

05.4
©1995

О ВЛИЯНИИ ДИФФУЗИИ МАГНИТНОГО ПОТОКА НА УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТЕПЛОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В КОМБИНИРОВАННОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ

А.М.Макаров, В.Р.Романовский

Проблема устойчивости критического состояния сверхпроводящих композитов к тепловым возмущениям является одной из основных проблем физики сверхпроводников [1]. Ее решение позволяет определить границу устойчивых режимов работы токонесущих элементов сверхпроводящих магнитных систем по отношению к действующим в обмотке многочисленным тепловыделениям [2]. Однако основные положения теории тепловой стабилизации комбинированных сверхпроводников сформулированы в рамках модели, предполагающей равномерное распределение тока по сечению образца. Это позволило не только упростить используемые методы анализа условий возникновения неустойчивости, но и получить аналитические критерии стабильности критического состояния. В то же время наибольший интерес представляет определение условий сохранения сверхпроводимости при неоднородном распределении тока в проводе. Именно такая ситуация наблюдается на практике, например при вводе тока в магнитную систему, при изменении магнитного поля. Корректное решение этой проблемы должно учитывать совместно протекающие процессы диффузии тепла и магнитного потока [3] и требует разработки специальных методов анализа взаимосвязанных тепловых и электромагнитных процессов в сверхпроводниках. Этим, по-видимому, объясняется весьма ограниченное число публикаций, посвященных ее общему решению [4,5].

В настоящей работе на основе численного решения системы уравнений Фурье и Максвелла исследована стабильность сверхпроводящего состояния композита круглого сечения, находящегося в магнитном поле собственного тока, при действии локализованного теплового возмущения различной длительности. Данная проблема решена с учетом диффузии введенного в композит магнитного потока, которая инициируется выделяемым в проводе теплом от внешнего источника тепловыделения.

Будем проводить анализ условий устойчивости в рамках следующих предположений:

— сверхпроводник равномерно распределен по сечению образца;

— в начальный момент времени композит охлажден до температуры хладагента и ток в нем отсутствует;

— на внешней поверхности провода имеют место конвективный теплообмен с постоянным коэффициентом теплоотдачи и изменение магнитного поля с заданной скоростью;

— вольт-амперная характеристика сверхпроводника описывается экспоненциальной зависимостью [6];

— тепловая неустойчивость развивается в результате действия источника тепловыделения, расположенного вблизи наружной поверхности композита, тепло от которого выделяется после того, как в провод был введен ток заданной величины, не превышающий соответствующее значение тока возникновения термомангнитной неустойчивости [1,7].

В соответствии с данными предпосылками определим текущее распределение температуры и электрического поля по сечению композита при вводе в него тока в рамках модели анизотропного континуума из решения системы уравнений

$$\begin{aligned} c \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + EJ, \\ \mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

с начально-краевыми условиями

$$T(r, 0) = T_0, \quad E(r, 0) = 0, \quad (2)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + h(T - T_0)|_{r=r_0} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = \begin{cases} \frac{\mu_0}{2\pi r_0} \frac{dI}{dt}, & 0 < t < t_0, \\ 0, & t \geq t_0, \end{cases}$$

в которой общий ток в композите равен сумме токов, протекающих по сверхпроводнику и матрице,

$$J = \eta J_s + (1 - \eta) J_m,$$

а связь электрического поля с плотностью тока в сверхпроводнике и матрице описывается равенствами

$$E = J_s \rho_s \exp \left(\frac{J_s}{J_\delta} + \frac{T - T_{CB}}{T\delta} \right) = J_m \rho_m.$$

Здесь c , λ — объемная теплоемкость и теплопроводность композита, ρ_s , ρ_m — удельное электросопротивление сверхпроводника и матрицы, η — коэффициент заполнения композита сверхпроводником, dI/dt — заданная скорость ввода тока, h — коэффициент теплоотдачи, $T_{св}$ — критическая температура сверхпроводника, $J\delta$, $T\delta$ — заданные параметры нарастания вольт-амперной характеристики сверхпроводника, t_0 — время ввода тока.

Решение задачи (1)–(2) позволяет избежать априорного задания распределения тока по сечению композита. Для расчета искомых значений критических энергий, ограничивающих сверху допустимое тепловыделение, в уравнение теплопроводности вводился дополнительный член

$$q(r, t) = \begin{cases} q_0 = \text{const}, & r_q \leq r \leq r_0, t_1 \leq t \leq t_2, \\ 0, & t > t_2, \end{cases}$$

описывающий при $t > t_1 \geq t_0$ кратковременное выделение тепла в тонком поверхностном слое композита ($r_q = 0.9r_0$). Принятая простейшая форма описания теплового возмущения соответствует с точки зрения сохранения сверхпроводящего состояния наиболее вероятным и опасным импульсным локальным возмущениям, действующим в сверхпроводящих магнитах [2]. Задание промежуточного интервала времени от t_0 до t_1 вызвано необходимостью уменьшения температуры и электрического поля внутри композита, на фоне которых происходит развитие тепловой неустойчивости, поскольку их распределение в процессе ввода тока зависит от величины dI/dt [7]. Тем самым при определении искомых значений критических энергий для простоты проводимого анализа из рассмотрения исключалось влияние условий ввода тока. Очевидно, что при его непрерывном вводе соответствующие значения энергий допустимых тепловых возмущений будут меньше вычисленных подобным образом критических энергий. Между тем вопрос о влиянии скорости ввода на границу устойчивых состояний при действии тепловых возмущений выходит за рамки данного исследования и требует отдельного изложения.

Нелинейный характер системы (1)–(2) не позволяет получить простое аналитическое выражение для расчета критических энергий, поэтому использовался численный метод. Соответствующая процедура заключалась в последовательном задании мощности источника возмущения $q_0^{(s)}$ ($s = 1, 2, 3, \dots$), для которой проводился расчет изменения температуры и электрического поля внутри композита с целью определения конечного состояния образца после действия теплового импульса. Поиск прекращался после достижения заданной точности $|q_0^{(s-1)} - q_0^{(s)}| < \varepsilon$.

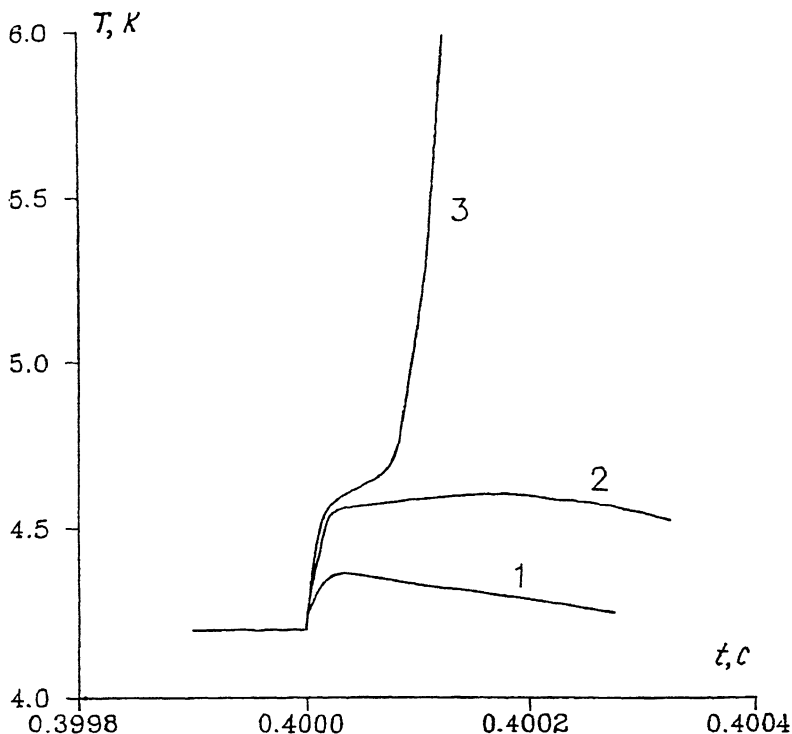


Рис. 1. Изменение температуры композита при действии возмущений с энергией, близкой к критической: 1 — $q_0 = 10^8 \text{ Вт/м}^3$, 2 — $q_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^3$, 3 — $q_0 = 2.1 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^3$.

На рис. 1 показано изменение температуры поверхности композита при действии докритических и закритического возмущений. Расчет проводился при $r_0 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$, $c = 1000 \text{ Дж/м}^3 \cdot \text{К}$, $\lambda = 100 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$, $h = 800 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$, $\eta = 0.5$, $\Delta t = t_2 - t_1 = 10^{-5} \text{ с}$, $\rho_s = 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $\rho_m = 6 \cdot 10^{-10} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $J_\delta = 8 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$, $T_\delta = 0.096 \text{ К}$, $T_{\text{СВ}} = 9 \text{ К}$, $T_0 = 4.2 \text{ К}$, которые описывают усредненные значения теплоэлектрофизических параметров охлаждаемого ниобий-титанового сверхпроводника в медной матрице. Численные эксперименты выполнялись в предположении, что за время $t_0 = 0.3 \text{ с}$ в провод был введен ток 300 А. Затем ввод прекращался и при $t > 0.4 \text{ с}$ композит подвергался воздействию импульсных возмущений.

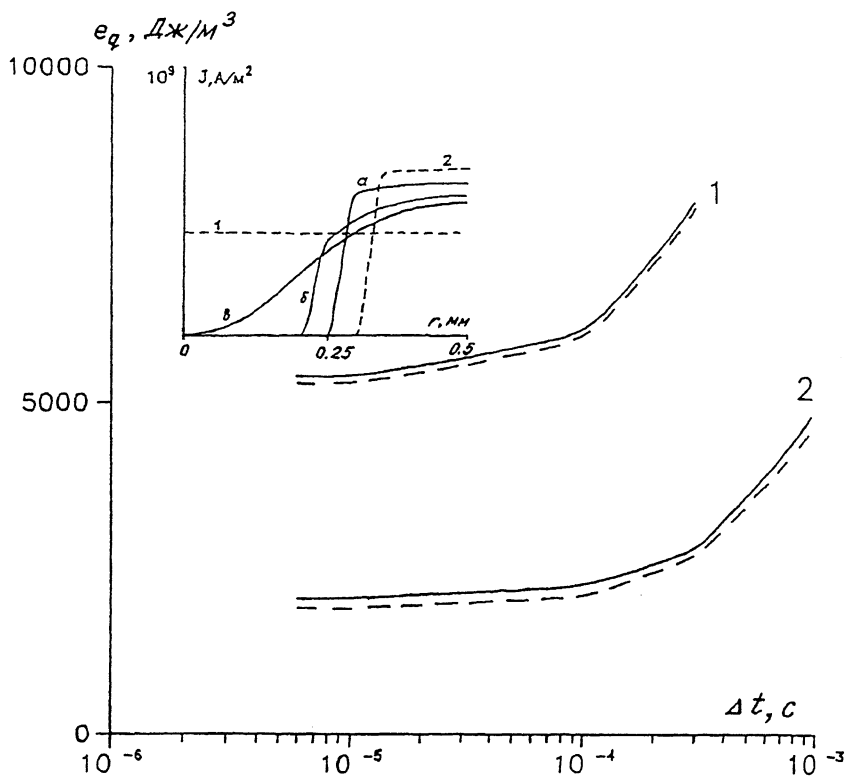


Рис. 2. Зависимость плотности критической энергии от длительности импульса при равномерном (1) и неравномерном (2) начальном распределении тока: *a* — $t = 0.4010228$ с, *б* — $t = 0.401067846$ с, *в* — $t = 0.40107544$ с.

На рис. 2 изображены зависимости плотности критических энергий $e_q = q_0 \Delta t$ как функции длительности действующего импульса при $I = 300$ А для различных начальных распределений плотности тока. (На вставке к рис. 2 они изображены пунктиром. Здесь также показано перераспределение тока по сечению композита в случае действия закритического возмущения при $q_0 = 5 \cdot 10^6$ Вт/м³, $\Delta t = 1.01 \cdot 10^{-3}$ с). Сплошные кривые получены с учетом диффузии исходного токового профиля, которая имеет место при развитии неустойчивости. Пунктирные кривые соответствуют состояниям, когда начальное распределение тока на протяжении всего процесса развития неустойчивости предполагалось неизменным.

Приведенные результаты наглядно демонстрируют количественную и качественную стороны влияния диффузии магнитного потока на условия тепловой стабильности сверхпроводящего композита. При неоднородном распределении тока по сечению провода, которое наблюдается при любой конечной скорости увеличения тока в нем, критические энергии могут быть существенно меньше соответствующих значений, полученных в предположении равномерного распределения тока. Причем это отличие увеличивается с увеличением длительности импульса и, по-видимому, будет уменьшаться при приближении вводимого тока к критическому значению. Поэтому общее выравнивание тока от неоднородного к однородному распределению (глобальная диффузия магнитного потока), которое происходит в сверхпроводящем композите после прекращения ввода тока, оказывает стабилизирующее влияние на устойчивость сверхпроводящего состояния. Поскольку на начальном этапе ввода тока этот эффект проявляется в большей мере, то кусочно-непрерывный ввод тока в магнитную систему будет способствовать уменьшению вероятности потери токонесущим элементом сверхпроводящих свойств.

Наряду с этим условия стабильности сверхпроводящего состояния слабо зависят от локальной диффузии магнитного потока, которая инициируется докритическими тепловыми возмущениями. Это означает, что любое существенное кратковременное изменение распределения тока (так называемый скачок потока) может происходить только при действии закритических возмущений. Следовательно, выделение энергии, запасенной введенным током, будет иметь место только после того, как развитие неустойчивости приобретает необратимый характер, а значит, она не является источником ее возникновения.

Таким образом, результаты проведенного исследования служат строгим доказательством того, что в случае действия в проводе тепловых возмущений, энергия которых меньше критической, скачка магнитного потока с последующим выделением запасенной энергии не происходит. Поэтому глобальная диффузия магнитного потока внутри провода, при которой может происходить общее перераспределение тока по сечению композита без его перехода в нормальное состояние, имеем место только при обеспечении условий его тепловой стабилизации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 95-02-03527а).

Список литературы

- [1] Гуревич А.В., Минц Р.Г., Разманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [2] Уилсон М. Сверхпроводящие магниты. М.: Мир, 1985. 407 с.
- [3] Романовский В.Р. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. В. 10. С. 671-677.
- [4] Rakhmanov A.L. // Cryogenics. 1983. V. 23. N 9. P. 487-491.
- [5] Klimenko E. Yu., Martovetsky N.N. // Trans. on Mag. 1989. V. 25. N 2. P. 2109-2112.
- [6] Dorofeev G.L., Imenitov A.B., Klimenko E. Yu. // Cryogenics. 1980. V. 20. N 6. P. 307-312.
- [7] Кейлин В.Е., Романовский В.Р. // ЖТФ. 1993. Т. 63. В. 1. С. 10-21.

Поступило в Редакцию
2 августа 1995 г.
