

по материалам отечественной и зарубежной печати. ЦООНТИ „ЭКОС“, Москва, 1987. С. 19.

[6] Комолов В.Л. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 3. С. 486-491.

Поступило в Редакцию
19 марта 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 9

12 мая 1991 г.

05.4

© 1991

КРИТИЧЕСКИЙ ТОК И ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОЗИТНЫХ ВТСП

Ю.М. Львовский

1. Создание композитных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), стабилизированных нормальным металлом, находится в стадии начальных проработок. Однако уже сейчас можно с определенностью предсказать их основные характеристики, опираясь на физическое описание диссипации в ВТСП-оксидах. Общим отличительным свойством ВТСП является интенсивный термоактивационный крип (ТК) — срыв связок квантовых вихрей с центров пиннинга под действием тепловых флуктуаций, обусловленный слабой связью с пиннинг-центрами из-за малой длины когерентности и высокой температуры. Взгляд на ТК как на ведущий механизм диссипации в ВТСП подтвержден рядом теоретических и экспериментальных работ ([1-3] и др.). Именно ТК порождает широкую переходную область температур $T_r(j, B) < T < T_c$, растущую с ростом магнитной индукции B , где резистивность плавно восстанавливается до уровня нормального состояния. Тем самым ТК определяет критическую плотность тока $j_c(T, B) \equiv j|_{T=T_r}$, соответствующую началу диссипации, что при больших j_c индуцируется по минимальной напряженности электрического поля E_{min} . Зависимость $j_c(T, B)$ в области малых j_c , где E — критерий неприменим (там $j \sim E$), остается неисследованной.

Ниже с использованием ρ -критерия (по удельному сопротивлению) определена зависимость $j_c(T, B)$ в полном диапазоне параметров, описаны области различных режимов. На основе физического описания ТК получены диссипативные и вольтамперные характеристики (ВАХ) композитных ВТСП без традиционного привлечения феноменологических подходов.

2. Для тонкого ВТСП во внешнем поле $\vec{B} \perp \vec{j}$, много большем собственного поля тока, индукция и плотность вихревых нитей

$n = B / \Phi_0$ однородны по сечению. Полагая $B_{c1} \ll B \ll B_{c2}$, в дальнейшем примем $dT_c/dB = 0$. Следуя Андерсону [4], считаем упругие связки из N вихрей объемом V_N закрепленными на пиннинг-центрах - чередующихся со средним интервалом d_p потенциальных ямах глубиной $U(T, B)$. Действующая на связку сила Лоренца $\vec{F}_L = [j \cdot \vec{B}] V_N$ перекашивает цепочку ям, поэтому частота срыва связки по силе Лоренца равна $f_{\pm} = \omega_0 \exp[-(U - F_L d_p / 2) / kT]$, против $f_{\pm} = \omega_0 \exp[-(U + F_L d_p / 2) / kT]$, где ω_0 - характерная частота. Суммарная плотность диссипации при перескоках связок с перезакреплением на соседних центрах равна

$$\omega = E j = 2 n d_p j B V_N \omega_0 e^{-U/kT} \operatorname{sh} \frac{j B V_N d_p}{2 k T} \quad (1)$$

В качестве критерия для j_c примем минимальный уровень удельного сопротивления ВТСП, ρ_0 , сравнимый с металлическим слоем, что естественно для анализа ВТСП-композитов. В итоге приходим к уравнению для $j_c(T, B)$

$$\ln \left(\frac{\operatorname{sh} x}{x} \right) = \frac{U(T, B)}{kT} - \ln R(T, B) = \delta(T, B), \quad (2)$$

где $x = j_c B V_N d_p / 2 k T$, $R = V_N^2 \omega_0 B^2 / k T d_p \rho_0$. Наиболее общим представлением для пиннинг-потенциала при не слишком малых T/T_c служит $U/kT = c B^{-\beta} (1 - T/T_c)^{\gamma}$; $\beta, \gamma > 0$. Эксперимент показал [2], что для реальных ВТСП $U/kT \sim 10^1 - 10^2$. Тот же порядок дает оценка $\ln R$, значит, j_c слабо чувствительно к ρ_0 . Из (2) следует, что температура $T_0(B) \equiv T_r(0, B)$, при которой $\delta = 0$, отвечает началу резистивного перехода в отсутствие тока, шириной $T_c - T_0 = T_c B^{-\beta/\gamma} (\ln R/c)^{1/\gamma}$. С уменьшением T и B растущий член U/kT доминирует над $\ln R$, с ним растет j_c . Решение уравнения (2) имеет две асимптотики - два режима.

I - Область влияния тока, режим больших j_c ($\delta \gg 1$), где $x = \delta \approx V/kT$, $j_c = 2V/BV_N d_p$. Здесь крип сильно асимметричен ($f_{\rightarrow} \gg f_{\leftarrow}$), срыв вихрей определяется транспортным током, создающим силу Лоренца.

II - Область влияния поля - не рассматривавшийся режим малых j_c ($\delta \ll 1$), где из (2) следует $x = \sqrt{\delta b}$ и

$$j_c \sim \sqrt{T_0(B) - T}. \quad (3)$$

Здесь крип почти симметричен ($f_{\rightarrow} \approx f_{\leftarrow}$), его механизм стимулирован магнитным полем, уменьшающим активационный барьер U . Наличие широкой области влияния поля с зависимостью (3) является спецификой ВТСП.

Подчеркнем, что примыкающая к $T_0(B)$ область II сохраняется и при иных, чем ТК, механизмах диссипации. В общем случае антисимметричная функция $\vec{E}(\vec{j})$ имеет вид $\vec{E} = j \rho(j^2, T, B)$,

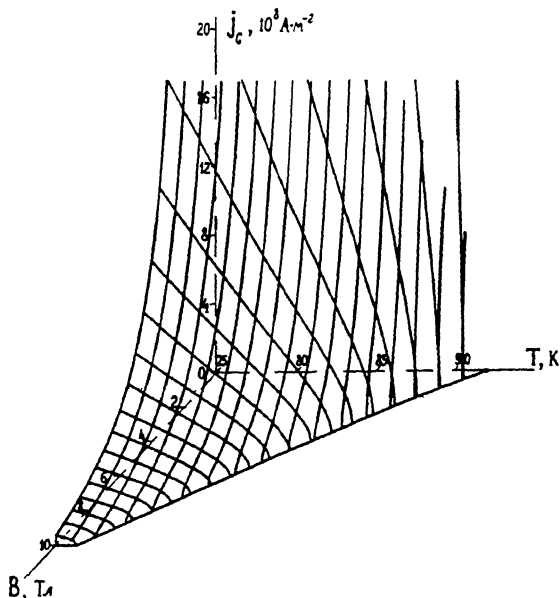


Рис. 1. Зависимость $j_c(T, B)$, рассчитанная для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [5] с $T_c = 92 \text{ K}$.

а значит, вблизи T_0 $\rho = \varphi_0(T, B) + \varphi_1(T, B) \cdot j^2$, $\varphi_0(T_0(B)) = \rho_0$, откуда следует асимптотика (3), а именно: $j_c = \sqrt{(T_0 - T) \frac{\partial \varphi_0}{\partial T} \cdot \varphi_1}$. (В традиционных гелиевых сверхпроводниках область не наблюдается в силу ее узости из-за больших ℓ).

В полном же диапазоне $0 < b < \infty$ решение уравнения (2) с весьма высокой точностью приближается аппроксимационной формулой

$$x = \sqrt{6b + b^2}, \quad (4)$$

включающей обе асимптотики и пригодной для точного нахождения j_c .

На рис. 1 изображена поверхность $j_c(T, B)$, рассчитанная для конкретного ВТСП [1, 5] ($\ell = 1200 \text{ Тл}$, $\beta = 1$, $\delta = 3/2$, $d_p = 10^{-7} \text{ м}$, $V_N = 10^{-22} \text{ м}^3$, $\omega_0 = 10^9 \text{ Гц}$, $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-9} \text{ Ом} \cdot \text{м}$). Хорошо видна выпуклая область II с зависимостью (3) ($\partial^2 j_c / \partial T^2 < 0$, $(\partial j_c / \partial T)_{T_0} \rightarrow -\infty$), растущая с ростом B . При больших j_c прослеживается переход к режиму I ($\partial^2 j_c / \partial T^2 > 0$).

Характеристики ВТСП-композиов находим из соотношений, описывающих деление полного тока [6] I между СП- и нормальными слоями

$$e = \tilde{j}_s \tilde{\rho}_s(\tau, \tilde{j}_s)(\delta^{-1} - 1) = (i - j_s) \tilde{\rho}_n(\tau) \quad (5)$$

и теплоотдачу с коэффициентом h в среду с температурой T_B

$$\tau = \alpha i e, \quad (6)$$

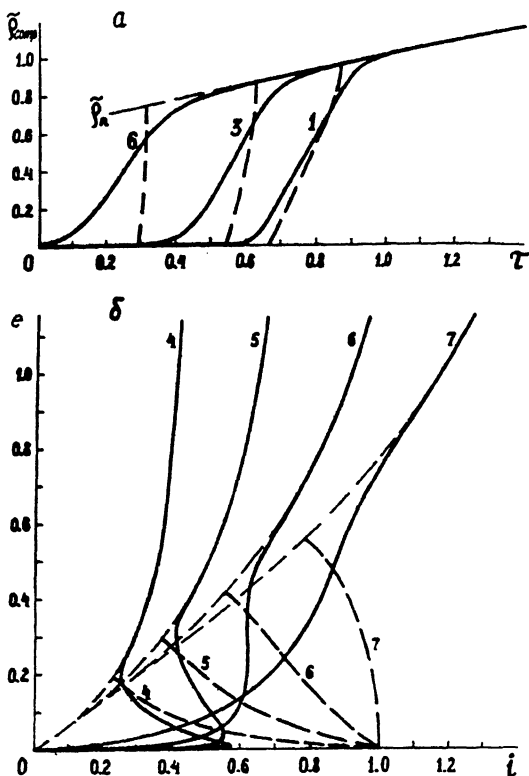


Рис. 2. Диссипативные (а) и вольтамперные (б) характеристики ВТСП-композиата ($YBa_2Cu_3O_{7-x}$ стабилизирован медью, $\delta=0.2$, $r'=0.37$). Пунктирные кривые - модель критического состояния. Цифры у кривых - значение B , Тл; а) зависимости получены для $i=0.2$; б) охлаждаемый проводник, $T_B=77$ К, $h=150$ Вт·м $^{-2}$ ·К $^{-1}$; $B=4$ Тл соответствует $\alpha=11.6$, 5 Тл - 3.79, 6 Тл - 1.37, 7 Тл - 0.51.

Здесь $e = E(\delta^{-1}-1)/j_0 \rho_0$, $i = I/j_0 S \delta$, $\tau = (T - T_B)/(T_C - T_B)$ - безразмерные напряженность, ток и температура, $\tilde{j}_s = j/j_0$ - плотность тока в СП-слоях, $j_0 = j_c(T_B, B)$, δ - доля ВТСП в сечении S , α - параметр Стекли [7]. Безразмерное сопротивление нормальной подложки $\tilde{\rho}_n = 1 + r'(\tau - 1)$ линейно растет с температурой [8], величина $\tilde{\rho}_s$ для ВТСП берется из описания ТК (1) (заметим, что поскольку $\rho_s/\rho_n \sim 10^3$ при $T = T_C$, существенен лишь участок начала крипа вблизи T_T , где $\rho_s \sim \rho_n$).

Из (5) следует единственное решение для $\tilde{j}_s(\tau, B)$ (т.к. $\partial \tilde{\rho}_s / \partial \tilde{j}_s > 0$) и для сопротивления композита $\tilde{\rho}_{comp} = \tilde{\rho}_n(1 - \tilde{j}_s/i)$. Кривые $\tilde{\rho}_{comp}(\tau)$ (рис. 2, а) имеют вогнуто-выпуклую форму. Как видим, общепринятая для гелиевых СП-композиатов модель критического состояния [7], согласно которой в переходной

области $j_s = j_c(T)$, непригодна для ВТСП-комполитов. Погрешность, растущая с ростом B , велика не только в начале деления тока, но и при переходе к нормальной ветви, то есть в описанной выше области Π влияния поля. Рост поля вызывает преждевременный, задолго до T_c , переход композита в нормальное состояние.

Эти особенности прослеживаются и в ВАХ (рис. 2, б), полученных совместным решением (1), (5) и (6). Начинаясь сверхпроводящим участком с исчезающе малым наклоном $e = i(1 - r') / [\exp(u(T_B) / kT) / R(\delta^{-1} - 1) + 1]$ и перейдя через неустойчивую ветвь с $de/di < 0$, ВАХ заканчивается на устойчивой нормальной ветви $e = i(1 - r') / (1 - \alpha i^2 r')$. Хорошо виден предельный ток $i^* = (\alpha R r')^{-1/2}$ [8], выше которого исчезает равновесное нормальное состояние, а также область токов $i_1 < i < i_2, (de/di)_{i_1,2} \rightarrow \infty$, в которой распространяется тепловая автоволна фазового перехода. Диапазон $i_1 < i < \min(i^*, i_2)$ соответствует бистабильной автоволне переключения, а диапазон $i^* < i < i_2$ волне с неограниченно растущим гребнем [9]. Рост B приводит к увеличению как i^* , так и i_1 , к сужению области бистабильности и повышению устойчивости композита. Уже при $B = 6$ Тл данный проводник полностью стабилизирован ($i_1 = i_2$). Как видим, модель критического состояния при $B > 4$ Тл недопустимо занижает реальный уровень стабильности композита.

Таким образом, как показывает анализ, выполненный последовательно от микроскопического описания диссипации до свойств композита, интенсивный ТК не только вносит специфику в зависимость $j_c(T, B)$ для ВТСП, но и существенно изменит рабочие характеристики практических проводников, увеличив их тепловую устойчивость.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] T i n k h a m M. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 14. P. 1658-1661.
- [2] P a l s t r a T.T.M., B a t l o g g B., S c h n e e m e y e r L.F., W a s z c z a k J.V.// Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 14. P. 1662-1665.
- [3] K w a k J.F., V e n t u r i n i E.L., B a u g h - m a n R.J., M o r o s i n B., G i n l e y D.S.// Cryogenics. 1989. V. 29. N 3. P. 291-295.
- [4] A n d e r s o n P.W. // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 9. N 7. P. 309-311.
- [5] I y e Y., T a m e g a i T., T a k e y a H., T a k e i H. - In: Superconducting Materials, Jpn. J. Appl. Phys. Series 1: Tokyo, 1988. P. 46.

- [6] Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. // ДАН СССР. 1981. Т. 261. № 6. С.1350-1354.
- [7] Альтов В.А., Зенкевич В.Б., Кремлев М.Г., Сычев В.В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем: М.: Энергоатомиздат, 1984. 312 с.
- [8] Альтов В.А., Львовский Ю.М., Сычев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 2. С. 34-39.
- [9] Львовский Ю.М. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 15. С. 39-44.

Поступило в Редакцию
2 апреля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 9

12 мая 1991 г.

05.2

© 1991

**„БЫСТРЫЕ“ ИЗМЕНЕНИЯ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ
И УСЛОВИЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ
В $LiNbO_3 : Cu$ ПОСЛЕ
ИМПУЛЬСНОГО ОСВЕЩЕНИЯ**

А.А. Жолудев, В.Н. Трушин,
Е.В. Чупрунов, А.Ф. Хохлов

В настоящее время активно исследуются нелинейно-оптические свойства сегнетоэлектриков типа $LiNbO_3$ с целью применения таких кристаллов в качестве материалов для записи оптической информации [1]. В [2] наблюдалось увеличение параметра элементарной ячейки $LiNbO_3 : Fe$ (dc/c) в пределах 10^{-4} при облучении He-Ne лазером. Изменение интенсивности рентгеновских отражений (dI/I) примерно на 10% после длительного освещения $LiNbO_3 : Fe$ непрерывным светом с длиной волны 532 нм наблюдалось в [3]. Указанные изменения параметров элементарной ячейки и интенсивности рентгеновских отражений медленно релаксируют во времени (до одного месяца [4]).

Нами исследованы „быстрые“ изменения двулучепреломления (dn) и параметра элементарной ячейки кристалла $LiNbO_3 : Cu$ после затемнения образца (освещенного импульсным светом с энергией большей $25 \text{ мДж} \cdot \text{см}^{-2}$), которые наблюдались на фоне „медленных“ изменений, аналогичных описанным в [2-4]. При этом для величины интегральной интенсивности дифракционных максимумов такие „быстрые“ изменения не были обнаружены.