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

Шитов Александр Евгеньевич

«Электрические, тепловые и магнитные свойства многосвязных систем сверхпроводящих наночастиц в диэлектрических матрицах»

Направление подготовки 1.3 – физические науки
Специальность 1.3.8 – физика конденсированного состояния
Научный доклад

Санкт-Петербург – 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук.

Научный руководитель: **Шамшур Дмитрий Владиленович**,
доктор физико-математических наук
ведущий научный сотрудник
ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Рецензенты: **Чарная Елена Владимировна**,
доктор физико-математических наук
профессор кафедры ФТТ СПбГУ

Зюзин Александр Юрьевич,
доктор физико-математических наук
главный научный сотрудник
ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Общая характеристика работы

Актуальность работы

В наноструктурах на основе сверхпроводника, внедренного в поры естественных диэлектрических матриц, размеры частиц могут быть сравнимы с характерными длинами сверхпроводящего состояния. Актуальность исследований определяется интересом к нанокомпозитным материалам за счет наблюдаемых в них размерных эффектов и выстроенной многосвязной структуры. При наноструктурировании наблюдается смещение характерной частоты фононов к более низким энергиям в сравнении с объемной [1]. Смягчение фононного спектра приводит к увеличению силы электрон фононного и, как следствие, увеличению критической температуры T_c [2]. Рост T_c будет ограничиваться квантово-размерными эффектами в наноструктурах и силой электрон-фононного взаимодействия сверхпроводника.

С точки зрения потенциальных практических применений, интерес вызывает увеличение критических параметров сверхпроводящего состояния (критическая температура T_c и магнитное поле H_c), обнаруженное в нанокомпозитах на основе сверхпроводящих материалов и связанное как с размерными эффектами, так и с их многосвязной структурой [3 - 5]. Сверхпроводящие свойства многосвязных систем наноразмерных проводников представляют интерес в связи с развитием сверхпроводниковой электроники в сторону уменьшения характерного размера и увеличения числа элементов [6]. В таких системах могут наблюдаться классические и квантовые эффекты, связанные с уменьшением характерного размера частиц проводника. Взаимное расположение частиц при наноструктурировании также может оказывать влияние на физические свойства сверхпроводника.

Переход от объемной системы к наноструктурированной многосвязной реплике пористой матрицы может приводить к изменению механизма рассеяния носителей заряда и магнитных свойств сверхпроводящего материала [7]. При взаимодействии сверхпроводящих наноструктур с внешним магнитным полем возникают эффекты, связанные с проникновением и захватом магнит-

ного потока в элементах структуры. В частности, на зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля m(H) наблюдается гистерезис, скачки магнитного потока [8, 9], пик-эффект [10] и парамагнитный эффект Мейсснера [11]. Скачки магнитного потока – особенности, вызванные лавинообразным проникновением магнитного поля в объем сверхпроводящего материала. Термомагнитные неустойчивости являются одной из проблем прикладных применений сверхпроводников.

Для объемных сверхпроводников второго рода, используемых в качестве магнитов с захваченным полем, часто имеет место термомагнитная неустойчивость, проявляющаяся в скачках магнитного потока и флуктуациях температуры, что приводит к диссипации большого количества энергии за короткое время и дальнейшей проблеме растрескивания материала из-за электромагнитных и термических напряжений [12]. В сверхпроводнике второго рода масштабы неоднородности порядка размеров отдельного вихря Абрикосова. Теория термомагнитных неустойчивостей для таких сверхпроводящих структур хорошо развита и используется для приложений. Термомагнитные эффекты в наноструктурах могут представлять интерес, когда такой масштаб становится меньше размеров отдельного вихря.

Сверхпроводящие наноструктуры имеют особенности, которые могут приводить к термомагнитным неустойчивостям и потере сверхпроводящих свойств, связанные с формированием градиента магнитного потока в системе взаимосвязанных контуров, а не с пиннингом вихрей на неоднородностях. Согласно модели адиабатического критического состояния [13], предполагается, что в процессе термомагнитной неустойчивости в образце происходит выделение тепла, которое можно зафиксировать при изучении тепловых свойств наноструктуры. Изучение электрических, магнитных и тепловых свойств многосвязной системы наноструктурированных сверхпроводников в пористой диэлектрической матрице может представлять интерес с точки зрения наблюдаемых в нем термомагнитных неустойчивостей и связанных с ними особенностей процессов выделения тепла в сверхпроводящем материале в

магнитном поле, а также процессов захвата и проникновения магнитного потока в объем структуры.

Цели и задачи работы

Целью работы являлось проведение исследования температурных и магнитополевых зависимостей намагниченности, электросопротивления и теплоемкости сверхпроводящих металлов (свинец) в порах естественных диэлектрических матриц (пористое стекло).

В ходе выполнения работы были решены следующие задачи:

- Исследованы температурные и магнитополевые зависимости удельного сопротивления ρ(T, H) нанокомпозитов, состоящих из нитей свинца, внедренных в нанопористое стекло (Pb-PG) с характерными размерами токопроводящей сетки d = 7 nm, с целью определения области сверхпроводящего состояния наноструктуры. Проведена оценка характерных длин сверхпроводящего состояния при наноструктурировании свинца в пористое стекло с характерным размером пор d = 7 nm.

- Изучены магнитополевые зависимости намагниченности m(H) и температуры T(H) в сверхпроводящем состоянии нанокомпозитов. Проведен анализ периодичности скачков магнитного потока и связанных с ними флуктуаций температуры со средней плотностью критического тока в образце. Описаны механизмы проникновения и захвата магнитного поля в структуре.

- Экспериментально исследованы и проанализированы температурные и магнитополевые зависимости теплоемкости C(T, H) нанокомпозитов в магнитных полях H до 35 kOe при температурах T = 250 – 2 K. Определены удельная электронная и фононная теплоемкости, постоянная Зоммерфельда и температура Дебая наноструктурированного свинца. Вычислен скачок удельной теплоемкости в сверхпроводящем состоянии нанонитей свинца при изменении внешнего магнитного поля H = 0-1 kOe и сравнен с теориями БКШ и Элиашберга.

•Разработано программное обеспечение для теоретического описания динамики термомагнитных неустойчивостей, индуцированных импульсами тепла при измерении теплоемкости в магнитных полях H = 0-35 kOe. Проанализированы зависимости выделяемой мощности и энергии, в процессе возникновения термомагнитных неустойчивостей, инициированных тепловыми импульсами, при изменении внешнего магнитного поля.

Научная новизна

•Установлено, что зависимость периода скачков магнитного потока и флуктуаций температуры от магнитного поля в нанокомпозите в обоих случаях качественно совпадает с зависимостью плотности критического тока. Термомагнитные неустойчивости в нанокомпозите периодичны относительно входа и выхода магнитного поля, период которых спадает с ростом внешнего магнитного поля, что можно объяснить уменьшением критического тока в нанокомпозите с увеличением поля.

•Вычислены удельные электронные и фононные теплоемкости многосвязной системы нитей свинца с диаметром d = 7 nm. Определена их температура Дебая и постоянная Зоммерфельда, которые уменьшились для нанонитей свинца по сравнению с объемным. Это изменение, по-видимому, связанно со смягчением фононного спектра в наноструктурированном свинце и с изменением плотности электронных состояний у поверхности Ферми. Вычисленный скачок удельной электронной теплоемкости при переходе нанонитей свинца в сверхпроводящее состояние уменьшается с увеличением магнитного поля в образце.

•Показано, что в области наблюдения скачков магнитного потока под воздействием слабого внешнего нагрева (P ≈ 1 μW при T = 5 K) при постоянном поле в образце обнаружено тепловыделение. На зависимости выделяемой в нанокомпозите энергии от внешнего магнитного поля E(H) наблюдаются повторяющиеся пики E, соответствующие скачкам магнитного потока. Они характеризуются высокой пиковой мощностью P_s ≈ 1 mW за время t < 0.1 c. В

промежутках между скачками наблюдается рост E, величина которого на порядок меньше пиковой. При уменьшении мощности внешнего нагревателя тепловыделение в областях между скачками магнитного потока также уменьшается, и вероятность возникновения скачка под влиянием внешнего нагрева падает.

•Установлено, что слабые измерительные импульсы тепла при измерении магнитополевой зависимости теплоемкости C(H) нанокомпозита Pb-PG при $T \leq 5$ К $\Delta T = 0.02$ Т могут инициировать термомагнитную неустойчивость и проникновение магнитного потока в нанокомпозит. В области малых полей и температур ($T \leq 2$ К), в которых на зависимости m(H) наблюдается особенность, предположительно связанная с влиянием слабых связей, выделения энергии при нагреве образца не наблюдалось.

•Показано, как изменяется индуцированное выделение тепла в наноструктуре при увеличении внешнего магнитного поля. Вблизи второго критического поля H_{c2} также наблюдается выделение энергии, которое связано с изменением свойств экранировки в наноструктуре, приводящим к уменьшению энергетического барьера вхождения поля в структуру при приближении к H_{c2}

Практическая значимость

Исследования сверхпроводящих наноструктур представляют большое значение для разработки новых материалов и криогенных устройств на их основе, таких как сверхпроводящие кубиты для квантовых компьютеров или сверхпроводящие магнитометры для медицинских и научных исследований. Особенности вихревой структуры в сверхпроводящих мезоструктурах и наноструктурах могут использоваться для создания различных устройств, к примеру перенос вихрей в сверхпроводящих нанопроводах может использоваться для создания элементов памяти. В отличие от планарных структур, которые широко используются в различных приборах (СКВИД-магнетометрах и др.), трехмерные сверхпроводящие наноструктуры более сложны в изготовлении, однако они имеют потенциал для использования в сверхпроводящей и

квантовой электронике, в частности, за счет большого (до 10^{14} $см^{-3}$) количества идентичных элементов.

Методы исследования

Исследования электрических свойств нанокомпозитов проводились на измерительной установке He^4, предназначенной для низкотемпературных измерений 1.5 K ≤ T в полях H ≤ 60 kOe. Исследования магнитных свойств нанокомпозитов проводились на многофункциональной системе измерения физических свойств со сверхпроводящим магнитом QD PPMS-14 с помощью специальной вставки с вибрационным магнитометром (VSM) и тепловых свойств на вставке для измерения теплоемкости PPMS в температурном интервале T = 2-300 K и магнитных полях до H ≤ 140 kOe.

Основные научные положения, выносимые на защиту

1. Наноструктурирование свинца в пористое стекло с характерным размером пор d = 7 nm уменьшает эффективную длину когерентности $\xi_{eff}\ (0) \approx$ 6.5 nm и увеличивает глубину проникновения магнитного поля $\lambda_{eff}\ (0) \approx$ 133 nm по сравнению с объемным свинцом (ξ_{bulk} = 83 nm и λ_{bulk} = 37 nm), что приводит к увеличению критического магнитного поля до $H_{c2} \approx$ 35 kOe, параметра Гинзбурга-Ландау $\kappa = \lambda_{eff}/\xi_{eff} \approx 20 \geq 1/\sqrt{2}$ ($\kappa_{bulk\text{-}Pb} \approx 0.45 \leq 1/\sqrt{2}$) и, как следствие, проявлению свойств сверхпроводника II рода.

2. Периоды возникновения термомагнитных неустойчивостей в наноструктурах уменьшаются с ростом магнитного поля и коррелируют с зависимостью средней плотности критического тока от магнитного поля. Основным механизмом при возникновении скачков магнитного потока в нанокомпозитах являются случайные слабые связи в сверхпроводящих контурах.

3. Термомагнитная неустойчивость в наноструктурах, наблюдаемая в области температур $T \leq 5$ K, может быть вызвана внешним нагревом ($P_h \approx 1$ μW) и сопровождается на несколько порядков большим тепловыделением в образце ($P_s \approx 1$ mW). Термомагнитной неустойчивости предшествует последовательность нарастающих тепловыделений той же величины, что и P_h. В

области близкой к H_{c2}, наблюдается последовательность уменьшающихся тепловыделений с ростом магнитного поля. Эти события предположительно связаны с процессом термомагнитной неустойчивости и вызваны небольшим перераспределением магнитного потока в нанокомпозите.

4. Температура Дебая и постоянная Зоммерфельда нанонитей свинца уменьшились по сравнению с объемным материалом, что может быть связано со смягчением фононного спектра в наноструктурированном свинце и с изменением плотности состояний у поверхности Ферми в наноструктуре. Температурные зависимости удельной электронной теплоемкости в сверхпроводящем состоянии для наноструктурированного свинца согласуются с теорией Элиашберга для сверхпроводников с сильной связью. Амплитуда скачков сверхпроводящего перехода удельной электронной теплоемкости наноструктурированного свинца уменьшается с увеличением магнитного поля.

Достоверность

Экспериментальные результаты, представленные в данной работе, были получены на современной установке для измерения физических свойств с использованием высокоточного оборудования, достоверных методов исследования и обработки данных. Полученные результаты являются воспроизводимыми с высокой точностью, согласуются с литературными данными, а также были апробированы на международных конференциях и в ведущих мировых научных журналах по физике сверхпроводимости.

Апробация результатов работы

Результаты работы были представлены на конкурсе молодых ученых ФТИ им. А.Ф. Иоффе (13 апреля 2023) и на соискании премии ОФДП за 2023г. (10 апреля 2024), неоднократно доложены на научных семинарах в ФТИ им. А. Ф. Иоффе лаборатории кинетических явлений в твердых телах при низких температурах, а также были представлены на следующих международных конференциях:

1. Международная конференция Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах, 12 - 17 сентября 2021 г, Махачкала.

2. Международная молодежная конференция ФизикА, СПб, 18-22 Октября 2021 г, Санкт Петербург.

3. VIII Всероссийский с международным участием молодежный научный форум, Гатчина, 17 – 19 ноября 2021 г, Санкт Петербург.

4. XXIV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (UIWSPS-2022), 14 – 19 февраля 2022 г, Екатеринбург.

5. Международная молодежная конференция ФизикА, СПб, 17-21 Октября 2022 г, Санкт-Петербург.

6. Международная конференция Аморфные и микрокристаллические полупроводники, 3-5 июля 2023 г, Санкт-Петербург.

7. Международный симпозиум “Нанофизика и наноэлектроника”, 11-15 марта 2024 г, Нижний Новгород.

8. XXXIX Международная конференция «Совещание по физике низких температур», 3 – 7 июня 2024 года, Черноголовка.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы исследования, выделены основные научные проблемы, для решения которых сформулированы цели и задачи диссертационной работы. Обозначено основное направление исследований и их современное состояние в мировой науке по теме работы. Представлена актуальность и научная значимость исследований их достоверность, апробация результатов и описан личный вклад соискателя.

В первой главе подготовлен литературный обзор по теме диссертационной работы. Рассматривается основное положение дел в мировой науке, посвященных исследованиям термомагнитных неустойчивостей, механизмам захвата и проникновения магнитного поля и выделяемой мощности или энергии в этих процессах. Обсуждается проявления слабых связей, пик эффекта и парамагнитного эффекта Мейсснера в магнитных свойствах структуры. Рассматривается влияние размерных эффектов на сверхпроводящие свойства системы. Приводится предлагаемые методы изготовления полученных наноструктур на основе сверхпроводящего металла в пористых диэлектрических матрица с различными характерными размерами токопроводящей сетки и исследования их электрических, магнитных и тепловых свойств.

Во второй главе в первом разделе приводится технология получения наноструктур. Нанокомпозиты были изготовлены заполнением пористых диэлектрических матриц сверхпроводящим металлом из расплава под гидростатическим давлением. Пористое стекло изготавливается из боросиликатного стекла путем разделения фаз с последующим вытравливанием второй фазы. Структура пустот в пористом стекле представляет собой неупорядоченную многосвязную сетку каналов со слабой вариацией характерного размера d, зависящего от условий изготовления. Для заполнения матриц использовали сверхпроводящий свинец Pb. В массивном Pb T_c = 7.2 K, H_c(T = 0K) = 800 Oe, ξ (T = 0K) = 83 нм, λ (T = 0K) = 37 нм. Структурный анализ нанокомпозитов проводился с использованием сканирующей электронной микроскопии. Раз-

мер пор был определен методом ртутной порометрии и составлял 7 нм. Степень заполнения пустот пористого стекла свинцом определялась по изменению веса образца до и после введения свинца и составляла более 95%. Свинец в пористом стекле образует трехмерную многосвязную систему нитей, характерный размер которых определяется размером пор.

В разделе 2.2 описаны и методы исследования электрических, магнитных и тепловых свойств. Измерения намагниченности нанокомпозитов Pb-PG с диаметром d = 7 nm проводились на установке QD PPMS-14 с помощью вибрационного магнитометра в диапазоне температур 2 K < T < 10 K и в магнитных полях до H ≤ 140 kOe. Измерение температуры при скачке магнитного потока измеряли с помощью прикрепленного к образцу термометра CERNOX. Образец помещался на теплоизоляционную платформу в вакууме p = 10 Торр в квазиадиабатических условия при тепловом контакте термометра с образцом. Измерения удельного сопротивления нанокомпозитов Pb-PG с диаметром d = 7 nm проводились на установке QD PPMS-14 с помощью электрической вставки для резистивных измерений в диапазоне температур 2 K < T < 300 K и в магнитных полях до H ≤ 140 kOe.

Описана измерительная установка He^4, позволяющая проводить измерения электрических свойств в наноструктурах вплоть до низких температур T = 1.5 K и в магнитных полях до H ≤ 60 kOe, методика измерений температурных зависимостей проводимости.

Измерения теплоемкости нанокомпозита Pb-PG с характерными размерами элемента d = 7 nm проводились на установке QD PPMS-14 с помощью специальной вставки измерения теплоемкости в диапазоне температур 2 K < T < 250 K и в магнитных полях до H ≤ 35 kOe. Образец находился на платформе в вакууме p = 10^{-5} Торр, теплопередача происходила через контактные провода с известной теплопроводностью K_W. Температуру платформы для образцов T_S контролировали с помощью термометра и нагревателя, установленных непосредственно на платформе. Квазиадиабатический процесс изме-

нения температуры, используемый для измерения теплоемкости, показан на рис. 1.

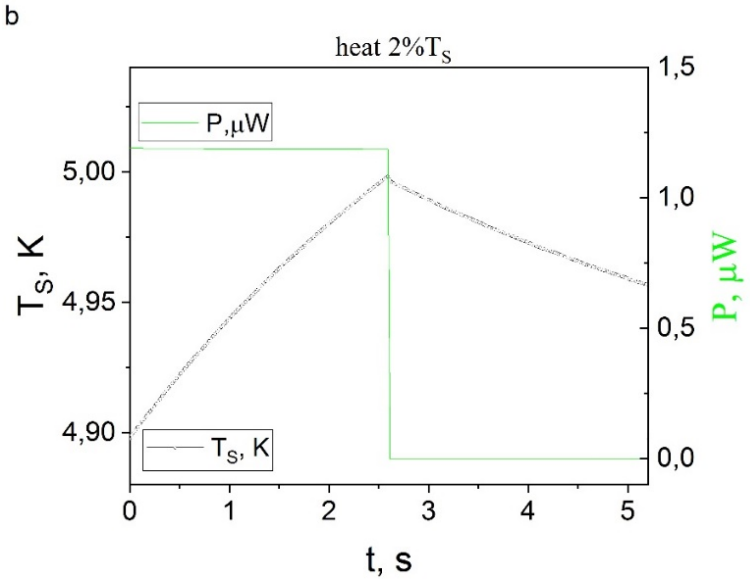

Рисунок 1. Процесс измерения теплоемкости.

Процесс измерения разделен на 2 этапа: сначала систему нагревают до достижения заданного прироста температуры ΔT, который задается как доля температуры термостата T. В данной работе использовались ΔT = 0.02 T и 0.01 T. Затем нагреватель отключался и образец охлаждался в течение такого же времени. После этого происходит развертка магнитного поля, устанавливается новое значение внешнего магнитного поля и процесс измерения теплоемкости повторяется. Изменение температуры образца описывается дифференциальным уравнением: $C_{total}\frac{dT_S}{dt} = -K_w(T_S - T) + P(t)$, где C_{total} – сумма теплоемкости образца C и известной теплоемкости платформы $C_{addenda}$, K_W – теплопроводность контактов, T – температура термостата, T_S – температура образца. P(t) — мощность нагревателя, постоянная в первой фазе и равна 0 во второй фазе, как показано на рис. 1. Решениями этого уравнения являются показательные функции с характерными временами C_{total}/K_W. C_{total} определяется расчетом экспоненциальной аппроксимации зависимостей $T_s(t)$ (рис. 1), а теплоемкость образца C получается вычитанием $C_{addenda}$.

В третьей главе рассматриваются электрические свойства наноструктур Pb-PG. Определены области сверхпроводящего состояния наноструктуры. Проведена оценка характерных длин сверхпроводящего состояния при наноструктурировании свинца в пористое стекло.

В разделе 3.1 подробно обсуждаются характерные длинны сверхпроводящего состояния и параметр Гинзбурга-Ландау для нанонитей свинца в пористом стекле с характерным размером элемента d = 7 nm. Обычно длина когерентности ξ уменьшается с уменьшением размера частиц, а эффективная глубина проникновения λ увеличивается. Эффективные значения ξ и λ оценивались, используя подход «грязного предела» для наночастиц Pb с размером частиц d = 7 nm, предполагая, что длина свободного пробега электронов равна d. Таким образом, при наноструктурировании свинца в пористом стекле с характерным размером пор d = 7 nm уменьшается его эффективная длина когерентности $\xi_{eff}\ (0) \approx 6.5$ nm и увеличивается глубина проникновения магнитного поля $\lambda_{eff}\ (0) \approx 133$ nm по сравнению с объемным свинцом ($\xi_{bulk} = 83$ nm и $\lambda_{bulk} = 37$ nm), что приводит к изменению параметра Гинзбурга-Ландау $\kappa = \lambda_{eff} / \xi_{eff} \approx 20 \geq 1/\sqrt{2}$ ($\kappa_{bulk\text{-}Pb} \approx 0.45 \leq 1/\sqrt{2}$) и, как следствие, проявлению свойств сверхпроводника II рода.

В разделе 3.2 приведены экспериментальные зависимости удельного сопротивления ρ и теплоемкости c от температуры и магнитного поля нанокомпозитов Pb-PG. Обсуждается область сверхпроводящего состояния нанокомпозита, полученная из зависимостей ρ(T, H) и c(T, H). Наблюдается значительное увеличение критического магнитного поля для нанонитей свинца по сравнению с объемным Pb, что согласуется результатами, полученными в разделе 2.1. Значения критического магнитного поля H_{c2} для наноструктуры могут быть существенно выше, чем H_c для объемного сверхпроводника 1 рода, за счет увеличения эффективной глубины проникновения и уменьшения длины когерентности [3]. Значения критической температуры T_c практически не изменяются для нанонитей свинца, что характерно для Pb, как сверхпро-

водника с сильным электрон-фононным взаимодействием, вплоть до предела Андерсона.

В разделе 3.3 подробнее рассматриваются температурные и магнитополевые зависимости удельной теплоемкости $c_p(T, H)$ наноструктурированного свинца с характерными размерами токопроводящей сетки d = 7 nm. В процессе этого, приводятся удельные теплоемкости нанокомпозита Pb-PG, незаполненного пористого стекла PG, смазки Apiezon-N и примесей паров воды, попадающих в PG при контакте с воздухом. Измерения показали, что теплоемкость PG не зависит от магнитного поля до 20 kOe при T = 5 K. Оценены температуры сверхпроводящего перехода в магнитных полях $H \leq 1$ kOe T_c (100 Oe) = 7.1 K, T_c (500 Oe) = 7.05 K, T_c (1 kOe) = 6.9 K (рис. 2).

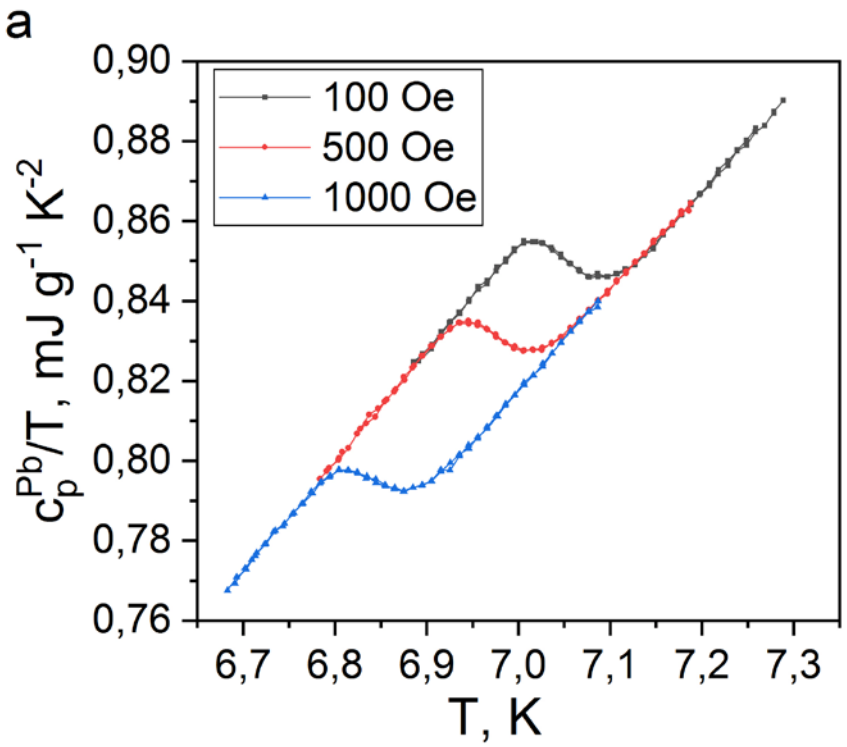

Рисунок 2. Зависимость отношения удельной теплоемкости к температуре от температуры c^{Pb}_p/T (T) наноструктурированного свинца в области сверхпроводящего перехода во внешнем магнитном поле H = 100 Oe, 500 Oe и 1000 Oe.

Размытие сверхпроводящего перехода может быть связано с влиянием тепловых флуктуаций, характерных для малых частиц. Измеренная удельная

теплоемкость наноструктурированного свинца в нормальном состоянии $c_p = \gamma T + \beta T^3$ содержит вклады γ электронной и β фононной теплоемкости. Коэффициенты γ = 10.5 ± 0.5 μJ g^{-1} K^{-2} и β = 15.54 ± 0.2 μJ g^{-1} K^{-4} были определены из линейной аппроксимации кривой зависимости $\frac{c_p}{T}(T^2)$ в нормальном состоянии. Из формулы $\beta = \frac{12\pi^4 R}{5\theta_D^3}$ была определена температура Дебая наноструктурированного свинца θ_D^{Pb}= 85 K, которая меньше температуры Дебая объемного свинца θ_D^{bulk} (T) ≈ 87 K - 105 K, что может быть связано со смягчением фононного спектра в наноструктурированном свинце. Постоянная Зоммерфельда, наноструктурированного свинца γ = 10.5 ± 0.5 μJ g^{-1} K^{-2} так же уменьшился по сравнению с объемным свинцом γ = 15.1 μJ g^{-1} K^{-2}, что, по-видимому, связано с изменением плотности электронных состояний у поверхности Ферми при наноструктурировании.

В разделе 3.4 рассматривается электронный вклад в теплоемкость наноструктурированного свинца в сверхпроводящем состоянии. Вычисленный по формуле $c_{es} = c_p - c_n$, где из измерений удельной теплоемкости c_p ниже T_c вычиталось c_n, вычисленное из линейной аппроксимации $\frac{c_p}{T}(T^2)$ выше T_c. На рисунке 3 приведена температурная зависимость отношения удельной теплоемкости электронов к температуре $\frac{c_{es}}{T}(T)$ в магнитных полях H = 0-1 kOe. В нормальном состоянии (выше T_c) зависимость выходит на практически нулевое значение, т.к. $c_{es}/T_c = (c - \beta T^3 - \gamma T)/T_c = 0$. Отклонение от нуля может быть связано с тем, что коэффициент γ сверхпроводников с сильной связью, таких как свинец, не является константой, а зависит от температуры. Можно отметить практически линейный спад зависимости $\frac{c_{es}}{T}(T)$ в сверхпроводящем состоянии, сменяющийся, по-видимому, экспоненциальной зависимостью. Такая зависимость $\frac{c_{es}}{T}(T)$, с точностью измерений, согласуется с данными для пленок свинца с различной толщиной и описывается теорией Элиашберга. Скачок теплоемкости при переходе нанонитей свинца в сверхпроводящее состояние на рис. 4b составил c_{es}/T_c = 37.8 ± 0.4 μJ g-1 K-2, а константа $c_{es}/\gamma T_c$ ≈

3.7 отличается от теории БКШ, согласно которой $c_{es}/\gamma T_c = 2.43$. Увеличение внешнего магнитного поля приводит к уменьшению сверхпроводящего скачка теплоемкости наноструктурированного свинца.

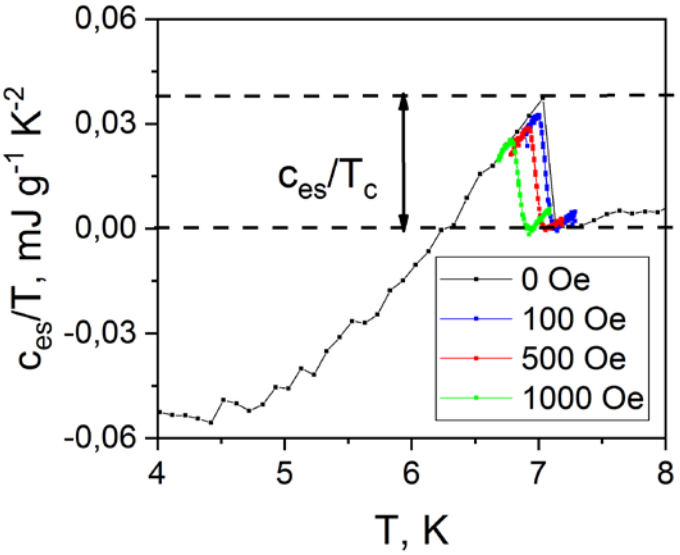

Рисунок 3. Зависимость отношения удельной электронной теплоемкости в сверхпроводящем состоянии к температуре c_{es}/T от температуры T наноструктурированного свинца в магнитных полях, H = 0 - 1 kOe.

В четвертой главе в первом разделе обсуждаются магнитные свойства неупорядоченных наноструктур Pb-PG с характерными размерами токопроводящей сетки d = 7 nm в области сверхпроводящего состояния. Из температурных зависимостей намагниченности определена критическая температура сверхпроводящего перехода T_c нанокомпозита Pb-PG, которая близка к значениям T_c объемного Pb. При этом наблюдается рост H_{c2} в наноструктурах вплоть до H_{c2} = 40 kOe. В наноструктурах с d = 7 nm на зависимости m(H) наблюдается гистерезис и скачки потока, число и положение которых зависит от температуры и скорости развертки магнитного поля. Две зависимости m(H) приведены на рис. 4 для T = 3 K и 5 K. Показано, что магнитные свойства сверхпроводящих наноструктур зависят от внешних условий (температура, величина и скорость изменения магнитного поля). Обсуждается модель возникновения термомагнитных неустойчивостей в наноструктуре.

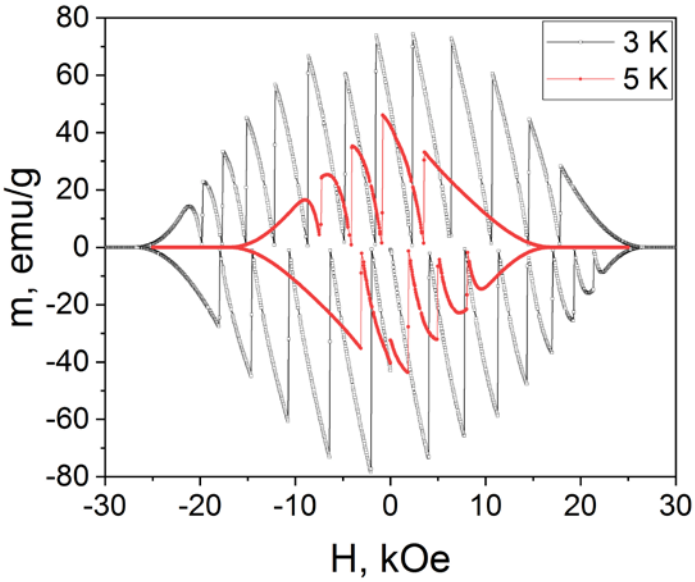

Рисунок 4. Зависимости m(H) для структуры Pb-PG с d = 7 nm при T = 3 K, 5 K, dH/dt = 130 Э/сек.

В разделе 4.2 обнаружено тепловыделение в момент термомагнитной неустойчивости в Pb-PG. Обсуждается величина тепловыделений и ее связь с магнитным полем и температурой во время скачка магнитного потока в наноструктуре. Сравниваются магнитополевые зависимости намагниченности m(H) и тепловыделений $T_S(H)$ в сверхпроводящем состоянии Pb-PG при температурах T = 2 - 6 K. При T = 6 K на зависимости m(H) наблюдался только гистерезис и тепловыделений на зависимости $T_S(H)$ не наблюдалось. При температуре $T \leq 5$ K, возникновения скачков магнитного потока на зависимости m(H), наблюдались выделения тепла, в виде пиков температуры на зависимости $T_S(H)$. Пример таких тепловыделений представлен на рис. 5 для T = 3 K, на зависимостях $T_S(H)$ наблюдается скачкообразный рост в том же диапазоне температур и магнитных полей, что и скачки на зависимостях m(H). Это напоминает поведение сверхпроводника 2 рода, в котором тепловыделение можно наблюдать при скачке магнитного потока.

При той же температуре наблюдалось больше моментов тепловыделений, чем скачков магнитного потока. Дополнительные моменты тепловыде-

ления можно объяснить увеличением термомагнитной нестабильности, возникающей в теплоизолированном образце во время измерений температуры.

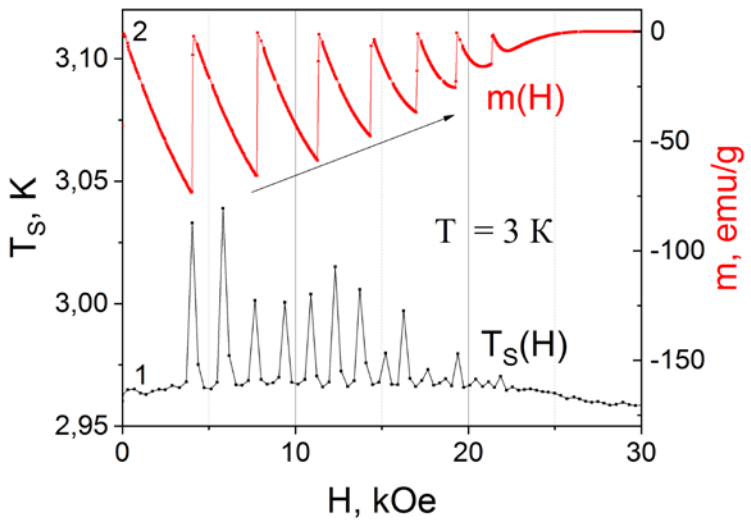

Рисунок 5. Зависимости m(H) и T_S(H) для Pb-PG с d = 7 нм в сверхпроводящем состоянии при T = 3 К.

В разделе 4.3 предполагается, что скачки магнитного потока связаны с возникновением термомагнитной неустойчивости в структуре при достижении критического тока в одном из элементов структуры. Обосновывается достоверность и воспроизводимость полученных зависимостей m(H) и T_S(H), обсуждается их квазипериодичность по полю. Расстояние между скачками ΔH^N на зависимостях T_S(H) и m(H) (рис. 5) уменьшается с ростом магнитного поля, при этом зависимость ΔH^N(H) коррелирует с зависимостью средней плотности критического тока от магнитного поля j_c(H) (рис. 6). Рассматривается модель возникновения термомагнитных неустойчивостей в магнитном поле в наноструктурах в сравнении с моделью для объемных сверхпроводников 2 рода с сильным пиннингом. В случае объемных сверхпрвоодников скачки потока связаны со срывом системы вихрей с центров пиннинга. В наноструктурах также возникает термомагнитная неустойчивость, связанная с достижением критического тока в одном или нескольких элементах наноструктуры, что приводит к скачкообразному проникновению магнитного потока, сопровождающемуся выделением тепла. Можно предположить, что

«спусковым механизмом» при возникновении скачков магнитного потока в нанокомпозитах являются случайные слабые связи в сверхпроводящих контурах. Выполнена оценка средней плотности критического тока в наноструктуре $j_c = 10^6$ A cm^{-2} при T = 3 K и H = 0 Oe, рассчитанная по гистерезису m(H) и формуле объемного сверхпроводника 2 рода. Реальная плотность критического тока в сверхпроводящих нанопроволоках, занимающих 25% объема нанокомпозита, может в несколько раз превышать расчетную j_c и приближаться к значению расчетной плотности тока распаривания $j_D \approx 5.25 \times 10^7$ A cm^{-2}. Также характерные для низкоразмерного сверхпроводника флуктуационные эффекты, такие как процесс скольжения фазы, могут возникать при значениях плотности тока ниже j_D и, скорее всего, являются лимитирующим фактором критического тока в нанокомпозите.

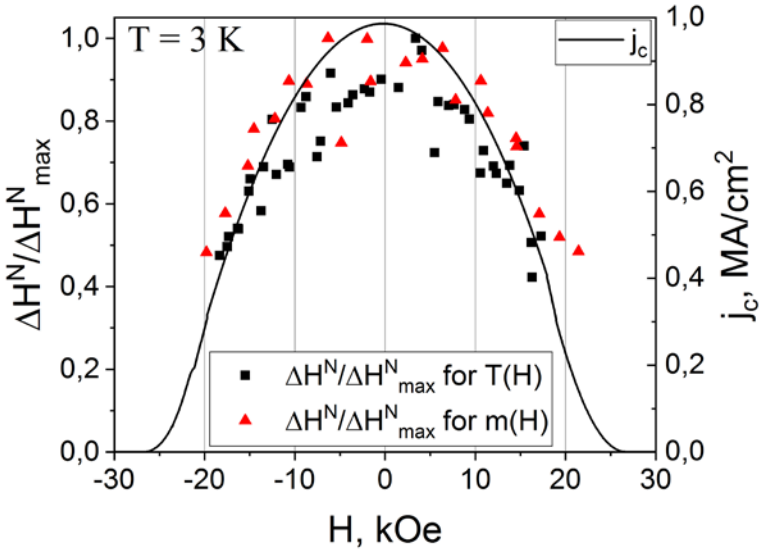

Рисунок 6. Зависимости $\Delta H^N(H)$ в относительных единицах и j_c(H) для Pb-PG с d = 7 нм.

В пятой главе первом разделе приводятся магнитополевые зависимости теплоемкости C(H) и сравниваются с зависимость m(H) в сверхпроводящем состоянии наноструктуры. При T = 6.5 K (вблизи сверхпроводящего перехода) на зависимости C(H) наблюдаются особенность в малом магнитном поле H < 1 kOe, связанная с пик эффектом, и другая вблизи H_{c2} = 3 kOe, связанная с переходом из сверхпроводящего состояния в нормальное. При понижении

температуры T ≤ 5 K до температуры возникновения скачков магнитного потока на зависимости m(H), зависимость C(H) имеет скачкообразный вид и сохраняется вплоть до T = 2 K. Однако, при T = 2 K в магнитных полях H ≤ 5 kOe, где наблюдаются малые флуктуации магнитного потока на зависимости m(H), на зависимости C(H) нанокомпозита не обнаружено резких изменений теплоемкости.

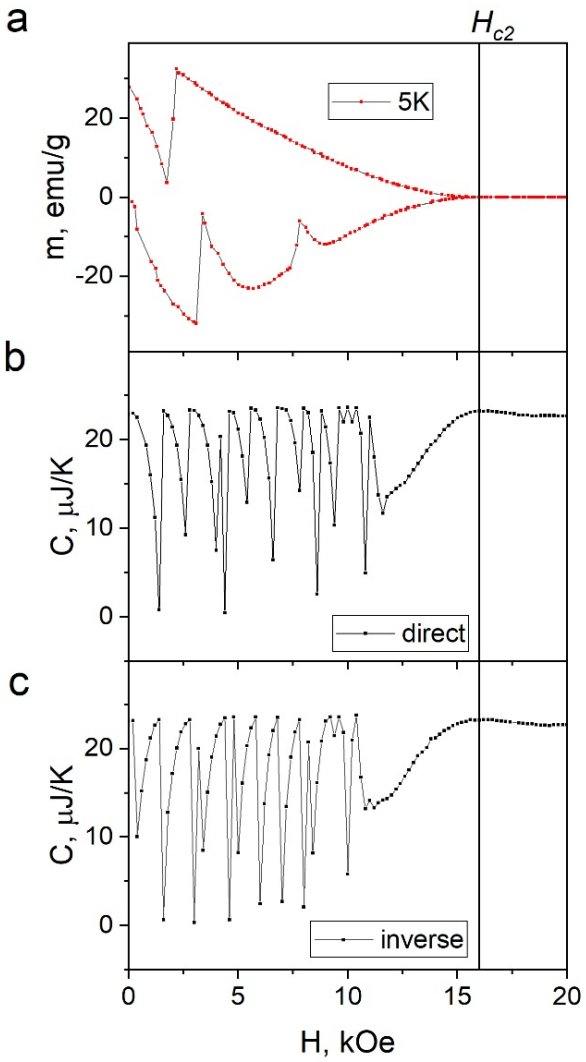

Рисунок 7. Магнитополевая зависимость намагниченности m(H) (a) и теплоемкости C(H) при увеличении (b) и уменьшении (c) магнитного поля Pb-PG при T = 5 K.

Направление развертки магнитного поля влияет на вид зависимости C(H) нанокомпозита только в области сверхпроводящего состояния. При всех температурах наблюдается максимум вблизи критического магнитного поля,

связанный с переходом наноструктуры из сверхпроводящего состояния в нормальное. Минимум предшествующий максимум также наблюдается при всех температурах. Увеличение магнитного поля $H \geq H_{c2}(T)$ приводит к разрушению сверхпроводящего состояния нанокомпозита, сравнивая значения теплоемкости на зависимостях C(H) при T = 6.5 K и 5 K в нормальном и сверхпроводящем состоянии, можно отметить, что они практически не отличаются. При T = 2 K значение теплоемкости в сверхпроводящем состоянии ниже, чем в нормальном в магнитном поле H > 30 kOe. Рост теплоемкости при увеличении H в области сверхпроводящего состояния при T = 2 K, возможно, связан с увеличением электронной теплоемкости структуры за счет роста числа нормальных электронов при переходе Pb-PG в нормальное состояние.

В разделе 5.2 приводятся расчеты мощности выделяемого тепла при термомагнитной неустойчивости, индуцированной импульсами тепла, при измерении теплоемкости во внешнем магнитном поле, на основании скачкообразной зависимости C(H).

Установлено, что в области наблюдения скачков магнитного потока под воздействием слабого внешнего нагрева ($P \approx 1$ μW при T = 5 K) при постоянном поле в наноструктуре обнаружено тепловыделение. Показано, как изменяется индуцированное выделение тепла в наноструктуре при увеличении внешнего магнитного поля на рис. 8. Показано, что слабые измерительные импульсы тепла при измерении магнитополевой зависимости теплоемкости C(H) нанокомпозита при $T \leq 5$ K $\Delta T = 0.02$ T могут инициировать термомагнитную неустойчивость и проникновение магнитного потока в нанокомпозит. При уменьшении мощности внешнего нагревателя тепловыделение в областях между скачками магнитного потока также уменьшается, и вероятность возникновения скачка под влиянием внешнего нагрева падает (рис. 8c).

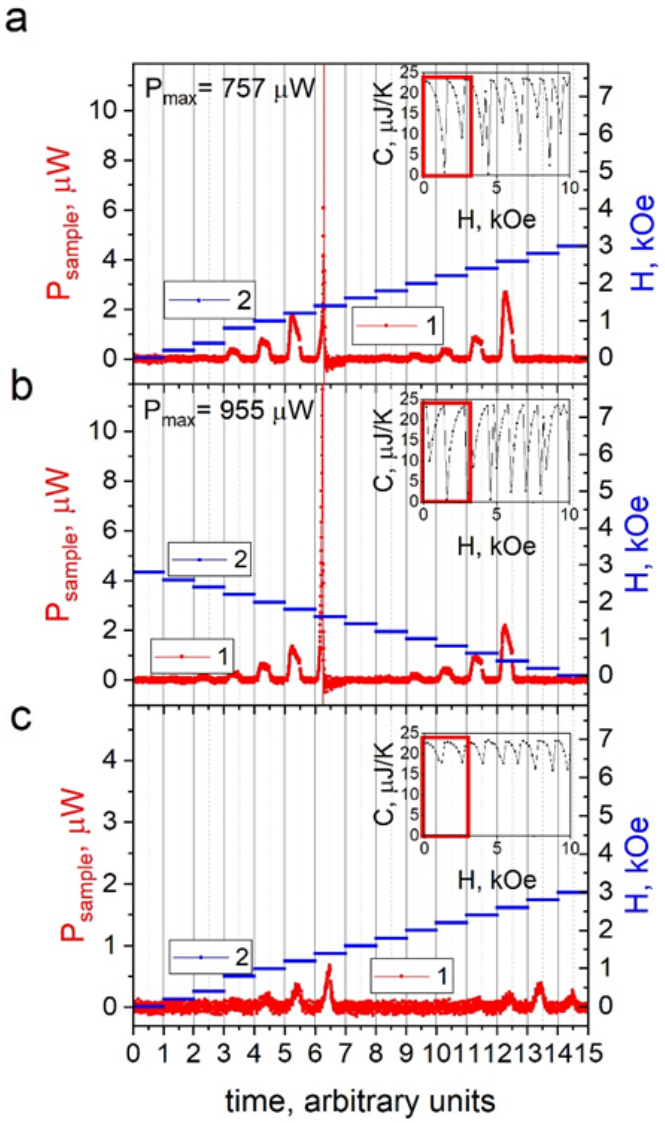

Рисунок 8. Выделяемое тепло $P_s(t)$ Pb-PG (1) и внешнее магнитное поле (2 – каждое следующее целое значение увеличивает внешнее магнитное поле на 200 Oe) в зависимости от времени при T = 5 K; a: при $\Delta T = 0.02$ T $\Delta H > 0$; b: при $\Delta T = 0.02$ T $\Delta H < 0$; c: $\Delta T = 0.01$ T $\Delta H > 0$. На вставке выделена область на зависимости C(H), которая представлена на главном рисунке.

В разделе 5.3 обсуждается энергия, выделяемая при термомагнитной неустойчивости в наноструктуре под воздействием измерительных импульсов тепла и постоянного магнитного поля. На зависимости выделяемой в Pb-PG энергии от внешнего магнитного поля E(H) (рис. 1) наблюдаются повторяющиеся пики E, соответствующие скачкам магнитного потока. Они характеризуются высокой пиковой мощностью $P_s \approx 1$ mW за время $t \leq 0.1$ c. В проме-

жутках между скачками наблюдается рост E, величина которого на порядок меньше пиковой.

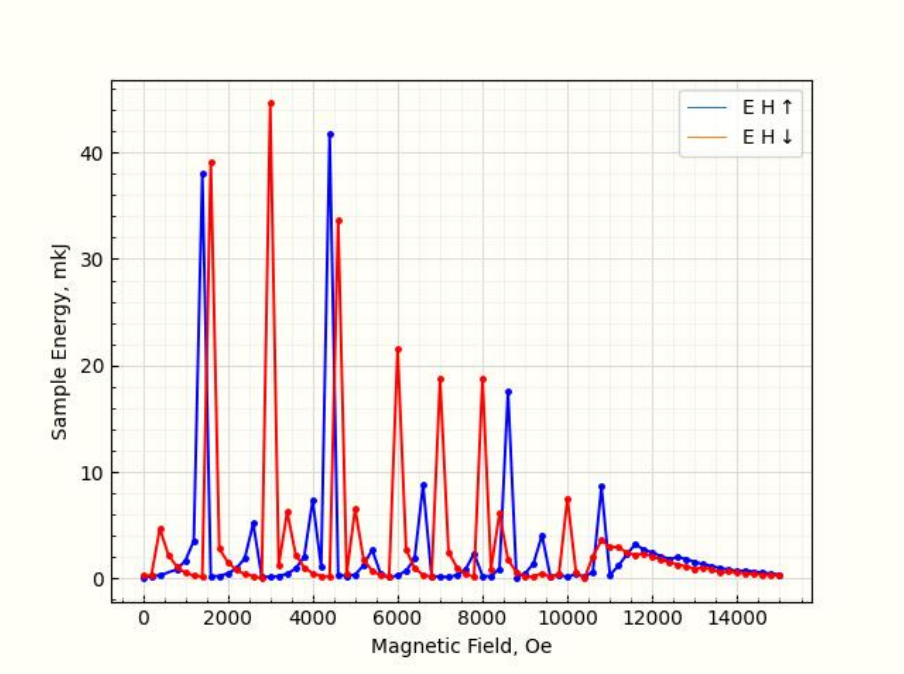

Рисунок 9. Зависимость выделяемой в Pb-PG энергии при увеличении и уменьшении магнитного поля при T = 5 K.

В области малых полей и температур (T ≤ 2 K), в которых на зависимости m(H) наблюдается особенность, предположительно связанная с влиянием слабых связей, выделения энергии при нагреве образца не наблюдалось. Вблизи второго критического поля H_{c2} также наблюдается выделение энергии, которое связано с изменением свойств экранировки в наноструктуре, приводящим к уменьшению энергетического барьера вхождения поля в структуру при приближении к H_{c2}.

В заключении приводится основные результаты по диссертационной работе.

1. Наноструктурирование свинца в пористое стекло с характерным размером пор d = 7 nm уменьшает эффективную длину когерентности $\xi_{eff} \approx 6.5$ nm и увеличивает глубину проникновения магнитного поля $\lambda_{eff} \approx 133$ nm по сравнению с объемным свинцом ($\xi_{bulk} = 83$ nm и $\lambda_{bulk} = 37$ nm), что приводит к изменению параметра Гинзбурга-Ландау $\kappa = \lambda_{eff} / \xi_{eff} \approx 20 \geq 1/\sqrt{2}$ ($\kappa_{bulk\text{-}Pb} \approx 0.45 \leq 1/\sqrt{2}$) и, как следствие, проявлению свойств сверхпроводника II рода. Пока-

зано, что магнитные свойства сверхпроводящих наноструктур зависят от характерного размера частиц в структуре и внешних условий (температура, величина и скорость изменения магнитного поля).

2. Кривые намагничивания m(H) нанокомпозита Pb-PG в сверхпроводящем состоянии имеют сходство с зависимостями m(H), наблюдаемыми в жестких сверхпроводниках II рода, а именно: i) наличие гистерезиса при всех температурах; ii) появление и развитие скачков магнитного потока при понижении температуры; iii) согласование зависимостей m(H) для входного (1-й и 3-й квадранты) и выходного (2-й и 4-й квадранты) магнитного потока. Однако указанные эффекты в нанокомпозите связаны с формированием градиентов магнитного потока в системе взаимосвязанных контуров, а не с пиннингом вихрей на неоднородностях. Из-за взаимосвязи контуров в трехмерной сети резкое изменение тока в одном контуре может привести к перераспределению токов во всей сети, способствуя процессу термомагнитной неустойчивости и вызывая полный скачок потока.

3. Выделение тепла, вызванное процессом термомагнитной неустойчивости, наблюдалось непосредственно путем измерения адиабатического изменения температуры в наноструктуре во время развертки магнитного поля. Периоды скачков магнитного потока и флуктуаций температуры уменьшаются с ростом магнитного поля, эта зависимость коррелирует с зависимостью средней плотности критического тока от магнитного поля. Это подтверждает, что в наноструктурах термомагнитная неустойчивость возникает в связи с достижением критического тока в одном или нескольких элементах наноструктуры, что приводит к скачкообразному проникновению магнитного потока, сопровождающемуся выделением тепла. Предположить, что механизмом при возникновении скачков магнитного потока в нанокомпозитах являются случайные слабые связи в сверхпроводящих контурах.

4. Определена критическая плотность тока в сверхпроводящих нанонитях, занимающих ≈ 25% объема нанокомпозита, которая может быть в несколько раз выше расчетной $j_c = 10^6$ A cm^{-2} и ближе к значению расчетной

плотности тока распаривания $j_D = 5\ 10^7$ A cm^{-2}. Однако, наиболее вероятным ограничивающим фактором критического тока в нанокомпозите являются эффекты, характерные для низкоразмерных сверхпроводников, такие как проскальзывание фазы.

5. Вычислена температура Дебая наноструктурированного свинца θ_D = 85 K, которая меньше, чем Pb_{bulk} $\theta_D^{bulk} \approx$ 87 K - 105 K, что может быть связано со смягчением фононного спектра в наноструктурированном свинце. Постоянная Зоммерфельда наноструктурированного свинца $\gamma = 10.5 \pm 0.5$ μJ g^{-1} K^{-2} так же уменьшилась по сравнению с Pb_{bulk} γ^{bulk} = 15.1 μJ g^{-1} K^{-2}, что, по-видимому, связано с изменением плотности электронных состояний у поверхности Ферми при наноструктурировании. Сравнение температурных зависимостей удельной электронной теплоемкости наноструктурированного свинца согласованность с теорией Элиашберга для сверхпроводников с сильной связью.

6. Слабые измерительные импульсы тепла при измерении магнитополевой зависимости теплоемкости C(H) нанокомпозита Pb-PG при $T \leq 5$ K ΔT = 0.02 T могут инициировать термомагнитную неустойчивость и проникновение магнитного потока в нанокомпозит. Установлено, что в области наблюдения скачков магнитного потока под воздействием слабого внешнего нагрева ($P \approx 1$ μW при T = 5 K) при постоянном поле в образце обнаружено тепловыделение, величина нагрева ΔT достигала 24% от температуры Pb-PG T_s = 5 K, H = 1.2 kOe, ΔT = 1.2 K.

Список литературы

1. Lozano D.P., Couet S., Petermann C., et al., Experimental observation of electron-phonon coupling enhancement in Sn nanowires caused by phonon confinement effects, Phys. Rev. B 99 (2019) 064512, doi: 10.1103/PhysRevB.99.064512

2. Prischepa S.L., Kushnir V.N., Phonon softening in nanostructured phonon–mediated superconductors (review), J. Phys.: Condens. Matter 35 (2023) 313003, doi: 10.1088/1361-648X/acc6ae

3. Bykov A.A., Gokhfeld D.M., Savitskaya N.E. et al. Flux pinning mechanisms and a vortex phase diagram of tin-based inverse opals. Supercond. Sci. Technol. 32 115004 (2019). DOI: 10.1088/1361-6668/ab3db7

4. Mikhailin, N.Y., Galperin, Y.M., Kozub, V.I. et al. Low-Temperature Magnetic Properties of Superconducting Indium Nanocomposites in Opal Matrix. J. Exp. Theor. Phys. 128, 761–766 (2019). DOI: 10.1134/S1063776119040034

5. Mikhailin, N.Y., Romanov, S.G., Kumzerov, Y.A. et al. Superconducting Properties of Indium Nanostructured in Pores of Thin Films of SiO2 Microspheres. Phys. Solid State 60, 1942–1947 (2018). DOI: 10.1134/S1063783418100207

6. Bose S. and Ayyub P. A review of finite size effects in quasi-zero dimensional superconductors. Rep. Prog. Phys. 77 116503 (2014), DOI: 10.1088/0034-4885/77/11/116503

7. Zakharchuk I., Januzaj A., Mikhailin N.Y. et al. Influence of disorder on the superconducting critical temperature in indium opal, nanocomposites, Physica C, 549, 139 (2018). DOI: 10.1016/j.physc.2018.03.009

8. Tien C., Pirozerskii A.L., Charnaya E.V. et al. Magnetization jumps in a lead-porous glass composite: experiment and simulationJ. Appl. Phys. 109, 053905 (2011). DOI: 10.1063/1.3554663

9. Aliev A.E., Lee S.B., Zakhidov A.A. et al. Superconductivity in Pb inverse opal. Physica C, 453, 15 (2007). DOI: 10.1016/j.physc.2006.12.009

10. Tien C., Charnaya E.V., Xing D.Y. et al. Vortex avalanches in a Pb-porous glass nanocomposite. Phys. Rev. B 83, 014502 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.83.014502

11. Charnaya E.V., Lee M.K., Ciou Y.S. et al. Paramagnetic response in a Pb-porous glass nanocomposite superconductor. Physica C: 495, 221-224 (2013). DOI: 10.1016/j.physc.2013.10.004

12. Huang C., Song Z., Wang S.et al. Thermomagnetic instability and accompanied stress intensity factor jumps in type-II superconducting bulks under various magnetization processes. Supercond. Sci. Technol. 36 015008 (2023). DOI: 10.1088/1361-6668/aca62e

13. Swartz P. S., Bean C. P. A Model for Magnetic Instabilities in Hard Superconductors: The Adiabatic Critical State. J. Appl. Phys. 39, 4991–4998 (1968). DOI: 10.1063/1.1655898

Публикации автора по теме диссертации

A1. Shitov A.E., Mikhailin N.Yu., Kumzerov Yu.A., Shamshur D.V., Thermomagnetic instability in superconducting lead-porous glass nanocomposites, Physica C: Superconductivity and its Applications, Volume 620 (2024) 1354502, doi: 10.1016/j.physc.2024.1354502

A2. Shitov A.E., Mikhailin N.Y., Kumzerov Y.A., Shamshur D.V. Low-temperature heat capacity of nanostructured lead in porous glass. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures (2024)

A3. Shitov A.E., Volkov M.P. Inclusions of the metastable superconducting phase of gallium. Physica C: Superconductivity and its Applications (2024)

A4. Шитов А.Е., Михайлин Н.Ю., Кумзеров Ю.А., Сафончик М.О., Шамшур Д.В., Денисов Д.В. Низкотемпературная теплоемкость трехмерных сверхпроводящих нитей наноструктурированного свинца в пористом стекле. XXXIX Международная конференция «Совещание по физике низких температур», 3 – 7 июня 2024 года, Черноголовка

A5. Шитов А.Е., Михайлин Н.Ю., Кумзеров Ю.А., Шамшур Д.В., Термомагнитная неустойчивость сверхпроводящего состояния наноструктурированного свинца в пористом стекле, Международный симпозиум “Нанофизика и наноэлектроника”, Нижний Новгород, 11-15 марта, 2024 г, труды конференции, т. 1, стр. 158.

A6. Shitov A.E., Mikhailin N.Y., Kumzerov Y.A., Shamshur D.V., Volkov M.P. Thermomagnetic instabilities in 3D network of superconducting lead nanofil-

aments in porous glass. Phys. Scr., v.98, 1, 2023, 015835. doi: 10.1088/1402-4896/acab95

А7. Михайлин Н.Ю., Шамшур Д.В., Шитов А.Е., Парфеньев Р.В., Волков М.П., Кумзеров Ю.А., Фокин А.В. Сверхпроводящие свойства нанокомпозитных материалов на основе металлических сверхпроводников в пористых диэлектрических матрицах. ФТИ им. А.Ф.Иоффе 105 лет (2023) с. 167 – 170, ISBN 978-5-93634-073-4

А8. Шитов А.Е., Михайлин Н.Ю., Кумзеров Ю.А., Шамшур Д.В., Термомагнитная неустойчивость нанокомпозита Pb-PG в сверхпроводящем состоянии, Международная конференция Аморфные и микрокристаллические полупроводники, Санкт-Петербург, 3-5 июля, 2023 г.

А9. Шитов А.Е., Михайлин Н.Ю., Кумзеров Ю.А., Шамшур Д.В., Низкотемпературные особенности тепловых и магнитных свойств нанокомпозита свинец-пористое стекло в магнитном поле, Международная молодежная конференция ФизикА, СПб, 17-21 Октября, 2022 г, тезисы конференции, стр. 562.

А10. Михайлин Н.Ю., Шитов А.Е., Кумзеров Ю.А., Шамшур Д.В., Скачки намагниченности и термомагнитная неустойчивость в сверхпроводящем нанокомпозите свинец - пористое стекло, XXIV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (UIWSPS-2022), Екатеринбург, 14 – 19 февраля 2022, сборник тезисов, стр. 221, NM-18.

А11. Шитов А.Е., Михайлин Н.Ю., Кумзеров Ю.А., Шамшур Д.В., Низкотемпературные тепловые, магнитные и электрические свойства нанокомпозита свинец-пористое стекло в магнитном поле, VIII Всероссийский с международнм участием молодежный научный форум, Гатчина, 17 – 19 ноября 2021, сборник тезисов Open Science 2021, стр. 183.

А12. Шитов А.Е., Михайлин Н.Ю., Кумзеров Ю.А., Шамшур Д.В., Низкотемпературные особенности тепловых и магнитных свойств нанокомпозита свинец-пористое стекло в магнитном поле, Международная молодежная конференция ФизикА, СПб, 18-22 Октября 2021, тезисы конференции, стр. 142.

А13. Шитов А.Е., Михайлин Н.Ю., Кумзеров Ю.А., Шамшур Д.В., Низкотемпературная теплоемкость нанокомпозитов свинец – пористое стекло в магнитном поле, Международная конференция Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах, Махачкала, 12-17 сентября 2021, Сборник трудов конференции, стр. 10, А2-2.