

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
Отделение физики диэлектриков и полупроводников
Лаборатория кинетических явлений в твердых телах при низких
температурах

Чикуров Даниил Сергеевич

«Особенности образования смешанного состояния в сверхпроводниках 2-го
рода с анизотропией формы»

Научный доклад

Специальность: 1.3.8 Физика конденсированного состояния

Санкт-Петербург

2023

Содержание

Общая характеристика работы.....	3
Глава 1. Исследования анизотропии намагниченности и скачков магнитного потока в пластинах сверхпроводящего ниобия.....	7
А. Зависимости $M(H)$ для нормальной и параллельной ориентации магнитного поля.....	10
В. Эволюция зависимостей $M(H)$ с направлением магнитного поля	12
С. Эффект электродинамического подавления скачков магнитного потока.....	14
Глава 2. Измерение анизотропии критических токов ВТСП лент бесконтактным методом	16
Заключение	22
Список литературы	24

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Критические токи и намагниченность сверхпроводников второго рода существенным образом зависят от пиннинга магнитного потока на дефектах структуры материала. Большое количество работ посвящено исследованию влияния вида и концентрации дефектов на критические токи и намагниченность сверхпроводящих материалов. В то же время в материалах с сильной анизотропией формы (тонкие пленки, пластины, ленты) критические токи зависят от ориентации магнитного поля относительно плоскости образцов. В поле параллельном плоской поверхности образцов критические токи могут быть существенно увеличены из-за наличия поверхностного барьера на вход и выход вихрей. Кроме того, магнитные неустойчивости (скачки магнитного потока), которые наблюдаются в сверхпроводниках с сильным пиннингом, могут также зависеть от ориентации магнитного поля. В связи с этим, исследование зависимостей критического тока и намагниченности от величины и ориентации магнитного поля относительно плоскости образцов являются весьма актуальными для целого ряда технических применений сверхпроводников второго рода. Такие исследования стали особенно актуальными в последнее время, когда появились промышленные ВТСП ленты второго поколения с отношением ширины к толщине порядка 10000.

Целью работы является изучение влияния анизотропии формы на необратимые свойства сверхпроводников 2-го рода – зависимости намагниченности и критических токов, а также эволюции скачков магнитного потока от величины и ориентации магнитного поля.

Для достижения цели в процессе работы решались следующие задачи:

1. Исследование полевых зависимостей намагниченности сверхпроводящего ниобия при нескольких температурах ниже критической при различной ориентации магнитного поля относительно плоскости пластины.

2. Исследование эволюции скачков магнитного потока сверхпроводящего ниобия при изменении температуры и магнитного поля при различной ориентации магнитного поля относительно плоскости пластины. Рассмотрение механизмов подавления скачков магнитного потока.
3. Разработка устройства для измерения критических токов высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) второго рода бесконтактным методом с возможностью измерения критического тока в магнитном поле по-разному ориентированного относительно плоскости ленты.
4. Исследование анизотропии критического тока во внешнем магнитном поле бесконтактным методом ВТСП ленты второго поколения фирмы СуперОкс.

Научная новизна.

Впервые проведено сравнительное исследование скачков магнитного потока в пластине сверхпроводящего ниобия при ориентации магнитного поля вдоль и поперек плоскости пластины. Обнаружено, что вид и температурная зависимость скачков магнитного потока существенно отличаются при таких двух ориентациях магнитного поля, причем похожее поведение скачков сохраняется в широком интервале углов, начиная от поперечной ориентации, и в меньшем интервале углов для параллельной ориентации.

При этом впервые было показано, что электродинамический механизм подавления скачков магнитного потока, который является эффективным при нормальной ориентации, не работает при параллельной ориентации.

Впервые была предложена и реализована модификация бесконтактного метода определения критических токов в кольцах из ВТСП лент для определения зависимости критических токов от величины и ориентации магнитного поля.

Апробация работы. Основные результаты работы были доложены на следующих российских и международных конференциях:

1. Чикуров Д.С., Волков М.П., «Электродинамическое торможение скачков магнитного потока в сверхпроводящем ниобии», XXIV Международная зимняя Школа по физике полупроводников, Зеленогорск, 28 февраля – 4 марта 2019;
2. Чикуров Д.С., Волков М.П., «Электродинамический способ подавления скачков магнитного потока в сверхпроводящих магнитных системах», VII Научно-практическая конференция «Наука настоящего и будущего», Санкт-Петербург, 16-18 мая 2019;
3. Chikurov D.S., Volkov M.P., «Evolution of magnetic flux jumps with the magnetic field direction relative to the plane of the superconducting niobium plate», European conference on Applied Superconductivity EuCAS 2021. Moscow, 5-9 September 2021;
4. Чикуров Д.С., Волков М.П., «Намагничивание сверхпроводящих дисков и колец при разной ориентации магнитного поля», VIII Всероссийский молодёжный научный форум OpenScience 2021, Гатчина, 17-19 ноября 2021;
5. Чикуров Д.С., Волков М.П., «Study of the anisotropy of critical currents in 2G-HTSC tapes by a non-contact method», PhysicA.SPb 2021, St Petersburg, 17-21 October 2022;
6. Чикуров Д.С., Волков М.П., «Бесконтактные методы определения критического тока сверхпроводников», Молодежная конференция по физике полупроводников «Зимняя школа 2023», Зеленогорск, 2-6 марта 2023.

А также представлены в публикациях:

1. Чикуров Д.С., Волков М.П. Электродинамический способ подавления скачков магнитного потока в сверхпроводящих магнитных системах. Наука настоящего и будущего. – 2019. – Т. 1. – С. 263-266.
2. Чикуров Д.С., Волков М.П. Механизмы уменьшения скачков магнитного потока в сверхпроводящем ниобии. Новые материалы и перспективные технологии: Сборник материалов Шестого

междисциплинарного научного форума с международным участием, Москва, 23–27 ноября 2020 года. – Москва: Автономная некоммерческая организация содействия развитию инновационной деятельности "Центр научно-технических решений", 2020. – С. 280-282.

3. Чикуров Д.С., Волков М.П. Скачки магнитного потока при намагничивании пластины сверхпроводящего ниобия при ориентации магнитного поля нормально и параллельно поверхности. Журнал Технической Физики, 2021 – Выпуск 5 – С. 784.// Chikurov D. S., Volkov M. P., Magnetic Flux Jumps upon Magnetization of Superconducting Niobium Plate with the Magnetic Field Oriented Normally and Parallel to the Surface, Technical Physics, 2021, Volume 66, Issue 12, Pages 1311–1318
4. D.S. Chikurov, M.P. Volkov, Similarity of magnetization and magnetic flux jumps evolution with the magnetic field direction relative to the plane of the superconducting niobium plate, Physica C: Superconductivity and its Applications, Volume 608, 2023.
5. D.S. Chikurov, M.P. Volkov, Study of the anisotropy of critical currents in 2G-HTSC tapes by a non-contact method, St. Petersburg Polytechnic University Journal. Physics and Mathematics, Vol. 16, No. 1.1, pp. 142-145, 2023.

Глава 1. Исследования анизотропии намагниченности и скачков магнитного потока в пластинах сверхпроводящего ниобия

В сверхпроводниках второго рода с сильным пиннингом магнитного потока наблюдается гистерезисная зависимость намагниченности от магнитного поля H . При $H = 0$ возникает большой захваченный поток, а в больших полях возможно появление пик-эффекта. Пиннинг вихрей приводит к градиентам плотности вихрей по сечению образца, связанным с локальными значениями критического тока. Распределение магнитного потока по сечению образца описывается моделью критического состояния [1]. Поверхностный барьер Бина-Ливингстона (БЛ) [2] существенно влияет на формирование смешанного состояния и необратимую намагниченность при параллельной ориентации внешнего магнитного поля к плоской поверхности образца.

При охлаждении сверхпроводника скачкообразные особенности на зависимостях $M(H)$ связаны с проникновением или выходом магнитного потока из образца. Скачок магнитного потока связан с движением вихрей Абрикосова, что приводит к диссипации энергии и повышению температуры. В присутствии транспортного тока это может вызвать переход части сверхпроводника в нормальное состояние. Для предотвращения негативных последствий скачков магнитного потока сверхпроводящие провода помещают в матрицу материала с хорошей тепло- и электропроводностью. Это позволяет отводить тепло от области скачка потока и уменьшать диссипацию в нагретой области (тепловой механизм стабилизации [3]). Размещение включений с большой теплоемкостью в области низких температур в проводящей матрице также усиливает тепловую стабилизацию [4]. Кроме того, скачок потока индукционно вызывает в матрице экранирующие токи, которые тормозят развитие скачков потока даже без

теплового контакта с проводящей пластинкой (электродинамическое торможение [5]). Электродинамический механизм торможения наиболее эффективен при быстром изменении потока и значительном изменении магнитного поля в матрице. Например, при развитии неустойчивости в плоском сверхпроводнике с нормально проводящим покрытием в поперечном магнитном поле. При создании сверхпроводящих магнитных систем с использованием ленточных ВТСП проводов второго поколения [6], магнитное поле может быть направлено нормально или параллельно плоскости сверхпроводника. Поэтому актуальной задачей является анализ скачков магнитного потока и электродинамического механизма торможения при различной ориентации плоского образца сверхпроводника второго рода относительно магнитного поля.

Существует множество работ, посвященных исследованию скачков магнитного потока (см., например, [7]). В большинстве экспериментов скачки потока изучались в круглых проводах или плоских образцах в поперечном поле. Установлено, что скачки потока наблюдаются только при существенно более низкой температуре, чем критическая, и сначала проявляются в малых полях, а с понижением температуры область скачков расширяется [8].

Для сверхпроводящих пленок одним из проявлений скачков потока является дендритная нестабильность или лавинообразное трековое проникновение магнитного потока. Имеются данные о регистрации дендритной нестабильности в пленках Nb [9, 10], в пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [11, 12] (под влиянием лазерного импульса) и в пленках MgB_2 [13]. Впоследствии магнитные нестабильности были обнаружены при магнитооптических исследованиях и измерениях намагниченности пленок Nb_3Sn [14, 15] и NbN [15, 16].

Впервые спонтанное ветвление магнитного потока было обнаружено в 1967 году в сверхпроводниках на основе Nb. В 1990-х годах это явление

привлекло внимание благодаря возможности проведения измерений с большим пространственным разрешением с использованием магнитооптических методов. Тогда было обнаружено ветвление или дендритная нестабильность в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и ниобиевых пленках. Особенно чувствительным к нестабильностям оказался сверхпроводник MgB_2 , в котором дендритная нестабильность наблюдается как при наличии магнитного поля, так и при прохождении через него транспортного тока [17].

В нашей работе мы провели сравнительные исследования скачков магнитного потока в сверхпроводящей ниобиевой пластине с сильным пиннингом магнитного потока при разной ориентации магнитного поля относительно плоскости пластины. Для обеих ориентаций были измерены зависимости намагниченности образцов от температуры и магнитного поля. Измерение намагниченности образцов при контакте с хорошо проводящей пластиной подтвердило эффективность электродинамического механизма торможения при поперечной ориентации поля.

Были измерены зависимости намагниченности (M) от внешнего магнитного поля (H) при нескольких температурах после охлаждения в нулевом поле. Измерения проводились на сверхпроводящей ниобиевой пластине без наложения медной пластинки и с ее наличием, при ориентации магнитного поля нормально и параллельно плоскости пластины. Мы использовали вибрационный магнитометр VSM установки PPMS и варьировали скорость изменения магнитного поля в диапазоне от 10 до 130 Ое/сек. Влияние скорости развертки магнитного поля на зависимости $M(H)$ в этом диапазоне скоростей не было замечено.

Чтобы исключить возможное влияние высокой частоты и амплитуды колебаний VSM на намагниченность сверхпроводника (что наблюдалось в предыдущих работах для сверхпроводящих ниобиевых пленок), измерения проводились при низкой частоте 7 Гц и малой амплитуде 1 мм. Была использована однородно деформированная поликристаллическая ниобиевая

фольга толщиной 100 мкм, из которой были вырублены образцы в форме дисков диаметром 3 мм. Все образцы имели критическую температуру 9.25 К. Зависимости $M(H)$ имели гистерезисный вид из-за пиннинга магнитного потока на дислокациях и границах зерен в поликристаллическом материале. Измерения показали хорошую воспроизводимость сверхпроводящих свойств для всех образцов.

А. Зависимости $M(H)$ для нормальной и параллельной ориентации магнитного поля

Измеренные зависимости $M(H)$ при $T = 6\text{К}$ для ориентаций магнитного поля $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 90^\circ$ (рис. 1а) значительно различаются в области низких полей. Кривая $M(H)$ для поперечной ориентации имеет пик при нулевом поле, в то время как кривая $M(H)$ для параллельной ориентации имеет минимум. Согласно модели критического состояния, распределение магнитного потока по образцу при увеличении и уменьшении поля должно быть симметричным относительно равномерного распределения потока в случае равновесной намагниченности. Из-за наблюдаемой асимметрии зависимостей $M(H)$ относительно оси абсцисс при росте и уменьшении поля, особенно в 1 и 4 квадрантах, мы можем разделить измеренные зависимости на обратимую и необратимую части, что будет выполнено в дальнейшем.

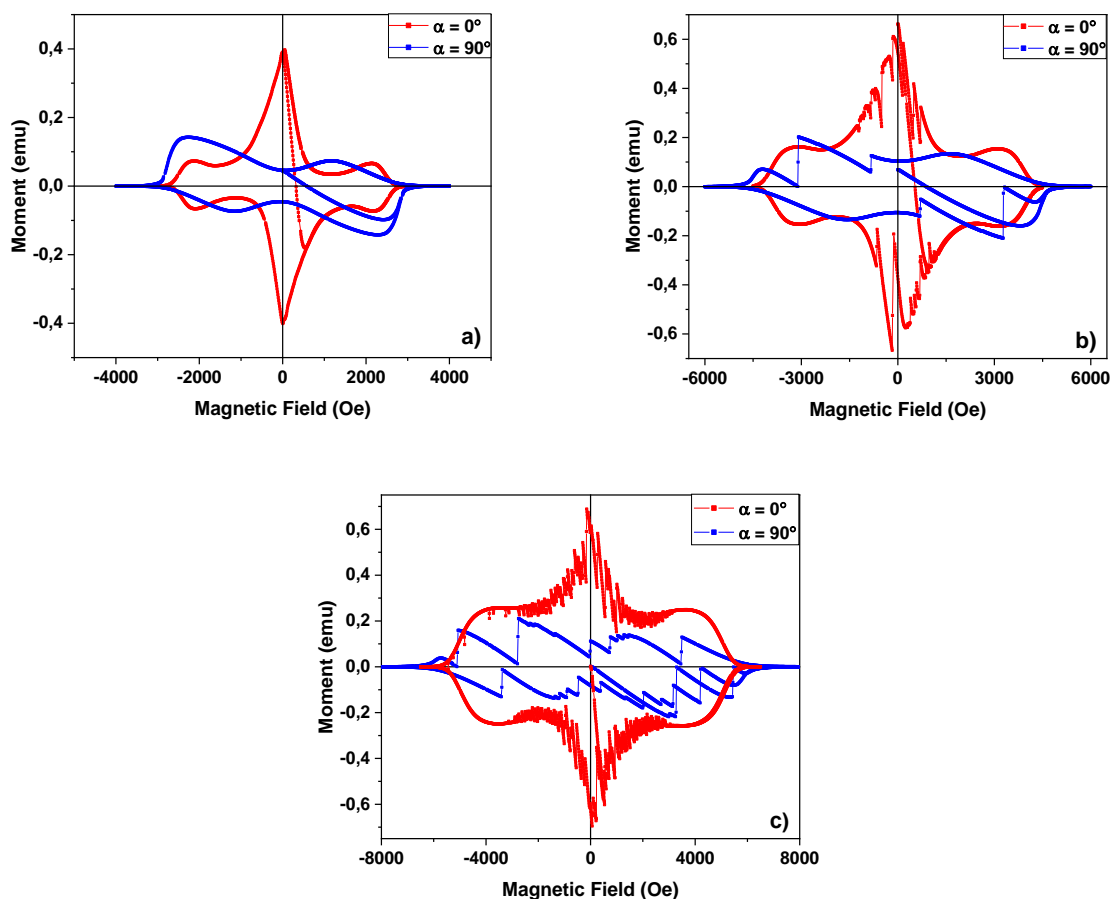


Рис. 1. Зависимости $M(H)$ для нормального и продольного магнитного поля при а) $T = 6K$; б) $T = 4K$; в) $T = 2K$.

При понижении температуры от критической петля гистерезиса зависимостей $M(H)$ существенно увеличивается. Качественно форма петли $M(H)$ не изменяется, только начиная с некоторой температуры ниже примерно $T_c/2$ наблюдаются скачки магнитного потока, которые выглядят по-разному при нормальной и параллельной ориентации магнитного поля.

На рисунках 1б и 1в показаны зависимости $M(H)$, измеренные при температурах $T = 4K$ (рис. 1б) и $T = 2K$ (рис. 1в). При сравнении кривых намагниченности $M(H)$ при поперечной ориентации магнитного поля можно заметить, что они практически симметричны относительно $M = 0$, за исключением небольшой асимметрии, которая появляется при температурах близких к критической. При $T < T_c/2$ на этих кривых наблюдаются скачки магнитного потока, сначала в малых полях, а при дальнейшем понижении

температуры область скачков увеличивается до поля долины. Величина и количество скачков немного отличаются для областей входа магнитного потока (2 и 4 квадранты) и выхода потока (1 и 3 квадранты). Эти особенности соответствуют представлению о развитии неустойчивостей при срыве связки вихрей с центрами пиннинга внутри образца и могут быть адекватно описаны с использованием модели критического состояния и температурных зависимостей параметров сверхпроводника.

При продольной ориентации магнитного поля также наблюдаются скачки магнитного потока при понижении температуры ниже $\sim T_c/2$. Однако, в этом случае отсутствуют небольшие скачки в малых полях, и первый скачок появляется уже в относительно большом поле, при котором намагниченность падает почти до нуля. Разделение кривой намагниченности на квазиобратимую и необратимую части показывает, что этот скачок происходит в области полей, где поверхностный барьер имеет существенное значение. Предполагается, что скачки магнитного потока в этой ориентации инициируются преодолением связкой вихрей поверхностного барьера в слабых точках поверхности (гейтах). В силу больших градиентов магнитного потока при параллельной ориентации, инициированный скачок приводит к значительному изменению намагниченности. Подобное поведение скачков магнитного потока также наблюдалось в [18], где скачки магнитного потока в полом цилиндра из ниобия в продольном магнитном поле возникают при температуре ниже 7 К и наблюдаются во всем диапазоне магнитных полей.

В. Эволюция зависимостей $M(H)$ с направлением магнитного поля

На рисунке 2 показаны зависимости $M(H)$, измеренные при $T = 4\text{K}$ и нескольких углах между магнитным полем и плоскостью образца ($\alpha = 90^\circ$, 45° , 15° , 0°). Следует отметить качественную схожесть формы кривой намагничивания для углов $\alpha = 90^\circ$ и $\alpha = 45^\circ$ на рис. 2а и аналогичную ситуацию для углов $\alpha = 15^\circ$ и $\alpha = 0^\circ$ на рис. 2б. В то же время скачки магнитного потока проявляют схожее поведение. В частности, на рисунке 2а

скачки магнитного потока при $\alpha = 45^\circ$ качественно схожи со скачками при $\alpha = 90^\circ$, а на рисунке 2б скачки магнитного потока при $\alpha = 15^\circ$ схожи со скачками при $\alpha = 0^\circ$. Подобное поведение также наблюдается для других температур, поэтому можно утверждать, что при изменении угла между плоскостью образца и магнитным полем зависимости $M(H)$ и форма скачков магнитного потока остаются качественно схожими в широком диапазоне углов при повороте H от нормальной ориентации, и то же самое справедливо при повороте H от продольной ориентации, но в более узком диапазоне углов. Переход от одной формы зависимости $M(H)$ (подобной нормальной) к другой форме (подобной параллельной) происходит в диапазоне углов $15^\circ < \alpha < 45^\circ$ и требует более детального изучения.

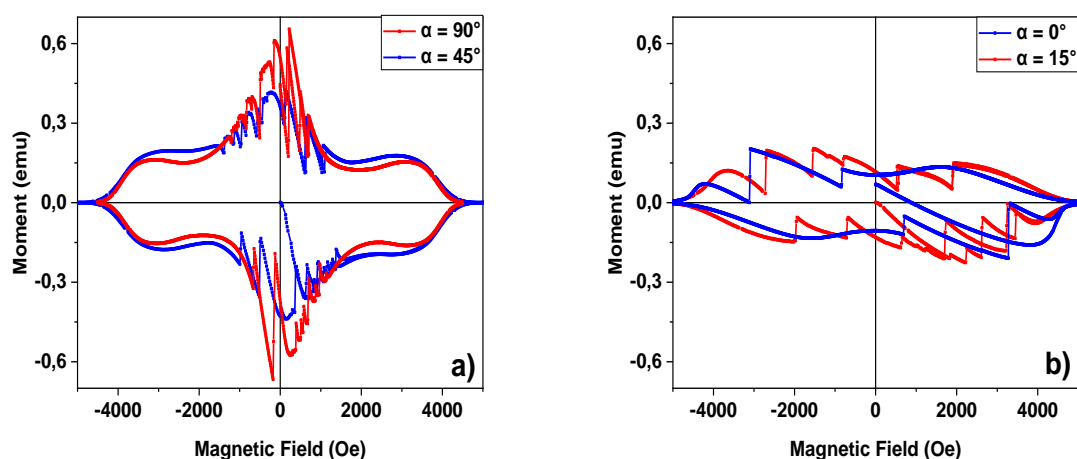


Рис. 2. Зависимости $M(H)$ при $T = 4\text{K}$ для различных ориентаций H : а) нормальная (90°) и 45° ; б) 15° и продольная (0°).

При измерении угловых зависимостей намагничивания в полях второе критическое поле H_{c2} определялось как поле, при котором исчезает гистерезис при увеличении и уменьшении поля. Второе критическое поле, определенное таким образом, зависит от угла, и при изменении угла от нормальной ориентации до 45° практически не меняется, а при дальнейшем изменении угла H_{c2} значительно увеличивается. Например, при $T = 4\text{K}$ при $90^\circ H_{c2} = 5027\text{Oe}$, при $45^\circ H_{c2} = 5041\text{Oe}$, при $75^\circ H_{c2} = 5538\text{Oe}$, а при $0^\circ H_{c2}$

примерно равно 6000 Ое. Анизотропия H_{c2} связана с увеличением роли поверхности и требует дополнительного изучения.

С. Эффект электродинамического подавления скачков магнитного потока

Присутствие хорошо тепло- и электропроводящего материала в контакте с плоским сверхпроводником может значительно подавлять развитие скачков магнитного потока [3]. При исследовании плоских сверхпроводников в поперечном поле было обнаружено, что основным механизмом подавления скачков потока является электродинамический механизм, который может быть связан с быстрым развитием дендритных скачков [5].

Для изучения этого эффекта в поперечной и продольной ориентации магнитного поля были проведены дополнительные измерения зависимостей $M(H)$ образцов из ниобия при наложении медного диска того же диаметра и толщиной 1 мм. На рисунке 5 показаны зависимости $M(H)$ образца в поперечном магнитном поле при температурах 2, 3, 4 и 5 К, измеренные с и без наличия медного диска. При температуре 5 К (рис. 3а), на зависимости $M(H)$ образца без медной пластинки наблюдается один скачок магнитного потока в первом квадранте. Однако, после наложения медной пластинки на образец этот скачок полностью исчез, что значит, при наличии медной пластинки область температур без скачков увеличивается. На графиках зависимостей $M(H)$ при температурах 4, 3 и 2 К видно, что при наличии медной пластинки величина скачков уменьшается, некоторые скачки исчезают, и захваченный магнитный момент становится больше.

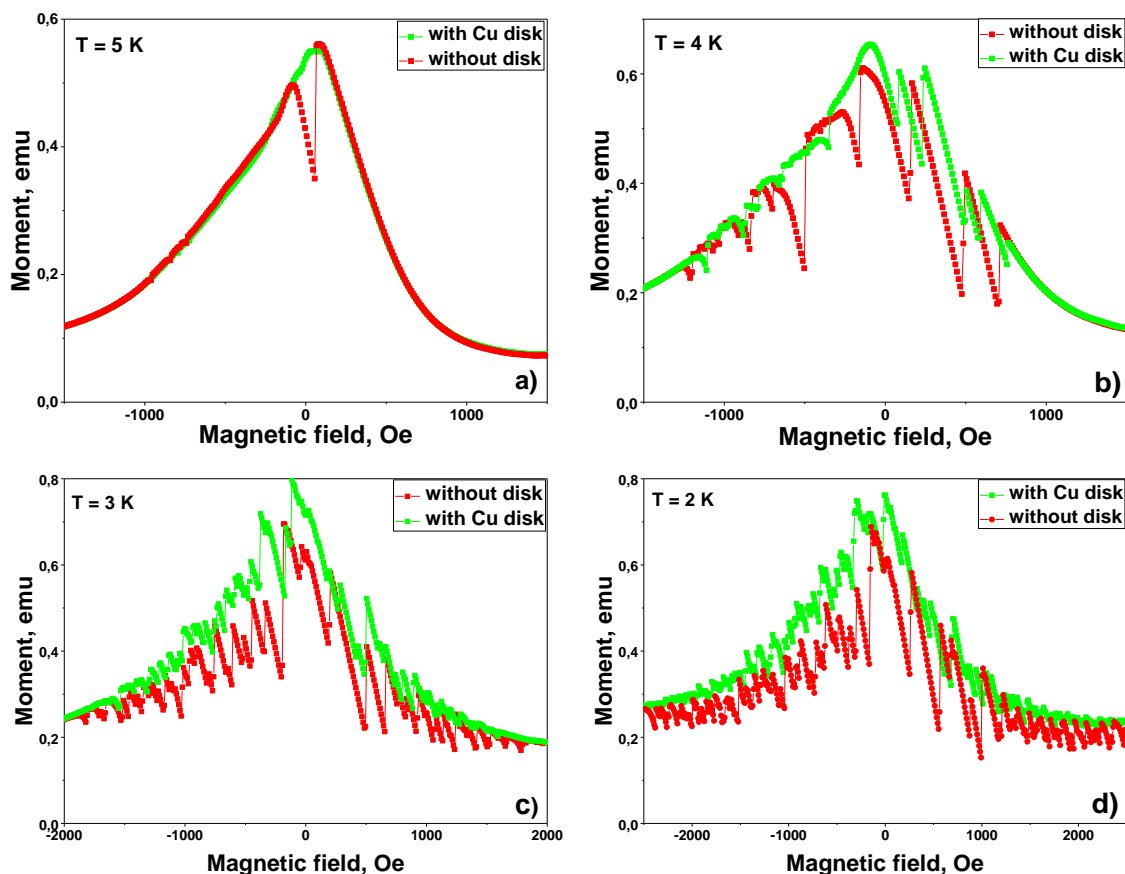


Рис. 3. Зависимости $M(H)$ при поперечной ориентации внешнего магнитного поля при температурах а) 5 К, б) 4 К, в) 3 К, д) 2 К без медной пластинки и с её наложением.

В отдельном эксперименте было обнаружено, что наложение медного кольца такого же диаметра ($d = 3 \text{ mm}$) с отверстием диаметром $d_{\text{от}} = 2 \text{ mm}$ на сверхпроводящий диск оказывает практически такое же влияние на скачки потока, как и сплошной медный диск. Это говорит о том, что скачки потока для плоского сверхпроводника развиваются вблизи краев образца. Дополнительное подтверждение этому факту составляет совпадение полей скачков потока в экспериментах с использованием сплошного ниобиевого диска и ниобиевого диска с внутренним отверстием ($d_{\text{от}} > d/2$). Развитие скачков потока с краев плоского образца, как при увеличении, так и при уменьшении поперечного поля, было наглядно показано в прямых магнитооптических экспериментах [19, 20].

При продольной ориентации наложение медной пластинки практически не влияет на величину скачков магнитного потока на

зависимости $M(H)$. Таким образом, ни тепловой, ни электродинамический механизмы подавления скачков потока не проявляются в продольной ориентации. Скачок потока в образце при продольной ориентации происходит по толщине образца и не приводит к существенным изменениям потока через проводящую пластинку, а также не вызывает возникновения экранирующих токов, которые могли бы замедлить развитие скачков потока. Таким образом, электродинамический механизм подавления скачков в продольной ориентации неэффективен из-за геометрии, и тепловой механизм стабилизации также не проявляется в этой ориентации. Учитывая, что тепловой механизм стабилизации скачков магнитного потока должен работать примерно одинаково в обеих ориентациях образца относительно магнитного поля, можно предположить, что уменьшение скачков потока в поперечной ориентации связано исключительно с электродинамическим механизмом подавления скачков. Данное предположение подтверждается эффективностью электродинамического подавления скачков, продемонстрированной в работе [5], где влияние хорошо проводящей пластины на скачки потока наблюдалось при условиях ограниченного теплового контакта пластины с образцом. Наблюдения влияния хорошо проводящей пластинки в поперечной ориентации на скачки магнитного потока и отсутствия такого влияния в продольной ориентации являются дополнительным подтверждением эффективности электродинамического механизма подавления скачков потока.

Глава 2. Измерение анизотропии критических токов ВТСП лент бесконтактным методом

Успехи в создании ВТСП-лент второго поколения привели к промышленному выпуску лент с высокими критическими токами при температуре азота [21]. Производители лент обычно определяют критические токи путем измерения магнитного поля, создаваемого током на ленте. Этот метод позволяет получить данные об однородности критического тока по

длине ленты; однако абсолютные значения критических токов при таком подходе определяются недостаточно точно из-за сильной неоднородности поля тока вблизи ленты. Для калибровки измерительной системы необходимо периодически измерять критический ток прямым 4-зондовым методом [22]. Дополнительные трудности возникают при измерении критических токов в лентах в большом магнитном поле, когда малое поле тока измеряется на фоне большого внешнего магнитного поля [23].

Удобным методом оценки критических токов и их анизотропии в ВТСП-лентах является бесконтактный метод, основанный на измерении магнитного поля, захваченного в кольцо из ленты [24]. Когда внутри кольца с помощью постоянных магнитов или электромагнита создается магнитный поток достаточной величины, а затем этот поток уменьшается до нуля, магнитный поток, создаваемый критическим током, захватывается в кольцо. Поле этого тока измеряется в центре кольца датчиком Холла. Этот метод позволяет получить точные значения критического тока, так как поле тока в центре кольца достаточно однородно. В то же время анизотропию критических токов в малых полях можно измерить с помощью системы постоянных магнитов. Поскольку критический ток уменьшается с ростом магнитного поля, достаточно приложить поле к небольшому участку ленты и тогда критический ток кольца будет определяться критическим током этой секции. Для ряда технических приложений, таких как линии электропередач или ограничители тока, необходимо знать зависимость критических токов от магнитного поля малой величины (около 200 мТл) при ориентации магнитного поля вдоль и поперек плоскости ленты. Анизотропия критических токов в лентах ВТСП связана со значительной анизотропией самого соединения ReBCO и с анизотропией формы, когда в параллельной ориентации существенна роль поверхности [25]. Относительное влияние этих двух эффектов может варьироваться от производителя к производителю, поэтому важно иметь простой и надежный метод оценки величины и анизотропии критических токов конкретной ВТСП-ленты.

Чтобы не возникало проблем с созданием кольца пайкой, можно создать кольцо следующим способом: сделать продольный разрез ВТСП-ленты, не доходя до краев ленты, раздвинуть получившиеся полоски половинной ширины и зафиксировать полученное кольцо на легком и жестком диэлектрическом кольце. Такое кольцо не будет иметь слабых мест, так как в случае пайки или других соединений это кольцо будет иметь сплошной слой ВТС. При увеличении магнитного поля через сверхпроводящее кольцо возникает ток, создающий поток, противоположный приложенному. Величина встречного магнитного потока ограничена величиной критического тока кольца. Измеряя поле в центре кольца, связанное с максимальным захваченным потоком, мы можем определить критические токи с высокой точностью. Этот метод применялся как для определения критических токов, так и для определения релаксации критического тока во времени [26]. Этот метод позволяет также определить зависимость критического тока от поля, приложенного нормально или параллельно плоскости полоски. Поскольку с увеличением магнитного поля критический ток уменьшается, достаточно приложить магнитное поле только к локальному участку ленты, и тогда общий критический ток будет определяться критическим током этого участка. Для создания локального магнитного поля достаточно использовать постоянные магниты, которые можно размещать вдоль или поперек плоскости ленты.

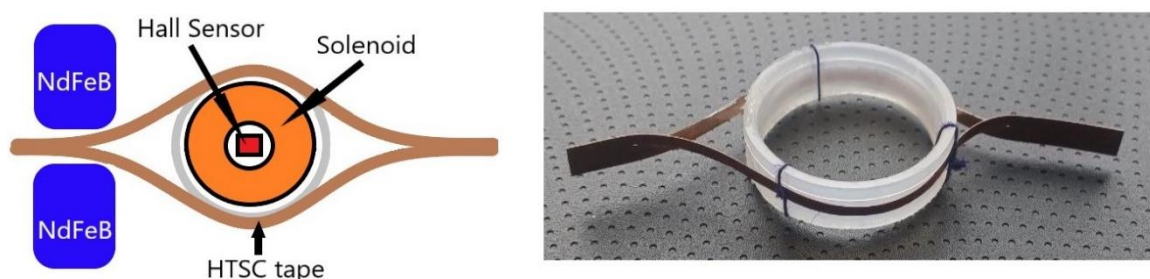


Рис. 4. Слева – схематическое изображение схемы измерения критического тока ВТСП-кольца, справа – фотография ВТСП-кольца.

Эксперименты проводились на кольцах из ВТСП-ленты SuperOx шириной 4 мм с заявленным производителем значением критического тока при $T = 77 \text{ K}$ 170 А. Для оценки критического тока ленты были проведены предварительные эксперименты. для измерения намагниченности M квадратного куска ленты (4*4 мм) магнитометром ВСМ в поперечном поле при $T = 77 \text{ K}$. В модели Бина имеется простое соотношение между критическим током и шириной ΔM большая петля намагничивания [27]:

$$J_c = (3d/a)*\Delta M,$$

где d — толщина, a — сторона квадрата, ΔM — ширина гистерезиса намагниченности. Критический ток, рассчитанный по гистерезису кривой намагничивания при $H = 0$, составил 71 А. Это значение критического тока несколько меньше ожидаемого значения $170/2=85$ А. Учитывая, что использованная формула занижает значения J_c примерно на 15% в области малых полей [27], получаем хорошее соответствие расчетных и заявленных значений J_c .

Для эксперимента в отрезке ленты ВТСП длиной 10 см был сделан разрез алмазным диском длиной 7 см, не доходя до краев ленты (рис. 4, б). Магнитный поток внутри кольца вводился с помощью соленоида, расположенного в центре кольца. Локальное магнитное поле создавалось двумя постоянными магнитами из сплава NdFeB, расположенными друг напротив друга ближе к кромке реза (рис. 4, а). Расстоянием между магнитами (т.е. величиной магнитного поля в зазоре) и ориентацией магнитного поля относительно плоскости ленты можно было управлять с помощью механического устройства снаружи контейнера с жидким азотом. Измерения проводились при температуре жидкого азота ($T = 77 \text{ K}$), т.е. ниже критической температуры ВТСП ($T_c = 90 \text{ K}$). Для измерения поля использовался датчик Холла, установленный в центре соленоида. Сначала измерялся критический ток кольца при $H = 0$ (без постоянных магнитов). Было установлено, что, начиная с определенного значения внешнего потока,

захваченное магнитное поле (после снятия внешнего потока) остается постоянным и составляет 4 мТл. Для используемого кольца диаметром 3 см это поле соответствует току в кольце около 100 А, что выше ожидаемого значения 85 А. Учитывая, что заявленное производителем значение J_c является наименьшим локальным значением критического тока длинной ленты можно ожидать, что в отдельных небольших отрезках ленты значения J_c могут быть выше.

Использование локального магнитного поля позволяет получать значения критического тока во внешнем магнитном поле. На рисунке 5 изображена полученная зависимость критического тока от локального магнитного поля для кольца из ВТСП ленты фирмы SuperOx шириной 12мм при температуре жидкого азота ($T = 77$ К). Видно, что приложение локального поля всего на 1.5 кОе приводит к понижению критического тока ленты на треть.

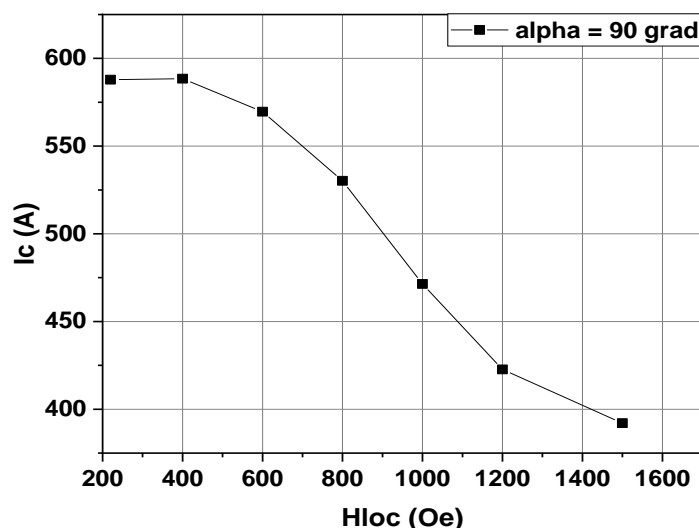


Рис. 5. Зависимость критического тока от внешнего магнитного поля, направленного под углом 90 градусов к поверхности ВТСП ленты

Для некоторых применений ВТСП лент, таких как создание сверхпроводящих соленоидов, важна не только зависимость критического тока от поля, но и зависимость от угла приложения магнитного поля. Поэтому была измерена зависимость критического тока от угла приложения

локального магнитного поля (Рис. 6). Видно, что максимум критического тока достигается при ориентации магнитного поля под углом $22,5^\circ$ к поверхности ленты

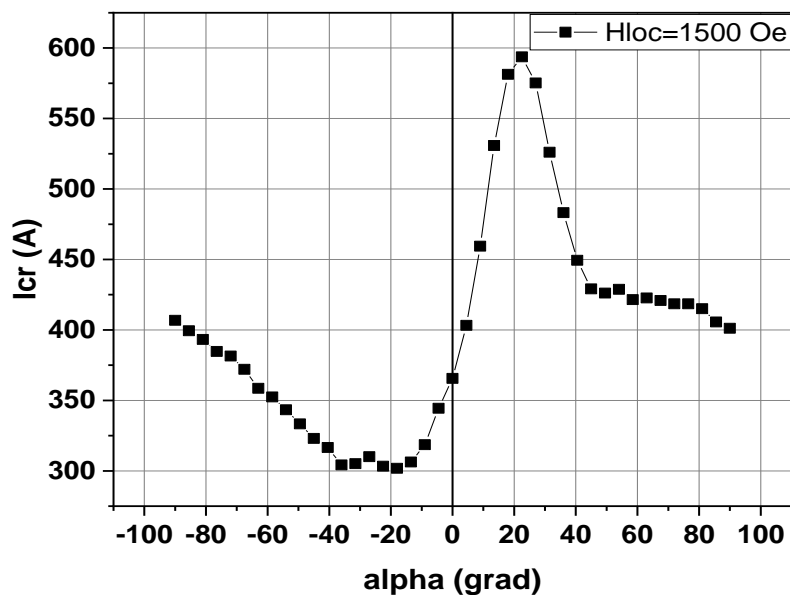


Рис. 6. Зависимость критического тока от угла приложения локального магнитного поля $H=1.5 \text{ кОе}$

Такая зависимость критического тока от угла приложения локального магнитного поля объясняется тем, что у самого соединения ВТСП есть анизотропия и существует выделенное направление кристаллической оси c , которая отклонена от нормали примерно на $20-25^\circ$.

Заключение

В ходе работы были получены следующие результаты:

1. Для поперечного поля зависимости $M(H)$ являются практически симметричными относительно $M = 0$, только при температурах вблизи критической появляется небольшая асимметрия. При $T < T_c/2$ на зависимостях $M(H)$ наблюдаются скачки магнитного потока, сначала в малых полях, а при понижении температуры область скачков увеличивается вплоть до H_v . Величина и количество скачков немного отличаются для областей входа магнитного потока (2 и 4 квадранты) и выхода потока (1 и 3 квадранты). Эти особенности соответствуют представлению о развитии неустойчивостей при срыве связки вихрей с центров пиннинга в объеме образца и могут адекватно быть описаны при использовании модели критического состояния и температурных зависимостей параметров сверхпроводника.
2. При продольной ориентации магнитного поля скачки магнитного потока также наблюдаются при понижении температуры ниже $\sim T_c/2$, при этом небольшие скачки в малых полях полностью отсутствуют, а уже первый при понижении температуры скачок появляется в относительно большом поле и намагниченность при этом падает почти до нуля. Разделение кривой намагниченности на квазиобратимую и необратимую части показывает, что этот скачок наблюдается в области полей, где существенен поверхностный барьер. Предполагается, что скачки магнитного потока в данной ориентации инициируются преодолением связкой вихрей поверхностного барьера в слабых местах поверхности (гейтах). Из-за больших градиентов магнитного потока при параллельной ориентации инициированный скачок приводит к большому изменению намагниченности.
3. При наложении медного диска скачки потока в ниобиевой пластине заметно уменьшаются (или даже исчезают) при поперечной ориентации магнитного поля. Влияние медного диска более выражено при росте

магнитного поля, то есть во втором и четвертом квадрантах. При продольной ориентации магнитного поля влияния медного диска на скачки потока не наблюдается, откуда следует, что тепловой механизм торможения скачков потока неэффективен для продольной геометрии. Поскольку этот механизм не зависит от ориентации магнитного поля, то он будет неэффективен и для поперечной ориентации. Наблюдаемое уменьшение скачков потока в поперечной геометрии связано с возбуждением экранирующих токов в медной пластине и тормозящим действием поля этих токов на развитие скачка потока (электродинамический механизм торможения).

4. При изменении угла между плоскостью образца и магнитным полем зависимости $M(H)$ и форма скачков магнитного потока практически не изменяются в широком диапазоне углов при повороте от нормальной ориентации, а также при повороте от продольной ориентации, но в меньшем диапазоне углов.
5. Метод определения критического тока по величине захваченного в кольце магнитного потока позволяет получать более точные значения критического тока по сравнению с другими методами, а также при модификации метода еще и зависимости критического тока от величины и ориентации магнитного поля. Недостатком метода является необходимость разреза ленты, что может приводить к постепенной деградации сверхпроводящего слоя со стороны разреза.

Список литературы.

1. R.P. Huebener. Magnetic Flux Structures in Superconductors. (Springer, Berlin, Heidelberg, 2001). 2nd ed.
2. C.P. Bean, J.D. Livingston. Phys. Rev. Lett., 12 (1), 14 (1964). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.14>
3. В.А. Альтов, В.Б. Зенкевич, М.Г. Кремлев, В.В. Сычев. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем, (Энергоатомиздат, М., 1984) с. 312.
4. В.Е. Кейлин, И.А. Ковалев, С.Л. Круглов, Д.И. Шутова, В.И. Щербаков. ЖТФ, 80 (2), 155 (2010) [Keilin V.E., Kovalev I.A., Kruglov S.L., S.L. Shutova D.I., Scherbakov V.I. Tech. Phys., 55 (2), 312 (2010) DOI: <https://doi.org/10.1134/S106378421002026X>]
5. F. Colauto, E. Choi, J.Y. Lee, S.I. Lee, E.J. Patiño, M.G. Blamire, T.H. Johansen, W.A. Ortiz. Appl. Phys. Lett., 96, 092512 (2010). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3350681>
6. V. Selvamanickam, Y. Xie, J. Reeves, Y. Chen, X. Xiong, X. Zhang, Y. Qiao, Rar, A. K. Lenseth, R. Schmidt, M. Martchevskii, D. Hazelton, J. Herrin. Progress in scale up of 2G conductor at SuperPower, (Superconductivity for Electric Systems 2007 Annual DOE Peer 21 Review, USA, VA, Arlington) (2007).
7. N.A. Taylanov. Magnetothermal instabilities in type II superconductors, Review (2011). arXiv:1111.1416v1
8. J.Y. Lee, E.-M. Choi, H.-S. Lee, M.-H. Cho, A.A.F. Olsen, T.H. Johansen, Y.S. Oh, K.H. Kim, Y.-H. Han, T.H. Sung, S.-I. Lee. Journal of the Physical Society of Japan, 77, 104717 (2008). DOI: <https://doi.org/10.1143/JPSJ.77.104717>
9. M.R. Wertheimer, J. le G. Gilchrist. Journal of Physics and Chemistry of Solids 28, 12 (1967). DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(67\)90038-8](https://doi.org/10.1016/0022-3697(67)90038-8)
10. C.A. Durán, P.L. Gammel, R.E. Miller, D.J. Bishop. Phys. Rev. B 52, 75-78 (1995). DOI: <https://doi.org/10.1103/physrevb.52.75>

11. P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, S. Herminghaus. Phys. Rev. Lett. 71, 2646 (1993). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.2646>
12. U. Bolz, J. Eisenmenger, J. Schiessling, B.U. Runge, P. Leiderer. Physica B: Cond. Matt. 284, 757-758 (2000). DOI: [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(99\)02060-8](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(99)02060-8)
13. T.H. Johansen, M. Baziljevich, D.V. Shantsev, P.E. Goa, Y.M. Galperin, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, M.-S. Kim, S.I. Lee. Europhys. Lett. 59, 4 (2002). DOI: <https://doi.org/10.1209/epl/i2002-00146-1>
14. I.A. Rudnev, S.V. Antonenko, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, A.E. Primenko. Cryogenics 43, 12 (2003). DOI: [https://doi.org/10.1016/S0011-2275\(03\)00157-7](https://doi.org/10.1016/S0011-2275(03)00157-7)
15. I.A. Rudnev, S.V. Antonenko, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, A.E. Primenko. NATO Science Series (Series II: Mathematics, Physics and Chemistry) 142, 229-235 (2004). DOI: https://doi.org/10.1007/978-94-007-1007-8_29
16. I.A. Rudnev, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, A.E. Primenko. Appl. Phys. Lett. 87, 042502 (2005). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1992673>
17. D.V. Shantsev, P.E. Goa, F.L. Barkov, T.H. Johansen, W.N. Kang, S.I. Lee. Supercond. Sci. Technol. 16, 5 (2003). DOI: 10.1088/0953-2048/16/5/304
18. M. I. Tsindlekht, V. M. Genkin, I. Felner, F. Zeides, N. Katz, Š. Gazi, and Š. Chromik, Phys. Rev. B, Vol 90, 014514 (2014)
19. Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, S. Nagasawa, M. Hidaka. Physics Procedia, 45, 121 (2013). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2013.04.067>
20. J.I. Vestgård, T.H. Johansen, Y.M. Galperin. Low Temperature Physics, 44, 460 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5037549>
21. Uglietti D 2019 Supercond. Sci. Technol. 32 5
22. Markelova A, Valikov A, Chepikov V, Petrzhik A, Massalimov B, Degtyarenko P, Uzkiha R, Soldatenko A, Molodyk A, Kideok Sim, and Soon Hwang 2019 Progress in Superconductivity and Cryogenics 21 4 29-33
23. Li Y, Chen S, Paidpilli M, Jain R, Goel Chirag and Selvamanickam Venkat 2022 IEEE Transactions on Applied Superconductivity 32 4

24. Lee S, Kim W, Kim Y, Park S, Lee J, Hahn J, Hong G, Park I, ParkC, Choi K
2013 IEEE transactions on applied superconductivity 23 3
25. Zhang X, Zhong Z, Geng J et al. 2018 J Supercond. Nov. Magn. 31 3847-54
26. Patent 2244317 Russian Federation, IPC G 01 R 31 / 00. A method for non-contact measurement of the HTS critical current and a device for its implementation / A. R. Buev; applicant and patent holder Mari State University. - No. 2002132363/28; dec. 02.12.02; publ. 10.01.05.
27. SuperOx presentation 2019 Recent advances in SuperOx 2G HTS wire manufacturing facilities, performance and customization, Access mode: <https://www.superox.ru/documents/>