

05.4

Неизотермические условия ограничения вводимого в композитный сверхпроводник тока при действии импульсных возмущений

© В.Р. Романовский

Российский научный центр "Курчатовский институт"

Поступило в Редакцию 5 сентября 1996 г.

Работа посвящена решению одной из основных проблем технической сверхпроводимости — проблемы тепловой устойчивости сверхпроводящего состояния композитного сверхпроводника. Поставленная задача решена в наиболее полной форме с учетом неизотермической динамики магнитного потока внутри композита. Это позволило сформулировать основные физические закономерности, которые имеют место при одновременном действии различных возмущающих факторов — изменяющегося тока и внешнего теплового возмущения.

Разрушение сверхпроводящего состояния комбинированных сверхпроводников, представляющих собой большое число сверхпроводящих жил, помещенных в матрицу из нормально проводящего металла, являясь следствием возникновения неустойчивостей различной природы [1–4]. Как правило, условия сохранения сверхпроводимости рассматриваются в рамках моделей, предполагающих воздействие на композит какого-либо одного типа возмущений. Так, в теории термомагнитной неустойчивости возмущающим фактором является изменяющееся внешнее магнитное поле или вводимый в композит ток. В теории тепловой стабилизации проблема устойчивости сверхпроводящего состояния рассматривается по отношению к импульсным тепловым возмущениям различной протяженности, длительности и формы при условии, что транспортный ток либо постоянен, либо изменяется весьма незначительно. Решение подобных задач позволяет в рамках конкретных упрощающих предположений выделить характерные физические особенности, ответственные за сохранение или разрушение композитом сверхпроводящих свойств. Однако в реальных обмотках температура токонесущего элемента и протекающий по нему ток в ответ на любое внешнее возмущение

изменяются взаимосвязанно. Поэтому решение проблемы устойчивости с этой точки зрения представляет наибольший интерес.

Как было показано в [5,6], определение границ стабильных сверхпроводящих состояний, выполненное на основе решения полной системы уравнений Фурье и Максвелла, исключает неадекватную оценку роли допустимого увеличения температуры сверхпроводника при анализе условий возникновения неустойчивости. В частности, было установлено, что существует прямая связь между глубиной проникновения тока, предшествующего срыву, и температурой допустимого перегрева. Причем последний может быть весьма значительным при плохом охлаждении и быстром нарастании внешнего магнитного поля или тока. В результате этого условия возникновения неустойчивости в композите, находящемся в адиабатическом состоянии, в сильной степени зависят от тепловой предыстории образца.

Учет взаимного влияния тепловых и электромагнитных процессов, протекающих в композитных сверхпроводниках, также сказывается и на условиях возникновения и распространения тепловых неустойчивостей. В [7,8] дано объяснение наблюдаемым в эксперименте аномалиям в распространении нормальной зоны вдоль композита при больших скоростях изменения тока. Проведенный с помощью предложенной модели анализ критических энергий, необходимых для перевода сверхпроводящего композита в нормальное состояние, продемонстрировал и их зависимость от скорости ввода тока. При этом предполагалось, что распространение тепловой неустойчивости происходит только в продольном направлении композита, а пространственно-временной характер начального возмущения соответствует мгновенному выделению тепла в локальной ("точечной") области. Тем самым полученные результаты не учитывают особенности протекания тепловых процессов в поперечном сечении композита. Последние, как показано в [9,10], играют определяющую роль в условиях устойчивости сверхпроводящего состояния массивных токонесящих элементов при действии протяженных тепловых возмущений.

В связи с этим в настоящей работе рассмотрена проблема стабильности сверхпроводящих состояний, достигаемых без спонтанного развития неустойчивости при вводе в композитный сверхпроводник тока с постоянной скоростью и действии протяженного

импульсного теплового возмущения. Ее решение, как и в [5], основывалось на численном анализе системы уравнений, описывающих взаимосвязанную динамику теплового и электромагнитного полей внутри сверхпроводящего композита, которые имеют место в его поперечном сечении.

Будем определять распределение температуры T , электрического поля E и плотности тока J в композите круглого сечения с радиусом r_0 при нарастании в нем тока с заданной скоростью dI/dt и при наличии внешнего источника теплового возмущения из решения задачи вида

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

$$J = \eta J_s + (1 - \eta) J_m, \quad E = J_s \rho_s \exp \left(\frac{J_s}{J_\delta} + \frac{T - T_c}{T_\delta} \right) = J_m \rho_m, \quad (1)$$

$$T(r, 0) = T_0, E(r, 0) = 0,$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + h(T - T_0) \Big|_{r=r_0} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = \frac{\mu_0}{2\pi r_0} \frac{dI}{dt}.$$

Здесь c, λ — объемная теплоемкость и коэффициент теплопроводности композита в поперечном сечении; ρ_s, ρ_m — удельное электросопротивление сверхпроводника и матрицы; J_s, J_m — токи, протекающие по сверхпроводнику и матрице соответственно; η — коэффициент заполнения композита сверхпроводником; h — коэффициент теплоотдачи; T_0 — температура хладагента; T_c — критическая температура сверхпроводника; J_δ, T_δ — заданные параметры нарастания вольт-амперной характеристики сверхпроводника, q — заданная мощность внешнего тепловыделения.

Поставленная задача описывает в рамках модели сплошной среды неизотермическую диффузию тока внутрь композитного сверхпроводника, аппроксимируемого в простейшем случае бесконечно протяженным цилиндром. Определение верхней границы допустимых токов (токов срыва) в зависимости от мощности внешнего источника тепла будем проводить для наиболее опасных возмущений, имеющих импульсный кратковременный характер, приводящих к возникновению неустойчивости при выделении минимального количества тепла [3]. В этом случае вид источника тепловыделения слабо влияет на границу устойчивых состояний. Поэтому, не

теряя общности, будем полагать, что прямоугольный во времени импульс тепла выделяется в тонком поверхностном слое композита $\Delta r = r_0 - r_q$, т. е.

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

Решение записанной системы основывалось на конечно-разностном методе. При этом искомые значения тока срыва и мощности тепловыделения являются следствием итерационной процедуры, проводимой аналогично [5]. В результате численно определяются два таких значения мощности источника тепловыделения, для которых после прекращения действия возмущения происходит либо затухание, либо необратимый рост напряженности электрического поля. В соответствии с этим увеличение температуры композита в первом случае носит кратковременный характер, а во втором — может приводить к переходу в нормальное состояние. В качестве иллюстрации на рис. 1 построены кривые, описывающие изменение во времени напряженности электрического поля на поверхности композита в случае действия возмущений, близких к критическим. Расчет проводился при

$$\begin{aligned} r_0 &= 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}, & c &= 1000 \text{ Дж/м}^3 \cdot \text{К}, \\ \lambda &= 100 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}, & h &= 10 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}, \\ \eta &= 0,5, & r_q &= 0,9r_0, & \Delta t &= 10^{-5} \text{ с}, & dI/dt &= 10^4 \text{ А/с}, \\ \rho_s &= 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}, & \rho_m &= 2 \cdot 10^{-10} \text{ Ом} \cdot \text{м}, & J_\delta &= 4 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2, \\ T_\delta &= 0.048 \text{ К}, & T_{\text{СВ}} &= 9 \text{ К}, & T_0 &= 4.2 \text{ К} \end{aligned}$$

для различных значений времени начала действия возмущения t_1 . Здесь же пунктиром показано увеличение напряженности электрического поля, которое имеет место при вводе тока и отсутствии внешних тепловых возмущений.

На рис. 2 представлены результаты расчета тока срыва в зависимости от мощности теплового импульса для двух значений скорости ввода. Сплошные кривые соответствуют токам срыва, вычисленным на основе решения задачи (1). Пунктирные линии описывают границу устойчивых состояний, определенную в

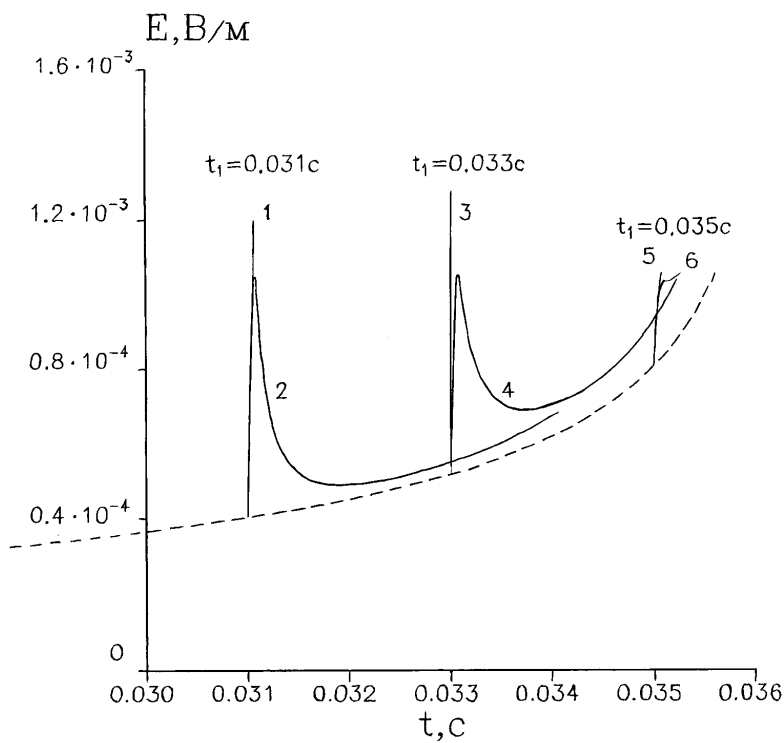


Рис. 1. Изменение напряженности электрического поля на поверхности композита при действии возмущений с энергией, близкой к критической: 1 — $q_0 = 3.9 \cdot 10^7$ Вт/м³, 2 — $q_0 = 3.8 \cdot 10^7$ Вт/м³, 3 — $q_0 = 2.8 \cdot 10^7$ Вт/м³, 4 — $q_0 = 2.7 \cdot 10^7$ Вт/м³, 5 — $q_0 = 0.9 \cdot 10^7$ Вт/м³, 6 — $q_0 = 0.8 \cdot 10^7$ Вт/м³.

предположении, что тепловыделение в композите, обусловленное джоулевой диссипацией энергии для всех времен $t > t_1$, отсутствует (т. е. в уравнении теплопроводности был опущен член EJ). Из сопоставления этих расчетов нетрудно заметить, что при действии краткого импульсного возмущения роль собственного тепловыделения в изменении теплового состояния композита мала. Поэтому в основе возникновения неустойчивости лежит повышение температуры композита, происходящее прежде всего в результате

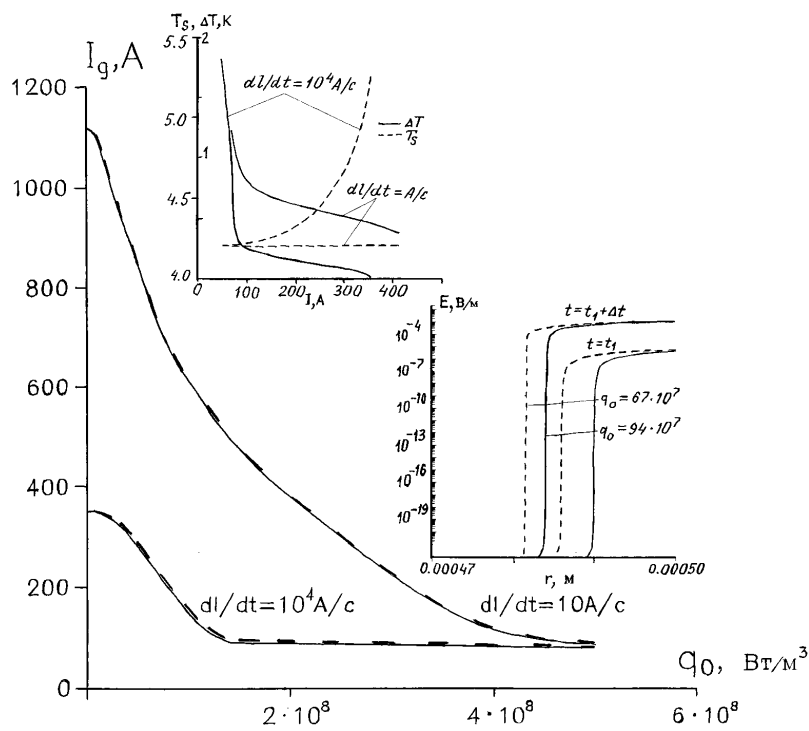


Рис. 2. Зависимость тока срыва от мощности возмущения. (Комментарии к вставкам — в тексте статьи).

действия внешнего теплового возмущения. Ее рост приводит к увеличению напряженности электрического поля, которое приобретает непрерывный характер при действии закритического возмущения (рис. 1).

Построенные кривые $I_q(q_0)$ также показывают наличие двух характерных областей. Во-первых, области с максимальными значениями токов срыва. Диапазон ее существования прежде всего зависит от скорости ввода тока. Он увеличивается с увеличением dI/dt . Поэтому спад тока срыва при его медленном вводе происходит более резко, чем при быстром вводе. Очевидно, данные закономерности будут наблюдаться при варьировании коэффициента теплоотда-

чи, свойств сверхпроводника, характера возмущения. Значения I_q максимальные при $q_0 \rightarrow 0$, так как в этом случае превышение данного значения тока срыва сопровождается самопроизвольным развитием неустойчивости, даже несмотря на прекращение ввода тока и отсутствие внешних возмущений [5]. Вторая характерная область изменения $I_q(q_0)$ — область с минимальной токонесущей способностью композита. Ее протяженность в значительной степени зависит от скорости ввода тока. Но при действии мощных возмущений токи срыва для различных скоростей ввода приближаются друг к другу и в широком диапазоне весьма слабо уменьшаются с увеличением q_0 .

В основе отмеченных закономерностей лежит существование соответствующей зависимости допустимого перегрева композита $\Delta T = T(r, t_1 + \Delta t) - T_s$, предшествующего развитию неустойчивости, от величины вводимого тока. Последняя при $r = r_0$ изображена на левой вставке к рис. 2, где также приведены температуры композита T_s , на фоне которых развивается тепловая неустойчивость. Видно, что с увеличением тока фоновая температура композита увеличивается, а допустимый перегрев уменьшается, приближаясь к нулю при приближении к максимальному значению тока срыва. При этом ΔT в области малых токов достигает весьма существенных значений. В то же время для данных токовых состояний спад ΔT при увеличении тока происходит более интенсивно, чем при более высоких токах. Это объясняется наличием двух механизмов, различным образом влияющих на величину напряженности электрического поля, индуцированного внутри композита внешним тепловым источником. Она увеличивается с увеличением температуры. Но при этом уменьшается критическая плотность тока сверхпроводника, что способствует уменьшению напряженности электрического поля. При относительно высоких токах срыва основной вклад в возникновение неустойчивости вносит первый механизм, так как в этом случае относительное изменение критической плотности тока мало. С уменьшением тока действие второго фактора усиливается, поскольку увеличивается величина допустимого перегрева. В результате для двух значений введенных токов, незначительно отличающихся друг от друга, достижение близких распределений электрического поля требует существенного увеличения энергии внешнего возмущения. В качестве иллюстрации на правой вставке к рис. 2 показано распределение электрического поля внутри

композита при $dL/dt = 10^4$ А/с в случае действия возмущений с энергией, близкой к критической. Сплошные линии соответствуют начальному значению тока $I = 50$ А ($t_1 = 0.005$ с), пунктирные — $I = 70$ А ($t_1 = 0.007$ с).

Таким образом, выполненное исследование показывает, что тепловые возмущения оказывают существенное влияние на устойчивость процесса ввода тока в композитный сверхпроводник. Его срыв, вызванный действием протяженного теплового возмущения малой длительности, является прямым следствием повышения температуры композита в ответ на внешний импульс тепла. При этом вклад собственного тепловыделения в изменение температурного поля композита, а значит и в условия возникновения неустойчивости, мал. Вследствие этого при наличии в сверхпроводящей обмотке тепловыделений, превышающих некоторый пороговый уровень, возникновение неустойчивости практически не зависит от характера изменения тока и сопровождается значительным уменьшением вводимого тока.

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

Список литературы

- [1] Carr W.J. AC loss and macroscopic theory of superconductors. New York — London–Paris. Gordon and Breach science publishers. 1983. 157 p.
- [2] Альтов В.А., Зенкевич В.Б., Кремлев М.Г., Сычев В.В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М.: Энергоатомиздат, 1984. 312 с.
- [3] Уилсон М. Сверхпроводящие магниты. М.: Мир, 1985. 407 с.
- [4] Гуревич А.В., Минц Р.Г., Разманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [5] Кейлин В.Е., Романовский В.Р. // ЖТФ. 1993. Т. 63. В. 1. С. 10–21.
- [6] Романовский В.Р. // ДАН СССР. 1994. Т. 336. В. 3. С. 341–344.
- [7] Пузов А.А., Разманов А.Л. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1993. Т. 6. № 6. С. 1165–1173.
- [8] Rukhov A.A., Rakhmanov A.L., Vysotsky V.S., Tsikhon V.N. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 1995. V. 5. N 2. P. 560–563.
- [9] Романовский В.Р. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 4. С. 31–36.
- [10] Романовский В.Р. // Изв. РАН. Энергетика. 1992. № 2. С. 129–135.