

**ТЕПЛОЕ УВЛЕЧЕНИЕ ВИХРЕЙ В  
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ  $YBa_2Cu_3O_x$**

*Ю.М.Иванченко, П.Н.Михеенко, В.П.Семиноженко,  
В.Л.Соболев, А.И.Усоскин, Я.И.Южелевский*

Обнаружен эффект теплового увлечения собственных вихрей транспортного тока в сверхпроводящих пленках  $YBa_2Cu_3O_x$ . Проведена его интерпретация в терминах переносимой вихрями энтропии. Найдено, что отсутствие порогового характера появления напряжения связано с аномально малым пиннингом вблизи критической температуры сверхпроводника.

1. Известно (см., например, <sup>1</sup>), что в сверхпроводниках существует целый класс термомангнитных явлений, связанных с движением вихрей под действием температурного гради-

ента  $\nabla T$ . Перемещение квантов потока связано с транспортом переносимой ими энтропии  $s_\varphi$ . Действующая на них сила при этом равна:

$$F_T = -s_\varphi \nabla T. \quad (1)$$

Величина  $s_\varphi$  может быть оценена через степень изменения с температурой первого критического поля  $H_{c1}$ :

$$s_\varphi / \Phi_0 = - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial H_{c1}}{\partial T}, \quad (2)$$

где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока.

В высокотемпературных сверхпроводниках величина  $\partial H_{c1} / \partial T \approx [6 \div 7] \text{ Э/К}^2$  почти на порядок ниже, чем в тонкопленочных системах из мягких сверхпроводников, однако, вследствие высокого значения критической температуры ( $T_c$ ), в них возможно наличие гораздо более сильных градиентов  $T$ . Это обстоятельство может обеспечить довольно высокий уровень термомагнитных явлений в тонких пленках из новых сверхпроводников.

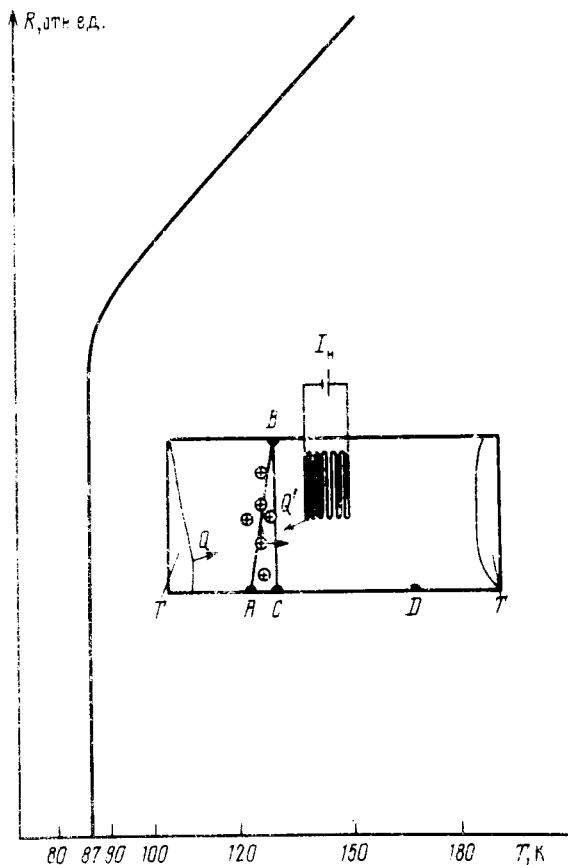


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления одной из типичных пленок металлооксидной керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ . На вставке изображена геометрия использованных образцов

2. В настоящей работе проведено исследование сверхпроводящих пленок иттриевого металлооксидного соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ , приготовленных лазерным напылением на подложки из ориентированного монокристалла  $\text{SrTiO}_3$ . Толщина образцов составляла 0,5 — 1 мкм, длина 1 — 2 см, ширина — 0,3 см.

Пленки имели резкий резистивный переход (см. рис. 1) с шириной около 0,3 К. Температура зануления сопротивления составляла 86,5 — 87,2 К. Плотность тока при температуре жидкого азота равнялась  $\approx 10^5 \text{ А/см}^2$ .

Для создания температурного градиента использовалось явление саморазогрева образца вблизи одного из токовыводов, которые выполнялись втиранием небольшого количества

чистого индия. В качестве дополнительного источника тепла (см. вставку к рис. 1) использовался плоский резистивный нагреватель.

Для выделения эффектов, связанных с движением вихрей под действием градиента температуры, производилась съемка потенциала по асимметричной холловской схеме в точках  $A$  и  $B$ , так как это показано на вставке. Несимметричный характер выделения тепла обеспечивал насыщение пленки вихрями одного знака<sup>3</sup>.

3. Показанное на вставке к рис. 1 расположение источника тепла и потенциальных выводов позволяет регистрировать как "продольное", отвечающее силе Лоренца, напряжение  $U_j$  (оно эквивалентно снимаемому с выводов  $A$  и  $C$ , где  $C$  — проекция положения контакта  $B$  на нижнюю грань пленки), так и "поперечное"  $U_T$ , возникающее при наличии в образце направленного вдоль его длины градиента тепла. Последнее связано с пересечением вихрями линии  $BC$ . Важно отметить, что в показанной геометрии  $U_j$  и  $U_T$  включены дифференциальным образом. Изменение асимметрии точек  $A$  и  $B$ , направления температурного градиента или места входа вихрей приводят к сложению  $U_T$  и  $U_j$ .

Регистрация  $U_j - U_T$  производилась непрерывно при изменении текущего через образец транспортного тока. Серия полученных таким образом вольт-амперных характеристик одного из образцов приведена на рис. 2. Положительные напряжения соответствуют плюсовой величине  $U$  в нормальном состоянии. Отрицательные значения  $U$  отвечают превосходству  $U_T$  над  $U_j$ .

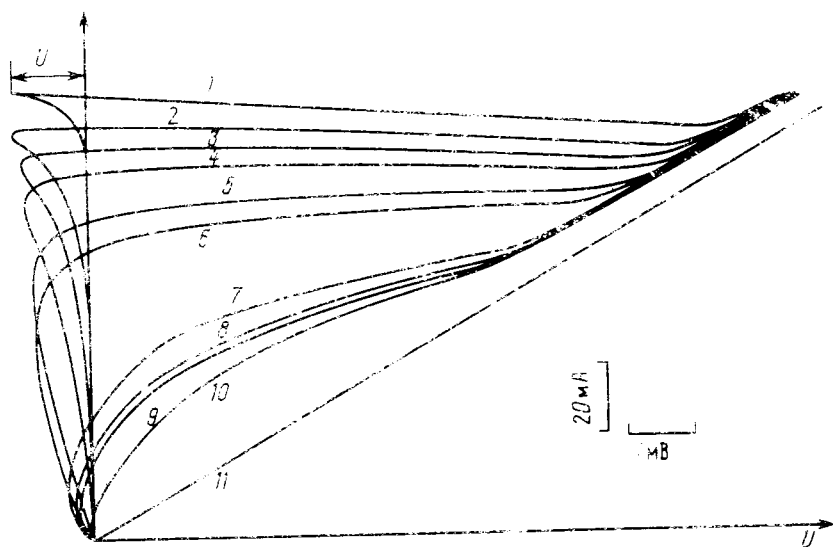


Рис. 2. Серия вольт-амперных характеристик металлооксидной пленки при следующих значениях температуры термостата: 1 — 86,14; 2 — 86,26; 3 — 86,38; 4 — 86,5; 5 — 86,68; 6 — 86,74; 7 — 87,1; 8 — 87,13; 9 — 87,14; 10 — 87,16; 11 — 88 К

Величина асимметрии контактов для этого же образца, определенная при температуре выше критической из сравнения падения напряжения между точками  $A$ ,  $B$  и  $A$ ,  $D$ , где  $D$  — положение дополнительного далеко отстоящего вывода на той же стороне, образца, что и точка  $A$ , составила 0,3 мм. Разница  $U_T$  и  $U_j$  при этом, как видно из рис. 2, достигает довольно высокой величины:  $\sim 1$  мВ. Для сравнения, в эффекте Нернста для обычных сверхпроводников<sup>4</sup> при  $\Delta T$  около 1 К  $U_T$  составляет лишь  $10^{-6} - 10^{-7}$  В. Подчеркнем, что высокие значения  $U_T$  достигаются главным образом за счет использования пленок большой ширины.

Из рис. 2 видно, что  $U_T$  выше  $U_j$  только при плотностях тока ( $j$ ), меньших определенного значения. Это связано с тем, что  $U_j \sim j$ , а перепад температур имеет конечное предельное значение  $T_c - T_0$ , где  $T_0$  — температура термостата, и выходит на насыщение с ростом  $j$ .

Для проверки природы наблюдаемого эффекта было произведено включение встречного теплового градиента. На рис. 3 показаны температурные зависимости максимального отрицательного напряжения при трех значениях тока  $I_H$  через нагреватель. Видно, что при увеличении  $I_H$  амплитуда аномалии падает, сдвигаясь в область меньших  $T_0$  и исчезает при  $I_H \approx 200$  мА.

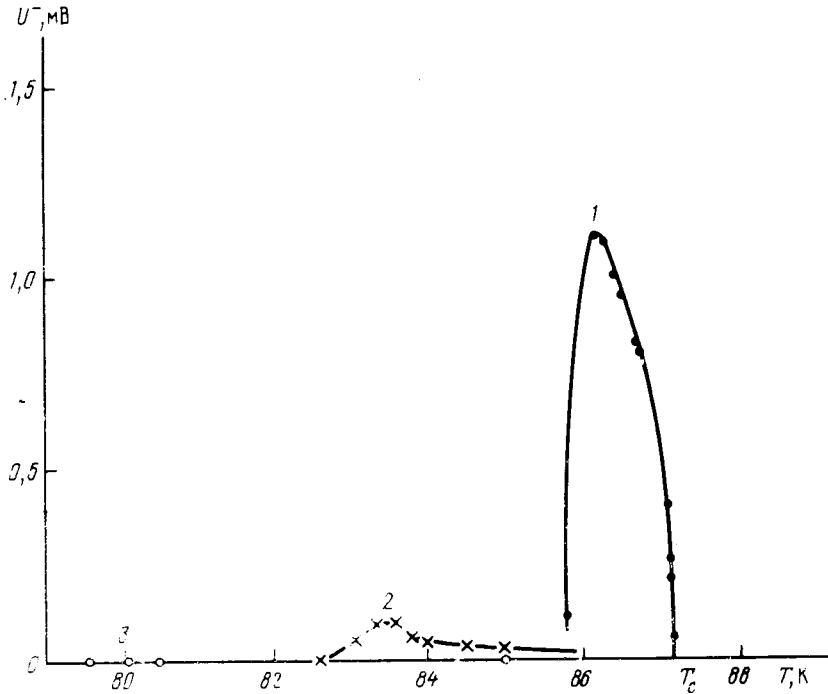


Рис. 3. Температурная зависимость максимального напряжения тепловой аномалии при трех значениях тока через дополнительный нагреватель: 1 — 0; 2 — 100; 3 — 200 мА

4. Проведем анализ полученных результатов. Несмотря на значительность эффекта, превосходство  $U_T$  над  $U_j$  вовсе не означает превосходство тепловой силы над силой Лоренца, поскольку  $U_{T,j}$  пропорциональны числу "строчек" участвующих в эффекте вихрей, то есть если расстояния между вихрями вдоль длины и ширины пленки одинаковы, длине  $L$  отрезков  $CB$  и  $AC$ . В соответствии с этим  $F_j \sim U_j / L_{AC}$ ;  $F_T \sim U_T / L_{CB}$ .

В точке пересечения вольт-амперных характеристик с осью токов  $U_j = U_T$  то есть  $F_T = F_j L_{AC} / L_{CB}$ . В эксперименте  $L_{AC} / L_{CB} = 0,1$ . Это значит, что при отсутствии на потенциальных выводах напряжения  $F_T \approx 0,1 F_j$ .

Визуальное наблюдение за пленкой, погруженной в жидкий азот, показывает, что полное разрушение сверхпроводящего состояния вблизи токового контакта, сопровождающееся сильным кипением криогенной жидкости, наблюдается при токах около 100 мА. Значение  $U_T$  при этом составит  $\approx 40$  К/см.

Учитывая, что  $F_j = j\Phi_0/c$  и объединяя это выражение с уравнениями <sup>1, 2</sup>, получим:

$$0,1 \frac{j}{c\sqrt{T}} = s_\varphi / \Phi_0 \quad (3)$$

Подставляя конкретные значения для момента развития пузырькового кипения, получим  $s_{\varphi}/\Phi_0 = 0,8$  Э/К. С другой стороны, из уравнения (2) для  $\partial H_{c1}/\partial T \approx 6,5$  Э/К  $s_{\varphi}/\Phi_0 = 0,52$  Э/К. Таким образом, экспериментально определенное значение  $s_{\varphi}/\Phi_0$  по порядку величины совпадает с определенным из других независимых измерений. Это подтверждает предположение о том, что переносимая вихрями энтропия в высокотемпературных сверхпроводниках на порядок ниже, чем в классических системах.

Наконец, следует остановиться на еще одной важной особенности эффекта теплового увлечения вихревых потоков. Как следует из рис. 2, появление напряжения отрицательного знака не имеет порогового характера, начинаясь с  $j = 0$ . Это значит, что вихри приводятся в движение даже ничтожно малыми силами, что является свидетельством существования вблизи  $T_c$  области аномального крипа магнитного потока. Благоприятным обстоятельством для проявления этого эффекта послужило термическое подавление краевого потенциального барьера пленки.

Добавим в заключение, что вследствие значительной величины описанного эффекта, имеющего место только при  $T < T_c$  (см. рис. 3) при больших  $T$  он может быть использован как точный метод измерения критической температуры пленок.

#### Литература

1. Хюбнер Р.П. Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках. М.: Машиностроение, 1984, с. 224.
2. Головашкин А.И. УФН, 1987, 152, 553.
3. Lee H.J., Rudman D.A., Garland J.C. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 2051.
4. Rowe V.A., Huebener R.P. Phys. Rev., 1969, 185, 666.

Донецкий физико-технический институт  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
13 января 1989 г.

Научно-производственное объединение "Монокристаллреактив"