

01

©1993 г.

ДИФФУЗИЯ ТОКА В СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ КОМПОЗИТ С РАЗМЫТОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

В.Е.Кейлин, В.Р.Романовский

Приведены результаты численных и аналитических расчетов процесса ввода тока в сверхпроводящий композит круглого сечения с гомогенизированными по сечению свойствами. Рассматривался провод с вольт-амперной характеристикой, аппроксимировавшей экспоненциальной зависимостью. В численном решении учитывалось совместное протекание тепловых и электромагнитных процессов. Расчеты, выполненные при различных скоростях ввода тока, параметрах вольт-амперных характеристик, коэффициентах теплоотдачи, показали существование характерного предельного значения тока, ниже которого при прекращении ввода тока провод остается в сверхпроводящем состоянии, а выше — переходит в нормальное состояние; этот ток несколько меньше тока срыва; существование конечного значения предельного тока при любой малой, но конечной теплоотдаче с поверхности.

Аналитическое решение задачи, основанное на выведенном критерии устойчивости, позволило записать приближенную зависимость предельных токов от исходных параметров. По сравнению с ранее опубликованными результатами дополнительно учтены допустимый перегрев провода, зависящий от глубины протекания тока, его теплоемкость, тепло- и электропроводность.

Характер проникновения тока внутрь сверхпроводящего провода во многом зависит от вида вольт-амперной характеристики (ВАХ), которая в общем случае является нелинейной и может существенно сказываться на процессах, происходящих в композите. Впервые это было продемонстрировано в [1], где в стационарных условиях исследовалось нарушение теплового баланса у так называемых проводов с размытой вольт-амперной характеристикой, когда напряжение на образце на протяжении всего процесса ввода тока отлично от нуля. В последующих исследованиях [2-7] проблема ввода тока с учетом нелинейности ВАХ изучалась с точки зрения определения устойчивых состояний, для которых введенный ток при произвольных значениях параметра размытия, скорости ввода, коэффициента теплоотдачи и других параметров не приводит к разрушению сверхпроводимости. Согласно [2,3], сверхпроводящее состояние в композите устойчиво, если среднее по его поперечному сечению электрическое поле меньше некоторого характерного значения.

$$\frac{1}{S} \int_S E ds < E_M = \frac{hpJ_\delta}{ShJ_c \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right|} \quad (1)$$

При этом предельный ток I_m , который может быть введен в композит без разрушения его сверхпроводящего состояния, монотонно убывает от критического значения до нуля при увеличении от нуля до бесконечности безразмерного параметра [2]

$$\alpha_{эфф} = \frac{\mu_0 \dot{I} S J_c \eta}{4\pi h p J_\delta} \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right|. \quad (2)$$

Здесь \dot{I} — скорость ввода тока, J_c — критическая плотность тока, η — коэффициент заполнения провода сверхпроводником, S — площадь поперечного сечения, h — коэффициент теплоотдачи, p — охлаждаемый периметр, J_δ — токовый параметр размытия ВАХ.

Авторы [4,5] также основывали свои выводы на анализе усредненных значений электрического поля срыва, по достижении которых нарушается тепловой баланс. Поэтому записанное в [5] условие устойчивости аналогично (1) и имеет вид

$$\int_S E J dS \leq h p T_\delta, \quad (3)$$

где E — напряженность электрического поля, J — плотность тока в проводе, T_δ — температурный параметр размытия ВАХ.

Как и (1), неравенство (3) является прямым следствием априорного предположения о том, что максимально возможный нагрев композита мал и не может превышать значения $T_\delta \sim 0.01 - 0.1$ К как при медленном, так и при быстром вводе ($\alpha_{эфф} \geq 0$) [2,5]. Оба неравенства приводят к монотонному уменьшению предельного тока с ростом скорости ввода [3,7]. В то же время результаты численного моделирования диффузии тока в композит с учетом протекания тепловых и электромагнитных процессов привели авторов [6] к немонотонной зависимости предельного тока от скорости ввода. При этом в качестве критерия разрушения сверхпроводимости в [6] принималось не условие (3), а предположение об ограничении допустимого нагрева критической температурой сверхпроводника. Несмотря на эти противоречия, в работе [6] отмечалось, что допустимый перегрев провода, если и превышал T_δ , то лишь в 1.5–2 раза. Однако, как показывают многочисленные экспериментальные и теоретические исследования устойчивости сверхпроводящих токнесущих элементов к импульсным тепловыделениям [8–10], сверхпроводимость может восстанавливаться при локальном разрушении, вызванном значительным перегревом, во много раз превышающим T_δ . Таким образом, вопрос о влиянии температуры на процессы диффузии тока оставался не решенным, а существующие результаты не позволяли дать строгое определение предельного тока. В связи с этим в настоящей работе решена задача о диффузии тока в сверхпроводящий композит с размытой ВАХ с учетом тепловых и электродинамических процессов и сформулированы условия нарушения сверхпроводящих свойств при вводе в провод тока.

Будем определять распределение температуры T , электрического поля E и плотности тока J в поперечном сечении охлаждаемого композита круглого сечения с радиусом r_0 при вводе тока с заданной постоянной

скоростью \dot{I} с помощью модели сплошной среды из решения системы уравнений

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + EJ, \quad (4)$$

$$\mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) \quad (5)$$

с начально-краевыми условиями

$$T(r, 0) = T_0, \quad E(r, 0) = 0, \quad (6)$$

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

и вольт-амперной характеристикой вида

$$E = J_s \rho_s \exp \left(\frac{J_s - J_c}{J_\delta} + \frac{T - T_0}{T_\delta} \right) = J_M \rho_M, \quad (7)$$

в которой плотность тока в композите равна

$$J = \eta J_s + (1 - \eta) J_M.$$

Здесь C , λ — объемная теплоемкость и коэффициент поперечной теплопроводности композита; ρ_s , ρ_M — удельные электросопротивления сверхпроводника и матрицы; J_s , J_M — токи, протекающие по сверхпроводнику и матрице; J_c — критический ток сверхпроводника.

Поставленная задача (4)–(7) позволяет вычислить диффузию теплового потока и электрического поля внутри круглого провода в предположении, что сверхпроводник однородно распределен по сечению. При этом композит в начальный момент времени равномерно охлажден до температуры хладагента T_0 , ток в нем отсутствует. Граничные условия учитывают конвективный теплообмен с заданным коэффициентом теплоотдачи h , ввод тока происходит за счет изменения напряженности электрического поля на поверхности композита. Вольт-амперная характеристика сверхпроводника (7) описана экспоненциальной зависимостью, принятой в [4–7]. Она позволяет учесть конечные значения напряженности электрического поля на начальном участке ВАХ. Однако, согласно [4–7], в уравнение вольт-амперной характеристики входит критический ток J_c . Последний, как некоторая условно принятая величина, появляется из условия равенства нулю показателя экспоненты и удовлетворяет соотношению

$$J_c = J_\delta \frac{T_{св} - T_0}{T_\delta} = \delta^{-1} J_\delta,$$

где δ — параметр размытия ВАХ, $T_{св}$ — критическая температура сверхпроводника в данном магнитном поле.

Это определение ВАХ является следствием аппроксимации реальной критической поверхности плоскостью и введением дополнительного слагаемого, с определенной степенью точности описывающего нелинейный

характер экспериментальных кривых в области малых значений напряженности электрического поля [11]. В то же время введение J_c ограничивает общность получаемых результатов. Однако в настоящий момент отсутствует единый и общепринятый феноменологический подход к описанию ВАХ сверхпроводников, а экспоненциальная вольт-амперная характеристика (7) проста и удобна.

Для решения задачи (4)–(7) использовался метод конечных разностей [12]. Контроль точности счета проводился из условия сохранения тока

$$2\pi \int_0^{r_0} Jr dr = \frac{dI}{dt} t. \quad (8)$$

Параметры конечно-разностного шаблона выбирались такими, чтобы левая часть равенства (8) отличалась не более чем на 1% от истинного значения тока. При вычислении принимались следующие параметры:

$$\begin{aligned} C &= 10^3 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}), \quad \eta = 0.5, \quad J_c = 4 \cdot 10^9 \text{ А}/\text{м}^2, \\ r_0 &= 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \quad T_0 = 4.2 \text{ К}, \quad T_{\text{св}} = 9 \text{ К}, \\ \rho_s &= 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}, \quad \rho_M = 2 \cdot 10^{-10} \text{ Ом} \cdot \text{м}, \quad \lambda = 171 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}), \end{aligned} \quad (9)$$

которые описывают усредненные значения тепло- и электрофизических параметров композита из ниобий-титанового сверхпроводника в медной матрице. Расчет проводился и с учетом зависимости исходных коэффициентов от температуры. В этом случае расчетная модель дополнялась соотношениями

$$C = \eta C_s + (1 - \eta) C_M, \quad \lambda = \lambda_M \frac{1 - \eta}{1 + \eta}, \quad (10)$$

где $C_s = 50T^3 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$, $C_M = 8T^3 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$, $\lambda_M = L_0 T / \rho_M$, $L_0 = 2.45 \times 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{Ом}/\text{К}^2$ — постоянная Лоренца.

На рис. 1, 2 представлены кривые, описывающие распределение тока и электрического поля внутри проводов с различной степенью размытия ВАХ при $\dot{I} = 10 \text{ А}/\text{с}$, $h = 100 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ с исходными параметрами (9). На рис. 1 также показано соответствующее значение критической плотности тока при гелиевой температуре. Приведенные зависимости наглядно показывают характерные особенности проникновения тока и электрического поля в композит в зависимости от параметра размытия δ . Отметим наиболее существенные из них. Как следует из уравнения (7), ток заполняет сечение с плотностью, меньшей критической. Отличие от модели критического состояния зависит от размытия ВАХ: чем оно больше, тем меньше плотность вводимого тока, но больше глубина его протекания и соответствующее электрическое поле. Из сказанного следует, что при варьировании δ должна изменяться удельная мощность выделяемого тепла, а значит, и тепловое состояние композита.

На рис. 3 представлены результаты расчета температуры поверхности провода. Поскольку теплопроводность композита в медной матрице достаточно велика, то его температурное поле на протяжении всего процесса ввода практически однородно. Поэтому температура поверхности с хорошей степенью точности описывают тепловое состояние композита.

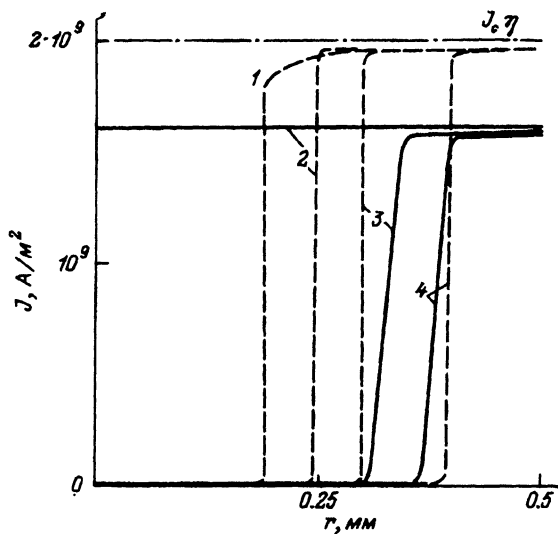


Рис. 1. Распределение тока по сечению провода в зависимости от параметра размытия ВАХ. $\delta = 1$ (сплошные линии), 0.1% (штриховые); I, A : 1 — 1314, 2 — 1256, 3 — 1000, 4 — 600.

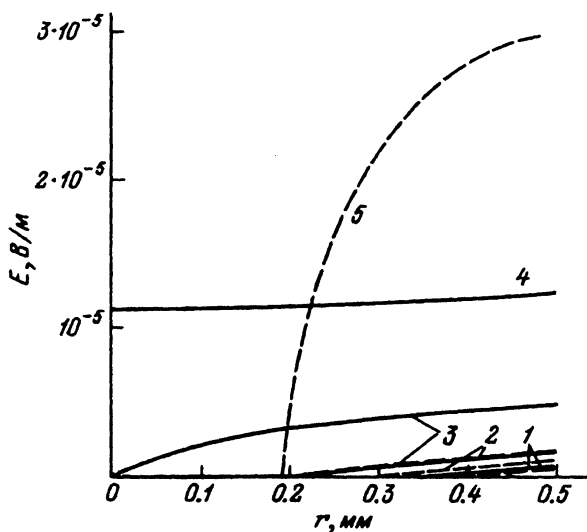


Рис. 2. Диффузия электрического поля внутри композита. 1 — $t = 60$, 2 — 100, 3 — 124.618, 4 — 125.618, 5 — 131.4694 с. Параметры δ те же, что и на рис. 1.

Сопоставляя результаты вычислений, приведенные на рис. 1-3, нетрудно заметить, что при прочих равных условиях в течении всего процесса ввода тока температура провода с большим размытием ВАХ выше соответствующего значения температуры провода с меньшим размытием. В итоге увеличение δ приводит к более раннему срыву процесса ввода — необратимому росту температуры. Этот факт является следствием существования собственных тепловыделений, обусловленных наличием прежде всего на начальном участке ВАХ конечных значений напряженности электрического поля. Следует напомнить, что анализ стабильности сверхпроводящего состояния по уровню электрического поля срыва, основанный на использовании критериев (1), (3), приводит к противоположному выводу: чем больше размытие ВАХ, тем больше электрическое поле срыва, а значит, по предположению [3,4] при прочих равных усло-

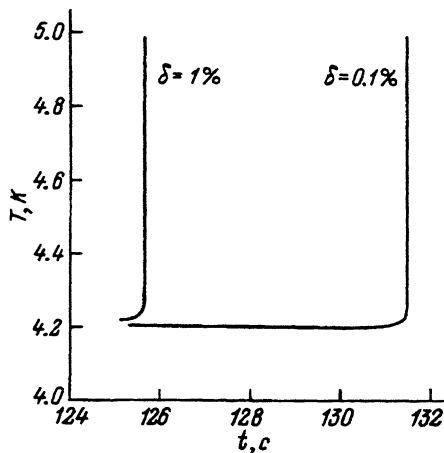


Рис. 3. Рост температуры поверхности композита с различным значением параметра размытия при вводе тока.

виях стабильность провода должна повышаться. Более того, уменьшение размытия ВАХ приводит к уменьшению T_δ и в предельном случае при $\delta \rightarrow 0$ допустимый перегрев равен нулю. Т.е., согласно (3), в модели критического состояния, предполагающей скачкообразный переход из сверхпроводящего состояния в нормальное, любое токовое состояние в проводе должно быть неустойчивым. Поэтому в [3,4] постулируется положительное стабилизирующее влияние размытия ВАХ на устойчивую работоспособность провода. Результаты расчетов, приведенные на рис. 3, показывают, что этот вывод ошибочен, так как наличие на ВАХ ненулевых значений напряженности электрического поля является дополнительным источником тепловых потерь, увеличивающих температуру провода, на фоне которой происходит срыв. Следовательно, критерий стабильности нельзя связывать лишь с динамикой электрического поля внутри композита, амплитуда которого увеличивается с ростом δ . Необходимо принимать во внимание соответствующее изменение температуры не только на протяжении всего процесса ввода тока, но и после его прекращения.

На рис. 4 приведены зависимости температуры поверхности композита от времени как при непрерывном вводе, так и при вводе с остановкой. В последнем случае по достижении в проводе указанных на рисунке токов I_δ в расчетной модели предполагалось $dI/dt = 0$. Вычисления проводились при $h = 3000$ Вт/(м²·К), $dI/dt = 10$ А/с (рис. 4, а) и $h = 1$ Вт/(м²·К), $dt/dt = 1000$ А/с (рис. 4, б). Они позволяют заключить, что предельный ток обусловлен ограниченной возможностью отвода тепла при его диссипации на протяжении всего процесса диффузии тока. Это приводит к существованию конечного значения допустимой энергии, выделяемой внутри провода. Если она превышена, то происходит необратимый рост электрического поля и температуры, даже несмотря на прекращение ввода. Результаты расчетов, приведенные на рис. 4, соответствуют двум характерным состояниям, наблюдающимся при потере сверхпроводимости в случае полного и неполного заполнения сечения током. Поэтому они позволяют сформулировать общее определение предельного тока: значение тока, промежуточное между максимальным током остановки, при котором еще не происходит перехода композита в нормальное состояние,

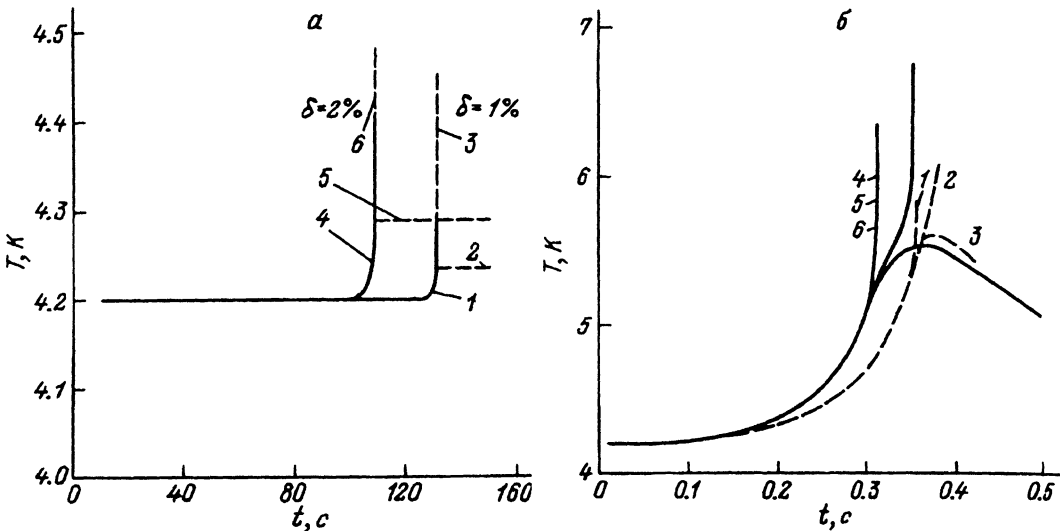


Рис. 4. Изменение температуры поверхности композита во времени при полном а и неполном б заполнении сечения током для различных режимов ввода.

1, 4 — непрерывный ввод; 2, 3, 5, 6 — ввод с остановкой, а: 2 — $I_0 = 1307$, 3 — 1308, 5 — 1085, 6 — 1086; б: 2 — $I_0 = 351$, 3 — 350, 5 — 302, 6 — 301 А. Параметры δ на рис. 4, а те же, что и на рис. 1.

и минимальным током остановки, при котором этот переход происходит, является предельным током при данной скорости ввода. Это определение использовалось ниже при расчете безопасных значений вводимых токов. Предельные токи в зависимости от скорости ввода при различных значениях коэффициента теплоотдачи и параметра размытия представлены на рис. 5. Численный анализ показывает наличие трех характерных областей на кривых $I_m(i)$. Во-первых, зависимость I_m имеет область, где предельные токи максимальны, но меньше собственного критического тока, равного $\eta J_c S$, и практически слабо изменяются при варьировании скорости ввода. Эта область полной реализации токонесущей способности провода для данных условий его эксплуатации. Ранее ее существование отмечалось в [6]. Для нее характерны полное заполнение сечения током и малый перегрев относительно температуры хладагента, на фоне которого развивается переход в нормальное состояние. Протекающие при этом процессы нагрева аналогичны тем, которые показаны на рис. 4, а. Предельный ток для данных состояний ограничивается сверху значением

$$i_{\max} = 1 - \delta \left\{ 1 + \ln \left[r \left(\frac{\alpha i_{\max} - 1}{\delta} i_{\max} - 1 \right) \right] \right\}, \quad (11)$$

полученным в [4] без учета неоднородного характера распределения тока по сечению. Здесь

$$i_{\max} = \frac{I_{\max}}{\eta J_c S}, \quad r = \frac{(1 - \eta) \rho_s}{\eta \rho_M}, \quad \alpha = \frac{J_c^2 \eta^2 \rho_M S}{(1 - \eta) h p (T_{cb} - T_0)}.$$

Вторая характерная область изменения I_m — область минимальной токонесущей способности также слабо зависит от скорости ввода. В этом

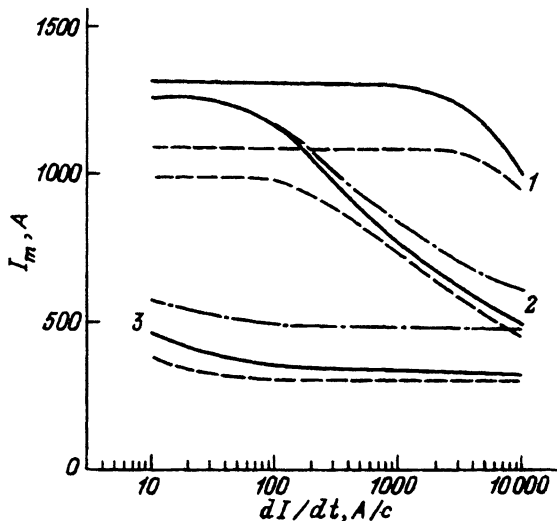


Рис. 5. Зависимость предельного тока от скорости ввода при различных значениях коэффициента теплоотдачи и параметре размытия $\delta = 1\%$ (сплошные линии), 2% (штриховые), рассчитанные для усредненных коэффициентов (9) и с учетом их зависимости от температуры (10) ($\delta = 1\%$ (штрихпунктир)).

h , Вт/(м²·К): 1 — 3000, 2 — 100, 3 — 0.1.

случае предельный ток, отличный от нуля, определяется адиабатическим нагревом провода и характеризуется высоким перегревом, малой глубиной протекания тока, как, например, это показано на рис. 4,б, где допустимый перегрев более чем на порядок превышает T_δ . Поэтому даже при «плохом» охлаждении значение введенного тока отличается от нуля. Отметим для данной области отличие от ранее известных результатов. Согласно [2,3], предельный ток при $dI/dt \rightarrow \infty$ равен нулю, так как в расчете не учитывалась теплоемкость композита.

Априорное принятие в качестве верхней границы допустимого нагрева $T_{св}$, как отмечалось выше, привело авторов [6] к немонотонной зависимости $I_m(\dot{I})$. Однако данный подход не учитывает связь допустимого перегрева с ограниченной возможностью отвода тепла, выделяемого при диффузии тока. Поэтому при строгом решении задачи эта зависимость монотонна, а полученные в [6] предельные токи соответствуют неустойчивым состояниям.

В переходной области, как следует из рис. 1, 2, 4, с увеличением скорости ввода уменьшается протяженность области протекания тока и увеличивается допустимый перегрев. Этот результат становится очевидным, если провести аналогию с выводами теории устойчивости к импульсным тепловыделениям [10]: с увеличением протяженности и длительности теплового импульса увеличивается допустимая энергия возмущения, но уменьшается температура, на фоне которой развивается неустойчивость. В данном случае источником теплового возмущения, распределенного в пространстве и во времени, является резистивный нагрев от изменяющихся электрического поля и тока. Поэтому чем быстрее ввод тока, тем при меньшей протяженности области протекания тока и большей температуре нагрева начинается процесс срыва.

Сильное изменение допустимой температуры нагрева при варьировании скорости ввода необходимо учитывать при сопоставлении эксперимента и расчета. На рис. 5 показаны значения предельных токов, вычисленные в предположении зависимости тепло- и электрофизических свойств от температуры (10). Видно, что учет нелинейности приводит к количественному изменению значений I_m , не изменяя их качественно. Наиболее значительно это может проявляться в областях, где происходящие процессы имеют адиабатический характер.

Отметим еще раз влияние нелинейности ВАХ на значения предельных токов, вычисленные с учетом введенного определения. Численный анализ тепловых и электродинамических процессов показывает, что предельный ток с увеличением δ уменьшается. В наибольшей степени это имеет место на начальных участках кривых $I_m(\dot{I})$. Данный результат нетрудно объяснить, исходя из существования ограниченного количества тепла, которое может выделяться при вводе тока. Действительно, при диффузии тока внутрь композита его нагрев происходит по двум причинам. Во-первых, из-за перераспределения тока по сечению и, во-вторых, из потерь, вызванных конечными значениями напряженности электрического поля во всем диапазоне изменения вводимого тока. Если первые малы (это имеет место при относительно медленном вводе), то основную роль в развитии срыва играют собственные тепловыделения. При быстром вводе превалирующее значение приобретает диссипация тепла за счет динамики токового профиля. Поэтому отличие в предельных токах, вызванное отличием в параметре размытия, уменьшается с ростом скорости ввода. Вывод об ухудшении токонесущей способности с ростом параметра размытия подтверждают значения предельных токов, рассчитанные даже с помощью упрощенной модели (11). Из (11) нетрудно получить предельный переход

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} i_{\max} \rightarrow 1,$$

который убедительно доказывает правомерность использования модели критического состояния при подобных исследованиях, а также позволяет предположить полную устойчивость сверхпроводящего состояния композита при медленном вводе в него тока ($dI/dt \rightarrow 0$) вплоть до критического, если нелинейный участок на вольт-амперной характеристике отсутствует.

Проведенный численный анализ показывает существенную роль, которую играет в развитии неустойчивости изменение температуры композита. Поскольку выполненные расчеты были основаны на конечно-разностном решении системы уравнений теплопроводности и Максвелла, то поставленная задача потребовала разработки специальной программы, необходимой для проведения расчетов на ЭВМ. Несомненный интерес представляет решение исходной задачи с помощью простых моделей, не требующих громоздких вычислений. Запишем приближенное решение задачи об устойчивости сверхпроводящего состояния провода при вводе тока с учетом отмеченных выше особенностей. Будем учитывать наличие максимально предельного тока, теплоемкость композита, допустимый перегрев провода, зависящий от глубины протекания тока.

Проинтегрируем уравнение (4) в плоскости поперечного сечения. Учитывая граничное условие (6), запишем уравнение теплового балан-

са в интегральной форме

$$C \int_S \frac{\partial T}{\partial t} dS = - \int_p (T - T_0) dp + \int_S EJdS.$$

На его основании сформулируем условие сохранения сверхпроводимости провода: тепло, которое выделяется при вводе тока, вызывающее изменение теплосодержания и отводимое в хладагент, не должно приводить к нагреву выше допустимого. Для токонесящего элемента, имеющего незначительную неоднородность температурного поля в поперечном сечении, граница устойчивых состояний описывается неравенством

$$C \frac{\Delta T}{\Delta t} + \frac{hp}{S} \Delta T \geq \frac{1}{S} \int_S EJdS,$$

где Δt , ΔT — допустимое время ввода и соответствующий ему перегрев.

Для вычисления омических потерь воспользуемся приближенной формулой

$$\int_S EJdS \approx \eta J_c (1 - \Delta_j) \int_S EdS,$$

в которой электрическое поле внутри провода круглого сечения определим аналогично [2]

$$E = \frac{\mu_0 \dot{I}}{2\pi} \ln \frac{r}{d}.$$

Здесь Δ_j — некоторая неизвестная величина, учитывающая уменьшение токонесящей способности сверхпроводника за счет нелинейности вольт-амперной характеристики; d — глубина проникновения электрического поля внутрь композита, связанная согласно модели критического состояния, со значением вводимого тока равенством

$$I_m = 2\pi\eta \int_d^{r_0} J_c (1 - \Delta_j) r dr.$$

Полагая $\Delta t = I_m / \dot{I}$, введя $i_m = I_m / (\eta J_c S)$ и выполняя необходимое интегрирование, запишем систему уравнений

$$\frac{4\pi hp \Delta T \left(1 + \frac{C \dot{I}}{hp \eta J_c i_m}\right)}{\mu_0 \eta J_c S (1 - \Delta_j) \dot{I}} + 2 \ln \frac{d}{r_0} + 1 - \left(\frac{d}{r_0}\right)^2 = 0,$$

$$i_m = (1 - \Delta_j) \left[1 - \left(\frac{d}{r_0}\right)^2\right].$$

Дополняя ее предельным переходом $\lim_{d \rightarrow 0} i_m \rightarrow i_{\max}$ и выполняя несложные преобразования, приведем ее к трансцендентному уравнению относительно искомого значения предельного тока i_m

$$i_m + i_{\max} \ln \left(1 - \frac{i_m}{i_{\max}}\right) + \frac{1}{\alpha_{\text{эфф}}} \frac{\Delta T}{T_\delta} \left(1 + \frac{C \dot{I}}{hp \eta J_c i_m}\right) = 0, \quad (12)$$

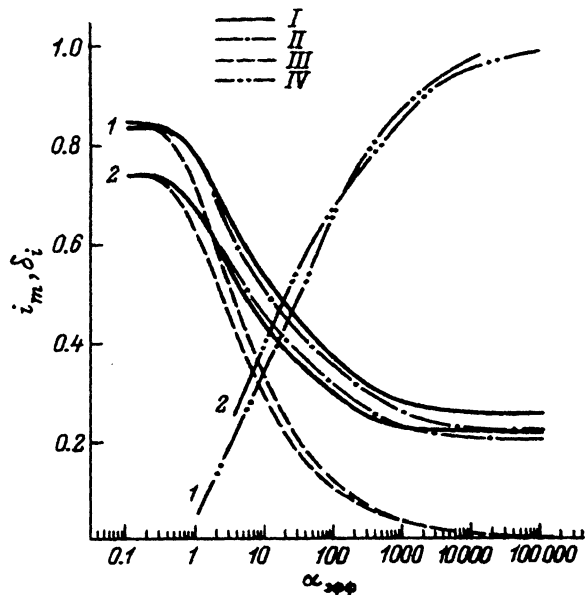


Рис. 6. Сопоставление расчетных значений предельных токов, вычисленных по различным моделям.

I — численный счет согласно (4)-(9); II — приближенная модель (12), (13); III — расчет по модели, предложенной в [2]; IV — относительная ошибка δ_i ; h , Вт/м²·К: 1 — 3000, 2 — 0.1.

где $\alpha_{эфф}$ вычисляется по формуле (2).

Выведенное уравнение при $i_{max} \rightarrow 1$, $C \rightarrow 0$, $\Delta T \rightarrow T_\delta$ переходит в уравнение, предложенное в [2]. Однако, как показывают результаты численного анализа, эти допущения могут значительно изменять значения i_m . Поэтому их учет привел к появлению в (12) дополнительных безразмерных параметров, среди которых $\Delta T/T_\delta$, согласно вышеизложенным результатам, может значительно отличаться от 1. Для оценки $\Delta T/T_\delta$ воспользуемся результатами численного моделирования. Для диапазона $1 \leq \delta \leq 5\%$, в котором проводился расчет процесса диффузии, аппроксимируем $\Delta T/T_\delta$ выражением

$$\frac{\Delta T}{T_\delta} = 1 + \left(\frac{i_{max}}{i_m} \right)^3 - \frac{32}{1 + \left(\frac{i_m}{i_{max}} \right)^5}. \quad (13)$$

На рис. 6 штрихпунктирными линиями нанесены значения i_m , рассчитанные с помощью (12), (13). Безразмерные предельные токи как функции параметра $\alpha_{эфф}$, представленные на рис. 6 сплошными линиями для указанных значений коэффициента теплоотдачи, были численно рассчитаны для принятых выше усредненных тепло- и электрофизических параметров (9) при варьировании скорости ввода и $\delta = 1\%$. Здесь же пунктиром показаны $i'_m(\alpha_{эфф})$, вычисленные при $C = 0$, $\Delta T = T_\delta$, и их отклонение от результатов численного счета $\delta_i = (i_m - i'_m)/i_m$. Рис. 6 наглядно показывает необходимость учета отмеченных выше дополнительных безразмерных параметров, поскольку реальное значение предельного тока не является однозначной функцией безразмерного комплекса $\alpha_{эфф}$, монотонно стремящейся к нулю при его неограниченном увеличении. Как следует из (12), нижнее предельное значение вводимого в композит тока при

$\dot{I} \rightarrow \infty$ описывается соотношением

$$i_{\min} = \sqrt[3]{\frac{8\pi C \Delta T i_{\max}}{\mu_0 J_c^2 \eta^2 S}}$$

Таким образом, численное и аналитическое решение задачи о диффузии тока в сверхпроводящий композит позволило существенно уточнить результаты предыдущих работ и выявить ограниченность критериев, основанных на исследовании устойчивости к малым возмущениям. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Показано, что предельный ток — это ток, при достижении которого композит переходит в нормальное состояние даже после прекращения ввода. Его значение определяется условиями баланса тепла, выделенного на протяжении всего процесса диффузии тока.

2. Установлено, что существует прямая связь между глубиной протекания тока, предшествующей срыву, и температурой допустимого перегрева. При этом может иметь место значительный перегрев провода (более чем на 1 К) без разрушения сверхпроводимости.

3. Обнаружено, что при постоянном значении J_c размытие вольт-амперной характеристики ухудшает работоспособность сверхпроводников, уменьшая предельные токи.

4. Существует область параметров (быстрый ввод, плохое охлаждение), для которых адиабатическое выделение омических потерь приводит к минимальным, но отличным от нуля значениям предельного тока.

5. Предельный ток монотонно уменьшается при увеличении скорости ввода, приближаясь к минимальному значению.

Список литературы

- [1] Polak M., Hlasnik I., Krempassky L. // *Gryogenics*. 1973. Vol. 13. N 12. P. 702–713.
- [2] Гуревич А.В., Минц Р.Г., Рагманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240. с.
- [3] Андрианов В.В., Баев В.П., Минц Р.Г., Рагманов А.Л. // *ДАН СССР*. 1981. Т. 260. № 2. С. 328–331.
- [4] Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. // *ДАН СССР*. 1981. Т. 261. № 6. С. 1350–1354.
- [5] Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. // *ДАН СССР*. 1985. Т. 282. № 5. С. 1123–1127.
- [6] Klimentko E.Yu., Martovetsky N.N. // *IEEE Trans. Mag.* 1988. Vol. 24. N 2. P. 1167–1169.
- [7] Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*. 1989. Т. 2. № 11. С. 152–165.
- [8] Schmidt C. // *Gryogenics*. 1978. Vol. 18. N 10. P. 605–610.
- [9] Chen W.Y., Purcell J.R. // *J. Appl. Phys.* 1978. Vol. 49. N 6. P. 3546–3553.
- [10] Keilin V.E., Romanovsky V.R. // *Gryogenics*. 1982. Vol. 20. N 6. P. 313–317.
- [11] Дорофеев Г.Л., Именитов А.Б., Клименко Е.Ю. // *Препринт ИАЭ*. № 2987. М., 1978. 19 с.
- [12] Романовский В.Р. // *Препринт ИАЭ*. № 5001/10. М., 1990. 16 с.

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
25 июля 1991 г.