

Импульсное намагничивание короткозамкнутой катушки из ВТСП

© П.А. Бражник,¹ А.А. Картамышев,¹ В.С. Коротков,¹ Е.П. Красноперов,^{1,2,¶} А.А. Бишаев,³ М.В. Козинцева³

¹ Национальный исследовательский центр Курчатовский институт,
123182 Москва, Россия

² Московский физико-технический институт,
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

³ Московский технологический университет,
119454 Москва, Россия

¶ e-mail: krasnoперov_ep@nrcki.ru

Поступило в Редакцию 5 июня 2018 г.

В окончательной редакции 2 августа 2018 г.

Принято к публикации 4 марта 2019 г.

Изучены захваченные магнитные поля и их релаксация при импульсном намагничивании 20-витковой короткозамкнутой катушки из стабилизированной ленты ВТСП-2G при температуре жидкого азота. Наибольшее захваченное поле близко к значению, получаемому при охлаждении в поле (FC process), и слабо изменяется при 5-кратном увеличении амплитуды намагничивающего импульса. Медное покрытие ленты значительно ослабляет эффекты импульсного разогрева. Релаксация тока на начальном участке определена перетеканием тока между сверхпроводящим и нормальным слоями и видом вольт-амперной характеристики. На больших временах ($t > 100$ s) затухание определено контактным сопротивлением спая.

Ключевые слова: импульсное намагничивание, многовитковая катушка, ВТСП.

DOI: 10.21883/JTF.2019.08.47892.226-18

Ленты из ВТСП-2G имеют широкие перспективы для создания магнитных систем в самых различных областях, таких как медицина (магниторезонансная томография — МРТ), магнитная сепарация, энергетика, магнитное охлаждение и др. Очевидно, что экономическая привлекательность сверхпроводящих магнитных систем зависит от стоимости создания и поддержания магнитного поля. Как показывает практика, наиболее экономичными являются сверхпроводящие системы, работающие в режиме замороженного поля, т.е. в режиме без диссипативной циркуляции тока. Подобный режим достигается в моно доменных ВТСП кольцах [1,2] или в ромбоподобной обмотке, изготовленной из ленты, разрезанной посередине [3]. Провода низкотемпературных сверхпроводников, таких как NbTi [4] или MgB₂ [5] могут быть соединены с очень малым ($< 10^{-15}$ Ω) контактным сопротивлением. Это в конечном итоге привело к их широкому применению в высокостабильных магнитных системах, таких как МРТ томографы. В ряде технических устройств, например, магнитное охлаждение, сепарация или энергетика, требования к стабильности поля не столь высоки, и небольшой дрейф поля можно компенсировать периодическим подмагничиванием. Подобная процедура является актуальной, если учитывать значительный крип потока в ВТСП материалах. Заметим, что в настоящее время из ленты ВТСП создаются соленоиды с полем до 3 Т, имеющие индуктивность 0.2–0.4 Н [6]. Если в таком соленоиде обеспечить контактное сопротивление $R_C < 10$ пΩ, то характерное время затухания поля составит $\tau = L/R_C \cong 3 \cdot 10^7$ s, т.е. около года. Подпитывание такой системы с периодич-

ностью, скажем, в неделю, может обеспечить стабильность поля лучше 1%. Таким образом, намагничивание короткозамкнутых сверхпроводящих систем является актуальной задачей.

Намагничивание замкнутой многовитковой сверхпроводящей системы осуществляется двумя способами в зависимости от ее индуктивности. Для систем с большой индуктивностью применяют внешний источник тока и сверхпроводящий ключ [4]. Для мало индуктивных систем перспективен импульсный метод, как наименее энергозатратный.

Импульсное намагничивание дисков и колец из монодоменных ВТСП широко исследуется и достаточно корректно описывается в рамках предположения о степенной вольт-амперной характеристике (ВАХ) сверхпроводника [7]. При импульсном намагничивании одновиткового кольца могут происходить локальный нагрев узкого сектора кольца и обрыв экранирующего тока [8]. В момент обрыва тока поле в кольце становится равным внешнему полю. Если длительность импульса короче характерного времени остывания перегретой области, то экранирующий ток не возникает, и захваченный поток в кольце (после выключения поля) весьма мал. Более того, поле может иметь обратное направление за счет остаточного намагничивания „холодной“ части кольца [8]. В случае, когда длительность спада намагничивающего поля превышает время остывания канала, то возникшие экранирующие токи обеспечивают максимальный захваченный поток, как в случае FC-процесса [9].

Импульсное намагничивание короткозамкнутой многовитковой катушки (или соленоида) принципиально

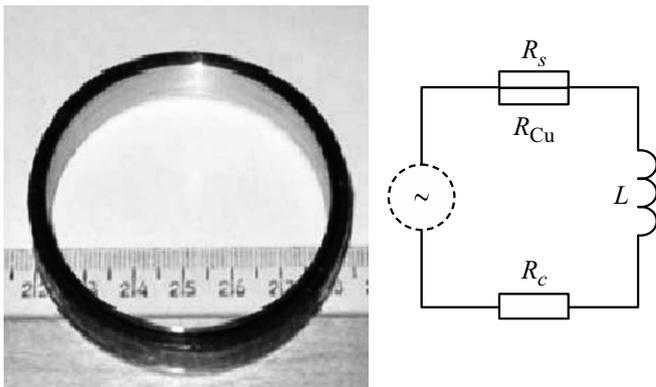


Рис. 1. Фотография двойной спаянной катушки и ее эквивалентная электрическая схема.

отличается от одновиткового кольца (или полого цилиндра). Когда снаружи массивного кольца приложено магнитное поле, экранирующий ток постепенно заполняет сечение сверхпроводника от внешней области к внутренней. В соответствии с моделью критического состояния [10] в области проникновения поля плотность сверхпроводящего тока равна критической, и нулевой в остальной части, где поля нет. В многовитковой катушке экранирующий ток одинаков во всех ее витках, и плотность тока однородна по сечению. В результате разрушение сверхпроводимости наступает тогда, когда экранирующий ток достигает критического значения для данного поля.

В последнее время активно исследуются возможности создания низкоомного (в идеале — сверхпроводящего) соединения лент из ВТСП-2G [11]. Из ленты фирмы „SuperPower“ [12] в работе [13] изготовлены многовитковые катушки, спаянные между собой, и изучено их изотермическое намагничивание в постоянных магнитных полях. Представляло интересным исследовать поведение таких систем в импульсном магнитном поле и влияние медного покрытия на процесс намагничивания.

В настоящей работе изучены токи, возникающие в замкнутой катушке из ленты ВТСП-2G при импульсном намагничивании, и определен характер релаксации тока при температуре жидкого азота.

Двойная катушка из многослойной ленты [12] со спаянными между собой концами изготовлена по методу, изложенному в работе [13]. Фотография катушки диаметром 58 mm, имеющей 20 витков ленты SuperPower, шириной 4 mm показана на рис. 1. На правой части рисунка изображена эквивалентная электрическая схема, которая отражает структуру ленты [12]. Схема включает: сопротивления сверхпроводящего слоя — R_s и металлической подложки с медно/серебряными стабилизирующими покрытиями — R_{Cu} . Изображенная схема отличается от обычных параллельно соединенных сопротивлений. Поскольку слои не являются изолированными, а сверхпроводящий слой имеет сугубо

нелинейную ВАХ, из-за перетекания тока их нельзя рассматривать как дискретные элементы. Погонное сопротивление стабилизирующего слоя и подложки при температуре жидкого азота, полученное экстраполяцией из нормального состояния к $T = 78$ K, составляет ~ 0.10 mΩ/cm. Это значение совпадает с [14], так что полное сопротивление $R_{Cu} = 36$ mΩ ($l = 360$ cm). Последовательно в цепи имеется сопротивление двух контактов пайки — R_c . Рассчитанная индуктивность катушки составляла около $L \cong 38$ μH. Пунктирным кругом обозначена ЭДС $E = SdH/dt$, возникающая в кольце во время действия внешнего намагничивающего поля. Осциллограмма поля представляла собой зависимость, близкую к полусинусоиде $H = H_a \sin(\pi t/T)$, где H_a — амплитуда импульса, $T \cong 6.5$ ms — длительность импульса. Сопротивление сверхпроводящего слоя ленты сугубо нелинейно и определяется ее ВАХ (обычно ВАХ описывается степенной функцией $U = U_0(I/I_c)^N$).

Ток, возникающий в обмотке катушки при импульсном намагничивании в пределах 10 ms, измерялся с помощью калиброванного пояса Роговского и импульсного осциллографа. Дальнейшая эволюция тока (после окончания импульса) определялась по изменению магнитного поля в центре катушки датчиком Холла, подсоединенного к системе Keithly 6221/2182A. Эта система обеспечивала измерение поля с интервалом 0.1 s и разрешением по полю $2 \cdot 10^{-5}$ T.

На рис. 2 изображены эволюции токов в обмотке катушки (левая ось) при разных амплитудах намагничивающего поля. При малых амплитудах ($\mu_0 H_a \leq 0.025$ T) экранирующие токи меньше критических, и остаточный ток в катушке отсутствует. С ростом H_a появляется остаточный ток и соответственно захваченное поле. Заметим, что критический ток исходной ленты, определенный их ВАХ на уровне 0.1 μV/cm, составлял 100 A [12].

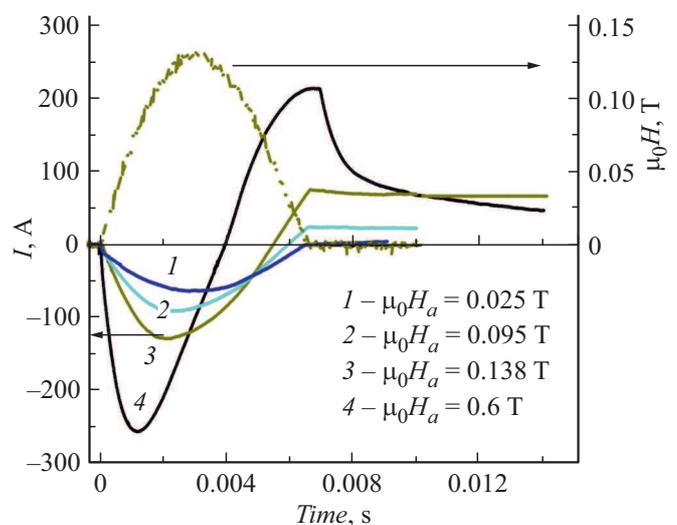


Рис. 2. Токи в кольце (левая ось) при намагничивании амплитудами $\mu_0 H_a$ сверху вниз: 0.025, 0.095, 0.138 и 0.6 T. Пунктир — импульс с $\mu_0 H_a = 0.138$ T (правая ось).

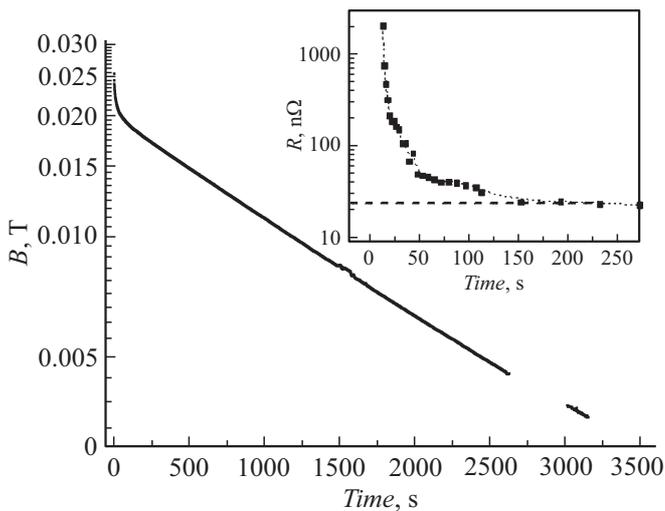


Рис. 3. Релаксация поля в многослойковой короткозамкнутой катушке. Поле измерилось в Т.

В результате спаивания концов катушки критический ток, по оценке [13], снизился до 54.3 А. Это могло быть как следствием влияния магнитного поля катушки на ток, так и деградацией сверхпроводимости на длине пайки.

После окончания внешнего импульса оставшееся в кольце поле снижается со временем из-за релаксации тока. На рис. 3 приведена зависимость от времени $\ln B(t)$. В логарифмическом масштабе хорошо различимы два участка: быстрая релаксация (при $t < 100$ s) и медленная релаксация (при $t > 200$ s), которая идеально описывается экспоненциальным законом $B = B_0 \exp(-t/\tau_c)$, где $\tau_c = 1601 \pm 1$ s. Релаксацию тока в соответствии с эквивалентной схемой (рис. 1) можно описать известным уравнением

$$L di/dt + (R^* + R_c)i = 0. \quad (1)$$

Здесь R^* — сопротивление параллельных слоев меди (с подложкой) R_{Cu} и сверхпроводящего слоя R_s ; R_c — сопротивление паянных контактов.

Большое время τ_c характеризует диссипацию энергии на паянных контактах, общее сопротивление которых составляет $R_c = L/\tau_c \approx 24$ nΩ. Учитывая, что контактов два и площадь пайки каждого 4 см², можно заключить, что примененная технология пайки [13] обеспечивает соединение лент с сопротивлением ~ 48 nΩ · см².

Начальный участок релаксационной кривой ($t < 100$ s) сложен для интерпретации, поскольку характеризует перетекание тока между сверхпроводящим слоем с нелинейной ВАХ и стабилизирующим медным покрытием. При этом сопротивления подложки и покрытия можно считать постоянными, а сопротивление сверхпроводящего слоя изменяется в соответствии с ВАХ. Если ток течет только в медном покрытии с $R_{Cu} = 36$ mΩ, то время его затухания оказывается очень коротким

$\tau_c = L/R_{Cu} \approx 1$ ms, и в рассматриваемом масштабе времени (десятки секунд) релаксацию тока в меди можно не учитывать. Если начальный участок релаксационной кривой на рис. 3 описывать степенной ВАХ, то он будет соответствовать изменяющемуся индексу N от 18 до 22. Феноменологически релаксацию тока на начальном участке удобно характеризовать эффективным сопротивлением $R^*(t)$, полагая, что на коротком интервале времени закон релаксации остается экспоненциальным, но с изменяющимся временем релаксации $\tau(t) = L/R^*(t)$. Дифференцированием кривой на рис. 3 получена зависимость $R^*(t)$, которая изображена в рамке на рисунке. Легко видеть, что сопротивление снижается по крайней мере на 2 порядка, и приближается к сопротивлению спаев $R_c = 24$ nΩ.

Импульсное намагничивание массивного сверхпроводника обычно протекает в адиабатических условиях, поскольку время теплообмена с термостатом значительно превышает длительность импульса. Вследствие этого величина захваченного поля в зависимости от амплитуды имеет узкий максимум [15]. В области температур $T = 78$ К захваченные поля при импульсном намагничивании примерно такие же, как в случае изотермического намагничивания.

С понижением температуры и ростом критического тока проявляется отрицательная сторона импульсного нагрева. Снижение теплоемкости и необходимое увеличение амплитуды H_a вызывают рост температуры в десятки градусов, что в 2–3 раза снижает импульсное B_{tr} по сравнению с изотермическим FC-процессом [16].

Нами изучено влияние амплитуды намагничивающего импульса на величину захваченного поля. На рис. 4 представлены эволюции захваченных полей для различных амплитуд намагничивания. Захваченные поля

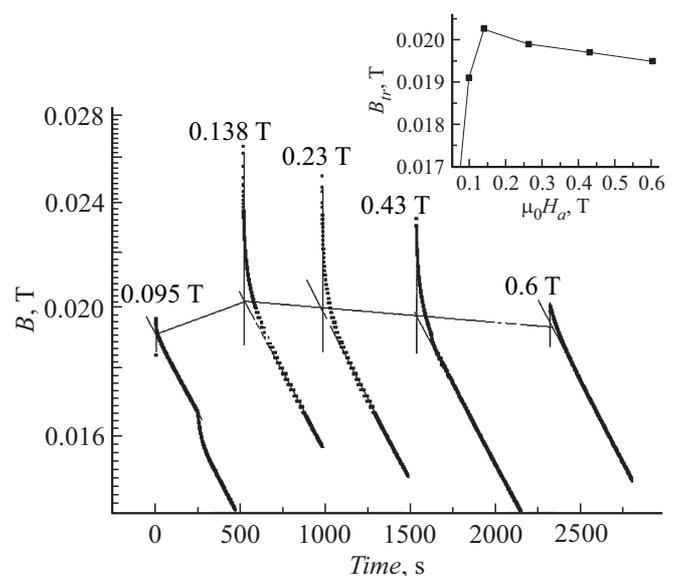


Рис. 4. Релаксация захваченных полей при разных амплитудах намагничивающих импульсов. Слева направо $\mu_0 H_a = 0.095, 0.138, 0.23, 0.43$ и 0.6 Т.

(ось ординат) отложены в логарифмическом масштабе, поле B измерялось в Т. Параллельные с одинаковым наклоном линии, как показано выше, характеризуют релаксацию тока на контактном сопротивлении, а их пересечение с вертикальными линиями дают начальные значения остаточного сверхпроводящего тока, который обеспечивает захваченное поле B_{tr} . Во вставке на рис. 4 показана зависимость $B_{tr}(H_a)$. При малых амплитудах ($\mu_0 H_a = 0.025$ Т) циркулирующий по обмотке ток ниже критического и он полностью экранирует внешнее поле ($B_{tr} = 0$). С ростом H_a появляется захваченное поле. Затем поле достигает максимума, и в последующем B_{tr} снижается на 6% при 5-кратном увеличении амплитуды. Максимально захваченное поле составляет около $B_{tr} = 0.022$ Т при $\mu_0 H_a = 0.138$ Т. Если для этого поля рассчитать циркулирующий по катушке ток, то он оказывается близким к значению $I = 54.3$ А, полученному при медленном охлаждении в поле [13].

Снижение B_{tr} объясняется нагревом сверхпроводника и соответственно падением критического тока. Благодаря плотной намотке ленты и ее изоляции, а также малой длительности импульса (6.5 ms), можно считать, что нагрев происходит в адиабатических условиях. Верхняя примитивная оценка температуры нагрева может быть сделана в предположении, что весь ток течет по меди. В этом случае выделившееся тепло можно рассчитать из осциллограммы тока в ленте (рис. 2). В силу малой длительности импульса по сравнению со временем охлаждения, можно оценить нагрев ленты, полагая, что ток перетекает в медное покрытие, когда его величина превышает критическое значение I_c . Т.е. выделившееся тепло представить как $Q = \int I^2 R_{Cu} dt$ в пределах времени, когда общий ток $I > I_c$. Затем, используя объемную теплоемкость $C_v = 1.8$ Дж/(см³·К) [14], найдем повышение температуры ΔT и снижение критического тока. Для наибольшей амплитуды ($\mu_0 H_a = 0.6$ Т) выделившееся тепло увеличит температуру на 5 К. Соответственно падение критического тока и B_{tr} составит 40%. Если же только половина общего тока течет по меди, то падение B_{tr} составит 10%, что близко к наблюдаемому значению.

Слабый нагрев сверхпроводника при значительном изменении амплитуды импульса объясняется стабилизирующим действием медного покрытия. Точно так же, как при стационарной стабилизации, предложенной в работе [17] для обычных сверхпроводников, ток перетекает в медное покрытие, когда он превышает критическое значение. В нашем случае толщина медного покрытия на 2 порядка больше сверхпроводящего слоя. С учетом малой длительности импульса и высокой проводимости меди тепловыделение оказывается небольшим, и критический ток снижается незначительно.

Оптимизация параметров импульса (амплитуда и длительность) для достижения наибольшего захваченного поля в катушке с заданными свойствами, такими как толщина медного покрытия, критический ток и индук-

тивность, требует дополнительных расчетов и экспериментальных исследований.

Заключение

Определены захваченные магнитные поля и их релаксация при импульсном намагничивании короткозамкнутой (спаянной) многовитковой катушки из стабилизированной ленты ВТСП-2G при $T = 78$ К. Сопротивление контакта, определенное из скорости затухания поля, составило ~ 48 нОм на площади спая 1 см². Когда экранирующий ток в катушке превышает критический, он из сверхпроводящего слоя перетекает в медное покрытие. Толстый слой меди на ленте снижает импульсный нагрев сверхпроводника. В результате 5-кратное увеличение амплитуды намагничивающих импульсов снижает критический ток менее чем на 10%. Наблюдаемый эффект может оказаться полезным при низких температурах, где, как говорилось выше, из-за снижения теплоемкости импульсно захваченные поля в 2–3 раза ниже, чем при изотермическом намагничивании. Благодаря увеличению проводимости меди с понижением температуры можно ожидать ослабление импульсного нагрева, что позволит увеличить амплитуду импульса и соответственно захваченные поля в ленточных многовитковых замкнутых катушках с медным стабилизирующим покрытием.

Благодарности

Авторы благодарны А.А. Шикову за измерения сопротивления ленты.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках соглашения № 14.604.21.0197 о предоставлении субсидии (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI60417X0197).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

Список литературы

- [1] Masaru Tomita, Yusuke Fukumoto, Kenji Suzuki, Atsushi Ishihara, Miryala Muralidhar // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109. P. 023912.
- [2] Korotkov V.S., Krasnoperov E.P., Kartamyshev A.A. // J. Supercond. Nov Magn. 2014. Vol. 27. P. 1845.
- [3] Sheng J., Zhang M., Wang Y., Li X., Pateland J., Yuan W. // Supercond. Sci. Technol. 2017. Vol. 30. P. 094002.
- [4] Алексеевский Н.Е., Краснперов Е.П. // ДАН. 1970. № 197. С. 1325.
- [5] Ling J., Voccio J., Kim Y., Hahn S., Bascuñán J., Park D.K., Iwasa Y. // IEEE. Trans. Appl. Supercond. 2013. Vol. 23. N 3 P. 4601705.

- [6] *Maeda H., Yanagisawa Y.* // IEEE. Trans. Appl. Supercond. 2014. Vol. 24. N 3. P. 1–12.
- [7] *Ainslie M.D., Fujihiro H., Ujiie T.* et al. // Supercond. Sci. Technol. 2014. Vol. 27. P. 065008.
- [8] *Korotkov V.S., Krasnoperov E.P., Kartamyshev A.A.* // J. Supercond. Nov Magn. 2016. Vol. 29. P. 1893–1896.
- [9] *Красноперов Е.П., Коротков В.С., Картамышев А.А.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 19. С. 28. [*Krasnoperov E.P., Korotkov V.S., Kartamyshev A.A.* // Tech. Phys. Lett. 2017. Vol. 43. N 10. P. 882–884.]
- [10] *Swartz P.S., Bean C.P.* // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 4991.
- [11] *Ohki K., Nagaishi T., Kato T.* et al. // Supercond. Sci. Technol. 2017. Vol. 30. P. 115017.
- [12] Электронный ресурс. Режим доступа: <http://www.superpower-inc.com/>
- [13] *Козинцева М.В., Бишаев А.М., Буш А.А., Гавриков М.Б., Каменцев К.Е., Нижельский Н.А., Савельев В.В., Сизов А.С.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 6. С. 875.
- [14] *Pelegri J., Martinez E., Angurel L.A., Yi-Yuan Xie, Selvamaniyam V.* // IEEE. Trans. Appl. Supercond. 2011. Vol. 21. N 3. P. 3017.
- [15] *Kartamyshev A.A., Krasnoperov E.P., Kuroedov Yu.D., Nizhelskiy N.A., Poluschenko O.L.* // Physica C. 2009. Vol. 469. P. 805–809.
- [16] *Yanagi Y., Itoh Y., Yoshikawa M., Oka T.* // Sci. Technol. 2005. Vol. 18. P. 839–849.
- [17] *Stekly Z.J.J., Zar J.L.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1965. Vol. 2. P. 367.