



НАНОТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ АЛЬТЕРНАТИВНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

NANOTECHNOLOGY FOR RENEWABLE ENERGY

Статья поступила в редакцию 27.03.15. Ред. пер. № 2212

The article has entered in publishing office 27.03.15. Ed. reg. No. 2212

УДК 538.945

**ДИНАМИКА РЕЗИСТИВНОГО СОСТОЯНИЯ Y-ВТСП  
В НЕСТАЦИОНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

*И.М. Голев<sup>1</sup>, О.В. Калядин<sup>2</sup>, А.В. Сергеев<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ВУНЦ ВВС Военно-воздушная академия имени профессора Н.Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина  
Россия 394064, г. Воронеж, ул. Старых Большевиков, 54 А  
e-mail: imgol@rambler.ru

<sup>2</sup>ФГБОУ ВПО Воронежский государственный технический университет  
Россия 394026, г. Воронеж, Московский проспект, 14  
e-mail: kaljadin@gmail.com  
e-mail: sergeev-av@bk.ru

doi: 10.15518/isjaee.2015.05.007

Заключение совета рецензентов: 30.03.15 Заключение совета экспертов: 03.04.15 Принято к публикации: 08.04.15

В статье приводятся результаты исследований объемных керамических высокотемпературных сверхпроводников, находящихся в резистивном состоянии. В качестве объекта исследований используются металлооксиды Y-Ba-Cu-O, полученные по технологии двухстадийного твердофазного синтеза, различающиеся плотностью и объемом межгранулярной среды. С использованием резистивного метода проведены исследования диссипативных процессов, возникающих за счет вязкого движения вихрей в объеме сверхпроводника и в тонком приповерхностном слое. Выявлен гистерезисный характер сопротивления гранулированного сверхпроводника в резистивном состоянии при изменении внешнего магнитного поля, определяющийся реальной макроструктурой металлооксидов. Показано, что малое переменное магнитное поле в зависимости от частоты оказывает существенное и неоднозначное влияние на сопротивление ВТСП в резистивном состоянии, что обусловлено перераспределением вихрей магнитного потока со слабых центров пиннинга (из межгранулярной среды) на более сильные центры (в гранулы). Продемонстрирована возможность применения резистивного метода для изучения тонких физических процессов при проникновении магнитного потока в гранулированные сверхпроводники: наблюдения скачков потока, изучения динамики вихревой решетки и, в частности, выявления влияния реальной кристаллической структуры на захват магнитного потока.

Ключевые слова: исследование, образец, резистивное состояние, вихрь, магнитное поле, проникновение, диссипация, контакт, сопротивление.

**THE Y-HTSC RESISTIVE STATE DYNAMICS  
IN THE NON STATIONARY MAGNETIC FIELD**

*I.M. Golev<sup>1</sup>, O.V. Kalyadin<sup>2</sup>, A.V. Sergeev<sup>2</sup>*

Military Training and Scientific Center of Air Forces "Air Force Academy n.a. N.Y. Zhukovskiy and Y.A. Gagarin"  
54 A Staryi Bolshevikiy Str., Voronezh, 394064 Russian Federation  
e-mail: imgol@rambler.ru  
Voronezh State Technical University  
14 Moscow Ave., Voronezh, 394026 Russian Federation  
e-mail: kaljadin@gmail.com  
e-mail: sergeev-av@bk.ru

Referred 30 March 2015 Received in revised form 3 April 2015 Accepted 8 April 2015

The paper carries out the research on the bulk ceramic high-temperature superconductors in resistive state and analyses two physical situations: dissipative motion of magnetic flux vortices throughout the whole sample, and localised in a thin near-surface layer. Hysteresis character of granular superconductor resistance in resistive state in case of change of external magnetic field has been detected. It is shown that a small alternating magnetic field ambiguously influences the resistance of HTSC in resistive state depending on the frequency due to the redistribution of magnetic flux vortices from weak pinning centres (from intergranular medium) to stronger centres (to granules).

Key words: research, sample, resistive state, vortex, magnetic field, penetration, dissipation, contact, resistance.



Голев Игорь Михайлович  
Igor M. Golev

**Сведения об авторе:** д-р физ.-мат. наук, доцент, профессор ВУНЦ ВВС Военно-воздушная академия имени профессора Н.Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина, кафедра физики и химии.

**Образование:** Воронежский политехнический институт (1980).

**Область научных интересов:** малополевая электродинамика и динамика резистивного состояния сверхпроводников, кинетические свойства углеродных наноструктур.

**Публикации:** более 120 статей, 8 патентов, индекс Хирша – 3.

**Author information:** Dr. Sci. (Physics and Mathematics), Associate Professor of Military Training and Scientific Center of Air Forces "Air Force Academy n.a. N.Y. Zhukovskiy and Y.A. Gagarin", Department of Physics and Chemistry, imgol@rambler.ru

**Education:** Voronezh Polytechnic Institute (1980).

**Research area:** electrostatics and dynamics of the resistive state of superconductors, kinetic properties of carbon nanostructures.

**Publications:** more than 120 articles, 8 patents, h-index – 3.



Калядин Олег Витальевич  
Oleg V. Kalyadin

**Сведения об авторе:** канд. физ.-мат. наук, доцент, ФГБОУ ВПО Воронежский государственный технический университет, кафедра физики твердого тела.

**Образование:** Воронежский государственный технический университет (2005).

**Область научных интересов:** физика низких температур, сверхпроводимость.

**Публикации:** 14 статей, автор 1 патента, индекс Хирша – 2.

**Author information:** PhD (Physics and Mathematics), Associate Professor, FSBEI HPE Voronezh State Technical University, Department of Solid State Physics.

**Education:** Voronezh State Technical University (2008).

**Research area:** high-temperature superconductivity, superconductors in external magnetic fields.

**Publications:** 14 articles, 1 patent, h-index – 2.



Сергеев Александр Викторович  
Alexander V. Sergeev

**Сведения об авторе:** аспирант ФГБОУ ВПО Воронежский государственный технический университет, кафедра физики твердого тела.

**Образование:** Воронежский государственный технический университет (2013).

**Область научных интересов:** высокотемпературная сверхпроводимость, резистивное состояние высокотемпературных сверхпроводников.

**Публикации:** 1 статья, 1 патента.

**Information about the author:** post-graduate student of FSBEI HPE Voronezh State Technical University, Department of Solid State Physics.

**Education:** Voronezh State Technical University (2013).

**Main research interests:** high-temperature superconductivity, the resistive state of high-temperature superconductors.

**Publications:** 1 article, 1 patent.

## Введение

До настоящего времени технические приложения высокотемпературной сверхпроводимости остаются в

основном на уровне проектов и опытных образцов. Современные объемные керамические высокотемпературные сверхпроводящие материалы не находят широкого технического применения по ряду причин,

в частности, из-за их неудовлетворительных механических свойств, неоднородности кристаллического строения, многофазности, деградации свойств с течением времени, отсутствия универсальных технологий получения материалов с изначально заданными свойствами. В то же время недостаточно изучены свойства таких материалов в условиях внешних воздействий, характерных для функционирования элементов реальных низкотемпературных устройств (постоянные и переменные электрические и магнитные поля, нестабильность температурного режима и т.д.). Учитывая перспективы возможного практического использования высокотемпературной сверхпроводимости в энергетике, электронике, приборостроении, актуальной задачей и вместе с тем серьезной научной проблемой является комплексное изучение их электрофизических и магнитных свойств [1, 2].

### Методика эксперимента

В данной работе проводилось изучение динамики вихревой решетки в условиях резистивного состояния. В качестве объекта исследования использовались высокотемпературные сверхпроводники состава Y-Ba-Cu-O, полученные по двухстадийной керамической технологии: синтез и отжиг в течение 6 часов при температуре 950 °С. Использовались образцы, размером 20×4×2 мм<sup>3</sup>, полученные при разном давлении компактирования: 10 (партия № 1); 15 (партия № 2) и 20 МПа (партия № 3). Образцы имели плотность 3,4; 4,2 и 4,5 г/см<sup>3</sup> для партий 1, 2, 3 соответственно. Температуры сверхпроводящего перехода керамик всех партий ~ 92÷93 К.

Полученные ВТСП Y-Ba-Cu-O представляют собой гетерогенную систему, состоящую из гранул с сильной сверхпроводимостью и межгранульной среды, обладающей слабой сверхпроводимостью. Наличие хаотически расположенных монокристаллических гранул, слабо связанных между собой, приводит к тому, что критический ток керамического образца определяется предельным током, протекающим между зернами, т.е. межгранульным критическим током [3–6]. Значение этого тока оказывается на несколько порядков меньше, чем критическая плотность внутригранульного тока.

В качестве метода исследований в данной работе был выбран резистивный. При пропускании постоянного транспортного тока через образец измерялось значение падения напряжения на нем. Сам образец находился в условиях воздействия внешнего постоянного магнитного поля  $B_e$  или же суперпозиции полей: постоянного  $B_e$  и малого переменного  $b(t) = b_0 \sin(\omega t)$ , – ориентированных перпендикулярно большей грани образца и направлению протекания транспортного тока. В экспериментах большое внимание уделялось постоянству развертки во времени магнитного поля  $B_e$ . Скорость его ввода во всех экспериментах составляла 0,3 мТл/с. Все измерения проводились при

температуре жидкого азота. Падение напряжения на образце измерялось с чувствительностью  $10^{-8}$  В.

Для изучения динамики вихревой решетки в гранулированных сверхпроводниках моделировались две физические ситуации: переход в резистивное состояние всего образца и формирование локального резистивного состояния в приконтактном слое ВТСП. С этой целью были проведены две серии экспериментов.

В первой, в качестве схемы подачи тока и съема напряжения, использовалась традиционная четырехточечная схема. В этом случае практически полностью было устранено влияние параметров контактов на результаты измерений, и можно было в чистом виде измерять сопротивление сверхпроводящего образца в зависимости от изменяющихся внешних условий (температура, плотность тока, напряженность магнитного поля).

Во второй серии измерений использовалась трехточечная схема измерения, позволяющая проводить изучение резистивного состояния, локализованного в тонком приповерхностном слое, вблизи электрического контакта. Контакты такого типа представляют собой систему нормальный металл – сверхпроводник, и физические процессы, протекающие в ней, существенно сложнее, чем в системе омических контактов для несверхпроводящих материалов. На рис. 1 показан отдельный точечный зонд, находящийся в контакте с плоской поверхностью сверхпроводника полубесконечного объема.

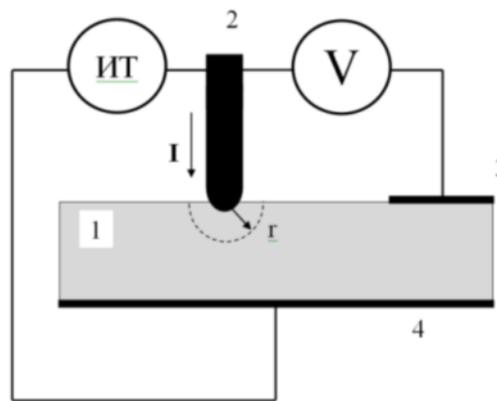


Рис. 1. Трехточечная схема измерений электрического сопротивления: 1 – образец сверхпроводника; 2 – измерительный зонд с радиусом полусферы  $r$ ; 3 – дополнительный омический контакт; 4 – собирающий омический контакт

Fig. 1. Three-point scheme of electrical resistance measurements:

- 1 - superconductor sample; 2 - measuring probe with hemisphere radius  $r$ ; 3 - additional ohmic contact; 4 - collecting ohmic contact

В случае, когда сверхпроводник находится в мейснеровском состоянии, то напряжение, измеряемое вольтметром, ( $U_3$ ) определяется собственным омическим сопротивлением измерительного зонда  $R_3$ ,



измерительному току  $I$ , создаваемому источником тока (ИТ).

$$U_3 = IR_3. \quad (1)$$

В случае, когда сверхпроводник помещен в магнитное поле, превышающее первое критическое, в его объеме существуют вихри магнитного поля. Если плотность тока, протекающего через приконтактную область СП под измерительным зондом в виде полушеры радиусом  $r$ , равная  $j = \frac{I}{2\pi r^2}$ , превышает значение критической плотности тока сверхпроводника  $j_c$ , то в этом объеме возникает резистивное состояние. Напряжение на измерительном зонде относительно точки в объеме сверхпроводника расположенной в приконтактной области на расстоянии от поверхности зонда

$$U(r) = IR_3 + \frac{I\rho(r-r_3)}{2\pi rr_3}, \quad (2)$$

где  $\rho$  – удельное сопротивление сверхпроводника, находящегося в резистивном состоянии;  $r_3$  – радиус сферического наконечника зонда.

Важно отметить, что в случае если толщина области СП равна, например,  $r = 10r_3$ , то напряжение на измерительном зонде будет  $U(10r_3) \approx 1,9U(r_3)$ , то есть в процессе измерений основной вклад вносит приповерхностный слой, расположенный вблизи измерительного зонда. Это означает, что измеряемое напряжение будет характеризовать динамику резистивного сопротивления сверхпроводника при изменении внешнего магнитного поля, вязкого течения вихрей под действием транспортного тока или их термоактивированного движения. При этом дополнительный и собирающий омические контакты не вносят вклада в результат измерений.

Во всех случаях омические контакты на образцах изготавливались методом электровзрыва серебряной фольги, сущность которого заключается в испарении фольги при пропускании через нее импульса тока. Скорость образующихся продуктов взрыва при этом достигала значения порядка  $1 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ , а температура  $10^4 \text{ }^\circ\text{C}$ . Возникающая при этом плазма очищала поверхность ВТСП, что способствовало высокой адгезии покрытия [10, 11]. Контакты имели размеры  $1,5 \times 1,5 \text{ мм}^2$ . Выбор серебра в качестве материала контакта обусловлен его малой химической активностью не только с оксидными сверхпроводниками, но и с окружающей средой [10].

### Результаты

В первой серии проводилось интегральное изучение резистивного состояния, когда через сверхпроводящий образец, находящийся в условиях воздей-

ствия внешнего постоянного магнитного поля или суперпозиции постоянного и переменного полей, пропускался транспортный ток, причем плотность тока превышала критическое значение. Известно, что в таких условиях в объеме сверхпроводника начинается диссипативное движение вихревого массива, приводящее к возникновению падения напряжения на образце, фиксируемое вольтметром.

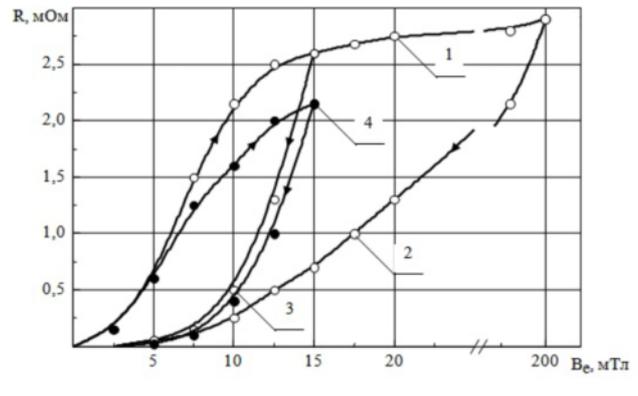


Рис. 2. Полевая зависимость электрического сопротивления  $R(B_e)$  для образца партии № 2: 1, 2, 3:  $b_0 = 0$ ; 4:  $b_0 = 1 \text{ мТл}$   
 Fig. 2. Field dependence of the electrical resistance  $R(B_e)$  for sample batch No. 2: 1, 2, 3:  $b_0 = 0$ ; 4:  $b_0 = 1 \text{ мТ}$

На рисунке 2 представлены характерные полевые зависимости электрического сопротивления иттриевого образца партии № 2, снятые при одной и той же скорости развертки постоянного магнитного поля в прямом и обратном направлении. Кривая 1 отражает прямой ход при увеличении поля от 0 до 200 мТл, кривая 2 – обратный. Кривая 3 построена для развертки поля от нуля до 15 мТл. На полученных зависимостях  $R_{00}(B_e)$  наблюдается гистерезис  $\Delta R$ , как и в [7–9]: при уменьшении  $B_e$  значение сопротивления сверхпроводника меньше, чем при той же величине возрастающего поля более чем в два раза.

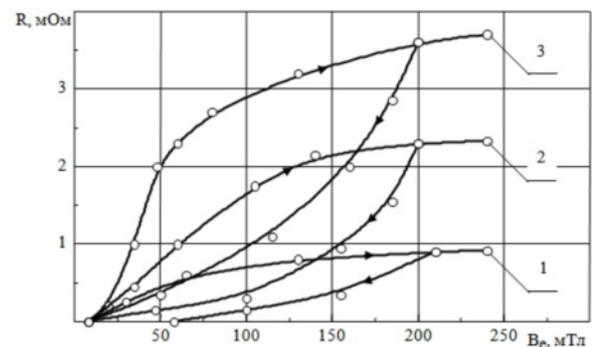


Рис. 3. Полевые зависимости электрического сопротивления  $R(B_e)$  для образцов различных партий: 1 – партия № 1; 2 – партия № 2, 3 – партия № 3;  $j_{tr} = 4 \text{ мА/мм}^2$   
 Fig. 3. Field dependencies of the electrical resistance  $R(B_e)$  for samples of different batches: 1 - batch No. 1; 2 - batch No. 2, 3 - batch No. 3;  $j_{tr}$  (transport current) =  $4 \text{ мА/мм}^2$

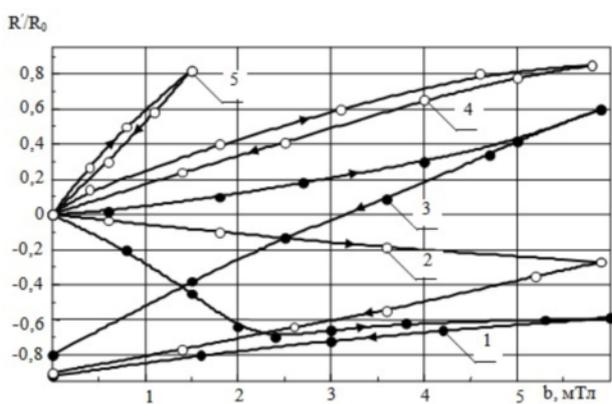
На рисунке 3 представлены полевые зависимости электрического сопротивления для образцов партий

№ 1–3. Проведенные измерения  $R_{об}(B_e)$  выявили сильное влияние их макроструктуры на значение гистерезиса сопротивления  $\Delta R$  в смешанном состоянии.

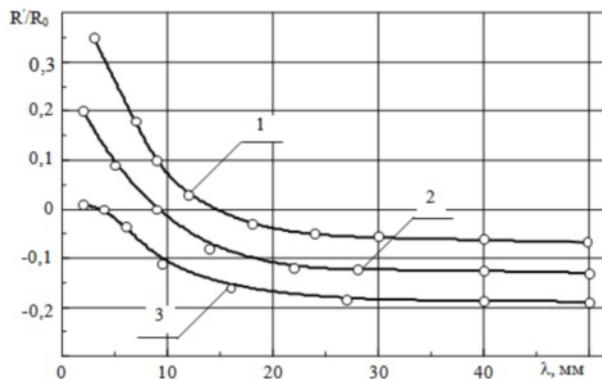
Так, для наиболее плотных образцов (партия № 3) значение  $\Delta R$  было наименьшим, в то время как для полученных по двухстадийной технологии керамики, имеющей самую малую плотность (партия № 1), – наибольшим.

Несколько иная картина обнаруживается при дополнительном приложении к сверхпроводнику малого переменного магнитного поля амплитудой  $b_0 = 1$  мТл с частотой 100 Гц (рис. 2, кривая 4). При развертке постоянного поля также наблюдается гистерезисный характер полевой зависимости, однако максимально достигаемое значение сопротивления при  $B_e = 15$  мТл меньше, чем при отсутствии переменной составляющей.

Известно, что высокотемпературные сверхпроводники при азотных температурах характеризуются малой энергией пиннинга, сравнимой со значением тепловой энергии. В этом случае воздействие переменного поля даже небольшой амплитуды достаточно для срыва вихрей с центров пиннинга, что вызывает тем самым увеличение числа свободных вихрей  $N$ . Естественно, степень влияния  $b(t)$  зависит от амплитуды и толщины скин-слоя  $\lambda$ , который в свою очередь определяется частотой поля и проводимостью материала. Исследования выявили сильное влияние амплитуды и частоты малого переменного поля на зависимость сопротивления от  $B_e$ . На рис. 4 показаны результаты измерений сопротивления  $R$  для образца ВТСП партии 2 от частоты и амплитуды переменного поля при  $B_e = 15$  мТл, причем величина  $R' = R(b) - R_0$ , где  $R_0$  – значение сопротивления при  $B_e = 15$  мТл,  $b_0 = 0$ ;  $R(b)$  – при текущем значении  $b_0$ .



**Рис. 4.** Влияние на сопротивление сверхпроводника партии № 2 переменного магнитного поля различной частоты: 1 – 24 Гц; 2 – 140 Гц; 3 – 15 00 Гц; 4 – 4000 Гц; 5 – 10 000 Гц  
**Fig. 4.** Impact of batch No. 2 of alternating magnetic field of different frequencies on superconductor resistance: 1 - 24 Hz; 2 - 140 Hz; 3 - 1500Hz; 4 - 4000 Hz; 5 - 10000 Hz



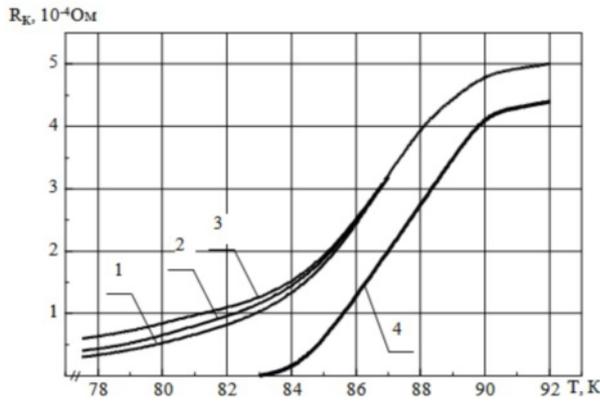
**Рис. 5.** Зависимость сопротивления сверхпроводника от глубины скин-слоя: 1 – партия № 1; 2 – партия № 2, 3 – партия № 3;  $B_e = 15$  мТл;  $b = 1,5$  мТл  
**Fig. 5.** Dependence of superconductor resistance on the depth of the skin-layer: 1 - batch No. 1; 2 - batch No. 2, 3 - batch No. 3;  $B_e = 15$  mT;  $b = 1,5$  mT

При увеличении амплитуды переменного поля на частотах менее 800 Гц наблюдается уменьшение  $R_{об}$  и  $\Delta R$  при приложении переменной составляющей, на более же высоких частотах – сопротивление с ростом амплитуды возрастает.

Интересно и то, что при обратном ходе кривых  $R'/R_0$  также наблюдается гистерезис, причем независимо от частоты переменного поля сопротивление с уменьшением его амплитуды падает.

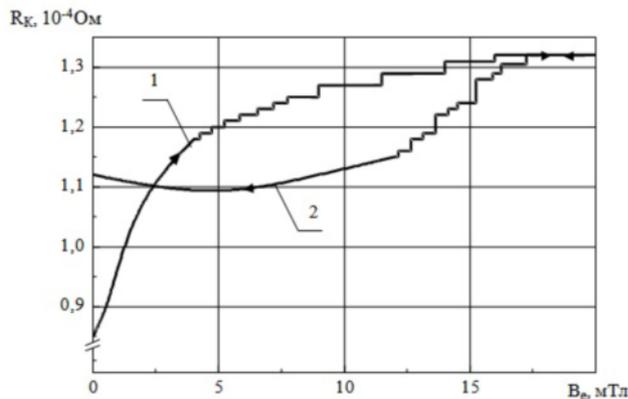
Во второй серии проведенных экспериментов изучались контактные явления, обусловленные возникновением локального резистивного состояния в небольшом объеме иттриевого ВТСП. Для этого трехточечным методом определялось сопротивление контакта металл-сверхпроводник.

Омическое сопротивление контакта  $R_k$  при комнатной температуре составляло  $10^{-2}$  Ом·см<sup>2</sup>. С понижением температуры оно монотонно уменьшалось и при 90 К составляло уже  $6 \cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>2</sup>. Далее, в интервале температур 90–81 К оно скачкообразно падало до значения  $0,5 \cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>2</sup>, и при температуре жидкого азота остаточное сопротивление контакта было  $0,25 \cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>2</sup> (рис 6, кривая 1). Наложение даже малого по величине магнитного поля  $B_e$  вызывало увеличение  $R_k$ , причем в области низкотемпературной части сверхпроводящего перехода (рис. 6, кривые 2, 3). Таким образом, обнаружилась чувствительность сопротивления контакта металл-сверхпроводник к величине внешнего магнитного поля.



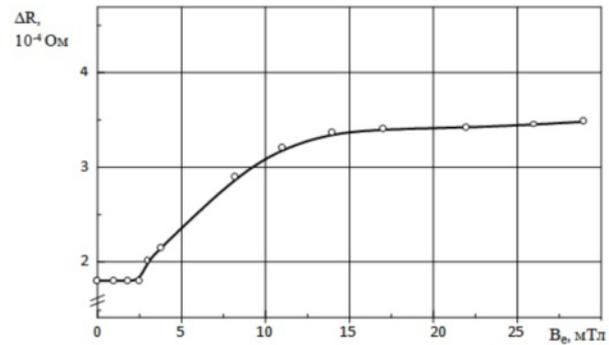
**Рис. 6.** Температурные зависимости сопротивления контакта  $R_k$  и сопротивления сверхпроводника  $R_{об}$ : 1,2,3 –  $R_k$  при  $B_e$  соответственно 0; 1; 10 мТл; 4 –  $R_{об}$  при  $B_e=0$   
**Fig. 6.** Temperature dependencies of contact resistance  $R_c$  and superconductor resistance  $R_s$  (sample resistance): 1, 2, 3 –  $R_c$  at  $B_e$  respectively 0; 1; 10 mT; 4 –  $R_s$  at  $B_e=0$

При стабилизации температуры на уровне ~78 К и изменении внешнего магнитного поля от нуля до 20 мТл были получены полевые зависимости электрического сопротивления контакта (рис. 7). На рисунке видно, что с непрерывным ростом поля сопротивление увеличивается вначале плавно, а затем на кривой  $R_k(B_e)$  проявляются ступеньки. При уменьшении поля (ветвь 2) характерные ступеньки также имеют место, но экспериментально различимы только в области больших полей (примерно 10 мТл против 4 мТл на прямом ходе). Кроме того, наблюдается захват потока, который вызывает появление остаточного сопротивления.



**Рис. 7.** Зависимость сопротивления контакта  $R_k$  от  $B_e$ : 1, 3 – прямой ход, 2 – обратный ход;  $I_{mp} = 0,03$  А  
**Fig. 7.** Dependence of the contact resistance  $R_c$  on  $B_e$ : 1, 3 - forward stroke, 2 – reverse stroke;  $I_{tr}$  (transport current) = 0.03 А

На рис. 8 приведена полевая зависимость, характеризующая степень влияния ширины развертки постоянного поля на интенсивность захвата магнитного потока.



**Рис. 8.** Зависимость остаточного сопротивления  $\Delta R$  от  $B_e$   
**Fig. 8.** Dependence of the residual resistance  $\Delta R$  on  $B_e$

### Обсуждение результатов

Электрическое сопротивление сверхпроводника, находящегося в резистивном состоянии, определяется диссипативным движением вихрей под действием силы Лоренца, зависящей от величины транспортного тока и магнитного поля. Его значение можно оценить из следующей формулы:

$$R_{об} \sim \frac{B_e \Phi_0}{\eta c} \sim \frac{\Phi \cdot \Phi_0}{\eta c} = \frac{N \cdot \Phi_0^2}{\eta c} \sim \frac{N}{\eta}, \quad (3)$$

где  $B_e$  – индукция магнитного поля в объеме ВТСП;  $\Phi_0$  – квант магнитного потока;  $\eta$  – коэффициент вязкого течения вихрей;  $c$  – скорость света,  $\Phi$  – магнитный поток,  $S$  – площадь поперечного сечения образца,  $N$  – число вихрей.

Таким образом, пренебрегая диссипацией на нормальных включениях, которые неизбежно присутствуют в таком сложном по химическому составу материале, можно считать, что сопротивление прямо пропорционально числу свободно движущихся вихрей и обратно пропорционально коэффициенту  $\eta$ .

Из приведенных на рис. 2 результатов видно, что в полях от 2,5 до 10 мТл сопротивление практически линейно возрастает с увеличением поля. Это свидетельствует о том, что вихри, проникающие в межгранулярное пространство, практически все участвуют в вязком движении. В больших полях они начинают проникать в гранулы сверхпроводника, где центры пиннинга более эффективны. Под действием возрастающей силы Лоренца (фактически величина транспортного тока становится больше критического тока гранул при выбранном значении  $B_e$ ) они продолжают движение и в их объеме.

Из формулы (3) следует, что наклон резистивных кривых определяется величиной коэффициента вязкого трения вихрей. Так как в гранулах он больше, то это и вызывает уменьшение наклона кривой зависимости  $R_{об}(B_e)$  при  $B_e > 8$  мТл, где, по нашим оценкам, величина  $\eta$  возрастает в 20 раз.



Начальный участок на зависимости обратного хода (кривая 3) имеет такой же наклон, как начальный участок на кривой прямого хода, т. е. в первый момент уменьшения магнитного поля вязкое течение вихрей характеризуется коэффициентом  $\eta$ , равным для случая проникновения магнитного поля в межгранулярное пространство. Это значит, что при уменьшении  $B_e$  магнитный поток  $\Phi$  прежде всего выходит из межгранулярного пространства, и количество вихрей  $N \sim \Phi/\Phi_0$ , участвующих в движении, уменьшается, что сказывается на величине  $R$ . При дальнейшем росте поля более 10 мТл наклон кривой обратного хода становится равным наклону кривой 1, соответствующему движению вихрей в объеме гранул. Таким образом, можно отметить, что конечный участок обратного хода резистивной кривой связан с процессом выхода вихрей из гранул.

Приведенные рассуждения хорошо согласуются с результатами исследований образцов различных партий (рис. 3). При прочих равных условиях исследованные керамики различаются своей плотностью, в связи с чем объем межгранулярной среды максимален для образцов 1 партии и минимален для образцов керамики партии 3. В соответствии с этим величина  $\Delta R$ , связанная в основном с проникновением вихрей в межгранулярную среду, имеет наименьшее значение  $\sim 1$  мОм для наиболее плотных образцов партии 3 и наибольшее –  $\sim 3,5$  мОм для самых пористых керамик (партия 1).

Хорошо известно, что переменное магнитное поле проникает в объем сверхпроводника на глубину скин-слоя, которая может быть оценена по формуле:

$$\lambda = \left( \frac{c^2}{2\pi\sigma\omega} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где  $\sigma$  – проводимость материала,  $\omega$  – частота переменной составляющей.

На основании приведенной зависимости была рассчитана приближенная глубина скин-слоя высокотемпературного сверхпроводника для амплитуды переменного поля 0,15 мТл (при расчетах использовалось значение сопротивления по постоянному току). Это позволило построить зависимости  $R/R_0(\lambda)$ , приведенные на рис. 5. Из кривых видно, что в случае, когда величина скин-слоя значительно превышает размеры образца, и имеет место влияние переменной составляющей поля на все межгранулярное пространство, сопротивление ВТСП меньше по сравнению с исходным. Когда же скин-слой меньше, то индуцированные токи протекают только в приповерхностном слое гранул, уменьшая значение их критического тока и вызывая дополнительную диссипацию, что и приводит к увеличению сопротивления.

Снижение величины сопротивления при наложении переменного поля, по-видимому, связано с тем, что в момент, когда поле  $b(t)$  по направлению совпадает с полем  $B_e$ , появившиеся дополнительные вихри

и, следовательно, возникшее дополнительное магнитное давление продвигают часть вихрей из межгранулярного пространства внутрь гранул. В следующий полупериод поле  $b(t)$  уже не совпадает с направлением постоянного магнитного поля, и вихри выходят из объема образца. Так как существует энергетический барьер на пути выхода вихрей из гранул больший, чем из межгранулярного пространства, то магнитный поток уменьшается за счет вихрей последнего. В итоге за один период переменного поля происходит перераспределение вихрей решетки в гранулы, и при этом уменьшается число вихрей, участвующих в диссипации, и, соответственно, величина  $R_{об}$ .

С одной стороны, увеличение амплитуды переменного поля повышает эффективность процесса перераспределения, с другой стороны, индуцированное в объеме сверхпроводника токи снижают значение критического тока ВТСП, вызывая рост  $R_{об}$ . Однако происходящий процесс перераспределения вихрей производит больший эффект, и сопротивление сверхпроводника уменьшается. Это можно наблюдать, снижая амплитуду переменного поля (рис. 4, кривые 1,2).

На более высоких частотах поле  $b$  слабо влияет на межгранулярное пространство, и при этом практически отсутствует эффект перераспределения вихрей. В соответствии с этим и величина гистерезиса кривых  $R/R_0$  в этом случае значительно меньше (кривые 4, 5 на рис. 4).

Рассмотренный эффект перераспределения вихрей внутри объема сверхпроводника имеет и прикладную значимость, так как кратковременным воздействием переменного поля можно улучшать транспортные свойства гранулированных ВТСП

Перейдем теперь к результатам, полученным для системы металл – гранулированный сверхпроводник. В общем случае сопротивление такого контакта складывается из сопротивления, созданного слоем серебра  $R_m$ , областью контакта СП-Ме (барьерное сопротивление  $R_b$ ) и приконтактным слоем сверхпроводника [12]. Металлический характер проводимости контакта указывает на отсутствие вклада  $R_b$ , эффектом же магнитного сопротивления серебра пренебрегаем, т. е. поведение сопротивления контакта в магнитном поле определяется тогда только сопротивлением приконтактного слоя сверхпроводника. Тот факт, что влияние  $B_e$  на сопротивление контакта наблюдается только в низкотемпературной части резистивного перехода ВТСП в сверхпроводящее состояние, свидетельствует о том, что в значение магнитного сопротивления  $R_k$  вносит доминирующий вклад межгранулярное пространство приконтактного слоя ВТСП, которое, как известно, в отличие от гранул, имеет меньшее значение критической температуры.

Наблюдаемые изменения сопротивления  $R_k$  в увеличивающемся поле свидетельствуют об особенностях проникновения магнитного поля в ВТСП. Так, в полях до 4 мТл поле интенсивно проникает в



межгранулярное пространство практически беспрепятственно, при больших полях проникновение происходит в гранулы, преодолевая поверхностный барьер, и оно происходит не единичными вихрями, а в виде коллективов связей, причем при  $B_c > 8$  мТл число вихрей в связке начинает увеличиваться. Выход поля из объема сверхпроводника также происходит в виде связей. Проведенное обоснование подтверждается и нашими экспериментами с захватом магнитного потока. В исследуемых сверхпроводниках в полях до 2 мТл остаточное сопротивление  $\Delta R$  равно нулю, т. е. отсутствует захват магнитного потока. До 10 мТл происходит рост захваченного потока, величина которого далее практически не изменяется, что свидетельствует о его максимальном для данного сверхпроводника значении.

### Выводы

Таким образом, в результате проведенной работы можно сделать следующие выводы:

- выявлен гистерезисный характер сопротивления гранулированного сверхпроводника в резистивном состоянии при изменении внешнего магнитного поля, обусловленный существенно различающимися коэффициентами вязкого течения вихрей для гранул и межгранулярной среды и определяющийся реальной макроструктурой керамических сверхпроводников;
- показано, что малое переменное магнитное поле оказывает существенное влияние на сопротивление ВТСП в резистивном состоянии, причем степень влияния и его направление определяются глубиной скин-слоя;
- в рамках интерпретации полученных результатов выдвинуто предположение, что влияние малого переменного поля на сопротивление образца сверхпроводника обусловлено перераспределением вихрей магнитного потока со слабых центров пиннинга (из межгранулярной среды) на более сильные центры (в гранулы);
- показана возможность применения резистивного метода для изучения тонких физических процессов при проникновении магнитного потока в гранулированные сверхпроводники: наблюдение скачков потока, изучение динамики вихревой решетки и, в частности, обнаружения влияния реальной кристаллической структуры на захват магнитного потока.

### Список литературы

1. Ковалев Л.К., Ковалев К.Л., Конеев С. М. и др. Электрические устройства на основе массивных высокотемпературных сверхпроводников // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. 396 с.
2. Альтов В.А., Глебов И.А., Черноплеков И.А. Сверхпроводниковые технологии — новый этап в развитии электротехники и электроэнергетики // Сверхпроводимость: исследования и разработки. 2002. № 11. С. 5.

3. Жуков А.А., Комарков Д.А., Мощалков В.В. и др. Влияние собственного и захваченного магнитного поля на критический ток керамики  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$  // Сверхпроводимость: физ., химия, техн. 1990. Т. 3, № 6. С. 1234–1243.

4. Башкиров Ю.А., Флейшман Л.С. Массивные высокотемпературные сверхпроводящие материалы для сильноточных применений // Сверхпроводимость: физ., химия, техн. 1992. Т. 5, № 8. С. 1351–3182.

5. Пан В.М. Критические токи в высокотемпературных сверхпроводниках // Ж. Всер. хим. о-ва. 1989. Т. 34, № 4. С. 509–519.

6. Mannhart J., Tsuei C.C. Limits of the critical current density of polycrystalline high-temperature superconductors based on the current transport properties of single grain boundaries // Z. Phys. B. 1989. V. 77, No 1. P. 53–59.

7. Chen D.X., Munoz J.M., Puig T., et al. Multi-level granular structure in high- $T_c$  superconductors // Proc. ICTPS'90. Int. Conf. Transp. Prop. Supercond., Rio de Janeiro. Apr, 1990. Singapore, 1990. P.198–220.

8. Obara H., Yamasaki H., Kimure Y. et al. Irreversible behavior of the transport critical current in polycrystalline Y-Ba-Cu-O // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55, No 22. P. 2342–2344.

9. Qian Y.J., Tang Z.M., Chen K.Y., et al. Transport hysteresis of the oxide superconductors Y-Ba-Cu-O in applied fields // Phys. Rev. B. 1989. V. 39, No 7. P. 4701–4703.

10. Милошенко В.Е., Голев И.М., Бруданина Л.Л. Сопротивление контактов металл-гранулированный сверхпроводник в магнитном поле // Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов: Тез. докл.- Воронеж: ВГТУ, 1996. С. 49.

11. Голев И.М., Милошенко В.Е., Бруданина Л.Л. Магнитосопротивление контактов металл-гранулированный сверхпроводник // Изв. АН. Физ. Серия. 1997. Т. 61, № 5. С. 1005–1008.

12. Алиферцев О.Н., Ливанов А.Е. Математическая модель измерения удельного сопротивления структур ВТСП-металл методом независимого контакта // Сверхпроводимость: физ., химия и техн. 1994. Т. 7, № 10–12. С. 1588–1560.

### References

1. Kovalev L.K., Kovalev K.L., Koneev S. M. i dr. Èlektričeskie ustrojstva na osnove massivnyh vysokotemperaturnyh sverhprovodnikov. Moscow: FIZMATLIT Publ., 2010. 396 p. (in Russ.)
2. Altov V.A., Glebov I.A., Chernoplekov I.A. Sverhprovodnikovye tehnologii — novyj etap v razvitii èlektrotehniki i èlektroènergetiki. *Sverhprovodimost': issledovaniâ i razrabotki*, 2002, no. 11, p. 5 (in Russ.).
3. Zhukov A.A., Komarkov D.A., Motchalkov V.V. et al. Vliânie sobstvennogo i zahvačennogo magnitnogo polâ na kritičeskij tok keramiki  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ .

*Sverhprovodimost': fiz., himiâ, tehn*, 1990, vol. 3, no. 6, pp. 1234-1243 (in Russ.).

4. Bashkirov Yu.A., Fleishman L.S. Massivnye vysokotemperaturnye sverhprovodâšie materialy dlâ sil'notoĉnyh primenenij. *Sverhprovodimost': fiz., himiâ, tehn.*, 1992, vol. 5, no. 8, pp. 1351-3182.

5. Pan V.M. Kritičeskie toki v vysokotemperaturnyh sverhprovodnikah. *Ž. Vser. him. o – va*, 1989, vol. 34, no. 4. pp. 509-519 (in Russ.).

6. Mannhart J., Tsuei C.C. Limits of the critical current density of polycrystalline high-temperature superconductors based on the current transport properties of single grain boundaries. *Z. Phys. B*, 1989, vol. 77, no. 1. pp. 53-59 (in Eng.).

7. Chen D.X., Munoz J.M., Puig T., et al. Multi-level granular structure in high-Tc superconductors. *Proc. ICTPS'90. Int. Conf. Transp. Prop. Supercond.*, Rio de Janeiro. Apr, 1990. Singapore, 1990, pp. 198-220 (in Eng.).

8. Obara H., Yamasaki H., Kimure Y., et al. Irreversible behavior of the transport critical current in poly-

crystalline Y –Ba –Cu –O. *Appl. Phys.Lett.*, 1989, vol. 55, no. 22, pp. 2342-2344 (in Eng.).

9. Qian Y.J., Tang Z.M., Chen K.Y., et al. Transport hysteresis of the oxide superconductors Y –Ba –Cu –O in applied fields. *Phys. Rev. B*, 1989, vol. 39, no. 7. pp. 4701-4703 (in Eng.).

10. Miloshenko V.E., Golev I.M., Brudanina L.L. Soprotivlenie kontaktov metall–granulirovannyj sverhprovodnik v magnitnom pole. *Dejstvie èlektromagnitnyh polej na plastiĉnost' i proĉnost' materialov: Tez. dokl.* Voronezh: VGTU Publ., 1996, p. 49 (in Russ.).

11. Golev I.M., Miloshenko V.E., Brudanina L.L. Magnitosoprotivlenie kontaktov metall–granulirovannyj sverhprovodnik. *Izv. AN. Fiz. Seriâ*, 1997, vol. 61, no. 5. pp.1005-1008 (in Russ.).

12. Alifercev O.N., Livanov A.E. Matematiĉeskaâ model' izmereniâ udel'nogo soprotivleniâ struktur VTSP–metall metodom nezavisimogo kontakta. *Sverhprovodimost': fiz., himiâ i tehn.*, 1994, vol. 7, no. 10-12, pp. 1588-1560 (in Russ.).

Транслитерация по ISO 9:1995



Apr 27, 2015 - Vancouver, Canada

### About HFC2015

The biennial Hydrogen + Fuel Cells 2015 conference is hosted by the Canadian Hydrogen and Fuel Cell Association to increase awareness of the economic, environmental and social benefits of hydrogen and fuel cells.

Hydrogen + Fuel Cells 2015 has been formatted from previous conferences to provide a smaller and intimate platform for thought-provoking conversation among the industry's leading executive professionals.

**Clean Energy Advances:** The Commercialization of Mobility, Energy Storage and Automotive Technology will provide the framework for topic areas of discussion encompassing important key aspects of the hydrogen and fuel cell industry including today's challenges, innovations and initiatives occurring globally.

[www.hfc2015.com](http://www.hfc2015.com)

