

01;05;12

## Особенности низкотемпературного формирования тепло-электродинамических состояний $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$

© Н.А. Лавров, В.К. Ожогина, В.Р. Романовский

Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 25 июня 2007 г.)

Исследованы физические особенности формирования тепло-электродинамических состояний  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  при вводе в него тока. Анализ выполнен для режимов частичного и полного проникновения тока в предположении охлаждения сверхпроводника в начальный момент времени до температуры жидкого гелия. Показано, что при непрерывном вводе тока зависимость теплоемкости  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  от температуры влияет на вид его вольт-амперной и температурно-амперной характеристик. Данный эффект имеет место в области высоких электрических полей при формировании как устойчивых, так и неустойчивых состояний. В результате нестационарная вольт-амперная характеристика  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  имеет только одну ветвь, наклон которой положителен и уменьшается с увеличением температуры. Поэтому уменьшение ее наклона тем заметнее, чем выше скорость ввода тока. Вследствие этого при непрерывном вводе тока вольт-амперная характеристика  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  не позволяет определить значения токов, после которых развивается неустойчивость.

PACS: 74.60.GE, 74.60.Jg, 85.25.Kx, 85.25.L

Как известно, в области температур 4.2 К критические свойства  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  (Bi2212) в высоких магнитных полях существенно заметней, чем критические свойства низкотемпературных сверхпроводников. Это открывает широкие возможности для создания магнитных систем, генерирующих поля с высокой индукцией. В частности, разработка сверхпроводящих магнитных систем, охлаждаемых криокулерами, с центральной секцией, выполненной на основе Bi2212-сверхпроводника, представляет перспективное направление в создании высокополевых магнитных систем [1,2]. Как и в случае низкотемпературных сверхпроводящих магнитных систем, их проектирование требует исследования условий, обеспечивающих сохранение высоких токонесущих свойств Bi2212-сверхпроводника при вводе в них максимально возможных значений тока. Поэтому анализ характерных механизмов, лежащих в основе возникновения токовых неустойчивостей в Bi2212-сверхпроводнике при гелиевом уровне температур хладагента, и разработка методов расчета условий их стабильности важны для создания новых токонесущих элементов. В связи с этим в настоящей работе исследованы физические особенности процессов формирования стабильных и нестабильных тепло-электродинамических состояний при вводе тока в Bi2212-сверхпроводник. Анализ выполнен в предположении, что условия охлаждения близки к условиям, которые имеют место при использовании криокулера [3].

Исследуем динамику теплового и электродинамического состояний Bi2212-сверхпроводника в виде плоскопараллельной пластины с толщиной  $a$ , помещенной в постоянное внешнее магнитное поле  $B$  и охлаждаемой хладагентом с постоянным коэффициентом теплоотдачи  $h$ . Пусть в начальный момент времени ток в сверхпроводнике отсутствует, а затем начинает нарастать с

постоянной скоростью  $dI/dt$ . Предположим, что вольт-амперная характеристика сверхпроводника описывается степенным уравнением, а его критический ток линейно уменьшается с ростом температуры. Как было показано в [4,5], проникновение тока внутрь сверхпроводника при крипе магнитного потока происходит с конечной скоростью. Поэтому, принимая во внимание существование подвижной границы области, в которую проник ток, будем определять одномерное пространственно-временное изменение температуры  $T(x, t)$ , электрического поля  $E(x, t)$  и плотности тока  $J(x, t)$  внутри сверхпроводника из решения следующей системы уравнений:

$$C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \begin{cases} 0, & 0 < x < x_p, \\ EJ, & x_p < x < a, \end{cases}$$

$$\mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}, \quad t > 0, \quad 0 \leq x_p < x < a, \quad (1)$$

в которой вольт-амперная характеристика и критическая плотность тока сверхпроводника удовлетворяют соотношениям

$$E = E_c \left( \frac{J}{J_c(T, B)} \right)^n,$$

$$J_c(T, B) = J_{c0}(B) \frac{T_{cB}(B) - T}{T_{cB}(B) - T_0}, \quad (2)$$

а начально-краевые условия в соответствии с поставленной проблемой записываются в виде

$$T(x, 0) = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial x}(0, t) = 0,$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(a, t) + h[T(a, t) - T_0] = 0, \quad E(x, 0) = 0,$$

$$\begin{cases} E(x_p, t) = 0, & x_p > 0, \\ \frac{\partial E}{\partial x}(0, t) = 0, & x_p = 0, \\ \frac{\partial E}{\partial x}(a, t) = \frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt}. \end{cases}$$

Здесь  $n, E_c, J_{c0}$  и  $T_{cB}$  — заданные параметры сверхпроводника,  $C$  — теплоемкость сверхпроводника,  $\lambda$  — коэффициент его теплопроводности,  $T_0$  — температура хладагента,  $b$  — полуширина пластины,  $x_p$  — подвижная координата области проникновения вводимого тока, определяемая из интегрального соотношения [4,5]

$$4b \int_{x_p}^a J(x, t) dx = \frac{dI}{dt} t. \quad (4)$$

Анализ динамики процессов формирования тепло-электродинамических состояний сверхпроводника, проводимый на основе модели (1)–(4), может быть упрощен в случае равномерного распределения температуры и электрического поля по сечению сверхпроводника. Подобные состояния имеют место при  $dI/dt \rightarrow 0, ha/\lambda \rightarrow 0$ . В рамках данного приближения температура, плотность тока и напряженность электрического поля в сверхпроводящей пластине связаны равенствами [6]

$$\begin{aligned} T &= T_0 + \frac{aJ_{c0}E}{h\left(1 + \frac{J_{c0}^n}{E_c^{1/n}} \frac{a}{h(T_{cB}-T_0)} E^{(n+1)/n}\right)} \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n}, \\ J &= \frac{J_{c0}}{1 + \frac{J_{c0}^n}{E_c^{1/n}} \frac{a}{h(T_{cB}-T_0)} E^{(n+1)/n}} \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для упрощенного описания электродинамических состояний сверхпроводника при неполном заполнении током его поперечного сечения воспользуемся также автомодельным приближением [4,5]. Тогда в прямоугольной системе координат напряженность электрического поля внутри области, в которой течет ток, и координата глубины проникновения при слабом крипе ( $n \geq 10$ ) могут быть определены как

$$\begin{aligned} E(x, t) &= \begin{cases} 0, & 0 \leq x \leq x_p, \\ \frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} (x - x_p), & x_p \leq x \leq a, \end{cases} \\ x_p(t) &= a - \left(\frac{n+1}{n} t\right)^{n/(n+1)} \\ &\quad \times \left(\frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt}\right)^{(n-1)/(n+1)} \left[\frac{E_c}{\mu_0^n J_{c0}^n}\right]^{1/(n+1)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для решения задачи (1)–(4) использовался метод конечных разностей. При этом исходные параметры принимались равными  $B = 10T, T_0 = 4.2K, n = 10, h = 10^{-3} W/(cm^2K), E_c = 10^{-6} V/cm, T_{cB} = 26.1K, J_{c0} =$

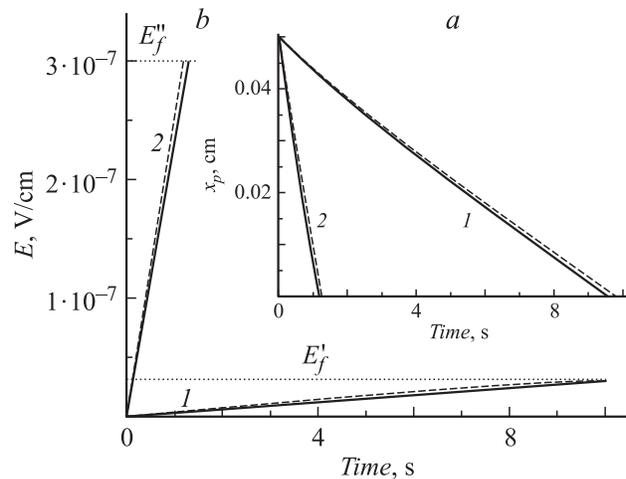
$= 1.52 \cdot 10^4 A/cm^2, a = 0.05 cm$ , а температурные зависимости теплоемкости и теплопроводности сверхпроводника рассчитывались по формулам

$$C(T) = 58.5T + 22T^3 \left[\frac{J}{m^3K}\right], \quad T \leq 10K,$$

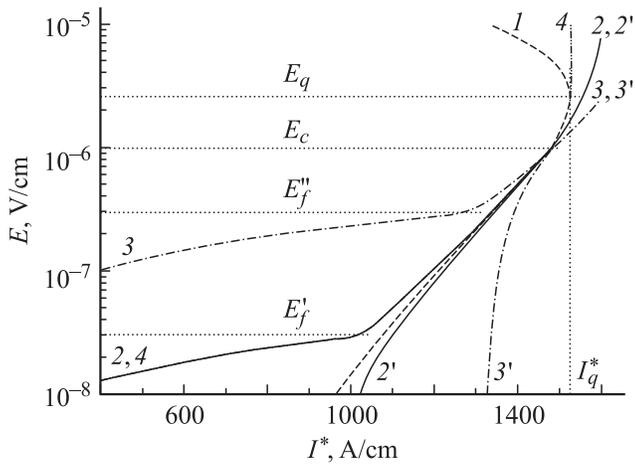
$$\begin{aligned} \lambda(T) &= -1.234 \cdot 10^{-3} + 1.654 \cdot 10^{-2}T + 4.608 \cdot 10^{-4}T^2 \\ &\quad - 1.127 \cdot 10^{-5}T^3 + 6.061 \cdot 10^{-8}T^4 \left[\frac{W}{mK}\right], \end{aligned}$$

согласно [7,8]. Для удобства проведения анализа ток нормировался на ширину пластины ( $I^* = 0.5I/b$ ). Поэтому с учетом симметрии рассматриваемой задачи, варьируемым в расчетах параметром была величина приведенной скорости ввода тока ( $dI^*/dt = 0.5b^{-1}dI/dt$ ).

На рис. 1 изображены изменение во времени координаты области проникновения тока и напряженности электрического поля на поверхности пластины при постепенном заполнении током поперечного сечения сверхпроводника. Результаты получены на основе использования моделей (1)–(4) и (6) для двух значений  $dI^*/dt$ . Из рис. 1 следует, что для рассматриваемых исходных параметров вариация температуры сверхпроводника на стадии неполного проникновения тока слабо влияет на динамику его электродинамических состояний. Воспользуемся данным результатом и найдем значение напряженности электрического поля на поверхности сверхпроводника после того, как ток полностью заполнит его поперечное сечение. Согласно автомодельному приближению,  $E_f = \mu_0 a / (4b) dI/dt$ . Соответствующие значения приведены на рис. 1. Используя данные значения, легко оценить влияние скорости ввода



**Рис. 1.** Изменение во времени координаты подвижной границы области проникновения тока (a) и напряженности электрического поля на поверхности пластины (b), рассчитанное по модели (1)–(4) (сплошные линии) и модели (6) (пунктир): 1 —  $dI^*/dt = 10^2, 2 — 10^3 A/(s \cdot cm)$ . Значения  $E_f'$  и  $E_f''$  соответствуют напряженности электрического поля на поверхности сверхпроводника, вычисленные в автомодельном приближении для заданных значений  $dI^*/dt$ .



**Рис. 2.** Зависимость напряженности электрического поля на поверхности (2, 3, 4) и в центре (2', 3') пластины от приведенного тока  $I^* = I/b$ : 1 —  $dI^*/dt \rightarrow 0$ ; 2, 2' —  $10^2 \text{ A}/(\text{s} \cdot \text{cm})$ ,  $C = C(T)$ ; 3, 3' —  $dI^*/dt = 10^3 \text{ A}/(\text{s} \cdot \text{cm})$ ,  $C = C(T)$ ; 4 —  $dI^*/dt = 10^2 \text{ A}/(\text{s} \cdot \text{cm})$ ,  $C = C(T_0)$ .

тока на степень неоднородности распределения электрического поля в сверхпроводнике в режиме полного проникновения тока.

На рис. 2 кривые 2, 2', 3 и 3' описывают изменение напряженности электрического поля на поверхности и в центре сверхпроводящей пластины в течение всего процесса ввода тока, а кривая 1 соответствует вольт-амперной характеристике сверхпроводника, вычисленной согласно статическому приближению (5). Сопоставив кривые 1–3 в области докритических значений напряженности электрического поля ( $E < E_c$ ), нетрудно понять, что при  $E_f \ll E_c$ , т.е. при  $dI/dt \ll 4bE_c/(\mu_0 a)$ , формирование электродинамических состояний сверхпроводника в докритической области режима полного заполнения будет характеризоваться асимптотическим приближением к однородным состояниям, удовлетворяющим соотношению (5).

Оценим влияние скорости ввода тока на длительность переходного процесса к однородным состояниям в режиме его полного проникновения. Из (1) следует, что для данных состояний имеет место оценка

$$\frac{\partial E}{\partial t} \sim \frac{\partial E}{\partial J} \frac{E}{a^2}, \quad (7)$$

т.е. скорость процессов диффузии, происходящих в режиме полного тока, зависит от дифференциального сопротивления сверхпроводника и соответствующих значений напряженности электрического поля. Из выражения (7) и рис. 3, где приведены зависимости  $E(J)$ , которые имеют место на поверхности и в центре сверхпроводника при различных значениях  $dI^*/dt$ , следует, что время установления практически однородных электродинамических состояний будет уменьшаться с увеличением скорости ввода тока. Действительно, для

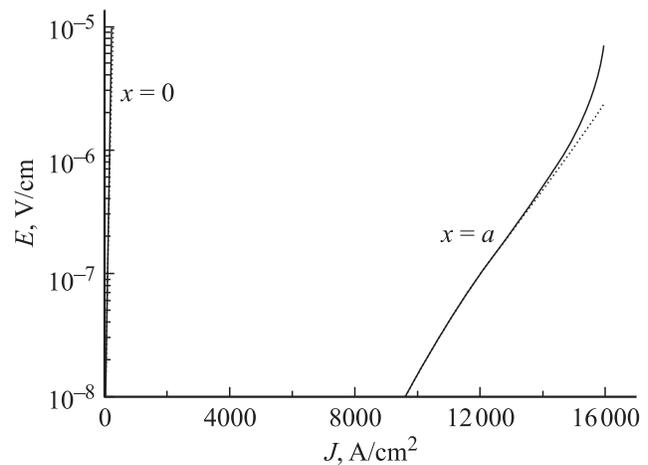
используемых исходных параметров увеличение скорости ввода тока слабо влияет на соответствующие значения дифференциального сопротивления сверхпроводника (рис. 3), но при этом, по вполне очевидным причинам, увеличивается напряженность электрического поля. В результате с увеличением  $dI/dt$  скорость перераспределения электрического поля по сечению сверхпроводника будет возрастать, что в свою очередь приведет к уменьшению времени переходного процесса (рис.2).

Из рис. 2 также следует, что в области закритических значений напряженности электрического поля ( $E > E_c$ ) зависимости  $E(I^*)$ , вычисленные в нестационарном (1)–(4) и стационарном (5) приближениях, имеют различный характер нарастания. Причем разница увеличивается с возрастанием скорости ввода тока. В результате нестационарные вольт-амперные характеристики Bi2212-сверхпроводника (кривые 2, 2', 3 и 3') имеют ветви, у которых наклон всегда положителен и уменьшается с ростом  $dI/dt$ . Наряду с этим стационарная вольт-амперная характеристика Bi2212-сверхпроводника (кривая 1) имеет ветви с положительным и отрицательным наклонами. При этом в области  $\partial E/\partial J > 0$  стационарное распределение тока устойчиво, а при  $\partial E/\partial J < 0$  — неустойчиво. Поэтому граница устойчивых состояний в стационарном приближении следует из условия  $\partial E/\partial J \rightarrow \infty$  [9]. Соответствующие граничные значения напряженности электрического поля  $E_q$  и тока  $I_q^*$ , равные

$$E_q = \left[ \frac{E_c^{1/n} h}{nJ_{c0} a} (T_{cB} - T_0) \right]^{n/(n+1)},$$

$$I_q^* = 2aJ_q = \frac{2an}{n+1} \left[ \frac{J_{c0}^n}{nE_c a} (T_{cB} - T_0) \right]^{1/(n+1)},$$

изображены на рис. 2. Они демонстрируют, что в отличие от низкотемпературных сверхпроводников вольт-



**Рис. 3.** Напряженность электрического поля в центре пластины ( $x = 0$ ) и на ее поверхности ( $x = a$ ) как функция плотности тока. Сплошные кривые —  $dI^*/dt = 10^2 \text{ A}/(\text{s} \cdot \text{cm})$ , пунктир —  $10^3$ .

амперные характеристики Bi2212-сверхпроводника, которые будут наблюдаться при непрерывном вводе в него тока, не позволяют найти границу устойчивых состояний, поскольку при этом его дифференциальное сопротивление всегда положительно.

Для того чтобы объяснить причину, приводящую к существованию данной закономерности, выпишем уравнение нестационарной вольт-амперной характеристики сверхпроводника в предположении равномерного распределения тока по сечению сверхпроводника. В этом случае уравнение теплового баланса для пластины имеет вид

$$C(T) \frac{dT}{dt} = -\frac{h}{a} (T - T_0) + EJ. \quad (8)$$

Пренебрегая для упрощения анализа влиянием магнитного поля на критическую плотность тока, из уравнения вольт-амперной характеристики сверхпроводника найдем

$$\frac{dE}{dJ} = \frac{1 + \left| \frac{dJ_c}{dT} \right| \left( \frac{E}{E_c} \right)^{1/n} \frac{dT}{dJ}}{\frac{J_c(T)}{nE} \left( \frac{E}{E_c} \right)^{1/n}}, \quad (9)$$

Для определения  $dT/dJ$  воспользуемся уравнением (8), учитывая, что

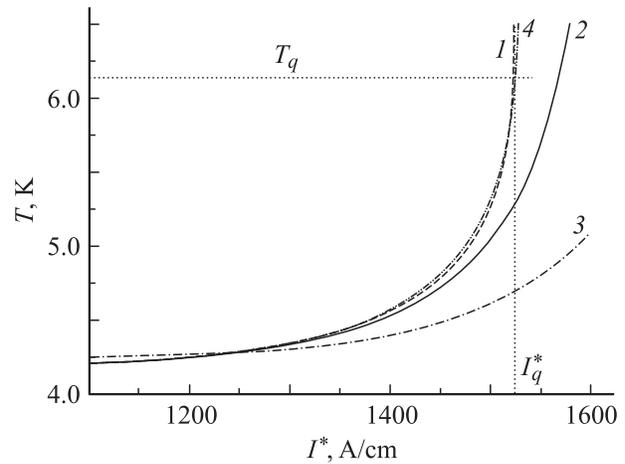
$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{S} \frac{dT}{dJ} \frac{dJ}{dt},$$

где  $S = 4ab$  — площадь поперечного сечения сверхпроводника. Тогда получим следующее уравнение:

$$\frac{dT}{dJ} = \frac{EJ - (T - T_0)h/a}{C(T) \frac{dJ}{dt}} S. \quad (10)$$

Поскольку при непрерывном вводе тока температура сверхпроводника постоянно увеличивается ( $dT/dt > 0$ ), то  $dT/dJ > 0$ . Поэтому из уравнения (9), (10) следует, что дифференциальное сопротивление его температуры будет уменьшаться в силу соответствующего увеличения теплоемкости сверхпроводника. Следовательно, увеличение температуры Bi2212 необходимо учитывать при анализе формирования его электродинамических состояний.

Изменение теплового состояния Bi2212-сверхпроводника при вводе в него тока с различными скоростями представлено на рис. 4 в виде температурно-амперных характеристик, которые соответствуют вольт-амперным, приведенным на рис. 2. Здесь же представлены зависимость  $T(I^*)$ , вычисленная в стационарном приближении (5) (кривая 1), соответствующее граничное значение температуры сверхпроводника  $T_q$ , при превышении которой сверхпроводящее состояние неустойчиво. Для иллюстрации роли температурной зависимости теплоемкости сверхпроводника в формировании тепло-электродинамических состояний на рис. 2, 4 также приведены результаты расчета зависимостей  $E(I^*)$  и  $T(I^*)$ , полученные в предположении, что теплоемкость сверхпроводника не меняется с температурой (кривая 4).



**Рис. 4.** Зависимость температуры Bi2212-сверхпроводника от приведенного тока при его вводе с различными скоростями при различных расчетных зависимостях его теплоемкости от температуры ( $C = C(T)$  — непрерывное изменение теплоемкости с температурой,  $C = C(T_0)$  — постоянное значение теплоемкости, вычисленное при температуре хладагента): 1 —  $dI^*/dt \rightarrow 0$ ; 2 —  $dI^*/dt = 10^2 \text{ A}/(\text{s} \cdot \text{cm})$ ,  $C = C(T)$ ; 3 —  $dI^*/dt = 10^3 \text{ A}/(\text{s} \cdot \text{cm})$ ,  $C = C(T)$ ; 4 —  $dI^*/dt = 10^2 \text{ A}/(\text{s} \cdot \text{cm})$ ,  $C = C(T_0)$ . Кривая 1 —  $T(I^*)$ , вычисленная в стационарном приближении (5),  $T_q$  — граничное значение допустимого увеличения температуры сверхпроводника, вычисленное в стационарном приближении (5).

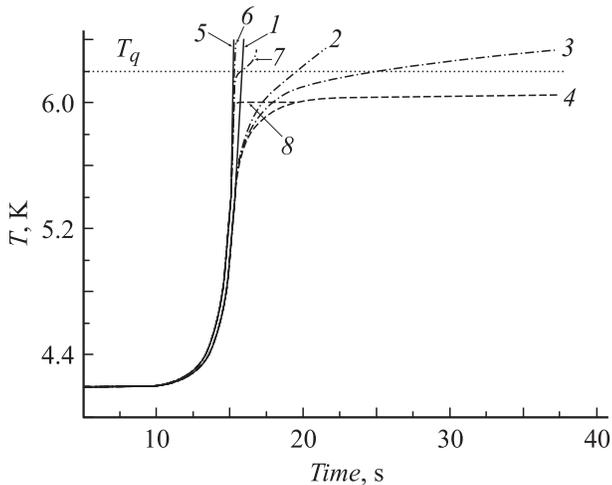
Из рис. 4 следует, что температура сверхпроводника перед возникновением неустойчивости не равна температуре хладагента, так как, прежде всего, его вольт-амперная характеристика приводит к неизбежному допустимому нагреву [9]. Скорость ввода тока также влияет на текущее значение температуры сверхпроводника: чем больше  $dI/dt$ , тем сильнее перегрев сверхпроводника, а значит, тем заметнее влияние теплоемкости на вольт-амперные и температурно-амперные характеристики сверхпроводника, которые при непрерывном вводе тока будут нарастать только с положительным наклоном. Именно данные закономерности приведены на рис. 2, 4.

Итак, нестационарные вольт-амперные характеристики сверхпроводника не позволяют найти границу устойчивых состояний. Для того чтобы избежать данной неопределенности, в экспериментах используется следующий метод: в сверхпроводник вводится ток заданной величины и определяется его тепло-электродинамическое состояние по истечению длительного промежутка времени [10–16]. При этом существуют два конечных состояния: температура и электрическое напряжение либо стабилизируются, либо начинают спонтанно возрастать. Появление стабильного напряжения при сохранении сверхпроводимости является прямым следствием существования устойчивых стационарных состояний, лежащих в основе формирования вольт-амперной характеристики сверхпроводника. В простейшем случае они описываются моделью (5). Поэтому при токах превышающих

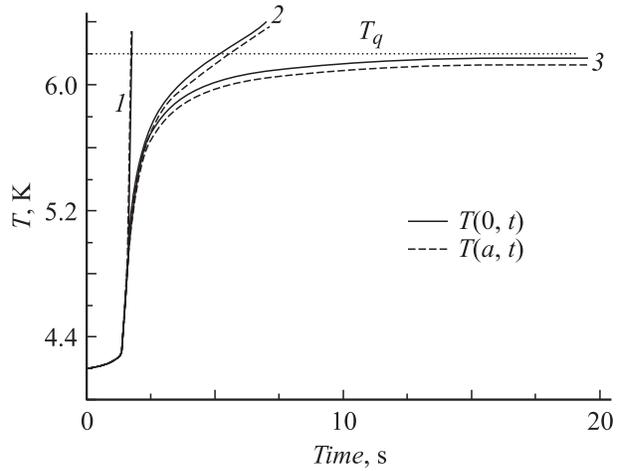
значение  $I_q^*$ , которое определяется из стационарного условия стабильности  $\partial E/\partial J \rightarrow \infty$ , формирующиеся состояния неустойчивы, даже несмотря на то что на нестационарных вольт-амперных и температурно-амперных характеристиках сверхпроводника соответствующие текущие значения будут ниже граничных значений  $E_q$  и  $T_q$  (рис. 2, 4).

Для иллюстрации данных закономерностей на рис. 5, 6 изображена динамика температуры сверхпроводника при различных скоростях ввода тока. Вычисления проводились как при его непрерывном вводе, так и при вводе тока до фиксированного значения, когда  $dI/dt$  полагалась равной нулю после достижения заданного значения  $I_0^*$ . Здесь же, как и на рис. 4, приведено соответствующее граничное значение  $T_q$ . На рис. 5 также представлены результаты расчета, выполненного при постоянном значении теплоемкости сверхпроводника, а рис. 6 обосновывает существование равномерного распределения температуры по сечению сверхпроводника на протяжении всего процесса диффузии тока. Очевидно, что практически однородный характер распределения температуры соблюдается в силу оценки  $ha/\lambda \ll 1$ , которая выполняется для заданных исходных параметров. В то же время из рис. 6 следует, что равномерный характер распределения температуры сверхпроводника зависит от условий ввода тока. Однако обсуждение влияния данной зависимости на условия возникновения токовой неустойчивости выходит за рамки настоящей работы.

Рис. 5, 6 наглядно демонстрируют, что независимо от скорости ввода тока и температурной зависимости



**Рис. 5.** Изменение температуры поверхности  $T(a, t)$   $\text{Bi}_{2212}$ -сверхпроводника в зависимости от условий ввода тока и его теплоемкости: кривые 1 и 5 —  $T(a, t)$ , вычисленные при непрерывном вводе тока при  $dI^*/dt = 10^2 \text{ A}/(\text{s} \cdot \text{cm})$  и  $C = C(T)$  и  $C = C(T_0)$ , соответственно; кривые 2–8 —  $T(a, t)$ , вычисленные при фиксированном значении тока ( $C = C(T)$ : 2 —  $I_0 = 1525$ , 3 — 1524, 4 — 1523 A/cm); ( $C = C(T_0)$ : 6 —  $I_0 = 1525$ , 7 — 1524, 8 — 1523 A/cm). Значение  $T_q$  — то же, что и на рис. 4.



**Рис. 6.** Изменение температуры сверхпроводящей пластины во времени в центре (сплошные кривые —  $T(0, t)$ ) и на ее поверхности (пунктир —  $T(a, t)$ ), вычисленное при непрерывном вводе тока (кривые 1) и его фиксированных значениях, близких к току возникновения неустойчивости (кривые 2 и 3): 1 —  $dI^*/dt = 10^3 \text{ A}/(\text{s} \cdot \text{cm})$ ; 2 —  $I_0^* = 1524$ ; 3 — 1523 A/cm.

теплоемкости сверхпроводника статическое значение  $T_q$  устанавливает границу между устойчивыми и неустойчивыми состояниями. Поэтому, если в результате переходного процесса, который происходит после фиксирования вводимого тока, текущее значение температуры сверхпроводника не превышает значение  $T_q$ , то данное состояние устойчиво. В противном случае введенный ток нестабилен и возникающая неустойчивость сопровождается спонтанным разогревом сверхпроводника.

Таким образом, повышение температуры  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  как в устойчивом, так и в неустойчивом состоянии видоизменяет его вольт-амперную характеристику: при непрерывном вводе тока она имеет только одну ветвь с положительным наклоном, который уменьшается с ростом температуры. Эта закономерность является следствием зависимости теплоемкости сверхпроводника от температуры. Ее влияние наиболее значительно в области высоких электрических полей, где может происходить заметное стабильное повышение температуры сверхпроводника, например, при относительно высоких скоростях ввода тока. В результате при непрерывном вводе тока текущие значения напряженности электрического поля и температуры, индуцированные вводимым током, оказываются ниже соответствующих значений, вычисленных в рамках стационарной модели (5). В целом выполненный анализ демонстрирует необходимость учета допустимого увеличения температуры при анализе процессов формирования электродинамических состояний высокотемпературных сверхпроводников, и особенно в диапазоне высоких рабочих температур.

Работа выполнена в рамках проекта 07-08-00036-а Российского фонда фундаментальных исследований.

## Список литературы

- [1] *Newson M.S., Ryan D.T., Wilson M.N., Jones H.* // IEEE Trans. on Appl. Supercon. 2002. Vol. 12. N 1. P. 725–728.
- [2] *Watanabe K., Awaji S., Motokawa M.* // Physica B. 2003. Vol. 329–333. P. 1487–1488.
- [3] *Bellis R.H., Iwasa Y.* // Cryogenics. 1994. Vol. 34. N 2. P. 129.
- [4] *Романовский В.Р.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 47.
- [5] *Romanovskii V.R.* // Cryogenics. 2002. Vol. 42. N 1. P. 29.
- [6] *Романовский В.Р.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 1. С. 55.
- [7] *Junod A., Wang K.O., Tsukamoto T.* et al. // Physica C. 1994. Vol. 229. P. 209.
- [8] *Herrmann P.F., Albrecht C., Bock J.* et al. // IEEE Trans. Appl. Supercon. 1993. Vol. 3. N 1. P. 876.
- [9] *Polak M., Hlasnik I., Krempasky L.* // Cryogenics. 1973. Vol. 13. N 12. P. 702.
- [10] *Kalsi S.S., Aized D., Connor B.* et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercon. 1997. Vol. 7. N 2. P. 971.
- [11] *Kumakura H., Kitaguchi H., Togano K.* et al. // Cryogenics. 1998. Vol. 38. N 2. P. 163.
- [12] *Kumakura H., Kitaguchi H., Togano K.* et al. // Cryogenics. 1998. Vol. 38. N 6. P. 639.
- [13] *Kiss T., Vysotsky V.S., Yuge H.* et al. // Physica C. 1998. Vol. 310. P. 372.
- [14] *Rakhmanov A.L., Vysotsky V.S., Ilyin Yu.A.* et al. // Cryogenics. 2000. Vol. 40. N 1. P. 19.
- [15] *Nishijima G., Awaji S., Murase S.* et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercon. 2002. Vol. 12. N 1. P. 1155.
- [16] *Nishijima G., Awaji S., Watanabe K.* // IEEE Trans. on Appl. Supercon. 2003. Vol. 13. N 2. P. 1576.