

05.4
©1994

ДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ГЕЛИКОИДАЛЬНОГО ТИПА

С.Л.Круглов, В.Р.Романовский

Появление в последнее время проектов все более крупных сверхпроводящих магнитных систем (СМС) различного назначения требует новых подходов к выбору конструкции магнита и его токонесущего элемента. Принципиально новой СМС является сверхпроводящий геликоид [1], который представляет собой множество отдельных параллельных сверхпроводников, соединенных в единое целое по винтовой плоскости. Он имеет ряд преимуществ по сравнению с обычными обмотками — повышенную конструктивную плотность тока и высокую механическую жесткость. Первое определяется естественной оптимизацией тока при его распределении по сечению геликоида, когда он протекает с максимальной плотностью, зависящей от величины индукции магнитного поля. Второе преимущество связано с тем, что силы Лоренца и изгибающие механические моменты воспринимаются всем плоским витком. Однако работоспособность геликоидальных сверхпроводящих магнитов ограничена рядом обстоятельств. Поскольку геликоид представляет собой массивную композитную сверхпроводящую структуру, он, как и обыкновенный сверхпроводящий композит, чувствителен к тепловым и электромагнитным возмущениям. В частности, при вводе тока возникает проблема сохранения его сверхпроводящего состояния, которое может быть разрушено развитием неустойчивости в виде так называемого скачка магнитного потока.

Решение этой проблемы с помощью существующей теории термомагнитной неустойчивости не представляется возможным. Во-первых, она не учитывает геометрические особенности геликоида. Во-вторых, из внимания опускается допустимое повышение температуры сверхпроводника на конечное значение. В то же время сформулированные в [2] неизотермические критерии адиабатической устойчивости критического состояния жесткого сверхпроводника показывают, что термомагнитная неустойчивость может не возникать при более существенном перегреве сверхпроводника, чем это допускалось ранее. Поэтому искусственное ограни-

чение допустимого перегрева сверхпроводника может приводить к искажению границы устойчивых состояний. Тем самым, корректное исследование общих закономерностей, характеризующих динамическую устойчивость геликоидов, желательно проводить на основе анализа совместно протекающих тепловых и электромагнитных процессов.

Будем определять неизотермическую диффузию электрического и магнитного полей внутри охлаждаемого геликоида, аппроксимируемого в простейшем случае полым бесконечно протяженным цилиндром, при вводе в него тока в азимутальном направлении из численного решения системы уравнений Фурье и Максвелла

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda \nabla T) + EJ,$$

$$\mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} = \operatorname{rot} \operatorname{rot} E,$$

$$B = \frac{dB}{dt} t - \mu_0 \int_{r_1}^r J(r, t) dr$$

с начальными условиями

$$T(r, 0) = T_0, E(r, 0) = 0, B(r, 0) = 0,$$

с условиями на внутренней ($r = r_1$)

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + h(T - T_0) = 0, \operatorname{rot} E = -\frac{dB}{dt}$$

и внешней поверхностях ($r = r_2$)

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + h(T - T_0) = 0, \operatorname{rot} E = 0.$$

Связь между электрическим полем и токами внутри сверхпроводника и матрицы запишем с учетом нелинейного характера вольт-амперной характеристики сверхпроводника [3]

$$E = J_s \rho_s \exp \left(\frac{j_s}{J \delta} + \frac{T - T_{CB}}{T \delta} = J_m \rho_m, \right)$$

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

Здесь c , λ — объемная теплоемкость геликоида и коэффициент его теплопроводности соответственно, h — коэффициент теплоотдачи, T_0 — температура хладагента, η —

коэффициент заполнения геликоида сверхпроводником, ρ_s , ρ_m — удельное электросопротивление сверхпроводника и матрицы, T_{CB} — критическая температура сверхпроводника, J_δ , T_δ — параметры нелинейности вольт-амперной характеристики, dB/dt — заданная скорость нарастания осевого магнитного поля на внутренней поверхности геликоида.

Решение записанной системы уравнений основывалось на методе, изложенном в [4]. При проведении вычислений исходные параметры принимались равными

$$r_1 = 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ м}, \quad r_2 = 2.7 \cdot 10^{-2} \text{ м},$$

$$\eta = 0.2, \quad T_0 = 4.2 \text{ К}, \quad h = 2500 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}},$$

$$J\delta = 8 \cdot 10^7 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}, \quad T_\delta = 0.096 \text{ К}, \quad T_{CB} = 9 - 0.643 \text{ В},$$

$$\rho_s = 6 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}, \quad \rho_m = (2.13 + 0.605 \text{ В}) 10^{-10} \text{ Ом} \cdot \text{м},$$

$$\lambda = 2.45 \cdot 10^{-8} \frac{T}{\rho_m} \frac{1 - \eta \text{ ВТ}}{1 + \eta \text{ МК}},$$

$$c = \eta c_s + (1 - \eta) c_m, \quad c_s = 13 T^3 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \text{К}}, \quad c_m = 8 T^3 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \text{К}}$$

Они описывают тепло- и электрофизические свойства экспериментального геликоида лабораторного масштаба, содержащего 71 плоский виток. Каждый виток состоял из чередующихся 15 ниобий-титановых композитных проводов в медной матрице диаметром 0.5 мм, и 15 медных проводов того диаметра, которые были спаяны между собой.

На рис. 1 представлены результаты численного эксперимента по определению допустимого увеличения температуры геликоида. Расчеты выполнялись в предположении существования конечного допустимого значения энергии, выделяемой внутри геликоида в процессе диффузии магнитного потока [5]. В этом случае область неустойчивых состояний описывается такими значениями индукции внешнего магнитного поля, по достижению которых скачок магнитного потока и соответствующее ему резкое увеличение температуры происходит даже после прекращения ввода тока. В области же устойчивых состояний прерывание ввода тока сопровождается стабилизацией температуры геликоида и сохранением его сверхпроводящих свойств. Подобное изменение температуры геликоида для значений индукции магнитного поля, близких к полю скачка потока, изображены на

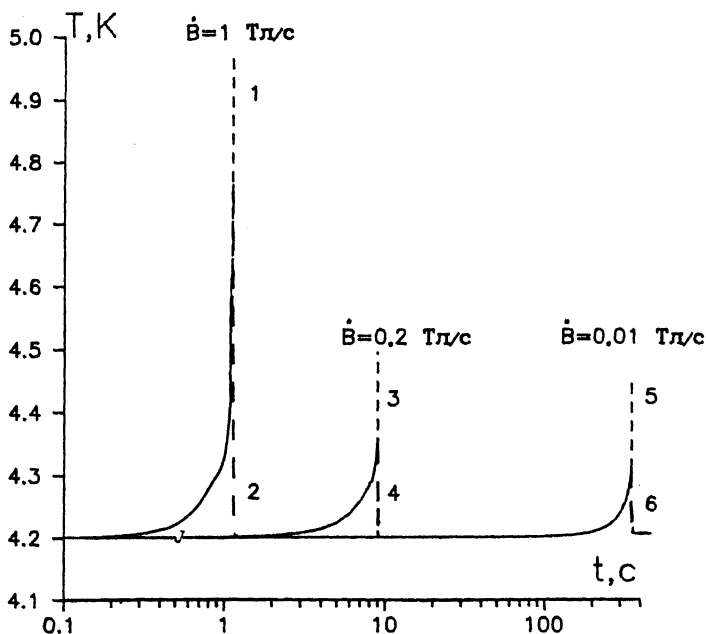


Рис. 1. Изменение температуры внутренней поверхности геликоида при достижении на ней значений индукции внешнего магнитного поля, соответствующих устойчивым и неустойчивым состояниям: 1 — $B_0 = 1.14$ Тл, 2 — $B_0 = 1.131$ Тл, 3 — $B_0 = 1.811$ Тл, 4 — $B_0 = 1.81$ Тл, 5 — $B_0 = 3.528$ Тл, 6 — $B_0 = 3.526$ Тл.

рис. 1 пунктиром. Они наглядно демонстрируют существование прямой связи между допустимым повышением температуры геликоида и характером изменения магнитного поля. Из рис. 1 видно, что в диапазоне $dB/dt = 0.01 - 1$ Тл/с допустимый перегрев изменяется приблизительно от 0.1 до 0.3 К.

На рис. 2 приведены значения поля скачка магнитного потока как функции скорости нарастания магнитного поля. Здесь же показаны результаты прямых измерений $B_m(dB/dt)$. Экспериментальная процедура не отличалась от описанной в [6]. Удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных результатов верифицирует используемое неизотермическое приближение, подтверждая существование зависимости допустимого перегрева от условий ввода тока.

В заключение отметим, что результаты проведенного исследования выходят за рамки решения частной задачи о динамической устойчивости сверхпроводящего состояния геликоида. Их значимость возрастает, если принять во вни-

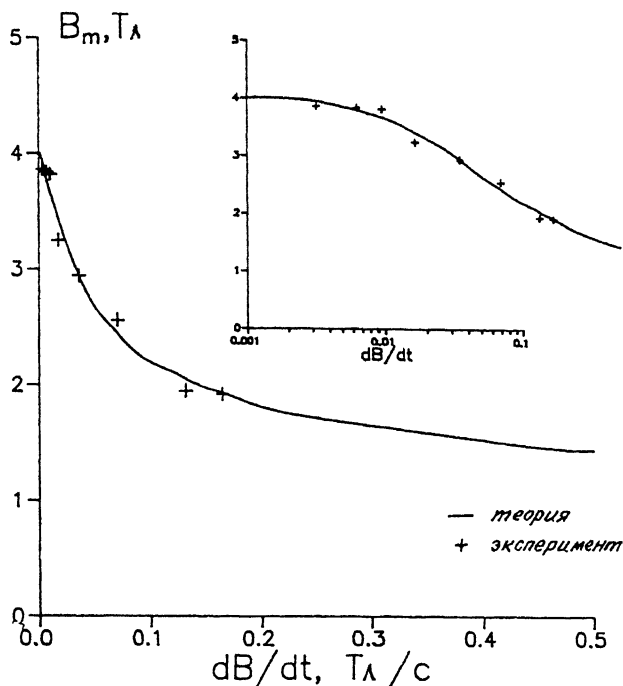


Рис. 2. Зависимость поля скачка магнитного потока от скорости изменения внешнего магнитного поля.

мание трудоемкий характер экспериментального обоснования режимов работы геликоидальных сверхпроводящих магнитов и в особенности для крупномасштабных установок типа токамак, для которых они весьма перспективны. В этом случае выбор требуемых конструктивных параметров не только возможен с помощью апробированной модели, но и, как следует из вышеизложенного, должен основываться на неизотермическом приближении, и в первую очередь — при высоких скоростях изменения магнитного поля и/или тока.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 94-02-03562-а).

Список литературы

- [1] Кейлин В.Е., Ковалев И.А., Круглов С.Л. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 303. В. 6. С. 1366-1370.
- [2] Романовский В.Р. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. В. 10. С. 671-677.
- [3] Dorofeev G.L., Imenitov A.B., Klimenko E.Yu. // Cryogenics. 1980. V. 20. N 6. P. 307-312.

- [4] *Романовский В.Р.* // Решение некоторых теплофизических задач сверхпроводимости. М., Препринт ИАЭ-5001/10, 1990. 16 с.
- [5] *Романовский В.Р.* // Модели тепловых процессов в комбинированных сверхпроводниках. М., Препринт ИАЭ-3851/10, 1983. 25 с.
- [6] *Keilin V.E., Kovalev I.A., Kruglov S.L., Pavin D.B.* // Proc. of the 12th Int. Cryog. Eng. Conference, UK, Southampton. 1988. P. 845-851.

Российский научный центр
"Курчатовский институт"

Поступило в Редакцию
25 июля 1994 г.
