

05.4

© 1991

ЧЕТНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПЛЕНКАХ $YBa_2Cu_3O_x$ А.Л. Х о л к и н, В.В. Л е м а н о в,
Я.В. К о п е л е в и ч

Известно, что в смешанном состоянии сверхпроводников 2-го рода поперечная ЭДС, возникающая при приложении внешнего магнитного поля, может иметь четную по магнитному полю компоненту, обусловленную движением вихрей вдоль определенных направлений, связанных как с неоднородностью самих образцов (возникающей, например, при прокатке лент), так и с неоднородностями магнитного поля [1, 2]. Величина этой „четной“ ЭДС Холла (ЧЭХ) зависит от угла между направлением тока и направлением движения вихрей ($\alpha \sin 2\alpha$), коэффициента вязкости вихрей, магнитного поля и может служить критерием однородности исследуемого образца. При благоприятных условиях четная ЭДС может превышать не только обычный нечетный холловский сигнал, но и соответствующую продольную компоненту [2].

ЧЭХ в ВТСП впервые наблюдалась нами в керамических образцах $YBa_2Cu_3O_x$, в которых направляющими для движения вихрей служили собственные случайно ориентированные слабые связи (границы зерен и/или двойников) [3]. Вследствие этого поперечная ЭДС также носила случайный характер и увеличивалась с уменьшением размеров образца. В работе [4] обнаружена четная по магнитному полю поперечная ЭДС в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_x$, которую автор связывает с неоднородностью образца, появляющейся в сверхпроводящей фазе.

В настоящей работе исследовались пленки $YBa_2Cu_3O_x$ различного качества, ось с которых была ориентирована перпендикулярно плоскости подложки. Пленки изготавливались магнетронным распылением на подложках MgO . Температура начала сверхпроводящего перехода составляла 92–93 К, ширина перехода в нулевом магнитном поле 3–4 К.

Методика измерения поперечной ЭДС и исключения ЭДС неэквивалентности отличалась от предложенной в [3] и заключалась в следующем. Измерялись напряжения V_{12} и V_{13} между холловскими электродами, расположенными, как показано на вставке, к рис. 1. В нормальном состоянии эти напряжения связаны с неэквивалентностью, имеют разные знаки и отличаются на постоянный множитель, не зависящий от температуры ($|V_{12}/V_{13}| = S$). В сверхпроводящей фазе в присутствии внешнего магнитного поля, перпендикулярного пленке, к этим напряжениям добавляется поперечная ЭДС V_t , которая может быть получена из выражения

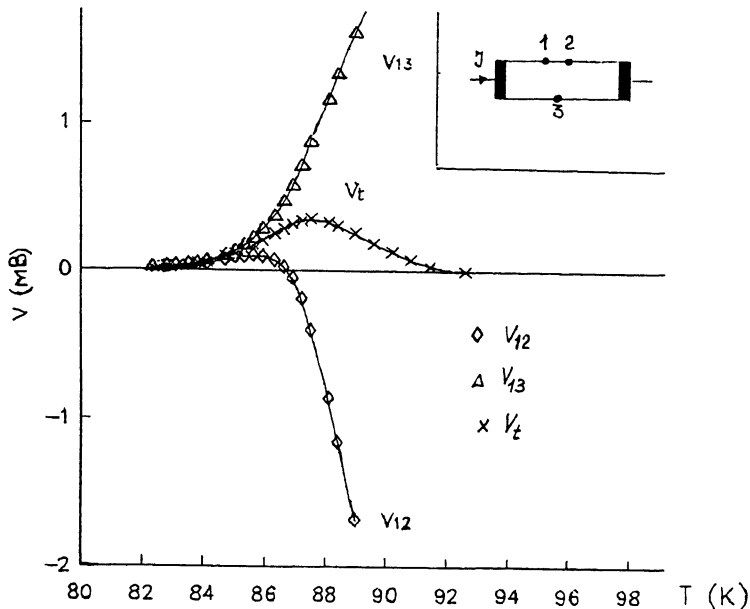


Рис. 1. Температурные зависимости напряжений V_{12} , V_{13} и поперечной ЭДС V_t в пленке с плотностью критического тока $5 \cdot 10^3$ А/см² ($H=6$ кЭ, $j=2 \cdot 10^2$ А/см²). На вставке – расположение электродов на исследуемой пленке.

$$V_t = \frac{I}{s+I} V_{12} + \frac{s}{s+I} V_{13}. \quad (1)$$

Таким образом, предполагая, что неэквивалентность в сверхпроводящей фазе не меняется, и зная коэффициент s , измеренный в нормальном состоянии, можно вычислить поперечную ЭДС, несмотря на то, что ее знак не зависит от знака магнитного поля.

Исследовались пленки толщиной 0.1–0.3 мкм, изготовленные при различных условиях и обладающие различной плотностью критического тока ($J_D = 5 \cdot 10^3 \div 10^5$ А/см² при 77 К). Установлено, что четный холловский сигнал, рассчитанный по формуле (1), наблюдался во всех исследованных нами пленках, однако его величина и отношение к продольному сигналу ($V_t = V_{23}$), пропорциональное тангенсу холловского угла, варьировались от образца к образцу в широких пределах ($V_t/V_L \approx 0.001-5$). Следует отметить, что в отличие от результатов работы [3] ЧЭХ носила стационарный характер во всем исследованном диапазоне магнитных полей (0.05–10 кЭ).

На рис. 1 представлены типичные температурные зависимости величин V_{12} , V_{13} и V_t для пленок с низкой плотностью критического тока ($\approx 5 \cdot 10^3$ А/см²). Видно, что при $T < T_c$ V_{12} меняет

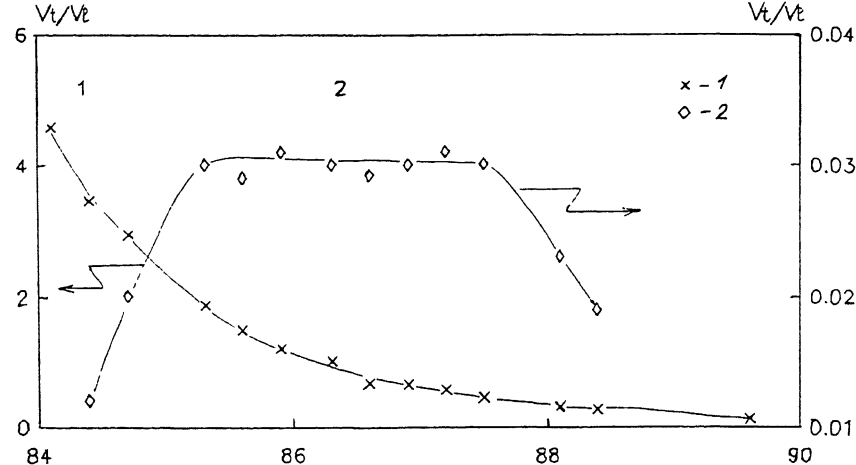


Рис. 2. Отношение поперечного сигнала к продольному в пленках с различной плотностью критического тока: $5 \cdot 10^3$ А/см² (1), 10^5 А/см² (2). $H=1.92$ кЭ.

знак, что указывает на существование большой поперечной ЭДС, превышающей продольную при низких температурах. Температурная зависимость V_t , вычисленная по формуле (1), имеет максимум, сдвинутый примерно на 4 К ниже температуры начала сверхпроводящего перехода. С увеличением магнитного поля величина максимума несколько уменьшается, а его положение смещается в сторону низких температур.

При исследовании пленок с различной плотностью критического тока наблюдалось два типа температурных зависимостей величины V_t/V_l , характеризующей холловский угол (рис. 2). В пленках с низким критическим током V_t/V_l непрерывно увеличивается при уменьшении температур. При увеличении магнитного поля кривая зависимости V_t/V_l от T смещается в сторону низких температур. В образцах с высоким критическим током ($\approx 10^5$ А/см²) в температурной зависимости V_t/V_l наблюдается плато, резко обрывающееся как в сторону высоких, так и в сторону низких температур.

Предположим, что наблюдаемая поперечная ЭДС появляется вследствие движения вихрей вдоль слабых связей, ориентированных вдоль определенных направлений в пленке. Такими выделенными направлениями могут быть двойниковые границы, дислокации, упругие напряжения в пленке и т.д. Следуя работе [2], запишем величину V_t/V_l в следующем виде

$$V_t/V_l = \frac{t}{l} \left(\frac{k^{-1}-1}{\sin 2\alpha_i} + \operatorname{tg} \alpha_i \right)^{-1}, \quad (2)$$

где t и l — ширина и длина пленки, k характеризует распределение каналов по направлениям. При $k=0$ каналы распределены

изотропно в пространстве (ЧЭХ отсутствует), при $k=1$ вытянуты под углом α_i по направлению к току (ЧЭХ максимальна и определяется только углом α_i).

симальна и определяется только углом α_i).

Если k и α_i фиксированы и не зависят от температуры (т.е. сетка слабых связей жесткая), то $V_{\perp}/V_{\parallel} \approx const$, что и наблюдается в образцах с высокой плотностью критического тока в определенной области температур. Если α_i фиксирован внешней неоднородностью, а слабые связи имеют возможность ориентироваться вдоль нее с уменьшением температуры, то коэффициент k будет расти, а отношение V_{\perp}/V_{\parallel} будет увеличиваться с уменьшением T . Такое поведение характерно для пленок с низкой плотностью критического тока (см. рис. 2).

Согласно [2], в образцах с большой четной поперечной ЭДС должна проявляться и анизотропия продольного сигнала, измеренного в двух перпендикулярных направлениях. При этом при достаточно больших k должно выполняться соотношение $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel} \approx (V_{\perp}/V_{\parallel})^2$ (τ/t)². Здесь ρ_{\perp} обозначает сопротивление, измеренное в том же направлении, что и V_{\perp} , ρ_{\parallel} — в направлении поперечной ЭДС. Такие измерения были проведены для пленки, в которой наблюдалось высокое отношение V_{\perp}/V_{\parallel} (кривая 1 на рис. 2). Указанное соотношение выполнялось при низких температурах, что свидетельствует в пользу предполагаемого механизма возникновения поперечной ЭДС.

Отметим, что в наших образцах наряду с четной ЭДС наблюдалась и обычная нечетная ЭДС Холла, выделяемая при изменении знака магнитного поля. Обнаружено, что в нормальном состоянии коэффициент Холла $R_H \propto T^{-1}$, что является характерным для ВТСП (см., например, [5]). При $T < T_0$ R_H меняет знак и достигает отрицательного максимума, величина которого в большинстве случаев много меньше величины четной ЭДС. Сосуществование четной и нечетной холловских компонент в некотором диапазоне температур и магнитных полей свидетельствует о том, что часть вихрей не „чувствует“ направляющих и может двигаться в любом направлении в соответствии с балансом сил, действующих на вихрь [6].

Таким образом, в исследованных нами пленках наблюдалась четная по магнитному полю поперечная ЭДС Холла. Температурные зависимости тангенса холловского угла свидетельствуют о наличии двух типов слабых связей, реализуемых в смешанном состоянии пленок с различной плотностью критического тока. Причины, вызывающие движение вихрей в определенных направлениях, в настоящее время не ясны и требуют дальнейших исследований.

Авторы благодарны А.Б. Шерману за предоставление пленок и Э.Б. Сониному за полезные дискуссии.

Работа выполнена в рамках проекта № 347 Государственной программы „Высокотемпературная сверхпроводимость“.

- [1] S t a a s F.A., N i e s s e n A.K., D r u y -
v e s t e y n W.F., v a n S u c h t e l e n J. //
Phys. Lett. 1964. V. 13. N 4. P. 293-295.
- [2] N i e s s e n A.K., v a n S u c h t e l e n J.,
S t a a s F.A.; D r u y v e s t e y n W.F. //
Philips Res. Repts. 1965. V. 20. N 3. P. 226-234.
- [3] К о п е л е в и ч В.Я., Л е м а н о в В.В., С о н и н Э.Б.,
Х о л к и н А.Л. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 50. № 4.
С. 188-191.
- [4] C h i e n T.R. // Ph. D. thesis. Princeton univer-
sity. 1991.
- [5] I u e Y., N a k a m u r a S. // Techn. Rept.
ISSP. 1989. N 2153. P. 1-30.
- [6] Х ю б е н е р Р.П. Структуры магнитных потоков в сверх-
проводниках. М.: Машиностроение. 1984. 224 с.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, С.-Петербург

Поступило в Редакцию
27 августа 1991 г.