

05;12

Обнаружение значительного увеличения стабильности комбинированных сверхпроводников с добавками веществ с чрезвычайно высокой теплоемкостью при низких температурах

© В.Е. Кейлин,¹ П.А. Алексеев,¹ И.А. Ковалев,¹ С.Л. Круглов,¹
В.Н. Лазуков,¹ М.И. Медведев,² Д.И. Шутова¹

¹ Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

² ВНИИНМ им. А.А. Бочвара,
123060 Москва, Россия
e-mail: kev@issph.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 13 октября 2006 г.)

Экспериментально и расчетно исследовано влияние добавок интерметаллических соединений на основе редкоземельных элементов и керамик с чрезвычайно высокой теплоемкостью при низких температурах на устойчивость комбинированных NbTi-сверхпроводников к электромагнитным возмущениям. Исследования проводились на стандартных NbTi-проводах диаметром 0.85 mm, спаянных с медным проводом, содержащим высокотеплоемкие добавки (ВД).

Интерметаллические соединения (ИРМ): CeCu₆, HoCu₂, CeAl₂, PrB₆ (теплоемкость при 4.2 К больше, чем у меди, в среднем в 150 раз) или керамика Gd₂O₂S (теплоемкость при 4.2 К больше, чем у меди, в 600 раз) вводились в состав образцов комбинированного сверхпроводника в виде мелкодисперсного порошка, расположенного внутри медного провода, либо в одной толстой жиле (∅ 0.6 mm), либо в 19 тонких (∅ 0.1) жилах. Контрольный образец без ВД содержал сплошной провод. Образцы с транспортным током во внешнем поперечном магнитном поле подвергались продольным электромагнитным возмущениям, вызывающим импульсный нагрев образцов вихревыми токами. Характерные времена возмущений изменялись в широком диапазоне от 50 μs до 1.2 ms.

Чтобы сравнить значения плотности критических энергий различных возмущений для образцов разной конструкции была разработана математическая методика, основанная на аналитическом решении уравнения электромагнитной диффузии внутрь образца. Обнаружено, что плотность критической энергии образцов с ВД существенно выше (в несколько раз), чем аналогичные у контрольного образца.

Непосредственное охлаждение образцов жидким гелием в вертикальном канале (самый высокий теплосъем в стационарных условиях) не смазывает эффекта увеличения стабильности для образцов с ВД. Более того, показано, что ВД за счет большего оттока тепла на разогрев образца ограничивают тепловой поток в жидкость, тем самым увеличивая энергию, снимаемую хладагентом в процессе нестационарного теплопереноса.

PACS: 84.71.Mn

Введение

В работах [1,2] было продемонстрировано значительное повышение устойчивости сверхпроводящих обмоток, легированных некоторыми интерметаллидами редкоземельных металлов — ИРМ (CeCu₆ и HoCu₂), обладающими чрезвычайно высокой удельной теплоемкостью при низких температурах. ИРМ вводились в состав обмотки в количестве 3–6% от объема в виде порошков с размером зерна 50–70 μm, смешанных с эпоксидной смолой, в процессе „мокрой“ намотки (т.е. последней промазки каждого слоя витков). В качестве испытываемых обмоток использовались либо небольшие соленоиды NbTi (~ 6% ИРМ по объему) [1], либо овалы обмотки, намотанные так называемым резерфордским кабелем (~ 3% ИРМ по объему) [2]. В экспериментах соленоиды подвергались внешним электромагнитным возмущениям длительностью около 8 ms при различных транспортных токах. Увеличение критической энергии

легированных обмоток, по сравнению с нелегированными, составляло несколько раз. На овалных обмотках была продемонстрирована возможность получения более высоких скоростей изменения магнитного поля по сравнению с нелегированными.

Уже первые эксперименты показали, что при времени возмущения ~ 8 ms полного использования высокой теплоемкости добиться не удастся. В частности, такой вывод следует из относительно невысокого различия в критических энергиях обмоток, легированных HoCu₂ и CeCu₆: несмотря на значительно более высокую среднюю теплоемкость первой ВД (в несколько раз), критические энергии соленоида с HoCu₂ превышали таковые для соленоида с CeCu₆ всего на 10–20%, что, по всей вероятности, обусловлено более низким значением коэффициента температурной диффузии HoCu₂ (за счет его более высокой теплоемкости). Поэтому естественным продолжением работ в этом направлении является попытка внедрения ВД в состав сверхпроводящих

Объемные доли различных материалов в образцах (%) и отношение $RRR = \rho(300\text{ К})/\rho(4.2\text{ К})$ для медной матрицы провода с ВД

Материал	Образец									
	NbTi/Cu + Cu	NbTi/Cu + HoCu ₂ -1	NbTi/Cu + HoCu ₂ -19	NbTi/Cu + PrB ₆ -19	NbTi/Cu + CeAl ₂ -19	NbTi/Cu + CeCu ₆ -1	NbTi/Cu + CeCu ₆ -19	NbTi/Cu + CeCu ₆ -19	NbTi/Cu + CeCu ₆ -19	NbTi/Cu + Gd ₂ O ₂ S-19
NbTi	18.4	18.4	18.8	18.8	18.8	18.4	18.4	18.8	18.8	18.8
Cu	64.1	43.1	51.2	56.1	51.9	35.7	45.7	51.6	51.8	51.8
Pb-Sn-припой	17.5	17.5	17.2	17.2	17.5	17.5	17.5	17.2	17.2	17.2
ВД	0	11.8	7.1	4.8	8.6	19.3	12.5	8.3	8	8
Пористость	0	9.2	5.7	3.1	3.5	9.1	5.9	4.1	4.2	4.2
RRR	170	7.6	83	65	66	7.6	1.3	88	13.2	13.2

(сплав Cu-Mn)

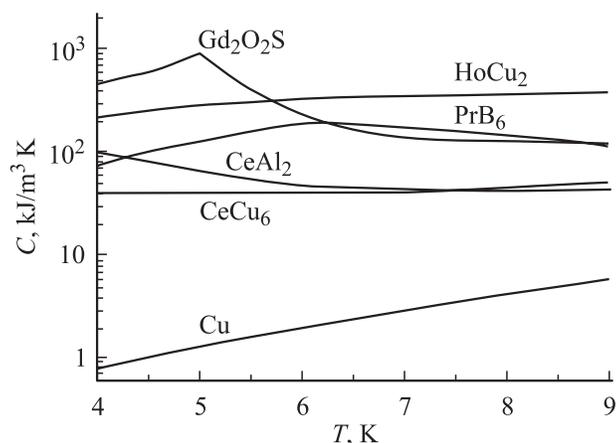


Рис. 1. Удельная теплоемкость различных ВД и меди в отсутствие магнитного поля.

проводов или токонесущих элементов. Это позволило бы значительно расширить применимость метода, а главное — повысить его эффективность за счет сокращения характерных времен температурной диффузии и более полного использования высокой теплоемкости ВД. Соответствующий метод был разработан и защищен патентом [3].

В последнее время используются другие ИРМ (PrB₆, CeAl₂) и керамика Gd₂O₂S, из-за их большей мелкодисперсности (~5 μm) при отсутствии пирофорности. На рис. 1 сравнение объемных теплоемкостей различных ВД и меди при низких температурах [4–8].

Экспериментальные образцы

Очевидно, что ввиду хрупкости ВД задача их внедрения в состав сверхпроводящих проводов и совместной металлургической обработки достаточно сложна. В качестве первого шага было решено ограничиться разработкой методов получения проводов с жилами из ВД в медной матрице, которые могли бы вводиться в состав сверхпроводящих токонесущих элементов, например, способом пайки. Нам удалось технологией

„порошок в трубе“ изготовить как одножильные, так и многожильные (19 жил) провода, содержащие одну или несколько жил с ВД в медной матрице. Средняя плотность ВД в жилах составляла около 70% от предельно возможной. Наружный диаметр проводов Cu/ВД составлял 0.85–0.82 мм. Затем эти провода мягким припоем соединялись со стандартными NbTi-проводами в медной матрице (диаметр 0.85 мм; число жил 2970; размер жил 10 μm; Cu/Sc = 1.27; шаг скрутки 10 мм). Для сопоставления NbTi/Cu-провод спаивался с медным того же диаметра (контрольный образец). Поперечные сечения образцов представлены на рис. 2, а их некоторые свойства приведены в таблице.

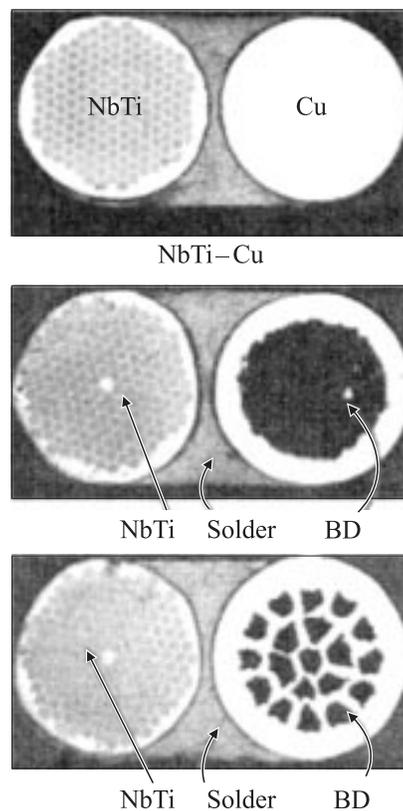


Рис. 2. Сечения экспериментальных образцов.

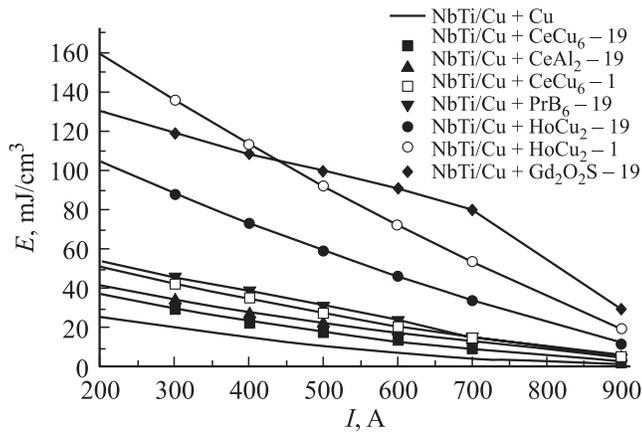


Рис. 3. Максимальные расчетные значения критической энергии образцов, $B = 1.5$ Т.

В таблице и далее используются следующие обозначения: (NbTi/Cu + Cu) — контрольный образец; (NbTi/Cu + ВД- N) — образец с конкретной ВД, где N — количество жил с ВД в медном проводе ($N = 1$ или 19).

Значительный интерес представляет сопоставление максимально возможных (при полной диссипации тепла) значений плотности тепловой энергии (разности энтальпий) E , необходимой для нагрева образцов от температуры жидкого гелия T_0 до критической температуры сверхпроводника $T_c(I, B)$, зависящей от транспортного тока I и магнитного поля B :

$$E = \int_{T_0}^{T_c(I, B)} \sum_i \eta_i C_i(T) dT \quad [\text{J/m}^3]. \quad (1)$$

Здесь η_i — объемные доли различных материалов в образце; $C_i(T)$ — температурные зависимости теплоемкости каждого материала в образце с учетом зависимости от магнитного поля.

Зависимость критической температуры сверхпроводника от транспортного тока и магнитного поля может быть записана в виде [9]:

$$T_c(I, B) = T_c(B) - (T_c(B) - T_0) \frac{I}{I_c(B)}. \quad (2)$$

Здесь $T_c(B) = T_{c0} \sqrt{1 - B/B_{c0}}$. Для NbTi $B_{c0} = 15$ Т и $T_{c0} = 9.3$ К; $I_c(B)$ — зависимость критического тока сверхпроводника от магнитного поля при T_0 .

Соответствующие максимальные значения критической энергии каждого образца в зависимости от транспортного тока и с учетом температурных зависимостей теплоемкостей всех компонентов испытываемых образцов [4–8] были рассчитаны по формуле (1). На рис. 3 они приведены в зависимости от транспортного тока при индукции внешнего магнитного поля 1.5 Т. Видно, что при полной реализации огромной теплоемкости ВД можно значительно повысить устойчивость комбинированных сверхпроводников к возмущениям.

Схема экспериментов

Для теплоизоляции и механической фиксации образцы вклеивались внутрь полых теплоизолирующих цилиндрических оправок с наружным и внутренним диаметром соответственно 7 и 3 мм (в качестве оправок использовались половинки обычных деревянных карандашей). Внутренняя полость была либо заполнена эпоксидным клеем для приближения к адиабатическим условиям (рис. 4, слева), либо часть полости оставалась свободной для прохода жидкого гелия (рис. 4, справа).

Образцы располагались вертикально внутри сверхпроводящего магнита, создающего на длине около 50 мм достаточно однородное поперечное поле до 3 Т (рис. 5). Основная часть экспериментов проводилась при индукции магнитного поля, равной 1.5 Т. Вертикальное положение обеспечивало в случае охлаждаемых жидким гелием образцов высокую интенсивность охлаждения (эффект „печной тяги“).

Для создания кратковременных импульсных возмущений использовался индукционный метод, при котором происходит непосредственный нагрев образца за счет вихревых токов, возникающих в скин-слое. Длительность

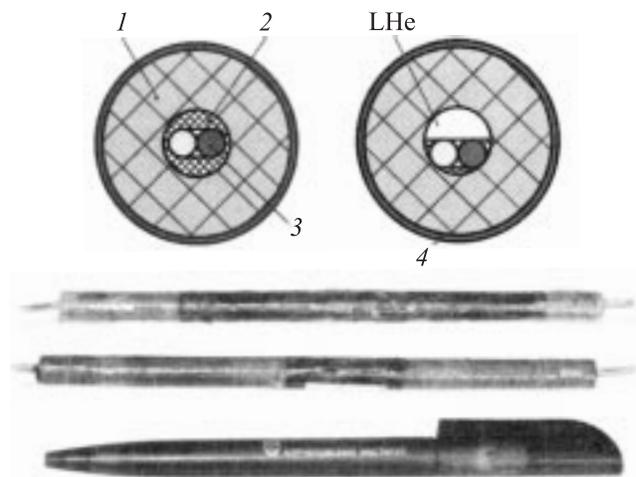


Рис. 4. Экспериментальные образцы: 1 — термоизолятор; 2 — эпоксид; 3 — образец; 4 — возмущающая катушка.

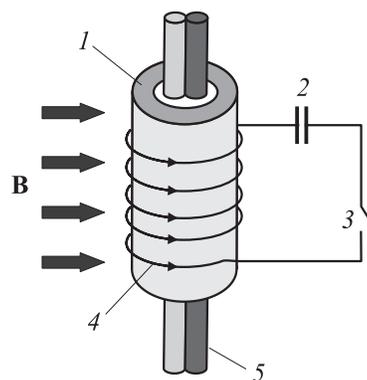


Рис. 5. Схема эксперимента: 1 — термоизолятор; 2 — конденсатор; 3 — ключ; 4 — возмущающая катушка; 5 — образец.

нагрева легко регулируется изменением параметров колебательного контура (прежде всего, емкости конденсаторов C и индуктивности возмущающих катушек L). Для реализации индукционного нагрева поверх оправок наматывались однослойные возмущающие катушки из медного провода диаметром 0.25 mm (120 витков для кратковременных возмущений 44–115 μm или 600 — для наиболее продолжительных возмущений с характерным временем 1.2 ms (рис. 5).

В экспериментах определение критической энергии образцов происходило следующим образом: после введения транспортного тока методом проб и ошибок подбиралось минимальное напряжение на конденсаторах, при котором их разряд приводил к переходу образца в нормальное состояние. Максимальная ошибка по напряжению составляла 2.5%. В качестве критической энергии конденсаторов принималась энергия, соответствующая середине интервала „переход–непереход“. Характерное время разряда, соответствующее выделению 87% энергии, запасенной в конденсаторах, можно было изменять путем изменения емкости. Ниже представлен диапазон параметров, в которых проводились измерения.

Транспортный ток, А	250–800
Магнитная индукция, Т	1.5
Условия охлаждения	Адиабатические или естественная конвекция гелия
Емкость батареи, μF	4.3–1185
Индуктивность, μH	31.5 или 205
Характерное время разряда, μs	44–1200

Поскольку сравниваемые образцы содержали различное количество меди с различным электрическим сопротивлением (см. таблицу), то прямая оценка устойчивости к возмущениям по сопоставлению энергий, запасенных в батарее конденсаторов при импульсах, переводящих образцы в нормальное состояние (критических энергий), некорректна. Для того чтобы правильно сопоставлять полученные из экспериментов критические энергии возмущений, необходимо перейти от них к плотностям критических энергий тепловыделений в самих образцах. Энергия, выделившаяся в образце от электромагнитного продольного возмущения, составляет лишь малую долю энергии, запасаемой в конденсаторах, хотя всегда пропорциональна последней.

Расчеты

Для упрощения расчетов считалось, что электросопротивление припоя Pb–Sn бесконечно велико по сравнению с сопротивлением меди, и вихревые токи, вызванные быстрым изменением внешнего магнитного поля, возникают только в пределах сверхпроводящего и легированного проводов. Тепловые потери в каждом проводе рассчитывались независимо друг от друга и после этого суммировались. Эксперименты были разделены на 3 серии.

В первой серии ($C = 4.3 \mu\text{F}$; $L = 31.5 \mu\text{H}$; $\nu = 13.7 \text{ kHz}$; $\tau = 44 \mu\text{s}$) параметры возмущающего контура были таковы, что толщина скин-слоя δ была много меньше диаметров сверхпроводящего и легированного проводов. Поэтому плотность выделившейся в проводе энергии рассчитывалась в модели полубесконечного проводящего слоя. Кроме того, из-за небольшой глубины скин-слоя в области, где возникают вихревые токи, удельное сопротивление соответствует сопротивлению чистой меди с учетом его зависимости от магнитного поля. Расчет проводился по известному [10] выражению (3) для плотности энергии, выделяющейся в проводе во время импульса высокочастотного переменного продольного магнитного поля:

$$Q = \frac{n^2 C U^2 \tau \rho_{\perp}}{\delta d L} \text{ [J/m}^3\text{]}. \quad (3)$$

Здесь n — плотность витков возмущающей катушки [m^{-1}]; C и U — емкость и максимальное напряжение на батарее конденсаторов; R и L — индуктивность и сопротивление колебательного контура; $\tau = 2L/R$ — временная характеристика контура; ρ_{\perp} — удельное сопротивление провода в поперечном направлении; d — диаметр провода; $\nu = (2\pi\sqrt{LC})^{-1}$ — частота колебательного контура; $\delta = (\pi\nu\mu_0/\rho_{\perp})^{-1/2}$ — толщина скин-слоя.

Во второй серии экспериментов ($C = 165 \mu\text{F}$; $L = 31.5 \mu\text{H}$; $\nu = 2.2 \text{ kHz}$; $\tau = 115 \mu\text{s}$) толщина скин-слоя несколько возрастает, но выражение (3) по-прежнему хорошо описывает процесс выделения тепла для образцов, содержащих ВД (кроме образцов с низким значением RRR). Поэтому расчет плотности выделившейся энергии также проводился в рамках модели полубесконечного проводящего слоя по формуле (3).

В третьей серии экспериментов ($C = 1185 \mu\text{F}$; $L = 205 \mu\text{H}$; $\nu = 322 \text{ Hz}$; $\tau = 1.2 \text{ ms}$) (с большими временами возмущений, и по сравнению с первой серией, малыми частотами колебаний магнитного поля) толщина скин-слоя сравнима с диаметром проводов, в связи с чем расчет в той же модели приводит к неверным результатам.

В этом случае было найдено выражение для индукции магнитного поля, проникшего в образец при электромагнитном возмущении, как решение уравнения магнитной диффузии (4) для каждого типа провода (см. рис. 2) с нулевым начальным условием и граничным условием на поверхности проводов: $B(t) = 2\pi\nu\mu_0 n C U e^{-t/\tau} \sin(2\pi\nu t)$ (т.е. индукция магнитного поля на поверхности провода считалась равной внешней индукции)

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\rho_{\perp}}{\mu_0} \Delta B. \quad (4)$$

Здесь B — составляющая переменного магнитного поля, направленная параллельно оси провода в образце (другие составляющие этого вектора равны нулю); Δ — лапласиан в цилиндрических координатах.

Напряженность электрического поля E была найдена как решение уравнения Максвелла (5) в цилиндрических координатах:

$$\text{rot } E = -\frac{\partial B}{\partial t}. \quad (5)$$

Для определения удельной плотности тепловыделения в проводах от вихревых токов в переменном магнитном поле было использовано выражение для омических потерь, усредненное по объему провода:

$$Q = \frac{1}{V} \int_0^{\infty} \int_V \frac{E^2(r, t)}{\rho_{\perp}} dV dt \text{ [J/m}^3\text{]}. \quad (6)$$

Результаты экспериментов

На рис. 6 представлено сравнение с расчетом экспериментальных зависимостей плотности критической энергии от тока для образцов с ВД CeCu_6 с разными по чистоте медными матрицами (см. таблицу), так как теплоемкость меди не зависит от ее чистоты, расчетные кривые для 19-жильных образцов с CeCu_6 с $RRR = 1.3$ и 88 практически совпадают и показаны на рис. 6 одной кривой. Видно, что чем ниже RRR меди в матрице, тем больше недобор до расчетных значений. Нереализация большой теплоемкости у образца с достаточно чистой медью объясняется слишком большим характерным тепловым временем жил CeCu_6 (которые из-за высокой теплоемкости и низкой теплопроводности не успевают прогреваться за время возмущения). То же самое можно сказать про образцы $(\text{NbTi/Cu} + \text{HoCu}_2-1)$ и $(\text{NbTi/Cu} + \text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}-19)$, у которых реализация теплоемкости составила 7–10% от расчетной (низкое качество матрицы обоих образцов и очень большой размер жилы $(\text{NbTi/Cu} + \text{HoCu}_2-1)$).

Рис. 7 демонстрирует влияние характерного времени возмущения на плотность критических энергий для

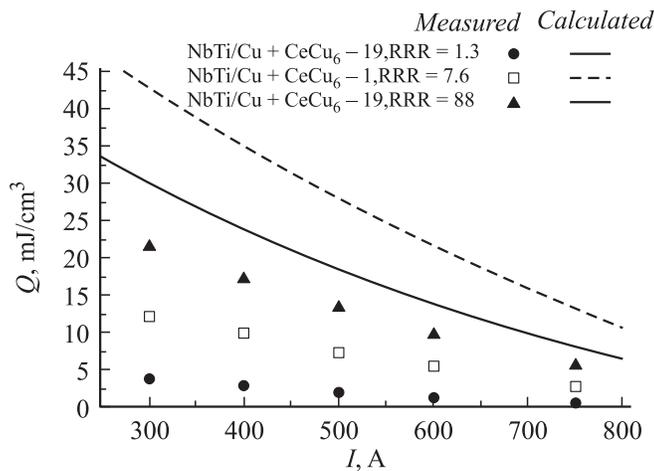


Рис. 6. Сравнение плотности критической энергии электромагнитных возмущений для образцов с ВД CeCu_6 при разных значениях электрического сопротивления медной матрицы, $B = 1.5 \text{ T}$, $\tau = 1.2 \text{ ms}$.

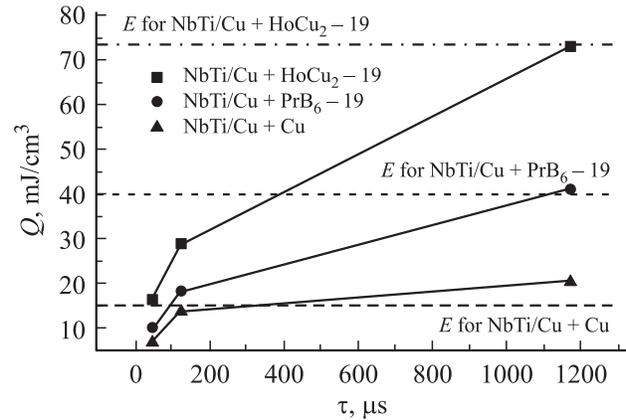


Рис. 7. Зависимость плотности критической энергии возмущений от длительности импульса в адиабатических условиях при транспортном токе 400 A , $B = 1.5 \text{ T}$.

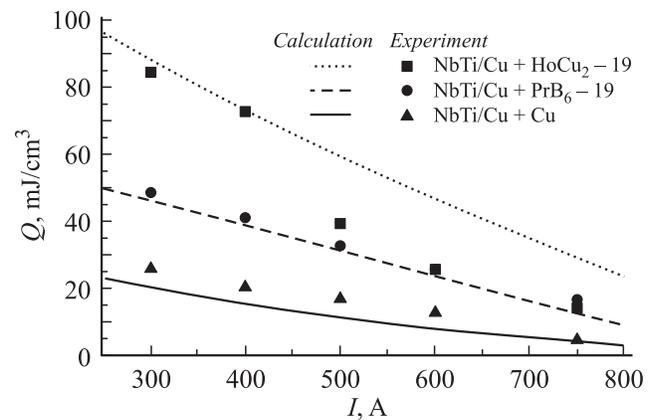


Рис. 8. Зависимость плотности критической энергии возмущений с $\tau = 1.2 \text{ ms}$ от транспортного тока в поперечном магнитном поле $B = 1.5 \text{ T}$.

трех образцов: контрольного без ВД ($\text{NbTi/Cu} + \text{Cu}$), $(\text{NbTi/Cu} + \text{HoCu}_2-19)$ и $(\text{NbTi/Cu} + \text{PrB}_6-19)$. Там же пунктиром нанесены расчетные значения критических энергий. Видно, что при коротких импульсах характерное время температурной диффузии слишком велико для выравнивания температуры по сечению жил с ВД, и теплоемкость последних не используется полностью. Однако уже при $\tau = 1.2 \text{ ms}$ из-за достаточно высокой теплопроводности PrB_6 и HoCu_2 образцы с добавками этих соединений реализуют свои возможности полностью.

На рис. 8 представлено сравнение зависимостей критических энергий от транспортного тока при времени возмущения $\tau = 1.2 \text{ ms}$ в магнитном поле $B = 1.5 \text{ T}$ для трех образцов без ВД ($\text{NbTi/Cu} + \text{Cu}$), $(\text{NbTi/Cu} + \text{HoCu}_2-19)$ и $(\text{NbTi/Cu} + \text{PrB}_6-19)$; там же нанесены расчетные кривые. Обращает на себя внимание резкое увеличение стабильности у образцов с ВД по сравнению с контрольным. У последнего наблюдается заметное отклонение экспериментальных значений от расчетных в большую сторону. Этот факт мож-

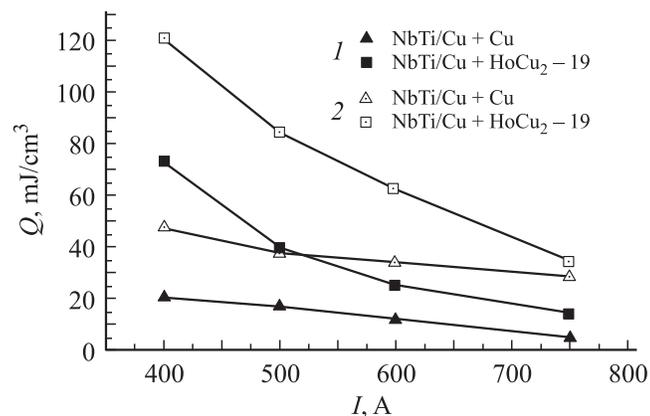


Рис. 9. Зависимость критической плотности энергии возмущений от транспортного тока при охлаждении жидким гелием (2) и в адиабатических условиях (1), $B = 1.5 \text{ T}$, $\tau = 1.2 \text{ ms}$.

но объяснить нарушением адиабатических условий при продолжительном возмущении, когда часть тепла от образца успеет уйти в окружающую его эпоксидную смолу, теплоемкость которой существенно выше, чем у контрольного образца (у образцов с ВД ситуация прямо противоположная).

На рис. 8 обращает на себя внимание уменьшение измеренных критических энергий по сравнению с вычисленными для образца (NbTi/Cu + HoCu₂-19) начиная с транспортных токов $I > 400 \text{ A}$. Возможное объяснение состоит в том, что при увеличении транспортного тока I происходит рост времени температурной диффузии $\tau_d \sim C(T)/\lambda(T)$ жил из HoCu₂ и это время становится значительно больше характерного времени возмущения τ . Рост τ_d при увеличении I может происходить по следующей схеме: увеличение I приводит к уменьшению критической температуры T_c , при уменьшении которой теплопроводность $\lambda(T)$ HoCu₂ уменьшается практически линейно, тогда как теплоемкость $C(T)$ почти не изменяется (рис. 1). Следует, однако, отметить, что эти соображения качественно справедливы и в отношении PrB₆, хотя для образца (NbTi/Cu + PrB₆-19) измеренные и расчетные плотности критических энергий неплохо совпадают во всем диапазоне транспортных токов.

Интересным вопросом является соотношение устойчивости к возмущениям образца с ВД и контрольного при непосредственном охлаждении жидким гелием. На рис. 9 приведены экспериментальные зависимости плотности критической энергии возмущений от транспортного тока в магнитном поле $B = 1.5 \text{ T}$ при длительности импульса 1.2 ms для образца (NbTi/Cu + HoCu₂-19), и для контрольного в адиабатических условиях и при наличии охлаждения жидким гелием половины периметра образцов. Из рис. 9 видно, что при непосредственном охлаждении жидким гелием различие в критических энергиях образцов с ВД и контрольного нивелируется начиная со значения тока 750 A и выше ($I_c = 1050 \text{ A}$).

Оценки показывают, что примерное равенство плотностей критических энергий образца с ВД и кон-

трольного можно объяснить следующим образом. Когда температура образца в режиме нестационарного теплопереноса начинает превышать критическую температуру сверхпроводника (это начинается при транспортных токах $\geq 700 \text{ A}$), к мощности тепловыделения от возмущения добавляется джоулева генерация образцов в нормальном состоянии, которая у образца (NbTi/Cu + HoCu₂-19) в 2 раза выше, чем у контрольного (NbTi/Cu + Cu) из-за менее чистой меди (см. таблицу).

Заключение

Продемонстрирована возможность изготовления методом „порошок в трубе“ одно- и многожильных проводов с жилами, содержащими ВД, в медной матрице. На основе этих проводов изготовлены и испытаны модельные образцы комбинированных сверхпроводников. Экспериментально установлено, что для эффективного использования теплоемкости ВД необходимо стремиться к уменьшению характерных поперечных размеров их жил. Введение в состав сверхпроводящих композитов ВД, особенно эффективное для обмоток, работающих в адиабатических условиях, остается целесообразным и для хорошо охлаждаемых обмоток. Исследованные образцы можно рассматривать как один из возможных прототипов длинномерных сверхпроводников с повышенной устойчивостью, которые могут быть использованы в реальных обмотках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-08079) и Росатома (контракт 6.06.19.19.04.987).

Список литературы

- [1] Alekseev P.A., Keilin V.E., Kovalev I.A. et al. // *Cryogenics*. 2004. Vol. 44. N 1. P. 763–766.
- [2] Alekseev P.A., Keilin V.E., Kovalev I.A. et al. // *Cryogenics*. 2006. Vol. 46. P. 252–255.
- [3] Акимов И.И., Алексеев П.А., Ведерников Г.П. и др. Комбинированный сверхпроводник. Патент РФ № 2273 906.
- [4] Iwasa Y. *Case Studies in Superconducting Magnets Design and Operational Issues*. N.Y.; London: Plenum press, 1994. P. 386.
- [5] Williams I.E.C. // *Proc. TM-11*. Elsevier Appl. Sci. 1989. P. 1072–1077.
- [6] Trevisani L., Kuriyama T., Tegrini F. et al. // *Cryogenics*. 2002. Vol. 42. P. 653–657.
- [7] Barbisch B.J., Kwashnitsa K. // *J. Phys. (Paris)*. 1984. Vol. C1–45. P. C1–561–565.
- [8] Numazawa T., Yanagitani T., Nozawa H. et al. // *Cryocoolers*. New York: Kluwer Academic, Plenum Publishers, 2003. Vol. 12. P. 473–481.
- [9] Кейлин В.Е. // *ДАН*. 1982. Т. 263. № 1. С. 90–92.
- [10] Baynham D.E., Edwards V.W., Wilson M.N. // *IEEE Trans. on Magn.* 1987. Vol. 19. N 3. P. 676–679.