

05;12

Динамика скачка магнитного потока в композитном сверхпроводнике

© С.Л. Круглов, В.И. Щербаков

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: sherby@isssph.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 9 апреля 2002 г.)

Предпринята попытка прямой экспериментальной проверки теории термомагнитной неустойчивости в композитных сверхпроводниках при изменениях внешнего магнитного поля или транспортного тока. Экспериментально исследовался процесс развития термомагнитной неустойчивости типа скачка магнитного потока в массивном низкотемпературном композитном сверхпроводнике из ниобий-олова. Охлаждаемый жидким гелием образец в виде сжатой плосковитковой спирали (геликоида) был расположен во внешнем, изменяющемся с постоянной скоростью магнитном поле, перпендикулярном плоскости витка. Впервые в экспериментах одновременно фиксировались индукция магнитного поля внутри образца и его температура. Величина перегрева образца, предшествующего скачку магнитного потока, составила $0.23 + 0.02$ К. Эта величина оказалась универсальной, не зависящей от скорости изменения внешнего магнитного поля и величины самого скачка и в пределах погрешности совпала с параметром нарастания по температуре из общей экспоненциальной вольт-амперной характеристики композитного сверхпроводника, зависящей от температуры и индукции магнитного поля.

Введение

Термомагнитная неустойчивость типа скачка магнитного потока в композитных сверхпроводниках обусловлена взаимодействием тепловых и электромагнитных флуктуаций (малых возмущений) в системе сверхпроводящих элементов композита, находящихся в матрице нормального металла. Такой скачок, как правило, приводит к переходу сверхпроводника в нормальное состояние. Теоретический анализ устойчивости сверхпроводящего состояния и его результаты существенно зависят от соотношения характерных времен тепловых и электромагнитных процессов в сверхпроводнике:

1) магнитного

$$\tau_m = \frac{\mu_0 d^2}{\rho_{\perp}}, \quad (1)$$

2) теплового

$$\tau_{\lambda} = \frac{Cd^2}{\lambda}, \quad (2)$$

3) теплообменного

$$\tau_h = \frac{Cd}{h}, \quad (3)$$

где d — характерный поперечный размер композитного сверхпроводника, ρ_{\perp} — поперечное удельное электрическое сопротивление, λ — коэффициент теплопроводности, C — объемная удельная теплоемкость, h — коэффициент теплоотдачи в хладагент.

Наибольший практический интерес представляет случай, когда

$$\tau_m \gg \tau_h \gg \tau_{\lambda}. \quad (4)$$

Это соотношение соответствует большинству конструкций композитных сверхпроводников и условиям их

охлаждения в составе сверхпроводящих магнитных систем. Такое соотношение характерных времен означает, что в „динамическом приближении“

$$\tau = \frac{\tau_m}{\tau_{\lambda}} \rightarrow \infty \quad (5)$$

нарастание малых возмущений температуры и электрического поля происходит на фоне неизменяющегося („замороженного“) магнитного потока. Это позволяет существенно упростить процедуру получения критерия устойчивости сверхпроводящего состояния композитного сверхпроводника. При использовании эмпирической вольт-амперной характеристики сверхпроводника в виде экспоненты [1,2]

$$E = E_c \exp\left(-\frac{T_c - T}{T_0} + \frac{B}{B_0} + \frac{j}{j_0}\right), \quad (6)$$

где E — напряженность электрического поля вдоль сверхпроводника; E_c — постоянная величина; T_c — критическая температура сверхпроводника; T, B, j — температура, индукция внешнего поперечного магнитного поля, плотность тока; T_0, B_0, j_0 — параметры нарастания электрического поля соответственно при увеличении температуры, магнитного поля и плотности тока, в работе [3] был получен критерий устойчивости сверхпроводящего состояния композитного сверхпроводника. Он может быть представлен в виде

$$\int_s j_c E dS \leq hPT_0, \quad (7)$$

E — напряженность продольного электрического поля, зависящая от скорости изменения внешних факторов;

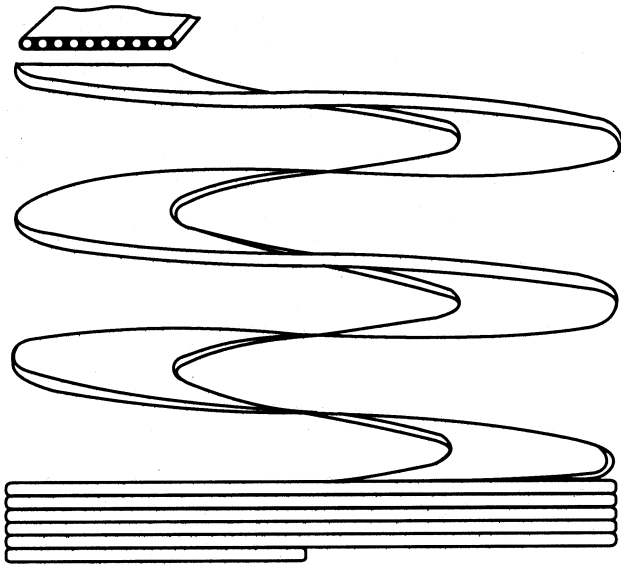


Рис. 1. Сверхпроводящий геликоид.

j_c — критическая плотность тока, зависящая от магнитного поля и температуры; S — площадь поперечного сечения композитного сверхпроводника; P — периметр охлаждения композитного сверхпроводника.

Физический смысл этого критерия в такой форме очевиден — устойчивость сверхпроводящего состояния нарушается, когда перегрев от потерь на перемагничивание, вызванных изменяющимися внешними факторами (магнитное поле, транспортный ток, температура), превысят значение параметра нарастания по температуре. Этот факт и был подвергнут экспериментальной проверке. Другие попытки проверки [4,5], когда с помощью подгоночного параметра — коэффициента теплопередачи рассчитывались экспериментальные зависимости величины скачка от скорости изменения внешнего магнитного поля $\Delta B_j (dB/dt)$, не были прямыми.

В качестве образца в экспериментах был использован фрагмент сверхпроводящего геликоида (сжатая плосковитковая спираль [6–8]) из ниобий-олова (рис. 1). В разомкнутом состоянии (без транспортного тока) во внешнем магнитном поле геликоид ведет себя как очень массивный композитный сверхпроводник, экранируя свой внутренний объем поверхностными токами, замыкающимися на концах спирали.

Экспериментальная установка

Образец состоял из 20 плоских витков с внутренним диаметром 60 мм, внешним 86 мм, высотой 35 мм (рис. 1). Каждый виток содержал 14 отдельных параллельных сверхпроводящих композитных проводников $\varnothing 0.85$ мм из ниобий-олова, соединенных в единое целое по винтовой плоскости с помощью гальванического покрытия медью. Характеристики отдель-

ного проводника: способ изготовления — бронзовая технология, доля внешней медной оболочки 25%, количество ниобий-оловянных жил 14 641, диаметр жилы $3 \cdot 10^{-6}$ м, конструктивная плотность в поле $B = 6 \text{ T}$ $1.1 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$.

После двухстороннего гальванического покрытия медью толщина плоского витка составила 1.75 мм. Образец был размещен в рабочем объеме сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле с индукцией до 4 Т со скоростями вплоть до 0.15 Т/с. Схема установки представлена на рис. 2. Витки геликоида были плотно сжаты. К внешней цилиндрической поверхности образца были приклеены нагреватель в виде фольги из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм, чтобы при необходимости разрушать экранирующий сверхпроводящий контур, и слой теплоизоляции. Верхняя и нижняя поверхности геликоида также были покрыты слоем теплоизоляции. Хладагент мог непосредственно контактировать с образцом только по внутренней цилиндрической поверхности. В центральных точках поперечного сечения образца были расположены датчик Холла, измеряющий магнитное поле, и германиевый термометр. Реальные характерные времена образца: тепловое $\tau_\lambda = 1.5 \cdot 10^{-3}$ с, теплообменное $\tau_h = 10^{-2}$ с, магнитное $\tau_m = 3$ с.

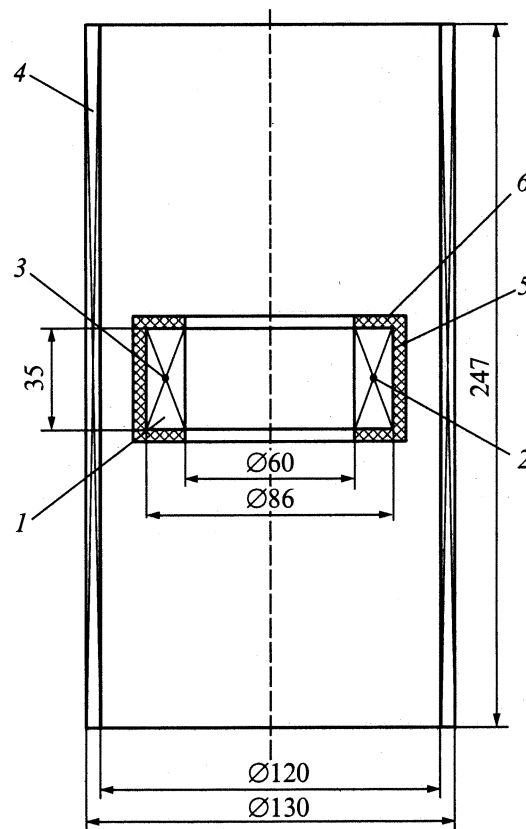


Рис. 2. Продольное сечение экспериментальной установки. 1 — образец: сверхпроводящий геликоид из ниобий-олова; 2 — германиевый термометр; 3 — датчик Холла; 4 — сверхпроводящий соленоид внешнего поля; 5 — нагреватель; 6 — теплоизоляция.

Эксперимент

На рис. 3 представлена типичная картина развития скачка магнитного потока. От момента $t = 0$ до $t = 30$ s индуцированные поверхностные сверхпроводящие токи на цилиндрических поверхностях образца полностью экранируют внешнее магнитное поле. Они замыкаются на концах образца через медную матрицу (характерное время диффузии магнитного поля от концов образца до центра 6 h, что существенно больше цикла измерения). Температура образца при этом немного выше температуры хладагента из-за электрических потерь. В момент времени $t \approx 30$ s (скважность измерения составляла 0.3 s) происходит скачок магнитного потока внутрь образца. Энергии, запасенной в экранирующем контуре, хватает для перевода образца в нормальное состояние и его нагрева до 23 K. После охлаждения образца до

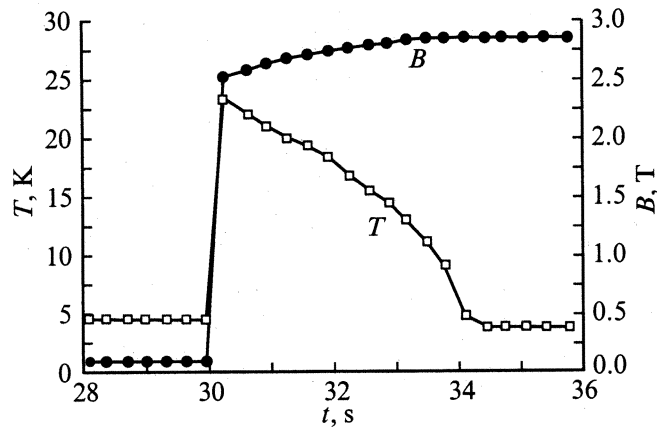


Рис. 3. Зависимость внутреннего магнитного поля в центральной точке сечения образца и его температуры от времени начала роста внешнего магнитного поля ($dB/dt = 8.36 \cdot 10^{-2}$ T/s).

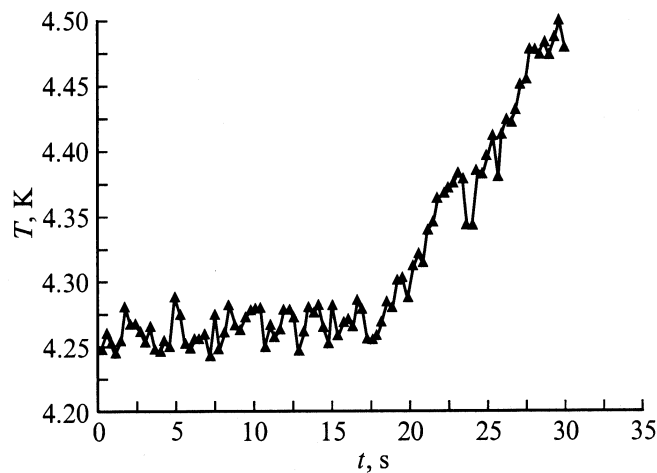


Рис. 4. Зависимость температуры образца в увеличенном масштабе от времени от начала роста внешнего магнитного поля ($dB/dt = 8.36 \cdot 10^{-2}$ T/s) до момента скачка магнитного потока.

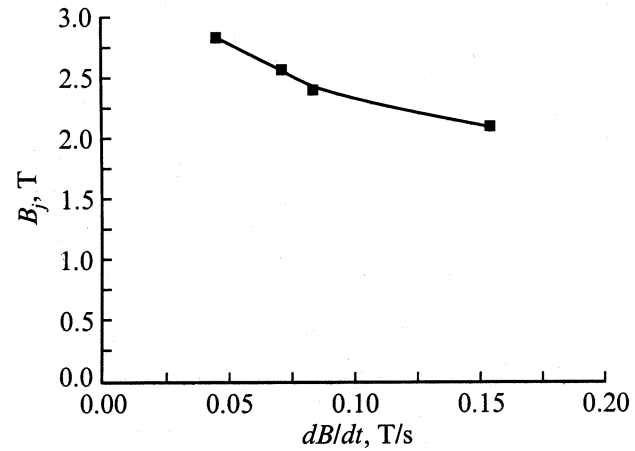


Рис. 5. Зависимость индукции магнитного поля скачка от скорости изменения внешнего магнитного поля.

критической температуры, которая составляет 13.6 K, он снова способен на экранирование продолжающего возрастать внешнего магнитного поля. Начиная с $t \approx 33.5$ s процесс экранирования возобновляется до следующего скачка.

На рис. 4 представлена динамика изменения температуры образца в увеличенном масштабе. Абсолютная ошибка измерений не превышала 0.02 K. Перегрев образца относительно температуры хладагента в момент возникновения скачка ($t \approx 30$ s) составил $\Delta T = 0.24$ K. Аналогичные измерения были проведены для четырех значений скорости изменения внешнего магнитного поля.

Зависимость величины поля скачка от скорости изменения внешнего поля приведена на рис. 5. Значения параметра нарастания по температуре T_0 можно получить, используя данные вольт-амперных характеристик одиночного провода, из которых состоит геликоид. Обычно из таких характеристик извлекают параметр δ^2

$$\delta^2 = \frac{j_0}{j_c}. \quad (8)$$

Он имеет смысл относительной дисперсии нормального распределения, определяющего степень нелинейности вольт-амперной характеристики в области низких электрических полей ($\leq 10^{-4}$ V/m).

Поскольку параметры нарастания связаны между собой [2]

$$j_0 = T_0 \left| \frac{\partial j_c}{\partial T} \right|, \quad (9)$$

можно, зная δ^2 , определить T_0

$$T_0 = \delta^2(T_c - T_b), \quad (10)$$

где T_b — температура гелиевой ванны при измерениях j_c и j_0 .

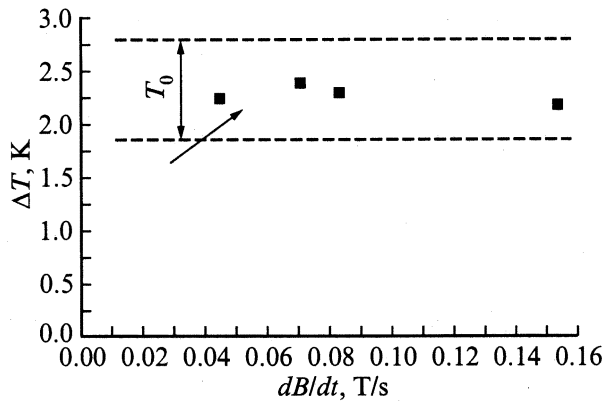


Рис. 6. Зависимость перегрева образца в момент нарушения устойчивости от скорости изменения магнитного поля.

Используя эмпирическую зависимость критической температуры используемых сверхпроводников от индукции магнитного поля

$$T_c(B) = 15.39 - 0.615B, \quad (11)$$

получаем выражение для T_0

$$T_0(B) = \delta^2(15.35 - 0.615B - T_b). \quad (12)$$

Параметр δ^2 таких проводов попадает в диапазон 2–3% (для удобства истинное значение δ^2 умножают на 100%). Подставляем в (12) в качестве B значения полей скачков ΔB из рис. 5, получим разброс значений для T_0 подобных сверхпроводников

$$T_0 = 0.19 - 0.28 \text{ К.}$$

На рис. 6 представлена зависимость перегрева образца ΔT в моменты возникновения скачков магнитного потока от скорости изменения внешнего магнитного поля dB/dt , там же стрелкой обозначен коридор для T_0 . Независимость ΔT от dB/dt позволяет сделать вывод о совпадении ΔT и T_0 в экспериментах.

Обсуждение

Использование для исследований образца из ниобий-олова позволило провести измерение перегревов композитного сверхпроводника, предшествующих скачкам магнитного потока. Для примера отметим такие перегревы в сверхпроводниках из ниобий-титана из-за гораздо меньших параметров размытости (нелинейности) вольт-амперных характеристик $\delta^2 = (0.1-0.2)\%$ на порядок ниже, чем у ниобий-олова, и составляют 0.02–0.03 К. Это сильно затрудняет измерения.

Экспериментальный факт независимости предшествующего скачку магнитного потока перегрева массивного композитного сверхпроводника от скорости изменения внешнего магнитного поля и совпадения перегрева

с параметром нарастания по температуре подтверждает правильность критерия устойчивости сверхпроводящего состояния сверхпроводников в переменных условиях (7).

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ (№ 01-02-16252).

Список литературы

- [1] Polak M., Hlasek J., Krempasky L. // Cryogenics. 1973. Vol. 13. N 12. P. 702–711.
- [2] Dorofeev G.L., Imenitov A.B., Klimentov E.Yu. // Cryogenics. 1980. Vol. 20. P. 307–312.
- [3] Mints R.G., Rakhmanov A.L. // I. Phys. D. 1982. Vol. 15. N 11. P. 2297–2306.
- [4] Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. // ДАН СССР. 1981. Т. 261. № 6.
- [5] Круглов С.Л., Романовский В.Р. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 22. С. 89–94.
- [6] Кейлин В.Е., Ковалев И.А., Круглов С.Л. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 303. № 6. С. 1366–1370.
- [7] Ковалев И.А., Круглов С.Л. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 11. С. 150–158.
- [8] Круглов С.Л. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 2. С. 110–114.