

УДК 538.945

ДИССИПАТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВТСП 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ, НЕСУЩИХ ПОСТОЯННЫЙ ТОК

*В.Р. Романовский, М.Н. Макаренко**НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Исследованы диссипативные состояния многослойного сверхпроводящего проводника на основе YBCO (сверхпроводник + покрытия) с транспортным током, когда его непрерывно нарастающая вольт-амперная характеристика (ВАХ) описывается степенной функцией. Полученные результаты сравниваются с расчётами, выполненными в рамках существующей теории тепловой стабилизации, основанной на модели сверхпроводящего композита с идеальной ВАХ, предполагающей скачкообразный переход из сверхпроводящего состояния в нормальное. Показано, что транспортные токи, стабильно протекающие в них, могут быть ниже или выше априори заданного критического тока, определённого с помощью условного значения напряжённости электрического поля на ВАХ сверхпроводника. Соответственно оба эти параметра не имеют физического смысла, так как в сверхпроводящем проводнике с реальной ВАХ могут существовать докритические и закритические стабильные токовые состояния. Приведены оценки изменения с температурой джоулевых потерь энергии в сверхпроводящем проводнике. Исследованы особенности деления тока между сверхпроводником и покрытиями. Показано, что ток в сверхпроводнике всегда больше условно заданного критического тока сверхпроводника, даже когда его температура близка к критической температуре. Данные особенности стабильного формирования сверхпроводящих состояний необходимо учитывать при анализе условий тепловой стабилизации не только высокотемпературных сверхпроводников, но и низкотемпературных.

Ключевые слова: высокотемпературный сверхпроводник, транспортный ток, модель критического состояния, вольт-амперная характеристика, потери энергии.

DISSIPATIVE STATES OF HTSP OF THE 2ND GENERATION, CARRYING DIRECT CURRENT

*V.R. Romanovskii, M.N. Makarenko**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The dissipative states of a superconducting tape based on YBCO (superconductor + coatings) with transport current are investigated, considering that its voltage-current characteristic (VCC) is significantly nonlinear. The obtained results are compared with the calculations performed within the framework of the existing thermal stabilization theory based on the model of a superconducting composite with an ideal VCC, which assumes a jump-like transition from the superconducting state to the normal state. It is shown that the ideal model of composite VCC does not correctly describe dissipative states of superconducting tape based on high-temperature superconductors and primarily at temperatures not exceeding the critical superconductor temperature. This is explained by the fact that the nature of nonlinearity of their superconducting curves has a significant influence on the dissipative phenomena in superconducting tapes in this temperature region. As a result, the transport currents stably flowing in the superconducting tapes can be higher than the a priori specified critical current, determined using the conventional value of electric field strength on the superconductor's VCC. Accordingly, both of these quantities make no physical sense. As a consequence, the theory of thermal stabilization should take into account the real temperature dependence of the energy losses dissipated in high-temperature superconductors by the transport current, which depends on the type of nonlinearity of their VCC.

Key words: high-temperature superconductor, transport current, critical state model, voltage-current characteristic, energy losses.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-4-76-83

ВВЕДЕНИЕ

Исследование условий возникновения и распространения неустойчивостей различной природы является актуальной проблемой прикладной сверхпроводимости. В частности, теория тепловой стабилизации сверхпроводящих композитов играет важную роль в формулировке принципов, обеспечивающих сохранение сверхпроводимости технических сверхпроводников под действием внешних тепловых возмущений. Её основные положения были сформулированы в рамках модели, основанной на скачкообразном переходе из сверхпроводящего состояния в нормальное (так называемая модель критического состояния (МКС)) [1, 2]. МКС описывает тепловые состояния сверхпроводящего проводника в предположении, что сопротивление сверхпроводника изменяется от нуля до бесконечно большого значения, когда введённый транспортный ток становится равным критическому току сверхпроводника. В этом случае, согласно МКС, рассеивание энергии в сверхпроводящем проводнике начинается только тогда, когда его температура превышает так называемую температуру резистивного перехода T_{cs} , при которой транс-

портный ток равен критическому току сверхпроводника. При $T > T_{cs}$ ток начинает делиться между сверхпроводником и матрицей/покрытием. Когда температура проводника превышает критическую температуру, транспортный ток течёт только через матрицу и тепловые потери зависят только от её свойств. В то же время технические сверхпроводники имеют непрерывно возрастающую вольт-амперную характеристику по многим причинам. Прежде всего конечное напряжение, возникающее в сверхпроводнике, может быть вызвано термически активированным движением вихрей. В этом режиме, известном как крип магнитного потока, величина энергии активации вихрей влияет на форму ВАХ сверхпроводника. Другими словами, технические сверхпроводники находятся в резистивном состоянии при любом конечном значении введённого транспортного тока. Соответственно их дифференциальное сопротивление не только изменяется непрерывно, но и может быть меньше удельного электрического сопротивления матрицы/покрытия в соответствии с особенностями непрерывного нарастания ВАХ.

Учёт влияния реальной ВАХ на тепловую стабилизацию технических сверхпроводников приводит к результатам, отличающимся от результатов классической теории, основанной на скачкообразном переходе сверхпроводника в нормальное состояние. Исследованию проблем стабильности сверхпроводящего состояния с учётом непрерывного нарастания ВАХ сверхпроводника уделяется постоянное внимание [2—14]. В частности, выводы, сформулированные в [3—7] и обобщённые в [8], основывались на моделях, согласно которым устойчивость сверхпроводящего проводника с ВАХ вида $E = J\rho_n \exp[J/J_\delta + (T_0 - T_{cB})/T_\delta]$ нарушается при постоянном перегреве, равном температурному параметру нарастания ВАХ сверхпроводника T_δ . В результате предложен следующий критерий устойчивости:

$$\int_S E J ds \leq h p T_\delta. \quad (1)$$

Здесь E и J — электрическое поле и плотность тока в сверхпроводящих волокнах, а интегрирование выполняется по всему сечению проводника S ; T_{cB} — критическая температура сверхпроводника для заданного внешнего магнитного поля B ; ρ_n — сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии; T_δ и J_δ — температурный и токовый параметр нарастания ВАХ соответственно.

Условие (1) имеет следующий физический смысл: сверхпроводимость проводника сохраняется, если мощность тепловых потерь не превышает тепловой поток в хладагент при постоянном допустимом перепаде температуры, равном T_δ , независимо от условий охлаждения, поперечного размера проводника. Из (1) следует, что при $h \rightarrow 0$ (т.е. при адиабатических условиях охлаждения) или $T_\delta \rightarrow 0$ (т.е. в сверхпроводящих средах с идеальной ВАХ) сверхпроводимость будет разрушаться при любом бесконечно малом возмущении. Поэтому в [3—8] были сделаны выводы о том, что, во-первых, сверхпроводники с крутым переходом и нестабилизированные стационарно должны быть неустойчивыми. Во-вторых, вопрос о связи критериев устойчивости сверхпроводников с величиной допустимых в них потерь, которые согласно (1) должны уменьшаться при приближении реальной ВАХ сверхпроводника к идеальной (при уменьшении T_δ), не имеет корректной постановки. Однако данный вывод противоречит существованию стабильных состояний, которые удовлетворяют так называемому адиабатическому критерию устойчивости сверхпроводящего состояния [1, 2], сформулированному именно в приближении $h \rightarrow 0$ и $T_\delta \rightarrow 0$. Согласно адиабатическому критерию сверхпроводимость может сохраняться при конечных значениях допустимых тепловых потерь [1].

В связи с этим в настоящей статье обсуждаются основные физические особенности формирования диссипативных состояний сверхпроводящих проводников на основе YBCO в зависимости от характера нарастания их ВАХ. Результаты выполненного теоретического анализа необходимо учитывать при формулировке условий устойчивой работоспособности сверхпроводящих сред с непрерывно нарастающими ВАХ, избегая дорогостоящих экспериментов в широком диапазоне изменения их критических свойств.

МОДЕЛЬ

Рассмотрим многослойный сверхпроводящий проводник прямоугольного сечения (сверхпроводящую ленту) шириной b , состоящий из сверхпроводника толщиной a_s , нанесённого на подложку, отделённую от сверхпроводника буферными слоями, а также стабилизирующих серебряного и медного покрытий толщиной a_{Ag} и a_{Cu} . Предположим, что $b \gg a = a_s + a_{Ag} + a_{Cu}$. Допустим также, что:

— постоянное внешнее магнитное поле B полностью проникло в ленту и его изменением в продольном направлении можно пренебречь;

— в ленте с площадью поперечного сечения $S = ab$ течёт транспортный ток I , и его собственное поле мало по сравнению с внешним магнитным полем;

— кондуктивный тепловой поток в поперечном сечении ленты много больше теплового потока к охладителю и, таким образом, неоднородность температуры и электрического поля по поперечному сечению пренебрежимо мала;

— между сверхпроводником и покрытиями имеются идеальные тепловой и электрические контакты;

— перераспределение теплового потока и тока между подложкой и сверхпроводником не происходит в силу наличия буферных слоёв;

— на поверхности ленты происходит теплообмен с хладагентом, имеющим температуру T_0 .

Пусть критический ток сверхпроводника $I_c(T, B)$ является линейной функцией температуры при заданной индукции внешнего магнитного поля, т.е. $I_c = I_{c0}(T_{cB} - T)/(T_{cB} - T_0)$. Тогда в рамках МКС температурная зависимость джоулевого тепловыделения в сверхпроводящей ленте записывается в виде [1, 2]

$$G_{\text{мкс}}(T) = (I/S)^2 \rho_k(T, B) \begin{cases} 1, & T > T_{cB}; \\ (T - T_{cs})/(T_{cB} - T_{cs}), & T_{cs} \leq T \leq T_{cB}; \\ 0, & T < T_{cs} = T_{cB} - (T_{cB} - T_0)I/I_{c0}, \end{cases} \quad (2)$$

где I_{c0} и T_{cB} — условно заданный критический ток ленты при температуре хладагента и её критическая температура при заданном внешнем магнитном поле соответственно; ρ_k — удельное электрическое сопротивление ленты (сверхпроводник + покрытия), равное $\rho_k(T, B) = \frac{(a_s + a_{\text{Ag}} + a_{\text{Cu}})\rho_{\text{Ag}}(T, B)\rho_{\text{Cu}}(T, B)}{a_{\text{Cu}}\rho_{\text{Ag}}(T, B) + a_{\text{Ag}}\rho_{\text{Cu}}(T, B)}$, где ρ_{Ag} и ρ_{Cu} — удель-

ные электрические сопротивления серебра и меди соответственно. Данное выражение записано с учётом сделанного допущения, когда полагается, что буферные слои не позволяют току перетекать в подложку.

Опишем ВАХ технического сверхпроводника степенным уравнением вида $E(I) = E_c(I/I_c)^n$. Здесь температурно-полевая зависимость критического тока сверхпроводника $I_c(T, B)$ определена по априорно заданному значению электрического поля E_c ; n — экспонента нарастания ВАХ. Используя сделанные предположения, тепловой и электрический режимы сверхпроводящей ленты с постоянно возрастающей ВАХ исследуем на основе нульмерной модели. В данном приближении согласно уравнениям Кирхгофа электрическое поле E является решением уравнения

$$E = E_c \left(\frac{J_s}{J_c(T, B)} \right)^n = J_{\text{Ag}}\rho_{\text{Ag}}(T, B) = J_{\text{Cu}}\rho_{\text{Cu}}(T, B) \quad (3)$$

для заданных значений транспортного тока $I = JS$ с плотностью J и температуры T . Соответственно транспортный ток является суммой токов, протекающих в сверхпроводнике с плотностью J_s , в серебряном покрытии с плотностью J_{Ag} и с плотностью J_{Cu} в медном покрытии, т.е.

$$J = \eta_s J_s + \eta_{\text{Ag}} J_{\text{Ag}} + \eta_{\text{Cu}} J_{\text{Cu}}, \quad (4)$$

где $\eta_s = a_s/a$, $\eta_{\text{Ag}} = a_{\text{Ag}}/a$ и $\eta_{\text{Cu}} = a_{\text{Cu}}/a$ — объёмные доли (коэффициенты заполнения) сверхпроводника, серебряного и медного покрытий в ленте соответственно.

Согласно уравнениям (3) и (4) напряжённость электрического поля E как функция температуры при заданной плотности транспортного тока J является решением уравнения

$$\frac{I_c(T)}{S} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + \frac{E}{\rho_k(T)} - J = 0 \quad (5)$$

при $T < T_{cB}$ и описывается равенством

$$E = J\rho_k(T) \quad (6)$$

при $T \geq T_{cB}$. Тогда джоулевое тепловыделение в сверхпроводящей ленте со степенной ВАХ записывается в виде

$$G(T) = EJ = \begin{cases} \frac{I_{c0} E T_{cB} - T \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n}}{S T_{cB} - T_0} + \frac{E^2}{\rho_k}, & T < T_{cB}; \\ \frac{E^2}{\rho_k}, & T \geq T_{cB}. \end{cases} \quad (7)$$

В рамках моделей (2) и (7) представлены результаты моделирования тепловыделений в сверхпроводящей ленте, геометрические параметры которой принимались равными $b = 0,2$ см, $a_s = 10^{-4}$ см, $a_{Ag} = 1,7 \cdot 10^{-4}$ см, $a_{Cu} = 45 \cdot 10^{-4}$ см или $a_{Cu} = 10^{-2}$ см. Плотность критического тока сверхпроводника описывалась линейной температурной зависимостью с критическими параметрами $T_{cB} = 55$ К, $I_{c0} = 200$ А при $T_0 = 15$ К и $I_{c0} = 59$ А при $T_0 = 40$ К во внешнем магнитном поле $B = 10$ Тл согласно [14]. Условно заданная величина напряжённости электрического поля принималась равной $E_c = 10^{-6}$ В/см. Для расчёта удельного сопротивления серебра и меди использовались результаты работ [15—17], принимая $\rho_{Ag}(273 \text{ К}) = 1,48 \cdot 10^{-6}$ Ом·см для серебра и $\rho_{Cu}(273 \text{ К}) = 1,55 \cdot 10^{-6}$ Ом·см для меди с $RRR = \rho_{Ag,Cu}(273 \text{ К})/\rho_{Ag,Cu}(4,2 \text{ К}) = 100$ как для серебра, так и для меди.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1, 2 показаны зависимости джоулевого тепловыделения от температуры, рассчитанные согласно (2) и (7) при $T_0 = 15$ К. В рамках приближения (7) расчёты проводились для различных значений па-

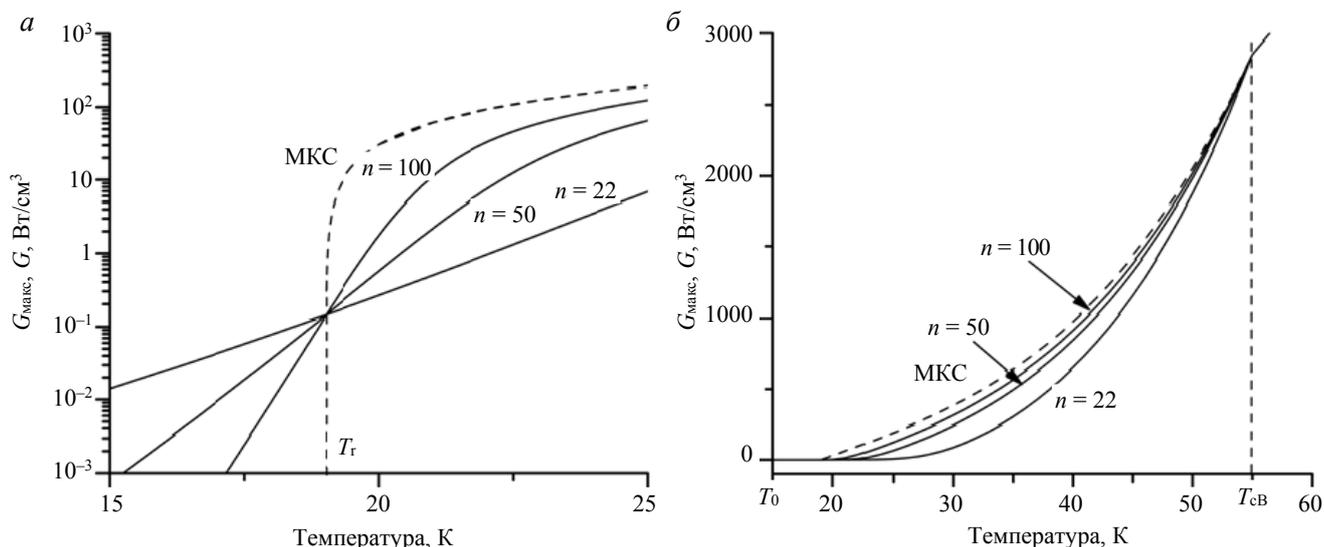


Рис. 1. Влияние параметра крипа n на диссипацию энергии при $I = 180$ А ($T_{cs} = 19$ К при $T_0 = 15$ К): a — тепловыделение в сверхпроводящем и резистивном состояниях; b — тепловыделение при до- и закритической температуре

раметра крипа n и токов. Соответственно на рис. 1 показано влияние величины n на значения G_{MKS} и G при токе, который меньше критического. На рис. 2 показана температурная зависимость джоулевого рассеяния энергии при $n = 22$ и токах, меньших или превышающих критический ток ленты. Состояния, описываемые степенной ВАХ, показаны на рис. 1, 2 сплошными линиями. Пунктирные линии соответствуют состояниям, описываемым МКС. Представленные результаты демонстрируют основные физические особенности механизмов джоулевой диссипации энергии в сверхпроводящей ленте с непрерывно возрастающей ВАХ.

При $T > T_{cs}$ существует резистивная температура $T_r = T_{cs} + (T_{cB} - T_0)\omega$, при которой кривые $G_{MKS}(T)$ и $G(T)$ пересекаются. Здесь $\omega = E_c S / [I_{c0} \rho_k(T_r)]$. В интервале температур от 0

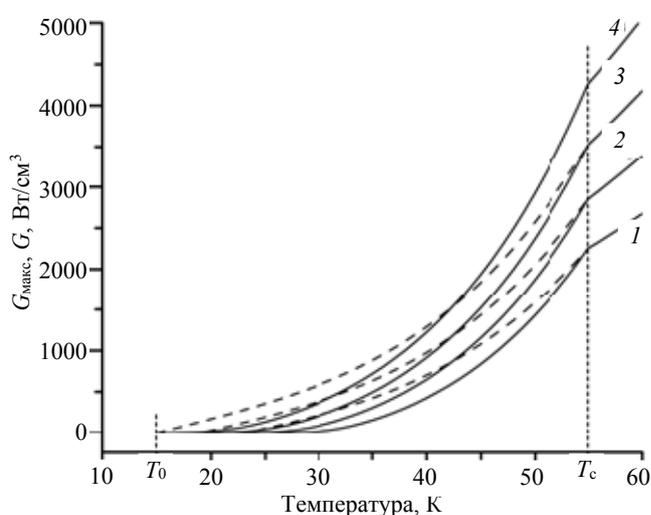


Рис. 2. Температурная зависимость джоулевого тепловыделения при до- и закритических токах ($I_{c0} = 200$ А): $I = 160$ А (1); $I = 180$ А (2); $I = 199$ А (3); $I = 220$ А (4)

до T_r значения $G(T)$ не равны нулю. Однако значения $G_{\text{МКС}}(T)$ равны нулю при $T_0 < T < T_{cB}$ согласно МКС. Разница между ними увеличивается с ростом тока или при уменьшении значения n , т.е. при увеличении «размытия» ВАХ. Эти особенности обусловлены конечной величиной электрического поля, существующего в сверхпроводящей ленте с реальной ВАХ при любом конечном значении введённого тока.

Из (2) и (7) нетрудно найти, что индуцированное электрическое поле при $T = T_r$ равно априорно определённое критическому значению E_c . Поэтому если перегрев ленты превышает значение $T_r - T_0$, то электрическое поле внутри ленты становится закритическим даже при докритических значениях транспортного тока. Подчеркнём, что этот вывод, который допускает существование закритических состояний, нельзя сформулировать, если анализ тепловой стабильности сверхпроводящего проводника проводить в рамках МКС.

В интервале температур $T_r < T < T_{cB}$ значения $G_{\text{МКС}}(T)$ всегда больше соответствующих значений $G(T)$ при $I < I_{c0}$, как следует из рис. 1, 2. Используя соотношения (2) и (7), можно установить, что эта закономерность наблюдается при любом конечном значении n . Поэтому джоулево тепловыделение $G_{\text{МКС}}(T)$, рассчитанное при $T_r < T < T_{cB}$ на основании МКС, всегда будет превышать соответствующие значения $G(T)$, существующие в сверхпроводящей ленте с реальной ВАХ. Более того, согласно рис. 2 джоулевая диссипация энергии при закритических токах (сплошная кривая 4), рассчитанная для ленты с непрерывно возрастающей ВАХ, может быть в широком температурном диапазоне меньше джоулевой диссипации, рассчитанной в рамках МКС при докритическом токе (пунктирная кривая 3).

Следует подчеркнуть, что рис. 1, б также наглядно показывает, что при уменьшении размытия ВАХ (при увеличении n) допустимые тепловыделения в сверхпроводящем проводнике в диапазоне температур $T_r < T < T_{cB}$ будут возрастать независимо от условий охлаждения, приближаясь к предельному значению, следующему из МКС. При $n \rightarrow \infty$ будет соблюдаться предельный переход к МКС. Этот вывод показывает ошибочность критерия (1), согласно которому, как отмечалось, допустимые тепловые потери должны монотонно уменьшаться при уменьшении размытия ВАХ, т.е. с уменьшением T_δ , не соблюдая предельный переход к МКС при $T_\delta \rightarrow 0$.

Сформулированные закономерности формирования диссипативных состояний сверхпроводящих проводников с реальной ВАХ являются следствием особенностей изменения их дифференциального сопротивления как при докритических значениях электрического поля ($E < E_c$), так и при их закритических значениях ($E > E_c$). При этом согласно рис. 1 даже при очень большом, но конечном значении n , например, при $n = 100$, когда ВАХ сверхпроводника близка к идеальной, температурные зависимости джоулева тепловыделения в сверхпроводящей ленте со степенной ВАХ также имеют указанные особенности их изменения. В результате модель с реальной ВАХ приводит к более консервативным значениям тепловыделения в диапазоне температур $T_r < T < T_{cB}$. Важно подчеркнуть, что эти закономерности будут наблюдаться и в сверхпроводящих композитах на основе низкотемпературных сверхпроводников, для которых $n > 50$.

Приведённые результаты показывают, что в сверхпроводящем проводнике с реальной ВАХ могут существовать докритические и закритические стабильные токовые состояния. С точки зрения существования максимально допустимого тока, вводимого в сверхпроводящий композит, они не равны условно заданному значению критического тока и приводят к концепции предельного тока (тока срыва), стабильно протекающего в сверхпроводящих проводниках с реальной ВАХ. Его величина является следствием нарушения теплового баланса между джоулевым тепловыделением в ленте и тепловым потоком в хладагент. Существование такого тока было впервые продемонстрировано в [18] при исследовании условий возникновения так называемых токовых неустойчивостей в низкотемпературном сверхпроводящем композите с экспоненциальной ВАХ.

Отметим, что в области высоких перегревов ($T > T_{cB}$, см. рис. 1, б и 2) значения рассеиваемой энергии, рассчитанные по (2) и (7), не отличаются друг от друга, так как критический ток равен нулю и весь транспортный ток протекает только в покрытиях. В этом случае джоулево тепловыделение, рассчитанное в рамках обеих моделей, будет определяться только свойствами покрытий.

Оценим изменение с температурой джоулевых потерь энергии в сверхпроводящей ленте. Сначала рассмотрим начальную область температур. При $T \ll T_{cB}$ практически весь транспортный ток течёт по сверхпроводнику. Поэтому согласно (3) и (4) можно записать $E/E_c \cong \{I/[I_{c0}(1 - \theta)]\}^n$, $\theta = (T - T_0)/(T_{cB} - T_0) < 1$. Логарифмируя это соотношение, найдём $\ln(E/E_c) = n[\ln(I/I_{c0}) - \ln(1 - \theta)]$. Разложив член $\ln(1 - \theta)$ в степенной ряд, перепишем последнее соотношение в виде $\ln(E/E_c) = n[\ln(I/I_{c0}) + \theta + \theta^2/2 + \dots]$. Тогда

$$G(T) = E(T)J = JE_c \left(\frac{I}{I_{c0}} \right)^n \exp \left[n \left(\frac{T - T_0}{T_{cB} - T_0} + \frac{1}{2} \left(\frac{T - T_0}{T_{cB} - T_0} \right)^2 + \dots \right) \right].$$

Таким образом, начальное увеличение $G(T)$ с температурой имеет экспоненциальный характер. Более того, чем выше n , тем выше dG/dT . Этот вывод подтверждает рис. 1, *a*.

Оценим $G(T)$ при температурах, близких к критической температуре сверхпроводника ($T \sim T_{CB}$). Перепишем уравнение (5) в виде $i = j_c(\theta) e^{1/n} + e/\varepsilon$. Здесь $e = E/E_c$, $i = I/I_{c0}$, $\theta = T/T_c$, $\varepsilon = I_{c0}\rho_k/(SE_c)$, $j_c(\theta) = 1 - \theta$.

Введём новую функцию $u = 1 - e/(i\varepsilon)$, которая приведёт к уравнению $j_c(\theta) = \frac{i}{(i\varepsilon)^{1/n}} \frac{u}{(1-u)^{1/n}}$. Разлагая сомножитель $(1-u)^{-1/n}$ в степенной ряд, получим $j_c(\theta) = \frac{i}{(i\varepsilon_1)^{1/n}} \left(u + \frac{u^2}{n} + \frac{n+1}{2n^2} u^3 + \dots \right)$. Тогда в линейном

по u приближении найдём $E/E_c \approx i\varepsilon[1 - (i\varepsilon)^{1/n} j_c(\theta)/i]$.

Согласно данной оценке тепловыделение в ленте как функция температуры записывается как

$$G(T) \approx \frac{I^2 \rho_k(T)}{S^2} \left[1 - \left(\frac{I \rho_k(T)}{SE_c} \right)^{1/n} \frac{I_c(T)}{I_{c0}} \right]. \quad (8)$$

Таким образом, вблизи критической температуры сверхпроводника рассеиваемая энергия в сверхпроводящей ленте зависит от температурных зависимостей критического тока сверхпроводника и удельного электрического сопротивления покрытий. Если $\rho_k \sim \text{const}$, то значения $G(T)$ будут возрастать пропорционально уменьшению критического тока сверхпроводника. Эта закономерность будет наблюдаться тем лучше, чем выше n .

Для демонстрации рассмотренных особенностей на рис. 3 показаны особенности деления тока между сверхпроводником и покрытием при $T_0 = 40$ К, закритическом транспортном токе $I = 70$ А и различной толщине медного покрытия. Здесь штрих-пунктир-пунктирной линией показана температурная зависимость критического тока ленты, кривые I и I' изображают токи в сверхпроводнике ($I_{sc} = h_s J_s$), кривые 2, 2' и 3, 3' соответствуют токам в серебряном покрытии ($I_{Ag} = h_{Ag} J_{Ag}$) и медном покрытии ($I_{Cu} = h_{Cu} J_{Cu}$) соответственно.

Температурные зависимости соответствующих тепловыделений показаны на рис. 4. Представленные результаты моделирования позволяют сделать следующие выводы.

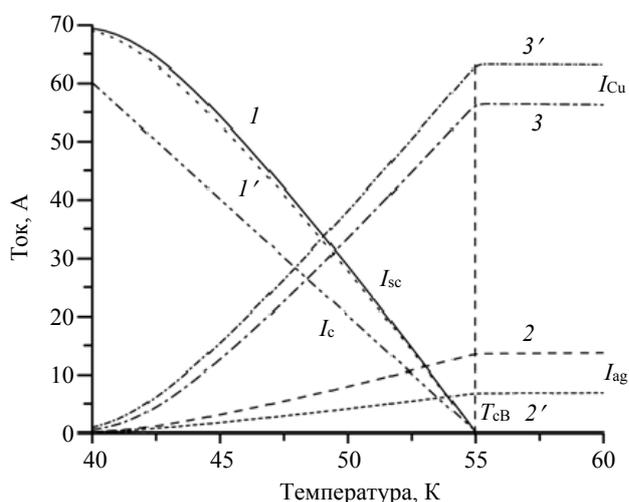


Рис. 3. Особенности деления тока при $I = 70$ А и $T_0 = 40$ К: $a_{Cu} = 45$ мкм ($I, 2, 3$), $a_{Cu} = 100$ мкм ($I', 2', 3'$)

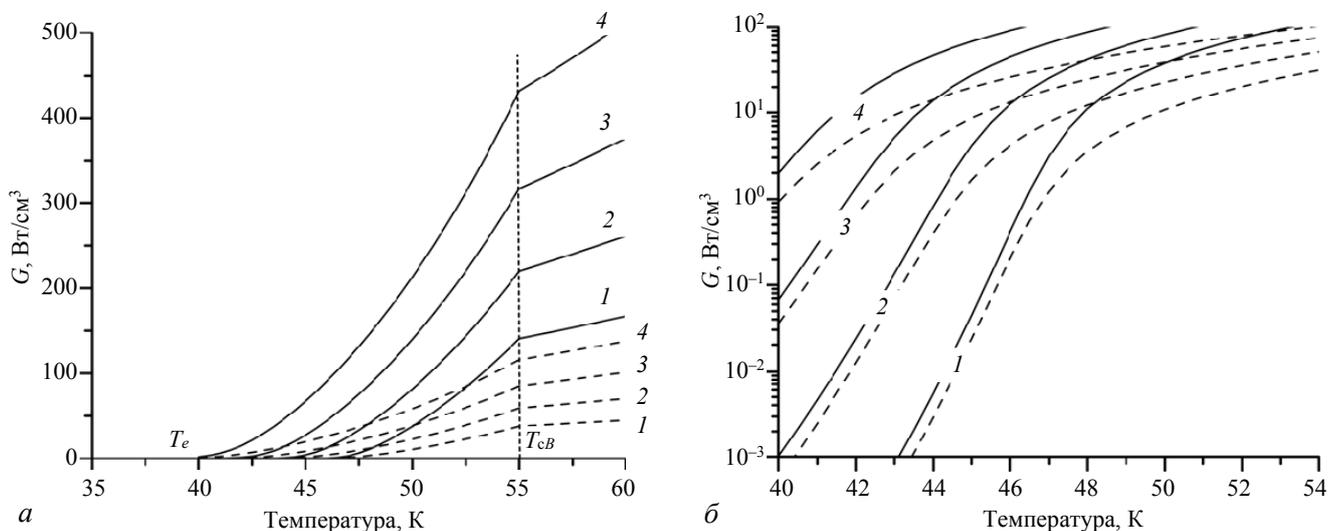


Рис. 4. Влияние толщины медного покрытия: $a_{Cu} = 45$ мкм (—) или $a_{Cu} = 100$ мкм (---) на диссипативные состояния сверхпроводящей ленты при $T_0 = 15$ К: *a* — тепловыделение при до- и закритических температурах; *б* — тепловыделение в сверхпроводящем и резистивном состояниях, ток равен: 1 — 40, 2 — 50, 3 — 60, 4 — 70 А

Прежде всего ток в сверхпроводнике всегда больше условно заданного критического тока сверхпроводящей ленты, даже когда её температура близка к критической температуре сверхпроводника. Более того, ток в сверхпроводнике слабо зависит от толщины медного покрытия. Однако толщина медного покрытия существенно влияет на токи в покрытиях, а именно ток в серебряном покрытии уменьшается, а в медном покрытии увеличивается с увеличением толщины медного покрытия. Соответственно рассеиваемая энергия в сверхпроводящей ленте увеличивается экспоненциально с ростом температуры при низком перегреве ($T \sim T_0$), как показано на рис. 4, б. Однако при высоком перегреве ($T \sim T_{cB}$) основную роль в перераспределении тока в ленте будут играть температурные зависимости критического тока и сопротивлений покрытий, как следует из (8) и показано на рис. 3. В результате общее тепловыделение в ленте значительно уменьшается с увеличением толщины медного покрытия (см. рис. 4).

В противоположность этому, как отмечалось, существующая теория тепловой стабилизации основана на другом механизме деления тока, а именно транспортный ток начинает течь в покрытии, когда он превышает критический ток ленты, т.е. при $T > T_{cs}$. В результате в рамках МКС перераспределение тока между сверхпроводником и покрытиями не зависит от их сопротивления. Данную разницу в механизмах перераспределения тока наглядно демонстрирует рис. 3.

ВЫВОДЫ

Реальные ВАХ сверхпроводящих проводников приводят к особому характеру формирования диссипативных состояний в них, отличных от соответствующих состояний, которые следуют из МКС. При малых перегревах ($T \ll T_{cB}$), когда основная часть тока протекает через сверхпроводник, диссипируемая энергия растёт экспоненциально с температурой. В рамках теории тепловой стабильности, основанной на МКС, она увеличивается линейно с температурой. По мере увеличения температуры проводника транспортный ток постепенно уходит в несверхпроводящие покрытия и зависимость $G(T)$ начинает увеличиваться с температурой по закону, который, в первую очередь, практически пропорционален изменению критической плотности тока сверхпроводника с температурой. В целом деление тока в сверхпроводящих проводниках с реальной ВАХ происходит таким образом, что ток в сверхпроводнике всегда больше критического тока даже при закритических транспортных токах. В области температур $T \sim T_{cB}$ и выше характер изменения $G(T)$ зависит от температурной зависимости удельного электрического сопротивления стабилизирующих покрытий.

В результате корректный учёт явлений диссипации в теории тепловой стабилизации приведёт не только к количественным отличиям от результатов, вытекающих из существующей теории, но и к качественно новым выводам, а именно допустимый диапазон токов не будет ограничен априорно определённым критическим током сверхпроводника. Как следствие, в сверхпроводящих проводниках будут существовать как докритические, так и закритические условия тепловой стабилизации. Поэтому анализ условий тепловой стабильности сверхпроводящего состояния по отношению к внешним тепловым возмущениям приведёт не только к наиболее оптимистичным оценкам допустимых значений энергий возмущений, инициирующих тепловую неустойчивость, но и к их конечным значениям в области закритических токов, не превышающих ток срыва.

Данные закономерности необходимо учитывать при анализе условий тепловой стабилизации не только высокотемпературных сверхпроводников, но и низкотемпературных, которые также имеют непрерывно нарастающие ВАХ.

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» и ГК «Росатом» в рамках федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уилсон М. Сверхпроводящие магниты. — М.: Мир, 1985. 408 с.
2. Гуревич А.В., Минц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. — М.: Наука, 1987. 240 с.
3. Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. О стабильности сверхпроводящих проводов с размытым переходом в нормальное состояние. — ДАН, 1981, т. 261, № 6, с. 1350—1354.

4. Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. О максимальном токе в сверхпроводящем проводе. — ДАН, 1985, т. 282, № 5, с. 1123—1127.
5. Klimentko E.Yu., Martovetsky N.N., Novikov S.I. Stability of the real superconductors. — In: Proc. of MT-9 Conf. Zurich, Switzerland, 1985, p. 581—583.
6. Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. Стабильность сверхпроводящих проводов с реальной переходной характеристикой. — В кн.: Техническая сверхпроводимость в электроэнергетике и электротехнике. — М.: СЭВ, 1986, с. 161—187.
7. Klimentko E.Yu., Martovetsky N.N. Stability of SC composite at rapid current charging and against pulsed heating. — IEEE Trans. on Mag., 1988, vol. 24, № 2, p. 1167—1169.
8. Клименко Е.Ю. Прикладная сверхпроводимость: разочарования и надежды. — Успехи физических наук, 2021, т. 191, № 8, с. 861—873.
9. Vysotsky V.S., Sytnikov V.E., Repnikov V.V., Lobanov E.A., Zmitrenko N.V., Rakhmanov A.L. Heating development analysis in long HTS objects with cooling. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2005, vol. 15, № 2, p. 1655—1658.
10. Vysotsky V.S., Sytnikov V.E., Rakhmanov A.L., Ilyin Y. Analysis of stability and quench in HTS devices — new approaches. — Fusion Engineering and Design. 2006, vol. 81, Issues 20—22, p. 2417—2424.
11. Ishiyama A., Asai H. A stability criterion for cryocooler-cooled HTS coils. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2001, vol. 11, p. 1832—1835.
12. Den Ouden A., van Weeren H., Wessel W. A.J. et al. Normal zone propagation in high-current density Nb₃Sn conductors for accelerator magnets. — IEEE Trans. on Appl. Supercond., 2004, vol. 14, p. 279—282.
13. Martinez E., Lera F.M., Martínez-López M. et al. Quench development and propagation in metal/MgB₂ conductors. — Supercond. Sci. Technol., 2006, vol. 19, p. 143—150.
14. Seto T., Murase S., Shimamoto S. et al. Thermal stability of Ag/Bi-2212 tape at cryocooled condition. — Teion Kogaku, 2001, № 36, p. 60—67.
15. Dresner L. Stability and protection of Ag/BSCCO magnets operated in the 20—40 K range. — Cryogenics, 1993, vol. 33, p. 900—909.
16. Lim H., Iwasa Y. Two-dimensional normal zone propagation in BSCCO-2223 pancake coils. — Cryogenics, 1997, vol. 37, p. 789—799.
17. Seeber B. Handbook of Applied Superconductivity. Editor B. Seeber. — Bristol: IOP Publishing, 1998. vol. 1.
18. Polak M., Hlasnik I., Krempasky L. Voltage-current characteristics of Nb—Ti and Nb₃Sn superconductors in flux creep region. — Cryogenics, 1973, vol. 13, p. 702—711.



Владимир Рэманович Романовский, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н., профессор; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
mosrem@rambler.ru



Марина Николаевна Макаренко, заместитель начальника лаборатории сверхпроводниковых и криогенных устройств; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
panina-marina@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 25 июля 2022 г.

После доработки 16 сентября 2022 г.

Принята к публикации 5 октября 2022 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 4, с. 76—83.