

- [2] *Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 3. С. 1006—1022.
- [3] Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. Вып. 1. С. 22—35.
- [4] Кудельник Н. Н., Рандошкин В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 38. Вып. 10. С. 481—483.
- [5] Кудельник Н. Н., Прохоров А. М., Рандошкин В. В. и др. // ДАН СССР. 1985. Т. 281. № 4. С. 848—851.
- [6] Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
- [7] Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Никитин Н. И. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 7. С. 178—180.

Московский государственный
университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
1 июня 1989 г.
В окончательной редакции
6 ноября 1989 г.

01; 05; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 7, 1990

© 1990 г.

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ИМПУЛЬСА В КОМБИНИРОВАННОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ С ВЫСОКОЙ T_c

В. А. Альтов, А. А. Азметов, В. В. Сычев, Е. А. Трухачева

На настоящий момент представляется очевидным, что будущее использование высоко-температурных сверхпроводников (ВТС) для транспорта тока возможно преимущественно в форме комбинированных проводников (композигов), в которых ВТС находится в контакте со стабилизирующим его нормальным металлом. Некоторые особенности процесса теплового разрушения сверхпроводимости в ВТС композитах уже изучены [1]. Отмечено, в частности, что из-за наличия падающего участка на зависимости теплопроводности нормального металла от температуры $\Lambda = \Lambda(T)$ (см., например, [2]) область, в которой происходит перегрев проводника, практически не расширяется. Более того, увеличение температуры в центре нормальной зоны может происходить одновременно с уменьшением полуширины температурного распределения $T(x)$ (ширины, определенной на половине высоты).

В настоящей работе продолжено численное исследование процесса перегрева гипотетического композита с $T_c = 100$ К, помещенного в охладитель с температурой кипения $T_0 = 27$ К (неон). В отличие от [1], где в упрощенной форме учитывался кризис кипения охладителя, здесь предполагается прямая пропорциональность между интенсивностью теплоотвода от композита и разностью $T - T_0$. Другие допущения относятся к свойствам ВТС: считается, что критический ток линейно зависит от температуры, а теплопроводностью и электропроводностью ВТС в нормальном состоянии в соответствии с данными [3] можно пренебречь. Тогда для одномерной геометрии можно записать

$$c\theta \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial \theta}{\partial x} \left(\lambda(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \alpha i \zeta(\theta) [(\theta + i - 1) \eta(\theta + i - 1) - (\theta - 1) \eta(\theta - 1)] - \theta,$$

где $\theta = (T - T_0) / (T_c - T_0)$ — приведенная температура,

$$\lambda(\theta) = \frac{\lambda(T_0 + (T_c - T_0)\theta)}{\lambda(T_c)}, \quad \zeta(\theta) = \frac{\rho_n(T_0 + (T_c - T_0)\theta)}{\rho_n(T_0)},$$

$$c(\theta) = \frac{C(T_0 + (T_c - T_0)\theta)}{C(T_0)},$$

C — удельная теплоемкость, ρ_n — электросопротивление нормального металла, α — параметр стабильности [4, 5], i — приведенный транспортный ток, η — функция Хевисайда.

Координата x и время τ в уравнении нормированы стандартным образом [1, 4, 5] на тепловую длину и тепловое время при $\theta = 0$. Используемые для расчета зависимости $C = C(T)$ и $\rho_n = \rho_n(T)$ (см. также [1]) получены из экспериментальных данных для технической меди, теплопроводность определялась по правилу Видемана—Франца. Кривые $\rho = \rho(\theta)$, $\lambda = \lambda(\theta)$ и $c = c(\theta)$ приведены на рис. 1. Видно, что при $\theta > 0$ одновременно с возрастанием электро-сопротивления начинается уменьшение теплопроводности образца.

Конечный результат температурного возмущения в композите во многом определяется соотношением между тепловыделением и теплопроводом в однородных состояниях. На рис. 1 последнему соответствует прямая, проведенная из начала координат. Штриховые линии 1—3, построенные для $\alpha=17$ и трех значений тока $i=0.03, 0.05, 0.1$ соответственно, иллюстрируют зависимости тепловыделения от температуры. Из рисунка видно, что существует характерное значение тока $0.03 \leq i_b \leq 0.05$, такое что в случае $i \leq i_b$ композит находится в устойчивом однородном состоянии только при $\theta=0$. Температурный импульс, созданный в проводнике и не совпадающий с критическим зародышем [5], в зависимости от размера либо исчезает, либо неограниченно перегревает образец. С другой стороны, при $i \leq i_b$ длительное существование нормальной зоны невозможно.

Для выбранных значений тока в работе выполнялись расчеты процесса эволюции ряда симметричных относительно точки $x=0$ температурных импульсов различной формы. Во всех случаях начальные условия имели вид $\theta(x, 0) > 0$ при $|x| \leq a$ и $\theta(x, 0)=0$ при $|x| > a$, где $1 \leq a \leq 4$. В качестве характеристики процесса ниже использованы значения ширины температурного распределения $l(x, \tau)$, определенные на $1/4, 1/3, 1/2, 2/3$ и $3/4$ текущей высоты и обозначенные на $o_{n/m}$, где n и m — соответствующие целые числа. Иными словами, по определению $\theta(l_{n/m}, \tau) = \theta(-l_{n/m}, \tau) = (n/m) \theta(0, \tau)$.

При изложении результатов мы отвлечемся от начального этапа эволюции температурного импульса длительностью $\tau \sim 0.2$, в течение которого значения $[(\partial \theta(x, \tau))/(\partial \tau)]$ в каждой точке интервала $-a \leq x \leq a$ сильно зависят от формы исходного распределения. Для больших времен характерно следующее. Зависимости $l_{n/m} = l_{n/m}(\tau)$ могут являться монотонно возрастающими. Это справедливо для сравнительно невысоких докритических импульсов, исчезающих за конечное время. В остальных случаях на кривых $l_{n/m} = l_{n/m}(\tau)$ появляется ограниченный по времени падающий участок. На рис. 2, а, б указанная особенность проиллюстрирована на двух примерах. В первом при $i=0$, заключенная в импульсе энергия достаточна для перегрева образца. Тем не менее из-за узости импульса температура в точке $x=0$ на начальном этапе уменьшается, достигает минимального значения при $\tau \approx 2$, затем начинает непрерывно увеличиваться. Характерные длины сначала возрастают от одного значения, что в данном случае обусловлено прямоугольностью исходного импульса, далее начинается их временное уменьшение. Обычно оно выражено ярче для более узких начальных температурных распределений. Анализ результатов расчета позволяет выделить общую особенность приведенных на рис. 2 кривых. Зависимость $l_{n/m} = l_{n/m}(\tau)$ является падающей, если температура $\theta(l_{n/m}, \tau) = (n/m) \theta(0, \tau)$ в течение достаточно длительного времени $\Delta \tau \geq 1$ удовлетворяет условию $0.6 \leq \theta(l_{n/m}, \tau) \leq 0.9$. Этот температурный интервал, в размерных единицах записываемый как $70 \leq T \leq 90$ К, на рис. 1 показан жирными линиями. Сделанное заключение справедливо и для первоначально высоких исчезающих импульсов, созданных при малых токах в образце. Как крайний случай на рис. 2, б приведены результаты для $i=0$, когда при наших предположениях композит можно рассматривать просто как локально перегретый медный провод.

Кривые, представленные на рис. 2, могут быть пояснены следующим образом. На раннем этапе эволюции температурного возмущения величина $\theta(0, \tau)$ резко уменьшается. С этим связано возрастание характерных ширин, а также то, что температура $\theta(l_{1/4}, \tau)$ быстро выходит из выделенного интервала и на зависимости $l_{1/4} = l_{1/4}(\tau)$ минимум выражен слабо. Далее скорость изменения температуры в центре зоны снижается. Поэтому чем больше отношение n/m , тем позже начинается, кончается и дольше длится период, в течение которого $0.6 \leq \theta(l_{n/m}, \tau) \leq 0.9$ и ширина $l_{n/m}$ уменьшается. Естественно, в случае $\theta(0, 0) < 0.6$, $i \leq 0.03$ при восстановлении сверхпроводимости все характерные ширины монотонно возрастают.

С практической точки зрения обсуждавшаяся выше особенность эволюции температурного импульса при отсутствии неучтенных факторов приводит к возможности быстрого ло-

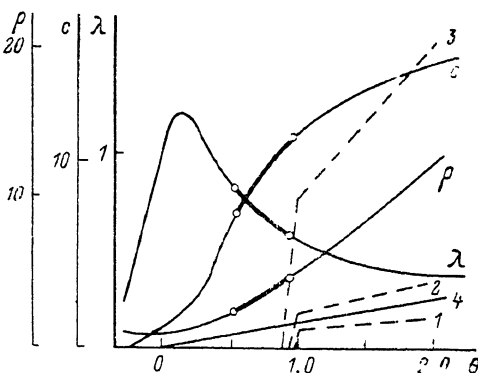


Рис. 1. Зависимости ρ, λ, c , тепловыделения (1—3) и тепловода (4) от температуры.

кального перегрева композита с высокой критической температурой. Это хорошо видно на вставке к рис. 2, а, на которой приведены зависимости $\theta = \theta(x, \tau)$, построенные для ряда возрастающих моментов времени при $i=0.3$. Если для перехода к размерным переменным принять периметр композита равным $3 \cdot 10^{-3}$ м, сечение по меди и по ВТС $\sim 4 \cdot 10^{-7}$ м², коэффициент теплоотдачи $\sim 5 \cdot 10^2$ Вт/м²·К, плотность критического тока $\sim 5 \cdot 10^9$ А/м², то тепловые

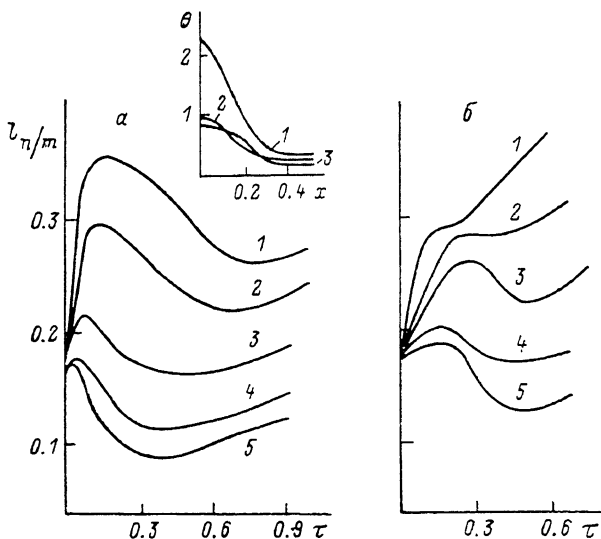


Рис. 2. Зависимости $l_{n/m} = l_{n/m}(\tau)$ при $i=0.3$ (а), 0 (б).

а, б — n/m : 1 — 1/4, 2 — 1/3, 3 — 1/2, 4 — 2/3, 5 — 3/4. На вставке $\tau=0.72$ (1), 0.18 (2), 0.06 (3).

время при $\lambda(T_0)=3 \cdot 10^3$ Вт/м·К и $C(T_0)=2 \cdot 10^5$ Дж/м³·К составит $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ с и тепловая длина $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ м. Таким образом, учитывая, что во всем интервале температур теплоемкость ВТС ниже теплоемкости меди [3], получаем, что перегрев проводника от ~ 100 до ~ 200 К осуществляется на участке длиной $2 \cdot 10^{-2}$ м за время $5 \cdot 10^{-2}$ с. Авторы полагают, что возможность рассмотренного здесь и в [1] процесса должна учитываться при разработке методов тепловой стабилизации высокотемпературных сверхпроводников.

Список литературы

- [1] Альтов В. А., Алметов А. А., Сычев В. В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 14. С. 1307—1314.
- [2] Малков М. Г., Данилов И. Б., Зельдович А. Г., Фрадков А. Б. Справочник по физико-техническим основам криогеники. М.: Энергоатомиздат, 1985. 431 с.
- [3] Collings E. W. // Cryogenics. 1988. Vol. 28. P. 724—732.
- [4] Альтов В. А., Зельевич В. Б., Кремлев М. Г., Сычев В. В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М.: Энергоатомиздат, 1984. 312 с.
- [5] Гуревич А. В., Минц Р. Г. Тепловые автоволны в нормальных металлах и сверхпроводниках. М., 1987. 167 с.

Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологической службы
Москва

Поступило в Редакцию
12 июня 1989 г.