

УДК 538.945

НЕЛИНЕЙНЫЕ ДИССИПАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ СТАБИЛЬНОГО ПРОНИКНОВЕНИЯ ТОКА В ТЕХНИЧЕСКИЙ СВЕРХПРОВОДНИК

В.Р. Романовский

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Обсуждаются характерные особенности диссипации энергии от собственного поля транспортного тока при его стабильном проникновении в технический сверхпроводник. Рассмотрены режимы частичного и полного проникновения. Анализ диссипативных состояний сверхпроводника сопоставлен с результатами, следующими из теории, основанной на модели критического состояния. Показано, что модель критического состояния, согласно которой электрическое напряжение в сверхпроводнике при токах, меньших критического, отсутствует, занижает тепловыделение от собственного поля транспортного тока, а также не позволяет корректно рассчитывать потери энергии в сверхпроводниках с реальными вольт-амперными характеристиками в диапазоне докритических токов, которые могут существовать при полном проникновении тока внутрь сверхпроводника. Ошибка модели критического состояния зависит от характера нарастания вольт-амперной характеристики, скорости ввода тока, поперечного размера сверхпроводника, критической плотности тока. В то же время автомодельное и нульмерное приближения позволяют с удовлетворительной точностью найти потери энергии в сверхпроводниках с реальной вольт-амперной характеристикой от изменяющегося собственного поля транспортного тока как при его частичном, так и при полном проникновении.

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

NONLINEAR THERMAL EFFECTS OF STABLE CURRENT PENETRATION INTO A TECHNICAL SUPERCONDUCTOR

V.R. Romanovskii

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The characteristic features of energy dissipation from the field of the transport current during its stable penetration into a technical superconductor are discussed. The modes of partial and full penetration are considered. The analysis of the electrodynamic states of the superconductor is compared with the results of the existing theory based on the critical state model. It is shown that the critical state model, according to which there is no electric voltage in a superconductor at currents less than the critical one, underestimates the heat release from the proper self-field of the transport field, and also does not allow correctly calculating energy losses in superconductors with real current-voltage characteristics in the range of subcritical currents that exist when the current completely penetrates into the superconductor. The error of the critical state model depends on the nature of the increase in the current-voltage characteristic, the current charging, and the transverse size of the superconductor. At the same time, the self-similar and zero-dimensional approximations allow one to find with satisfactory accuracy the energy losses from the changing self-field of the transport current both at its partial and full penetration.

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

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-60-66

ВВЕДЕНИЕ

Изучению природы транспортных и магнитных свойств сверхпроводников второго рода в области крипа магнитного потока постоянно уделяется значительное внимание [1—3]. Для описания электродинамики сверхпроводников широко используется модель критического состояния (МКС), предложенная Бином [4]. В рамках данной квазилинейной модели в сверхпроводнике в ответ на какое-либо внешнее возмущение, приводящее к появлению в нём электрического напряжения, индуцируется ток с плотностью, равной критической. Тогда идеальная вольт-амперная характеристика (ВАХ) сверхпроводника записывается в виде

$$\begin{aligned} E &= 0, |J| < J_c; \\ E &= J_c, |J| > J_c. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь J_c — плотность критического тока сверхпроводника.

В основе её обоснования лежит идея, согласно которой вихревая структура сверхпроводника релаксирует к состоянию равновесия между силами Пиннинга и Лоренца, действующими на вихри. Соответ-

ственно она описывает скачкообразный переход из сверхпроводящего состояния в нормальное с бесконечно большим сопротивлением. Другими словами, модель критического состояния показывает, что распределения магнитного поля и плотности тока (как транспортного, так и индуцированного) основаны на балансе сил Лоренца (или движущей силы потока) и сил закрепления вихрей. При этом нелокальная динамика вихрей может быть описана с помощью макроскопической функции — магнитной индукции. Это справедливо в случаях, когда на пространственных масштабах порядка лондоновской глубины проникновения плотность вихрей велика и эволюция магнитного потока является прямым следствием коллективного характера диффузионных процессов, происходящих в сверхпроводниках в ответ на макровозмущения различной природы. Для подобных явлений модель критического состояния позволяет в простой и наглядной форме описать квазистатические свойства жёсткого сверхпроводника и вычислить его намагниченность, потери на перемагничивание, используя уравнения Максвелла [5, 6]

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t, \quad \operatorname{rot}\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{J}, \quad \mathbf{J} = \mathbf{J}_c(\mathbf{B}) \quad (2)$$

с вольт-амперной характеристикой вида (1).

Однако данное приближение, строго говоря, условно. Это связано с тем, что внутри как низкотемпературных, так и высокотемпературных сверхпроводников задолго до значения J_c возникает электрическое напряжение, нелинейно нарастающее с увеличением тока. Это область крипа магнитного потока, в которой вихревая решётка постепенно приходит в движение по мере увеличения тока.

Для исследования электродинамики технических сверхпроводников (низкотемпературных и высокотемпературных) при крипе магнитного потока в макроскопическом приближении необходимо рассмотреть пространственно-временную эволюцию электромагнитного поля внутри сверхпроводника с учётом существенно нелинейной формы зависимости $E(J)$, вызванной специфическими механизмами ползучести магнитного потока. Для объяснения последних используются различные модели, учитывающие микроскопические свойства сверхпроводника. Среди них модель термоактивированного некоррелированного прыжка точечных пучков вихрей [1, 7], модель активационного барьера ползучести, когда вихревое движение контролируется многочисленными пространственными собственными дефектами [8, 9], вихревое стекло и коллективные модели ползучести [10—12] являются наиболее успешными и широко используемыми.

Эти модели учитывают, что удельное сопротивление сверхпроводников в результате крипа магнитного потока конечно и возникающее внутри сверхпроводника электрическое поле является следствием дрейфа вихрей. К сожалению, полная теория, описывающая нелинейную часть вольт-амперной характеристики, пока отсутствует. Поэтому зависимости электрического поля от тока, измеренные в эксперименте, описываются различными феноменологическими уравнениями. В частности, для описания ВАХ сверхпроводника часто используется степенное уравнение. В простейших случаях оно записывается как

$$E = E_c(J/J_c)^n. \quad (3)$$

Здесь n — параметр нарастания ВАХ сверхпроводника; E_c — условно заданная величина критической напряжённости электрического поля, на основании которой определяется плотность критического тока сверхпроводника J_c .

При вводе в сверхпроводник транспортного тока в нём будут возникать потери энергии, индуцированные изменяющимся током, приводя к тепловыделениям с усреднённой объёмной плотностью

$$G = \frac{1}{V} \int_V dV \int_0^t EJ dt. \quad \text{Для их определения при частичном проникновении тока обычно используется МКС [5,$$

6]. Но в основе МКС, как уже упоминалось, лежит идеальная ВАХ вида (1). Расчёт потерь в сверхпроводниках с ВАХ вида (3), как правило, выполняется с помощью численных методов. В то же время в случаях, когда экранирующие токи не полностью проникли в образец, выписанные в [13] автоматические решения оказываются удобными для оценки потерь в технических сверхпроводниках при вводе в них тока и позволяют понять механизмы диссипативных явлений, протекающих в сверхпроводниках с реальной ВАХ. Воспользуемся предложенными моделями и исследуем особенности нелинейных механизмов диффузии транспортного тока в сверхпроводнике.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим идеально охлаждаемую сверхпроводящую пластину с площадью поперечного сечения $S = 2a \times 2b$ ($a \ll b$). Предположим, что в начальный момент времени ток в пластине равен нулю, а затем он начинает увеличиваться с постоянной скоростью dI/dt . По мере увеличения тока ($I(t) = J(t)S = dI/dt \times t$) он проникает в сверхпроводник с его поверхности пока полностью не заполнит его поперечное сечение. В рамках МКС такое состояние является предельно допустимым, так как сверхпроводник полностью находится в критическом состоянии [5, 6]. В сверхпроводнике с реальной ВАХ возможно дальнейшее увеличение тока [14]. Сформулируем модели, которые могут быть использованы для описания токовых состояний при частичном и полном проникновении вводимого тока.

В рамках МКС при вводе тока в сверхпроводящую пластину распределение напряжённости электрического поля $E(x, t)$, граница проникновения тока x_c и усреднённая объёмная плотность тепловыделения $G_c(t)$ описываются выражениями [5, 6]

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

$$x_c(t) = a - \frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} \frac{t}{\mu_0 J_{c0}}; \tag{4}$$

$$G_c(t) = \frac{1}{a} \int_{x_p}^a dx \int_0^t EJ_{c0} dt = \frac{\mu_0 I_c^2}{24S} \frac{a}{b} \left(\frac{I}{I_c} \right)^3 = \frac{\mu_0 a^2 J_{c0}^2}{6} \left(\frac{I}{I_c} \right)^3.$$

Эти соотношения соблюдаются при $I \leq I_c = J_{c0}S$, где для простоты анализа считается, что $J_{c0} = \text{const}$.

Согласно полученному в [13] автомодельному решению для сверхпроводника со степенной ВАХ соответствующие зависимости напряжённости электрического поля $E(x, t)$, координаты границы проникновения тока $x_p(t)$ и тепловыделения в сверхпроводнике $G_p(t)$ могут быть записаны в виде

$$E(x, t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq x \leq x_p, \\ \frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} (x - x_p), & x_p \leq x \leq a; \end{cases} \tag{5}$$

$$x_p(t) = a - \left(\frac{n+1}{n} t \right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} \right)^{\frac{n-1}{n+1}} \left[\frac{E_c}{\mu_0^n J_{c0}^n} \right]^{\frac{1}{n+1}};$$

$$G_p(t) = \frac{\mu_0 I_c^2}{S} \frac{n(n+1)}{(2n+1)(3n+2)} \left(\frac{n+1}{n} t \right)^{\frac{2n+1}{n+1}} \left(\frac{a}{4b} \right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{I(t)}{I_c} \right)^{\frac{3n+2}{n+1}} \left[\frac{E_c}{\mu_0 \frac{dI}{dt}} \right]^{\frac{1}{n+1}}. \tag{6}$$

Они описывают состояния частичного проникновения тока ($0 < x_p < a$) во временном интервале $0 < t \leq t_f = \frac{n}{n+1} \frac{\mu_0 J_{c0}}{E_c^{1/n}} a^{(n+1)/n} \left(\frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} \right)^{(1-n)/n}$. В момент полного проникновения ($x_p = 0$ при $t = t_f$) введённый ток I_f и напряжённость электрического поля E_f равны

$$I_f = \frac{n}{n+1} \frac{\mu_0 J_{c0}}{E_c^{1/n}} a^{\frac{n+1}{n}} \left(\frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} \right)^{\frac{1-n}{n}} \frac{dI}{dt}; \quad E_f = \frac{a \mu_0}{4b} \frac{dI}{dt}. \tag{7}$$

Отметим, что при $n \rightarrow \infty$ выражения (5)—(7) соблюдают предельный переход к МКС, представленной в виде (4).

Для описания состояний при полном проникновении тока ($I > I_f$) воспользуемся так называемой нулевой моделью. Она основана на предположении о равномерном распределении вводимого тока по сечению сверхпроводника. Поэтому связь между напряжённостью электрического поля и вводимым током описывает ВАХ сверхпроводника. Соответственно напряжённость электрического поля внутри сверхпроводника и плотность потерь при полном проникновении тока могут быть рассчитаны по формулам

$$E(t) = E_c [J(t)/J_{c0}]^n = E_c [I(t)/I_c]^n; \tag{8}$$

$$G_f = \frac{1}{a} \int_0^a dx \int_0^t EJ dt = \frac{\mu_0 I_c^2}{S(n+2)} \left[\frac{I(t)}{I_c} \right]^{n+2} \frac{E_c}{\mu_0 dI/dt}.$$

Для общего анализа состояний частичного и полного проникновения следует пользоваться системой уравнений Максвелла (2) с соответствующими уравнением ВАХ, начальным и граничными условиями. В рассматриваемом случае в силу плоской симметрии состояний, возникающих при вводе тока в пластину, будем численно решать одномерную начально-краевую задачу вида

$$\begin{aligned} \mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} &= \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}, \quad t > 0, \quad 0 \leq x_p < x < a; \\ E(x, 0) &= 0; \\ E(x_p, t) &= 0, \quad x_p > 0; \\ \frac{\partial E}{\partial x}(0, t) &= 0, \quad x_p = 0; \\ \frac{\partial E}{\partial x}(a, t) &= \frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt}, \end{aligned} \tag{9}$$

принимая во внимание степенное уравнение ВАХ (3). В этом случае усреднённая плотность тепловыделений описывается выражением $G = \frac{1}{a} \int_0^{x_p} dx \int_0^t EJ dt$.

При формулировке системы уравнений (9) учитывалось, что в начальный момент времени электрическое поле внутри сверхпроводника отсутствует, напряжённость электрического поля на границе проникновения тока равна нулю, распределение электрического поля внутри сверхпроводника в режиме полного проникновения симметрично, изменение напряжённости электрического поля на поверхности сверхпроводника следует из закона полного тока. Сформулированная одномерная модель позволяет определить изменение в пространстве и во времени плотности тока и напряжённости электрического поля, учитывая подвижный фронт проникновения тока и конечную скорость ввода тока.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Воспользуемся данными моделями и обсудим физические особенности формирования токовых состояний при частичном и полном проникновении транспортного тока внутрь сверхпроводника при вводе в него тока с постоянной скоростью от нулевого значения до критического I_c .

На рис. 1 изображены типичные зависимости от тока напряжённости электрического поля (см. рис. 1, а) и координаты токового фронта (см. рис. 1, б) при вводе тока в сверхпроводник с различными скоростями. Вычисления проводились при $B = 10$ Тл, $n = 10$, $E_c = 10^{-6}$ В/см, $J_{c0} = 1,52 \times 10^4$ А/см², $a = 10^{-3}$ см, $b = 10^{-2}$ см.

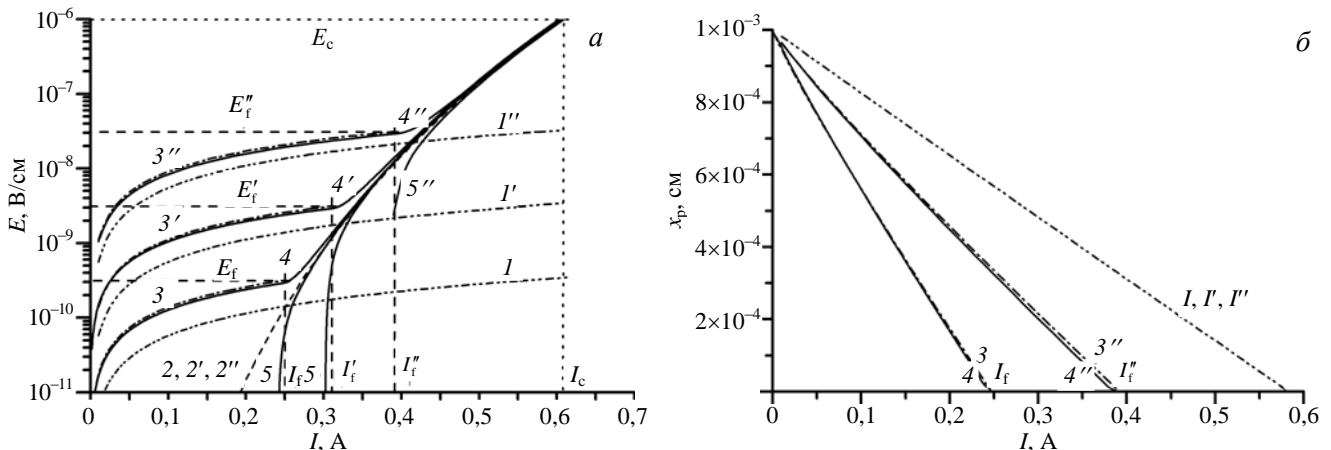


Рис. 1. Изменение напряжённости электрического поля (а) и координаты фронта проникновения тока (б) при различных скоростях ввода тока: 1, 1', 1'' — МКС; 2, 2', 2'' — нульмерная модель; 3, 3', 3'' — автомодельное приближение; 4, 4', 4'', 5, 5', 5'' — численное решение; 1—5 — $dI/dt = 1$ А/с; 1'—5' — $dI/dt = 10$ А/с; 1''—5'' — $dI/dt = 100$ А/с

Кривые $1—1''$ были рассчитаны на основе модели критического состояния. Нульмерному приближению соответствуют кривые $2—2''$, а автомодельному — кривые $3—3''$. Кривые $4—4''$ и $5—5''$, численно рассчитанные в одномерном приближении, описывают соответствующие значения на поверхности и в центре сверхпроводника. На рис. 1 также показаны заданные значения E_c и I_c , токи полного проникновения I_f и соответствующие значения напряжённости электрического поля E_f .

Представленные результаты демонстрируют особенности формирования токовых состояний технических сверхпроводников, которые необходимо учитывать при расчёте потерь. Видно, что существуют три режима проникновения тока: частичный, переходный и полный. Их длительность зависит не только от скорости ввода тока, но и от параметра нарастания ВАХ, а так же, как показывают расчёты, от критической плотности тока и поперечных размеров сверхпроводника. При этом оказывается, что для рассматриваемого сверхпроводника условно заданное значение E_c находится в области состояний, возникающих после полного проникновения тока, что часто наблюдается в экспериментах. В результате МКС не имеет своего физического смысла в широком диапазоне изменения докритических токов ($I_f < I < I_c$). Это объясняется тем, что режим полного проникновения тока у сверхпроводников с реальной ВАХ (при любом конечном n) может возникать при токах, которые могут быть заметно меньше I_c , когда $I_f < I_c$ и $E_f < E_c$. Причём с уменьшением параметра нарастания ВАХ и скорости ввода тока (а также согласно (7) с увеличением толщины сверхпроводника и его критической плотности тока) I_f уменьшается, увеличивая диапазон докритических токов, в котором использование МКС будет приводить к заведомо искажённым результатам расчёта потерь по сравнению с расчётами, учитывающими реальную ВАХ. В целом токовые состояния при частичном проникновении тока с удовлетворительной точностью описываются автомодельным приближением, а анализ их состояний при полном проникновении тока ($E > E_f$) может быть проведён на основе простейшей нульмерной модели.

Соответствующие результаты расчётов тепловых потерь как функции тока показаны на рис. 2. Согласно представленным результатам потери увеличиваются с уменьшением параметра нарастания ВАХ и уменьшаются с увеличением скорости ввода тока в силу соответствующего формирования области, занятой током (см. рис. 1, б). В рамках МКС эти особенности диссипативных явлений не могут быть объяснены. Тем самым расчёт потерь в высокотемпературных сверхпроводниках с помощью МКС может приводить к заметно заниженным результатам. Кроме этого, как обсуждалось, МКС не позволяет корректно рассчитать потери в диапазоне докритических токов $I_f < I < I_c$.

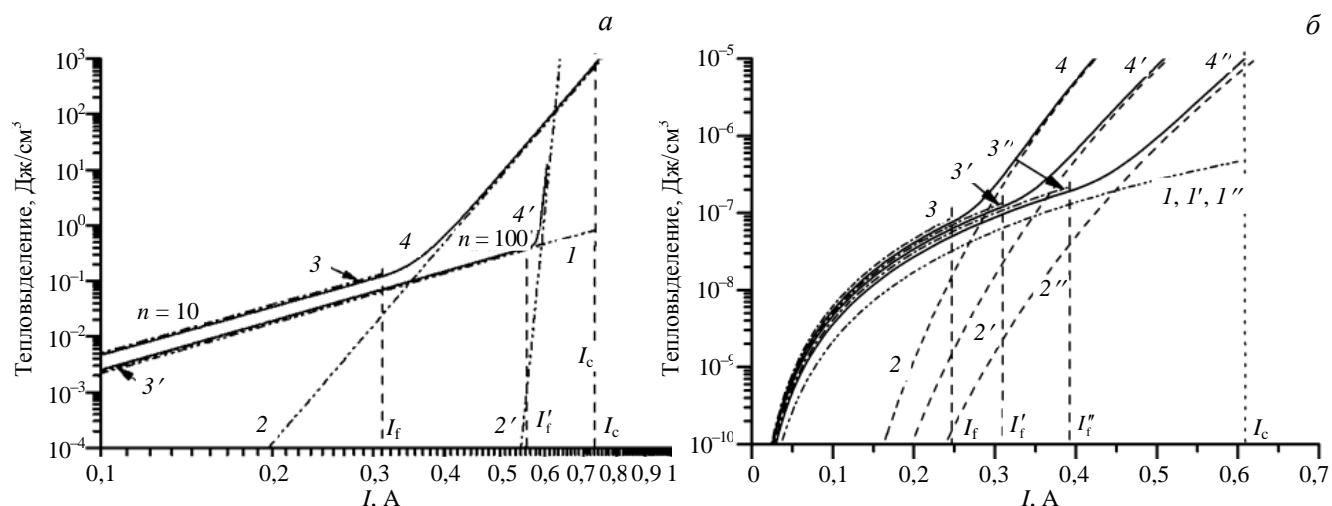


Рис. 2. Тепловыделение в сверхпроводящей пластине от поля собственного тока: а — при различных значениях параметра нарастания ВАХ; б — при различных скоростях ввода тока, $dl/dt = 10$ A/c; 1 — МКС; 2, 2' — нульмерное приближение; 3, 3' — автомодельное приближение; 4, 4' — численное решение; 1, 4 — $dl/dt = 1$ A/c; 1', 4' — $dl/dt = 10$ A/c; 1'', 4'' — $dl/dt = 100$ A/c

Чтобы уменьшить ошибку, к которой при расчёте потерь приводит МКС в случаях, когда ток частично заполняет поперечное сечение сверхпроводника, значение критического тока сверхпроводника I_c в соотношениях (4) можно заменить экспериментально измеренным значением I_f . Тогда результаты расчётов оказываются более корректными и показывают их зависимость от параметра нарастания ВАХ и скорости ввода тока.

Таким образом, при вводе тока в сверхпроводник от нуля до I_m с постоянной скоростью усреднённая плотность тепловых потерь может быть рассчитана по формулам

$$G(I_m) = \frac{\mu_0 I_c^2}{S} \frac{n(n+1)}{(2n+1)(3n+2)} \left(\frac{n+1}{n}\right)^{\frac{2n+1}{n+1}} \left(\frac{a}{4b}\right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{I_m}{I_c}\right)^{\frac{3n+2}{n+1}} \left[\frac{E_c}{\mu_0 dI/dt}\right]^{\frac{1}{n+1}} \quad (10)$$

при частичном ($I_m < I_f$) и

$$G(I_m) = \frac{\mu_0 I_c^2}{S} \frac{n(n+1)}{(2n+1)(3n+2)} \left(\frac{n+1}{n}\right)^{\frac{2n+1}{n+1}} \left(\frac{a}{4b}\right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{I_f}{I_c}\right)^{\frac{3n+2}{n+1}} \left[\frac{E_c}{\mu_0 dI/dt}\right]^{\frac{1}{n+1}} + \frac{I_c^2}{S(n+2)} \left[\left(\frac{I_m}{I_c}\right)^{n+2} - \left(\frac{I_f}{I_c}\right)^{n+2} \right] \frac{E_c}{dI/dt} \quad (11)$$

при полном проникновении тока ($I_f < I_m$).

На рис. 3 между собой сопоставлены зависимости потерь от величины вводимого тока как при его частичном, так и при полном проникновении тока, рассчитанные для докритических состояний по формулам (10) и (11), численно и в бинновском приближении. Первые две модели приводят к результатам, совпадающим с хорошей степенью точности, и демонстрируют частотные зависимости потерь при различных режимах проникновения тока. Соответственно потери в собственном поле тока при его частичном и полном проникновении удовлетворяют оценкам

$G \sim \left(\frac{I}{I_c}\right)^{\frac{3n+2}{n+1}} \left(\frac{dI}{dt}\right)^{-1/(n+1)}$ и

$G \sim \left(\frac{I}{I_c}\right)^{n+2} \left(\frac{dI}{dt}\right)^{-1}$ соответственно. Из последней

оценки следует, что потери в сверхпроводниках с резко нарастающей ВАХ (при высоких значениях n) будут быстро возрастать после полного проникновения тока внутрь сверхпроводника, что наблюдается в экспериментах. В предельном случае $G_f \rightarrow \infty$ при $n \rightarrow \infty$, так как у сверхпроводников с идеальной ВАХ предполагается скачкообразный переход из сверхпроводящего состояния в нормальное.

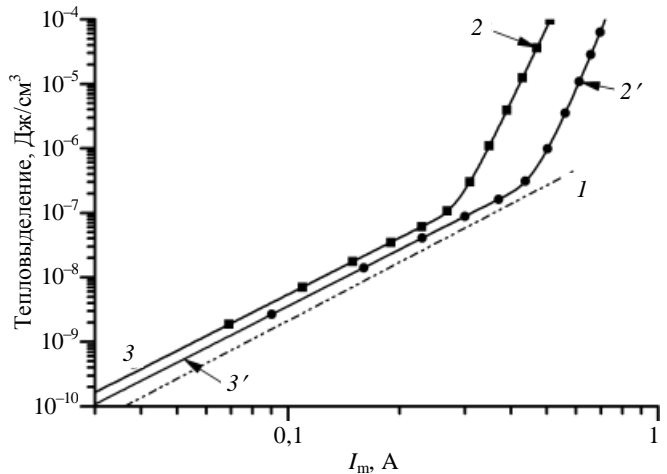


Рис. 3. Потери в поле собственного тока при его вводе с различными скоростями от нуля до $I_m < I_c$. Значения I_m обозначены маркерами, $n = 10$: 1 — МКС; 2, 2' — расчёт по формулам (10) и (11); 3, 3' — численное решение; 2, 3 — $dI/dt = 1$ А/с; 2', 3' — $dI/dt = 100$ А/с

ВЫВОДЫ

Модель критического состояния, в рамках которой электрическое напряжение в сверхпроводнике при $I < I_c$ отсутствует, во-первых, занижает тепловыделение от собственного поля транспортного поля при режимах частичного проникновения тока и, во-вторых, не позволяет корректно рассчитывать потери энергии в сверхпроводниках с реальными ВАХ в диапазоне докритических токов $I_f < I < I_c$. Ошибка зависит от характера нарастания ВАХ, скорости ввода тока, поперечного размера сверхпроводника, его критической плотности тока. В то же время предложенное приближение, основанное на автомоделной и нульмерной моделях, позволяет с удовлетворительной точностью оценить потери от изменяющегося собственного поля транспортного тока как при его частичном, так и при полном проникновении.

REFERENCES

1. **Anderson P.W.** Theory of flux creep in hard superconductors. — *Phys. Rev. Lett.*, 1962, vol. 9, № 7, pp. 309—311.
2. **Kim Y.B., Hempstead C.F., Strnad A.R.** Flux creep in hard superconductors. — *Phys. Rev.*, 1963, vol. 131, № 6, pp. 2486—2495.
3. **Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.** Vortices in high-temperature superconductors. — *Reviews of Modern Physics*, 1994, vol. 66(4), pp. 1125—1388.
4. **Bean C.P.** Magnetization of hard superconductors. — *Phys. Rev. Lett.*, 1962, vol. 8, № 6, pp. 250—253.
5. **Wilson M.** Superconducting magnets. — M.: Mir (World), 1985. 408 p. (in Russian).
6. **Gurevich A.VI., Mints R.G., Rakhmanov A.L.** Physics of composite superconductors. — M.: Nauka (Science), 1987. 240 p. (in Russian).
7. **Anderson P.W., Kim Y.B.** Hard superconductivity: theory of the motion of Abrikosov flux lines. — *Rev. Mod. Phys.*, 1964, vol. 36, № 1, pp. 39—43.
8. **Zeldov E., Amer N.M., Koren G., Gupta A., Gambino R.J., McElfresh M.W.** Optical and electrical enhancement of flux creep in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ epitaxial films. — *Phys. Rev. Lett.*, 1989, vol. 62, pp. 3093—3096.
9. **Fisher M.P.A.** Vortex-glass superconductivity: a possible new phase in bulk high- T_c oxides. — *Phys. Rev. Lett.*, 1989, vol. 61, № 12, pp. 1415—1418.
10. **Zeldov E., Amer M.N., Koren G., Gupta A.** Flux creep in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ epitaxial films. — *Appl. Phys. Lett.*, 1990, vol. 56, № 17, pp. 1700—1702.
11. **Nattermann T.** Scaling approach to pinning: charge density waves and giant flux creep in superconductors. — *Phys. Rev. Lett.*, 1990, vol. 64, № 20, pp. 2454—2457.
12. **Fisher D.S., Fisher M.P.A., Huse D.A.** Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions, and transport in type-II superconductors. — *Phys. Rev.*, 1991, vol. B43, № 1, pp. 130—159.
13. **Romanovskii V.R.** Auto wave dynamics of the magnetic flux in nonideal type-II superconductors with different current-voltage characteristics. — *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki (Journal of technical physics)*, 2000, vol. 70, issue 12, pp. 47—57 (in Russian).
14. **Polak M., Hlasnik I., Krempasky L.** Voltage-current characteristics of Nb—Ti and Nb_3Sn superconductors in flux creep region. — *Cryogenics*, 1973, vol. 13, № 12, pp. 702—711.

AUTHORS

Romanovskii V.R. NRC «Kurchatov Institute», pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; mosrem@rambler.ru

Received 17 December 2021

Revised 20 December 2021

Accepted 21 December 2021

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2022, vol. 45, issue 1, pp. 60—66