

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования

"Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)"

Физтех-школа фундаментальной и прикладной физики
Кафедра квантовых наноструктур, материалов и устройств

Направление подготовки: 03.03.01 Прикладные математика и физика

Сверхпроводящие гибридные структуры на основе ферромагнитных нанопроводов

(бакалаврская работа)

Студентка:

Соколова Алеся Александровна

Подпись _____

Научный руководитель:

к.ф.-м.н. Столяров Василий Сергеевич

Подпись _____

Москва 2019

Аннотация

Магнитные нанопровода имеют множество прикладных применений, в том числе в спинтронике для создания свехплотной памяти [2], логических операторов [3], микроволновой электронике [4], в биологии для работы с клетками и создания сенсоров [5]. Кроме того, они представляют интерес для фундаментальных исследований, т.к. являются одномерными объектами, которые при этом могут проявлять квантовые свойства.

Гибридные структуры типа сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (S/F/S) представляют значительный интерес для квантовых вычислений и спинтроники: они могут использоваться как логические элементы [6] и элементы памяти [7]. Сейчас активно изучается возможность использования планарных структур, однако использование ферромагнитных нанопроводов позволило бы значительно уменьшить размеры устройств даже по сравнению с планарными. Кроме того, взаимодействие сверхпроводящих контактов с ферромагнитными нанопроводами интересно с фундаментальной точки зрения: так, относительно недавно был обнаружен аномально большой эффект близости в S/F/S структурах на основе кобальтовых нанопроводов (Co NW) [8].

Целью данной работы является исследование магнитных свойств Co NW со сверхпроводящими контактами из Nb с помощью низкотемпературных электронно-транспортных измерений, микромагнитного моделирования и измерений MFM. Измерения показали, что граница Nb/Co играет важную роль в электронном транспорте через структуру. Обнаружено, что при температурах ниже критической температуры сверхпроводящего перехода ниобиевых контактов, на зависимости $R(H)$ присутствуют выраженные скачки магнетосопротивления, которые являются свидетельством входа/выхода вихрей Абрикосова в контакт. Выше критической температуры сверхпроводящего перехода ниобия система проявляет гистерезисное поведение, т.е. наблюдается магнитное переключение самой кобальтовой нанопроволоки под действием продольного магнитного поля. Магнитокристаллическая анизотропия вносит сильный вклад в магнитные свойства, что было подтверждено путем микромагнитного моделирования и измерений MFM. Также с помощью микромагнитного моделирования были исследованы механизмы перемагничивания нанонитей в зависимости от диаметра и кристаллической структуры.

Содержание

1	Обзор литературы	4
1.1	Эффект близости в контактах сверхпроводник-ферромагнетик	4
1.1.1	Общие сведения	4
1.1.2	Эксперименты с ферромагнитными нанонитями	7
1.1.3	Теоретические объяснения аномального эффекта близости	9
1.2	Магнитные свойства нанонитей Co	10
1.2.1	Влияние кристаллической структуры и формы нити	11
1.2.2	Зависимость магнитных свойств от температуры	13
1.2.3	Микромагнитное моделирование	14
2	Экспериментальные методики	18
2.1	Синтез и характеристика нанонитей	18
2.2	Изготовление структур	18
2.3	Криогенные измерения	19
2.4	Измерения MFM	19
3	Микромагнитное моделирование	20
4	Результаты и обсуждение	22
4.1	Транспортные измерения	22
4.1.1	Эффект близости	22
4.1.2	Магнитные свойства при $T > T_c$	25
4.1.3	Эффекты на контакте Co/Nb при $T < T_c$	28
4.2	Механизмы перемагничивания	30
4.3	Измерения MFM	32
5	Заключение	33
6	Благодарности	34
	Список литературы	35

1 Обзор литературы

1.1 Эффект близости в контактах сверхпроводник-ферромагнетик

1.1.1 Общие сведения

Сверхпроводимость. Некоторые материалы при достижении ими определенной (критической) температуры начинают проводить ток полностью бездиссипативно, то есть их электрическое сопротивление становится равным нулю. Такое свойство называется сверхпроводимостью, а материалы, обладающие таким свойством – сверхпроводниками. Также важным свойством сверхпроводников является вытеснение магнитного поля из объема материала – эффект Мейснера.

Сверхпроводимость возникает вследствие объединения макроскопического числа электронов в единое квантовое состояние. Теория Бардина-Купера-Шриффера объясняет сверхпроводимость через объединение электронов в пары с противоположными спинами, что позволяет электронам проявлять свойства бозонов, а не фермионов. Объединение осуществляется посредством взаимодействия с фононами. Такие пары электронов называются Куперовскими парами. Если в нормальном металле электроны занимают состояния внутри сферы Ферми, то в сверхпроводнике все Куперовские пары находятся на низшем энергетическом уровне, отделенном от уровней элементарных возбуждений (нормальных электронов) энергетической щелью (Рис. 1).



Рис. 1: Энергетическая щель Δ_0 отделяет область энергетических уровней элементарных возбуждений от уровня основного состояния (уровня конденсации электронных пар) [1].

Роль обменного взаимодействия. Одним из механизмов разрушения сверхпроводимости, наряду с температурой, является магнитное поле. В ферромагнетиках обменное взаимодействие между электронами и магнитными моментами можно рассматривать как эффективное внешнее магнитное поле [9].

Температура Кюри ферромагнетика $\Theta \sim h_0^2/E_F$, где E_F – энергия Ферми, h_0 – значение обменной энергии при $T = 0$, и во всех реальных системах $h_0 \gg \Theta$. При этом как правило $\Theta > T_c$, где T_c – критическая температура сверхпроводника, из чего

следует, что обменная энергия намного больше энергии сверхпроводника, что объясняет сильное подавление сверхпроводимости при контакте с ферромагнетиком.

Андреевское отражение и спиновое неравновесие. Теперь рассмотрим границу сверхпроводника, сначала с нормальным металлом, а затем с ферромагнетиком [9]. При контакте нормального металла со сверхпроводником (S/N-контакте) куперовские пары проникают на некоторую глубину в нормальный металл. В чистом металле они проникают на глубину порядка длины когерентности сверхпроводника, в грязном – на глубину порядка $\sqrt{D/T}$, где D – коэффициент диффузии. Из-за этого в нормальном металле возникает наведенная сверхпроводимость – этот эффект называется эффектом близости. В то же время в сверхпроводнике количество куперовских пар уменьшается, что приводит к подавлению сверхпроводящих свойств и понижению T_c . Этот эффект называется обратным эффектом близости (Рис. 2(a)).

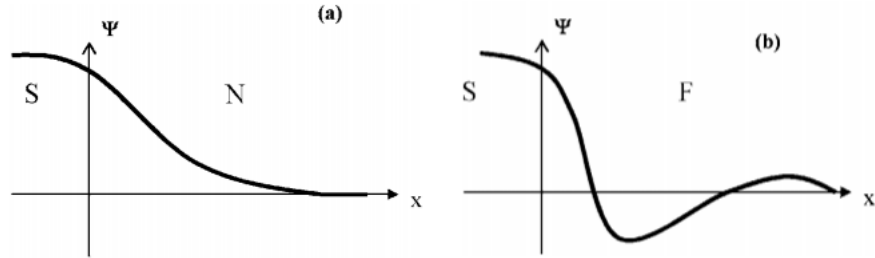


Рис. 2: Схематичное поведение параметра порядка на границе (a) S/N, (b) S/F [9].

Трансформацию нормального тока в сверхпроводящий на S/N-границе можно объяснить с помощью Андреевских отражений. Электроны с энергией меньше Δ (энергетической щели сверхпроводника), двигающиеся из нормального металла в сверхпроводник, на S/N-границе отражаются обратно в нормальный металл как дырки с противоположным спином. В сверхпроводнике при этом возникает куперовская пара из двух электронов с противоположными спинами.

Теперь обратим внимание на Андреевское отражение от границы S/F. В полностью спин-поляризованном ферромагнетике Андреевское отражение будет полностью подавлено, т.к. для образования куперовской пары необходимо, чтобы отраженная дырка имела противоположный исходному электрону спин. Рассмотрим частично поляризованный ферромагнетик, где имеется N_\uparrow электронов со спином вверх и N_\downarrow электронов со спином вниз, причем $N_\uparrow > N_\downarrow$. Для контакта ферромагнетика с нормальным металлом проводимость определяется формулой Ландауэра

$$G_{FN} = \frac{e^2}{h} N, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка. В случае S/F контакта все электроны со спином вниз будут полностью отражаться как дырки со спином вверх, образуя при этом куперовские пары в сверхпроводнике. Однако, только N_\downarrow/N_\uparrow электронов со спином вверх будут

отражаться. Таким образом, проводимость S/F контакта равна

$$G_{FS} = \frac{e^2}{h} (2N_{\downarrow} + 2N_{\uparrow} \frac{N_{\downarrow}}{N_{\uparrow}}) = 4 \frac{e^2}{h} N_{\downarrow}. \quad (2)$$

Этот эффект работает и в обратную сторону: не все куперовские пары, образовавшиеся в сверхпроводнике, смогут пройти через S/F границу, т.к. для этого необходимо образование электрона и дырки с противоположными спинами, что не всегда возможно в следствие спиновой поляризации в ферромагнетике. Это может приводить к увеличению сопротивления в момент перехода сверхпроводника из нормального в сверхпроводящее состояние. Это происходит из-за того, что вследствие флуктуаций часть электронов уже образовали куперовские пары, но не могут пройти через границу из-за спиновой поляризации, а концентрация нормальных носителей уже уменьшилась [10].

Осцилляции параметра порядка. Рассмотрим качественно, что будет происходить с параметром порядка на границе сверхпроводник-ферромагнетик (S/F) [9]. Куперовская пара состоит из двух электронов с противоположными спинами. Когда они проникают в ферромагнетик, обменное поле понижает потенциальную энергию электрона, спин которого совпадает с магнитным полем, и повышает энергию электрона с противоположным спином. Это изменение потенциальной энергии компенсируется изменением кинетической, в связи с чем первый электрон ускоряется, а второй замедляется. Таким образом, куперовская пара приобретает импульс центра масс $2\delta k_F = 2h/v_F$ (Рис. 3). Это вызывает осцилляции параметра порядка сверхпроводника с периодом $2\pi/2\delta k_F = \pi v_F/h$ (Рис. 2(b)). Направление этих осцилляций перпендикулярно границе S/F.

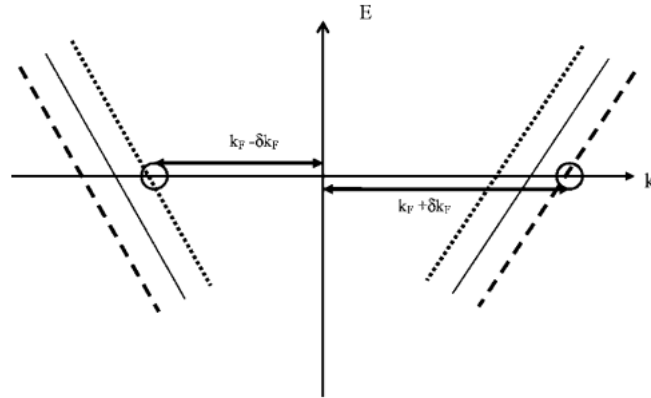


Рис. 3: Изменение импульса куперовской пары в магнитном поле [9].

На некоторой величине d помещается ровно половина периода осцилляции параметра порядка, т.е. фаза волновой функции меняется на π . В этот момент параметр порядка меняет знак на противоположный. Такое состояние называется π -состоянием. Данные осцилляции можно наблюдать экспериментально как зависимость $T_c(d)$, d – толщина слоя ферромагнетика [11], а также как осцилляции плотности состояний [12].

Джозефсоновские контакты S/F/S, где толщина ферромагнетика соответствует π -состоянию, называются π -контактами. На данный момент π -контакты были реализованы на планарных структурах (например, [13] [14] [15]). Они имеют большой потенциал для применения в спинтронике [16] [17] и квантовых вычислениях [18] [6].

Триpletная сверхпроводимость. При особых конфигурациях магнитного поля в ферромагнетике возможно существование куперовских пар с p -спариванием в обычном сверхпроводнике s -типа, то есть tripletной сверхпроводимости [19]. В этом случае спины электронов направлены в одну сторону, из-за чего сверхпроводимость не подавляется магнитным полем. Серьезные свидетельства существования tripletной сверхпроводимости были получены на многослойных планарных структурах $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$ [20] и $Nb/Cu_{41}Ni_{59}/ncNb/Co/CoO_x$ [21]. Для возможного существования tripletной сверхпроводимости в структурах S/F были предложены теоретические модели [19] [22] [23].

1.1.2 Эксперименты с ферромагнитными нанонитями

В связи с уже упомянутой актуальностью джозефсоновских S/F/S структур для спинтроники и квантовых вычислений, особый интерес представляют системы с ферромагнитными нанонитями, т.к. они позволили бы значительно уменьшить размеры устройств по сравнению с планарными структурами. Однако подавление сверхпроводимости в таких структурах является слишком сильным, что не позволяет им выступать в роли джозефсоновских контактов (в планарных структурах, используемых как π -контакты, толщина слоя ферромагнетика обычно составляет несколько нанометров, что много меньше расстояния между контактами, которые возможно подвести к нанонити).

Тем не менее в некоторых случаях такие системы проявляют аномально большой эффект близости [19]. В частности, полное отсутствие сопротивления было обнаружено ниже $T = 3.5$ К на монокристаллической Co NW в контакте со сверхпроводящими электродами из вольфрама [8] (Рис. 4). В данном случае монокристаллические Co NW были изготовлены путем электрохимического осаждения. Сверхпроводящие контакты из вольфрама изготавливались при помощи фокусируемого ионного пучка (focused ion beam, FIB).

В той же работе обнаружены аномальные пики на зависимостях сопротивления от температуры (Рис. 5). Авторы объясняют эти эффекты tripletной сверхпроводимостью, возникшей вследствие неоднородностей магнитных моментов. Эти неоднородности, согласно гипотезе авторов, вызваны бомбардировкой нанонити высокоэнергетическими ионами при изготовлении вольфрамовых контактов с помощью FIB.

В работе [24] также исследовался эффект близости на примере Co NW. В отличие от работы [8], здесь использовались поликристаллические проволоки. Схема измерений

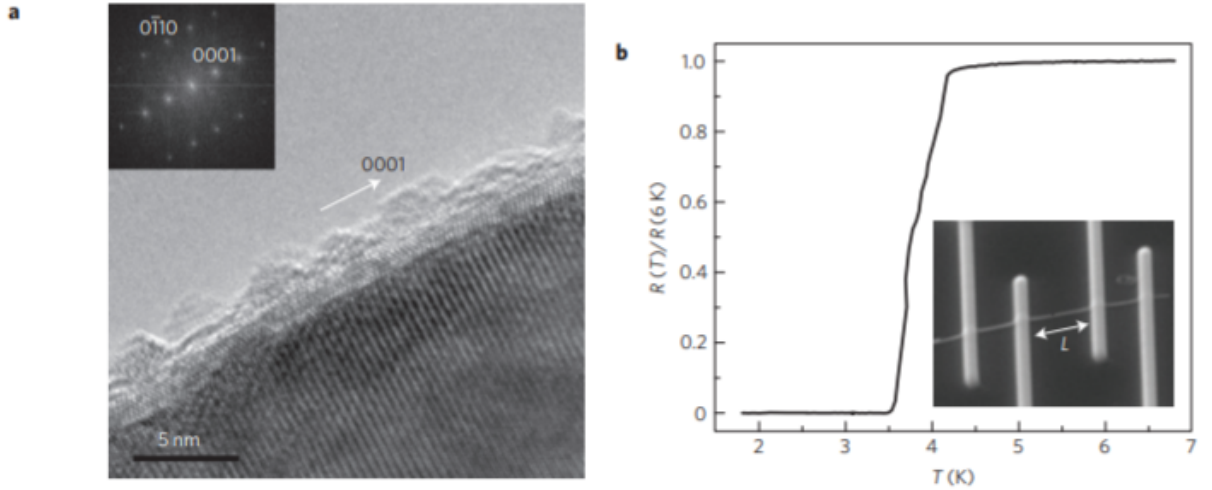


Рис. 4: (а) Характеристика Co NW диаметром 40 нм с помощью просвечивающего электронного микроскопа (transmission electron microscopy, TEM). (b) Транспортные измерения, $L = 600$ нм. Вставка – изображение Co NW с 4-мя электродами из W, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (scanning electron microscopy, SEM) [8].

представлена на Рис. 6. В этой работе контакты также изготавливались с помощью FIB.

Авторы считали характерную длину, определяющую эффект близости, по формуле

$$\xi = L(R_0 - R)/2R_0, \quad (3)$$

где R – измеренное сопротивление при данной температуре, R_0 – сопротивление при $T > T_c$. В результате $\xi = 1 \mu m$ при $T = 2.4 K$. При этом получилось, что $\xi \sim \sqrt{1/T}$, что совпадает с теоретической зависимостью. Авторы предположили, что такой большой эффект близости может быть связан с триплетной сверхпроводимостью. В работе [25] те же авторы провели измерения Co NW и Cu NW в магнитном поле до 11 Тл и выяснили, что эффект близости в Co NW устойчив к таким магнитным полям и разрушение сверхпроводимости в данном случае связано, вероятно, лишь с разрушением сверхпроводимости в вольфрамовых контактах. В то же время эффект близости в Cu NW подавлялся магнитным полем сильнее (Рис. 7). Эти измерения авторы использовали как подтверждение того, что в данном случае наблюдается именно триплетная сверхпроводимость. Неоднородное магнитное поле, необходимое для возникновения триплетного спаривания, в соответствии с выводами [24], вызвано наличием на поверхности Co NW антиферромагнитного оксида Co_3O_4 , а также изменением магнитной анизотропии вследствие бомбардировки ионами Ga во время применения технологии FIB.

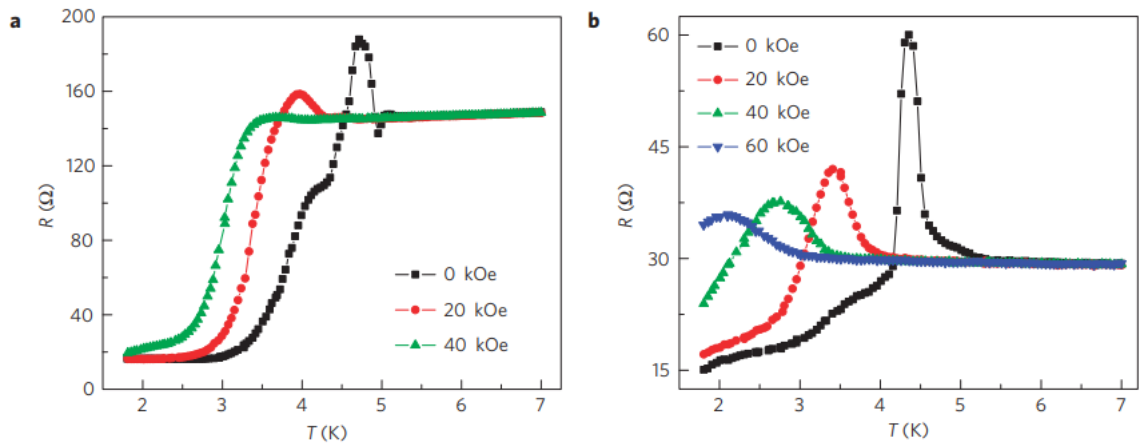


Рис. 5: Сопротивление в зависимости от температуры для Co NW, $L = 1.5 \mu m$, в различных магнитных полях, приложенных перпендикулярно длинной оси нити (a) $d = 40$ нм, (b) $d = 80$ нм [8].

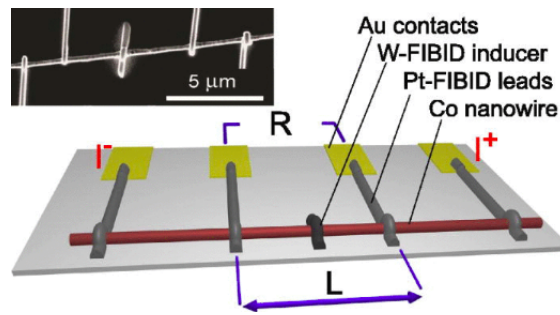


Рис. 6: Схема измерений и SEM-изображение. Расстояние между контактами напряжения $L = 7.2 \mu m$ [24].

1.1.3 Теоретические объяснения аномального эффекта близости

После выхода работы [8] было опубликовано несколько теоретических статей, предлагающих объяснение аномальному эффекту близости. Например, в работе [26] приводятся 3 возможных объяснения:

1. Диффузия атомов W в нанонить может увеличивать эффективную длину свободного пробега, что приводит к увеличению эффекта близости.
2. Учитывая, что существование триплетной сверхпроводимости подтверждено в структурах типа $S/X_1/F/X_2/S$, где X_1 , X_2 , F – ферромагнетики, в данном случае возможна триплетная сверхпроводимость, если в качестве слоев X_1 и X_2 выступают места контакта W-Co.
3. Поверхность Co может содержать "мертвый слой" в котором магнетизм полностью подавлен. Это слой между изолирующим оксидом, окружающим нить, и самой нитью, в котором ферромагнитный порядок нарушен. Такой слой может переносить сверхток.

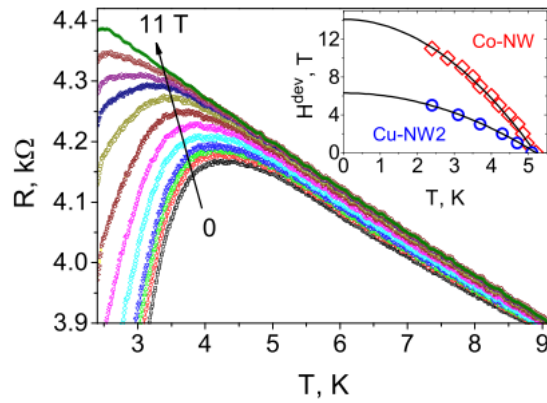


Рис. 7: Зависимость сопротивления Co NW от температуры при магнитных полях от 0 до 11 Тл с шагом 1 Тл. Вставка – зависимость критического поля от температуры для Co NW и Cu NW [24].

Чтобы отличить первый сценарий от второго и третьего, в работе предлагается измерить ток-фазовое соотношение джозефсоновского контакта на основе Co NW: если вторая гармоника будет отсутствовать, значит, выполняется случай 1.

Работа [27] показывает возможность триплетной сверхпроводимости в ферромагнитных нанонитях в чистом пределе. Это объясняется тем, что спин-орбитальное взаимодействие создает неоднородное магнитное поле. В этом случае основной вклад в ток-фазовое соотношение будет вносить вторая гармоника.

1.2 Магнитные свойства нанонитей Co

Магнитные свойства зависят от таких параметров, как анизотропия формы, обменное взаимодействие и магнитокристаллическая анизотропия. Анизотропия формы вызвана диполь-дипольным взаимодействием между магнитными моментами, магнитокристаллическая анизотропия – направлением оси кристаллической анизотропии. Эти свойства, в свою очередь, для Co NW сильно зависят от кристаллической структуры, причем магнитокристаллическая анизотропия зависит также и от температуры.

Важным параметром ферромагнитных образцов является коэрцитивное поле. Это значение напряженности магнитного поля, необходимой для полного размагничивания образца.

Другой важный параметр – направление оси легкого намагничивания. Это ось, определяющая направление намагниченности в равновесном состоянии (в нулевом поле). В направлении этой оси работа намагничивания образца до насыщения, производимая внешним магнитным полем, минимальна. Направление оси легкого намагничивания определяется анизотропией формы и магнитокристаллической анизотропией.

Зависимость сопротивления от магнитного поля определяется анизотропным маг-

нитосопротивлением и выражается (для монодоменной частицы) формулой [29]

$$\rho(\varphi) = \rho_0(1 + \beta \cos^2 \varphi), \quad (4)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление в нулевом магнитном поле, φ – угол между магнитным током и намагниченностью, β – коэффициент анизотропного магнитосопротивления. Рассмотрим подробнее основные результаты в изучении магнитных свойств Co NW.

1.2.1 Влияние кристаллической структуры и формы нити

Для Co NW могут реализоваться 2 способа плотной упаковки атомов Co, что приводит к двум типам кристаллической структуры: кубическая плотная упаковка (face-centered cubic, fcc) и шестиугольная плотная упаковка (hexagonal close-packed, hcp). В hcp структуре существует выделенное направление – ось кристаллической анизотропии. Как правило, Co NW имеют hcp структуру [28], однако путем изменения pH электролита можно изготовить нити с fcc структурой, магнитные свойства которых будут отличаться [30].

В hcp-нитях ось кристаллической анизотропии может быть направлена как параллельно [8], так и перпендикулярно оси нити [28]. В случае поликристаллических нитей возможно также хаотичное направление в различных зернах [31]. На Рис. 8 представлены возможные направления оси кристаллической анизотропии. Измерения, проведенные на массивах поликристаллических Co NW при комнатной температуре, показали, что направление оси кристаллической анизотропии влияет на форму гистерезисной кривой и коэрцитивное поле [31]. Эти выводы также подкреплены микромагнитным моделированием [31].

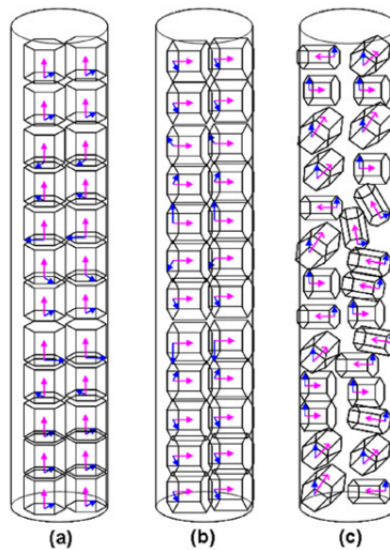


Рис. 8: Возможные направления оси кристаллической анизотропии [31]

Кроме направления оси анизотропии на магнитные свойства влияет и длина нити. В работе [32] на массивах нанонитей диаметрами 30-50 нм со смешанной hcp и fcc

структурой показано, что отношение диаметра к длине нити влияет на форму гистерезисной кривой и величину коэрцитивного поля (чем меньше d/L , тем больше поле). В работе изучались нити длиной от 1 до 4.4 мкм. Теоретические расчеты, сделанные в этой работе, показали, что магнитное поведение нитей определяется в этом случае преимущественно анизотропией формы.

Известно, что у hcp-нитей с $d < 30$ нм ось кристаллической анизотропии направлена параллельно оси нити, в то время как при $d > 80$ нм – перпендикулярно [33]. Между этими значениями возможны оба варианта ориентации, а также случаи, когда ориентация меняется в пределах одной нити.

Рассмотрим подробнее влияние направления оси анизотропии на магнитные свойства. В работе [34] исследовались массивы hcp Co NW диаметром 30-450 нм, а также одиночные нити с помощью MFM при комнатной температуре. У нитей с $d < 50$ нм ось кристаллической анизотропии оказалась направлена параллельно оси нити, у нитей большего диаметра – перпендикулярно. Соответственно, для $d < 50$ нм анизотропия формы и кристаллическая анизотропия сонаправлены, что однозначно определяет ось легкого намагничивания. Изображение нити, для которой реализуется этот случай, полученное с помощью магнитно-силовой микроскопии (magnetic force microscope, MFM), показано на Рис. 9. Для нитей $d > 50$ нм вклады энергий кристаллической анизотропии и анизотропии формы оказываются приблизительно равны (энергия магнитокристаллической анизотропии $E_{anis} \sim K_u \approx 6 \cdot 10^6$ эрг/см³, энергия анизотропии формы $E_{shape} \sim \pi M_s^2 = 6.2 \cdot 10^6$ эрг/см³, где K_u – коэффициент, определяющий анизотропию формы, M_s – намагниченность насыщения). Вследствие этого данные вклады конкурируют и образуются домены, намагниченность в которых перпендикулярна оси нити (см. Рис. 10 и Рис. 11). Аналогичные результаты для Co NW диаметром > 80 нм были получены в работе [35]. Коэрцитивное поле (приложенное параллельно оси вращения нити) и поле насыщения при увеличении диаметра уменьшается, что связано с образованием доменов. Для больших диаметров коэрцитивное поле при перпендикулярном приложении магнитного поля оказывается больше, чем при параллельном.

В работе [33] исследовались нити диаметром 60 нм. Проводились транспортные и MFM измерения. В данном случае ось кристаллической анизотропии была направлена параллельно или перпендикулярно в разных сегментах нити, из-за чего нить проявляла промежуточные свойства между теми, что описаны в работе [34] для нитей маленьких и больших диаметров (Рис. 12). Гистерезисная кривая для различных сегментов нити имеет различный вид: для некоторых сегментов (Рис. 13а) – характерный для параллельного направления оси кристаллической анизотропии, для других (Рис. 13б) – для перпендикулярного.

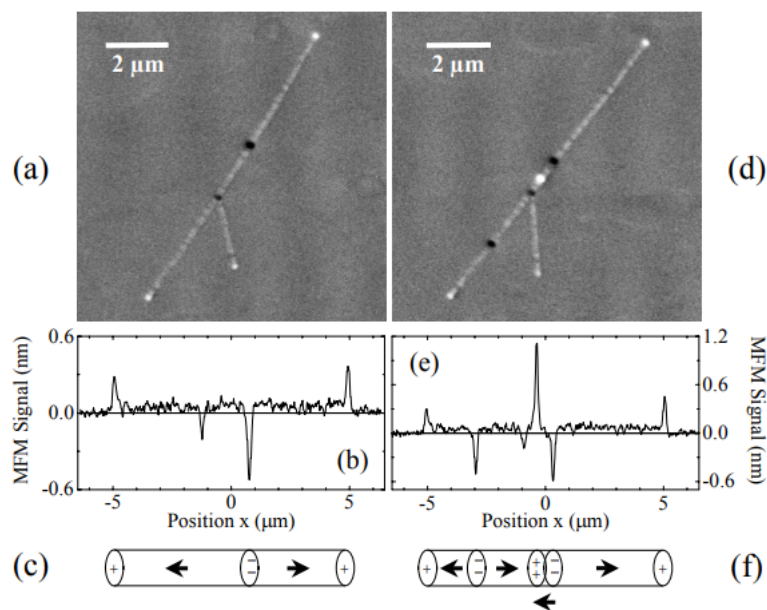


Рис. 9: MFM-изображение и схематичный рисунок доменной структуры Co NW диаметром 35 нм после приложения поперечного поля 1.3 Тл [34]

1.2.2 Зависимость магнитных свойств от температуры

Для Co NW основным параметром, зависящим от температуры, является константа магнитокристаллической анизотропии [34] [36]. Намагниченность насыщения M_s вдали от точки Кюри зависит от температуры пренебрежимо мало. Для массивного образца кобальта константа магнитокристаллической анизотропии K_1 сильно зависит от температуры [37] (Рис. 14). В соответствии с [37], $K_1(T = 0K)$ принимает значения от $6.8 \cdot 10^5$ Дж/м³ до $8.4 \cdot 10^5$ Дж/м³.

В работе [38] проводились измерения на массивах Co NW диаметрами 12, 25 и 50 нм при температурах от 3 до 300 К. Авторы пришли к выводу, что ось легкого намагничивания была направлена под углами $\theta = 80^\circ, 81^\circ, 81^\circ$ к оси вращения нити соответственно. Также нити содержали какое-то количество зерен с fcc-структурой, причем объем fcc-областей увеличивался с уменьшением диаметра. Путем анализа магнитной восприимчивости и формы гистерезисной кривой в зависимости от температуры было получено, что $K_1(T) = fK_{HCP}(T)$, где $K_{HCP}(T)$ – зависимость коэффициента магнитокристаллической анизотропии для массивного образца, $f = 0.79, 0.92, 0.96$ для нитей диаметрами 12, 25, 50 нм соответственно.

В работе [39] изучались массивы поликристаллических hcp Co NW с длинными зернами (> 5 мкм) диаметром 50 нм и кобальтовые нанотрубки. Ось легкого намагничивания Co NW при комнатной температуре была направлена параллельно оси симметрии нанонити, т.к. коэрцитивное поле в параллельной геометрии оказалось больше, чем в перпендикулярной. При этом ось магнитокристаллической анизотропии была направлена перпендикулярно нити. На Рис. 15 приведены гистерезисные кривые измеряемых

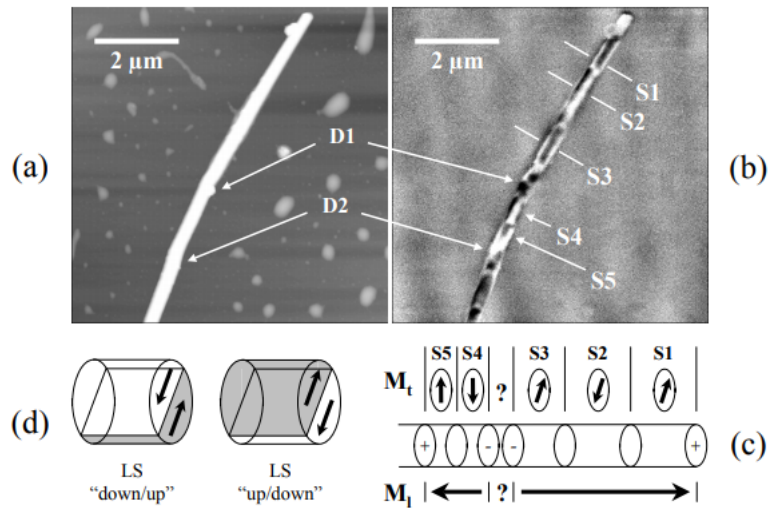


Рис. 10: MFM-изображение и схематичный рисунок доменной структуры Co NW диаметром 150 нм после приложения поперечного поля 1.3 Тл [34]

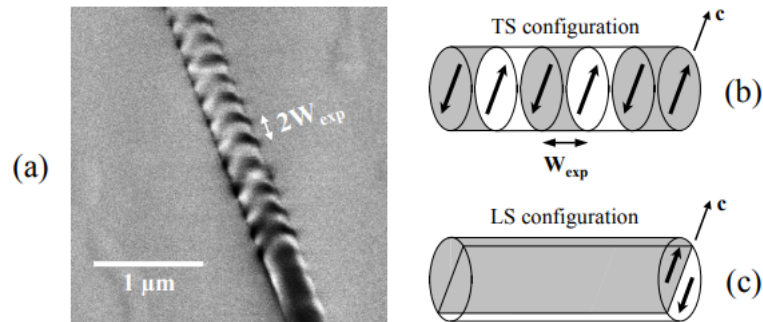


Рис. 11: MFM-изображение и схематичный рисунок доменной структуры Co NW диаметром 150 нм после приложения поперечного поля 1.3 Тл [34]

образцов при температурах 5 и 300 К, а также зависимость коэрцитивного поля от температуры. Эти изменения объясняются разными вкладами магнитокристаллической анизотропии и тепловой энергии при разных температурах.

1.2.3 Микромагнитное моделирование

Существует большое количество работ, в которых выполнялось микромагнитное моделирование Co NW. В частности моделировались гистерезисные кривые, конфигурация магнитных моментов внутри нити и механизмы перемагничивания. Отметим здесь наиболее интересные работы.

В работе [40] выполнялось моделирование поликристаллических hcp Co NW диаметром 55 нм, зерна в которых имели размер 100-250 нм. Кристаллическая анизотропия была направлена в некоторых зернах параллельно нити, а в некоторых – перпендикулярно. Зерен второго типа оказалось 70-90 %. Были проведены измерения гистерезисных кривых массива таких нитей. Т.к. измерения проводились на массиве нитей, в

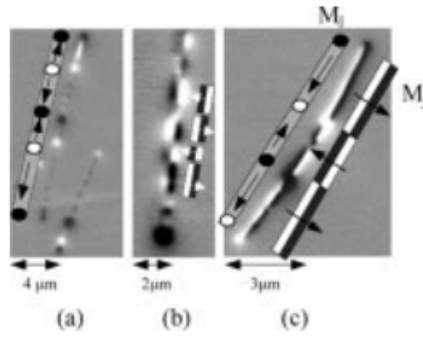


Рис. 12: MFM-изображение Co NW диаметром 60 нм [33]

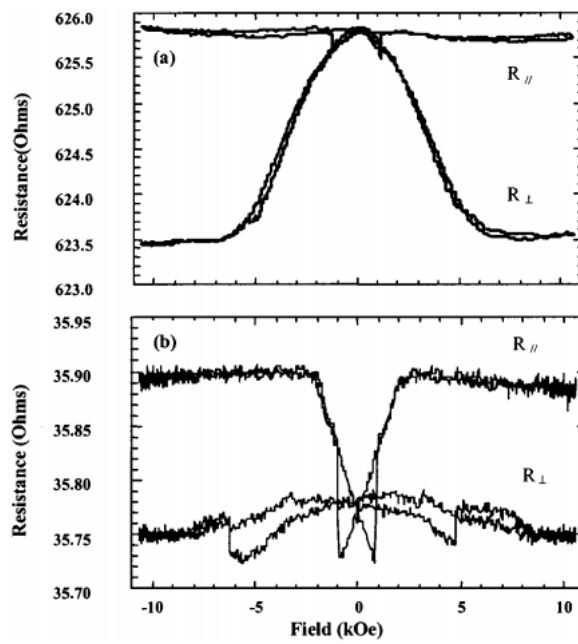


Рис. 13: Транспортные измерения двух сегментов Co NW диаметром 60 нм а) длиной 5 мкм и б) длиной 500 нм [33]

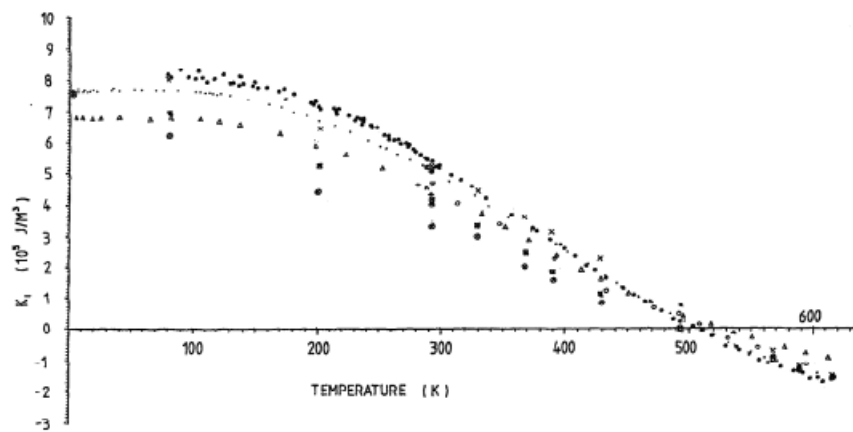


Рис. 14: Температурная зависимость K_1 кобальта [37]

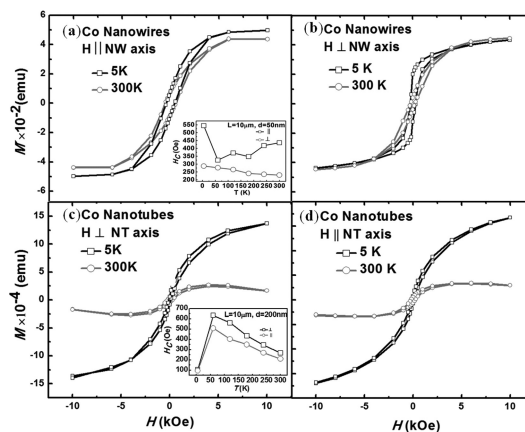


Рис. 15: Гистерезисные кривые при температурах 5 и 300 К. Вставки – зависимости коэрцитивного поля от температуры [39]

модели было учтено магнитное взаимодействие нитей в массиве путем введения дополнительного размагничивающего поля. Результаты моделирования перемагничивания нитей в параллельном и перпендикулярном полях представлены на Рис. 16.

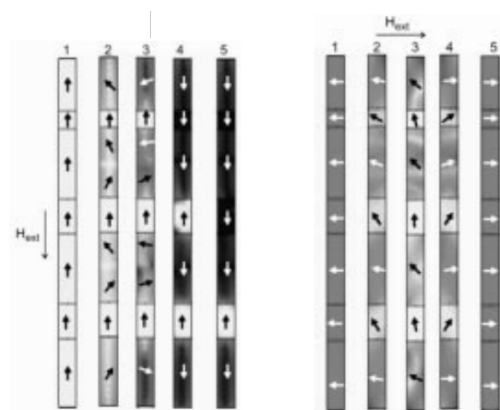


Рис. 16: Результаты моделирования перемагничивания Co NW [40]

В работе [41] была смоделирована Co NW диаметром 40 нм, в которой ось кристаллической анизотропии была направлена под углом 75° к оси нити. В реальных нитях направление менялось от 70° до 90° в разных нитях. Также выполнены измерения МФМ. Результаты приведены на Рис. 17.

В работе [42] исследовались механизмы перемагничивания Co NW диаметром 50 нм путем микромагнитного моделирования. В данной модели магнитокристаллическая анизотропия не учитывалась. Стоит отметить, что для однодоменного цилиндра известно 3 моды перемагничивания: однородное вращение (uniform rotation), закручивание (curling) и выпучивание (buckling). При закручивании в цилиндре образуется вихрь намагниченности. Как правило, однородное вращение реализуется при малых диаметрах цилиндра, выпучивание – при больших. В работе [42] в зависимости от угла между нитью и внешним магнитным полем реализовывалась мода закручивания (при небольших углах) или однородного вращения (при больших углах). В случае закручивания сердце-

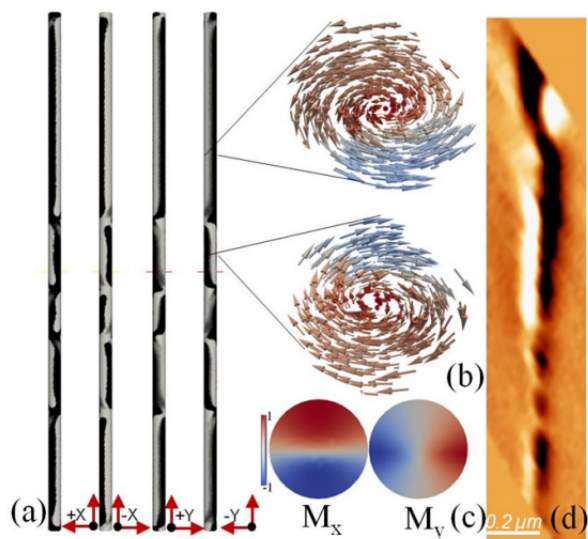


Рис. 17: (a) Модель MFM-изображения с разных сторон, (b) конфигурация вихревого состояния, (c) магнитный контраст в плоскости XY, (d) изображение MFM [41]

вина вихря была смещена относительно центра нити. Для углов больше 50° сердцевина вихря была близка к поверхности нити и исчезала при 80° , меняя моду на однородное вращение.

В работе [43] было выполнено моделирование конфигурации магнитных моментов в поликристаллической hcp нанонити диаметром 95 нм. Результаты находятся в согласии с магнитной конфигурацией, полученной с помощью электронной голографии (Рис. 18). В этой работе, как и в [41] и [42], заметно наличие вихревой фазы в центре нити.

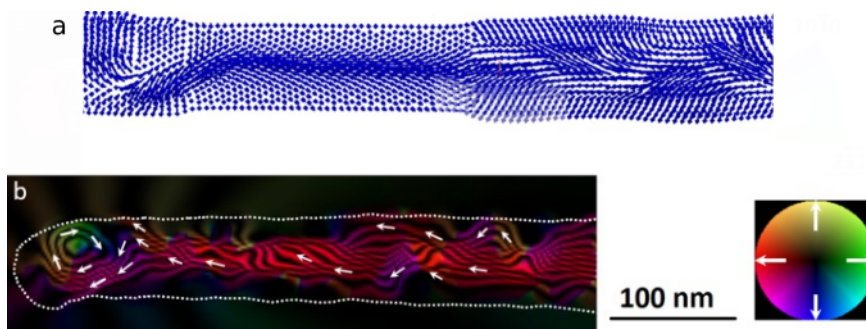


Рис. 18: (a) Модель намагниченности нити, (b) изображение, полученное с помощью электронной голографии [43]

2 Экспериментальные методики

2.1 Синтез и характеристика нанонитей

В работе использованы нити, изготовленные на Химическом факультете МГУ. Они были осаждены в мембрану из анодного оксида алюминия с диаметром пор ≈ 120 нм. Для формирования нитевидных наноструктур кобальта использовалась трехэлектродная схема. Электролит содержал 1,3 М $CoSO_4$ и 0,65 М H_3BO_3 . Извлечение нанонитей из матриц анодного оксида алюминия проводили при помощи растворения темплата в 2 М $NaOH$ при комнатной температуре. Для предотвращения окисления металлов кислородом воздуха в щелочной среде в приготовленный раствор добавляли D-глюкозу концентрацией 0,4 М, играющую роль антиокислителя. Матрицу с нанонитями опускали в полученный раствор и оставляли на 12 часов, после этого меняли раствор на свежеприготовленный и выдерживали образцы еще 12 часов. Затем нанонити несколько раз промывали деионизированной водой, несколько раз в конечном растворителе (изопропиловый спирт, гексан) и, для получения суспензии, диспергировали в ультразвуковой ванне на частоте 37 кГц в течение 10-15 секунд.

С помощью просвечивающего электронного микроскопа была получена дифракционная картина на нитях из той же суспензии, которая использовалась для транспортных и MFM измерений. (Рис. 19). Из нее видно, что нити имеют hcp структуру с осями анизотропии, направленными перпендикулярно нити.

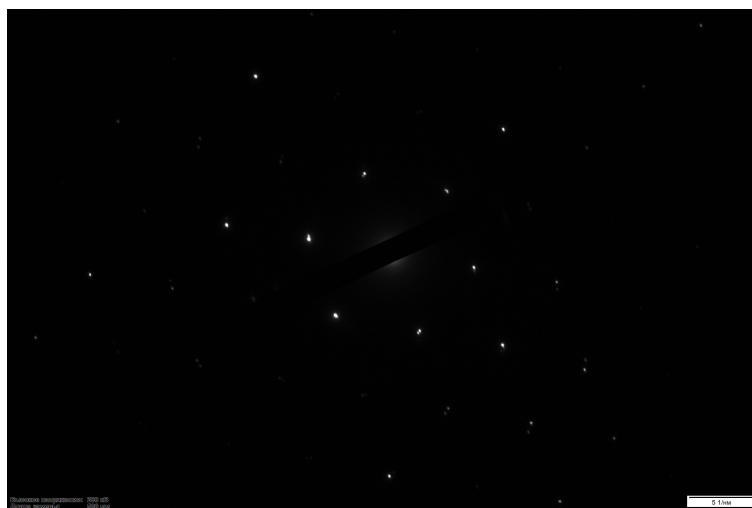


Рис. 19: Дифракционная картина, полученная с помощью ПЭМ

2.2 Изготовление структур

Изготовление структур состояло из нескольких этапов.

1. Очистка подложки из оксидированного кремния
2. Изготовление на ней маркерной сетки путем электронной литографии

2. Нанесение нанонитей из суспензии на подложку (в чистой комнате)
3. Нанесение резиста РММА
4. Поиск подходящих объектов в оптический микроскоп
5. Дизайн структур для электронной литографии
6. Электронная литография
7. Предочистка в установке для магнетронного напыления с помощью аргонной плазмы
8. Напыление Nb путем магнетронного напыления
9. Лифтофф

2.3 Криогенные измерения

Криогенные измерения проводились на криостате He-4 с охлаждением до 4.2 К (до 1.2 К с откачкой). Криостат оснащен катушкой, обеспечивающей внешнее поле до 1.4 Т. Образец установлен на вставке для измерения нанонитей во внешнем магнитном поле, параллельном нанонитям. Все измерительные линии оснащены низкотемпературными RC-фильтрами.

2.4 Измерения MFM

Измерения проводились при комнатной температуре с помощью прибора Bruker Multimode V8 в режиме работы PeakForce Tapping с режимом количественного наномеханического картирования (Quantitative Nanomechanical Mapping) в первом проходе для детектирования топографии и механических свойств. Во втором проходе кантилевер колебался на резонансной частоте и с помощью синхронного детектора (lock-in) записывались амплитуда и фаза колебаний. Использовались кантилеверы жесткости 5 н/м и резонансной частотой 134 кГц. Во время первого прохода поддерживался постоянный уровень нажатия на образец в 4-6 нН, обратная связь и скорость сканирования подстраивались микроскопом в автоматическом режиме. Во втором проходе амплитуда колебаний кантилевера составляла 16-30 нм.

3 Микромагнитное моделирование

Намагниченность в ферромагнетиках определяется магнитными диполями, выстраиваемыми параллельно друг другу вследствие обменного взаимодействия. Поэтому логично разбить ферромагнетик на решетку из элементарных магнитов, находящихся на расстоянии порядка характерной длины обменного взаимодействия друг от друга. Зависимость намагниченности в каждой ячейки такой решетки от времени задается в таком случае уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [44]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\alpha|\gamma|}{M_s}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}), \quad (5)$$

где \mathbf{M} – магнитный момент, α – константа Гильберта (параметр диссипации), $|\gamma|$ – гиромагнитное отношение, M_s – намагниченность насыщения. Магнитный момент можно представить в виде $\mathbf{M} = M_s\mathbf{m}$, $|\mathbf{m}| = 1$. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} определяется следующим образом:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{exch} + \mathbf{H}_{dem} + \mathbf{H}_{anis}, \quad (6)$$

где \mathbf{H}_{ext} , \mathbf{H}_{exch} , \mathbf{H}_{dem} и \mathbf{H}_{anis} – внешнее (Зеемановское) поле, обменное поле, поле размагничивания и поле анизотропии соответственно.

Обменное поле можно получить путем дифференцирования обменной энергии по магнитному моменту $E_{exch} = -A \int_V (\nabla\mathbf{m})^2 dV$, где A – обменный коэффициент:

$$\mathbf{H}_{exch} = \lambda_{exch}^2 \nabla^2 \mathbf{m}, \quad (7)$$

где $\lambda_{exch} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$ – обменная длина.

Поле размагничивания отвечает за магнитное взаимодействие магнитных диполей между собой, оно стремится ориентировать диполи противоположно друг другу. Величина этого поля сильно зависит от формы образца, поэтому часто вызванные им эффекты называют анизотропией формы. Это поле можно записать в виде

$$\mathbf{H}_{dem} = M_s \int_V \hat{N}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{m}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (8)$$

где \hat{N} – размагничивающий тензор:

$$\hat{N}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = -\frac{1}{4\pi} \nabla \nabla \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (9)$$

Поле анизотропии возникает из-за кристаллической анизотропии: из-за нее в различных направлениях плотность электронов распределена по-разному. Обычно рассматривают кубическую анизотропию, когда кристаллическая решетка имеет кубическую структуру, и одноосную анизотропию, когда у решетки есть одна выделенная ось, как, например, в случае гексагональных кристаллов. Кобальт в нашем случае имеет гексагональную структуру, вследствие чего в моделировании учитывается только одноосная

анизотропия. Для описания поля анизотропии используют феноменологический подход, основанный на разложении магнитной энергии по степеням проекции магнитного момента в направлении оси анизотропии m_z :

$$E_{anis} = - \int_V K_1 m_z^2 dV - \int_V K_2 m_z^4 dV. \quad (10)$$

Коэффициентом K_2 в нашем случае можно пренебречь. Тогда поле анизотропии выражается формулой

$$\mathbf{H}_{anis} = 2 \frac{K_1}{\mu_0 M_s} m_z. \quad (11)$$

В зависимости от знака K_1 возможны 2 различных случая: когда энергетически выгодным является направление магнитных моментов параллельно оси анизотропии и перпендикулярно оси анизотропии.

В нашей работе для микромагнитного моделирования использовался пакет ООММФС [45], основанный на среде моделирования ООММФ. В этой среде для численного решения задачи микромагнетизма используется метод конечных разностей. При вычислении гистерезисных кривых намагниченность образца вычисляется путем поиска минимума энергии системы, при вычислении динамики перемагничивания – путем решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта.

4 Результаты и обсуждение

4.1 Транспортные измерения

Были проведены измерения Co NW с контактами из ниобия по 4-точечной схеме при температурах 1-10 К. Измеряемая структура представляет собой нанонить, к которой подведены контакты из Nb, изготовленные с помощью электронной литографии. К концам нанонити подведены контакты, по которым подается ток, а к середине – 4 контакта для измерения напряжения, находящиеся на разных расстояниях друг от друга. Для измерений напряжения можно использовать любую пару находящихся рядом контактов. Таким образом измеряется сопротивления участка нанонити, находящегося между двумя соседними контактами. SEM-изображение одной из измеряемых структур представлено на Рис. 20а. На Рис. 20б представлено увеличенное SEM-изображение одной из измеряемых нитей с подведенными к ней контактами. Всего измерялось 4 образца: # 7, # 10, # 16 и # 20.

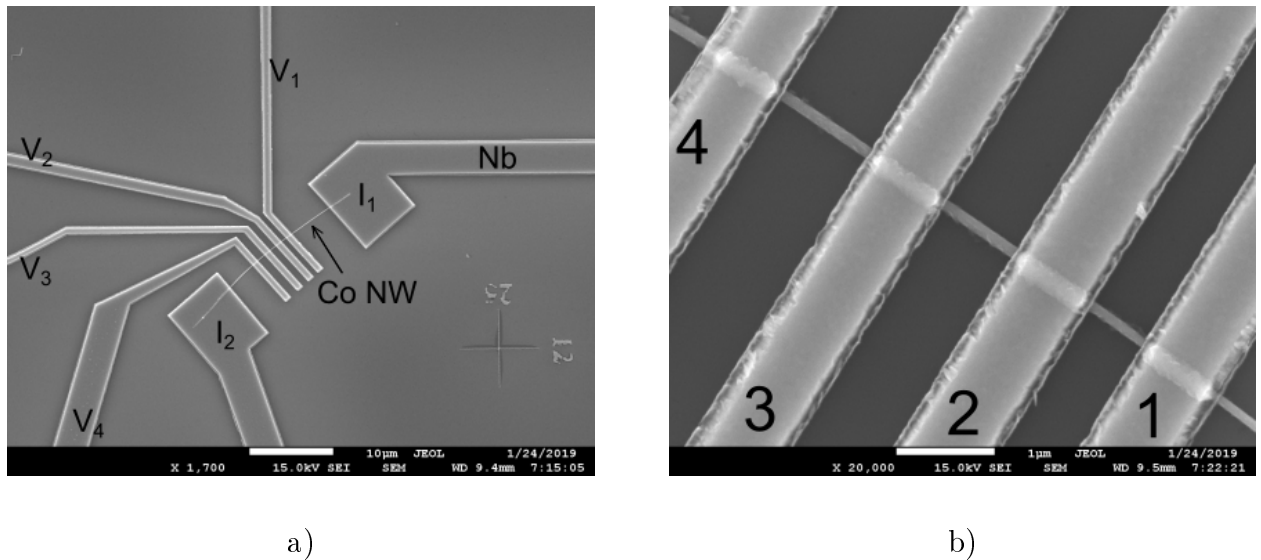


Рис. 20: а) SEM-изображение одной из измеряемых структур, б) SEM-изображение нанонити # 7 с подведенными к ней контактами напряжения

4.1.1 Эффект близости

Вольт-амперные характеристики образцов при $T = 4$ К изображены на Рис. 21. Результаты измерений зависимостей сопротивления от температуры при нулевом магнитном поле – на Рис. 22. Результаты измерений и параметры проволок приведены в таблице 1.

Аномальный эффект близости, обнаруженный в [8] при $T < 3.5$ К, воспроизвести не удалось: во всех измерениях, вплоть до $T = 1.2$ К, сопротивление нити не падало ниже 2 Ом, что означает, что сверхпроводящий ток в Co NW подавляется полностью. Это может быть вызвано различием технологий изготовления образцов: т.к. наши образцы

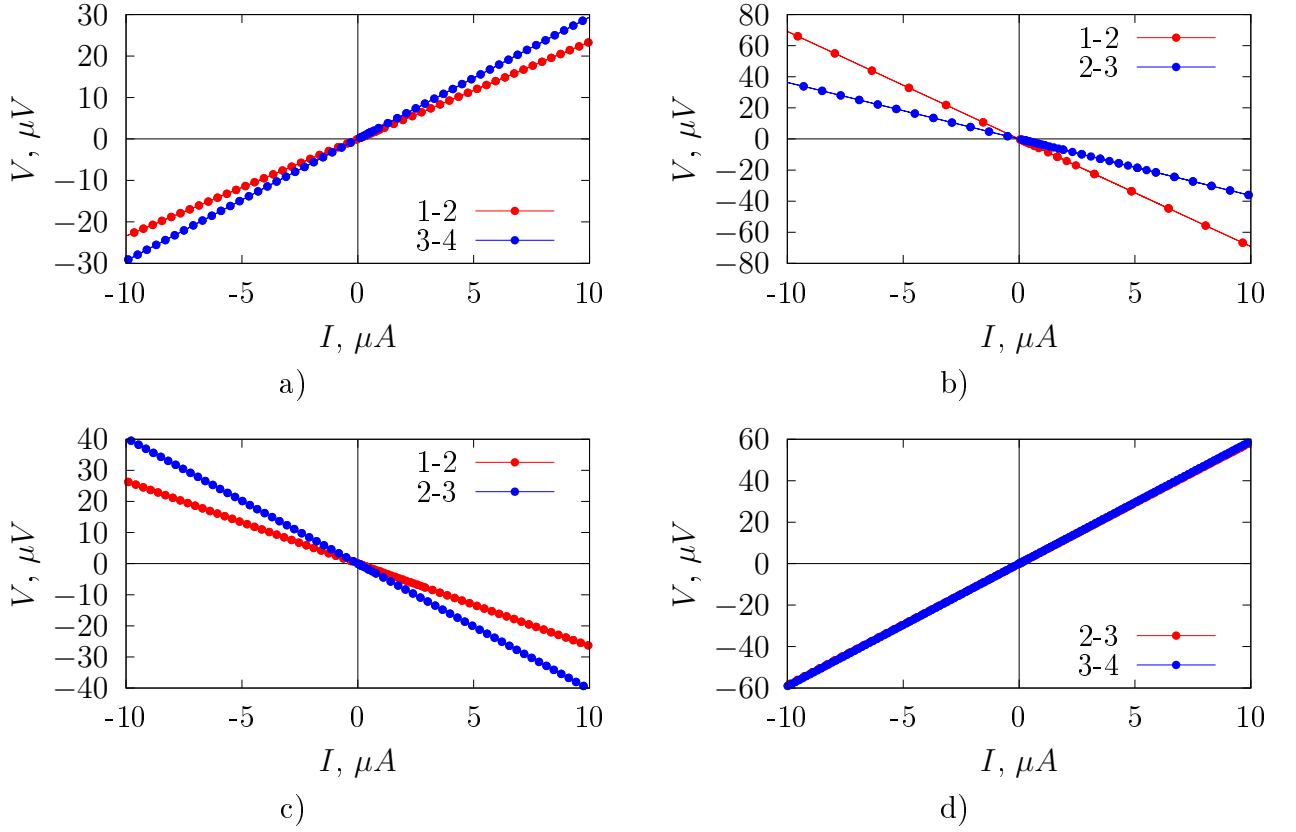


Рис. 21: Вольт-амперные характеристики образцов а) # 7, б) # 10, в) # 16, д) # 20.

изготавливались при помощи электронной литографии, попадание атомов сверхпроводника на нанонить, кроме как в местах контактов, исключено, в отличие от напыления контактов с помощью FIB, используемого в [8]. Кроме того, в наших проволоках ось магнитокристаллической анизотропии направлена перпендикулярно оси нити, в то время как в [8] она направлена параллельно. Направление оси магнитокристаллической анизотропии сильно влияет на магнитные свойства, а значит и на то, каким образом магнитное поле ферромагнетика взаимодействует со сверхпроводником. Также стоит отметить, что в [8] полное отсутствие сопротивления обнаружено на нити диаметром 40 нм, в то время как мы проводили измерения на нитях диаметрами 78-110 нм. Увеличение диаметра нити приводит к увеличению площади контакта Nb и Co NW, вследствие

Таблица 1: Результаты измерений $R(T)$ для 4 нанонитей

#	d, нм	l_{1-2} , нм	l_{2-3} , нм	l_{3-4} , нм	T_c , К	$\rho(T = 4K)$, $\mu\Omega \cdot cm$
7	110 ± 10	720 ± 30	931 ± 30	1120 ± 30	6.84 ± 0.02	2.8 ± 0.9
10	78 ± 3	540 ± 30	710 ± 30	890 ± 30	6.90 ± 0.02	3.4 ± 0.2
16	85 ± 1	480 ± 30	670 ± 30	890 ± 30	6.89 ± 0.02	2.9 ± 0.5
20	83 ± 3	490 ± 30	670 ± 30	910 ± 30	6.86 ± 0.02	4 ± 1

Табличное значение удельного сопротивления для кобальта равно $5.58 \mu\Omega \cdot cm$ при комнатной температуре.

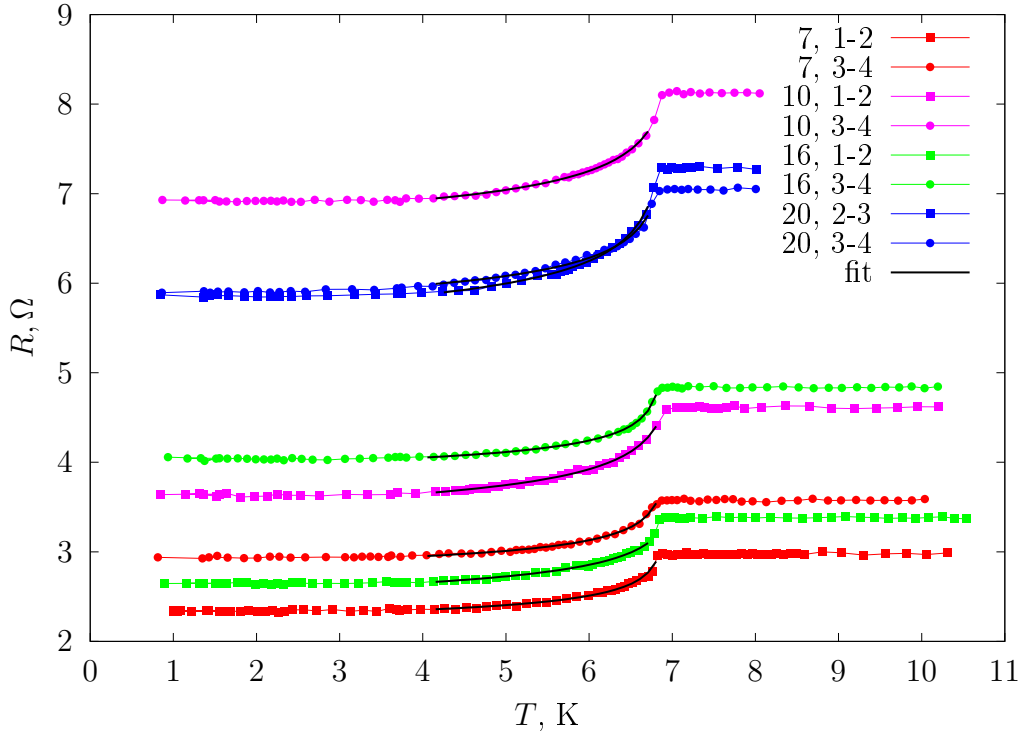


Рис. 22: Зависимости сопротивления от температуры образцов # 7, # 10, # 16 и # 20

чего сверхпроводимость может подавляться сильнее.

Падение сопротивления при температурах 6.8-6.9 К объясняется переходом Nb в местах контакта с нанонитью в сверхпроводящее состояние. Температура сверхпроводящего перехода сильно ниже табличной (стандартное значение T_c для Nb составляет 8.3 К) вследствие подавления сверхпроводимости в некоторой части контакта Nb вследствие контакта с ферромагнетиком, а также в связи с особенностями напыления ниобия и наличием резиста над подложкой.

Смоделируем $R(T)$. Будем использовать модель, предложенную в [46]. Место контакта Co NW и Nb можно представить, как показано на Рис. 23.

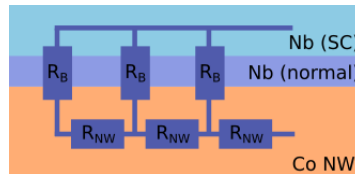


Рис. 23: Схематичное изображение контакта Co NW и Nb

На этом рисунке $R_{NW} = \frac{4\rho_{Co}\Delta l}{\pi d^2}$ – сопротивление проволоки Co на единицу длины, $R_B = \frac{\rho_B \xi(T)}{\pi d \Delta l}$ – сопротивление нормальной прослойки на единицу длины. Здесь $\xi(T)$ – длина когерентности. Суммарное сопротивление контакта R_{EL} представляет собой сопротивление полубесконечной цепи и выражается формулой

$$\frac{1}{R_{EL}} = \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_{NW} + R_{EL}}. \quad (12)$$

Выражая отсюда R_{EL} (Δl при этом сокращается), получим

$$R_{EL} = 2\sqrt{\frac{\rho_B \rho_{Co} \xi(T)}{\pi^2 d^3}}. \quad (13)$$

В соответствии с теорией Гинзбурга-Ландау $\xi(T) \sim (1 - T/T_c)^{-1/2}$. Подставляя это в (13), получим, что $R_{EL} \sim (1 - T/T_c)^{-1/4}$. В соответствии с этим, будем приближать зависимость $R(T)$ при $T < T_c$ функцией

$$R(T) = R + A(1 - T/T_c)^{-1/4}. \quad (14)$$

Результаты фитирования приведены на Рис. 22.

Для образца # 16 также измерялись зависимости $R(T)$ в магнитном поле 0.55 и 0.80 Тл, направленном параллельно оси нанонити. Результаты изображены на Рис. 24.

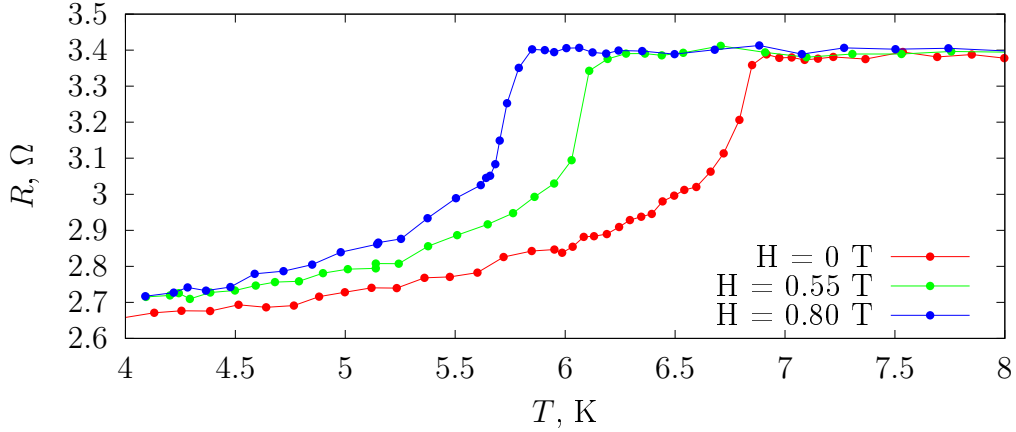


Рис. 24: Измерения $R(T)$ # 16 в магнитном поле для участка 1-2

Как и ожидалось, критическая температура парадает с увеличением величины магнитного поля.

4.1.2 Магнитные свойства при $T > T_c$

Для образца # 16 измерялось магнитосопротивление выше T_c (Рис. 25). Из графиков видно, что система проявляет гистерезисное поведение. Поле насыщение составило около 0.6 Тл, коэрцитивное поле – 0.08 ± 0.01 Тл.

Кроме того, выполнено микромагнитное моделирование нанонити. В качестве модели нанонити взят монокристаллический цилиндр диаметром 84 нм и длиной 840 нм. Параметры моделирования: намагниченность насыщения $M_s = 1.425 \cdot 10^6$ А/м, обменный коэффициент $A = 31 \cdot 10^{-12}$ Дж/м [43], константа магнитокристаллической анизотропии $K_1 = 6.9 \cdot 10^5$ Дж/м³ [37], параметр диссипации $\alpha = 0.2$. Ось нанонити направлена параллельно Oz , ось магнитокристаллической анизотропии перпендикулярна оси нити и направлена по Oy , размер вычислительной ячейки $4 \times 4 \times 4$ нм. Этот размер по каждой оси меньше обменной длины $l_{exch} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} = 5$ нм, что позволяет корректно учитывать

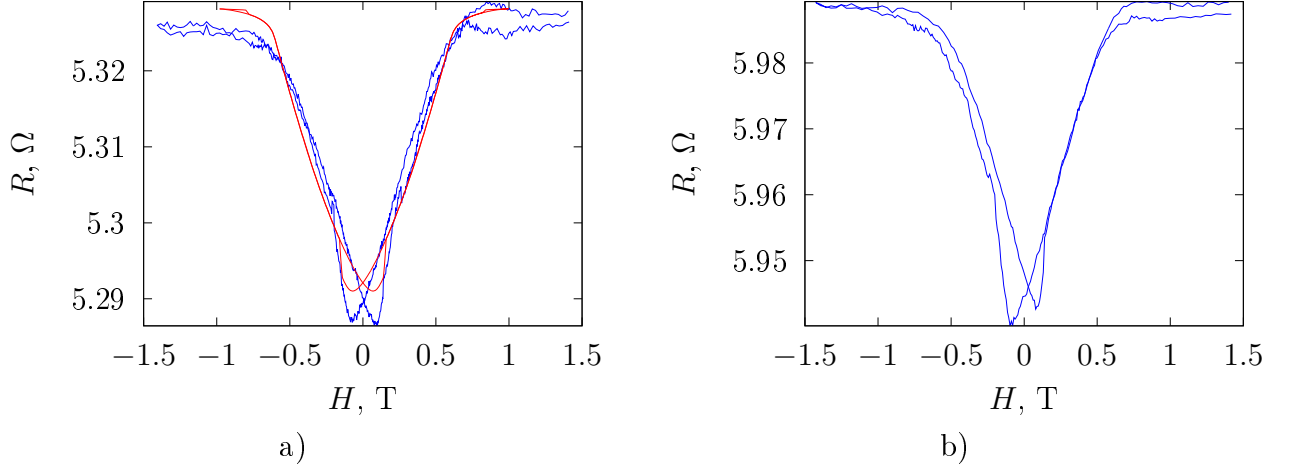


Рис. 25: Сопротивление # 16 в зависимости от магнитного поля при $T = 8$ К на участке а) 1-2, б) 2-3. Синим обозначены экспериментальные данные, красным – результат моделирования

обменное взаимодействие. Гистерезисная кривая в координатах $M_z(H)$ представлена на Рис. 26.

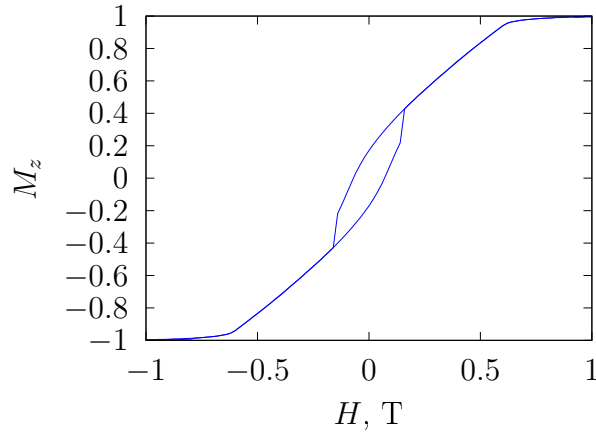


Рис. 26: Зависимость магнитного момента нанонити от внешнего магнитного поля (результат моделирования)

После моделирования гистерезисной кривой магнитосопротивление вычислялось по формуле [29]

$$R(\varphi) = R_0(1 + \beta \cos^2 \varphi), \quad (15)$$

где R_0 – сопротивление размагниченного образца, β – коэффициент анизотропного магнитосопротивления, φ – угол между направлением тока и вектором намагниченности. В нашем случае $\cos \varphi = m_z$. Данная формула применима только для монодоменных частиц, поэтому для вычисления полного магнитосопротивления нити применялся подход, описанный в [47]. Параметры R_0 и β определялись методом наименьших квадратов. Результаты моделирования представлены на Рис. 25а.

Коэрцитивное поле по экспериментальным данным составило 0.08 ± 0.01 Тл, микромагнитному моделированию – 0.07 Тл. Магнитосопротивление, определяющееся по формуле $\Delta\rho/\rho_0$, составило $\sim 0.7\%$, что совпадает со значением, полученным из моделирования, и находится в соответствии с данными работы [48].

Микромагнитное моделирование в перпендикулярном поле (направленном по оси Ox) показало полное отсутствие магнитосопротивления (Рис. 27d), что согласуется с экспериментальными данными: при измерениях в перпендикулярном поле магнитного отклика зафиксировано не было.

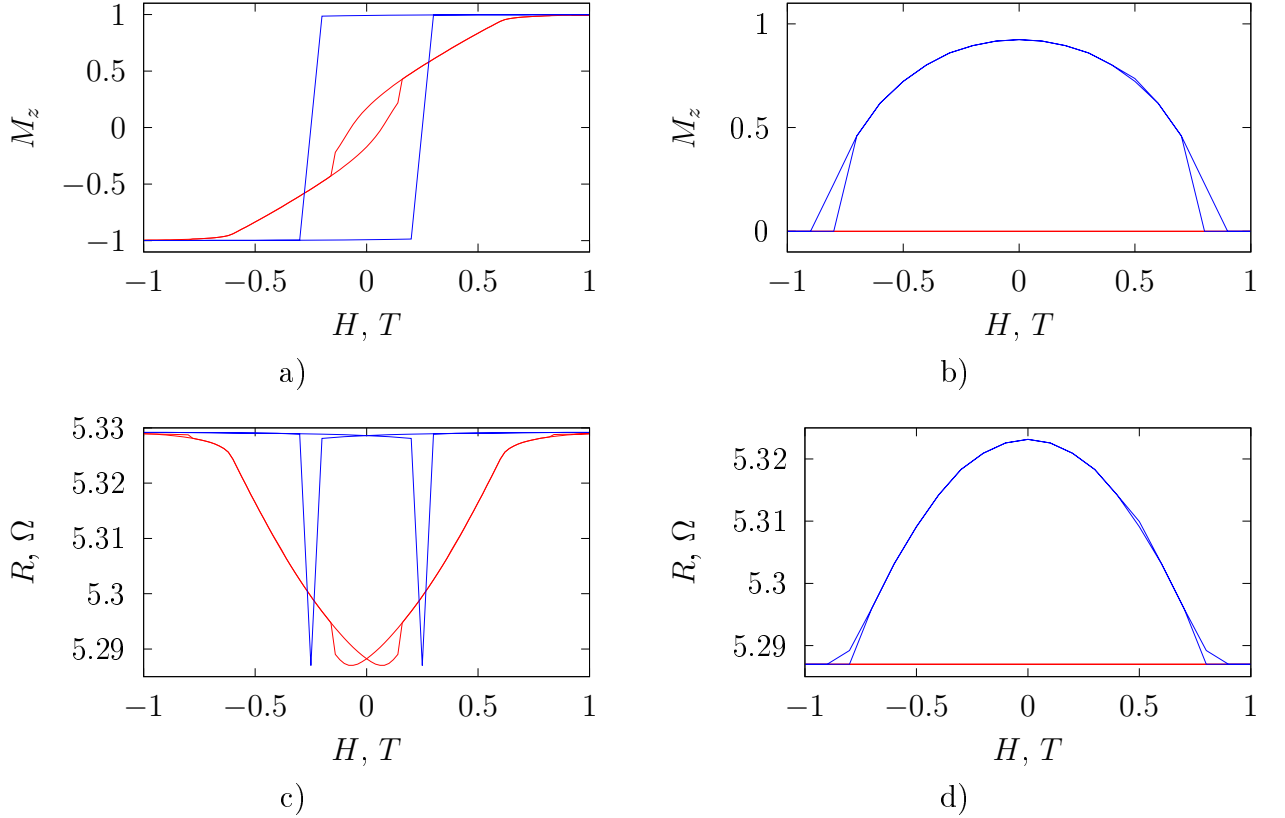


Рис. 27: Зависимость намагниченности нанонити от а) параллельного и б) перпендикулярного поля и зависимость сопротивления нанонити от с) параллельного и d) перпендикулярного поля. Красным обозначен анизотропный случай, синим – изотропный.

Это объясняется тем, что ось анизотропии направлена перпендикулярно оси нити, причем энергия магнитокристаллической анизотропии больше, чем энергия анизотропии формы. Это можно проверить простыми расчетами: $E_{shape} \sim \pi M_s^2 = 6.4 \cdot 10^5$ J/m^3 , в то время как $E_{anis} \sim K_1 = 6.9 \cdot 10^5$ J/m^3 при низких температурах. Из-за этого наиболее энергетически выгодным направлением намагничивания является направление, параллельное кристаллической анизотропии, то есть ось легкого намагничивания направлена перпендикулярно нити.

Важность вклада кристаллической анизотропии в поведение магнитосопротивления можно показать с помощью микромагнитного моделирования, убрав соответствующий ей член в эффективном поле. Результаты моделирования для этого случая в сравнении

с результатами с наличием анизотропии приведены на Рис. 27. Видно, что наличие анизотропии сильно влияет на форму гистерезисной кривой как в параллельном, так и перпендикулярном поле, и что в перпендикулярном поле для анизотропного случая магнитосопротивление зануляется.

4.1.3 Эффекты на контакте Co/Nb при $T < T_c$

Результаты измерений $R(H)$ при $T = 4$ К приведены на Рис. 28 и Рис. 29. В данном случае определяющий вклад в поведение зависимости сопротивления от температуры вносят вихри Абрикосова, возникающие в местах контакта Co NW и Nb. Из-за их влияния изменения магнитосопротивления Co NW на зависимости $R(H)$ не заметны.

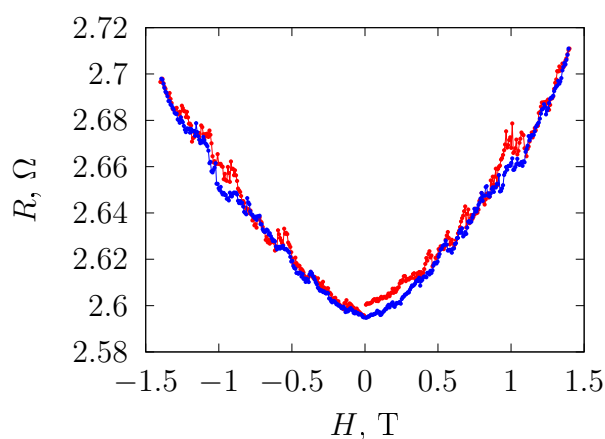


Рис. 28: Сопротивление # 7 в зависимости от магнитного поля при $T = 4$ К на участке 1-2. Красным обозначено намагничивание, синим – размагничивание.

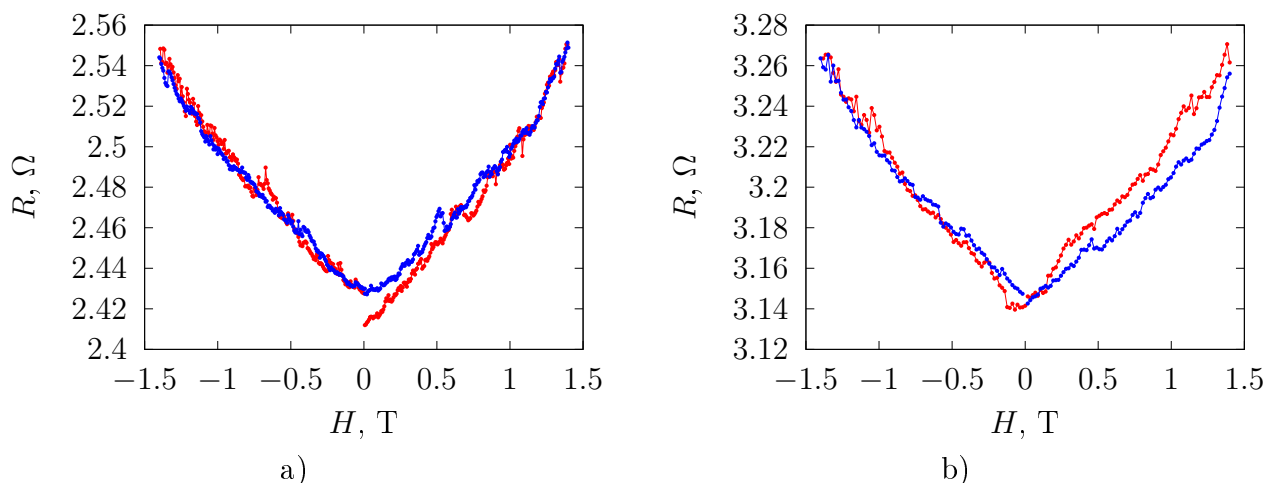


Рис. 29: Сопротивление # 16 в зависимости от магнитного поля при $T = 4$ К на участке а) 1-2, б) 2-3. Красным обозначено намагничивание, синим – размагничивание.

Рассмотрим подробнее влияние вихрей на $R(H)$. При температуре $T = 4$ К в отсутствии магнитного поля вихрей в ниобии нет. При увеличении поля при $H = H_{c1eff}$ в

ниобии возникает первый вихрь Абрикосова. Это происходит именно в месте контакта с ферромагнитной нанонитью, ведь вследствие взаимодействия с обменным полем ферромагнетика сверхпроводимость в этом месте подавлена больше, чем вдали от нанонити. Возникновение вихря приводит к увеличению сопротивления контакта, т.к. часть сверхпроводника (кор вихря) перешла в нормальное состояние. На зависимости $R(H)$ это выглядит как скачкообразное увеличение сопротивления. С дальнейшим увеличением поля в ниобий проникает все больше вихрей, каждый из которых вызывает такой скачок сопротивления.

Оценим зависимость числа вихрей Абрикосова вблизи контакта от поля [46]. Число вихрей определяется по формуле $N = SH/\Phi_0$, где S – площадь, вихри на которой вносят вклад в сопротивление, Φ_0 – квант магнитного потока. В измеряемое сопротивление вносят вклад только участки вблизи нанонити, по которым течет ток, значит, ширина области S должна быть $\sim \lambda \approx 100$ нм. Длину этой области можно оценить как πd , где $d = 85$ нм для образца # 16 и 110 нм для образца # 7 – диаметр нити. Тогда $S \approx \pi d \lambda$ и $N \approx 14H[T]$ для # 16 и $17H[T]$ для # 7.

Теперь посчитаем количество скачков сопротивления для образцов # 7 1-2 и # 16 1-2, которое соответствует экспериментально измеренному количеству вихрей Абрикосова на контакте с Co NW. Графики зависимостей количества вихрей от поля представлены на Рис. 30. Для # 7 количество вихрей на одну Теслу составило от 23 до 25 штук, среднее значение – 24 штуки. Для # 16 – от 13 до 17 штук, среднее значение – 16 штук. Как и ожидалось, у нити с большим диаметром возникает больше вихрей Абрикосова на границе F/S.

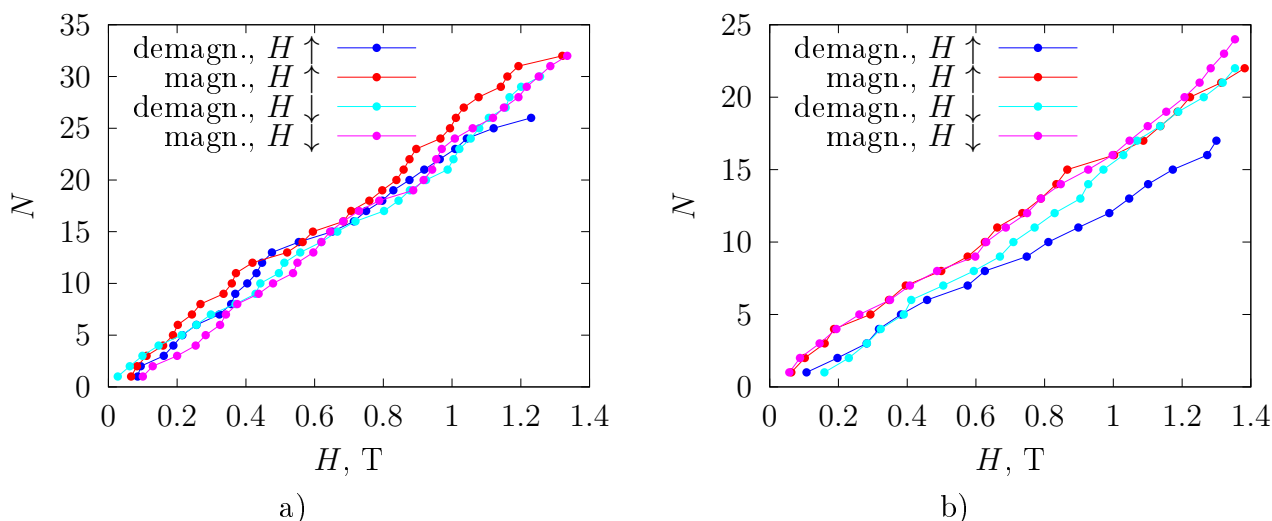


Рис. 30: Количество скачков сопротивления в зависимости от поля для образца а) # 7, б) # 16.

4.2 Механизмы перемагничивания

Был смоделирован процесс перемагничивания нанонитей в зависимости от направления оси магнитокристаллической анизотропии и диаметра нити. Для измеряемой нити диаметром 84 нм и длиной 840 нм с перпендикулярной ориентацией оси магнитокристаллической анизотропии при нулевом магнитном поле после охлаждения из состояния насыщения равновесным состоянием является наличие нескольких доменов, которые представляют собой параллельные нити вихри (Рис. 31а). Аналогичные результаты были получены в [41]. При перемагничивании направление завихрения не меняется, направление сердцевин вихря меняется на противоположное. На Рис. 31b показан момент поворачивания сердцевин вихрей. Этот процесс начинается с границы доменов и распространяется к концам нити.

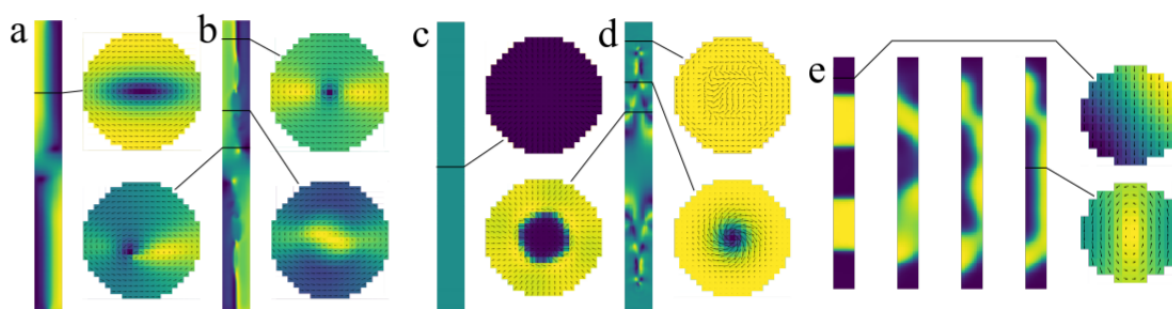


Рис. 31: Перемагничивание нитей (моделирование). а) Состояние нити с $d = 84$ нм в нулевом магнитном поле после охлаждения из состояния насыщения, ось магнитокристаллической анизотропии направлена перпендикулярно. б) Процесс перемагничивания той же нити через $3.5 \cdot 10^{-11}$ с после переключения H с 0.1 Тл до 0.2 Тл (коэрцитивное поле – 0.08 Тл). в) Состояние нити с $d = 84$ нм в нулевом магнитном поле после охлаждения из состояния насыщения, ось магнитокристаллической анизотропии направлена параллельно. д) Процесс перемагничивания той же нити через $12.6 \cdot 10^{-11}$ с после переключения H с 0.8 Тл до 0.9 Тл (коэрцитивное поле – 0.85 Тл). е) Процесс перемагничивания нити с $d = 48$ нм при внешних полях от $H = 0$ Тл до $H = 0.2$ Тл, ось магнитокристаллической анизотропии направлена перпендикулярно.

Если для нити с теми же параметрами ось магнитокристаллической анизотропии будет направлена параллельно нити, то время перемагничивания увеличится в 3-4 раза (сравнение зависимости намагниченности от времени в момент перемагничивания для параллельной и перпендикулярной ориентаций представлены на Рис. 32). Это указывает на то, что нити с перпендикулярной ориентацией магнитокристаллической оси могут быть более предпочтительны для различных применений, где требуется быстрое перемагничивание, к примеру, в качестве магнитной памяти. В этом случае в равновесном состоянии намагниченность направлена параллельно нити (Рис. 31с). При перемагничивании на концах образуются вихри (curling mode) и движутся к середине, где сливаются

(Рис. 31d).

При уменьшении диаметра нити, если отношение диаметра к длине остается константой, а ось магнитокристаллической анизотропии направлена перпендикулярно, мода перемагничивания не меняется до $d = 52$ нм. Меньше этого диаметра мода перемагничивания меняется: в этом случае домены выглядят уже по-другому, но время перемагничивания практически не меняется. При перемагничивании домены меняют свою форму так, что образуют параллельные нити вихри (Рис. 31e). Начиная с $d = 44$ нм коэрцитивное поле зануляется, но мода перемагничивания остается той же.

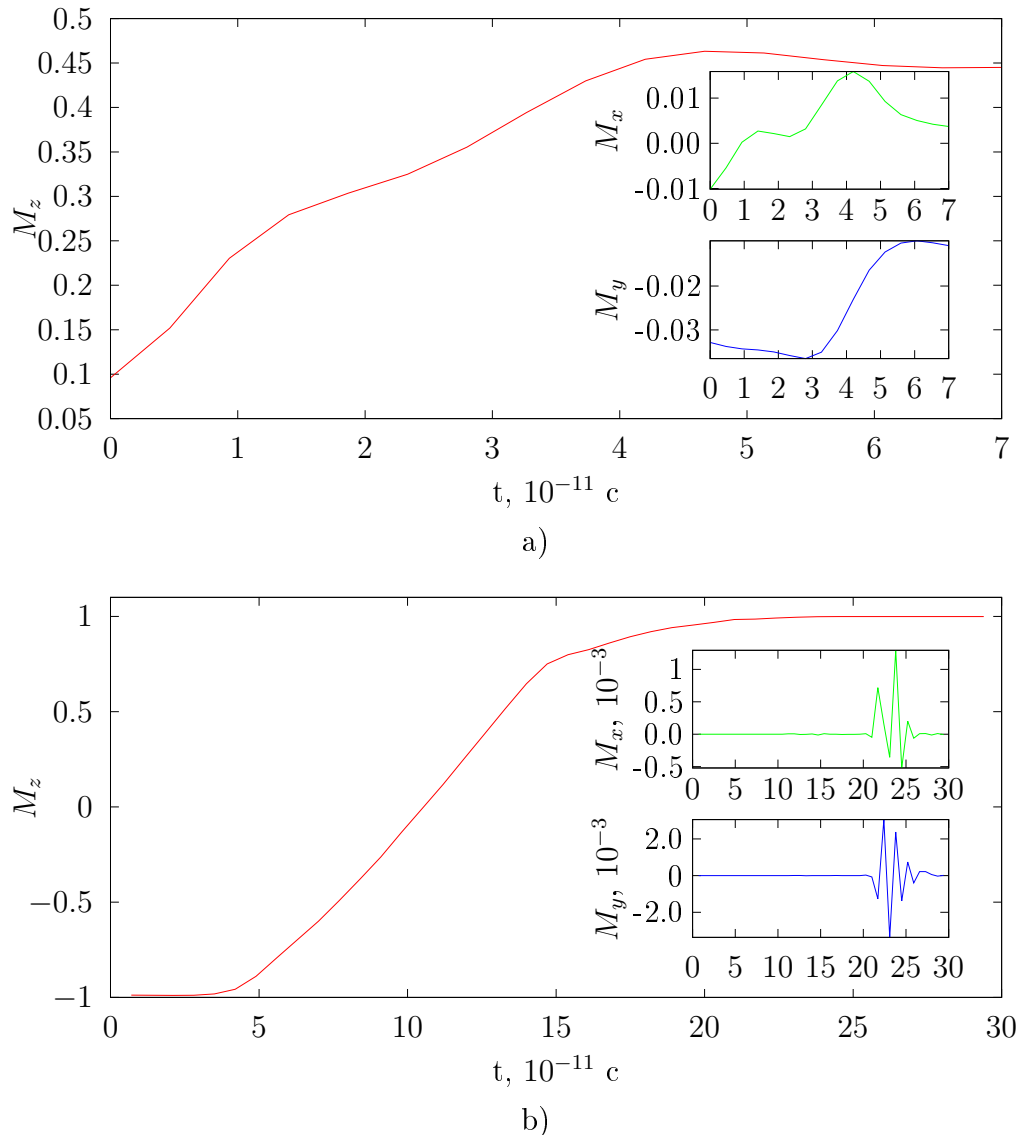


Рис. 32: Зависимость намагниченности от времени а) для нити с $d = 84$ нм, ось магнитокристаллической анизотропии направлена перпендикулярно, после переключения H с 0.1 Тл до 0.2 Тл (коэрцитивное поле -0.08 Тл), б) для нити с $d = 84$ нм, ось магнитокристаллической анизотропии направлена параллельно, после переключения H с 0.8 Тл до 0.9 Тл (коэрцитивное поле -0.85 Тл).

4.3 Измерения MFM

Были проведены MFM-измерения образца # 7. Результаты измерений приведены на Рис. 33.

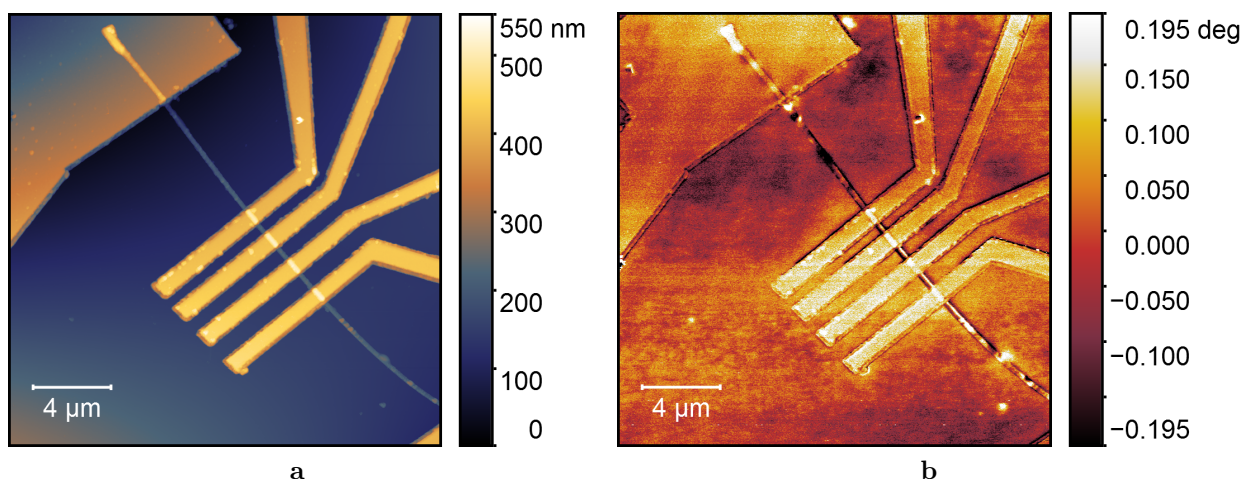


Рис. 33: Результаты измерений MFM: а) топография, б) фаза

В верхней левой части нити видны домены размером ≈ 1 мкм: на их существование указывает существенное изменение контраста фазовых измерений, при том что на изображении топографии нити не видно каких-либо дефектов, которыми может быть вызвано такое изменение контраста. Домены схематично отмечены на Рис. 34. Наличие доменов такого размера согласуется с результатами микромагнитного моделирования.

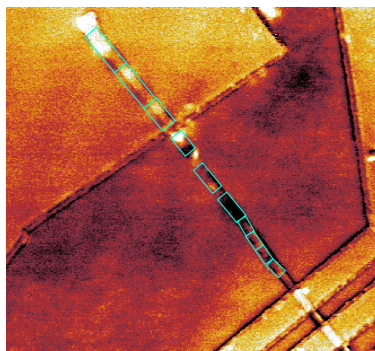


Рис. 34: Схематичное изображение доменов на MFM-изображении

В нижней правой части нити на Рис. 33 заметны топографические дефекты, в связи с чем сложно сделать вывод о том, чем вызвано изменение фазового контраста: данными дефектами или существованием доменов.

5 Заключение

Таким образом, можно выделить следующие результаты работы:

1. С помощью электронной литографии изготовлены образцы для транспортных измерений Co NW.
2. Проведены транспортные измерения Co NW. В частности, измерены зависимости $R(T)$ для 4-х образцов и $R(H)$ для 2-х образцов.
3. Выполнено микромагнитное моделирование Co NW. В частности, была смоделирована гистерезисная кривая в координатах $R(H)$ и процессы перемагничивания нанонитей для параллельного и перпендикулярного нити направления оси кристаллической анизотропии и для разных диаметров нити.
4. Аномального эффекта близости, обнаруженного в работе [8], замечено не было: это может быть связано с изготовлением структур литографией вместо FIB, другой кристаллической структурой или другим диаметром нанонитей.
5. При $T > T_c$ Co NW в магнитном поле проявляет обычное гистерезисное поведение, зависимость сопротивления от поля объясняется анизотропным магнитосопротивлением.
6. В соответствии с микромагнитным моделированием, время перемагничивания нитей с параллельной ориентацией оси магнитокристаллической анизотропии больше, чем если ось магнитокристаллической анизотропии направлена перпендикулярно.
7. При $T < T_c$ скачки сопротивления на $R(H)$ при изменении поля можно объяснить входом/выходом вихрей Абрикосова в Nb на границе Co/Nb.

6 Благодарности

За помощь в выполнении работы огромное спасибо всем сотрудникам лаборатории топологических квантовых явлений в сверхпроводящих системах, а именно научному руководителю Василию Столярову за ценные советы и помощь, Вячеславу Дремову за обучение работе на MFM и ценные консультации, Сергею Козлову за помощь в микромагнитном моделировании, Ольге Скрябиной за проведение криогенных транспортных измерений, Андрею Шишкину за изготовление образцов. Также хочется поблагодарить сотрудника Сколтеха Артема Гребенко за помощь в проведении измерений MFM и сотрудников Химического факультета МГУ за изготовление нанонитей, а именно Напольского К.С. и Степана Сотничука. И, конечно, спасибо кафедре квантовых наноструктур, материалов и устройств, а именно Валерию Рязанову и Галине Цирлиной за ценные знания. Отдельное спасибо выражаю всем моим друзьям и близким за поддержку на протяжении работы.

Список литературы

- [1] В. В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. М.: МЦНМО (2000)
- [2] C. Chappert, A. Fert and F. Ncuyen van Dau. The emergence of spin electronics in data storage. *Nanoscience and Technology*, pp. 147-157 (2009)
- [3] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R. P. Cowburn. Magnetic Domain-Wall Logic. *Science*, 309, 5741, pp. 1688-1692 (2005)
- [4] M. Darques, J. Spiegel, J. De la Torre Medina, I. Huynen, L. Piraux. Ferromagnetic nanowire-loaded membranes for microwave electronics. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321, 14, pp. 2055-2065 (2009)
- [5] D. H. Reich, M. Tanase, and A. Hultgren. Biological applications of multifunctional magnetic nanowires (invited). *Journal of Applied Physics* 93, 7275 (2003)
- [6] A. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets, A. V. Ustinov. Implementation of superconductor/ferromagnet/superconductor π -shifters in superconducting digital and quantum circuits. *Nature Physics* 6, pp. 593–597 (2010)
- [7] Burm Baek, William H. Rippard, Samuel P. Benz, Stephen E. Russek and Paul D. Dresselhaus. Hybrid superconducting-magnetic memory device using competing order parameters. *Nature Communications* 5, 3888 (2014)
- [8] J. Wang, M. Singh, M. Tian, N. Kumar, B. Liu, C. Shi, J. K. Jain, N. Samarth, T. E. Mallouk, M. H. W. Chan. Interplay between superconductivity and ferromagnetism in crystalline nanowires. *Nature Physics* 6, pp. 389–394 (2010)
- [9] A. I. Buzdin. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. *Rev. Mod. Phys.* 77, 935 (2005)
- [10] So Takei and Victor Galitski. Microscopic theory for a ferromagnetic nanowire/superconductor heterostructure: Transport, fluctuations, and topological superconductivity. *Phys. Rev. B* 86, 054521 (2012)
- [11] L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel, L. R. Tagirov, Yu. V. Goryunov, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin. Superconductor/ferromagnet proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers. *Phys. Rev. B* 61, 3711 (2000)
- [12] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, X. Grison. Inhomogeneous Superconductivity Induced in a Ferromagnet by Proximity Effect. *Phys. Rev. Lett.* 86, 304 (2001)

- [13] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genêt, B. Stephanidis, and R. Boursier. Josephson Junction through a Thin Ferromagnetic Layer: Negative Coupling. *Phys. Rev. Lett.* 89, 137007 (2002)
- [14] J. W. A. Robinson, S. Piano, G. Burnell, C. Bell, and M. G. Blamire. Zero to π transition in superconductor-ferromagnet-superconductor junctions. *Phys. Rev. B* 76, 094522 (2007)
- [15] V. V. Bolginov, A. N. Rossolenko, A. B. Shkarin, V. A. Oboznov, V. V. Ryazanov. Fabrication of Optimized Superconducting Phase Inverters Based on Superconductor–Ferromagnet–Superconductor π -Junctions. *Journal of Low Temperature Physics*, 190, 5–6, pp. 302–314 (2018)
- [16] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future. *Science*, 294, 5546, pp. 1488-1495 (2001)
- [17] M. Alidoust, J. Linder, G. Rashedi, T. Yokoyama, and A. Sudbo. Spin-polarized Josephson current in superconductor/ferromagnet/superconductor junctions with inhomogeneous magnetization. *Phys. Rev. B* 81, 014512 (2010)
- [18] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev. The current-phase relation in Josephson junctions. *Rev. Mod. Phys.* 76, 411 (2004)
- [19] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures. *Rev. Mod. Phys.* 77, 1321 (2005)
- [20] P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Ya. V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt and B. Buchner. Evidence for Triplet Superconductivity in a Superconductor-Ferromagnet Spin Valve. *Phys. Rev. Lett.* 109, 057005 (2012)
- [21] V. I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier, D. Lenk, H.-A. Krug von Nidda, C. Müller, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, and L. R. Tagirov. Experimental observation of the triplet spin-valve effect in a superconductor-ferromagnet heterostructure. *Phys. Rev. B* 87, 144507 (2013)
- [22] A. Kadigrobov, R. I. Shekhter and M. Jonson. Quantum spin fluctuations as a source of long-range proximity effects in diffusive ferromagnet-super conductor structures. *EPL (Europhysics Letters)*, 54, 3 (2001)
- [23] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov. Long-Range Proximity Effects in Superconductor-Ferromagnet Structures. *Phys. Rev. Lett.* 86, 4096 (2001)

- [24] M. Kompaniets, O. V. Dobrovolskiy, C. Neetzel, F. Porrati, J. Brötz, W. Ensinger and M. Huth. Long-range superconducting proximity effect in polycrystalline Co nanowires. *Appl. Phys. Lett.* 104, 052603 (2014)
- [25] M. Kompaniets, O. V. Dobrovolskiy, C. Neetzel, E. Begun, F. Porrati, W. Ensinger and M. Huth. Proximity-induced superconductivity in crystalline Cu and Co nanowires and nanogranular Co structures. *Journal of Applied Physics* 116, 073906 (2014)
- [26] F. Konschelle, J. Cayssol, and A. Buzdin. Long-range singlet proximity effect in ferromagnetic nanowires. *Phys. Rev. B* 82, 180509(R) (2010)
- [27] A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, S. M. Kuznetsova, and A. I. Buzdin. Interference Phenomena and Long-Range Proximity Effect in Clean Superconductor-Ferromagnet Systems. *Phys. Rev. Lett.* 109, 237006 (2012)
- [28] A. Fert, L. Piroux. Magnetic nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200, 1–3, pp 338-358 (1999)
- [29] T. McGuire and R.L. Potter. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on Magnetics*, 11(4), 1018–1038 (1975)
- [30] Fashen Li, Tao Wang, Liyuan Ren and Jianrong Sun. Structure and magnetic properties of Co nanowires in self-assembled arrays. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 16, 45 (2004)
- [31] Xianghua Han, Qingfang Liu, Jianbo Wang, Shiliang Li, Yong Ren, Ronglin Liu and Fashen Li. Influence of crystal orientation on magnetic properties of hcp Co nanowire arrays. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42, 095005 (2009)
- [32] J. Sanchez-Barriga, M. Lucas, F. Radu, E. Martin, M. Multigner, P. Marin, A. Hernando, and G. Rivero. Interplay between the magnetic anisotropy contributions of cobalt nanowires. *Phys. Rev. B*, 80, 184424 (2009)
- [33] L. Vila, J. M. George, G. Faini, A. Popa, U. Ebels, K. Ounadjela, and L. Piroux. Transport and Magnetic Properties of Isolated Cobalt Nanowires. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38, 5, 2577-2579 (2002)
- [34] Y. Henry, K. Ounadjela, L. Piroux, S. Dubois, J.-M. George, and J.-L. Duvail. Magnetic anisotropy and domain patterns in electrodeposited cobalt nanowires. *Eur. Phys. J. B* 20, 35–54 (2001)
- [35] L. Belliard, J. Miltat, A. Thiaville, S. Dubois, J. L. Duvail, L. Piroux. Observing magnetic nanowires by means of magnetic force microscopy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 190, 1–2, pp 1-16 (1998)

- [36] Kamalika Nath, Jaivardhan, Sinha, S.S.Banerjee. Flipping anisotropy and changing magnetization reversal modes in nano-confined Cobalt structures. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 476, pp 412-416 (2019)
- [37] D.M.Paige, B.Szpunar, B.K.Tanner. The magnetocrystalline anisotropy of cobalt. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 44, 3, pp 239-248 (1984)
- [38] P.M.Paulus, F.Luis, M.Kröll, G.Schmid, L.J.de Jongh. Low-temperature study of the magnetization reversal and magnetic anisotropy of Fe, Ni, and Co nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 224, 2, pp. 180-196 (2001)
- [39] Naeem Ahmad, J. Y. Chen, Javed Iqbal, W. X. Wang, W. P. Zhou and X. F. Han. Temperature dependent magnetic properties of Co nanowires and nanotubes prepared by electrodeposition method. *Journal of Applied Physics* 109, 07A331 (2011)
- [40] Hermann Forster, Thomas Schrefl, Rok Dittrich, Dieter Suess, Werner Scholz, Vassilios Tsiantos, Josef Fidler, Kornelius Nielsch, Herbert Hofmeister, Helmut Kronmüller and Saskia Fischer. Magnetization Reversal in Granular Nanowires. *IEEE Transactions on Magnetics* 38, 5, pp 2580-2582 (2002)
- [41] Yu. P. Ivanov, L. G. Vivas, A. Asenjo, A. Chuvilin, O. Chubykalo-Fesenko and M. Vazquez. Magnetic structure of a single-crystal hcp electrodeposited cobalt nanowire. *EPL*, 102, 17009 (2013)
- [42] R. A. Silva, T. S. Machado, G. Cernicchiaro, A. P. Guimarães, and L. C. Sampaio. Magnetoresistance and magnetization reversal of single Co nanowires. *Phys. Rev. B* 79, 134434 (2009)
- [43] Jesus Cantu-Valle, Israel Betancourt, John E. Sanchez, Francisco Ruiz-Zepeda, Mazin M. Maqableh, Fernando Mendoza-Santoyo, Bethanie J. H. Stadler and Arturo Ponce. Mapping the magnetic and crystal structure in cobalt nanowires. *J Appl Phys.* 118(2), 024302 (2015)
- [44] D. Kumar and A. O. Adeyeye. Techniques in micromagnetic simulation and analysis. *Journal of Physics D: Applied Physics* 50, 343001 (2017)
- [45] Marijan Beg, Ryan A. Pepper and Hans Fangohr. User interfaces for computational science: a domain specific language for OOMMF embedded in Python. *AIP Advances* 7, 056025 (2017)
- [46] O.V. Skryabina, S.N. Kozlov, S.V. Egorov, A.A. Klimenko, V.V. Ryazanov, S.V. Bakurskiy, M.Yu. Kupriyanov, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, A.A. Golubov, K.S. Napolskii, I.A. Golovchansky, D. Roditchev and V.S. Stolyarov. Anomalous magneto-resistance of Ni-nanowire / Nb hybrid system. Не опубликовано

- [47] S. N. Kozlov, O. V. Skryabina, S. V. Egorov, I. A. Golovchanskiy, A. A. Klimenko, K. S. Napolskii and V. S. Stolyarov. *Journal of Applied Physics* 125, 063902 (2019)
- [48] R. Ferré, K. Ounadjela, J. M. George, L. Piraux, and S. Dubois. Magnetization processes in nickel and cobalt electrodeposited nanowires. *Phys. Rev. B* 56, 14066 (1997)