

05;12

Обнаружение значительного увеличения терромагнитной стабильности у многожильных сверхпроводников с внутренним легированием высокотеплоемкими добавками

© В.Е. Кейлин, И.А. Ковалев, С.Л. Круглов, Д.И. Шутова, В.И. Щербаков

РНЦ Курчатовский институт,
123182 Москва, Россия
e-mail: kev@issph.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 14 июля 2009 г.)

Продемонстрирована возможность значительного увеличения терромагнитной стабильности композитных сверхпроводников посредством введения в их состав небольших добавок соединений с экстремально высокой теплоемкостью при низких температурах. Измерения показали, что у провода ($Nb_3Sn + 7 \text{ vol.}\% \text{ PrB}_6$) по сравнению с контрольным проводом Nb_3Sn на 70% повышен критерий „адиабатической“ стабильности (теплоемкость образца с добавкой при 4.2 К в 7 раз выше, чем у контрольного). У образца провода ($NbTi + 5 \text{ vol.}\% \text{ Gd}_2O_3$), теплоемкость которого при 4.2 К в 9 раз выше чем у контрольного $NbTi$ провода без добавок, это увеличение составило только 10% (причина: значительно большее характерное тепловое время в поперечном направлении по сравнению со временем развития скачка магнитного потока).

Введение

В нашей предыдущей работе [1], посвященной влиянию легирования сверхпроводников высокотеплоемкими добавками (ВД) на терромагнитную стабильность (устойчивость к скачкам магнитного потока), было обнаружено увеличение поля скачка на 20–30% при внешнем легировании, когда ВД не вносятся непосредственно в проводник, а находятся с ним в тепловом контакте (например, приклеены). Применимость метода внешнего легирования для борьбы со скачками магнитного потока ограничена низкой общей теплопроводностью от сверхпроводника к ВД (характерное время прогрева ВД $\sim 1 \text{ ms}$), тогда как известно, что время скачков магнитного потока, зависящее от свойств сверхпроводников и внешних условий, составляет 0.01–0.1 ms [2]. Отсюда ясно, что при внешнем легировании за время развития скачка магнитного потока такой демпфирующий фактор, как теплоемкость ВД, срабатывает лишь частично.

В последнее время во ВНИИМ им. А.А. Бочвара по нашей инициативе и при нашем сотрудничестве был разработан метод внутреннего легирования, т.е. непосредственного внесения ВД в состав обычного композитного сверхпроводника [3,4]. Такое конструктивное расположение ВД может существенно уменьшить характерное время прогрева ВД и соответственно увеличить возможность не только диссипации коротких тепловых возмущений, но и подавления развития терромагнитных неустойчивостей типа скачков магнитного потока.

Сверхпроводники

Были изготовлены четыре сверхпроводника, близкие по конструкции к проводам для международного термоядерного экспериментального реактора (ITER): много-

жильные $NbTi$ провода диаметром 0.73 mm с ВД Gd_2O_3 и без нее, а также многожильные Nb_3Sn провода диаметром 0.82 mm с ВД PrB_6 и без нее. $NbTi$ провод содержал 4242 сверхпроводящие жилы и 5 vol.% ВД Gd_2O_3 в виде 13 жил, расположенных в центре провода в медной матрице. Коэффициент заполнения по сверхпроводнику в таком проводе составил 42%. Провод без добавки был идентичен легированному, за исключением того, что на месте ВД находилась медь. По усовершенствованной „бронзовой технологии“ были изготовлены два провода на основе Nb_3Sn диаметром 0.82 mm, содержащие 4420 жил с коэффициентом заполнения по сверхпроводнику около 11% (после диффузионного отжига). Объемная доля ВД PrB_6 , расположенной между Nb барьером и наружным медным кольцом, составила 7%. Контрольный провод не содержал добавок.

Поперечные и продольные сечения всех изготовленных проводов представлены на рис. 1. Измеренные тем-

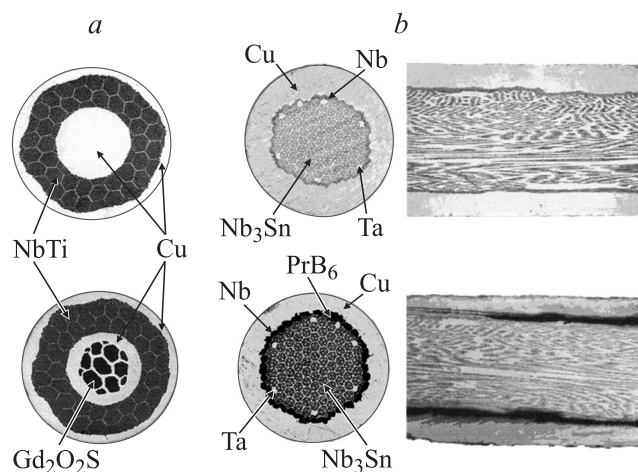


Рис. 1. Сечения сверхпроводников $NbTi$ (a), Nb_3Sn (b).

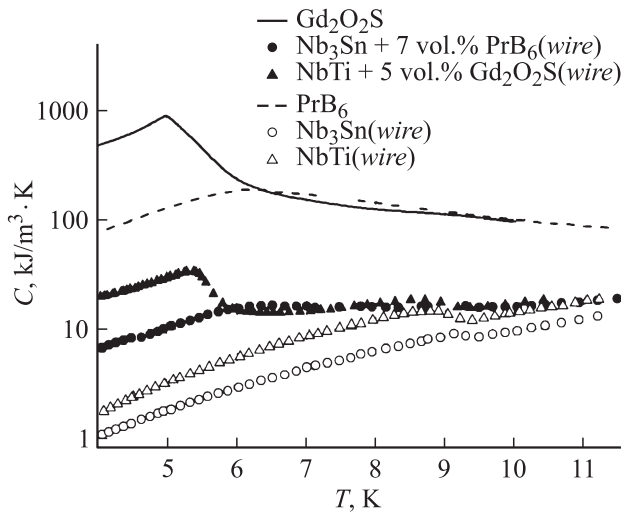


Рис. 2. Температурные зависимости теплоемкостей изготовленных проводников и ВД.

Температурные зависимости теплоемкостей изготовленных сверхпроводников и добавок приведены на рис. 2.

Эксперимент

Для экспериментов из каждого провода были изготовлены четыре образца, представляющие собой однослойные соленоиды с пропаянными витками. Также образцы модельно можно представить как длинные полые сверхпроводящие цилиндры, размещенные во внешнем, возрастающем с постоянной скоростью поле. К каждому образцу был прикреплен нагреватель для устранения замороженных магнитных потоков и угольный термометр сопротивления, показывающий среднюю температуру образца. Для ограничения теплоотдачи внешняя поверхность образца покрывалась 2 mm слоем теплоизоляции из стеклотенты, пропитанной полутвержденной эпоксидной смолой. Внутри соленоида размещался датчик Холла. Поперечное сечение образцов и схема эксперимента представлены на рис. 3. Образцы поочередно размещались в отверстиях сверхпроводящего NbTi магнита, обеспечивающего скорость изменения внешнего поля до 15 T/s. Характеристики образцов и соленоида внешнего поля сведены в таблицу.

На рис. 4 для NbTi образца показана типичная временная диаграмма следующих величин: тока внешнего соленоида I ($i = 60$ A/s), магнитного поля B внутри образца и его средней температуры T . Хорошо видны скачки магнитного потока, когда внешнее поле быстро проникает в центр образца, нагревая его до критической температуры. Затем, спустя некоторое время образец охлаждался через теплоизоляцию до температуры ниже критической, и процесс экранировки продолжался до следующего скачка и т.д. Небольшой рост магнитного поля перед скачком обусловлен наличием электрического сопротивления на пути экранирующего тока в

витках образца (поперечное сопротивление пропаянных витков). По величине этого роста (при $i = 60$ A/s $\Delta B = 84$ mT для NbTi и 64 mT для Nb₃Sn) можно оценить эти сопротивления [1]. Они оказались равны 1.8 и 2.1 $\mu\Omega$ соответственно. Из рис. 4 также видно, что нагрев образца из-за электрических потерь перед первым скачком невелик (~ 0.15 K), что явно свидетельствует о первичности скачка магнитного потока перед переходом образца в нормальное состояние, вызванного выделением энергии экранирующего контура.

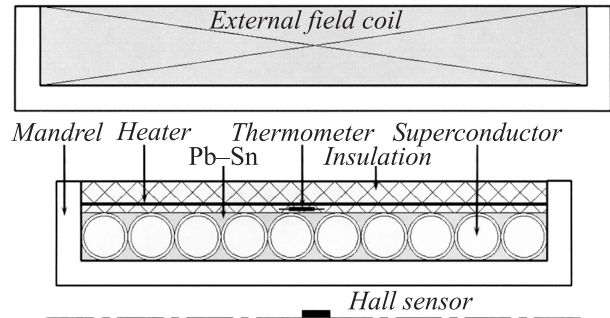


Рис. 3. Схема эксперимента.

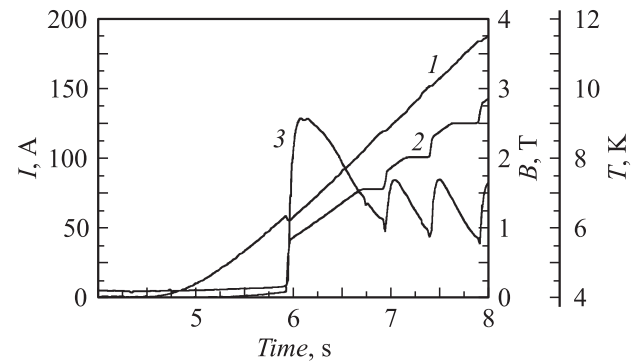


Рис. 4. Зависимость тока внешнего соленоида (I), магнитного поля в центре образца (2) и его средней температуры от времени (3).

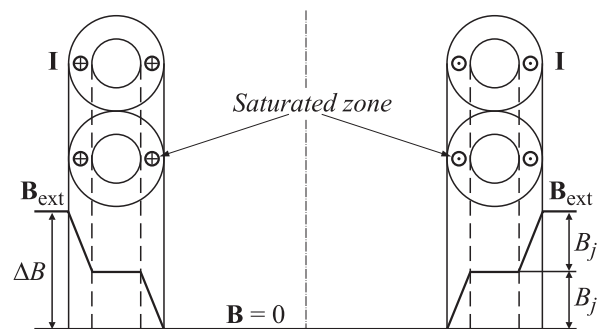


Рис. 5. Профиль магнитного поля в образцах.

Характеристики экспериментальных образцов и соленоида внешнего поля

Параметр	Соленоид внешнего поля	Nb ₃ Sn обмотки	NbTi обмотки
Число витков	743	40	42
Внутренний радиус, mm	11.5	6	6
Внешний радиус, mm	22.8	6.82	6.73
Длина, mm	50	33	32
Индуктивность, μH	7560	6.48	8.31
Взаимоиндукция с возмущающим соленоидом, μH	—	77	85
Отношение поле/ток, mT/A	15.539	1.419	1.52

В отличие от одножильного NbTi провода, использованного нами в предыдущей работе [1], у многожильного твистированного (скрученного) провода насыщенная зона с током занимает цилиндрический слой по всей поверхности провода, составляющего витки образца. Поэтому перепад поля по толщине цилиндра распадается на два пространственно разделенных магнитных профиля (рис. 5). Скачки магнитного потока происходят в одном из этих профилей, скорее всего, во внешнем, где индукция магнитного поля максимальна.

Для сравнения с расчетными значениями поля скачка экспериментальные значения перепада поля при первом скачке (рис. 4) необходимо разделить на 2. На рис. 6, 7 представлены зависимости величины первого скачка магнитного потока от скорости изменения внешнего магнитного поля для образцов из NbTi и Nb₃Sn с ВД и без них, а также отмечены расчетные уровни „адиабатического“ критерия стабильности, впервые полученного в работе [5]:

$$B_j = \frac{\pi}{2} \sqrt{\mu_0 C (T_c - T_0)}, \quad (1)$$

где C — объемная теплоемкость проводника, T_0 и T_c — начальная и критическая температура сверхпроводника соответственно. Поскольку теплоизоляция не обеспечивает полностью адиабатических условий для образцов, то до значений $\dot{B} \sim 1 \text{ T/s}$ (для NbTi) и $\sim 5 \text{ T/s}$ (для Nb₃Sn) существует зависимость $B_j(\dot{B})$, характерная для охлаждаемых образцов [6,7]. При более высоких значениях \dot{B} зависимости $B_j(\dot{B})$ выходят на постоянную величину, соответствующую „адиабатическому“ критерию стабильности. Рис. 6 и 7 показывают, что у образца (NbTi + Gd₂O₂S) B_j возрастает лишь на 10% по сравнению с контрольным образцом без ВД, что существенно ниже расчетного (трехкратного) увеличения при легировании. Несовпадение расчета с экспериментом для NbTi сверхпроводника без ВД, по всей видимости, объясняется шунтирующим эффектом стабилизирующей матрицы, который для NbTi образцов больше, чем для Nb₃Sn. У образца (Nb₃Sn + PrB₆) увеличение значений поля скачка составило 70% при расчетном в 2.5 раза. Неиспользование повышенной теплоемкости у образца (NbTi + Gd₂O₂S) как фактора термомагнитной стабильности при развитии скачка магнитного потока объясняется сильным различием их характерных времен

(тепловое время ВД Gd₂O₂S $\sim 1 \text{ ms}$ значительно больше времени скачка $\sim 10\text{--}100 \mu\text{s}$). У образца (Nb₃Sn + PrB₆) эти времена близки (тепловое время ВД PrB₆ $\sim 20 \mu\text{s}$), поэтому измеренное значение ближе к расчетному.

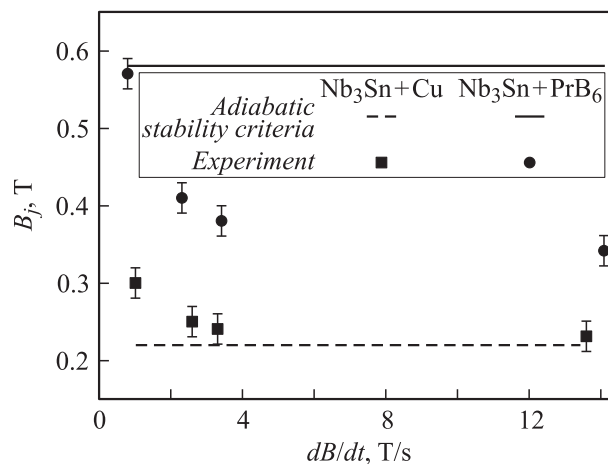


Рис. 6. Зависимость поля скачка магнитного потока от скорости изменения внешнего магнитного поля для сверхпроводников Nb₃Sn.

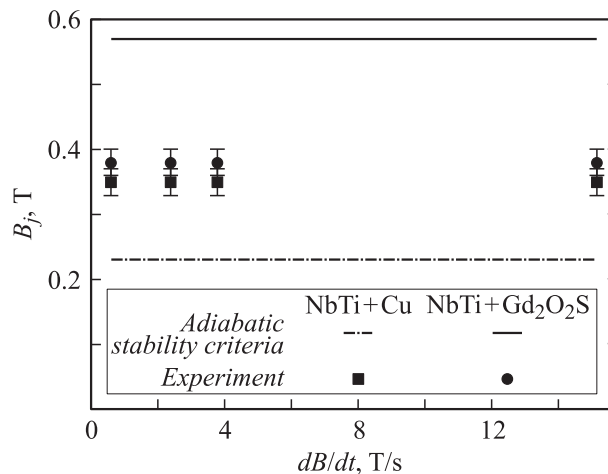


Рис. 7. Зависимость поля скачка магнитного потока от скорости изменения внешнего магнитного поля для сверхпроводников NbTi.

Заключение

Возможность значительного увеличения термомагнитной стабильности композитных сверхпроводников с помощью их внутреннего легирования небольшими (несколько процентов) добавками соединений с экстремально высокой теплоемкостью при низких температурах может иметь широкое практическое применение и повлиять на конструкции композитных сверхпроводников различного назначения, в частности, упростить эти конструкции путем уменьшения числа волокон. При этом необходимо существенно сократить характерные поперечные тепловые времена сверхпроводников с ВД, что требует снижения размеров конкретных видов ВД.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке корпорации ТВЭЛ.

Авторы благодарят ВНИИНМ им. А.А. Бочвара за предоставление образцов проводов, а также Г.Х. Панову и А.А. Шикова за измерения температурных зависимостей теплоемкостей экспериментальных проводников и ВД Gd_2O_2S , PrB_6 .

Список литературы

- [1] *Keilin V.E., Kovalev I.A., Kruglov S.L., S.L. Lupanov D.E., Scherbakov V.I.* // Tech. Phys. Lett. 2008. Vol. 34. N 5. P. 418–420.
- [2] *Iwasa Y.* // IEEE Trans Appl. Supercond. 2005. Vol. 15. P. 1615–1621.
- [3] *Alekseev P.A., Keilin V.E., Kovalev I.A.* et al. Thermostabilized superconductor. Russian patent. 2008. N 2 334 296.
- [4] *Potanina L.V., Shikov A.K., Vorobieva A.E., Sulunin N.I., Medvedev M.I., Keilin V.E., Kovalev I.A., Kruglov S.L.* // ICMC. 2008. Vol. 54. P. 349–356.
- [5] *Hancox R.* // Phys. Lett. 1965. Vol. 16. N 3. P. 208–209.
- [6] *Kruglov S.L., Romanovskiy V.R.* // Tech. Phys. Lett. 1994. Vol. 20. N 22. P. 89–94.
- [7] *Kruglov S.L., Sherbakov V.I.* // Tech. Phys. 2002. Vol. 72. N 11. P. 121–124.