквида);

5) теоретический предел чувствительности к магнитному полю датчиков, конструкция которых представлена на рис. 5, составляет величину порядка 10^{-12} Э/Гц^{1/2}.

Полученные результаты с большой степенью вероятности будут полезны при конструировании новых и совершенствовании уже существующих датчиков измерителей слабых магнитных полей на основе гранулированных сверхпроводников. Добавим, что сквиды из обычных сверхпроводников, работающие при гелиевых температурах, имеют сложные конструкции криостатов и, как следствие, высокую их стоимость. Сквиды на основе пленок высокотемпературных сверхпроводников также не отличаются простотой изготовления и долговечностью. Изготовленный на основе ВТСП, состава YBaCuO, датчик магнитного поля

отличается простотой конструкции, более надежен и долговечен.

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. Игнатъев В.К., Черных С.В. Сверхпроводящий магнитометр с обратной связью по магнитному полю // ПТЭ. 1996. № 2. С. 124–126.
7. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников. Пер. с англ. / Под ред. Д.М. Гинзберга, М.: Мир, 1990. 543 с.
8. Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона: физика и применения / Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 640 с.
9. Куприянов М.Ю., Лихарев К.К. Эффект Джозефсона в высокотемпературных сверхпроводниках и структурах на их основе // Успехи физических наук. 1990. Т. 160, вып. 5. С. 49–87.
10. Черных С.В. Датчик магнитного поля на основе ВТСП // Приборы. 2011. № 5. С. 30–37.

Волгоградский государственный университет

Контакты: Черных Сергей Викторович,
schtk@list.ru

Материал поступил в редакцию 4.02.2013

THE GRANULAR SUPERCONDUCTORS NOISE AND SENSITIVITY OF MAGNETIC SENSORS ON THEIR GROUND

S. V. Chernykh

Volgograd State University

Theoretical and experimental investigations of magnetic field penetration in the granular superconductors of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ composition are presented. On the basis of the investigations results the assessment of a noise magnetic stream is carried out, the assumption of limiting sensitivity of magnetic field sensors on the ground of high-temperature superconductors is made too.

Keywords: theoretical and experimental investigations, granular superconductors, depth of magnetic field penetration, magnetic sensors, sensitivity