

В. Р. Романовский

**МАГНИТНЫЕ, ТОКОВЫЕ И ТЕПЛОВЫЕ
НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ
(обзор результатов существующей теории
устойчивости)**

Обсуждаются основные результаты исследования условий возникновения неустойчивостей, которые могут разрушить сверхпроводящее состояние вследствие действия возмущений различной природы. Показано, что существующие теории устойчивости развиваются независимо друг от друга. Кроме того, они не позволяют корректно описать влияние на условия стабильности сверхпроводящего состояния изменения теплового состояния сверхпроводника, неизбежно происходящего перед возникновением магнитных или токовых неустойчивостей.

E-mail: vromanovskii@netscape.net

Ключевые слова: сверхпроводник, неустойчивость, макроскопическая электродинамика, температура.

Исследование макроскопических механизмов формирования устойчивых состояний низко- и высокотемпературных сверхпроводящих сред, определение условий возникновения неустойчивостей различной природы представляют собой актуальные проблемы физики сверхпроводников. Первые сверхпроводящие магнитные системы (СМС), изготовленные из жестких сверхпроводников, показали, что сверхпроводимость может быть разрушена преждевременно. Это связано с тем, что токонесущие элементы СМС подвергаются воздействию возмущений различной природы, обусловленных изменением электромагнитного, механического и теплового состояний обмотки. Влияние возмущений на работоспособность СМС рассматривается в рамках теории устойчивости, которая в соответствии с возмущающими факторами может быть разделена на теорию магнитных неустойчивостей, теорию токовых неустойчивостей и теорию тепловой стабилизации.

Возникновение магнитных или токовых неустойчивостей обусловлено тем, что критическая плотность тока J_c жестких сверхпроводников уменьшается с ростом температуры. Поэтому при каком-либо изменении внутри сверхпроводника магнитного поля или тока, приводящем к неизбежному повышению его температуры, соответствующее уменьшение J_c будет сопровождаться выделением дополнительного количества теплоты. В свою очередь, диссипация энергии приведет к новому повышению температуры сверхпроводника и соответствующему уменьшению критического тока и т.д. При определенных условиях подобный процесс приобретает необратимый характер и электродинамическое состояние сверхпроводника становится неустойчивым. Дан-

ное явление, которое характеризуется лавинообразным перераспределением магнитного потока по сечению сверхпроводника, получило название скачка потока. Оно сопровождается спонтанным разогревом сверхпроводника, которое может переводить его в нормальное состояние.

Хорошо известно, что если сверхпроводник удовлетворяет так называемому адиабатическому условию устойчивости

$$\beta = \mu_0 a^2 J_c^2(T_0, B_a) / [C(T_0)(T_{св} - T_0)] < 3, \quad (1)$$

полученному для теплоизолированной сверхпроводящей пластины в приближении $\Lambda = \mu_0 \lambda(T_0) / C(T_0) \rho_f \rightarrow 0$, то магнитная неустойчивость отсутствует [1–3]. Здесь C — объемная теплоемкость сверхпроводника; λ — коэффициент его теплопроводности; a — полутолщина пластины; T_0 — температура хладагента; $T_{св}$ — критическая температура сверхпроводника; ρ_f — сопротивление сверхпроводника в режиме вязкого течения; B_a — индукция внешнего магнитного поля.

Согласно данным работ [4, 5], учет конечного значения Λ приводит к соответствующей поправке в правой части критерия (1). В этом случае его можно записать в виде

$$\mu_0 a^2 J_c^2(T_0, B_a) / [C(T_0)(T_{св} - T_0)] < \pi^2 (1 + 2\sqrt{\Lambda}) / 4. \quad (2)$$

Критерии (1) и (2) накладывают ограничение на толщину сверхпроводника. Ее численные оценки дают значение в несколько десятков микрон. Поэтому токонесущие элементы СМС имеют композитную структуру — тонкие сверхпроводящие волокна помещены в матрицу из несверхпроводящего металла.

Однако электродинамические состояния композитных сверхпроводников также могут быть неустойчивыми даже несмотря на устойчивое протекание токов в каждой жиле. В этом случае неустойчивость возникает и развивается во всем объеме композита [1–3]. В частности, композитный сверхпроводник плоской формы, по которому течет ток $i = I/I_c$, будет сохранять свои сверхпроводящие свойства, если соблюдается условие [2]

$$\frac{\mu_0 a^2 \eta^2 J_c^2(T_0, B_a)}{C_k(T_0)(T_{св} - T_0)} < \frac{3}{1 + 3i^2} \left[1 + \frac{4}{\pi^2} \frac{h a \mu_0 (1 - \eta)}{\rho_m C_k(T_0)} (1 + i^2) \right]. \quad (3)$$

Здесь C_k — объемная теплоемкость композита; η — коэффициент заполнения композита сверхпроводником; h — коэффициент теплоотдачи; ρ_m — удельное сопротивление матрицы.

Простейшие критерии устойчивости (1)–(3) позволяют объяснить влияние критических свойств сверхпроводника, его теплоемкости, свойств матрицы, условий теплообмена на поверхности композита на

устойчивость экранирующих токов. В то же время в общем случае записать критерии устойчивости в аналитической форме не удастся даже тогда, когда решение проблемы возникновения магнитных неустойчивостей сводится к исследованию начальной фазы развития тепло-электродинамических состояний сверхпроводников по отношению к бесконечно малым возмущениям. Проводимый при этом анализ заключается в том, чтобы на основе численного анализа спектра собственных чисел определить такое граничное значение β_c , когда при $\beta g < \beta_c$ малые возмущения затухают, а при $\beta > \beta_c$ распределение экранирующих токов неустойчиво к бесконечно малым возмущениям [1–7]. Данная концепция широко используется при изучении скачков потока как в низкотемпературных сверхпроводниках (НТСП) [4–14], так и в высокотемпературных (ВТСП) [15–22], а также при изучении неустойчивостей, характерных только для ВТСП [23].

Однако в рамках разработанной теории устойчивости сверхпроводящего состояния по существу отсутствует анализ влияния на условия стабильности изменения температуры сверхпроводника перед возникновением неустойчивости. Это наглядно следует из критериев (1) и (2), в записи которых критическая плотность тока и теплоемкость сверхпроводника определены при температуре хладагента T_0 . Другими словами, критерии (1) и (2) описывают такие условия устойчивости теплоизолированного сверхпроводника, температура которого осталась равной температуре хладагента после адиабатического (!) проникновения в него магнитного потока, т.е. при отсутствии охлаждения сверхпроводника. При этом существующие немногочисленные исследования проблем макроскопической электродинамики в неизотермическом приближении [24–29] не позволяют ответить на вопрос о влиянии тепловой предыстории сверхпроводника на устойчивость его сверхпроводящего состояния.

Впервые учет влияния температуры на условия стабильности НТСП был продемонстрирован в работе [30]. Предполагая полное заполнение поперечного сечения сверхпроводника транспортным током, авторы работы [30] показали существование конечного допустимого перегрева сверхпроводника с так называемой размытой ВАХ, т.е. когда зависимость $E(J)$ характеризуется постоянно нарастающим конечным значением dE/dJ . В результате было сформулировано условие устойчивости сверхпроводящего состояния для реальных ВАХ сверхпроводника при предельно низких скоростях ввода тока $dI/dt \rightarrow 0$. Оно является следствием сохранения теплового равновесия сверхпроводника и для рассмотренных в работе [30] режимов (однородное распределение температуры и электрического поля) записывается в виде

$$G = W, \quad \partial G / \partial T \leq \partial W / \partial T, \quad T \rightarrow T_q, \quad (4)$$

где G — теплота, генерируемая в композите; W — тепловой поток от хладагента; T_q — температура равновесного состояния.

Более общий анализ условий возникновения магнитных неустойчивостей в средах со степенной и экспоненциальной ВАХ вида $E = E_c(J/J_c)^n$ и $E = J\rho_n \exp[J/J_\delta + (T_0 - T_c(B))/T_\delta]$ как для НТСП, так и ВТСП выполнен в работах [17–19, 31–35]. В частности, была предложена модель, в рамках которой неустойчивость развивается при неизменном распределении плотности тока по сечению сверхпроводящего композита. В этом случае критерий устойчивости записывается в виде [33]

$$\langle E \rangle = \frac{1}{S} \int_S E ds < E_m = \frac{hp}{S} \frac{\eta J_\delta}{J_c \left| \partial J_c / \partial T \right|} \Bigg|_{T=T_0}, \quad (5)$$

где p — охлаждаемый периметр композита; S — площадь его поперечного сечения; T_δ и J_δ — температурный и токовый параметры нарастания ВАХ экспоненциального вида. Однако при выводе критерия (5) предполагалось, что перегрев композита перед возникновением неустойчивости мал и равен T_δ независимо от интенсивности охлаждения, скорости проникновения магнитного потока внутрь композита. Поэтому физический смысл условия (5) очевиден: сверхпроводящее состояние композита устойчиво, если среднее по его сечению электрическое поле меньше характерного значения E_m .

В работах [36–38] при использовании метода малых возмущений была исследована стабильность сверхпроводящего состояния с учетом изменения фоновой температуры сверхпроводника, предшествующей возникновению магнитной неустойчивости. В результате было получено уравнение

$$B^2 = \left(2 \frac{h\mu_0^2 J_\delta}{\dot{B}} + 6 \frac{h\mu_0^2 J_\delta}{\dot{B}} \sqrt{\frac{C \dot{B} B_p}{h\mu_0 J_\delta B}} \right) (T_{св} - T_0), \quad (6)$$

позволяющее определить значение индукции магнитного поля, при котором возникает магнитная неустойчивость. В то же время ранее в работах [34, 35] нахождение поля скачка потока сводилось к решению уравнения

$$B^2 = \left(2,08 \frac{h\mu_0^2 J_\delta}{\dot{B}} + 3 \frac{\mu_0 C B_p}{B} \right) (T_{св} - T_0), \quad (7)$$

при выводе которого допустимый перегрев сверхпроводника перед возникновением неустойчивости во внимание не принимался. Уравнения (6) и (7) использовались для описания одного и того же экспе-

римента [35, 39], допускалась возможность применения обоих критериев [36–88]. Однако выписанные уравнения приводят к различным предельным значениям поля скачка потока для состояний, близких к адиабатическим. Действительно, согласно (6) и (7) имеют место предельные переходы: $\lim_{B \rightarrow \infty} B = 0$ в первом и $\lim_{B \rightarrow \infty} B = \sqrt[3]{3\mu_0 C (T_{св} - T_0) B_p}$ во втором случаях соответственно. Другими словами, при использовании одних и тех же исходных параметров, входящих в уравнения (6) и (7), они будут приводить к различным значениям поля скачка потока. При этом наибольшее расхождение будет иметь место в области адиабатических состояний. Для иллюстрации сказанного на рисунке приведено сравнение поля скачка потока, вычисленное на основе данных моделей. Для удобства анализа уравнения (6) и (7) были преобразованы к виду

$$\gamma b^2 = 2 / (3\Delta) + 2 / \sqrt{\Delta b} \quad (8)$$

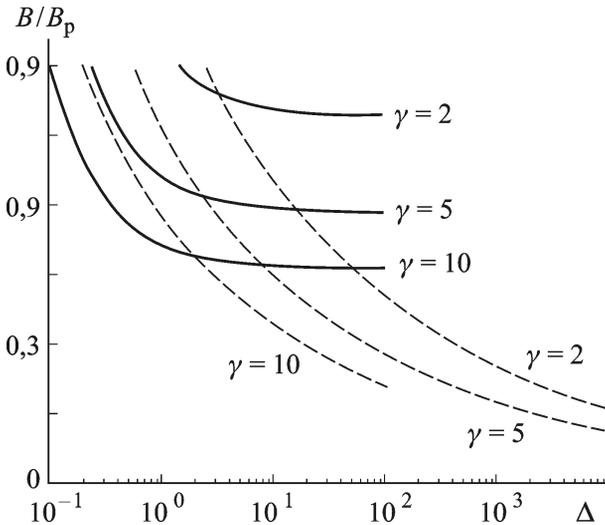
и

$$\gamma b^2 = 2,08 / (3\Delta) + 1 / b \quad (9)$$

с использованием безразмерных переменных

$$\gamma = \frac{\mu_0 J_c^2 a^2}{3C (T_{св} - T_0)}, \quad \Delta = \frac{C \dot{B}}{h \mu_0 J_\delta}, \quad b = \frac{B}{B_p}.$$

Из рисунка следует, что значения поля скачка потока, определенные согласно уравнению (6), могут быть как выше, так и ниже со-



Зависимость безразмерного поля скачка потока от безразмерной скорости нарастания внешнего магнитного поля:

--- — расчет по уравнению (8); — — расчет по уравнению (9)

ответствующих значений, следующих из уравнения (7). Они отличаются не только количественно, но также имеют различный спад с увеличением параметра Δ . Поэтому, для того чтобы на основании уравнений (6) и (7) описать один и тот же эксперимент, в работах [36–38] использовались различные значения коэффициента теплопередачи. Между тем отмеченное различие обусловлено ошибкой, которая была допущена [36–38] на начальном этапе решения поставленной задачи, когда при применении так называемого метода выпрямления фронта, используемого для решения задач с неизвестной подвижной границей намагниченности, переход в новую систему координат был выполнен некорректно. Поэтому уравнение (6) не может быть использовано для корректного описания в неизотермическом приближении условий возникновения магнитных неустойчивостей в сверхпроводниках с реальной ВАХ.

Другой возможной причиной преждевременного разрушения сверхпроводимости могут быть токовые неустойчивости, инициируемые в сверхпроводниках изменяющимся транспортным током. Теория токовых неустойчивостей позволяет оценить важнейшую характеристику сверхпроводников — их токонесущую способность. Она определяет максимальное значение транспортного тока, протекающего по сверхпроводнику без его перехода в нормальное состояние, в зависимости от условий охлаждения, скорости ввода тока, свойств сверхпроводника и т.п. Поэтому исследованию токонесущей способности сверхпроводящих материалов также уделяется постоянное внимание.

Среди основных результатов, полученных к настоящему времени, отметим следующие. Установлено, что максимальный ток I_m , устойчиво протекающий в сверхпроводнике, зависит от нелинейной части ВАХ сверхпроводника и может отличаться от критического тока сверхпроводника. Впервые это было показано в работе [30] при анализе устойчивых токовых состояний НТСП, достигаемых при предельно низких скоростях ввода тока. В последующих работах были получены соответствующие оценки максимальных токов в зависимости от внешних условий. В работе [40] с помощью модели, предполагающей равномерное распределение тока по сечению композита ($dI/dt \rightarrow 0$), и критерия устойчивости, предложенного в [33], получены уравнения для определения тока возникновения неустойчивости в комбинированном сверхпроводнике с ВАХ вида $E = J\rho_n \exp [J/J_\delta + (T_0 - T_c(B))/T_\delta]$. В работах [32, 41–43] на основании критерия (5) получены уравнения для определения I_m при различных условиях ввода тока. В частности, для круглого провода, находящегося в постоянном внешнем магнитном поле, устойчивое

значение тока, вводимого с постоянной скоростью dI/dt , следует из решения уравнения

$$\frac{I_m}{I_c} + \ln \left(1 - \frac{I_m}{I_c} \right) + \frac{1}{\alpha_{эфф}} = 0, \quad \alpha_{эфф} = \frac{\mu_0 \eta J_c(T_0) S}{4\pi \hbar p J_\delta} \frac{dI}{dt} \left| \frac{dJ_c}{dT} \right|. \quad (10)$$

Оно приводит к падающей зависимости $I_m(dI/dt)$, которая наблюдается в экспериментах с НТСП [42, 44, 45].

Использование ВТСП также инициировало соответствующие исследования предельно вводимых в них токов. В частности, из экспериментов следует, что при вводе тока в композит на основе ВТСП существуют два типичных режима [46–51], а именно при токах, меньших тока возникновения неустойчивости, температура и напряжение стабилизируются. При этом устойчивые значения электрического поля и введенного в композит тока могут существенно превышать значение $E_c \sim 10^{-4}$ В/м и соответствующее ему значение критического тока. (Подобные закритические стабильные состояния также наблюдаются и при исследовании ВАХ ВТСП, см., например, [52–57].) Однако при токах, превышающих ток возникновения неустойчивости, спонтанный рост температуры композита по истечении некоторого промежутка времени приобретает быстро нарастающий характер, который может сопровождаться переходом сверхпроводника в нормальное состояние. Отметим, что существование подобных режимов впервые было показано в работе [58], в которой исследовались условия возникновения токовой неустойчивости в НТСП и был сформулирован общий метод определения границы стабильности сверхпроводящих состояний с учетом тепловой предыстории их формирования.

В работах [59, 60] предложена методика, позволяющая определить предельные токи. Она основана на анализе уравнения теплового баланса, но предполагающего перед возникновением токовой неустойчивости незначительное допустимое увеличение температуры токонесущего элемента СМС. В результате ток возникновения неустойчивости в токонесущем элементе, ВАХ которого имеет степенной вид $E = E_c(I/I_c)^n$, определяется как

$$I_m = I_c(T_0) \frac{n}{n+1} \left[\frac{\hbar p (T_{св} - T_0)}{n E_c I_c(T_0)} \right]^{1/(n+1)}. \quad (11)$$

Таким образом, основные положения теории токовых неустойчивостей, разработанной к настоящему времени как для НТСП, так и ВТСП, также основаны на предположении о малости допустимого перегрева сверхпроводника перед возникновением неустойчивости независимо от условий охлаждения, свойств матрицы, характера изменения внешнего магнитного поля и/или транспортного тока. Между тем

в ряде экспериментов [60–68] было показано, что стабильный перегрев ВТСП перед возникновением неустойчивости может быть существенен. Данные эксперименты выходят за рамки существующей теории токовых неустойчивостей. В то же время подчеркнем, что метод анализа устойчивых состояний, предложенный в [58], позволяет объяснить особенности возникновения неустойчивости [60–68], которая развивается на фоне конечного стабильного перегрева сверхпроводника.

Важность корректного описания взаимосвязанных процессов формирования тепловых и электродинамических состояний сверхпроводящих сред перед возникновением токовых неустойчивостей можно продемонстрировать на примере неоднозначных и ошибочных результатов анализа устойчивых токовых режимов НТСП, которые были получены в работах [34, 35, 69, 70]. Выводы, сформулированные в работах [34, 35, 69], основывались на модели, согласно которой устойчивость сверхпроводящего композита в нестационарном режиме, как и в стационарном, нарушается при постоянном перегреве, равном температурному параметру нарастания ВАХ сверхпроводника. В результате был предложен следующий критерий устойчивости:

$$\int_S E J ds \leq h p T_\delta. \quad (12)$$

Здесь E и J — электрическое поле и плотность тока в сверхпроводящих волокнах, а интегрирование выполняется по всему сечению композита. Условие (12) имеет следующий физический смысл: сверхпроводимость композита сохраняется, если мощность тепловых потерь в сверхпроводящих волокнах не превышает теплового потока в хладагент при постоянном допустимом перепаде температур, равном T_δ , независимо от скорости ввода тока, условий охлаждения, поперечного размера композита. Из (12) следует, что при $h \rightarrow 0$ или $T_\delta \rightarrow 0$ сверхпроводимость будет разрушаться при любом бесконечно малом возмущении. Поэтому в работах [34, 35, 69] был сделан вывод о том, что сверхпроводники, с крутым переходом и не стабилизированные стационарно, должны быть неустойчивыми в переменных полях при высоких токах и вопрос о связи критериев устойчивости сверхпроводников с величиной потерь в них не имеет корректной постановки. Однако данный вывод противоречит существованию стабильных состояний, которые удовлетворяют адиабатическому критерию устойчивости (1), сформулированному именно в предположении $h \rightarrow 0$ и $T_\delta \rightarrow 0$. В отличие от [34, 35, 69] в работе [70] при анализе условий устойчивости учитывалась теплоемкость композита, а граница устойчивых состояний определялась на основании априорного предположения о том, что

сверхпроводящие свойства композита разрушаются при его нагреве до критической температуры независимо от скорости ввода тока. Согласно данной модели предельные токи с ростом dI/dt сначала убывают, а затем возрастают, т.е. зависимости $I_m(dI/dt)$ немонотонны и имеют минимум. Этот результат привел авторов [70] к ошибочному выводу: “скачки потока исчезают при ухудшении электродинамической ситуации”, так как его наличие не удовлетворяет критерию адиабатической устойчивости (1).

Рассмотренные основные результаты теорий магнитных и токовых неустойчивостей позволяют определить стабильные рабочие состояния, устойчивые по отношению к малым электромагнитным возмущениям. В этих случаях самопроизвольный переход сверхпроводника в нормальное состояние невозможен. Однако в СМС, токнесущие элементы которых удовлетворяют электродинамическим условиям устойчивости, могут наблюдаться явления деградации (необратимое ухудшение токовых характеристик СМС) и тренировки (постепенное улучшение токовых характеристик СМС) [1–3]. В их основе лежит тепловая неустойчивость сверхпроводящего состояния композита по отношению к внешним тепловым возмущениям. Они обусловлены значительными механическими напряжениями, возникающими в СМС. В этом случае может происходить перемещение витков, их трение друг о друга, пластическая деформация токнесущего элемента, растрескивание компаунда и т.п. Все это приводит к дополнительным тепловыделениям, которые могут сопровождаться локальным разогревом токнесущего элемента СМС до температуры, выше критической. Их роль в разрушении сверхпроводящих свойств СМС исследуется в теории тепловой стабилизации. Ее основные положения в основном сформулированы в рамках моделей, в которых распределение тока по сечению композита предполагается равномерным, а мощность джоулева тепловыделения определяется мгновенными значениями изменения температуры сверхпроводника [1–3]. Они позволяют не только упростить используемые методы анализа, но и получить аналитические критерии стабильности сверхпроводящего состояния по отношению к тепловым возмущениям, описать кинетику распространения границы раздела нормальной и сверхпроводящей фаз. Возникающие при этом задачи сводятся к решению уравнения теплопроводности с нелинейной зависимостью джоулева тепловыделения от температуры $G(T, I)$. Если критический ток в сверхпроводнике I_c линейно убывает с температурой, то она имеет вид [1–3]

$$G(T, I) = \frac{\rho_m I^2}{(1 - \eta) S^2} \begin{cases} 1, & T \geq T_{cb}; \\ (T - T_{cs}) / (T_{cb} - T_{cs}), & T_{cs} < T < T_{cb}; \\ 0, & T \leq T_{cs} = T_{cb} - (T_{cb} - T_0) I / I_c(T_0). \end{cases} \quad (13)$$

Здесь ρ_m — удельное электрическое сопротивление матрицы; I — ток, протекающий по композиту с поперечным сечением S и коэффициентом заполнения η .

Согласно разработанной теории тепловой стабилизации для сохранения стабильного состояния сверхпроводящего композита, охлаждаемого хладагентом с постоянным коэффициентом теплоотдачи и несущего ток I , достаточно, чтобы выполнялось неравенство [1–3]

$$\alpha \left[\frac{I}{I_c(T_0)} \right]^2 \leq 1, \quad \alpha = \frac{\rho_m I_c^2(T_0)}{(1 - \eta) h p S (T_{cb} - T_0)},$$

известное как условие стационарной стабильности. Данный критерий и его обобщение в виде

$$\alpha i^2 + i - 2 \leq 0,$$

являющееся следствием так называемой “теоремы равных площадей” [1–3], имеют большое практическое значение для создания крупных СМС, так как они определяют стабильные сверхпроводящие состояния при действии любых внешних тепловыделений. При нарушении этих критериев тепловая стабильность композита становится зависимой от энергии, выделившейся в результате действия источника теплового возмущения. В этом случае определение допустимого спектра возмущений (критических энергий) играет существенную роль в обеспечении так называемых условий нестационарной стабилизации, для нахождения которых в [71–84] разработаны соответствующие методы анализа. Зависимость критической энергии от конструктивных параметров токонесущих элементов СМС изучена в [85–91]. В [70, 92–97] выполнен анализ взаимодействия тепловых и электродинамических возмущений, который продемонстрировал зависимость условий нестационарной стабилизации от неравномерного характера распределения транспортного тока по сечению композита, вводимого с конечной скоростью, а также показал влияние быстрого изменения тока и магнитного поля на значения критической энергии и скорости распространения нормальной зоны. В результате экспериментально и теоретически доказано, что сверхпроводящие свойства композитных сверхпроводников могут сохраняться при значительном локальном повышении их температуры.

Таким образом, рассмотренные основные условия возникновения неустойчивостей в сверхпроводящих средах показывают, что

— существующие теории устойчивости развиваются независимо друг от друга;

— при анализе условий устойчивости в рамках модели критического состояния изменение теплового состояния сверхпроводника, происходящее перед возникновением неустойчивости, во внимание не принимается;

— при анализе границы стабильности токовых состояний, которые формируются при вводе тока в сверхпроводящие среды с реальными ВАХ, предполагается, что неустойчивость происходит на фоне малого перегрева сверхпроводника, равного температурному параметру нарастания ВАХ, независимо от условий его охлаждения, размеров поперечного сечения, характера изменения тока;

— ряд предложенных критериев устойчивости не соблюдают предельный переход от модели с реальной ВАХ к моделям с идеальной ВАХ;

— существующие исследования процессов формирования электродинамических состояний сверхпроводящей среды в неизотермическом приближении не позволяют сформулировать общие закономерности, определяющие влияние стабильной вариации ее температуры на условия возникновения неустойчивости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А л ь т о в В. А., З е н к е в и ч В. Б., К р е м л е в М. Г., С ы ч е в В. В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 312 с.
2. У и л с о н М. Сверхпроводящие магниты. – М.: Мир, 1985. – 408 с.
3. Г у р е в и ч А. В л., М и н ц Р. Г., Р а х м а н о в А. Л. Физика композитных сверхпроводников. – М.: Наука, 1987. – 240 с.
4. К р е м л е в М. Г. Об устойчивости критических состояний в сверхпроводниках второго рода // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – Т. 17. Вып. 6. – С. 312–316.
5. К р е м л е в М. G. Damping of flux jumps by flux flow resistance // Cryogenics – 1974. – Vol. 14. No. 3. – P. 132–134.
6. К р е м л е в М. Г., М и н ц Р. Г., Р а х м а н о в А. Л. Об устойчивости критического состояния в комбинированных сверхпроводниках // ДАН СССР – 1976. – Т. 228. № 1. – С. 85–87.
7. К р е м л е в М. Г., М и н ц Р. Г., Р а х м а н о в А. Л. Устойчивость критического состояния в сверхпроводящих системах // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1977. – № 1. – С. 67–76.
8. W i p f S. L. Magnetic instabilities in type-II superconductors // Phys. Rev.– 1967. – Vol. 161. No. 2. – P. 404–416.
9. D u c h a t e a u J. J., T u r k B. Theoretical and experimental study of magnetic instabilities in multifilamentary Nb-Ti superconducting composites // IEEE Trans. on Mag. – 1975. – Vol. 11. No. 2. – P. 350–353.

11. Duchateau J. J., Turk B. Dynamic stability and critical currents in superconducting multifilamentary composites // *J. Appl. Phys.* – 1975. – Vol. 46. No. 11. – P. 4989–4995.
12. Mints R. G., Rakhmanov A. L. Flux jump and critical state stability in superconductors // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1975. Vol. 8. No. 8. – P. 1769–1782.
13. Mints R. G., Rakhmanov A. L. Limited flux jumps in hard superconductors // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1983. – Vol. 16. No. 12. – P. 2495–2503.
14. Akachi T., Ogasawara T., Yasukochi K. Magnetic instability in high field superconductors // *Japanese J. Appl. Phys.* – 1981. – Vol. 10. No. 8. – P. 1559–1571.
15. Legrand L., Rosenman I., Simon Ch., et al. Magneto-thermal instabilities in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // *Physica C.* – 1993. – Vol. 211. – P. 239–249.
16. Muller K. -H., Andrikidis C. Flux jumps in melt-textured Y-Ba-Cu-O // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol. 49. No. 2. – P. 1294–1307.
17. Mints R. G. Flux creep and flux jumping // *Phys. Rev. B.* – 1996. – Vol. 53–49. No. 18. – P. 12311–12317.
18. Legrand L., Rosenman I., Mints R. G., et al. Self-organized criticality effect on stability: magneto-thermal oscillations in a granular YBCO superconductor // *Europhys. Lett.* – 1996. – Vol. 34. No. 4. – P. 287–292.
19. Mints R. G., Brandt E. H. Flux jumping in thin films // *Phys. Rev. B.* – 1996. – Vol. 54. No. 17. – P. 12421–12426.
20. Khene S., Barbara B. Flux jump in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ single crystals at low temperature and fields up to 11 T // *Solid State Commun.* – 1999. – Vol. 109. – P. 727–731.
21. Milner A. High-field flux jumps in BSCCO at very low temperature // *Physica B.* – 2001. – Vol. 294–295. – P. 388–392.
22. Chabanenko V. V., Rusakov V. F., D'yachenko A. I., et al. Role of the field dependence of the heat capacity for the flux jump process in HTSC materials // *Physica C.* – 2002. – Vol. 369. – P. 227–231.
23. Fisher L. M., Goa P. E., Baziljevich M. et al. Hydrodynamic instability of the flux-antiflux interface in type-II superconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 87. No. 24. – P. 247005-1–247005-4.
24. Chikaba J. Effect of thermal insulation on flux jumps in Nb-50%Ti rods // *Cryogenics.* – 1970. – Vol. 10. No. 8. – P. 306–313.
25. Morton N., Darby M. I. Prediction of flux jumps in type II superconductors // *Cryogenics.* – 1973. – Vol. 13. No. 4. – P. 232–235.
26. Darby M. I., Morton N. Numerical solutions for the nonlinear penetration of magnetic flux into type II superconductors // *J. of Computational Phys.* – 1973. – Vol. 13. No. 1. – P. 35–44.
27. Bussiere J. F., LeBlanc M. A. R. A dynamic model for flux jumps in type-II superconductors // *J. Appl. Phys.* – 1975. – Vol. 46. No. 1. – P. 406–415.
28. Gijbertse E. A., van der Klundert L. J. M., van Rij M. L. D., et al. Non-isothermal flux penetration in type II superconductors // *Cryogenics.* – 1981. – Vol. 21. No. 6. – P. 419–425.
29. Van der Klundert L. J. M. Electrodynamics sources of non-uniform heat production in composite superconductors causing instabilities // *Cryogenics.* – 1992. – Vol. 32. No. 5. – P. 508–512.
30. Polak M., Hlasnik I., Krempasky L. Voltage-current characteristics of Nb-Ti and Nb_3Sn superconductors in flux creep region // *Cryogenics* – 1973. – Vol. 13. No. 12. – P. 702–711.
31. Kaiho K., Ohara T., Koyama K. Flux jumps in flux creep state // *Cryogenics.* – 1976. – Vol. 16. No. 2. – P. 103–109.
32. Andrianov V. V., Baev V. P., Ivanov S. S., et al. Superconducting current stability in composite superconductors // *Cryogenics.* – 1982. – Vol. 22. No. 2. – P. 81–87.

33. Mints R. G., Rakhmanov A. L. Current-voltage characteristics and superconducting state stability in composite // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1982. – Vol. 15. No. 11. – P. 2297–2306.
34. Klimentko E. Yu., Martovetsky N. N., Novikov S. I. Stability of the real superconductors // *Proc. of MT-9 Conf.* – Zurich, Switzerland, 1985. – P. 581–583.
35. Клименко Е. Ю., Мартовецкий Н. Н., Новиков С. И. Стабильность сверхпроводящих проводов с реальной переходной характеристикой. – В кн.: *Техническая сверхпроводимость в электроэнергетике и электротехнике.* – М.: СЭВ, 1986. – С. 161–187.
36. Клименко Е. Ю., Мартовецкий Н. Н., Новиков С. И. Стабильность сверхпроводящих проводов в быстропеременных полях // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника.* – 1989. – Т. 28. № 11. – P. 152–165.
37. Klimentko E. Yu., Martovetsky N. N. Stability of the superconducting wires. Modern state of the theory // *IEEE Trans. on Mag.* – 1992. – Vol. 28. No. 1. – P. 842–845.
38. Klimentko E. Yu., Martovetsky N. N., Novikov S. I. Effect of heat capacity and matrix resistivity on stability of superconductor in fast changing fields // *Proc. of MT-11 Conf.* – Tsukuba, Japan, 1989. Vol. 2. – P. 1066–1071.
39. Клименко Е. Ю., Козицын В. Е., Мартовецкий Н. Н., Новиков С. И. Экспериментальная проверка РПХ-теории стабильности // *ДАН.* – 1987. – Т. 292. № 5. – P. 1119–1122.
40. Клименко Е. Ю., Мартовецкий Н. Н., Новиков С. И. О стабильности сверхпроводящих проводов с размытым переходом в нормальное состояние // *ДАН.* – 1981. – Т. 261. № 6. – С. 1350–1354.
41. Андрианов В. В., Баев В. П., Минц Р. Г., Рахманов А. Л. О предельных токах в комбинированных сверхпроводниках // *ДАН.* – 1981. – Т. 260. – № 2. – С. 328–331.
42. Andrianov V. V., Baev V. P., Ivanov S. S., et al. Current-carrying capacity of composite superconductors // *IEEE Trans. on Mag.* – 1983. – Vol. 19. No. 3. – P. 240–243.
43. Majoros M., Mints R. G., Polak M., et al. Current carrying capacity of superconductors for 50 Hz applications // *Cryogenics.* – 1987. – Vol. 27. No. 11. – P. 617–620.
44. Lesensky L., Neurath P. W. NbZr superconducting critical current dependence on dI/dt // *J. Appl. Phys.* – 1963. – Vol. 34. No. 3. – P. 710–711.
45. Laverick C. Experimental studies on the current-carrying capacity of niobium-zirconium wires under conditions of fixed and swept magnetic field // *Advanced in Cryog. Engng.* – 1964. – Vol. 9. – P. 321–328.
46. Kalsi S. S., Aized D., Connor B., et al. HTS SMES magnet design and test results // *IEEE Trans. on Appl. Supercon.* – 1997. – Vol. 7. No. 2. – P. 971–975.
47. Kumakura H., Kitaguchi H., Togano K., et al. Performance test of Bi-2212 pancake coils fabricated by a lamination method // *Cryogenics.* – 1998. – Vol. 38. No. 2. – P. 163–167.
48. Kumakura H., Kitaguchi H., Togano K., et al. Performance test of Bi-2223 pancake magnet // *Cryogenics.* – 1998. – Vol. 38. No. 6. – P. 639–643.
49. Kiss T., Vysotsky V. S., Yuge H., et al. Heat propagation and stability in a small high T_c superconductor coil // *Physica C.* – 1998. – Vol. 310. – P. 372–376.
50. Vysotsky V. S., Kiss T., Inoue M., et al. Quench characteristics in HTSC devices // *IEEE Trans. on Appl. Supercon.* – 1999. – Vol. 9. No. 2. – P. 1073–1076.
51. Paul W., Meier J. P. Inductive measurements of voltage-current characteristics between 10^{-12} V/cm and 10^{-2} V/cm in rings of Bi2212 ceramics // *Physica C.* – 1993. – Vol. 205. – P. 240–246.
52. List F. A., Martin P. M., Kroeger D. M. An automatic system for current-voltage characterization of ceramic superconductors // *Rev. Sci. Instrum.* – 1996. – Vol. 67. No. 9. – P. 3187–3192.

53. Wakuda T., Nakano T., Iwakuma M., et al. E - J characteristics and a.c. losses in a superconducting Bi(2223) hollow cylinder // Cryogenics. – 1997. – Vol. 37. No. 7. – P. 381–388.
54. Watanabe K., Motokawa M. New concept of a semi-superconducting magnet // IEEE Trans. on Appl. Supercon. – 2001. – Vol. 11. No. 1. – P. 2320–2323.
55. Kodama T., Fukuda M., Shiraishi K., et al. E - J characteristics in a wide range of electric field for a Bi-2223 silver-sheathed tape wire // Physica C. – 2001. – Vol. 357–360. – P. 582–585.
56. Kumakura H., Matsumoto A., Sung Y. S., Kitaguchi H. E - J characteristics of Bi-2212/Ag and Bi-2223/Ag tape conductors // Physica C. – 2003. – Vol. 384. – P. 283–290.
57. Inoue M., Kiss T., Kuga T., et al. Estimation of E – J characteristics in a YBCO coated conductor at low temperature and very high magnetic field // Physica C. – 2003. – Vol. 392–396. – P. 1078–1082.
58. Keilin V. E., Romanovskii V. R. Limiting currents in superconducting composites // IEEE Trans. on Mag. – 1992. – Vol. 12. No. 1. – P. 771–774.
59. Rakhmanov A. L., Vysotsky V. S., Ilyin Yu. A., et al. Scaling for the quench development in HTSC devices–theory // Inst. Phys. Conf. Ser. No. 167. – 2000. – P. 1243–1246.
60. Rakhmanov A. L., Vysotsky V. S., Ilyin Yu. A., et al. Universal scaling law for quench development in HTSC devices // Cryogenics. – 2000. – Vol. 40. No. 1. – P. 19–27.
61. Nishijima G., Awaji S., Murase S., et al. Thermal stability of oxide superconductor at various temperatures // IEEE Trans. on Appl. Supercon. – 2002. – Vol. 12. No. 1. – P. 1155–1158.
62. Nishijima G., Awaji S., Watanabe K. Thermal stability of oxide superconductors in flux flow state // IEEE Trans. on Appl. Supercon. – 2003. – Vol. 13. No. 2. – P. 1576–1579.
63. Fujishiro H., Oka T., Yokoyama K., et al. Time evolution and spatial distribution of temperature in YBCO bulk superconductor after pulse field magnetizing // Supercond. Sci. Technol. – 2003. – Vol. 16. – P. 809–814.
64. Fujishiro H., Oka T., Yokoyama K., et al. Flux motion studies by means of temperature measurement in magnetizing processes for HTSC bulks // IEEE Trans. on Appl. Supercon. – 2004. – Vol. 14. No. 2. – P. 1054–1057.
65. Fujishiro H., Yokoyama K., Oka T., et al. Temperature rise in an Sm-based bulk superconductor after applying iterative pulse fields // Supercond. Sci. Technol. – 2004. – Vol. 17. – P. 51–57.
66. Fujishiro H., Yokoyama K., Kaneyama M., et al. Approach from temperature measurement to trapped field enhancement in HTSC bulks by pulse field magnetizing // Physica C. – 2005. – Vol. 426–431. – P. 594–601.
67. Fujishiro H., Kawaguchi S., Kaneyama M., et al. Heat propagation analysis in HTSC bulks during pulse field magnetization // Supercond. Sci. Technol. – 2006. – Vol. 19. – P. S540–S544.
68. Tanaka H., Furuse M., Arai K., et al. Thermal runaway and resistive properties of a Bi2223 pancake coil subjected to overcurrent // IEEE Trans. on Appl. Supercon. – 2005. – Vol. 15. No. 2. – P. 2094–2097.
69. Клименко Е. Ю., Мартовецкий Н. Н., Новиков С. И. О максимальном токе в сверхпроводящем проводе // ДАН. – 1985. – Т. 282. № 5. – С. 1123–1127.
70. Klimenko E. Yu., Martovetsky N. N. Stability of SC composite at rapid current charging and against pulsed heating // IEEE Trans. on Mag. – 1988. – Vol. 24. No. 2. – P. 1167–1169.
71. Altov V. V., Kremlev M. G., et al. Calculation of propagation velocity of normal and superconducting regions in composite conductors // Cryogenics. – 1978. – Vol. 13. No. 5. – P. 420–422.

72. Chen W. Y., Purcell J. R. Numerical study of normal zone evolution and stability of composite superconductors // *J. Appl. Phys.* – 1978. – Vol. 49. No. 6. – P. 3546–3553.
73. Schmidt C., Pasztor G. Superconductors under dynamic mechanical stress // *IEEE Trans. on Mag.* – 1977. – Vol. 13. No. 1. – P. 116–119.
74. Schmidt C. The induction of a propagating normal zone (quench) in a superconductor by local release // *Cryogenics.* – 1978. – Vol. 18. No. 10. – P. 605–610.
75. Nick W., Krath H., Ries J. Cryogenic stability of composite conductors taking into account transient heat transfer // *IEEE Trans. on Mag.* – 1979. – Vol. 15. No. 1. – P. 359–362.
76. Ishibashi K., et al. Thermal stability of SC high current density magnets pulse // *Cryogenics.* – 1979. – Vol. 19. No. 11. – P. 633–638.
77. Anashkin O. P., Keilin V. E., Lyikov V. V. Stability of compound superconductors under localized heat pulse // *Cryogenics.* – 1979. – Vol. 19. No. 2. – P. 77–80.
78. Keilin V. E., Kovalev I. A., Kruglov S. L., Pavin D. B. Superconductor stability against heat pulses in saturated and pressurized superfluid helium // *Cryogenics.* – 1980. – Vol. 20. No. 10. – P. 694–696.
79. Anashkin O. P., Keilin V. E., Lyikov V. V. The influence of Sc/Cu ratio and filament distribution on the stability of superconductors with respect to local heat pulse // *Cryogenics.* – 1982. – Vol. 22. No. 3. – P. 169–174.
80. Keilin V. E., Romanovskiy V. R. The dimensionless analysis of the stability of composite superconductors with respect to thermal disturbances // *Cryogenics.* – 1982. – Vol. 22. No. 6. – P. 313–317.
81. Романовский В. Р. Правомерность использования теории минимально распространяющейся нормальной зоны для анализа тепловой стабильности комбинированных сверхпроводников // *ДАН СССР.* – 1984. – Т. 279. № 4. – С. 884–887.
82. Romanovskiy V. R. Regularity of thermal stability conditions of composite superconductors postulated by the theory of minimum propagating zone // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1985. – Vol. 18. – P. 121–127.
83. Buznikov N. A., Pukhov A. A. Analytical method to calculate the quench energy of a superconductor carrying a transport current // *Cryogenics.* – 1996. – Vol. 36. No. 7. – P. 547–553.
84. Ivanov S. S., Pukhov A. A., Shchegolev I. O. Scaling law for quench energies of composite superconductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 1994. – Vol. 7. – P. 502–505.
85. Romanovskiy V. R. Influence of volume fraction of superconductor on the stability of superconducting composites with respect to thermal disturbances of finite extent // *Cryogenics.* – 1985. – Vol. 25. No. 6. – P. 327–333.
86. Keilin V. E., Lyikov V. V., Romanovskiy V. R. Development of superconducting solenoids from multifilamentary niobium – tin wires without stabilizing matrix and analysis of their thermal stability // *Cryogenics.* – 1985. – Vol. 25. No. 9. – P. 462–465.
87. Romanovskiy V. R. Stability of superconducting composites under thermal disturbances with change in the external magnetic field and the critical temperature of the superconductor // *Cryogenics.* – 1988. – Vol. 28. No. 11. – P. 756–761.
88. Romanovskiy V. R. Stability of current-carrying elements of superconducting magnets to thermal disturbances // *Advances in Cryog. Engng.* – 1990. – Vol. 35. – P. 693–699.
89. Романовский В. Р. Решение задачи об устойчивости сверхпроводящего состояния цилиндрического провода к поверхностному нагреву в двумерной постановке // *ЖТФ.* – 1990. – Т. 60. Вып. 4. – С. 31–36.
90. Романовский В. Р. Стационарная стабилизация сверхпроводящего токонесущего элемента при неравномерном распределении температуры в поперечном сечении // *ДАН.* – 1993. – Т. 330. № 3. – С. 304–307.

91. Pradhan S., Romanovskii V. R. Thermal stability of superconducting multifilamentary wire with multiply connected stabilizing regions // *Cryogenics*. – 1999. – Vol. 39. No. 4. – P. 339–350.
92. Rakhmanov A. L. Normal zone initiation in composite superconductors // *Cryogenics*. – 1983. – Vol. 23. No. 9. – P. 487–491.
93. Pukhov A. A., Rakhmanov A. L. Normal zone propagation in the composite superconductor carrying varying current // *Cryogenics*. – 1992. – Vol. 32. No. 10. – P. 427–430.
94. Pukhov A. A., Rakhmanov A. L., Tsikhon V. N., Vysotsky V. S. Acceleration of normal zone propagation in superconductor with changing current // *Supercond. Sci. Technol.* – 1994. – Vol. 7. – P. 154–159.
95. Buznikov N. A., Pukhov A. A., Rakhmanov A. L. Normal zone acceleration: a new model to describe the quench process in superconductors with changing current // *Cryogenics*. – 1994. – Vol. 34. No. 9. – P. 761–769.
96. Pukhov A. A., Rakhmanov A. L., Tsikhon V. N., Vysotsky V. S. Anomalous quench propagation in superconductors under fast current decrease // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 1995. – Vol. 5. No. 2. – P. 560–563.
97. Buznikov N. A., Pukhov A. A., Rakhmanov A. L., Vysotsky V. S. Current redistribution between strands and quench process in a superconducting cable // *Cryogenics*. – 1996. – Vol. 36. No. 4. – P. 275–281.

Статья поступила в редакцию 27.06.2012