

05

Мультистабильные токовые состояния сверхпроводящих композитов на основе высокотемпературных сверхпроводников

© В.Р. Романовский

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: romanovskii@aol.com

(Поступило в Редакцию 16 декабря 2015 г.)

Исследованы условия возникновения токовых неустойчивостей в композитных проводниках на основе высокотемпературных сверхпроводников с существенно нелинейными зависимостями критической плотности тока и удельного электрического сопротивления покрытия от температуры и индукции магнитного поля. Анализ выполнен на основе нуль-мерных моделей, позволяющих сформулировать общие физические закономерности формирования токовых состояний сверхпроводящих композитов в зависимости от индукции внешнего магнитного поля, условий охлаждения, свойств сверхпроводника и покрытия. Показана возможность существования стабильных скачков напряженности электрического поля, тока и температуры без перехода сверхпроводящего композита в нормальное состояние. Обсуждены условия возникновения неустойчивостей при мультистабильных токовых режимах.

Введение

В настоящее время высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) позволяют создавать магнитные системы, генерирующие высокие магнитные поля, которые не могут быть получены с помощью низкотемпературных сверхпроводников. При их эксплуатации необходимо знать предельно допустимое значение вводимого тока, после превышения которого возникают неустойчивые токовые состояния [1]. В выполненных исследованиях особенности возникновения токовых неустойчивостей в ВТСП-композитах обычно анализируются в предположении линейной зависимости критической плотности тока от температуры (см., например, [2–5]). Между тем у ВТСП критическая плотность тока $J_c(T, B)$ в области высоких значений индукции магнитных полей и температурных перегревов перестает удовлетворять линейным соотношениям. Как известно, эта особенность обусловлена гигантским крипом магнитного потока, характерным для ВТСП-материалов. Для сверхпроводников на основе висмута реальные значения $J_c(T, B)$ могут быть описаны нелинейной зависимостью вида

$$J_c(T, B) = J_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\gamma \left[(1 - \chi) \frac{B_0}{B_0 + B} + \chi \exp\left(-\frac{\beta B}{B_{c0} \exp(-\alpha T/T_c)}\right) \right], \quad (1)$$

предложенной в [6]. На рис. 1, а сопоставлена экспериментальная зависимость критического тока от индукции магнитного поля с расчетной для сверхпроводящей ленты на основе $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ с серебряным покрытием (Ag/Bi2212), рассмотренной в [7]. При проведении вычислений использовались следующие параметры:

$$T_c = 87.1 \text{ К}, \quad \alpha = 10.3, \quad \beta = 6.76, \quad \gamma = 1.73, \\ \chi = 0.27, \quad B_{c0} = 465 \text{ Т}, \quad B_0 = 1 \text{ Т},$$

$$J_0 = 5.9 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2. \quad (2)$$

Для ленты с данными параметрами на рис. 1, б приведены температурные зависимости критического тока для некоторых значений индукции магнитного поля. Они наглядно показывают нелинейный характер зависимости $J_c(T, B)$, который имеет место при $T > 15 \text{ К}$. Кроме этого, необходимо учитывать, что при $T > 20 \text{ К}$ удельное электрическое сопротивление ρ_m серебряного покрытия ВТСП-лент также начинает зависеть от температуры. На рис. 2 изображены зависимости ρ_m от температуры при $B = 10 \text{ Т}$ и различных значениях $RRR = \rho_m(273 \text{ К})/\rho_m(4.2 \text{ К})$, рассчитанные при $\rho_m(273 \text{ К}) = 1.48 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{см}$ согласно результатам работ [2,3]. В существующей теории данные нелинейные зависимости не учитываются. В связи с этим исследуем их влияние на условия существования стабильных состояний ВТСП-ленты.

Нуль-мерная модель в стационарном приближении

Как было показано в [1], для определения предельных условий возникновения неустойчивых токовых состояний в сверхпроводящих композитах может быть использована их стационарная вольт-амперная характеристика. В рамках данного подхода выполним в нуль-мерном стационарном приближении анализ физических особенностей формирования стабильных токовых режимов сверхпроводящего композита, согласно которому распределение электрического поля и температуры по его сечению предполагается однородным, если имеет место бесконечно медленный ввод тока и эффективный кондуктивный теплоперенос в поперечном сечении ленты. Будем также полагать, что: — внешнее магнитное поле постоянно и его изменение в продольном направлении мало,

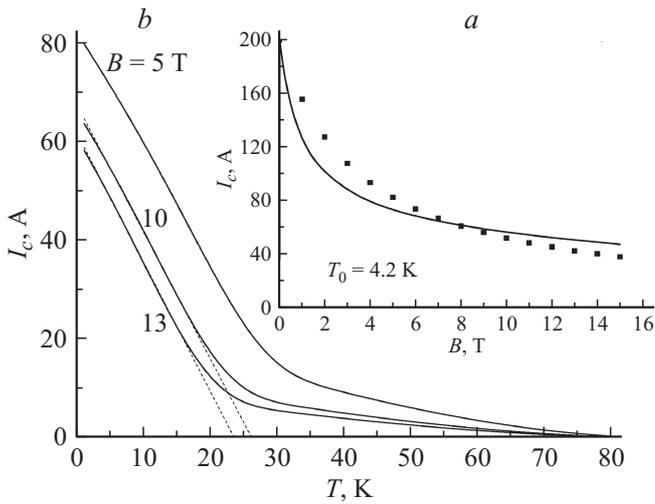


Рис. 1. Зависимость критического тока Bi2212 от индукции магнитного поля *a* и температуры *b*: ■ — эксперимент [7], — расчет по формуле (1), - - - - линейная аппроксимация.

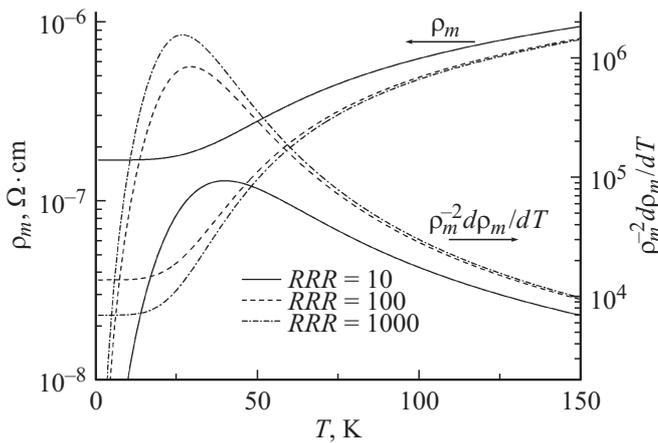


Рис. 2. Температурные зависимости удельного электрического сопротивления и $\rho_m^2 d\rho_m/dT$ для серебра.

- транспортный ток протекает по всему сечению композита с площадью поперечного сечения S и его собственное магнитное поле мало по сравнению с внешним магнитным полем,
- сверхпроводящие жилы имеют малый поперечный размер, который не приводит к возникновению магнитных неустойчивостей,
- сверхпроводник равномерно распределен по сечению композита с коэффициентом заполнения η ($0 < \eta < 1$) и может быть использовано приближение сплошной среды,
- на поверхности композита с периметром охлаждения p имеет место теплообмен с заданным коэффициентом теплоотдачи h при температуре хладагента, равной T_0 ,
- критическая плотность тока сверхпроводника $J_c(T, B)$ как функция от температуры и индукции

магнитного поля аппроксимируется зависимостью вида (1),

— вольт-амперная характеристика сверхпроводника может быть описана степенным уравнением.

В рамках данных предположений температура композита может быть определена из решения стационарного уравнения теплового баланса

$$EJ = h(T - T_0)p/S. \tag{3}$$

При этом транспортный ток с плотностью J является суммой токов в сверхпроводящей части композита J_s и в матрице J_m :

$$J = \eta J_s + (1 - \eta)J_m, \tag{4}$$

а напряженность электрического поля, индуцированная в сверхпроводнике и покрытии, описывается соотношениями

$$E = E_c [J_s/J_c(T, B)]^n = J_m \rho_m(T, B). \tag{5}$$

Здесь $E_c = 10^{-6}$ В/см — заданное значение напряженности электрического поля, на основании которого определяется критическая плотность тока сверхпроводника $J_c(T, B)$.

Качественный анализ стационарных $E(J)$ -характеристик сверхпроводящего композита

Воспользуемся поставленной задачей (3)–(5), которая описывает изменение температуры T и напряженности электрического поля E в сверхпроводящем композите как функции от тока с плотностью J , и проанализируем особенности формирования его $E(J)$ -характеристики (вольт-амперной характеристики) с произвольными зависимостями J_c , ρ_m , h и n от температуры. Для этого найдем дифференциальное сопротивление композита. Опуская промежуточные выкладки, запишем его в виде

$$\frac{\partial T}{\partial J}(T) = \frac{1 + \frac{ES}{hp}\xi}{\frac{1-\eta}{\rho_m} + \frac{\eta J_c}{nE} \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n} - \frac{JS\xi}{hp\xi}}, \tag{6}$$

где

$$\xi = \frac{\eta \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n} + E \frac{1-\eta}{\rho_m^2} \frac{\partial \rho_m}{\partial T} + \eta J_c \frac{\partial n}{\partial T} \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n} \ln \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n^2}}{1 + \frac{EJS}{ph^2} \frac{dh}{dT}}.$$

Данное выражение $\partial E/\partial J$ демонстрирует основные закономерности, влияющие на нарастание вольт-амперной характеристики сверхпроводящих композитов, и причины, приводящие к возникновению токовых неустойчивостей. Обсудим их.

Дифференциальное сопротивление композита становится бесконечно большим, когда знаменатель в формуле (6) после достижения некоторого характерного значения тока становится равным нулю. Поэтому условие

$$\partial E/\partial J \rightarrow \infty, \tag{7}$$

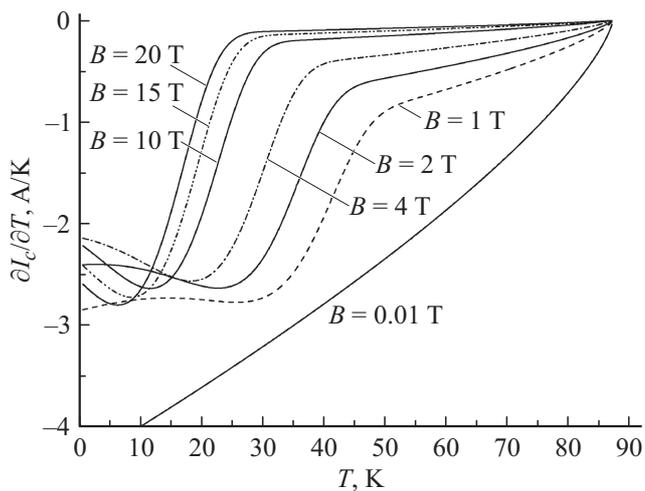


Рис. 3. Изменение с температурой значений $\partial J_c/\partial T$ у $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, критическая плотность тока которого описывается зависимостью (1) с параметрами (2).

впервые сформулированное в [1] для низкотемпературных сверхпроводников с экспоненциальной вольт-амперной характеристикой, описывает границу между устойчивым и неустойчивым токовыми состояниями и для высокотемпературных сверхпроводников со степенной вольт-амперной характеристикой. При этом из существующей теории, использующей линейную зависимость критической плотности тока от температуры, следует, что данное значение тока возникновения неустойчивости разделяет вольт-амперную характеристику сверхпроводящего композита только на две ветви: устойчивую ($\partial J > 0$) и неустойчивую ($\partial J < 0$). В то же время формула (6) наглядно демонстрирует, что на вид вольт-амперной характеристики влияют особенности совместного варьирования с температурой значений $\eta|\partial J_c/\partial T|$, $(1-\eta)\rho_m^{-2}\partial\rho_m/\partial T$, $h^{-2}dh/dT$ и $\partial n/\partial T \ln(E/E_c)$. Поэтому имеют место следующие общие качественные закономерности, которые будут определять знак и величину $\partial E/\partial J$.

Согласно (4), (5), значение $\eta|\partial J_c/\partial T|$ определяет характер нарастания вольт-амперной характеристики в зависимости от тока, протекающего по сверхпроводящей части композита. При этом из теории устойчивости сверхпроводящих состояний [8] следует, что основной причиной их разрушения является уменьшение с температурой критической плотности тока сверхпроводника. Поэтому с уменьшением $\eta|\partial J_c/\partial T|$ (не только $|\partial J_c/\partial T|$, но и η) стабильность вводимого тока будет улучшаться. Соответственно при определении области устойчивых токовых режимов необходимо принимать во внимание и соответствующее изменение величины $\partial J_c/\partial T$ во всем диапазоне варьирования температуры сверхпроводника вплоть до его критической температуры. На рис. 3 приведены кривые, описывающие для рассматриваемой сверхпроводящей ленты зависимость $\partial I_c/\partial T$ от температуры. Здесь $I_c = \eta J_c S$ и $S = 0.01862 \text{ cm}^2$, $\eta = 0.2$ соглас-

но [7]. Видно, что в области высоких магнитных полей значения $\partial I_c/\partial T$ имеют немонотонные температурные зависимости. Более того, существуют характерные значения температуры, когда значения $\partial I_c/\partial T$ начинают резко уменьшаться, а затем принимают весьма малые, но конечные значения. Подобное изменение величины $\partial I_c/\partial T$ может приводить к расширению диапазона стабильности вводимого тока в области высоких рабочих температур, так как на вольт-амперной характеристике сверхпроводящего композита могут появиться дополнительные ветви с положительным наклоном $\partial E/\partial J$.

Влияние тока в стабилизирующем покрытии на вид вольт-амперной характеристики композита характеризуется величиной $(1-\eta)\rho_m^{-2}\partial\rho_m/\partial T$, т.е. она зависит как от величины удельного электрического сопротивления покрытия, так и от характера нарастания ρ_m с температурой. Как следует из рис. 2, для серебряного покрытия этот эффект будет наиболее заметен при $T > 20 \text{ K}$ и высоких значениях RRR . Соответственно в этих случаях для корректного описания вольт-амперной характеристики сверхпроводящего композита необходимо учитывать зависимость ρ_m от температуры.

Роль хладагента на формирование устойчивых состояний в области высоких электрических полей оказывает влияние величина $h^{-2}dh/dT$. Принимая во внимание существование кризиса кипения в случае охлаждения сверхпроводника жидким хладагентом, нетрудно понять, что переход от пузырькового режима кипения к пленочному будет сопровождаться резким повышением его дифференциального сопротивления, а значит, и соответствующим ухудшением условий стабильности вводимого тока, приводящим к возникновению неустойчивости.

Влияние температурной зависимости $n(T)$ зависит от величины $\partial n/\partial T \ln(E/E_c)$. Поскольку у сверхпроводников при крипе магнитного потока $\partial n/\partial T < 0$, зависимость $n(T)$ будет оказывать дестабилизирующее влияние на процесс ввода тока при $E < E_c$ и, наоборот, стабилизирующее при $E > E_c$. Другими словами, в области закритических электрических полей на вольт-амперной характеристике сверхпроводящего композита может появиться $E(J)$ -ветвь с положительным наклоном.

Таким образом, учет нелинейного характера температурных зависимостей J_c , ρ_m , h и n может изменить общепринятый вид стационарной вольт-амперной характеристики сверхпроводящего композита, когда допускается существование одной $E(J)$ -ветви с положительным значением $\partial E/\partial J$ (устойчивые состояния) и одной $E(J)$ -ветви с отрицательным значением $\partial E/\partial J$ (неустойчивые состояния). В результате условия возникновения неустойчивых состояний также будут зависеть от особенностей изменения с температурой значений $\eta|\partial J_c/\partial T|$, $(1-\eta)\rho_m^{-2}\partial\rho_m/\partial T$, $h^{-2}dh/dT$ и $\partial n/\partial T \ln(E/E_c)$. Так как влияние зависимостей h и n от температуры ранее было обсуждено в [9,10], ниже в рамках упрощенного предположения о том, что от температуры зависят только величины J_c и ρ_m , обсуждаются нелинейные эффекты формирования теплоэлектродинамических состояний ленты Ag/Bi2212 , охлаждаемой

криокулером. Расчеты проводились при $S = 0.0123 \text{ cm}^2$, $p = 0.49 \text{ cm}$, $\eta = 0.2$, $n=10$ и различных значениях RRR , температуры хладагента, индукции внешнего магнитного поля, коэффициента теплоотдачи. При этом критическая плотность тока определялась согласно (1) и (2).

Количественный анализ стационарных $E(J)$ -характеристик Ag/Bi2212-ленты

Учитывая температурную зависимость только у J_c и ρ_m , выпишем соответствующее выражение для дифференциального сопротивления ленты. Согласно (6), оно может быть записано в виде

$$\frac{\partial E}{\partial J}(T) = \frac{1 + \left[\eta \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + E \frac{1-\eta}{\rho_m^2} \frac{\partial \rho_m}{\partial T} \right] \frac{ES}{hp}}{\frac{1-\eta}{\rho_m} + \frac{\eta}{n} \frac{J_c}{E} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} - \left[\eta \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + E \frac{1-\eta}{\rho_m^2} \frac{\partial \rho_m}{\partial T} \right] \frac{JS}{hp}}. \quad (8)$$

Согласно (8), нетрудно найти, что сверхпроводящее состояние будет устойчивым при выполнении условий

$$\frac{\eta \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n}}{E \frac{1-\eta}{\rho_m^2} \frac{\partial \rho_m}{\partial T}} \ll 1, \quad \frac{\frac{1-\eta}{\rho_m} + \frac{\eta}{n} \frac{J_c}{E} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n}}{E \frac{JS}{hp} \frac{1-\eta}{\rho_m^2} \frac{\partial \rho_m}{\partial T}} \gg 1. \quad (9)$$

Данные оценки позволяют для заданной плотности тока J определить диапазон стабильных значений напряженности электрического поля. Для этого необходимо воспользоваться связью между температурой ленты и напряженностью электрического поля

$$T = T_0 + ES \left[\eta J_c(T, B) \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + (1-\eta) E / \rho_m(T, B) \right] / hp, \quad (10)$$

которая следует из (3)–(5). При этом границы областей устойчивости появляются вследствие существования многозначных решений нелинейного уравнения, записанного согласно (7) относительно напряженности электрического поля в виде

$$\frac{1-\eta}{\rho_m} + \frac{\eta}{n} \frac{J_c}{E} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} - \left[\eta \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + E \frac{1-\eta}{\rho_m^2} \frac{\partial \rho_m}{\partial T} \right] \frac{JS}{hp} = 0,$$

где $J = \eta J_c(T, B) \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + (1-\eta) E / \rho_m(T, B)$, а значения T описываются равенством (10).

На рис. 4 и 5 построены вольт-амперные и температурно-амперные характеристики сверхпроводящей ленты при $B = 10 \text{ T}$, $h = 10^{-3} \text{ W/cm}^2 \text{ K}$ и различных значениях RRR и температуры хладагента. Здесь стабильные и нестабильные ветви показаны сплошными и штриховыми кривыми соответственно.

Как следует из рис. 2, значение $\rho_m^{-2} \partial \rho_m / \partial T$ при $RRR = 1000$ больше, чем при $RRR = 10$. Разница наиболее заметна в диапазоне температур от 20 К до 50 К. Поэтому вольт-амперные характеристики, изображенные на рис. 4 для ВТСП-ленты с низкоомным сопротивлением покрытия, имеют стандартную форму в силу того, что задолго до возникновения токовой неустойчивости основная часть введенного тока перетекает в покрытие (рис. 4, с). В то же время результаты, представленные на рис. 5 для ленты с низким значением RRR , а значит, и более низким значением $\rho_m^{-2} \partial \rho_m / \partial T$, показывают возможное существование следующих нетривиальных типов вольт-амперных характеристик. А именно могут наблюдаться:

1. Мультистабильная ВАХ с двумя стабильными областями, у которой токи во второй стабильной области не превышают ток возникновения неустойчивости (кривые 1 и 2).

2. Мультистабильная ВАХ с двумя стабильными областями, когда устойчивые токи во второй области превышают допустимые токи в первой области (кривые 3 и 4).

3. Моностабильная ВАХ, при нарастании которой будет наблюдаться значительное устойчивое повышение температуры композита, но при этом ее максимально допустимое значение ниже критической температуры сверхпроводника (кривые 5 и 6).

4. Моностабильная ВАХ, стабильное формирование которой происходит во всем диапазоне изменения температуры — от температуры хладагента до критической температуры сверхпроводника (кривая 7).

Из приведенных результатов следует, что формирование стационарных мультистабильных теплоэлектродинамических состояний зависит от двух механизмов: стабильного повышения температуры сверхпроводника, влияющего на значения $|\partial J_c / \partial T|$ и $\rho_m^{-2} \partial \rho_m / \partial T$, которые также влияют и на деление тока между сверхпроводником и покрытием. Действительно, для режимов, описываемых на рис. 5 кривыми 3 и 4, имеет место скачкообразное перераспределение тока между сверхпроводником и покрытием (рис. 5, с) при переходе из первой стабильной области во вторую. Но при этом лента не переходит в нормальное состояние, даже несмотря на существенное увеличение ее температуры, т.е. покрытие оказало стабилизирующую роль при формировании нового устойчивого состояния. В результате стабильные теплоэлектродинамические состояния ВТСП-композитов могут наблюдаться при токовых нагрузках, значительно превышающих условно заданные значения E_c и J_c . Подчеркнем, что скачкообразное перераспределение тока является следствием использования стационарного приближения ($dI/dt \rightarrow 0$). Ниже будет обсуждено видоизменение стационарных мультистабильных вольт-амперных характеристик при вводе тока с конечной скоростью.

Нетривиальные $E(J)$ - и $T(J)$ -характеристики сверхпроводящих композитов, которые могут иметь дополнительные области стабильности, могут наблюдаться и

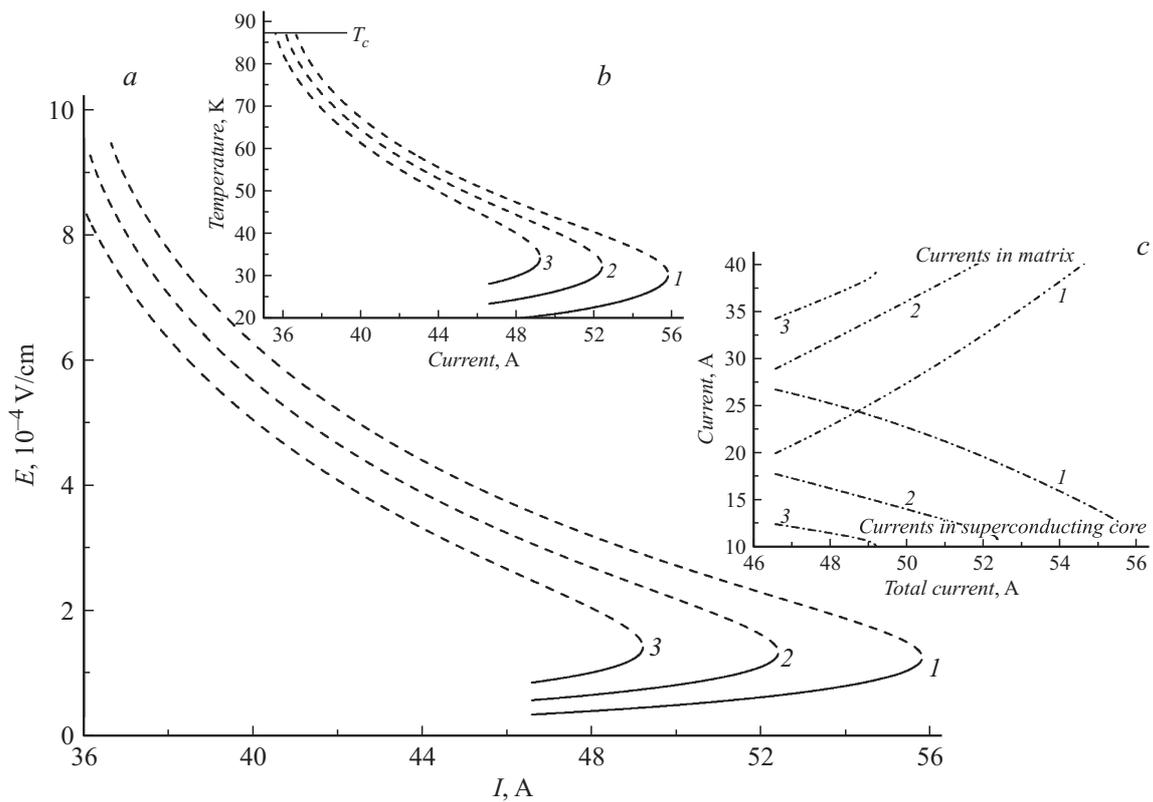


Рис. 4. Моностабильные теплоэлектродинамические состояния сверхпроводящей ленты при $RRR = 1000$, T , К: 1 — 16, 2 — 18, 3 — 20.

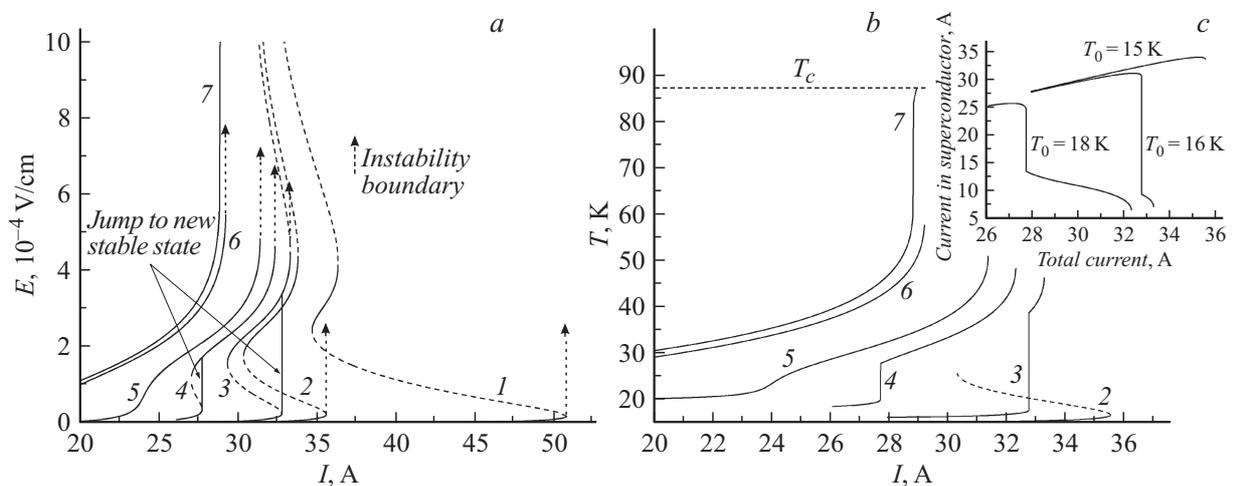


Рис. 5. Влияние температуры хладагента на вольт-амперные (a), температурно-амперные (b) характеристики композита и деление тока (c) при $RRR = 10$; T_0 , К: 1 — 10, 2 — 15, 3 — 16, 4 — 18, 5 — 20, 6 — 25, 7 — 26.

при варьировании индукции внешнего магнитного поля в силу соответствующего изменения значений $|\partial J_c / \partial T|$ и $\rho_m^{-2} / \partial \rho_m / \partial T$. Рис. 6 демонстрирует возможную модификацию вольт-амперных и температурно-амперных характеристик рассмотренной выше ленты с низкоомным покрытием ($RRR = 1000$). Расчеты были выполнены при $T_0 = 4.2$ К и $h = 10^{-3}$ Вт/см² К. Они показывают существование характерных значений индукции внеш-

него магнитного поля, от которых зависит характер нарастания $E(J)$ - и $T(J)$ -характеристик. А именно при $B < 14.45$ Т последние имеют одну стабильную и одну нестабильную ветви. При $B > 14.45$ Т возникает дополнительная область стабильности, которая при $B > 16$ Т сливается с основной областью стабильности. В результате токовые состояния рассматриваемой неинтенсивно охлаждаемой ленты оказываются устойчивыми в

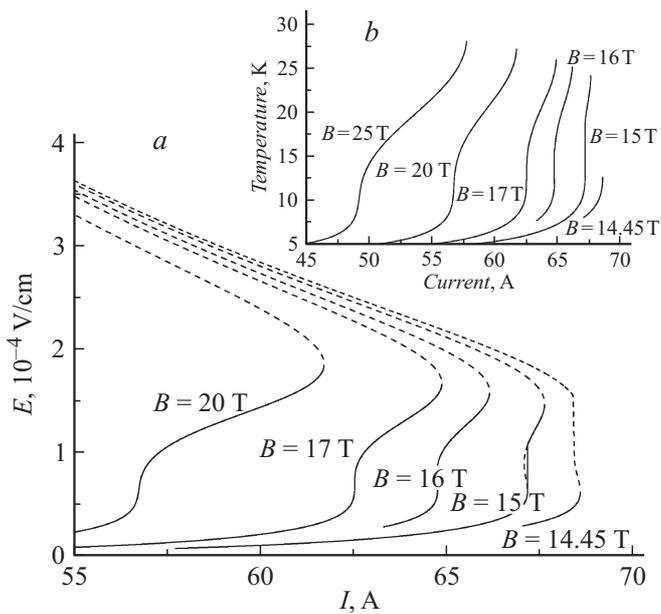


Рис. 6. Стабильные (—) и нестабильные (----) состояния сверхпроводящей ленты при варьировании внешнего магнитного поля.

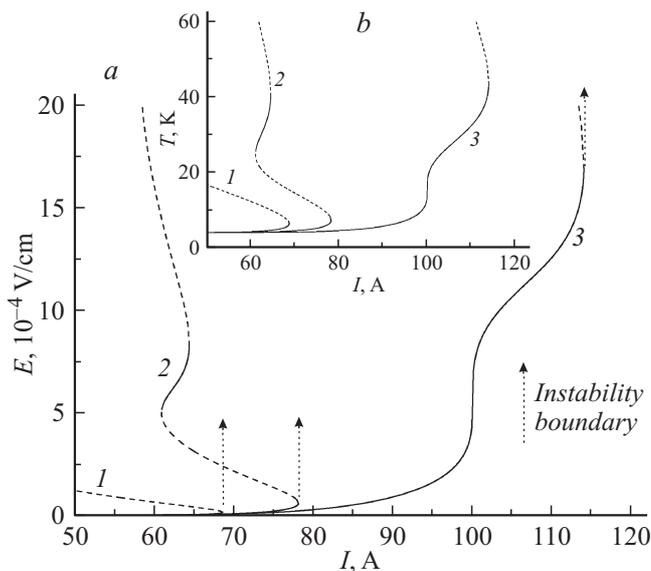


Рис. 7. Влияние коэффициента теплоотдачи на вольт-амперные (a) и температурно-амперные (b) характеристики Ag/Bi2212-ленты: 1 — $h = 10^{-3} \text{ W/cm}^2 \text{ K}$, 2 — $h = 3 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm}^2 \text{ K}$, 3 — $h = 10^{-2} \text{ W/cm}^2 \text{ K}$.

области высоких магнитных полей при температурах, превышающих 25 К, когда допустимое увеличение напряженности электрического поля более чем на два порядка выше заданного значения E_c .

Как следует из (8) и (9), варьирование условий охлаждения также может приводить к возникновению мультистабильных $E(J)$ - и (J) -характеристик. На рис. 7 представлены соответствующие зависимости, которые были

рассчитаны для рассматриваемой ленты при $T_0 = 4.2 \text{ K}$, $B = 10 \text{ T}$, $RRR = 10$ и различных значениях коэффициента теплоотдачи. Как и выше, стабильные ветви $E(J)$ - и $T(J)$ -характеристик изображены сплошными кривыми, нестабильные — штриховыми. Видно, что при неинтенсивном охлаждении ленты $E(J)$ - и $T(J)$ -характеристики имеют стандартную форму, так как допустимый перегрев не превышает 10 К. Однако при ее более интенсивном охлаждении стабильный диапазон рабочих температур сверхпроводника расширяется и, как следствие, при $h = 3 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm}^2 \text{ K}$ имеет место дополнительная стабильная ветвь. Для этих состояний стабильная температура сверхпроводника превышает 20 К, когда прежде всего значения $\partial J_c / \partial T$ существенно уменьшаются (рис. 3). В результате при $h = 10^{-2} \text{ W/cm}^2 \text{ K}$ дополнительная ветвь сливается с основной, так как имеет место значительный стабильный перегрев сверхпроводника. Поэтому $E(J)$ - и $T(J)$ -характеристики при интенсивном охлаждении ($h > 10^{-2} \text{ W/cm}^2 \text{ K}$) будут моностабильными и характеризоваться устойчивыми критическими состояниями.

Существование дополнительных участков стабильности может быть также объяснено и соответствующей вариацией джоулева тепловыделения в композите. На рис. 8 показаны возможные температурные зависимости. Они были получены для рассмотренной выше ленты при $I = 32 \text{ A}$, $T_0 = 4.2 \text{ K}$, $B = 10 \text{ T}$, $RRR = 10$ и двух значениях коэффициента заполнения. Сплошные линии показывают изменение с температурой общего количества тепла, выделенного в ленте ($G = JSE$). Штриховые кривые демонстрируют тепловыделения в сверхпроводнике ($G_s = \eta J_s SE$) и покрытия ($G_m = (1 - \eta) J_m SE$). Штрихпунктирные прямые описывают теплоотдачу в хладагент ($W = hp(T - T_0)/S$) для некоторых значений h и T_0 . Видно, что зависимости G и W могут иметь несколько точек пересечения в силу немонотонного характера $G(T)$. Соответственно в промежуточной области температур может возникнуть новое стабильное состояние. В рассматриваемых случаях ему соответствует точка C наряду с точками A и A' , которые стандартно определяют равновесные состояния, а B , B' и D — неравновесные. Немонотонный характер $G(T)$ обусловлен соответствующей вариацией тепловыделений в сверхпроводнике и покрытии, в свою очередь зависящих от значения коэффициента заполнения. При этом из рис. 8 следует, что чем ниже η , тем более немонотонна зависимость $G(T)$. Поэтому возникновение мультистабильных состояний наиболее вероятно у композитов с пониженным содержанием сверхпроводника, когда механизм деления тока, лежащий в основе существования мультистабильных состояний, играет существенную роль. Рис. 8 также показывает существование граничных значений температуры хладагента, ниже или выше которых мультистабильные состояния не возникают, даже несмотря на немонотонный характер $G(T)$. Это объясняет существование дополнительных стабильных ветвей в зависимости от исходных параметров композита и условий его охлаждения.

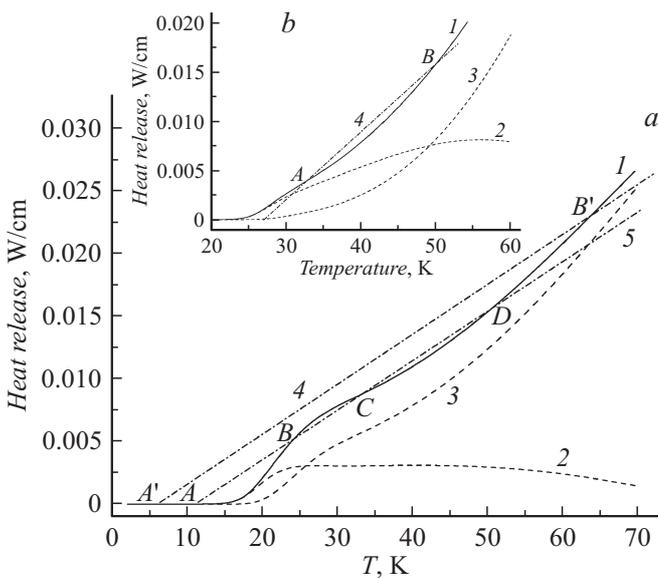


Рис. 8. Температурные зависимости теплового потока в хладагент (4), (5) и джоулевых тепловыделений в ленте (1), сверхпроводнике (2) и покрытии (3) при различных условиях охлаждения композита и значениях коэффициента заполнения: *a* — $\eta = 0.2$, *b* — $\eta = 0.5$.

Существование мультистабильных состояний будет отражаться и на характере возникновения и развития неустойчивостей. Во-первых, если значения токов, стабильно протекающих по ленте, максимальны в первой области устойчивости (кривые 1 и 2 на рис. 5), то ток возникновения неустойчивости в этой области означает общую границу устойчивых состояний рассматриваемого режима, после превышения которого все вводимые токи неустойчивы. Во-вторых, устойчивые токовые режимы с максимальными значениями токов во второй стабильной части вольт-амперной характеристики ленты (кривые 3 и 4 на рис. 5) будут сопровождаться быстрым перераспределением тока между сверхпроводником и покрытием при соответствующем стабильном повышении температуры ленты после того, как введенный ток превысит максимальное значение тока в первой области. В этом случае общая граница устойчивых состояний определяется током неустойчивости второй области. В-третьих, возможно объединение обеих областей стабильности. Тогда условия возникновения неустойчивости моностабильной вольт-амперной характеристики будут характеризоваться заметными допустимыми перегревами и скачками напряженности электрического поля (кривые 5, 6 на рис. 5). Как следствие, токовые неустойчивости могут отсутствовать при стабильном повышении температуры сверхпроводника от температуры хладагента до критической (кривая 7). Подчеркнем, что в основе существования подобных устойчивых режимов не лежит стабилизирующая роль теплоемкости сверхпроводника и покрытия. Они возникают в силу стабильного деления тока между сверхпроводником и покрытием.

На рис. 9 представлены результаты определения границы устойчивости как функции индукции внешнего магнитного поля. Они были рассчитаны при $T_0 = 4.2$ К и двух характерных значениях *RRR*, соответствующих матрице с низким и высоким сопротивлениями. Здесь же приведена соответствующая зависимость критического тока от индукции магнитного поля.

Прежде всего представленные результаты показывают, что мультистабильность, которая существует у ленты с хорошо проводящей матрицей (кривая 1), приводит к немонотонному изменению параметров стабильности. Наиболее заметно это сказывается на характере изменения с индукцией магнитного поля граничных значений напряженности электрического поля и температуры. Нетрудно понять, что это связано со скачкообразным

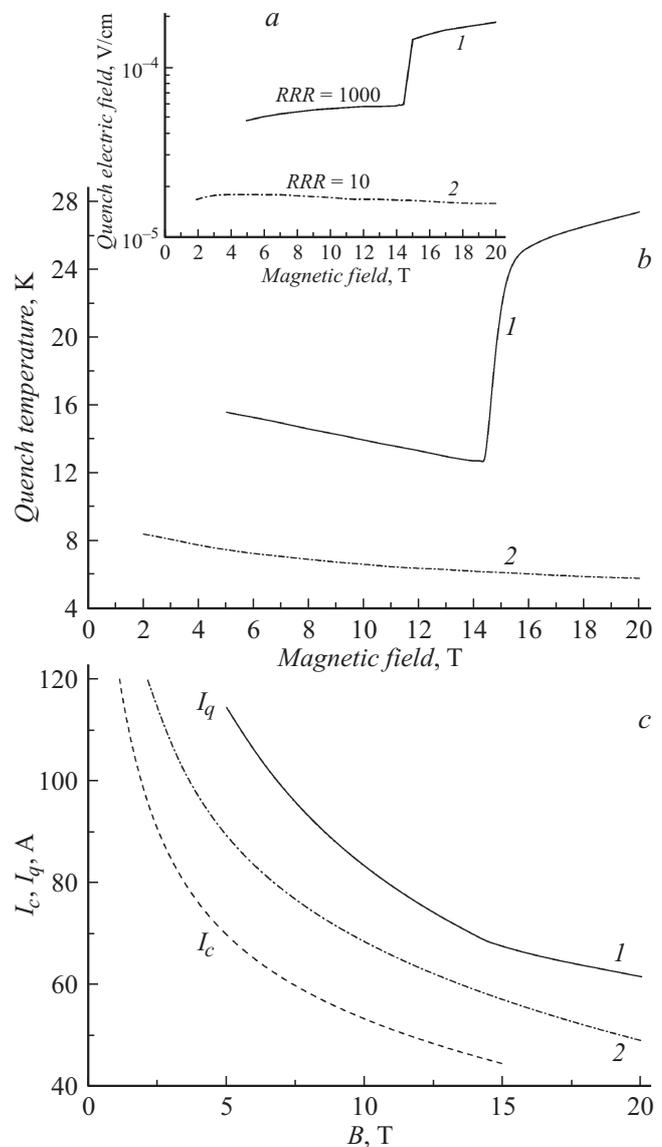


Рис. 9. Влияние внешнего магнитного поля на граничные значения напряженности электрического поля (*a*), температуры (*b*) и тока (*c*) при мультистабильном (1 — *RRR* = 1000) и моностабильном (2 — *RRR* = 10) состояниях.

делением тока между сверхпроводником и покрытием при переходе от первой стабильной области ко второй. При этом с увеличением индукции магнитного поля допустимая температура ленты перед возникновением скачка уменьшается, а после скачка возрастает. Подчеркнем важность существования этой особенности. Она показывает, что не только повышение температуры ленты, сопровождаемое соответствующим уменьшением значений $|\partial J_c/\partial T|$, но и изменение индукции внешнего магнитного поля, взаимосвязано изменяющее критический ток сверхпроводника и сопротивление покрытия, может также приводить к возникновению мультстабильных состояний, даже если допустимый перегрев при этом уменьшается. Следовательно, в целом имеет место термомагнитный механизм возникновения мультстабильных состояний, когда их появление обуславливается изменением свойств сверхпроводника и покрытия при изменении температуры или индукции магнитного поля.

Следует особо подчеркнуть важность причин, приводящих к увеличению диапазона стабильных токовых состояний ВТСП-композитов вследствие возникновения мультстабильных состояний. Более того, обсужденные нетривиальные режимы формирования вольт-амперных характеристик показывают, что в силу теплового изменения свойств сверхпроводника и матрицы мультстабильные состояния могут трансформироваться в состояния, устойчивость которых соблюдается во всем диапазоне изменения температуры композита — от температуры хладагента до критической температуры сверхпроводника. Эти особенности демонстрируют важность корректного определения в экспериментах свойств сверхпроводника в области высоких электрических полей, в которой могут наблюдаться значительные стабильные перегревы композита.

Нестационарные режимы Ag/Bi2212-ленты

Обсудим особенности формирования во времени тепловых и электродинамических состояний рассмотренной выше сверхпроводящей ленты, принимая во внимание существование мультстабильных режимов и действие внешнего теплового возмущения. Для этого в рамках модели сплошной среды воспользуемся нестационарным нуль-мерным приближением, описываемым системой уравнений вида

$$C(T)S \frac{dT}{dt} = -hp(T - T_0) + EI + Q(t),$$

$$I(t) = \frac{dI}{dt} t = \eta J_s S + (1 - \eta) J_m \rho_m,$$

$$E = E_c \left(\frac{J_s}{J_c(T, B)} \right)^n = J_m \rho_m. \quad (11)$$

Здесь dI/dt — скорость ввода тока, Q — мощность внешнего источника тепловыделения на единицу длины, C — объемная теплоемкость ленты, вычисляемая

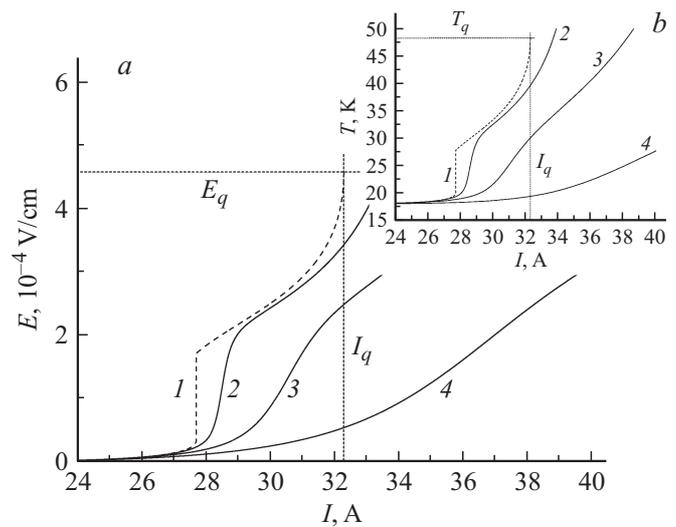


Рис. 10. Влияние скорости ввода тока на формирование вольт-амперных (а) и температурно-амперных (б) характеристик Ag/Bi2212-ленты: 1 — $dI/dt \rightarrow 0$, 2 — $dI/dt = 0.01$ A/s, 3 — $dI/dt = 0.1$ A/s, 4 — $dI/dt = 1$ A/s.

согласно правилу смеси как $C = \eta C_s + (1 - \eta) C_m$, где C_s и C_m — объемные теплоемкости сверхпроводника и покрытия соответственно. При вычислении объемной теплоемкости сверхпроводника использовалась следующая аппроксимация:

$$C_s [\text{J cm}^{-3} \text{K}] = \begin{cases} 5.85 \cdot 10^{-5} T + 2.2 \cdot 10^{-5} T^3, & T \leq 10 \text{ K}, \\ -10.54 \cdot 10^{-2} + 1.28 \cdot 10^{-2} T, & T > 10 \text{ K}, \end{cases}$$

а объемная теплоемкость серебряного покрытия рассчитывалась согласно результатам, приведенным в [2]. Физический смысл остальных параметров остался без изменения.

Данная модель позволяет исследовать нестационарные состояния сверхпроводящей ленты, в которую ток вводится с конечной скоростью в предположении, что внутри ленты действует тепловой импульсный источник возмущения, равномерно распределенный по всему ее объему. Ниже рассмотрены два характерных режима: ввод тока при отсутствии внешних тепловых возмущений ($Q = 0$) и ввод тока при действии теплового возмущения прямоугольной формы ($Q = \text{const}$ при $t_i < t \leq t_i + \Delta t$; $Q = 0$ при $t \leq t_i$ и $t > t_i + \Delta t$).

На рис. 10 приведены нестационарные $E(J)$ - и $T(J)$ -характеристики сверхпроводящей ленты, рассчитанные для различных значений скорости ввода тока при $Q = 0$, $B = 10$ Т, $T_0 = 18$ К, $h = 10^{-3}$ Вт/(см² К) и $RRR = 10$. Штриховая кривая соответствует стационарному приближению, сплошные кривые — нестационарному. Представленные результаты наглядно демонстрируют стабилизирующее влияние теплоемкости ленты на формирование $E(J)$ - и $T(J)$ -характеристик, когда их скачкообразное нарастание трансформируется в гладкие

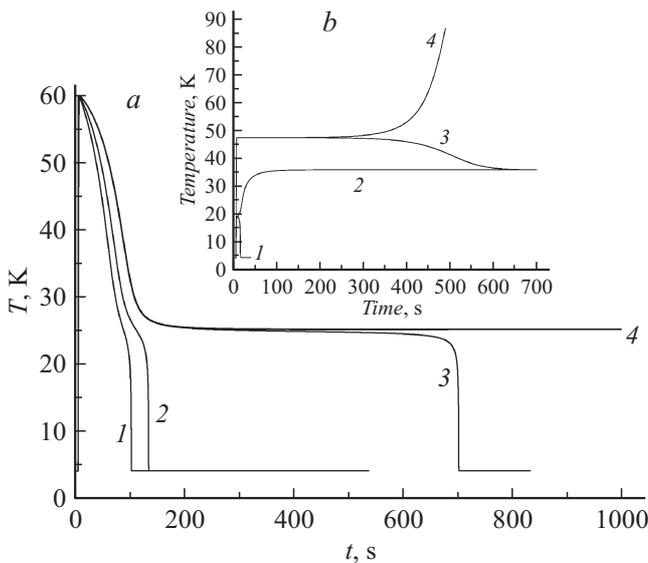


Рис. 11. Изменение во времени температуры ленты при действии импульсного теплового возмущения после ввода тока различной величины: *a*: 1 — $I(t_i) = 60$ А, 2 — $I(t_i) = 60.5$ А, 3 — $I(t_i) = 60.97$ А, 4 — $I(t_i) = 60.98$ А; *b*: 1 — $Q = 0.116$ Вт/см, 2 — $Q = 0.117$ Вт/см, 3 — $Q = 2.515$ Вт/см, 4 — $Q = 2.516$ Вт/см.

зависимости даже при весьма незначительных скоростях ввода тока. При этом крутизна их нарастания уменьшается с увеличением dI/dt , так как, согласно (11), чем больше dI/dt , тем выше температура ленты, индуцируемая вводимым током, и тем выше значение теплоемкости ленты, уменьшающее значение $\partial T/\partial J$, а значит, и $\partial E/\partial J$. В частности, при $dI/dt = 1$ А/с нестационарная вольт-амперная характеристика ленты (кривая 4) нарастает столь медленно, что при токах, превышающих ток возникновения неустойчивых состояний I_q , значения напряженности индуцированного электрического поля меньше условно заданного значения E_c . В то же время при очень медленном вводе тока ($dI/dt = 0.01$ А/с, кривая 2) нестационарная вольт-амперная характеристика начинает резко нарастать и при токах, заметно меньших I_q , значения напряженности электрического поля в определенный момент начинают превышать значение E_c . Подобное изменение $E(J)$ -характеристики может быть воспринято как начало возникновения неустойчивости, если не принимать во внимание дополнительную стабильную ветвь, существующую в закритической области напряжений. Данные особенности необходимо учитывать в экспериментах по измерению критического тока сверхпроводника.

Рис. 11, *a* показывает стабильное изменение температуры ленты перед и после действия интенсивного теплового импульса ($Q = 5$ Вт/см, $\Delta t = 0.1$ с) при $h = 3 \cdot 10^{-3}$ Вт/(см²К), $RRR = 10$, $dI/dt = 10$ А/с, $B = 10$ Т и $T_0 = 4.2$ К. При этом вводимые токи не превышали максимальное значение, которое имеет вторая стабильная ветвь, равное 64.5 А. Соответствующая стационарная вольт-амперная характеристика изображе-

на кривой 2 на рис. 7. Возникновение устойчивых и неустойчивых состояний после ввода тока $I(t_i) = 64$ А, т. е. в области дополнительного стабильного токового диапазона, изображено на рис. 11, *b*. Результаты данных численных экспериментов наглядно демонстрируют стабилизирующую роль дополнительных стабильных участков на $E(J)$ -характеристиках. В частности, будет иметь место многозначность энергий, приводящих как к сохранению, так и разрушению сверхпроводящих свойств ВТСП-композитов.

Выводы

Выполнен детальный анализ особенностей формирования теплоэлектродинамических состояний композитных проводников на основе высокотемпературных сверхпроводников с существенно нелинейными зависимостями их свойств от температуры и индукции внешнего магнитного поля, которые могут видоизменить стандартную форму $E(J)$ - и $T(J)$ -характеристик, имеющих одну стабильную и одну нестабильную ветви. Показано, что существует определенный диапазон температур, когда на вольт-амперных и температурно-амперных характеристиках ВТСП-композитов могут возникать дополнительные области устойчивости, в основе формирования которых прежде всего лежит совместное изменение с температурой значений $\eta|\partial J_c/\partial T|$, $(1 - \eta)\rho_m^{-2}\partial\rho_m/\partial T$, $h^{-2}dh/dT$ и $\partial n/\partial T \ln(E/E_c)$. Для Ag/Bi2212-лент подобные состояния могут возникать при температурах, превышающих 20 К. В результате токовые режимы могут характеризоваться мультистабильными состояниями, когда на стационарных вольт-амперных и температурно-амперных характеристиках будут наблюдаться скачкообразные переходы от одной стабильной ветви к другой. В основе подобных скачков, не переводящих сверхпроводящие композиты в нормальное состояние, лежит стабильное перераспределение тока между сверхпроводником и покрытием. При определенных условиях возможен также и переход от мультистабильных состояний к моностабильным, когда при закритических значениях напряженности электрического поля и введенного тока происходит слияние всех областей стабильности. В этом случае стабильное нарастание стационарных $E(J)$ - и $T(J)$ -характеристик может наблюдаться при изменении температуры сверхпроводника от температуры хладагента вплоть до его критической даже при неинтенсивных условиях охлаждения.

Экспериментальное наблюдение мультистабильных вольт-амперных характеристик возможно только при весьма низких скоростях ввода тока в силу стабилизирующего действия теплоемкости композита на характер формирования тепловых и электродинамических состояний. При этом в процессе определения критического тока сверхпроводника на основе измерения его нестационарных вольт-амперных характеристик при высоких рабочих температурах во внимание необходимо принимать

следующие особенности. Во-первых, в области стабильных состояний, когда введенный ток меньше тока возникновения неустойчивости, может наблюдаться резкое повышение напряженности индуцированного электрического поля, в результате которого ее значение будет выше условно заданного критического значения. При этом может оказаться, что композит переходит не в нормальное состояние, а имеет место переход от одного стабильного режима к другому (закритическому, $E > E_c$). Во-вторых, при относительно высоких значениях скорости ввода тока возможны такие режимы, когда значения напряженности плавно нарастающего индуцированного электрического поля находятся в докритической области ($E < E_c$), в то время как введенный ток будет превышать ток возникновения неустойчивости. Другими словами, критический ток сверхпроводника может быть измерен некорректно, если будет использовано априори заданное значение E_c , введенное без учета реальной причины возникновения токовой неустойчивости.

Существование мультистабильных состояний не является следствием стабилизирующего действия теплоемкости композита. В их основе лежит изменение его дифференциального сопротивления, рассчитанное в статическом приближении ($dI/dt \rightarrow 0$). Оно сказывается на характере нарастания с температурой джоулева тепловыделения, которое может становиться немонотонным, а значит, приводить к новым стабильным состояниям.

В соответствии с данными особенностями формирования теплоэлектродинамических состояний ВТСП-композитов изменяются и условия возникновения токовых неустойчивостей. При возникновении мультистабильных режимов они приводят к закритическим устойчивым состояниям. Их учет значительно расширяет диапазон работоспособности магнитных систем на основе ВТСП-материалов.

Список литературы

- [1] Polak M., Hlasnik I., Krempasky L. // *Cryogenics*. 1973. Vol. 13. N 12. P. 702–711.
- [2] Dresner L. // *Cryogenics*. 1993. Vol. 33. N 9. P. 900–909.
- [3] Lim H. Iwasa Y. // *Cryogenics*. 1997. Vol. 37. P. 789–799.
- [4] Rakhmanov A.L., Vysotsky V.S., Ilyin Yu.A. et al. // *Cryogenics*. 2000. Vol. 40. N 1. P. 19–27.
- [5] Лавров Н.А., Ожогина В.К., Романовский В.Р. // *ЖТФ*. 2008. Т. 78. Вып. 4. С. 76–81.
- [6] Bottura L. Critical Surface for BSCCO-2212 Superconductor, Note-CRYO/02/027, CryoSoft library, CERN, 2002.
- [7] Seto T., Murase S., Shimamoto S. et al. // *Cryog. Eng.* 2001. Vol. 36. P. 60–67.
- [8] Гуревич А.В., Миц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [9] Романовский В.Р. // *ЖТФ*. 2009. Т. 79. Вып. 11. С. 20–24.
- [10] Романовский В.Р. // *ЖТФ*. 2009. Т. 79. Вып. 12. С. 44–51.
- [11] Dresner L. // *Cryogenics*. 1993. Vol. 33. P. 900–909.
- [12] Lim H. Iwasa Y. // *Cryogenics*. 1997. Vol. 37. P. 789–799.