

Влияние теплоемкости и проводимости нормальной матрицы NbTi композитного сверхпроводника на устойчивость к скачкам магнитного потока

© С.Л. Круглов,^{1,2} Д.И. Шутова,^{1,¶} В.И. Щербаков¹

¹ Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, 123182 Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, 115409 Москва, Россия

¶ e-mail: shutovadi@mail.ru

(Поступило в Редакцию 10 мая 2016 г.)

Во внешнем переменном магнитном поле экспериментально исследована устойчивость к скачкам магнитного потока трех образцов из NbTi композитных сверхпроводников: одного одножильного и двух многожильных. Проведено сравнение эксперимента с теорией термомангнитной стабильности композитных сверхпроводников. Найдены пороговые значения скоростей изменения внешнего магнитного поля, начиная с которых теплоемкость и проводимость нормальной матрицы композита становятся определяющими стабилизирующими факторами. Экспериментально обнаружена не встречавшаяся ранее возрастающая зависимость поля первого скачка магнитного потока от скорости роста внешнего магнитного поля в сверхпроводящем проводе для МРТ. Причина эффекта — шунтирующее действие медной матрицы высокой чистоты и низкое объемное содержание сверхпроводника в композите ($\sim 10\%$).

DOI: 10.21883/JTF.2017.02.44127.1872

Введение

Под термомангнитной стабильностью понимают устойчивость к малым возмущениям профиля магнитного потока, проникающего в сверхпроводник, при изменении внешнего магнитного поля или транспортного тока. Важно ответить на вопрос — при каких условиях распределение тока в сверхпроводнике остается устойчивым и не развивается лавинообразный процесс перераспределения тока (скачок магнитного потока), который способен вызвать переход сверхпроводника в нормальное состояние.

Для понимания серьезности проблемы можно упомянуть проект LARP (Large Hadron Collider Accelerator Research Program) с участием известных лабораторий, таких как: ФермиЛаб (FNAL), Брукхейвенская национальная лаборатория (BNL), Национальная лаборатория Лоуренса в Беркли (LBNL). Проект направлен на создание Nb₃Sn-проводников с большой плотностью тока ($12\text{ T}/4.2\text{ K}/2.6\cdot 10^9\text{ A/m}^2$) для модернизации дипольных и квадрупольных магнитов Большого адронного коллайдера. Их работы 2005–2010 гг. свидетельствуют о том, что проявления коллективных скачков магнитного потока собственного поля существенно снижают достигаемые значения токов в обмотках квадрупольных магнитов (40–70% от тока короткого образца — максимально достигаемого значения) [1].

Анализ устойчивости и его результаты существенно зависят от соотношений характерных времен тепловых и электромагнитных процессов в сверхпроводнике: магнитного ($\tau_m = \mu_0 d^2 / \rho$), теплового ($\tau_\lambda = Cd^2 / \lambda$) и теплообменного ($\tau_h = Cd / h$), где d — характерный размер

сверхпроводника, ρ — дифференциальное сопротивление сверхпроводника, которое при достаточно низких уровнях электрических полей во много раз меньше, чем сопротивление стабилизирующей нормальной матрицы, C — объемная теплоемкость сверхпроводника, λ — коэффициент поперечной теплопроводности, h — коэффициент теплопередачи с поверхности.

В жестких сверхпроводниках (без нормальной матрицы) $\tau_m \ll \tau_\lambda$, а в многоволоконных композитных $\tau_m \gg \tau_\lambda$. Теплообменное время может сильно изменяться в зависимости от условий охлаждения. Практический интерес представляет случай $\tau_m \gg \tau_h$, $\tau_m \gg \tau_\lambda$, для которого в работе [2] был получен критерий устойчивости, учитывающий только один стабилизирующий фактор — охлаждение. При больших скоростях изменения внешнего магнитного поля или транспортного тока необходимо учитывать и другой стабилизирующий фактор — теплоемкость. Такой критерий в произвольном соотношении τ_m и τ_j получен в работе [3]. Точный аналитический критерий, учитывающий и теплоемкость и шунтирующее действие нормальной матрицы сверхпроводника, отсутствует.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по исследованию скачков магнитного потока (далее скачков) в NbTi сверхпроводниках в условиях, когда теплоемкость и проводимость нормальной матрицы становятся определяющими стабилизирующими факторами, кардинально меняющими картину термомангнитной стабильности. Некоторые экспериментальные результаты взяты из опубликованных ранее материалов по исследованию влияния высокотеплоемких добавок на термомангнитную стабильность композитных сверхпроводников [4,5].

1. Эксперимент

Эксперимент заключался в определении зависимости величины поля первого скачка магнитного потока (далее — поле скачка) от скорости роста внешнего магнитного поля в образцах в виде однослойных соленоидов с пропаянными витками из трех различных композиционных NbTi-сверхпроводников. Поперечные сечения трех экспериментальных изготовленных во ВНИИНМ им. А.А. Бочвара сверхпроводников показаны на рис. 1. Провод образца 1 имел одну NbTi-жилу, наибольший коэффициент заполнения по сверхпроводнику и наименее чистую медь (см. табл. 1). Сверхпроводник образца 2 с 4242 NbTi-волоконками близок по конструкции к проводу для ИТЭР. Сверхпроводник образца 3 (28 NbTi-волокон, наивысшая чистота меди) предназначен для магнитных систем МРТ. В жидком гелии в возрастающем с постоянной скоростью внешнем магнитном поле в витках соленоидов-образцов наводился ток, экранирующий внутренний объем и замыкающийся поперек закороченных витков. Схема эксперимента и внешний вид

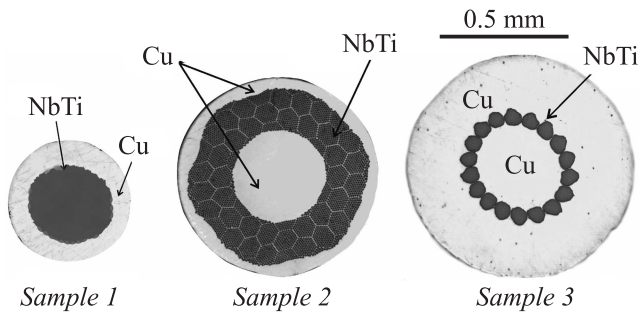


Рис. 1. Поперечные сечения NbTi сверхпроводников.

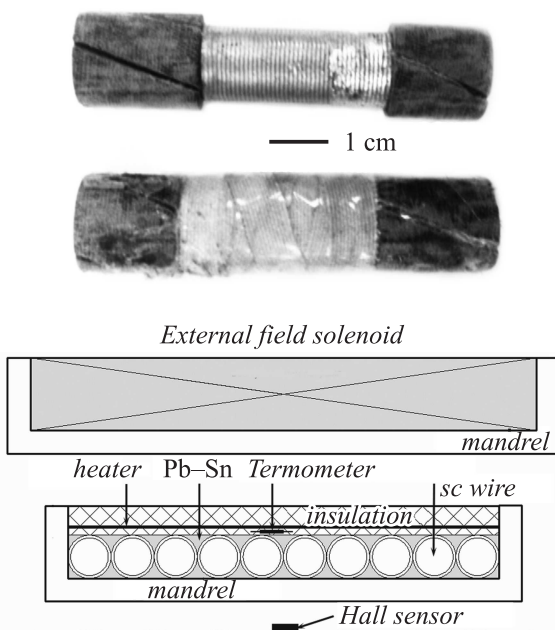


Рис. 2. Образцы-соленоиды и схема эксперимента.

Таблица 1. Характеристики NbTi образцов-соленоидов

Параметр	Номер образца			
	1	2	3	
Наружный диаметр сверхпроводника	0.33	0.73	0.835	
Количество NbTi-жил	1	4242	18	
Диаметр NbTi-жилы, μm	270	3.7	60	
Объемная доля сверхпроводника, %	67	40	10	
Критическая плотность тока по сверхпроводнику, 10^9 A/m^2	в 5 Т (измерено)	1.40	1.97	2.33
	в 0.3 Т (аппроксимировано)	6.16	8.67	10.30
Отношение электрических сопротивлений при 300 К/4.2 К при 0 Т (RRR)	30	130	60	
Резистивный параметр перехода, n	100	40	40	
Число витков в образце-соленоиде	86	42	36	
Внутренний радиус образца-соленоида, mm	6	6	6	
Длина образца, mm	32	32	32	

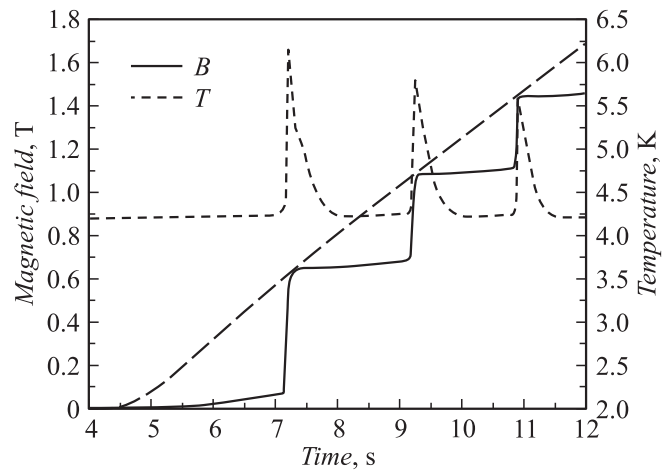


Рис. 3. Зависимость магнитного поля в центре образца и его средней температуры от времени при увеличении внешнего магнитного поля.

образцов-соленоидов представлены на рис. 2. С целью уменьшения поля скачка внешняя поверхность образцов была покрыта слоем теплоизоляции толщиной 2 mm. Образец 1 в отличие от других был дополнен внешним пропаянным слоем медного провода диаметром 0.5 mm. Экспериментальная методика наблюдения скачков магнитного потока в таких образцах подробнее описана в работах [4,5]. На рис. 3 для образца 1 показана типичная временная диаграмма магнитного поля внутри образца и средней температуры образца. Хорошо видны скачки, когда внешнее магнитное поле очень быстро проникает в центр образца. Затем, спустя некоторое время, образец охлаждается через теплоизоляцию, сверхпроводник

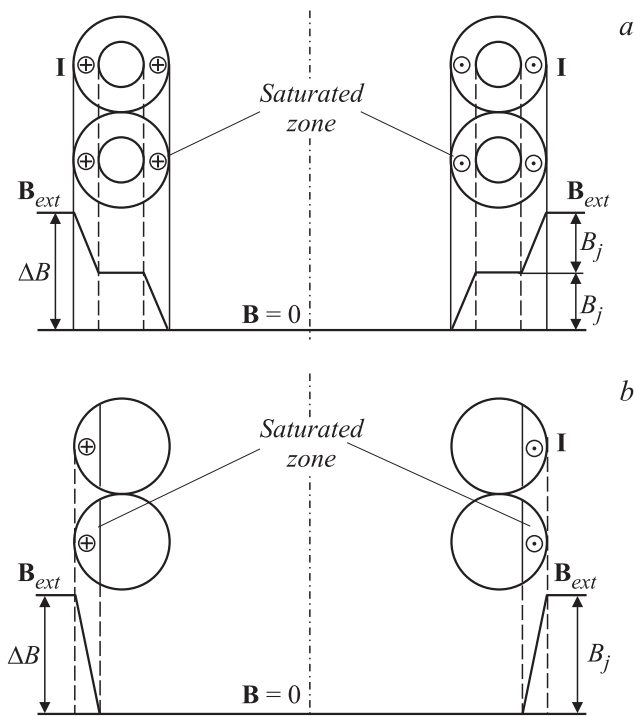


Рис. 4. Профиль магнитного поля в образцах: *a* — образцы 2 и 3 (многожильные скрученные провода), *b* — образец 1 (одножильный провод).

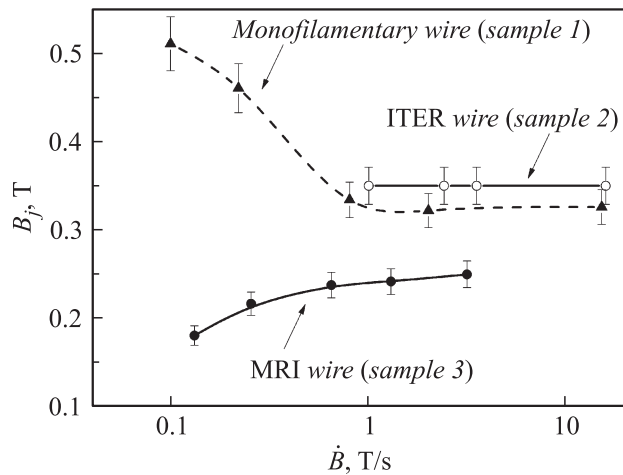


Рис. 5. Зависимость поля первого скачка от скорости изменения внешнего магнитного поля.

возвращается в сверхпроводящее состояние и процесс экранировки продолжается до следующего скачка. До значения индукции внешнего магнитного поля приблизительно в 2 Т экранирующий ток меньше критического и скачки соответствуют моментам нарушения термомагнитной устойчивости. Небольшой рост магнитного поля в центре образца (0.06 Т) в процессе увеличения внешнего поля обусловлен наличием электрического сопротивления на пути экранирующего тока, когда он

замыкается через пропаянную обмотку поперек витков. Оценки дают значение этого сопротивления в $1.9 \mu\Omega$.

Экранирование переменного поля в разных образцах зависит от того, какой провод используется — одножильный или скрученный многожильный. У последнего насыщенная зона с током занимает цилиндрический слой. Поэтому при экранировании перепад магнитного поля по толщине образца распадается на 2 одинаковых пространственно разделенных профиля (рис. 4, *a*). Скачок происходит в одном из этих профилей, скорее всего во внешнем, где магнитное поле максимально. В одножильном проводе образца 1 при тех же условиях насыщенная зона с током занимает внешнюю область сечения толстой NbTi-жилы, и перепад магнитного поля один (рис. 4, *b*).

На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости поля первого скачка от скорости роста внешнего магнитного поля $B_j(\dot{B})$. Методическая ошибка в определении B_j была напрямую связана с частотой оцифровки сигнала с датчика Холла. При увеличении скорости роста поля от 0.1 до 15 Т/с частота оцифровки повышалась с целью сохранения относительной ошибки измерения B_j не выше 6%.

Бросается в глаза принципиальное различие в поведении образцов: спадающая кривая $B_j(\dot{B})$ с выходом на насыщение при высоких скоростях изменения магнитного поля для образца 1, постоянная величина, не зависящая от скорости роста поля, для образца 2 и возрастающая кривая с выходом на небольшой линейный рост для образца 3.

Чтобы разобраться в этих результатах, необходимо обратиться к критерию терромагнитной стабильности, учитывающему нелинейность (размытость) вольтамперной характеристики (ВАХ) сверхпроводника, включающему в себя оба стабилизирующих фактора при развитии скачка — охлаждение и теплоемкость.

2. Расчет

Критерий для случая малого шунтирующего действия нормальной матрицы в модели сверхпроводящего провода как пластины во внешнем, меняющемся магнитном поле аналитически получен в работе [3]:

$$B_j^2 = \left(\frac{2\mu_0^2 h d}{\rho_s(E)} + \frac{3\mu_0 C B_p}{B_j} \right) (T_c - T_b), \quad (1)$$

где B_j — поле первого скачка магнитного потока, B_p — поле полного проникновения магнитного потока в пластину, $\rho_s(E)$ — дифференциальное сопротивление сверхпроводника, зависящее от электрического поля, d — полутолщина пластины, T_c — критическая температура сверхпроводника, T_b — температура гелиевой ванны.

Выражение для $\rho_s(E)$ зависит от формы представления размытой ВАХ. Чаще других используется ВАХ в виде степенной функции $E = E_0(j/j_c)^n$, где E_0 —

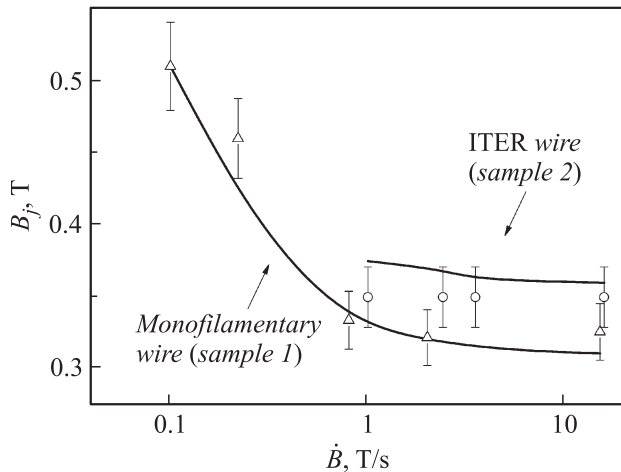


Рис. 6. Сравнение аналитического критерия для зависимости $B_j(\dot{B})$ [3] с учетом теплоемкости проводника (линии) и экспериментальных зависимостей (точки) для образцов 1 и 2.

уровень электрического поля при определении критического тока (10^{-5} В/м или 10^{-4} В/м), j_c — критическая плотность тока по сверхпроводнику, n — резистивный показатель перехода, характеризующий размытость ВАХ (как правило для NbTi-проводов $n = 40-50$, для Nb₃Sn $n = 20-30$). Тогда

$$\rho_s = \frac{\partial E}{\partial j} = \frac{En}{j} \approx \frac{En}{j_c}. \quad (2)$$

Для пластины $E = \dot{B}d$, где \dot{B} — скорость изменения внешнего поля. С учетом (2) выражение (1) принимает вид

$$B_j^2 = \left(\frac{2\mu_0^2 h j_s}{B_n} + \frac{3\mu_0 C B_p}{B_j} \right) (T_c - T_b), \quad (3)$$

где j_s — конструктивная критическая плотность тока по сечению сверхпроводящего композитного провода, B_p — поле проникновения до середины пластины.

Применим этот критерий для описания экспериментальных зависимостей $B_j(\dot{B})$ для образцов 1 и 2 (в образце 3 явно наблюдается сильный шунтирующий эффект нормальной матрицы). Для этого необходимо согласовать модель сверхпроводящего провода как бесконечной пластины из критерия (3) и модель образца как длинного тонкого полого цилиндра во внешнем переменном магнитном поле. Для большей приближенности к модели в качестве j_s будем использовать конструктивную критическую плотность тока по сечению образца (здесь дополнительно учтен коэффициент $\pi/4$ при переходе от круглого провода к пластине). В образце 1 внешний слой медных проводов принимался во внимание только при определении теплоемкости образца.

При расчете поля проникновения $B_p = \mu_0 j_s d$ для образца 1 нужно заменить полутолщину пластины d из критерия (3) на диаметр жилы (рис. 4, б). В теплоемкости C необходимо учитывать сверхпроводник, медь и

связующий витки припой. Коэффициент теплоотдачи h используется как подгоночный параметр. Это обычная процедура для сравнения теории и эксперимента [3]. Коэффициент теплоотдачи подбирался таким, чтобы расчетное значение B_j соответствовало экспериментальной точке для минимальной скорости роста поля $\dot{B} = 0.1$ Т/с и составил 13.1 Вт/(м²К). Теплоизоляция образцов состояла из 10 слоев эпоксидированной стеклотенты толщиной 0.2 мм. Используя значение коэффициента теплопроводности такой ленты поперек стекловолна $\lambda_m = 0.034$ Вт/(мК) при $T = 4.2$ К, можно оценить эффективный коэффициент теплоотдачи в жидкий гелий через теплоизоляцию $h_{\text{eff}} = \lambda/\Delta_m$, где $\Delta_m = 2$ мм — толщина теплоизоляции. Тогда $h_{\text{eff}} = 17$ Вт/(м²К), что достаточно близко к значению подгоночного параметра. Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей для образцов 1 и 2 показано на рис. 6. Видно, что качественное различие эксперимента и теории начинает появляться при $\dot{B} \geq 15$ Т/с. Особенно это заметно у образца 1, когда поле скачка начинает немного расти. Это связано с началом появления шунтирующего эффекта нормальной матрицы образца.

Гораздо более раннее появление этого эффекта по \dot{B} явно прослеживается у образца 3, в котором мало сверхпроводника и много чистой меди (рис. 5). Его возрастающая с \dot{B} экспериментальная зависимость принципиально не описывается критерием (3), учитывающим в качестве стабилизирующих факторов только охлаждение и теплоемкость. В работе [3] также было исследовано влияние проводимости нормального металла матрицы на термомангнитную стабильность сверхпроводников в быстропеременных полях. В частности, для одножильного сверхпроводника образца 1 во внешнем магнитном поле $B = 6$ Т в модели пластины с $j_s = 10^9$ А/м², $\rho_n = 10^{-9}$ Ом·м, $n = 100$, $(T_c - T_b) = 3$ К, $C = 2$ (кДж/м³К), $h = 100$ (Вт/м²К) при помощи численного решения бы-

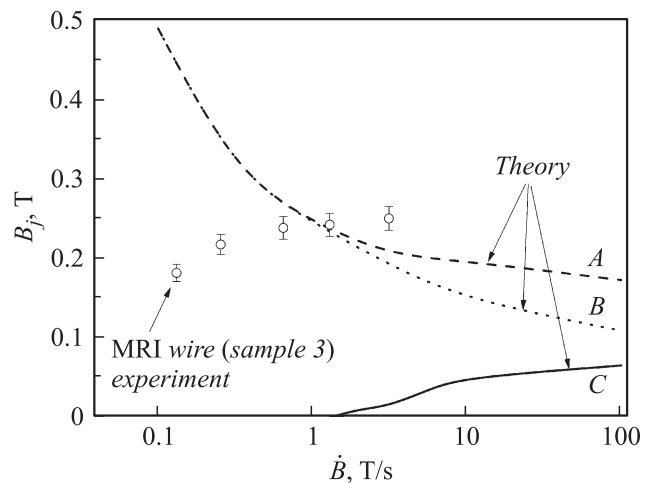


Рис. 7. Сравнение трех расчетных зависимостей $B_j(\dot{B})$ [3]: А — с учетом теплоемкости проводника и проводимости его нормальной матрицы, В — с учетом теплоемкости проводника, С — разность кривых А и В с экспериментальной зависимостью зависимостей $B_j(\dot{B})$ для образца 3 (МРТ, 28 NbTi-жил).

Таблица 2. Граничные скорости роста внешнего магнитного поля для учета теплоемкости \dot{B}_c и проводимости нормальной матрицы \dot{B}_{sh}

Образец	\dot{B}_c , T/s	\dot{B}_{sh} , T/s
№ 1 (одножильный провод)	0.3	15
№ 2 (4242 NbTi жил для ITER)	0.4	26
№ 3 (28 NbTi жил для МРТ)	0.12	3
№ 4 (одножильный провод в магнитном поле $B = 6$ Т, расчет из [3])	0.6	18

ли получены две зависимости $B_j(\dot{B})$: первая с учетом теплоемкости, вторая с учетом и теплоемкости и шунтирующего эффекта нормальной матрицы. На рис. 7 представлены эти зависимости, пересчитанные с полутолщины устойчивой сверхпроводящей пластины (как аргумента) на поле скачка (как функции). Для качественного сравнения добавлены экспериментальная зависимость $B_j(\dot{B})$ образца 3 и разность между расчетными кривыми, выделяющая отдельно влияние нормальной матрицы на поле скачка. Рис. 7 демонстрирует принципиальное расхождение в поведении расчетной и экспериментальной зависимостей. Однако ход зависимости разности верхней и нижней расчетных кривых очень близок к ходу экспериментальной, только в логарифмическом масштабе эти зависимости раздвинуты по \dot{B} на порядок величины. Чтобы понять причину этого, необходимо определить граничные значения \dot{B} , начиная с которых нужно обязательно учитывать теплоемкость и проводимость нормальной матрицы как стабилизирующих факторов при развитии скачка. Для теплоемкости это означает начало выхода зависимости $B_j(\dot{B})$ на насыщение, а для шунтирующего действия матрицы — увеличение B_j с ростом \dot{B} . Учет теплоемкости необходим с момента, когда магнитное время сравнивается с теплообменным или, другими словами, когда скорость диффузии электромагнитного поля начинает превышать скорость теплоотвода с поверхности в хладагент.

Из неравенства $\tau_m \leq \tau_h$ получим условие на граничную \dot{B}_c с учетом теплоемкости

$$\dot{B}_c \geq \mu_0 j_s h / (nC). \quad (4)$$

При условиях, когда дифференциальное сопротивление сверхпроводника одного порядка или больше сопротивления нормального металла матрицы образца $\rho_s / X_s \geq \rho_n / X_n$, где X_s и X_n — объемные доли сверхпроводника и меди, можно определить область проявления шунтирующего действия матрицы

$$\dot{B}_{sh} \geq \rho_n j_c X_s / (X_n d n). \quad (5)$$

В табл. 2 представлены граничные значения \dot{B}_c и \dot{B}_{sh} наших образцов, а также проводника 4, характеристики которого были использованы при расчетах в [3].

Для образцов 1 и 2 значения граничных скоростей примерно соответствуют экспериментальным данным (рис. 5). У образца 3 выход на насыщение по теплоемкости происходит очень быстро ~ 0.1 T/s, поэтому шунтирующий эффект матрицы проявляется в чистом виде, уже начиная с 0.2 T/s. Скачок происходит в сверхпроводнике, но одновременно к его полю скачка прибавляется перепад поля, создаваемый экранирующим током в медной матрице. Фактически экспериментальная зависимость $B_j(\dot{B})$ представляет собой перевернутую ВАХ провода образца 3 (провод для МРТ), поскольку $\dot{B} \propto E$ и $B_j \propto I_s$, I_s — ток провода соленоида образца. Для провода 4 из работы [3] $\dot{B}_{sh} \sim 20$ T/s из-за не совсем чистой меди ($RRR \sim 30$) и внешнего магнитного поля $B = 6$ Т. Фактическое увеличение B_j с ростом \dot{B} из-за шунтирующего эффекта матрицы скрадывается более сильным уменьшением зависимости $B_j(\dot{B})$ с учетом только теплоемкости.

Заключение

Самым важным результатом настоящей работы является обнаружение не наблюдавшейся ранее возрастающей зависимости поля скачка магнитного потока с увеличением скорости роста внешнего магнитного поля в образце 3 из сверхпроводника для МРТ. В области скоростей изменения внешнего поля, где шунтирующий эффект нормальной матрицы еще незначительный (< 10 T/s), для образца 1 из одножильного провода и образца 2 из многожильного провода для ИТЭР известный аналитический критерий [3], учитывающий как теплоемкость сверхпроводника, так и охлаждение его поверхности, хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Список литературы

- [1] Bordini B., Barzi E., Feher S., Rossi L., Zlobin A.V. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2008. Vol. 18. N 2. P. 1309–1312.
- [2] Mints R.G., Rakhmanov A.L. // J. Phys. D. 1982. Vol. 16. P. 103–109.
- [3] Клименко Е.Ю., Мартовецкий Н.Н., Новиков С.И. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1989. Т. 2. № 11. С. 152–165.
- [4] Кейлин В.Е., Круглов С.Л., Щербаков В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 10. С. 28–33.
- [5] Кейлин В.Е., Ковалев И.А., Круглов С.Л., Щербаков В.И., Шутова Д.И. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 155–158.