

05

Устойчивость сверхпроводящего состояния многопроводного токонесущего элемента при вводе в него тока

© В.Р. Романовский

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 2 февраля 1996 г.)

Предложена модель, позволяющая оценить текущее изменение температуры и тока в компонентах сверхпроводящего кабеля. Определены допустимые токи, которые могут быть введены в шестипроводный токонесущий элемент при условии сохранения его сверхпроводящих свойств. Показано, что при наличии индуктивной связи между проводами и разброса в параметрах нелинейности их вольт-амперных характеристик положение компоненты кабеля, в которой инициируется неустойчивость, не является регулярной функцией скорости ввода тока.

Для обеспечения устойчивой работы сверхпроводящих магнитных систем необходимо соблюдение условий стабильности сверхпроводящего состояния их токонесущих элементов (ТНЭ). В наиболее полной форме проблема стабильности исследована для ТНЭ в виде единичного композитного провода [1–4], представляющего собой упорядоченную некоторым образом структуру из большого числа тонких сверхпроводящих нитей в нормально проводящей матрице. Однако при создании крупных магнитов широко используются ТНЭ, состоящие из транспонированных проводов. В силу ряда преимуществ они предпочтительнее монолитных ТНЭ [3]. Например, использование сверхпроводящего кабеля с изолированными проводами уменьшает уровень кооперативных потерь. В то же время наличие в ТНЭ большого количества проводов может видоизменить условия возникновения и развития многочисленных неустойчивостей, возникающих при эксплуатации сверхпроводящего магнита [см. например, 5–12]. В частности, одной из вероятных причин преждевременного перехода сверхпроводящей обмотки в нормальное состояние при вводе в нее тока может быть термомагнитная неустойчивость [2–4]. Между тем использование существующей теории, разработанной для монолитного композитного сверхпроводника, при анализе устойчивых состояний сверхпроводящих кабелей имеет ограниченную область применения. Кроме этого, следует также отметить, что сформулированные к настоящему времени теоретические модели переходных процессов в сверхпроводящих кабелях базируются на априорном задании области, инициирующей переход всей композиции в нормальное состояние. При этом из внимания опускается самосогласованное изменение тока и температуры в каждой компоненте кабеля, предшествующее возникновению неустойчивости. Так как эти процессы являются определяющими для таких важных характеристик сверхпроводящих систем, как токонесущая способность, ограничение скорости ввода, то существующие модели приводят к весьма упрощенным результатам, а используемые методы не позволяют получить исчерпы-

вающую информацию о стабильности многопроводных сверхпроводящих ТНЭ.

Для полного понимания протекающих в сверхпроводящих кабелях процессов необходим учет как локальных, так и макроскопических свойств всей структуры. Для этого необходимо выйти за рамки модели сплошной среды и учесть коллективные эффекты. В связи с этим предлагаемая ниже модель основывается на более общей концепции, учитывающей взаимосвязанную динамику температуры и тока всех элементов композиции на протяжении всего процесса ввода тока.

Рассмотрим простейшую задачу об определении токонесущей способности охлаждаемого сверхпроводящего кабеля. Пусть в начальный момент времени ток в цепи отсутствует, а затем начинает линейно нарастать с постоянной скоростью. Для упрощения проводимого анализа будем полагать, что кабель представляет собой совокупность индуктивно связанных прямолинейных изолированных друг от друга композитов на основе жестких сверхпроводников с малым поперечным размером; сверхпроводник равномерно распределен по сечению каждого провода так, что его тепло- и электрофизические параметры могут быть описаны моделью сплошной среды; изменение продольного магнитного поля внутри каждого провода мало; в начальный момент кабель охлажден до температуры хладагента и внешняя поверхность каждого провода охлаждается при заданном коэффициенте теплоотдачи; вольт-амперная характеристика сверхпроводника описывается модельной зависимостью экспоненциального типа [13]. В рамках сформулированных предположений распределение температуры в каждой компоненте сверхпроводящего ТНЭ, не зависящее от продольной и азимутальной координат, описывается уравнениями

$$c_k \frac{\partial T_k}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_k r \frac{\partial T_k}{\partial r} \right) + E_k J_k, \quad k = \overline{1, N}, \quad (1)$$

в которых напряженность электрического поля E_k , индукция магнитного поля B_k и плотность тока J_k удовле-

творяют системе уравнений Максвелла

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rB_k)}{\partial r} = \mu_0 J_k, \quad \frac{\partial E_k}{\partial r} = \frac{\partial B_k}{\partial t}, \quad k = \overline{1, N}. \quad (2)$$

Здесь c_k — теплоемкость k -го провода в кабеле, λ_k — коэффициент его теплопроводности, N — число проводов в кабеле. Задача (1), (2) позволяет при соответствующих начально-краевых условиях исследовать устойчивость сверхпроводящего состояния каждой компоненты кабеля. Однако ее решение сопряжено с определенными математическими трудностями. Перейдем от общей системы (1), (2) к упрощенной, не требующей значительного объема вычислений. Проинтегрируем уравнение (1) по радиусу. Учитывая наличие теплообмена с хладагентом, будем иметь

$$c_k \int_0^a \frac{\partial T_k}{\partial t} r dr = -h_k a (T_k - T_0) + \int_0^a E_k J_k r dr.$$

Пренебрегая для тонких проводов неоднородностью температурного поля в плоскости поперечного сечения, преобразуем это уравнение к виду

$$c_k \frac{\partial T_k}{\partial t} = -\frac{2h_k}{a} (T_k - T_0) + \frac{2}{a^2} \int_0^a E_k J_k r dr. \quad (3)$$

Для вычисления омических потерь воспользуемся приближенной формулой

$$\int_0^a E_k J_k r dr = \eta_k [J_c(T_k) - \Delta J_k] \int_0^a E_k r dr. \quad (4)$$

Она является, во-первых, следствием предположения об однородности температуры по сечению k -го провода и, во-вторых, имеет место в силу существенного превышения сверхпроводящей компоненты плотности тока над соответствующей нормальной, которой можно пренебречь. В записанном выражении η_k — коэффициент заполнения k -го провода сверхпроводником; $J_c(T)$ — зависимость плотности критического тока от температуры в данном магнитном поле, заданная для сверхпроводника с идеальной вольт-амперной характеристикой; ΔJ_k — деградационная компонента токонесущей способности сверхпроводника, обусловленная нелинейностью его вольт-амперной характеристики. Она может быть определена из рассмотрения предельного случая — ввода тока с бесконечно малой скоростью. Для сверхпроводящих композитов с вольт-амперной характеристикой экспоненциального типа и параметром ее нелинейности δ_k нетрудно получить [14]

$$\Delta J_k = J_c(T_{q,k}) - J_{c0} i_{q,k}, \quad T_{q,k} = T_0 + \tau_{q,k} (T_{CB} - T_0),$$

где

$$i_{q,k} = 1 - \delta_k \left\{ 1 + \ln \left[r_k \left(\frac{\alpha i_{q,k} - 1}{\delta_k} i_{q,k} - 1 \right) \right] \right\},$$

$$\tau_{q,k} = \alpha i_{q,k} \left(\frac{i_{q,k}}{2} - \left(\frac{i_{q,k}^2}{4} - \frac{i_{q,k} \delta_k}{\alpha i_{q,k} - 1} \right)^{1/2} \right).$$

Здесь, согласно [15],

$$\delta_k = \frac{J_\delta}{J_{c0}}, \quad r_k = \frac{(1 - \eta_k) \rho_s}{\eta_k \rho_m},$$

$$\alpha = \frac{J_{c0}^2 \eta_k^2 \rho_m S_k}{(1 - \eta_k) h_k \rho_k (T_{CB} - T_0)},$$

S_k — площадь поперечного сечения k -провода; ρ_k — охлаждаемый периметр; h_k — коэффициент теплоотдачи к хладагенту; T_0 — температура хладагента; T_{CB} , J_{c0} — критические параметры сверхпроводника в данном магнитном поле; J_δ — токовый параметр нелинейности вольт-амперной характеристики; ρ_s , ρ_m — удельные электрические сопротивления сверхпроводника и матрицы соответственно.

Напряженность электрического поля внутри провода круглого сечения с радиусом a найдем аналогично [4] из упрощенного решения системы (2)

$$E_k(r, t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{dI_k}{dt} \ln \frac{r}{r_{p,k}(t)}, \quad (5)$$

где dI_k/dt — скорость изменения тока в проводе; $r_{p,k}(t)$ — глубина проникновения магнитного потока, связанная с протекающим по проводу током соотношением

$$I_k = S_k \eta_k [J_c(T_k) - \Delta I_k] \left[1 - \left(\frac{r_{p,k}}{a} \right)^2 \right]. \quad (6)$$

При этом их распределение в цепи, образованной компонентами кабеля, будем определять из решения системы уравнений Кирхгофа вида

$$\sum_{j=1}^N M_{k,j} \frac{dI_j}{dt} + I_k R_k \left(\frac{dI_k}{dt}, T_k \right) = U, \quad k = \overline{1, N},$$

$$\sum_{k=1}^N \frac{dI_k}{dt} = \frac{dI}{dt}. \quad (7)$$

Здесь dI/dt — скорость изменения тока в общей цепи; $\{M_{k,j}\}$ — заданная матрица индуктивностей композиции; $R_k(dI_k/dt, T_k)$ — электрическое сопротивление k -го провода, обусловленное изменением в нем тока. Для провода круглого сечения протяженностью l определим его согласно закону Ома как

$$R_k \left(\frac{dI_k}{dt}, T_k \right) = \frac{2l}{I_k a^2} \int_{r_{p,k}}^a E_k r dr.$$

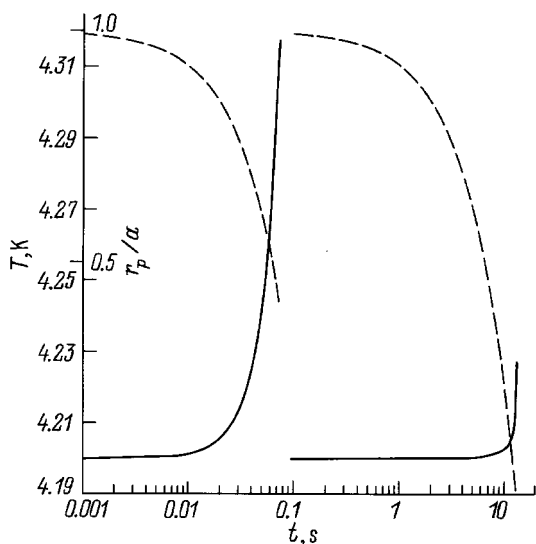


Рис. 1. Изменение во времени температуры композита (—) и глубины проникновения магнитного потока (----) перед возникновением неустойчивости в случае полного и частичного заполнения поперечного сечения провода током.

Решение системы (3)–(7) при начальных условиях

$$T_k(0) = T_0, \quad I_k(0) = 0, \quad k = \overline{1, N}$$

основывалось на методе Рунге–Кутты. Она позволяет вычислить усредненные значения температуры и тока в каждой компоненте многопроводного ТНЭ, предшествующие необратимому разрушению его сверхпроводящего состояния. Для определения момента начала развития неустойчивости воспользуемся выводами, сформулированными в [14], согласно которым разрушение сверхпроводящих свойств единичного композита является следствием неизотермической динамики магнитного потока внутри сверхпроводника. В результате этого процесса допустимое увеличение температуры композита ограничивается сверху нетривиальным значением, зависящим от условий проникновения магнитного потока. Выполненные в [14] численные эксперименты для сверхпроводящих проводов с параметрами нелинейности их вольт-амперных характеристик, изменяющимися в пределах $1 \leq \delta_k \leq 5\%$, показывают, что для состояний, когда магнитный поток не полностью заполнил сечение провода, возникновение неустойчивости может быть описано неравенством вида

$$T_k(t) > T_{\max,k} = T_{q,k} + (T_{CB} - T_0) \left(1 - \sqrt{\frac{I_k}{\eta_k S_k J_{C0} i_{q,k}}} \right)^3, \quad t > 0, \quad k = \overline{1, N}.$$

При этом предельный случай $r_{p,k} \rightarrow 0$ в рамках модели (3)–(7) означает необратимый переход в нормальное состояние данной компоненты при полном заполнении ее поперечного сечения током.

Для иллюстрации работоспособности используемых в настоящей работе критериев устойчивости на рис. 1 представлены кривые, описывающие изменение во времени температуры ниобий-титанового сверхпроводника в медной матрице и соответствующие значения глубины проникновения магнитного потока для двух характерных значений скорости ввода тока, когда неустойчивость развивается при неполном ($dI/dt = 10^4$ А/с) и полном ($dI/dt = 10^2$ А/с) заполнении поперечного сечения провода током. В первом случае разрушение сверхпроводящих свойств композита является результатом увеличения температуры провода выше допустимого значения, а во втором — следствием полного проникновения магнитного потока внутрь композита. Исходные параметры при вычислениях принимались равными

$$l = 10 \text{ м}, \quad a = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \quad c = 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \text{К}},$$

$$\eta = 0.5, \quad h = 1000 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}},$$

$$J_C(T) = J_{C0} \frac{T_{CB} - T}{T_{CB} - T_0}, \quad J_{C0} = 4 \cdot 10^9 \frac{\text{А}}{\text{м}^2},$$

$$T_{CB} = 9 \text{ К}, \quad T_0 = 4.2 \text{ К},$$

$$\rho_m = 2 \cdot 10^{-10} \Omega \cdot \text{м}, \quad \rho_s = 5 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{м}, \quad \delta = 0.01.$$

Для проверки предложенной модели были определены границы устойчивых состояний одиночного сверхпроводящего композита при вводе в него тока. Они сопоставлялись с ранее проведенным анализом предельных токов, основанным на решении полной системы уравнений Фурье и Максвелла [14]. На рис. 2, 3 приведены результаты расчетов безразмерных значений предельных токов ($i_m = I_m / (\eta S J_{C0})$) по "упрощенной" (сплошные кривые) и "точной" (штриховые кривые) моделям для различных

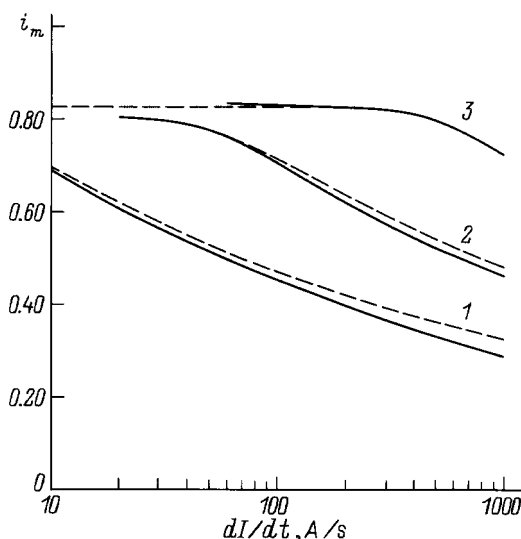


Рис. 2. Зависимость безразмерного предельного тока, вводимого в единичный сверхпроводящий композит ($a = 5 \cdot 10^{-4}$ м), от скорости ввода при различных значениях коэффициента теплоотдачи, h , $\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{К}$: 1 — 10, 2 — 100, 3 — 1000.

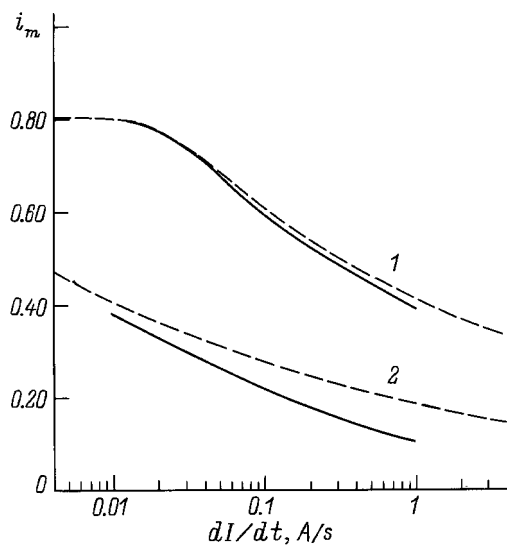


Рис. 3. Зависимость безразмерного предельного тока, вводимого в единичный сверхпроводящий композит ($h = 1000 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$), от скорости ввода при различных значениях радиуса провода. $\phi \text{ mm}$: 1 — 1, 2 — 10.

значений коэффициента теплоотдачи и радиуса провода. Они наглядно демонстрируют удовлетворительное совпадение обеих моделей. Наряду с этим следует отметить, что точность определения I_m по "упрощенной" модели может быть улучшена путем уточнения записанной выше формулы для расчета $T_{\max,k}$. Однако это требует дополнительных расчетов, которые в дальнейшем предполагается выполнить. В то же время поскольку в основе "упрощенной" модели лежат характерные физические особенности, описывающие возникновение неустойчивости в сверхпроводящем композите, то она с приемлемой точностью может быть использована в качестве начального приближения для оценки стабильности сверхпроводящего состояния многопроводных структур (в противном случае, как уже отмечалось, потребуются решение полной системы уравнений (1), (2)).

На рис. 4 представлены результаты расчета допустимых токов $i_m = I_m / (N\eta_k S_k J_C(T_0))$, которые могут быть введены в сверхпроводящий кабель при условии сохранения всеми его компонентами сверхпроводящего состояния. Последний состоит из шести проводов, симметрично расположенных относительно друг друга вокруг общего центра [8]. Согласно [8], исходные параметры проводов задавались равными

$$l = 20 \text{ m}, \quad a = 7.6 \cdot 10^{-5} \text{ m}, \quad \eta_k = 0.256, \quad h_k = 1000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}},$$

$$\rho_m = 1.4 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}, \quad \rho_s = 4.5 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m},$$

$$T_{CB} = 9.2 \text{ K}, \quad T_0 = 4.2 \text{ K},$$

$$c_k = \eta_k c_s + (1 - \eta_k) c_m,$$

$$c_s = 50.55 T^3 + 69.88 T, \quad \left[\frac{\text{J}}{\text{m}^3 \text{K}} \right],$$

$$c_m = \begin{cases} 85.5T^{1.78}, & 4 < T \leq 5 \text{ K} \\ 30.5T^{2.42}, & 5 < T \leq 10 \text{ K} \end{cases} \left(\left[\frac{\text{J}}{\text{m}^3 \text{K}} \right] \right), \quad (8)$$

а критические свойства сверхпроводника, находящегося в заданном внешнем магнитном поле $B_e = 1 \text{ T}$, описывались зависимостями

$$J_C(T) = \frac{\alpha B_{C2}^3(T)}{\sqrt{B_e}} \left[1 - \frac{B_e}{B_{C2}(T)} \right],$$

$$B_{C2}(T) = B_C \left[1 - \left(\frac{T}{T_{CB}} \right)^2 \right],$$

$$B_C = 12.63T, \quad \alpha = 10.76 \cdot 10^8 \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \cdot \text{T}^3}.$$

Наряду с этим предполагалось, что вольт-амперные характеристики отдельных проводов могут отличаться друг от друга в силу возможного несовершенства процесса их изготовления. Не ограничивая общности, также считалось, что разброс значений δ_k не превышает 10%, а параметры нелинейности вольт-амперной характеристики компонент кабеля принимают минимальное значение при $k = 1$ и максимальное при $k = 2$.

На рис. 4,а построены безразмерные зависимости допустимых токов от скорости ввода в диапазоне изменения dI/dt , соответствующего наибольшему влиянию параметра нелинейности вольт-амперной характеристики. Кривая 1 соответствует токам, которые могут быть введены в одиночный провод с параметром нелинейности $\delta = 0.01$. При данных исходных параметрах ток срыва в предельном случае $dI/dt \rightarrow 0$ равен 147 А. В эксперименте [8] это значение равно 144 А. В силу симметричного расположения проводов в кабеле эта же кривая соответствует зависимости $i_m(dI/dt)$ шестижильного кабеля при условии, что параметры нелинейности всех проводов одинаковы ($\delta_k = 0.01$). Кривая 2 рассчитана для композиции, в которой индуктивная связь между проводами отсутствует, а их параметры нелинейности отличаются друг от друга

$$\delta_1 = 0.010, \quad \delta_2 = 0.011, \quad \delta_3 = 0.0109,$$

$$\delta_4 = 0.0108, \quad \delta_5 = 0.0107, \quad \delta_6 = 0.0106. \quad (9)$$

В этом случае наличие в кабеле проводов с различными значениями δ_k может не только уменьшить значение i_m , но и при увеличении скорости ввода тока изменить место в кабеле, где инициируется неустойчивость. Так, при малых скоростях ввода тока (для данных параметров при $dI/dt < 350 \text{ A/s}$) переход в нормальное состояние начинается в проводе с максимальным значением δ_k ($k = 2$). При больших значениях dI/dt процесс срыва ввода тока является следствием разрушения сверхпроводящих свойств провода с минимальным значением параметра нелинейности ($k = 1$). Эти особенности обусловлены следующими причинами. При относительно "малых" значениях скорости ввода тока неустойчивость развивается после полного заполнения током поперечного

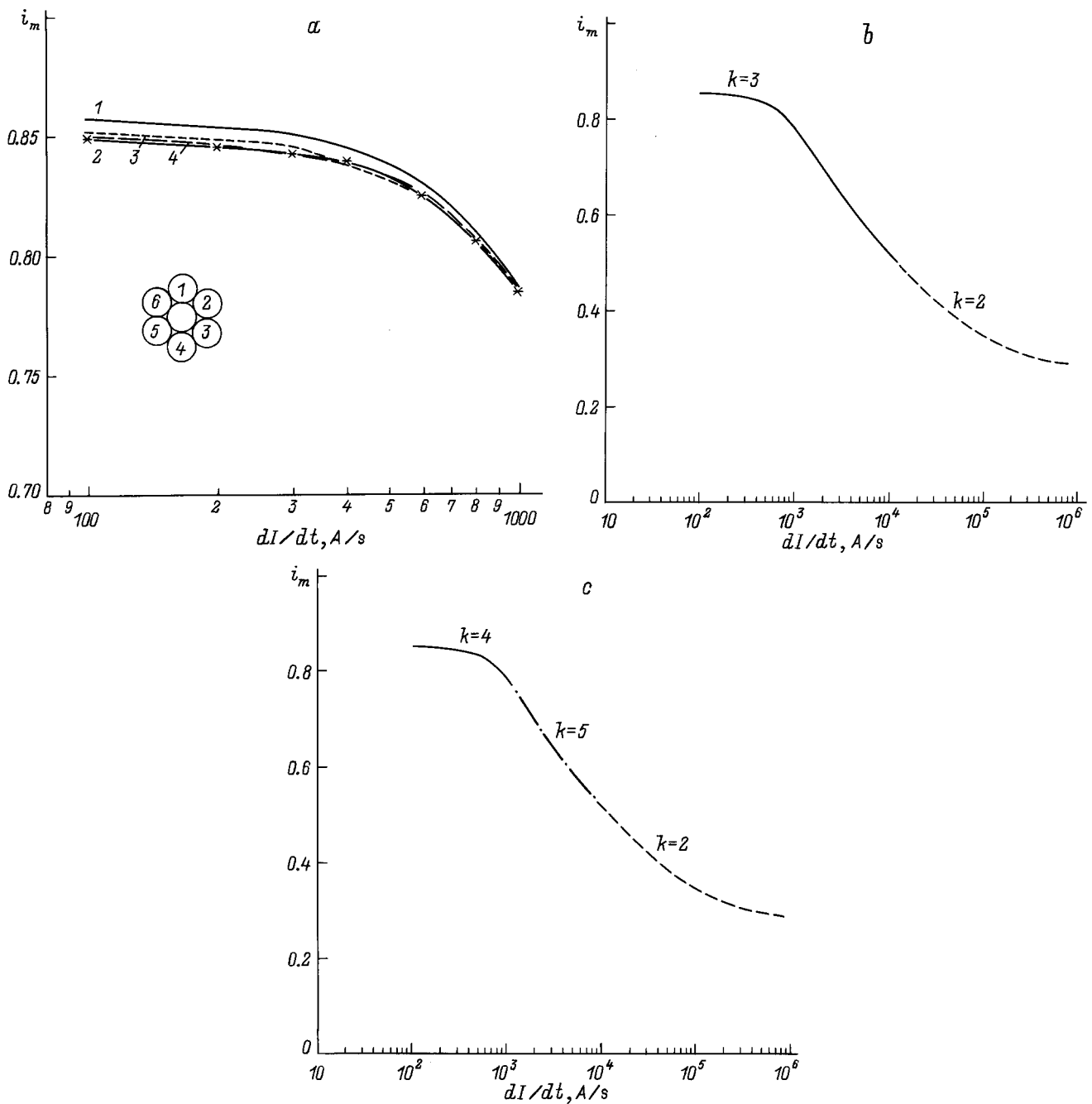


Рис. 4. Зависимость безразмерных допустимых токов, вводимых в шестижильный сверхпроводящий кабель, имеющий разброс в параметрах нелинейности вольт-амперных характеристик, от скорости ввода при различном характере индуктивных связей между проводами.

сечения провода. Поэтому в этих случаях в нормальное состояние переходит в первую очередь провод, имеющий максимальное значение параметра нелинейности, так как он быстрее заполняется током. С увеличением dI/dt во внимание следует принимать перераспределение тока в цепи, образованной электрическими сопротивлениями каждого провода. При этом чем меньше δ_k , тем меньше соответствующее значение $R_k(dI_k/dt, T_k)$ в силу меньшего размытия токового профиля внутри провода. В след-

ствие этого в проводе с меньшим значением δ_k текущие значения тока, а значит, и температуры оказываются выше, чем в остальных. Поэтому неустойчивость в силу большего перегрева возникает в проводе с минимальным значением δ_k .

Из сказанного следует, что учет матрицы индуктивностей реального многопроводного ТНЭ может изменить расчетные значения предельных токов. На рис. 4, а построены соответствующие зависимости допустимых

токов для индуктивно связанных проводов с различными параметрами нелинейности. Последние описывались соотношениями (9) для кривой 3 и принимались равными

$$\begin{aligned} \delta_1 &= 0.010, & \delta_2 &= 0.011, & \delta_3 &= 0.0101, \\ \delta_4 &= 0.0108, & \delta_5 &= 0.0107, & \delta_6 &= 0.0106 \end{aligned} \quad (10)$$

для кривой 4, а матрица индуктивностей вычислялась по формулам, приведенным в [8].

Выполненные расчеты показывают, что срыв ввода тока может начинаться в любой из компонент многопроводного ТНЭ, поскольку в этом случае изменение температуры каждого провода зависит от соответствующего перераспределения тока в $R = \{M_{k,j}\}$ -цепи, образованной всеми компонентами кабеля. Вследствие этого перетекания тока оказываются возможными ситуации, когда только при увеличении скорости ввода тока положение провода в кабеле, инициирующего его переход в нормальное состояние, меняется не регулярным образом. Например, для кабеля с параметрами нелинейности (9) неустойчивость в диапазоне изменения скорости ввода до 10^4 А/с инициируется в проводе с номером $k = 3$. При дальнейшем увеличении dI/dt (рис. 4, *b*) начало перехода в нормальное состояние происходит в проводе с номером $k = 2$. В то же время для композиции с параметрами нелинейности (10) последовательность номеров провода, в котором инициируется неустойчивость, иная (рис. 4, *c*). В этом случае начальный участок кривой $i_m(Dt/dt)$ обусловлен ее возникновением в проводе $k = 4$, затем начало срыва ввода тока происходит в проводе $k = 5$ и при больших скоростях ввода — в проводе $k = 2$.

Таким образом, предложена "упрощенная" модель для расчета текущего распределения температуры и тока в сверхпроводящем многопроводном ТНЭ с произвольным числом компонент, которая позволяет учесть многообразие конструктивных схем сверхпроводящих кабелей. На ее основе проведен анализ условий устойчивости сверхпроводящего состояния шестижильного кабеля с симметрично расположенными относительно общего центра проводами. Для данной конструктивной схемы определены допустимые токи, которые могут быть введены в кабель с заданной скоростью при условии сохранения сверхпроводящих свойств всех его компонент. Расчет, выполненный с учетом индуктивной связи между проводами и отличающихся друг от друга параметрами нелинейности вольт-амперных характеристик, показывает существование нерегулярной последовательности проводов, инициирующих возможный переход кабеля в нормальное состояние.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 95-02-03527а).

Список литературы

- [1] Брехна Г. Сверхпроводящие магнитные системы. М.: Мир, 1976. 704 с.
- [2] Альтов В.А., Зенкевич В.Б., Кремлев М.Г., Сычев В.В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М.: Энергоатомиздат, 1984. 312 с.
- [3] Уилсон М. Сверхпроводящие магниты. М.: Мир, 1985, 407 с.
- [4] Гуревич А.В., Миц П.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987, 240 с.
- [5] Schermer R.I., Turck B.P. // *Advances in Cryogenic Engineering*. 1980. Vol. 26. P. 599–697.
- [6] Ries G. // *Cryogenics*. 1980. Vol. 20. N 9. P. 513–519.
- [7] Reiter G. // *Cryogenics*. 1982. Vol. 22. N 9. P. 451–456.
- [8] Iwakuma M., Kanetaka H., Tasaki K., Funaki K., Takeo M., Yamafuji K. // *Cryogenics*. 1990. Vol. 30. N 8. P. 686–692.
- [9] Amemiya N., Hlasnik I., Tsukamoto O. // *Cryogenics*. 1993. Vol. 33. N 9. P. 889–899.
- [10] Shimada T., Takada Y., Okazaki K., Tsuda M., Ishiyama A. // *Cryogenics*. 1995. Vol. 34. N 1. P. 555–558.
- [11] Krempasky L., Schmidt C. // *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 66. N 12. P. 1545–1547.
- [12] Verhaege T., Estop P., Tavergnier J.P. et al. // *IEEE Trans. on Mag.* 1994. Vol. 30. N 4. P. 1911–1914.
- [13] Dorofejev G.L., Imenitov A.B., Klimenko E.Yu. // *Cryogenics*. 1980. Vol. 20. N 6. P. 307–312.
- [14] Keilin V.E., Romanovskii V.R. // *Cryogenics*. 1993. Vol. 33. N 10. P. 986–994.
- [15] Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. // *ДАН СССР*. 1981. Т. 261. № 6. С. 1350–1354.