

МАГНЕТИЗМ ФЕРРОМАГНИТНО-СВЕРХПРОВОДЯЩИХ НЕОДНОРОДНЫХ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР

*Ю. В. Никитенко, В. Д. Жакетов**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре приведены результаты нейтронных исследований явлений магнетизма в ферромагнитно-сверхпроводящих неоднородных структурах, выполненных авторами на протяжении пятнадцати лет. Наличие в реальных неоднородных слоистых структурах суперпарамагнитных кластеров, ферромагнитных доменов и сверхпроводящих вихрей обуславливает возникновение новых магнитных явлений. Рефлектометрия поляризованных нейтронов, являясь мощным методом исследования пространственного распределения намагниченности на пространственном масштабе от долей нанометров до десятков микрометров, позволяет изучать весь спектр магнитных явлений, реализующихся в ферромагнитно-сверхпроводящих структурах.

The review presents the results of neutron investigations of the magnetism phenomena in ferromagnetic-superconducting inhomogeneous structures obtained by the authors over fifteen years. The presence of superparamagnetic clusters, ferromagnetic domains, and superconducting vortices in real inhomogeneous layered structures determines emergence of new magnetic phenomena. Polarized neutrons reflectometry, being a powerful method for studying the spatial distribution of magnetization on a spatial scale from fractions of nanometers to tens of micrometers, makes it possible to study the entire spectrum of magnetic phenomena that occur in ferromagnetic-superconducting structures.

PACS: 75.60.Ch; 75.70.Kw; 61.05.fj

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие ферромагнетизма и сверхпроводимости впервые было рассмотрено в 1957 г. Гинзбургом [1], который указал на большие трудности в реализации сверхпроводящего ферромагнетика. Позже Андерсон и Сул [2] отмечали, что сосуществование явлений с ферромагнитным и сверхпроводящим параметрами порядка возможно в неоднородных системах. Указывалось, что сами явления ферромагнетизма и сверхпроводимости в неоднородных ферромагнитно-сверхпроводящих (Φ/C) системах модифицируются. В частности, авторами было предсказано образование

* E-mail: zhaketov@nf.jinr.ru

упорядоченной доменной структуры, названной криптоферромагнетизмом (скрытый ферромагнетизм). Систематические теоретические исследования слоистых ферромагнитно-сверхпроводящих систем были начаты в 80-е гг. прошлого столетия [3]. Первые экспериментальные исследования были проведены в конце XX – начале XXI в. Вначале рассматривалось воздействие ферромагнетизма на сверхпроводимость, и в это время пришло понимание того, что обратное влияние сверхпроводимости на магнетизм может быть также значительным. В [4–7] это воздействие было обнаружено. Воздействие сверхпроводимости на магнитное состояние Ф/С-структуры выражалось в уменьшении магнитного момента ферромагнитного слоя. В этой связи авторы работы [5] полагали, что уменьшение магнитного момента связано с образованием криптоферромагнитной структуры. Однако, вероятнее всего, эти наблюдения указывали не на уменьшение обменного взаимодействия (индукции насыщения) в ферромагнитном слое, а на образование неупорядоченной ферромагнитной доменной структуры. В [6, 7] для исследований магнетизма на наномасштабе было использовано отражение поляризованных нейтронов. Следует отметить, что криптоферромагнитную структуру идентифицировать непросто из-за небольшой (нанометровой) величины ее магнитного периода. Одновременно с первыми экспериментальными исследованиями продолжали развиваться теоретические представления. К темам данных теоретических работ относились триплетная сверхпроводимость [8], криптоферромагнетизм [9], обратный эффект близости [10], спонтанная вихревая фаза [11] и другие. Желание увеличить воздействие сверхпроводимости на ферромагнетизм потребовало применения различных методов для уменьшения обменного взаимодействия, в частности применения смесей из ферромагнитных и парамагнитных элементов (разбавленных ферромагнетиков), а также тонких ферромагнитных слоев. Однако в этом случае образуется неоднородная структура, которая оказывается еще и нестабильной. Нейтронная рефлектометрия поляризованных нейтронов позволяет исследовать как однородные, так и неоднородные магнитные структуры на пространственном масштабе от нанометров до микрометров, ее использование для изучения микромагнетизма на границе раздела сред является незаменимым.

Основная цель данного обзора — в создании целостного представления о магнитных явлениях, обусловленных взаимодействием ферромагнитного и сверхпроводящего параметров порядка в слоистых наноструктурах. Обзор основан на результатах, которые были получены методом рефлектометрии поляризованных нейтронов [12–15] исследователями из ЛНФ ОИЯИ в период с 2005 по 2019 гг.

Аттестация структур различными методами показала, что структура слоев является неоднородной. Неоднородный магнитный слой представляет собой ферромагнитную среду, в которую погружены суперпарамагнитные кластеры. Наличие двух отдельных систем (кластеров

и доменной структуры) определило большинство магнитных явлений в структурах.

Ранее уже наблюдался положительный магнитный отклик от сверхпроводящего слоя при охлаждении ниже T_c . В литературе [52, 90] данное явление известно как парамагнитный эффект Мейснера (ПЭМ). Первоначально ПЭМ был обнаружен в ВТСП при охлаждении образца в магнитном поле, и явление объяснялось как доказательство существования сверхтоков в состоянии Мейснера. Однако позже эффект был обнаружен в пленке Nb, что заставило предположить возможность альтернативного объяснения. Данный эффект можно связать с тем, что сверхпроводящий переход является неоднородным. Например, если сначала сверхпроводящими становятся края образца из-за неоднородного охлаждения или если присутствуют кластеры в гетероструктуре. Авторами наблюдался положительный магнитный отклик структуры при $T < T_c$ и отрицательный магнитный отклик при $T > T_c$ (диамагнетизм). Таким образом, данное явление похоже на ПЭМ. Но анализ экспериментальных данных показал, что в ферромагнитно-сверхпроводящей гетероструктуре описанное поведение связано с перемагничиванием магнитного слоя.

Классический эффект Мейснера наблюдался в ферромагнитно-сверхпроводящей периодической структуре $[\text{Nb}(25 \text{ нм})/\text{Gd}(x = 1, 2, 3, 5 \text{ нм})]_{12}$, в которой толщина слоев гадолиния была или меньше, или порядка когерентной длины сверхпроводимости в ферромагнетике. Обнаружено подавление намагниченности слоев гадолиния при сверхпроводящем переходе, обусловленное эффектом Мейснера. Более сложное магнитное упорядочение наблюдалось в периодической структуре $\text{Pd}(1,5 \text{ нм})/\text{V}(39 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})/20 \times [\text{V}(3 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})]$. Обнаружено, что магнитное состояние, неколлинеарное при $T > T_c$, становилось еще более неколлинеарным при переходе толстого слоя ванадия в сверхпроводящее состояние. Данное явление, возможно, связано с установлением триплетной сверхпроводимости [70–72] во всей периодической структуре. Триплетное спаривание, в свою очередь, индуцирует магнитный момент, и соответственно изменяется распределение направлений магнитных моментов слоев.

В трехслойной системе «сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник» изменение магнитного момента обусловлено эффектом близости, при этом магнитный момент структуры может как уменьшаться, так и возрастать. Так, в работе показано полное подавление намагниченности в структуре $\text{Nb}(50 \text{ нм})/^{57}\text{Fe}(3,9 \text{ нм})/40 \times [\text{Si}(3,4 \text{ нм})/\text{Mo}(3,4 \text{ нм})]/\text{Si}$ при температуре ниже сверхпроводящей критической. Сильное уменьшение средней намагниченности связано с изотропизацией направлений моментов доменов или антиферромагнитным упорядочением моментов. Размагничивание границы ферромагнетик–сверхпроводник наблюдалось также в структуре $\text{Pd}(1,5 \text{ нм})/\text{V}(39 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})/20 \times [\text{V}(3 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})]$. Магнитные измерения структуры $\text{Cu}(32 \text{ нм})/\text{V}(40 \text{ нм})/\text{Fe}(1 \text{ нм})/\text{MgO}(001)$

показали, что магнитный момент структуры возрастает на 40 % при переходе слоя V(40 нм) в сверхпроводящее состояние.

При определенных значениях волнового вектора сверхпроводящей пары k_p и толщины ферромагнитного d_f возможно выполнение условия интерференции волны сверхпроводящей пары $k_p d_f = \pi$. Так, осциллирующее поведение критической температуры $T_c(d_f)$ в зависимости от толщины ферромагнитного слоя d_f наблюдалось в различных системах [78–83]. Данное явление известно как возвратность сверхпроводящего состояния в ферромагнитно-сверхпроводящих бислоях и структурах. Авторами наблюдалась возвратность сверхпроводящего состояния, которое определяется значением температуры. В структуре Cu(32 нм)/V(40 нм)/Fe(1 нм)/MgO при уменьшении температуры от сверхпроводящей критической наблюдалась возвратность неоднородного магнитного состояния [77]. Возникновение диффузного рассеяния при $T = 2$ и 5 К было связано со статически или динамически неоднородным магнитным состоянием ферромагнитного слоя. Также явление температурной возвратности наблюдалось в структурах Nb(70 нм)/Cu_xNi_{1-x}(4 нм)/Si, $x = 0,21, 0,35$ [25].

Различное магнитное поведение систем кластеров и доменов наблюдалось для систем Nb(70 нм)/Cu_xNi_{1-x}(4 нм)/Si, $x = 0,21, 0,35$ [25] и Ta(20 нм)/V(150 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/V(1,2 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/Nb(150 нм)/Si. Так, для структуры Nb(70 нм)/Cu_xNi_{1-x}(4 нм)/Si при $T = 4$ К магнитная индукция доменной структуры и магнитный момент системы кластеров устанавливались равными нулю. В структуре Ta(20 нм)/V(150 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/V(1,2 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/Nb(150 нм)/Si обнаружено, что при уменьшении температуры ниже сверхпроводящей критической намагниченность окружающей кластеры среды возрастала, а полная намагниченность магнитного слоя уменьшалась, при этом противоположно направленные намагниченности доменов и кластеров компенсировали друг друга. Данное сверхпроводящее неоднородное магнитное состояние структуры из кластеров и доменов классифицировано как компенсационный криптомагнетизм. Для данной неоднородной системы обнаружено также динамическое поведение магнитных моментов кластеров и доменов, а именно, релаксация магнитного состояния.

В ходе столь продолжительного периода работы развиты и использованы новые экспериментальные методы, которые описаны в разделе «Рефлектометрия поляризованных нейтронов». В результате наблюден ряд новых явлений, описанных в разделе «Исследования Ф/С-структур», — это реверс магнитного момента при сверхпроводящем переходе, размагничивание области в окрестности границы раздела «ферромагнетик–сверхпроводник», трансформация магнитного состояния периодической ферромагнитно-сверхпроводящей структуры, подавление магнитного момента ферромагнитного слоя, температурная возвратность неоднородного магнитного состояния, коррелированное поведение магнитных

систем на пространственном масштабе от ангстрем до микрометров, образование компенсированного скрытого магнитного состояния, подавление общего магнитного момента путем взаимной компенсации магнитных моментов кластеров и доменов, изменение взаимодействия доменной структуры с системой кластеров при двухстадийном формировании доменной структуры [16–29].

1. РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Рассмотрим экспериментальные возможности рефлектометрии поляризованных нейтронов в исследованиях ферромагнитно-сверхпроводящих структур.

1.1. Стандартная рефлектометрия нейтронов. В стандартной рефлектометрии нейтронов используется режим бегущей в среду нейтронной волны (БВ). Режим БВ характеризуется экспоненциальным падением плотности нейтронов. Для сред со средними значениями сечения поглощения тепловых нейтронов ($\lambda = 1,8 \text{ \AA}$) атомными ядрами и средой, составляющего порядка 1 б, характерное значение L достаточно велико и равно 10 см. На рис. 1 представлена стандартная схема измерений отражения нейтронов от слоистой структуры. Нейтронный пучок (обозначен « n ») падает под углом скольжения θ_i на образец. Нейтроны зеркально отражаются под углом скольжения $\theta_f = \theta_i$ и рассеиваются с передачей волнового вектора в плоскости ZX (незеркальное отражение) и плоскости XY — рассеяние на неупорядоченных (малоугловое рассеяние) или упорядоченных (дифракция на решетке) в пространстве рассеивателях. Прохождение нейтронов через структуру описывается комплексным

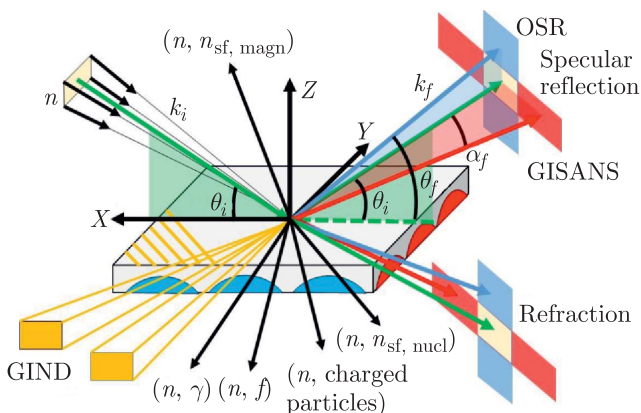


Рис. 1. Геометрия отражения и рассеяния нейтронов при скользких углах падения

потенциалом взаимодействия $U(z)$ [30], который равен сумме ядерного $U_n(z)$ и магнитного $U_m(z)$ потенциалов

$$U(z) = U_n(z) + U_m(z), \quad (1)$$

где $U_n(z) = V_n(z) - iW_n(z)$, $U_m(z) = \mu B(z)$, $V_n = (2\pi\hbar^2)b_R N/m = k_w^2 \hbar^2/2m$, $W_n = (\hbar^2 k/2m)N\sigma = (2\pi\hbar^2)b_I N/m = k_w^2 \hbar^2/2m$, b_R , b_I — реальная и мнимая длины рассеяния; $\sigma(k)$ — сечение поглощения и рассеяния нейтронов; m — масса нейтрона; N — плотность атомов.

На используемом для экспериментальных исследований спектрометре поляризованных нейтронов РЕМУР реактора ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна) доступны интервал длин волн нейтронов $\lambda = 1-15 \text{ \AA}$ и диапазон переданного волнового вектора в направлении перпендикулярно плоскости структуры $Q_Z \approx 10^{-3}-1 \text{ \AA}^{-1}$. При этом исследованиям доступны структуры с толщиной слоев 0,6–600 нм и корреляционными длинами неоднородного состояния в плоскости структуры 1–100 нм в направлении по оси Y (перпендикулярно пучку нейтронов) и 0,1–100 мкм в направлении по оси X .

1.2. Рефлектометрия нейтронов в режимах стоячих и усиленных стоячих волн. Перед границами раздела в слоистой структуре формируются стоячие нейтронные волны (СВ). Плотность нейтронов в режиме СВ имеет периодическую пространственную зависимость $n_{st}(z, k_z) = n_0 [((1 + |r_r|)^2 + 4|r_r|) \sin^2(k_z z + \varphi_r/2)]$ [15], где r_r , φ_r — амплитуда и фаза отражения от области за границей раздела, k_z — нормальная к границе раздела компонента волнового вектора, z — координата, отсчитываемая от границы раздела. В режиме СВ по значениям волнового вектора, при которых наблюдаются минимумы коэффициента отражения нейтронов (максимум потока нейтронов), определяется пространственное положение слоя, вызывающего поглощение, рассеяние или переворот спина поляризованных нейтронов.

На рис. 2 для примера приведены зависимости спиновых коэффициентов отражения для структуры Cu(10 нм)/Ti(50 нм)/Fe(12 нм)/Ti(150 нм)/Cu(100 нм)/стекло(5 мм). Для коэффициента отражения без переворота спина $R(++)$ наблюдаются минимумы, а для коэффициентов с переворотом спина $R(+)$ и $R(-)$, соответственно, максимумы при резонансных значениях длины волны нейтронов, обусловленные увеличением вероятности переворота спина нейтронов при прохождении слоя железа.

Стоячие нейтронные волны могут быть усилены для определенных значений волнового вектора в отдельном слое структуры. В этом случае плотность нейтронов есть $n_{est} = |t_a|^2 n_{st}(z, k_z) / [(1 - |r_1 r_2|)^2 + 4|r_1 r_2| \sin^2(k_z L + (\varphi_1 + \varphi_2)/2)]$ [15], где индексы «1» и «2» отмечают первую и вторую границы раздела. Плотность нейтронов возрастает при резонансных значениях волнового вектора k_{res} , удовлетворяющих соотношению $k_{res} L + (\varphi_1 + \varphi_2)/2 = n\pi$, $n = 0, 1, \dots$ На рис. 3 приведена

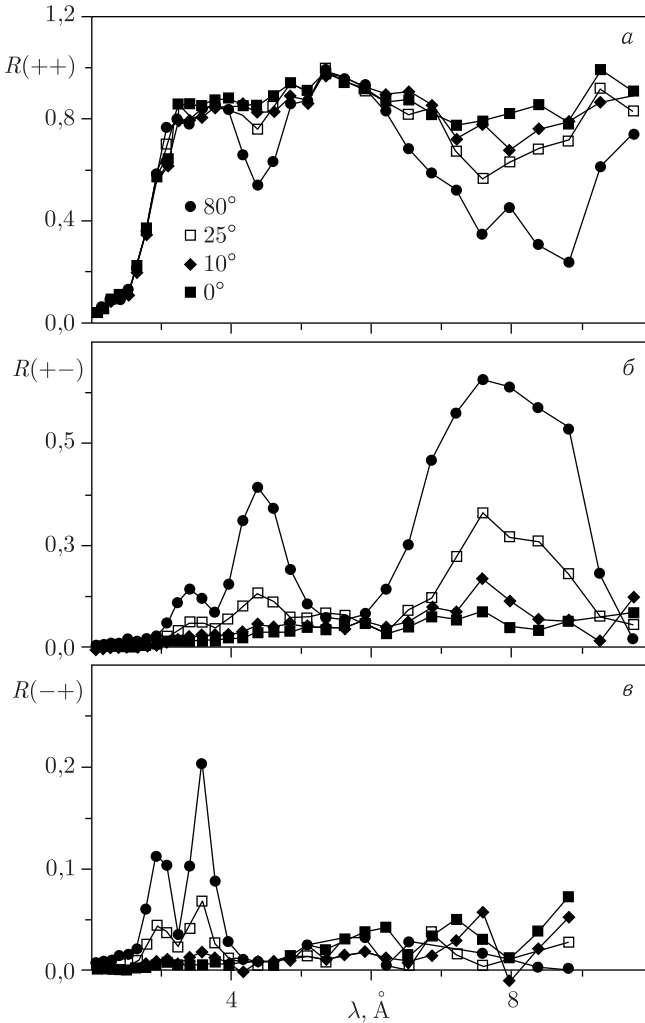


Рис. 2. Длинноволновая зависимость коэффициента отражения нейтронов от структуры $\text{Cu}(10 \text{ нм})/\text{Ti}(50 \text{ нм})/\text{Fe}(12 \text{ нм})/\text{Ti}(150 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}(5 \text{ мм})$ при значении внешнего магнитного поля $4,5 \text{ кЭ}$, направленного под углами $\beta = 0, 10, 25$ и 80° к плоскости образца: а) $R(++)$, б) $R(+ -)$ и в) $R(- +)$. Различным значениям β соответствуют определенные символы, как указано слева внизу на рис. а

зависимость коэффициента отражения $R(\lambda/\theta = 2\pi/k)$ для структуры $\text{Cu}(30 \text{ нм})/\text{Ti}(150 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}$ [15], в которой плотность нейтронов возрастает в слое $\text{Ti}(150 \text{ нм})$.

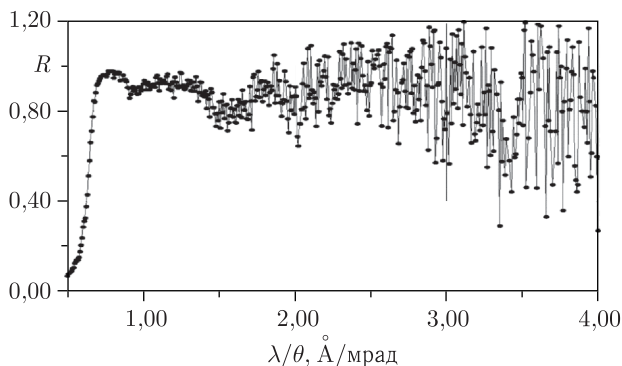


Рис. 3. Зависимость $R(\lambda/\theta = 2\pi/k)$ для структуры Cu(30 нм)/Ti(150 нм)/Cu(100 нм)/стекло [18]

На графике наблюдаются минимумы при значениях $\lambda/\theta = 0,9, 1,55, 3,4$ Å/мрад, связанные с поглощением нейтронов в слое титана при резонансных значениях волнового вектора первого, второго и третьего порядков. Из значения сечения захвата нейтронов в слое титана следует, что поток нейтронов в резонансе при $\lambda/\theta = 3,4$ Å/мрад по сравнению с потоком вне резонансов возрос в 60 раз. Само увеличение потока (усиление) ограничено поглощением нейтронов. Для структуры Ве/Vi/Ве из слабо поглощающих элементов усиление составляет $4 \cdot 10^4$ [31]. В случае магнитной структуры усиление интенсивности отражения с переворотом спина при небольших значениях магнитной индукции квадратично по отношению к усилению интенсивности нейтронов без переворота спина и может достигать 10^9 [32, 33]. При обычном разрешении спектрометра по волновому вектору нейтронов $\delta k_z/k_z \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ усиление находится в пределах 100–1000. Для магнитной структуры минимально измеримое значение магнитной индукции в слое толщиной 1 нм, вызывающее интенсивность отражения нейтронов с переворотом спина на уровне 10^{-3} , составляет 10 Гс.

1.3. Рассеяние в нейтронной рефлектометрии. Рассеянный в плоскости ZX пучок нейтронов (см. рис.1) под углом θ_f (незеркальное рассеяние нейтронов, OSR) обусловлен передачей волнового вектора Q_x , а в плоскости XY с углом скольжения α_f (малоугловое (GISANS) или дифракционное (GIND) рассеяние в скользящей геометрии) — передачей волнового вектора Q_y . На спектрометре РЕМУР, расположенном на реакторе ИБР-2, регистрация рассеянных нейтронов дает информацию о шероховатостях границ раздела и неоднородностях в объеме с корреляционной длиной 0,1–100 мкм в направлении оси X и корреляционной длиной 1–100 нм в направлении оси Y . Таким образом, благодаря асимметрии индикатрисы рассеяния в скользящей геометрии, перекрывается пять порядков линейного размера рассеивающей структуры (корреляци-

онная длина и (или) межплоскостное расстояние решетки). О наличии рассеяния можно судить не только по эффекту прямой регистрации рассеянных нейтронов, но также по изменению интенсивности когерентного распространения нейтронов (отражение и пропускание нейтронов через структуру), что описывается мнимой частью комплексного потенциала взаимодействия (формула (1)). Для описания рассеяния вводится коэффициент рассеяния нейтронов, определяемый как $S = J_{sc}/J_0$, где J_{sc} — интенсивность рассеянных нейтронов, J_0 — интенсивность падающих на структуру нейтронов

$$S = 1 - R - T - M, \quad (2)$$

где R — коэффициент отражения нейтронов от структуры; M — коэффициент поглощения нейтронов в структуре; T — коэффициент пропускания нейтронов через структуру.

Амплитуда упругого рассеяния нейтронов в общем случае является суммой ядерной и магнитной амплитуд [34]. В случае ферромагнитных доменов в однородной ядерной среде рассеяние определяется только магнитной амплитудой и поляризация рассеянных нейтронов равна нулю. В случае неоднородной среды с ядерно-магнитными кластерами интерференция ядерного и магнитного рассеяний приводит к тому, что поляризация рассеянных нейтронов не равна нулю. Таким образом, по значению поляризации рассеянных нейтронов можно определить, состоит среда из ферромагнитных доменов или из кластеров.

На рис. 4 показаны для примера картины рассеяния поляризованных нейтронов на системе кластеров в магнитном слое $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$ (1 нм) структуры $\text{Ta}/\text{V}/\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}/\text{V}/\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}/\text{Nb}/\text{Si}$ [23]. Наблюдаются первый, третий и пятый порядки рассеяния, соответствующие межплоскостному расстоянию 6,9 нм. Вблизи рефлексов видны спутники, соответствующие структурам с межплоскостным расстоянием 20, 30 и 50 нм.

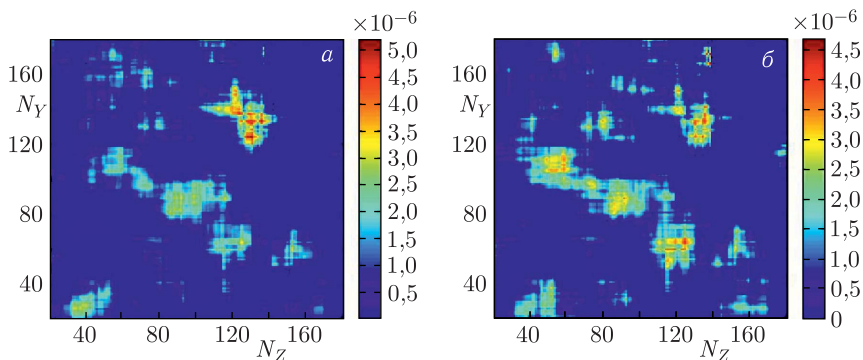


Рис. 4. *а, б*) Интенсивность рассеяния нейтронов при $\lambda = 3,8 \text{ \AA}$ от структуры $\text{Ta}/\text{V}/\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}/\text{V}/\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}/\text{Nb}/\text{Si}$ на плоскости $[N_Y, N_Z]$ для $P_0 = +1$ (*а*) и -1 (*б*), где N_Y и N_Z — номер канала по осям Y и Z соответственно

1.4. Рефлектометрия нейтронов с регистрацией вторичного излучения [35–37]. Для нейтронов основными взаимодействиями являются поглощение и рассеяние нейтронов атомными ядрами и атомами. Распад ядер после захвата нейтронов сопровождается испусканием излучения в виде гамма-квантов, заряженных частиц и осколков ядер (см. рис. 1). Тип, интенсивность и энергия излучения различны для изотопов элементов и характеризуют их. В реальных слоистых структурах граница раздела является относительно протяженной (1–10 нм). В этой связи в окрестности границы раздела потенциал взаимодействия определяется суммой потенциалов взаимодействия нейтронов с контактирующими элементами. Чтобы найти пространственное распределение определенного элемента, нужно регистрировать как первичное (нейтроны), так и вторичное (из ядер) излучения. Первичное излучение — это отраженные и прошедшие структуру нейтроны. Интенсивность вторичного излучения определяется поглощением нейтронов. Парциальный коэффициент поглощения нейтронов может быть определен непосредственно, если известно пространственное распределение конкретного изотопа $N_k(\underline{z})$:

$$\begin{aligned} M_{km}(k_z, E_{\text{sec}}) &= J_{km}(k_z)/J_0(k_z) = \\ &= \int J(k_z, z)N_k(\underline{z})\sigma_{km}(k_z, E_{\text{sec}}) dz/J_0(k_z) = \\ &= \int |\psi(k_z, z)/\psi_0|^2(k_w^2(z)/k_z), \quad (3) \end{aligned}$$

где $J_{km}(k_z)$ — поглощаемый поток нейтронов; $J_0(k_z)$ — падающий на структуру поток нейтронов, индекс « k » определяет тип изотопа, индекс « m » — тип вторичного излучения; E_{sec} — энергия вторичного излучения. На рис. 5 для структуры ${}^6\text{LiF}(20 \text{ нм})/\text{Ti}(200 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}$ приведены зависимости коэффициента отражения нейтронов и коэффициента образования заряженных частиц после захвата нейтронов ядрами ${}^6\text{Li}$ [38]. Видно, что максимумы интенсивности заряженных частиц соответствуют минимумам коэффициента отражения нейтронов.

В случае магнитной среды и поляризованных нейтронов вероятность переворота спина имеет ту же зависимость от пространственного распределения магнитного элемента, что и вероятность захвата нейтронов от пространственного распределения изотопа. Для парциального коэффициента поглощения нейтронов в «+» или «-» спиновом состоянии $M_{km}^{+(-)}$ (k_z, E_{sec}) имеем

$$\begin{aligned} M_{km}^{+(-)}(k_z, E_{\text{sec}}) &= J_{km}^{+(-)}(k_z)/J_0(k_z) = \\ &= \int [J^{+(-)}(k_z, z) + J^{+(-)}(k_z, z)]N_k(z)\sigma_{km}(k_z, E_{\text{sec}}) dz/J_0(k_z), \quad (4) \end{aligned}$$

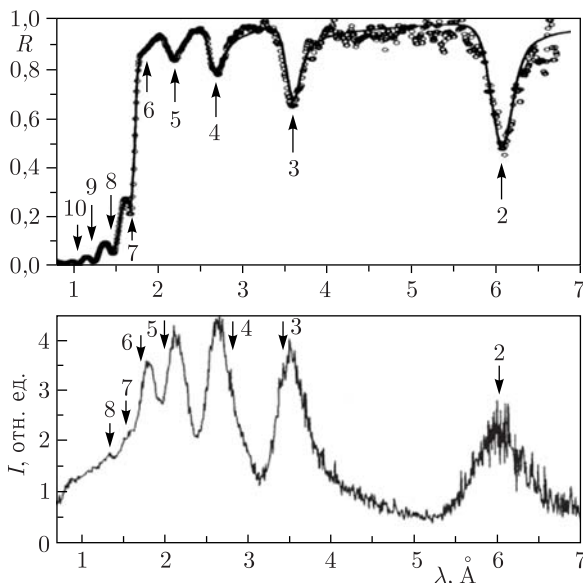


Рис. 5. Длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов (вверху) от структуры ${}^6\text{LiF}(20 \text{ нм})/\text{Ti}(200 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}$ и выхода заряженных частиц (внизу), вызванных захватом нейтронов ядрами изотопа ${}^6\text{Li}$

где $J_{km}^{+(-)}(k_z)$ — плотность потока поглощенных нейтронов в состоянии « $+(-)$ »; $J^{++(-)}(k_z, z)$ — плотность потока нейтронов, не изменивших спиновое состояние « $+(-)$ »; $J^{+-(-+)}$ — плотность потока нейтронов, изменивших начальное спиновое состояние; $v_z = v \sin \theta$, $k_z = k \sin \theta$, v — скорость нейтрона; θ — угол скольжения нейтрона.

В выражение (4) входит плотность отдельного элемента $N_k(z)$ и определяемые всей магнитной структурой результирующие поток нейтронов в начальном состоянии $J^{++(-)}$ и поток $J^{+-(-+)}$, возникший в результате переворота спина нейтронов. На рис. 6 и 7 приведены зависимости интенсивности вторичного излучения для различных расстояний относительно отражающего слоя поглощающего нейтроны слоя ${}^6\text{LiF}(5 \text{ нм})$ (см. рис. 6) и спин-флиппирующего слоя $\text{CoFe}(4 \text{ нм})$ (см. рис. 7). Видно, что позиция слоев (расстояние до отражателя) определяет значение волнового вектора нейтрона и может быть определена по значению последнего.

На рис. 8 приведены зависимости интенсивности вторичного излучения в режиме усиленных стоячих волн. В этом случае позиция поглощающего слоя находится по величине интенсивности, которая определяется и пространственным распределением стоячей волны, и проявлением резонанса в слое структуры.

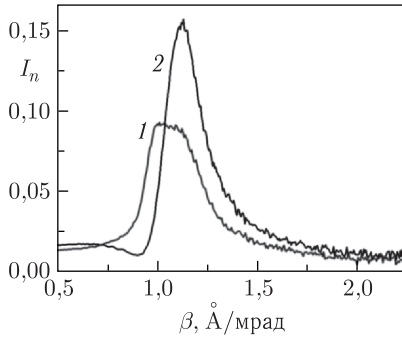


Рис. 6. Экспериментальная нормированная интенсивность заряженных частиц для структур V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(5 нм)/стекло (1) и V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(15 нм)/стекло (2)

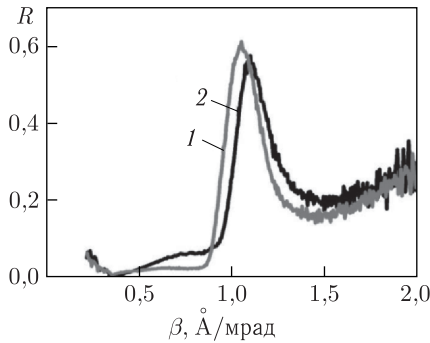


Рис. 7. Коэффициент отражения нейтронов от структур V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(5 нм)/стекло (1) и V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(15 нм)/стекло (2) в состоянии спин-флипперов (вкл.-выкл.) при угле скольжения 3,1 град

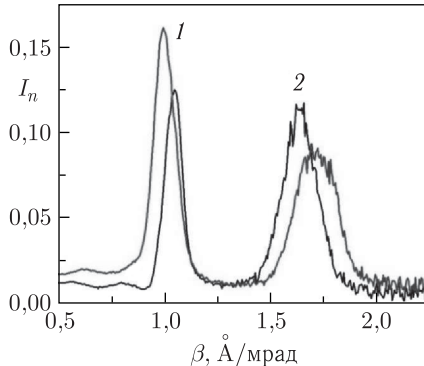


Рис. 8. Экспериментальная нормированная интенсивность заряженных частиц для структур Cu(10 нм)/V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(5 нм)/стекло (1) и Cu(10 нм)/V(20 нм)/CoFe(4 нм)/⁶LiF(5 нм)/V(15 нм)/стекло (2)

1.5. Рефлектометрия в реальном времени [24]. По характеру протекания процесса изменения намагниченности слоистой ферромагнитно-сверхпроводящей структуры с течением времени можно идентифицировать тип объекта, ответственного за процесс. Это кластеры, ферромагнитные домены или сверхпроводящие вихри. Рефлектометрия нейтронов из-за малого телесного угла видимости источника нейтронов ($\sim 10^{-5}$ ср) и малого сечения пучка нейтронов на исследуемом образце ($\sim 0,1$ см²) не является светосильным методом измерений. Тем не менее на спектрометре РЕМУР доступны измерения нестационарных процессов в миллигерцевом частотном диапазоне. Такой диапазон частот как раз характерен для процессов релаксации намагниченности доменных структур и кластеров в ферромагнитном слое и для процесса депиннинга вихрей в сверхпроводниках.

На рис. 9 приведена зависимость коэффициента рассеяния нейтронов для структуры Ta(20 нм)/V(150 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/V(1,2 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/Nb(150 нм)/Si при различных значениях магнитного поля после изменения температуры от 10 до 3 К. Видно, что при значениях поля до 4 кЭ рассеяние растет и при наименьшем поле $H = 17$ Э имеет двухступенчатый характер. Рост рассеяния связан с увеличением плотности доменных стенок. Вторая стадия процесса, возможно, связана с формированием когерентной криптомагнитной доменной структуры [2]. При больших значениях поля (4–8 кЭ) характер зависимостей существенно другой. В этом случае вначале наблюдается уменьшение рассеяния, обусловленного возникновением депиннинга вихрей в сверхпроводящем слое. Начиная с некоторого момента времени, совпадающего с моментом возникновения второй стадии роста плотности доменных стенок при $H = 17$ Э, возникает рост рассеяния нейтронов в ферромагнитном слое.

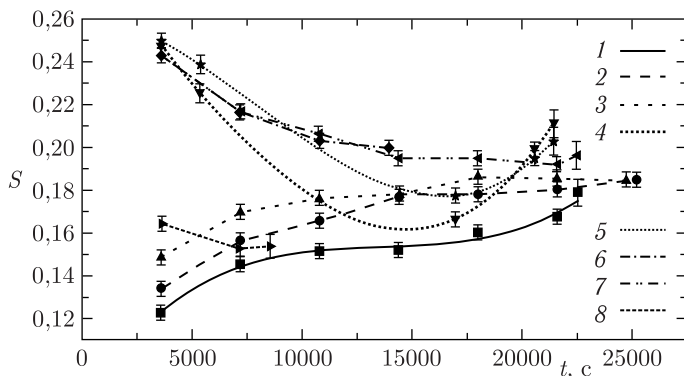


Рис. 9. Зависимость $S(t)$ на структуре Ta(20 нм)/V(150 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/V(1,2 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/Nb(150 нм)/Si при $T = 3$ К и $\lambda = 1,8$ Å: $P_0 = +1$ и $H = 17$ Э (1), 1 (2), 2 (3), 4 (4), 6 (6), 7 (7) и 8 кЭ (8); $P_0 = -1$ и $H = 4$ кЭ (5)

2. ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНО-СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУР

Нейтронные исследования были направлены на выявление изменений магнитного момента структуры, связанных с действием сверхпроводимости. Были исследованы Ф/С-структуры с бислоями Fe/V, FeV/V, CuNi/Nb и Gd/Nb. Здесь Fe, FeV, CuNi и Gd — ферромагнетики, V и Nb — сверхпроводники. Структуры были изготовлены методом магнетронного распыления.

На рис. 10 для примера приведены пространственные зависимости относительной концентрации элементов в структуре $\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$ (4 нм)/Nb(70 нм) с разбавленным ферромагнетиком $\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$. Из-за шероховатостей границ раздела и взаимного проникновения элементов ширины распределений никеля и меди составили 6,5 нм по сравнению с номинальным значением 4 нм. Даже в центре распределения элементов ферромагнитного слоя содержание ниобия и кремния значительно и в сумме составляет 30%. Видно, что существует значительное взаимное проникновение элементов. Профили меди и никеля не симметричны друг относительно друга, при этом профиль меди смещен к слою ниобия относительно профиля никеля. В результате на границах магнитного слоя образовались слой смеси ниобия с медью и слой смеси никеля с кремнием. Таким образом, границы раздела слоев являются достаточно протяженными (10–15 нм) и сравнимыми по толщине с значениями ферромагнитных и сверхпроводящих корреляционных длин (единицы нанометров). В этой связи следует ожидать, что по сравнению с резкой границей раздела должно существенно измениться проявление свойств близости контактирующих слоев F и S.

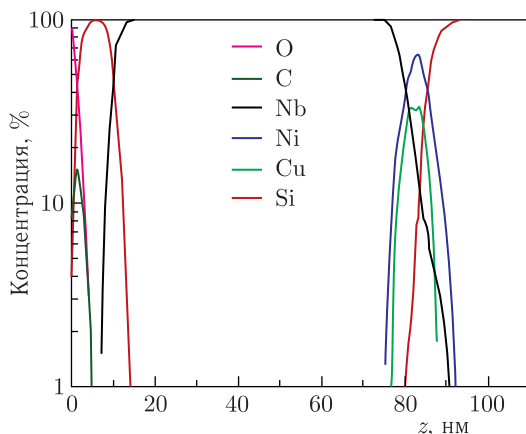


Рис. 10 (цветной в электронной версии). Пространственный профиль элементов слоистой структуры $\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$ (6,5 нм)/Nb(70 нм)

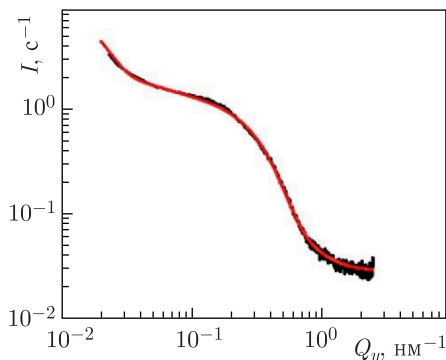


Рис. 11 (цветной в электронной версии). Экспериментальная (черный цвет) и расчетная (красный цвет) зависимости интенсивности рассеяния синхротронного излучения для структуры Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 нм) при угле скольжения, большем его критического значения и равном $\theta = 10$ мрад. Значения параметров, полученные в результате подгонки экспериментальных данных: $G_1 = 10$, $R_1 = 100$, $B_1 = 0,03$, $P_1 = 1$, $G_2 = 0,8$, $R_2 = 5,7$, $B_2 = 0$, $P_2 = 0$, $G_3 = 0,3$, $R_3 = 4$, $B_3 = 0,015$, $P_3 = 0$, $C = 0,028$

Скорость нанесения элементов при магнетронном распылении превышает скорость установления их равновесного распределения. Это, по-видимому, приводит к неоднородной структуре слоев. Как будет показано ниже, неоднородный магнитный слой представляет собой ферромагнитную среду, в которую погружены суперпарамагнитные кластеры.

Важными характеристиками системы кластеров являются размер кластеров, магнитный момент кластеров и степень их упорядоченного расположения. Для определения значений параметров использовались магнитные измерения, синхротронные и нейтронные исследования. На рис. 11 показана характерная зависимость интенсивности малоуглового рассеяния в скользящей геометрии (плоскость XU на рис. 1) для структуры Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 нм).

Структуры типа Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(h) описываются зависимостью интенсивности малоуглового рассеяния $J(Q_y)$ (6) с тремя размерными параметрами R_1 , R_2 и R_3 [39–41]

$$\begin{aligned}
 J(Q_y) = & \\
 = & G_1 \exp(-R_1^2 Q_y^2 / 3) + B_1 (Q_y / \operatorname{erf}(Q_y R_1 / 6^{1/2}))^3)^{-P_1} \exp(-R_2^2 Q_y^2 / 3) + \\
 + & G_2 \exp(-R_2^2 Q_y^2 / 3) + B_2 (Q_y / \operatorname{erf}(Q_y R_2 / 6^{1/2}))^3)^{-P_2} \exp(-R_3^2 Q_y^2 / 3) + \\
 + & G_3 \exp(-R_3^2 Q_y^2 / 3) B_3 (Q_y / \operatorname{erf}(Q_y R_3 / 6^{1/2}))^3)^{-P_2}. \quad (5)
 \end{aligned}$$

В табл. 1 приведены значения параметров, полученные в результате подгонки расчетных данных к экспериментальным. Элементарные кластеры имеют размер $R_3 \approx 4$ нм. Структуры размером R_2 состоят

Таблица 1. Параметры структур из данных рассеяния синхротронного излучения спустя время t_L после изготовления: $t = 22$ мес для V/FeV/V/FeV/Nb, $t_L = 3$ мес для Ni_{0,65}Cu_{0,35}, $t_L = 5$ мес для Ni_{0,81}Cu_{0,19}

Параметр	V/FeV/V/ FeV/Nb	Nb/ Ni _{0,65} Cu _{0,35} (4)	Nb/ Ni _{0,81} Cu _{0,19} (4)	Nb/ Ni _{0,81} Cu _{0,19} (3)	Nb/ Ni _{0,81} Cu _{0,19} (2)
R_1	—	—	65	65	100
R_2	11	9	5	5,3	5,7
R_3	4,7	3,3	3	4	4
P_1	—	—	1,3	—	1
P_2	1	1,3	4	—	—
P_3	3	2,9	3	3	3

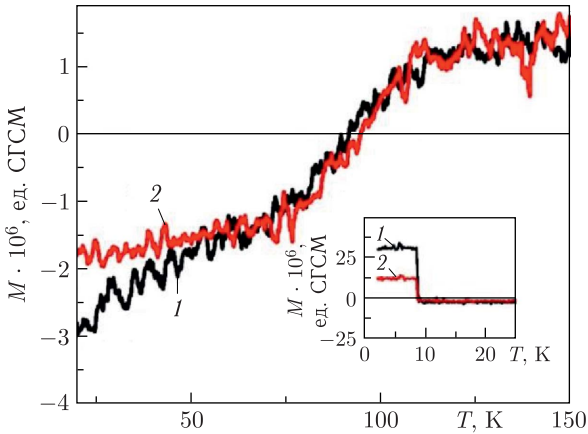


Рис. 12. Зависимость магнитного момента структуры Nb/Ni_{0,65}Cu_{0,35}(4 нм) от температуры в режимах охлаждения ZFC (1) и FC (2) для $H = 20$ Э при $t_L = 7$ мес

из 2–5 кластеров. R_1 для структур Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 и 4 нм) является линейным размером фрактала, а для Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(3 нм) — линейным размером структуры неупорядоченно расположенных кластеров.

На рис. 12 показана зависимость магнитного момента в режимах ZFC и FC для структуры Nb/Ni_{0,65}Cu_{0,35}(4 нм). Точка слияния двух кривых является температурой блокировки кластеров T_b . В случае отсутствия взаимодействия кластеров температура блокировки не зависит от приложенного магнитного поля и определяется как $T_b(0) = kV/25k_B$, где k — константа кристаллической анизотропии, k_B — константа Больцмана, V — объем кластера [42]. Такое состояние известно как суперпарамагнитное [42]. В случае высоких концентраций магнитные наночастицы — кластеры взаимодействуют и T_b становится зависимой от магнитного поля. В литературе такое состояние по аналогии со спиновым стек-

лом называется суперспиновым стеклом. Возникающее в этом случае состояние характеризуется долговременной релаксацией. Так, например, в [43–45] исследовались многослойные гетероструктуры $[\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3]_{10}$, в которых слои CoFe содержали наноразмерные кластеры. Было обнаружено спин-стеклоподобное поведение системы с характерными временами релаксации 10^6 с.

По значениям $T_b(H)$ при двух значениях магнитного поля H_1 и H_2 и значению объема кластера определяется намагниченность кластера J_{cl} [46–48]

$$T_b(H) = T_b(0)(1 - H/H_c)^2, \quad (6)$$

где $H_c = 2k/J_{cl}$, $k = H_c J_{cl}/2$, J_{cl} — намагниченность насыщения кластера. Для H_c имеем

$$H_c = (H_1 - \eta H_2)(1 - \eta), \quad (7)$$

где $\eta = (T_b(H_1)/T_b(H_2))^{1/2}$. Далее, для намагниченности получим

$$J_{cl} = 2k/H_c = 50k_B T_b(0)/(V H_c). \quad (8)$$

Используя значение диаметра кластера 9,4 нм, полученное из синхротронных измерений, и магнитометрические данные, получим $H_c = 0,9$ кЭ, $T_b(0) = 183,5$ и $J_{cl} = (2,35 \pm 0,2)$ кГс, что в пределах ошибок измерения соответствует значению $(2,25 \pm 0,1)$ кГс для слоя $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$ толщиной 2 нм, определенному из магнитных измерений.

В табл. 2 приведены значения намагниченности кластеров J_{cl} для исследованных структур. В таблице приведены также значения намагниченности насыщения J_{lay} для слоя расчетной толщины, рассчитанные исходя из значений магнитного момента в магнитном поле насыщения при $T \geq T_c$. Отметим, что для раствора $\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$ намагниченность насыщения равна $J_{sat} = 2$ кГс, а для раствора $\text{Ni}_{0,81}\text{Cu}_{0,19}$ — 3,75 кГс [44]. Выполняется соотношение $J_{cl} \geq J_{lay}$ для трех структур, за исключением структур Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 нм) и V/FeV/V/FeV/Nb. Однако надо иметь

Таблица 2. Диаметр d_{cl} и намагниченность J_{cl} кластеров, намагниченность магнитного слоя J_{lay}

Структура	d_{cl} , нм	J_{cl} , кГс	J_{lay} , кГс
Nb/Ni _{0,65} Cu _{0,35} (4) $t_L = 1$ мес	6,6	$3,5 \pm 1,0$	$0,75 \pm 0,1$
Nb/Ni _{0,81} Cu _{0,19} (2) $t_L = 4$ мес	6	$1,4 \pm 0,5$	$1,6 \pm 0,2$
Nb/Ni _{0,81} Cu _{0,19} (3) $t_L = 4$ мес	8	$4,9 \pm 1,5$	$2,2 \pm 0,2$
Nb/Ni _{0,81} Cu _{0,19} (4) $t_L = 4$ мес	8	$10,5 \pm 4,0$	$3,0 \pm 0,3$
V/FeV/V/FeV/Nb $t_L = 33$ мес	9,4	$2,35 \pm 0,2$	$2,25 \pm 0,2$

в виду, что измерение со структурой V/FeV/V/FeV/Nb выполнено спустя 33 мес после ее изготовления, а со структурой Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 нм) — спустя 4 мес и магнитный слой для этой структуры наиболее тонкий. В то же время для структуры Nb/Ni_{0,65}Cu_{0,35} (4), для которой J_{cl}/J_{lay} максимально и равно 4,7, измерение проведено спустя наиболее короткий отрезок времени после изготовления, равный 1 мес. Объяснение здесь состоит в том, что с течением времени кластеры деградируют, магнитный слой становится все более однородным и его магнитный момент увеличивается [23, 26].

Для структуры V/FeV/V/FeV/Nb также наблюдается взаимодействие кластеров с доменной структурой. На рис. 13, а приведен результат измерения зависимости коэффициента рассеяния нейтронов $S(t)$ при 10 К после установления магнитного поля 1 кЭ. Видно, что наблюдаются когерентные затухающие колебания намагниченности системы кластеров в структуре с частотой 0,13 мГц. При этом среднее значение коэффициента рассеяния нейтронов, соответствующее их нулевой поляризации, достигает насыщенного значения 8% при $t = 15000$ с. На рис. 13, б приведен результат измерения в магнитном поле 1 кЭ после изменения

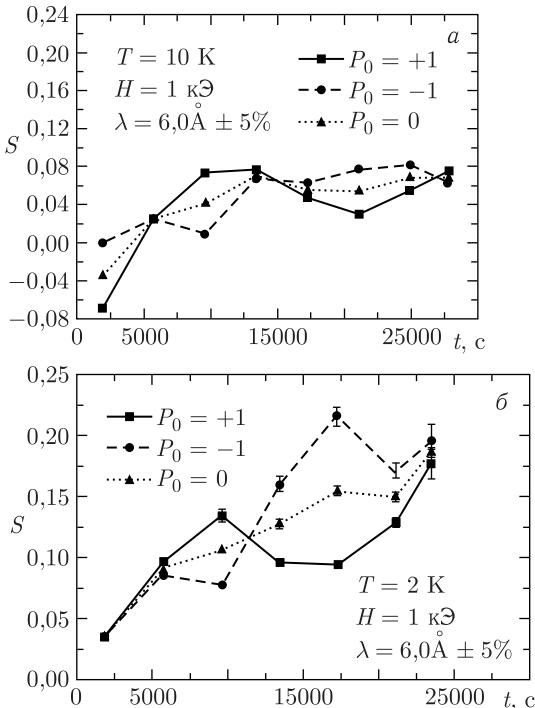


Рис. 13. Зависимость $S(t)$ для $H = 1$ кЭ и $P_0 = -1, 0, +1$ при 10 К (а) и 2 К (б)

температуры с 10 до 2 К. Здесь также наблюдаются колебания с немного большей частотой, чем в предыдущем случае. Причем размах колебаний со временем возрастает, возрастает также среднее значение коэффициента рассеяния. Такое поведение зависимостей и их среднего значения является результатом ослабления взаимодействия доменов с кластерами. Наблюдаемое двухступенчатое увеличение среднего значения интенсивности рассеяния нейтронов указывает на образование вначале доменов одного размера, а затем на втором этапе — более мелких доменов. В результате уменьшения размера доменов уменьшается создаваемое ими рассеянное магнитное поле, что приводит к уменьшению взаимодействия доменной структуры с кластерами. В результате уменьшения взаимодействия кластеров с доменной структурой размах колебаний моментов кластеров возрастает. Очевидно, что при больших временах колебания моментов кластеров должны затухнуть. Таким образом, сверхпроводимость, трансформируя доменную структуру, через электромагнитное взаимодействие доменов с кластерами воздействует на моменты кластеров.

Кластеры в структуре V/FeV/V/FeV/Nb в отличие от структур типа Nb/NiCu пространственно упорядочены и образуют решетку (см. рис. 4). Деградация кластеров с течением времени приводит к изменению сверхпроводящих свойств структур. Рассмотрим экспериментальные данные низкотемпературных резистивных измерений для структур Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19} [26]. На рис. 14, а приведены температурные зависимости сопротивления структуры Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19} (4 нм) в отсутствие внешнего магнитного поля ($H = 0$) при различном времени с момента изготовления структуры. Видно, что с течением времени существенно изменяется критическая температура T_c . Если для свежеприготовленной структуры T_c составляла 8,4 К, спустя две недели она составила 8,2 К, после месяца уже 7,5 К, а спустя два месяца только 6,85 К. Изменение критической температуры за два месяца составило 18,5%. Кроме изменения T_c изменялось также сопротивление при температуре как выше, так и ниже T_c , при этом отношение $\rho = R(T > T_c)/R(T < T_c)$ в течение двух месяцев изменилось от значения 10^4 до 10^1 . Поскольку скорость изменения T_c и ρ выше скорости изменения пространственных профилей структуры в глубину (см. рис. 8), можно утверждать, что изменение T_c и ρ обусловлено изменением неоднородной магнитной структуры в плоскости слоев. При этом более высокое значение критической температуры сразу после изготовления структуры, по-видимому, связано с реализацией сверхпроводимости в пространстве между кластерами.

На рис. 14, б приведены температурные зависимости сопротивления в магнитном поле $H = 100$ Э. Как следует из сравнения T_c при $H = 0$ и $H = 100$ Э, подмагниченный магнитным полем ферромагнитный слой уменьшает T_c структуры на 0,65 К по сравнению с размагниченным. Магнитное поле, так же как и время, уменьшает T_c . С течением времени, как показано ранее, образуется фракция чистого никеля, намагниченность насыщения которого выше намагниченности раствора никеля с медью.

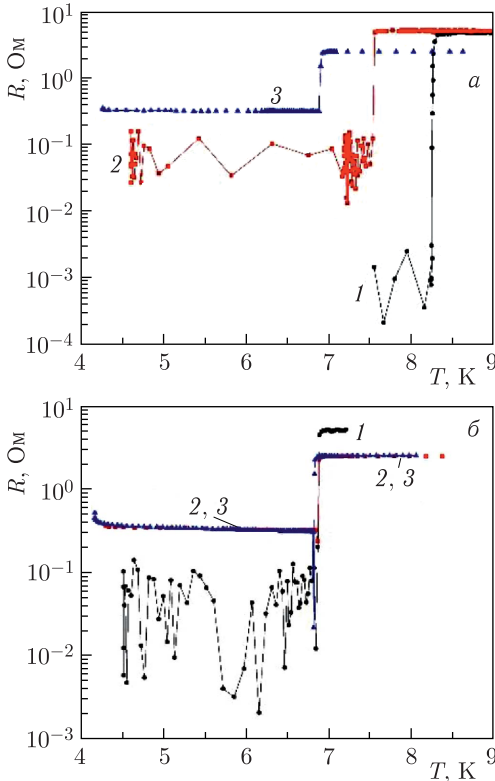


Рис. 14. *а*) Зависимость сопротивления структуры Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(4 нм) от температуры при $H = 0$: спустя две недели после изготовления структуры (1), спустя 1 мес (2) и спустя 2 мес (3). *б*) Зависимость сопротивления структуры Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(4 нм) от температуры при $H = 100$ Э спустя две недели после изготовления структуры (1), спустя 1 мес (2) и спустя 2 мес (3)

На рис. 15 показаны зависимости сопротивления для структур с разной толщиной магнитного слоя. Видно, что для свежеприготовленных структур (зависимости 1–3) температура перехода уменьшается с увеличением толщины магнитного слоя. Так, для структуры Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(4 нм) температура перехода меньше на 0,3 К, чем для структур Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(3 нм) и Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 нм), для которых она составила 8,52 К. Спустя месяц после изготовления температура перехода при $H = 0$ для Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 нм) уменьшилась на 0,64 К.

Для сравнения для структуры Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(4 нм) уменьшение температуры перехода при $H = 0$ за две недели составило почти такую же величину 0,73 К. В магнитном поле 100 Э температура перехода для

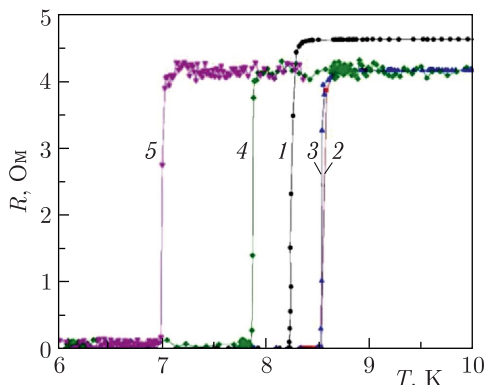


Рис. 15. Зависимость сопротивления от температуры: спустя две недели для структур Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(4 нм) (1), Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(3 нм) (2) и Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 нм) (3); спустя 1 мес после изготовления для структуры Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 нм) при $H = 0$ (4) и $H = 100$ Э (5)

Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19}(2 нм) спустя один месяц после изготовления была еще на 0,96 К меньше, чем при $H = 0$.

Таким образом, с течением времени с увеличением магнитного поля и увеличением толщины ферромагнитного слоя уменьшение T_c обусловлено увеличением намагниченности и магнитного момента.

2.1. Перемагничивание магнитного слоя при сверхпроводящем переходе. В работе наблюдался диамагнетизм ферромагнитно-сверхпроводящих неоднородных структур при $T > T_c$ и перемагничивание магнитного слоя при сверхпроводящем переходе.

На рис.16,а приведены зависимости магнитного момента при охлаждении в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле (FC) напряженностью $H = 20$ Э для структуры Ta(20 нм)/V(150 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/V(1,2 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/Nb(150 нм)/Si (V/FeV/V/FeV/Nb). Видно, что сверхпроводящий переход в слое ниобия, в отличие от перехода в слое ванадия, существенно изменяет магнитный момент структуры. При $T = 8$ К $> T_c$ магнитный момент создается только магнитным слоем, в режиме ZFC магнитный момент равен $M_m(\text{ZFC}, 8 \text{ К}) = -7,2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Магнитный момент $7,2 \times 10^{-6}$ ед. СГСМ соответствует магнитной индукции $B_m(8 \text{ К}) = 180$ Гс для магнитного слоя реальной толщины 20 нм и 1,8 кГс для двух слоев железа общей номинальной толщиной 2 нм. В режиме ZFC при $T = 6$ К $< T_c$ магнитный момент структуры равен $M_{st}(\text{ZFC}, 6 \text{ К}) \approx 0$. При $T < T_c$ магнитный момент структуры M_{st} является суммой магнитного момента магнитного слоя M_m и момента сверхпроводящего слоя M_s . Из-за диамагнетизма сверхпроводящих слоев к внешнему магнитному полю и диамагнетизма к моменту ферромагнитного слоя

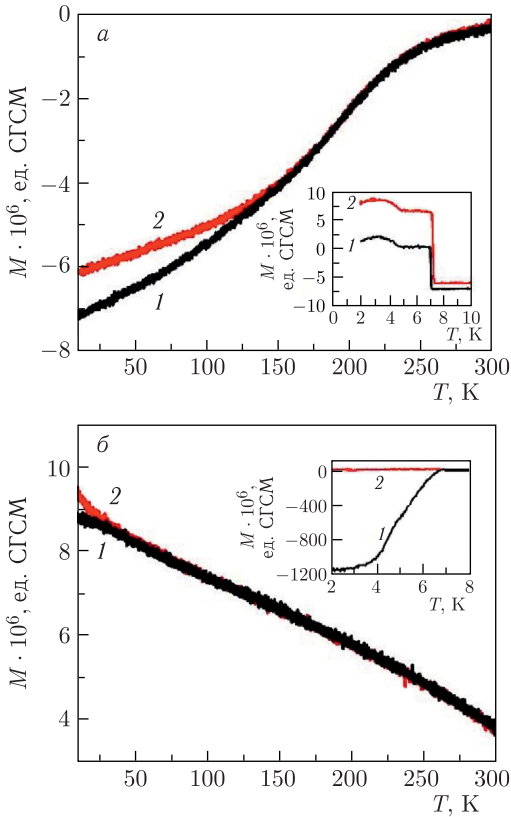


Рис. 16. *а*) Зависимость магнитного момента структуры V/FeV/V/FeV/Nb от температуры спустя $t_L = 33$ мес после изготовления структуры в режимах охлаждения в нулевом поле (1) и магнитном поле $H = 20$ Э (2). *б*) Зависимость магнитного момента структуры V/FeV/V/FeV/Nb от температуры в режимах охлаждения в нулевом поле (1) и магнитном поле $H = 1$ кЭ (2) при $t_L = 33$ мес

должно выполняться условие

$$M_{st}(ZFC, 6\text{ K}) = M_m(ZFC, 6\text{ K}) + M_s(ZFC, 6\text{ K}) = M_m(ZFC, 8\text{ K})(1 - \sigma_m \varepsilon) - HV_s \sigma_s = 0. \quad (9)$$

Здесь $\sigma_{m(s)} = 0-1$ — степень диамагнетизма магнитного (сверхпроводящего) слоя; ε — доля магнитного слоя, которая из-за эффекта близости становится сверхпроводящей; V_s — объем сверхпроводящего слоя.

Рассмотрим случай, когда момент магнитного слоя не изменяется ($\Delta M_m = 0$). Тогда момент сверхпроводящего слоя должен быть парамагнитным по отношению к магнитному полю и равным $M_s(ZFC, 6\text{ K}) = 7,2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Отметим в этой связи, что максимальный диа-

магнитный момент сверхпроводящего слоя к магнитному полю $H = 20$ Э равен $2,8 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ.

Рассмотрим второй случай, когда весь магнитный слой при $T < T_c$ становится сверхпроводящим ($\varepsilon = 1$) и $\sigma_m = \sigma_s = 1$. Тогда магнитный момент магнитного слоя $M_m(\text{ZFC}, 6 \text{ К}) = 0$, а изменение момента при переходе $\Delta M_m = 7,2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Диамагнитный момент сверхпроводящего слоя равен $M_s(\text{ZFC}, 6 \text{ К}) = 0$.

В третьем случае предположим, что ферромагнитный слой не сверхпроводящий и $\sigma_s = 1$, тогда имеем $M_m(\text{ZFC}, 6 \text{ К}) = M_s(\text{ZFC}, 6 \text{ К}) = 2,8 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ и $\Delta M_m = 10 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ.

Очевидно, что первый и второй случаи не реализуются. Наиболее вероятен третий случай, когда изменяются магнитные моменты сверхпроводящего и магнитного слоев. Измерения в режиме FC позволяют понять, что происходит. В режиме FC имеем $M_{st}(\text{FC}, 6 \text{ К}) = 6,2 \times 10^{-6}$ ед. СГСМ $= -M_m(\text{FC}, 8 \text{ К})$. Если полагать, что в режиме FC магнитный поток в сверхпроводящем слое заморожен из-за пиннинга и не выталкивается при сверхпроводящем переходе, тогда получается, что магнитный момент магнитного слоя реверсируется при критической температуре, не изменяясь по абсолютной величине. Как будет видно дальше из данных исследований с нейтронами, реверсируется не только полный момент, но и направленный противоположно ему момент доменной структуры. Объяснить такое поведение магнитного момента можно, если учесть, что момент магнитного слоя в основном определяется кластерами. В результате магнитного возмущения при переходе моменты кластеров переходят из состояния против поля в состояние по полю. Известно, что система магнитных моментов кластеров имеет два минимума в энергии взаимодействия кластеров с магнитным полем [49], определяемых значениями угла между направлениями магнитных моментов и магнитного поля, отличающимися друг от друга углом π .

Если же в сверхпроводящем слое в режиме ZFC все же возникает диамагнитный момент конечной величины, то магнитный слой должен дополнительно намагничиваться на величину $2,8 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Дополнительное намагничивание в режиме ZFC, по-видимому, связано с тем, что в режиме ZFC магнитное поле накладывается при $T < T_c$, в то время как в режиме FC при $T = 300 \text{ К}$. Вопрос состоит еще в механизме изменения ориентации моментов. Объяснить это можно, например, тем, что окружающая кластеры среда с доменами является сверхпроводящей. В этом случае рассеянное от диамагнитного момента магнитное поле на кластерах будет совпадать по направлению с внешним магнитным полем.

Таким образом, экспериментальные данные в обоих режимах указывают на то, что при сверхпроводящем переходе магнитный момент магнитного слоя изменяется по направлению и абсолютной величине.

Важным является вопрос наличия диамагнетизма магнитного слоя в остаточном измерительном поле $H \approx 1$ Э вблизи температуры сверхпроводящего перехода при $T > T_c$. Можно полагать, что это связано с нали-

нием взаимодействия системы кластеров с ферромагнитными доменами, создающими на кластерах локальное магнитное поле, направленное противоположно внешнему. Существование взаимодействия подтверждается также тем, что моменты кластеров и момент доменной структуры, будучи направленными противоположно друг другу, одновременно изменяют направление при сверхпроводящем переходе. Также это следует из данных нейтронных релаксационных измерений, в которых наблюдалась корреляция в поведении магнитных моментов кластеров и плотности доменных стенок.

На рис. 16, б представлены температурные зависимости магнитного момента в магнитном поле 1 кЭ. Видно, что при $T = 10 \text{ K} > T_c$ магнитный момент в режиме FC равен $9,5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Можно было бы думать, что в столь большом поле это есть значение насыщения момента. Однако при таком предположении нельзя объяснить данные в поле 100 Э, где значения момента больше. Остается считать, что в поле 1 кЭ момент ориентируется под некоторым углом к направлению магнитного поля. Это предположение имеет двойное обоснование. Во-первых, в этом случае находит объяснение слишком большое значение момента в сверхпроводящем состоянии в режиме ZFC. Оно объясняется тем, что возникает дополнительный диамагнитный момент к перпендикулярной компоненте рассеянного магнитного поля от намагниченности магнитного слоя. Во-вторых, экспериментальные данные показывают, что магнитный момент ферромагнитного слоя для структур Nb/CuNi в магнитном поле 5 кЭ ориентируется под углом, близким к 90° .

Рассмотрим теперь данные измерений в магнитном поле 100 Э (рис. 17). В режиме ZFC в сверхпроводящем состоянии возникает момент $M_{st}(ZFC, 6 \text{ K}) = -24 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Если считать, что существу-

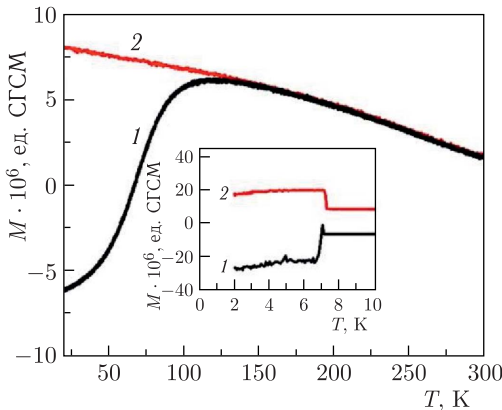


Рис. 17. Зависимость магнитного момента структуры V/FeV/V/FeV/Nb от температуры в режимах охлаждения в нулевом поле (1) и магнитном поле $H = 100 \text{ Э}$ (2) при $t_L = 33 \text{ мс}$

ющий при $T = 8$ К момент магнитного слоя $-6,5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ не изменяется, то диамагнитный момент сверхпроводящего слоя есть $M_s(6 \text{ К}) = -17,5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, что близко к расчетному значению $M_{s,\max}(6 \text{ К}) = -14 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Некоторое превышение экспериментального значения над расчетным может быть связано с точностью установления структуры относительно направления магнитного поля [50, 51]. Далее, в режиме ФС магнитный момент при $T = 8$ К равен $9 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ и при переходе к $T = 6$ К магнитный момент возрастает до $20 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Положительное изменение магнитного момента, равное $11 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, сравнимо с максимальным значением диамагнитного момента $14 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ и его нельзя связать с возникающим парамагнитным моментом сверхпроводящего слоя [52]. Остается считать, что ферромагнитный слой подмагничивается при сверхпроводящем переходе, например за счет сверхпроводящего диамагнетизма к отрицательно направленному моменту окружающей кластеры среды.

Магнитный момент при $H = 0$. На рис. 18 приведены температурные зависимости магнитного момента для структуры Nb/Ni_{0,65}Cu_{0,35} (4 нм) при отсутствии магнитного поля. При $T = 10$ К момент отрицательный и равен $-3,5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. При сверхпроводящем переходе ($T_c = 6$ К) при первом охлаждении (кривая 1) магнитный момент изменяется по абсолютной величине в три раза и становится равным порядка $M_1 (T < T_c) = 11 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ ($B_m = 1390$ Гс для толщины слоя 4 нм). Объяснить столь большое изменение момента электродинамическим эффектом [53] невозможно. Нужно считать, что магнитный слой частично является сверхпроводящим. Проследим, как можно объяснить изменение намагниченности в этом случае. Магнитное поле сверхпроводящего тока, возникающего как реакция на отрицательный

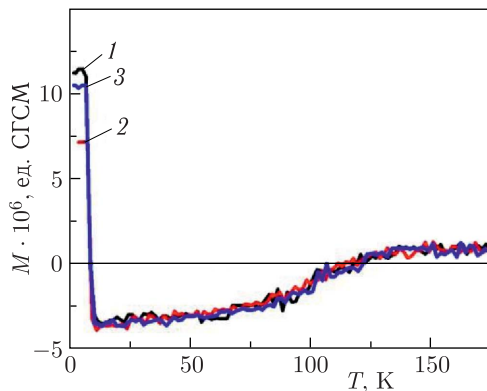


Рис. 18. Зависимость магнитного момента структуры Nb/Ni_{0,65}Cu_{0,35}(4 нм) от температуры для $H = 0$ при $t_L = 7$ мес: 1 — первое охлаждение от $T = 300$ К (черный цвет); 2 — нагрев после охлаждения до $T = 3$ К $< T_c$ (красный цвет); 3 — второе охлаждение после нагрева (синий цвет)

Таблица 3. Магнитные моменты $M(T > T_c)$ и $M(T < T_c)$, относительная разность моментов $\Delta M/M(T > T_c) = M(T < T_c) - M(T > T_c)/M(T > T_c)$ и момент насыщения M_{sat} при $H = 0$ для структур $\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$ и $\text{Nb}/\text{Ni}_{0,81}\text{Cu}_{0,19}$

Структура	Толщина магнитного слоя, нм	$M(T > T_c)$, 10^{-6} ед. СГСМ	$M(T < T_c)$, 10^{-6} ед. СГСМ	$\Delta M/M$ ($T > T_c$)	M_{sat} , 10^{-6} ед. СГСМ
$\text{Nb}/\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$ (4 нм)	6,5	-3,5	11	-4,1	$6(H = 100 \text{ Э})$
$\text{Nb}/\text{Ni}_{0,81}\text{Cu}_{0,19}$ (2 нм)	2,95	-1,5	4	-3,7	6,5
$\text{Nb}/\text{Ni}_{0,81}\text{Cu}_{0,19}$ (3 нм)	4,1	-6	8	-2,3	9
$\text{Nb}/\text{Ni}_{0,81}\text{Cu}_{0,19}$ (4 нм)	6	-12	18	-2,5	18

магнитный момент слоя, будет иметь положительное направление. Это поле подмагничивает магнитный слой. В результате магнитный момент по абсолютной величине превысил значение, которое было до перехода. Увеличение намагниченности, в свою очередь, приводит, как показано ранее, к уменьшению сверхпроводящих свойств магнитного слоя, в результате чего диамагнитный момент к новому положительному значению момента будет меньше, чем в первом случае меньшего по абсолютной величине отрицательного магнитного момента. В результате магнитный момент окончательно установится, уменьшаясь с $11 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ до $7 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. При вторичном охлаждении (кривая 3) до минимальной температуры момент устанавливается на практически том же значении, как при первом охлаждении (кривая 1). Аналогичное поведение магнитного момента получено и для других структур.

Значения магнитного момента при $H = 0$ для структур $\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$ и $\text{Ni}_{0,81}\text{Cu}_{0,19}$ представлены в табл. 3. Из данных табл. 3 следует, что с увеличением толщины магнитного слоя намагниченность структуры увеличивается по абсолютной величине как при $T > T_c$, так и при $T < T_c$. С уменьшением толщины магнитного слоя $\text{Ni}_{0,81}\text{Cu}_{0,19}$ относительное изменение магнитного момента при переходе возрастает. Это связано с тем, что с уменьшением толщины магнитный слой становится более размагниченным при $T > T_c$.

Магнитный момент при $H \neq 0$. На рис. 19 показаны температурные зависимости магнитного момента структуры $\text{Nb}/\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$ (4 нм) в режимах охлаждения в магнитном поле 20 и 100 Э (FC) и без поля (ZFC), полученные при $t_L = 3$ мес и $t_L = 7$ мес.

Видно, что переход в сверхпроводящее состояние происходит при температуре $T_c = 8,5$ К (измерения, выполненные непосредственно после изготовления структуры с помощью эффекта Холла, дали значение $T_c = 8,8$ К). Зависимость величины диамагнитного отклика (магнитного момента) от магнитного поля в режиме ZFC оказалась нелинейной. Так, в магнитном поле $H = 20$ Э момент равен $-14,5$ мкEMU, в то время как в 5 раз большем магнитном поле момент вырос в 4,35 раза и составил -63 мкEMU. При $T = 10$ К, что выше T_c , магнитный момент как в поле

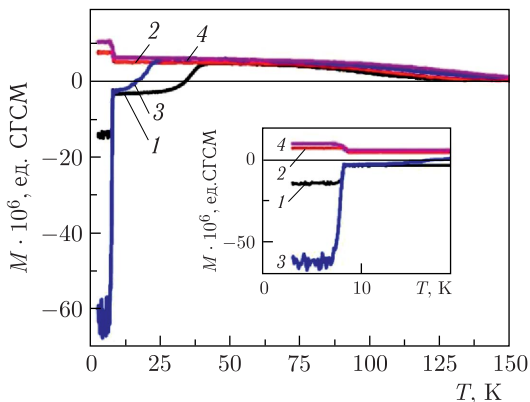


Рис. 19. Зависимость магнитного момента структуры $\text{Nb}/\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$ (4 нм) от температуры при $t_L = 3$ мес в режимах охлаждения в нулевом поле ZFC (1, 3) и в магнитном поле FC (2, 4) при $H = 20$ Э (1, 2) и $H = 100$ Э (3, 4)

20 Э, так и в поле 100 Э имеет одну величину, равную -3 мкEMU. Этот момент соответствует намагниченности магнитного слоя толщиной 6,5 нм, равной -230 Гс. На ZFC-зависимостях при 5 К наблюдается уменьшение амплитуды осцилляций магнитного момента, в то время как при 4 и 6 К амплитуда возрастает. Этот эффект выражен сильнее для магнитного поля 100 Э. Изменения момента на самом деле небольшие и находятся почти на уровне флуктуаций сигнала измерительного тракта. Однако корреляция в поведении зависимостей магнитного момента для двух значений магнитного поля указывает на то, что эти осцилляции обусловлены изменением магнитного состояния. Осцилляции магнитного момента можно объяснить возникновением при $T = 4$ и 6 К низкочастотных колебаний намагниченности.

Зависимость FC ниже T_c демонстрирует парамагнитное поведение. Для поля 20 Э момент в сверхпроводящем состоянии равен $M = 7,5$ мкEMU, для 100 Э — $M = 10$ мкEMU. При 10 К магнитный момент равен 5 и 6 мкEMU в магнитном поле 20 и 100 Э соответственно, что соответствует индукции в магнитном слое $B_m = 388$ и 463 Гс. При сверхпроводящем переходе для этих значений поля соответственно возникает дополнительная индукция магнитного поля $\Delta B_m = 194$ и 312 Гс, если ее относить к ферромагнитному слою и $\Delta B_s = 18$ и 29 Гс, если ее относить к сверхпроводящему слою. Парамагнетизм Ф/С-структуры обычно объясняют неоднородностью сверхпроводящего слоя [52]. Парамагнитный отклик также может быть связан с действием сверхпроводящего слоя на ферромагнитный слой (эффект близости), намагниченность которого направлена против магнитного поля. В любом случае для решения этого вопроса нужно измерять пространственный

профиль намагниченности по всей толщине структуры, что можно сделать, регистрируя отражение и рассеяние поляризованных нейтронов.

Зависимости ZFC и FC на рис. 19 пересекаются в поле $H = 20$ Э при $T = 40$ К, а в поле 100 Э при 25 К, что указывает на наличие суперпарамагнитных кластеров. Исследования рассеяния нейтронов, которые будут обсуждены дальше, показали, что диаметр кластеров не превышает 7 нм, а минимальное значение константы кристаллической анизотропии составляет $8,7 \cdot 10^5$ эрг/см³.

На рис. 12 приведены зависимости магнитного момента структуры Ni_{0,65}Cu_{0,35} (4 нм) от температуры в режимах ZFC (1) и FC (2) для магнитного поля $H = 20$ Э, полученные позже, а именно, при $t_L = 7$ мес. Видно, что T_c не изменилось по сравнению с более ранним измерением. Однако зависимости магнитного момента изменились существенно. Так, при $T = 10$ К магнитный момент в режиме ZFC уменьшился в полтора раза по абсолютной величине, а в режиме FC он стал даже отрицательным. При $T < T_c$ момент положителен в обоих режимах, а по абсолютной величине он вырос в 3–10 раз, причем в режиме ZFC он больше, чем в режиме FC. Превышение момента при $T < T_c$ в режиме ZFC над моментом в режиме FC, по-видимому, ранее экспериментально не наблюдалось. Таким образом, можно констатировать, что изменение пространственного профиля структуры с течением времени продолжительностью 4 мес приводит к существенному изменению ее магнитных характеристик. Поскольку с течением времени происходит деградация кластеров, влияние магнитного слоя на зависимости момента является определяющим. Далее, зависимости ZFC и FC для $H = 20$ Э сливаются при большей температуре, чем в первых измерениях, а именно, при $T = 60$ К. Это свидетельствует об уменьшении намагниченности кластеров. Из этого можно подтвердить сделанный ранее вывод, что никель уходит из кластеров.

2.2. Размагничивание границы раздела Ф/С. Влияние доменного состояния на сверхпроводимость рассматривалось в работах [54–60]. Экспериментально увеличение критической температуры на 10 мК для бислоя Ni(80%)Fe(20%)/Nb(20 нм) наблюдалось в работе [61]. В работе [62] наблюдалось подавление сверхпроводимости монодоменным магнитным состоянием и зарождение сверхпроводимости в мультидоменном магнитном состоянии.

В [63] показано, что толщина переходной области возрастает при несовпадении постоянных кристаллических решеток ферромагнитного и сверхпроводящего элементов. Для Fe и V разница постоянных решеток минимальна и не превышает 5%. В этой связи нами были выполнены исследования периодических структур из бислоев Fe/V и Fe_{0,5}V_{0,5}/V, которые находились в контакте с относительно толстым слоем ванадия.

В нашем исследовании [6] целью являлось исследование поведения доменной структуры на границе раздела Ф/С. В слое разбавленного

ферромагнетика (энергия обменного взаимодействия составляет 10% от ее величины для объемного Fe) толщиной 10 нм домены имеют размер ~ 30 нм, а доменные стенки ширину ~ 10 нм. В доменных стенках среднее значение намагниченности равно нулю, поэтому при когерентной сверхпроводящей длине в ферромагнетике 1 нм они не должны являться препятствием для движения через них сверхпроводящих пар. Размер доменов больше ширины доменных стенок и они намагничены до насыщения. В этой связи следует ожидать, что для понижения среднего значения индукции магнитного поля переход ферромагнетика в сверхпроводящее состояние должен сопровождаться разупорядочением (изотропизацией) направления моментов доменов. В реальных слоистых структурах, приготовленных методом магнетронного распыления, ширина переходной области (граница раздела) между двумя слоями составляет единицы нанометров, что меньше сверхпроводящей длины в сверхпроводнике (10–50 нм) и порядка или несколько больше когерентной сверхпроводящей длины в ферромагнетике (1–5 нм) и заведомо больше обменной длины (0,1–1 нм). В результате граница раздела представляет собой область, в которой сверхпроводящие и магнитные свойства зависят от координаты в направлении, перпендикулярном границе раздела. В этой связи ясно, что пространственное разрешение методов, используемых для изучения области в окрестности границы раздела ферромагнетик–сверхпроводник, должно составлять доли нанометра.

Исследуемая структура Pd(1,5 нм)/V(39 нм)/Fe(3 нм)/ $20 \times [V(3 \text{ нм})/Fe(3 \text{ нм})]$ была изготовлена магнетронным распылением в Университете Упсалы (Швеция). Первые измерения были проведены в 2002 г. на спектрометре «Адам» в Гренобле (ИЛЛ, Франция). Периодическая структура $20 \times [V(3 \text{ нм})/Fe(3 \text{ нм})]$ в данном случае играла роль генератора нейтронных стоячих волн с периодом 6 нм. Значение волнового вектора нейтронов вблизи его брэгговского значения для периодической структуры соответствует определенной координате для максимума плотности нейтронов в окрестности границы раздела в бислое V(39 нм)/Fe(3 нм). По значению волнового вектора (значение координаты), при котором рассеяние нейтронов максимально, определяется пространственное положение рассеивающего объекта (доменов, доменных стенок). Структура была отстирована на рентгеновском рефлектометре в Университете Упсалы (Швеция). Зависимость интенсивности отражения характеризуется наличием брэгговских максимумов порядков $n = 1, 3$ и 5 . Четные порядки отражения были подавлены, что указывает на то, что толщины слоев железа и ванадия равны. Среднеквадратичные амплитуды шероховатостей составили 5,4 и 4,0 Å для границ раздела ванадий на железе (V/Fe) и железо на ванадии (Fe/V) соответственно. Причиной сравнительно больших для данной пары элементов значений среднеквадратичных амплитуд шероховатостей, возможно, является трехмерный характер роста [64], который приводит к появлению суперпарамагнитных кластеров железа. Структурные и магнитные свойства структуры были исследованы в рабо-

те [65]. Петли гистерезиса намагниченности при комнатной температуре характеризовались наличием ступенек, за которые, как мы полагаем, ответственны кластеры. При повороте образца в его плоскости высота и ширина ступенек изменялась, что указывало на наличие магнитной анизотропии. В результате был сделан вывод, что в образце присутствуют две магнитные фракции, однородная и неоднородная в виде кластеров. Рентгеновские дифракционные исследования показали, что материал слоев близок к кристаллическому состоянию. Среднее межплоскостное расстояние для плоскости (002) составило 0,14466 нм. Сверхпроводящая критическая температура структуры составила $T_c = 3,7$ К, критические поля $H_{c1}(0) = 4,7$ кЭ и $H_{c2}(0) = 12,7$ кЭ, сверхпроводящая длина когерентности $\xi = 14,5$ нм, а глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводящий слой $\lambda = 87$ нм. Измерения отражения нейтронов от структуры были проведены при поляризациях нейтронов вдоль направления магнитного поля («+» поляризация нейтронов) и против («-» поляризация нейтронов) для температуры $T = 3$ К, которая ниже T_c , и 7 К, которая выше T_c для слоя V(39 нм) и значений магнитного поля $H = 0,2, 0,7, 1,5$ и 4,5 кЭ. Рассмотрим вначале данные зеркального отражения, для которых режим стоячих волн проявляется через уменьшение интенсивности из-за рассеяния. На рис. 20 приведена зависимость при 3 и 7 К отношения $\eta(Q) = R^+/R^-$ коэффициентов отражения

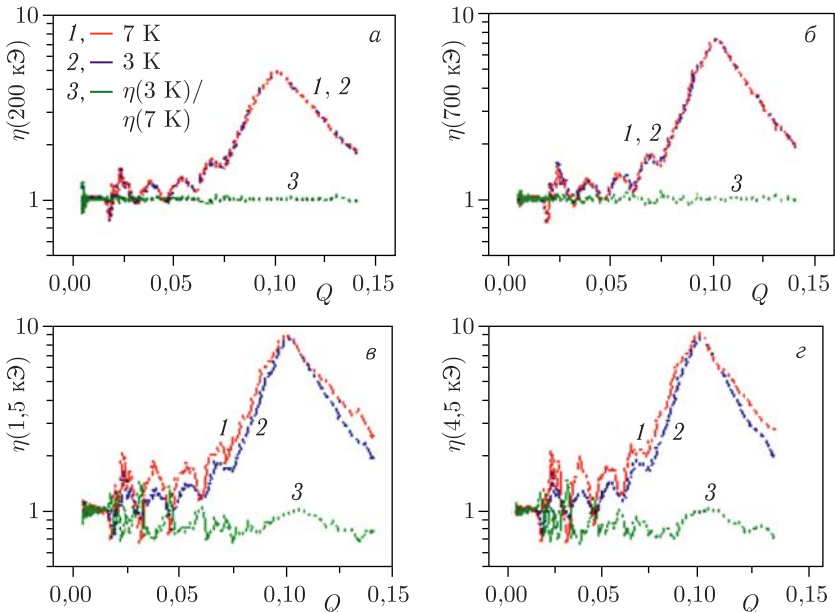


Рис. 20. Зависимости $\eta(Q) = R^+(Q)/R^-(Q)$ при $T = 7$ К (1), 3 К (2) и $\beta(Q) = \eta(Q, 3 \text{ К})/\eta(Q, 7 \text{ К})$ (3): $H = 200$ Э (а), 700 Э (б), 1,5 кЭ (в) и 4,5 кЭ (г)

$R^+(Q)$ и $R^-(Q)$ для состояний «+» и «-», а также приведен параметр $\beta(Q) = \eta(3 \text{ К}, Q)/\eta(7 \text{ К}, Q)$ (нижняя кривая), являющийся отношением параметра η для значений температуры ниже и выше сверхпроводящей критической.

На зависимостях $\eta(Q)$ пик при $Q = Q_B = 1 \text{ нм}^{-1}$ соответствует первому порядку брэгговского отражения нейтронов от периодической структуры $20 \times [\text{V}(3 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})]$, его интенсивность пропорциональна разности намагниченностей в слоях железа и ванадия для периодической структуры. Амплитуда осцилляций асимметрии в диапазоне $Q = 0,1 - 1 \text{ нм}^{-1}$ пропорциональна градиенту намагниченности на границе раздела в бислое $\text{V}(39 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})$. Видно, что при $T = 7 \text{ К}$ в диапазоне $H = 200 - 1500 \text{ Э}$ параметр $\eta(Q)$ увеличивается, достигая насыщения. Это указывает на намагничивание структуры. Переход в сверхпроводящее состояние при 3 К приводит к уменьшению $\eta(Q)$ только для значений поля $H = 1,5$ и 4 кЭ , когда структуры были намагничены до насыщения. Для значений поля $H = 1,5$ и 4 кЭ при переходе от $T = 7 \text{ К}$ к $T = 3 \text{ К}$ параметр $\eta(Q)$ падает практически до его значений при $H = 200$ и 700 Э . Исходя из величины изменений $\eta(Q)$, можно заключить, что при $T = 3 \text{ К}$ в магнитном поле $H = 1,5$ и 4 кЭ устанавливается практически такая же доменная структура, какая существует при $H = 200$ и 700 Э при 7 или 3 К .

Рассмотрим теперь данные диффузного рассеяния нейтронов на магнитных неоднородностях (рис. 21), определяемые распределением плотности нейтронов и позицией рассеивателя. Интенсивность рассеяния нейтронов в режиме стоячих нейтронных волн есть $J(Q) \propto n(z, Q)k_w^2(z)$, где $k_w^2 = 2mW/\hbar^2$, $W = \hbar N\sigma v/2$ — мнимая часть потенциала взаимодействия, n — плотность нейтронов, N — плотность рассеивающих нейтронов неоднородностей, λ и v — длина волны и скорость нейтронов, σ —

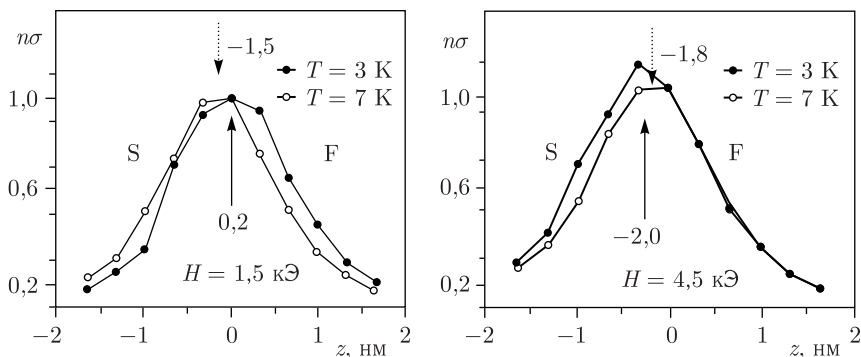


Рис. 21. Зависимость $n\sigma \equiv n(z, Q)k_I^2(z)/n(0, Q)k_I^2(0)$ при значениях температуры 7 К (светлые кружки) и 3 К (темные кружки). Стороны границы раздела со стороны сверхпроводника и ферромагнетика отмечены как «S» и «F» соответственно

сечение рассеяния нейтронов. $n(z, Q) = (1 + R^{1/2})^2 - 4R^{1/2} \sin^2[(Qz + \alpha(Q - Q_B))/2]$, где R — коэффициент отражения нейтронов от отражателя (периодическая структура Fe/V) нейтронов, $Q = 4\pi \sin(\theta)/\lambda$, $Q_B = Q\lambda/\lambda_B$, $\alpha = pD/2$, p — число периодов и D — пространственный период структуры Fe/V. По значению Q , при котором $J(Q)$ максимально, определяют позицию $z = \alpha(Q_B/Q - 1)$ рассеивающей нейтроны неоднородности, отсчитывая от границы раздела Ф/С.

На рис. 21 представлена нормированная зависимость произведения плотности нейтронов на сечение рассеяния $n\sigma = n(z, Q)\sigma(z)/n(0, Q_B)\sigma(0)$, полученная интегрированием интенсивности нейтронов по области вне зеркально отраженного пучка. Прежде всего обращает на себя внимание то, что зависимости при 3 К сдвинуты как целое по оси абсцисс относительно зависимостей при 7 К. Это указывает на то, что две прилегающие к границе раздела области (левая — сверхпроводящая и правая — ферромагнитная) взаимодействуют друг с другом. Если при $H = 1,5$ кЭ неоднородное состояние сдвинуто больше в ферромагнитную сторону, то при $H = 4,5$ кЭ — в сверхпроводящую сторону. Объясняется это следующим образом. В ферромагнитной области атомов железа больше, чем в сверхпроводящей. Поэтому ферромагнитная область более магнитно-мягкая, и она намагничивается в меньшем поле. Соответственно, при переходе в сверхпроводящее состояние происходит образование доменной структуры с разупорядоченными моментами доменов. Сверхпроводящая сторона более магнитно-жесткая, и такие же процессы в ней протекают при большей напряженности поля 4,5 кЭ. При этом ферромагнитная область в поле 4,5 кЭ при переходе в сверхпроводящее состояние остается намагниченной из-за превышения энергии взаимодействия поля с намагниченностью над энергией конденсации.

Из приведенной картины следует, что действие сверхпроводимости на магнитные моменты приводит к изменению их состояния при некоторой определенной величине намагниченности и определенном значении магнитного поля. При полностью размагниченном состоянии какого-либо ее изменения под действием сверхпроводящего перехода не происходит. В этом случае моменты доменов компенсируют друг друга, в результате чего магнитная индукция близка к нулю, что уже благоприятно для реализации сверхпроводящего состояния. С другой стороны, при достаточно большой намагниченности в магнитном поле также не происходит изменения магнитного состояния под действием сверхпроводимости из-за большой энергии взаимодействия магнитного поля с намагниченностью.

В канале зеркального отражения нейтронов существует особого рода вторичное излучение — это нейтроны, испытавшие переворот спина.

На рис. 22 приведена температурная зависимость коэффициента отражения нейтронов R_{sf} с переворотом спина для $\delta z = 6 \text{ \AA}$ (вглубь слоя железа) и $\delta z = -6 \text{ \AA}$ (вглубь слоя ванадия). Зависимости $R_{sf}(T)$ приведены, соответственно, для $Q = \pm 0,99Q_{1B}$. Видно, что для ферромаг-

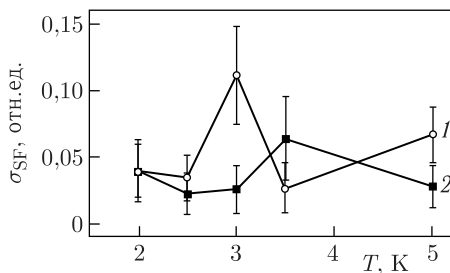


Рис. 22. Зависимость коэффициента зеркального отражения с переворотом спина для $z = 6 \text{ \AA}$ (1) (в слой железа) и $z = -6 \text{ \AA}$ (2) (в слой ванадия) при $H = 1 \text{ кЭ}$

нитной стороны максимум зависимости (1) наблюдается при 3 К, в то время как для сверхпроводящей стороны (2) — при 3,5 К. Учитывая, что максимум наблюдается не для температурного интервала, а для определенных значений температуры, следует полагать, что переворот спина происходит на флуктуациях намагниченности при сверхпроводящем переходе. Сверхпроводящий переход на сверхпроводящей стороне происходит при более высокой температуре, чем на ферромагнитной. Из данных рис. 10 следует, что на расстоянии 1,2 нм в направлении от ферромагнитной к сверхпроводящей области перпендикулярно к границе раздела температура сверхпроводящего перехода изменяется на 0,5 К ($\Delta T/T_c = 13,5$).

Таким образом установлено, что в области на границе раздела ферромагнетик–сверхпроводник сверхпроводящие свойства изменяются в перпендикулярном к границе раздела направлении.

2.3. Трансформация намагниченности ферромагнитно-сверхпроводящей периодической структуры. В неколлинеарной магнитной структуре генерируется триплетная сверхпроводимость. Триплетная сверхпроводимость предсказана в работах [66, 67]. Триплетные пары проникают в ферромагнитные материалы на намного большие расстояния, чем синглетные. Синглет-триплет преобразование связывают с доменными стенками [66], спин-активными границами раздела [68] и мультислойными ферромагнитными структурами с различной магнитной ориентацией [69].

Экспериментальные проявления триплетного спаривания наблюдали в работах [70–72]. Триплетное спаривание, в свою очередь, индуцирует магнитный момент. В этой связи, индуцированный магнитный момент является признаком наличия триплетного спаривания [73]. Недавно было предсказано существование гигантского электромагнитного эффекта в периодической ферромагнитно-сверхпроводящей структуре [74].

Структура Pd (1,5 нм) / V (39 нм) / Fe (3 нм) / $20 \times$ [V (3 нм) / Fe (3 нм)] [7]. Нами были проведены исследования распределения намагниченности в периодической структуре $20 \times$ [V(3 нм)/Fe(3 нм)],

являющейся частью структуры Pd (1,5 нм) / V (39 нм) / Fe (3 нм) / $20 \times [V (3 \text{ нм}) / Fe (3 \text{ нм})]$ [7]. Слой Fe(3 нм) являются достаточно толстыми для установления в них синглетной сверхпроводимости. Так, в случае бислоя железо/ванадий допустимое значение толщины слоя железа, в котором устанавливается сверхпроводимость при его контакте со сверхпроводящим слоем ванадия с $T_c \approx 4 \text{ К}$ и толщиной 40 нм, составляет порядка $d_{f, \max} = (T_c/h_f)d_S \approx 0,2 \text{ нм}$ [3], где $h_f \approx 1000 \text{ К}$ — энергия обменного взаимодействия в железе. Однако надо учесть, что из-за взаимного проникновения железа и ванадия толщина слоя из чистого железа в структуре не превышает 1 нм. Поэтому по крайней мере часть слоя с не 100%-м содержанием атомов железа может переходить в сверхпроводящее состояние. В периодической структуре, составленной из слоев железа и ванадия, может реализоваться неколлинеарная магнитная структура. Это может быть связано, во-первых, с косвенным обменным взаимодействием через слои ванадия, реализуемым электронами проводимости. Неколлинеарная магнитная структура может также образовываться при низкой температуре благодаря установлению в ферромагнитных слоях триплетной сверхпроводимости. Таким образом, неколлинеарная магнитная структура может существовать как при $T > T_c$, так и при $T < T_c$.

Рассмотрим экспериментальные данные по распределению намагниченности и ее изменению при контакте периодической Fe/V-структуры с бислоем Fe(3 нм)/V(39 нм).

На рис. 23 показана пространственная зависимость вектора намагниченности в выделенных областях структуры при значениях температуры $T = 0,5, 0,95$ и $2T_c$. Магнитное состояние в структуре при $T = 2T_c$ уже магнитно-неколлинеарное. Кроме ядерного периода, равного сумме

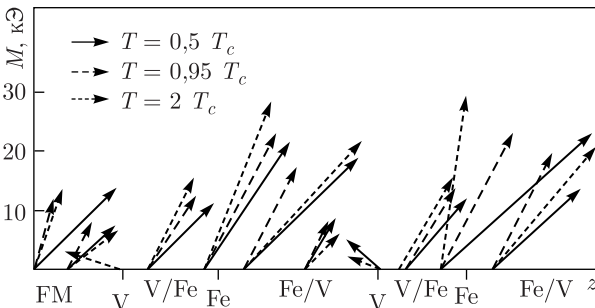


Рис. 23. Пространственная зависимость вектора намагниченности при температурах $T = 0,5, 0,95$ и $2T_c$: FM — толстый слой ванадия V(39 нм) (S) и примыкающий к нему ферромагнитный слой Fe(3 нм); V — слой ванадия в периодической структуре; V/Fe — граница раздела слоя железа с нанесенным на него слоем ванадия; Fe — слой железа в периодической структуре; Fe/V — граница раздела слоя ванадия с нанесенным на него слоем железа

толщин слоев железа и ванадия (6 нм), наблюдается магнитный период, составляющий два ядерных периода. Наличие магнитного периода указывает на неколлинеарность вектора намагниченности одного ядерного периода по отношению к другому. Намагниченности всех слоев не соответствуют намагниченности, отнесенной к доли атомов железа в смеси с ванадием, их значения или меньше, или больше этой величины. Это указывает на реализацию эффекта близости. Угол между намагниченностями слоев FM и V равен 120° , т.е. по обе стороны границы раздела векторы намагниченностей в значительной степени антиколлинеарны. При $T = 0,5T_c$ возрастает угол между намагниченностью и магнитным полем в областях периодической структуры, а намагниченность ближайшего к сверхпроводящему слою ферромагнитного слоя возрастает и становится даже больше величины намагниченности, соответствующей слою железа.

Итак, магнитное состояние неколлинеарное при $T > T_c$. Оно становится еще более неколлинеарным при переходе толстого слоя ванадия в сверхпроводящее состояние. Объяснить увеличение магнитной неколлинеарности при $T > T_c$ можно двояким образом. Первое объяснение состоит в том, что сверхпроводящий слой V (39 нм) воздействует благодаря проникновению сверхпроводящих пар на первый прилегающий к нему слой железа, а далее взаимодействие от первого слоя передается в периодическую структуру или через электроны проводимости в слоях ванадия, или благодаря дипольному взаимодействию моментов слоев. Второе объяснение состоит в том, что устанавливается триплетная сверхпроводимость во всей периодической структуре толщиной 120 нм и, соответственно, изменяется распределение направлений магнитных моментов слоев.

Структуры Gd/Nb [75–77]. Используемые в предыдущих исследованиях ферромагнитные сплавы FeV и CuNi нестабильны, что затрудняет их исследование и дальнейшее применение. Структуры с бислоями Nb/Gd являются стабильными из-за отсутствия взаимного растворения элементов. Гадолиний к тому же имеет низкую температуру Кюри, т.е. является относительно слабым ферромагнетиком, а ниобий имеет сравнительно высокую температуру сверхпроводящего перехода, т.е. является сильным сверхпроводником. В результате в структуре Nb/Gd следует ожидать значительного влияния сверхпроводимости на ферромагнетизм. Дополнительно гадолиний имеет большое сечение взаимодействия с нейтронами, в результате чего при захвате нейтронов ядрами гадолиния образуется вторичное излучение — гамма-кванты с энергией в сотни килоэлектронвольт. Регистрация вторичного излучения, в свою очередь, позволяет определить пространственный профиль гадолиния, а затем и ниобия, что важно для определения, с каким элементом связано изменение распределения намагниченности на границе ферромагнетика с сверхпроводником. Нами создана аппаратура и испытан данный метод регистрации вторичного излучения. Важной характеристикой

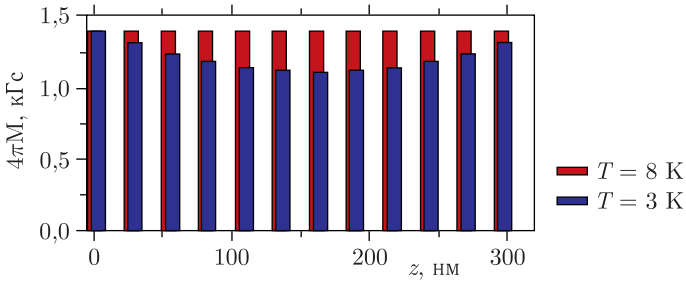


Рис. 24. Намагниченность периодической структуры $12[\text{Gd}(1,7 \text{ нм})/\text{Nb}(25 \text{ нм})]$ при $H = 661 \text{ Э}$

ферромагнетика является когерентная длина сверхпроводимости. Для определения когерентной длины были исследованы семь структур типа $\text{Nb}(25 \text{ нм})/\text{Gd}(0,8\text{--}7,5 \text{ нм})/\text{Nb}(25 \text{ нм})$ [27]. Наблюдалась осциллирующая зависимость температуры сверхпроводящего перехода в зависимости от толщины ферромагнитного гадолиния. При этом получено значение когерентной длины, оказавшейся равной 4 нм, что больше значения для «более сильного» ферромагнетика Fe.

Далее были исследованы периодические структуры $[\text{Nb}(25 \text{ нм})/\text{Gd}(x = 1, 2, 3, 5 \text{ нм})]_{12}$, в которых толщина слоев гадолиния была или меньше, или порядка когерентной длины [28] (рис. 24). Наблюдалось когерентное действие сверхпроводящих слоев, заключающееся в подавлении намагниченности слоев гадолиния (сверхпроводящий диамагнетизм периодической Ф/С-структуры). Таким образом, периодическая структура является сверхпроводящей. Глубина проникновения магнитного поля в структуру составила 180 нм, что больше значения 120 нм для сверхпроводящего сплошного ниобия. Подавление величины намагниченности, как и ожидалось, возрастало при уменьшении толщины ферромагнитных слоев гадолиния.

Сравнительное исследование структур $[\text{Nb}(25 \text{ нм})/\text{Gd}(5 \text{ нм})]_{12}$ и $[\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{70}(6 \text{ нм})/\text{Nb}(27 \text{ нм})]_{12}$ показало, что в отличие от первой структуры во второй структуре спаривания сверхпроводящих слоев нет, т. е. сверхпроводящий диамагнетизм в ней отсутствует [29]. Естественно полагать, что это связано с разной величиной обменного взаимодействия в ферромагнитных слоях.

2.4. Подавление намагниченности ферромагнитного слоя [18].

Яркое отражение явления близости существует в трехслойной структуре «сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник» с ферромагнитным слоем, толщина которого равна двум-трем значениям когерентной сверхпроводящей длины. Подобная структура $\text{Nb}(50 \text{ нм})/^{57}\text{Fe}(3,9 \text{ нм})/40[\text{Si}(3,4 \text{ нм})/\text{Mo}(3,4 \text{ нм})]/\text{Si}$ была изготовлена в ИФМ (Нижний Новгород). Сверхпроводящий слой ниобия имел $T_c = 9,2 \text{ К}$, а сверхпроводящая периодическая структура (ПС) $40 \times [\text{Si}(3,4 \text{ нм})/\text{Mo}(3,4 \text{ нм})] - 4,5 \text{ К}$.

Существование сверхпроводимости в этой ПС еще не нашло объяснения. В качестве возможных причин указывается изменение электронной структуры молибдена [64] и наличие вблизи границ раздела аморфной фазы MoSi [76]. В синхротронных измерениях для среднеквадратичных значений амплитуды шероховатостей поверхности структуры, границы раздела между ниобием и железом и границы раздела ПС с подложкой, получены значения 4, 1,5 и 1,5 нм соответственно.

Нейтронные рефлектометрические измерения были проведены на спектрометре РЕМУР в Дубне. Перед измерениями образец охлаждался до 2 К в магнитном поле 5 Э, затем налагалось поле 500 Э и устанавливалось значение температуры 2, 5 или 15. На рис. 25 представлен пространственный профиль намагниченности. При температуре 15 К, которая выше значений сверхпроводящих критических температур слоя ниобия и ПС, намагниченность слоя железа составила $4\pi \underline{J} = (1,9 \pm 0,3)$ кЭ, что больше чем на порядок ниже намагниченности объемного железа. Это, по-видимому, указывает на наличие доменов, которые из-за хаотического распределения направлений магнитных моментов уменьшают среднее в плоскости слоя значение намагниченности. При температуре 5 К, которая ниже сверхпроводящей критической температуры слоя ниобия, но выше критической температуры ПС, намагниченность уменьшалась до $(1,3 \pm 0,2)$ кЭ, что составляло 70% от значения при 15 К. При этом в слое ниобия появлялась диамагнитная намагниченность -20 Гс (4% от величины магнитного поля). Уменьшение намагниченности слоя железа можно объяснить увеличением изотропизации направлений магнитных моментов. Одновременно с падением среднего значения намагниченности

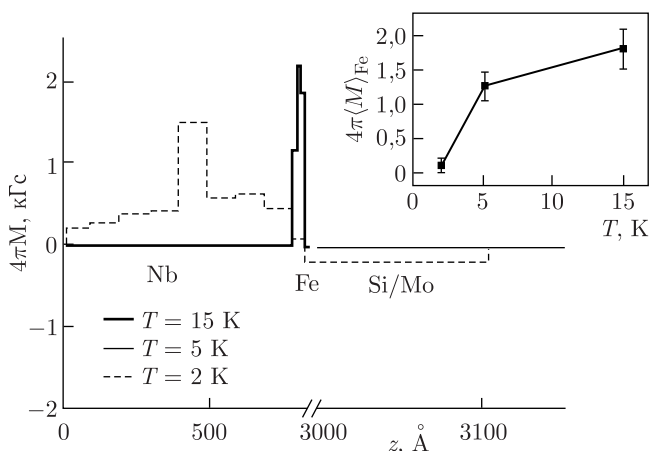


Рис. 25. Пространственный профиль намагниченности в магнитном поле 500 Э при $T = 2, 5$ и 15 К. На вставке показано температурное изменение магнитной индукции слоя железа

происходит небольшое падение ($\sim 1,5\%$) среднего градиента намагниченности, с которым связано рассеяние нейтронов и которое уменьшается на 3%. При температуре 2 К, которая ниже обеих критических температур сверхпроводящих слоев, намагниченность в слое железа почти зануляется и составляет 0,1 кЭ, а градиент намагниченности падает еще на 3%. Одновременно в ПС намагниченность составляет $-0,2$ кЭ (40% от величины поля), а в слое ниобия появляется ряд вихрей, чему эффективно соответствует слой толщиной 10 нм с намагниченностью $(1,5 \pm 0,5)$ кЭ. Столь сильное уменьшение средней намагниченности можно объяснить дальнейшей изотропизацией направлений моментов доменов или антиферромагнитным упорядочением моментов, или уменьшением магнитной индукции в доменах. Последнее может происходить из-за изменения фактора размагничивания с ростом величины доменов при ориентации моментов доменов перпендикулярно границе раздела. Уменьшение диффузного рассеяния нейтронов в этом случае будет происходить из-за уменьшения плотности доменных стенок. Поскольку при 2 К происходит практически полное подавление магнитного момента сверхпроводниками, действующими с двух сторон на ферромагнитный слой, для когерентной длины сверхпроводимости в слое железа следует оценка $\xi_f < 2$ нм. Эта оценка достаточно грубая из-за того, что атомы железа на самом деле распределены на заметно большем, чем 3,9 нм, расстоянии. Эта оценка, скорее, указывает на то, что в реальной структуре слой железа, эквивалентный слою с объемной плотностью и толщиной ~ 2 нм, будет сверхпроводящим.

2.5. Возвратность магнитного состояния [25, 77]. Известно явление возвратности сверхпроводящего состояния в ферромагнитно-сверхпроводящих бислоях и структурах. Так, осциллирующее поведение критической температуры $T_c(d_f)$ в зависимости от толщины ферромагнитного слоя d_f наблюдалось в системах FeV [78–81] и GdNb [82, 83] (рис. 26). Явление было объяснено интерференцией волн сверхпроводящей пары в ферромагнитном слое [84–88].

При интерференции выполняется условие $k_p d_f = \pi$, связывающее волновой вектор пары $k_p = \mu_e H / (\hbar v_F)$, где H — энергия обменного взаимодействия, v_F — скорость электронов на поверхности Ферми с толщиной ферромагнитного слоя d_f . В случае слоя железа экспериментальное значение $d_{\text{Fe}} \approx 1,25$ нм [89], в случае гадолиния — 4 нм [27], что соответствует $k_p \approx 0,8-2,5$ нм $^{-1}$.

В структуре Cu(32 нм)/V(40 нм)/Fe(1 нм)/MgO при уменьшении температуры от сверхпроводящей критической наблюдалась возвратность неоднородного магнитного состояния [77]. Структура была изготовлена в Исследовательском центре Вигнера (Будапешт, Венгрия) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Нанесение слоя железа прямо на подложку позволило получить слой со среднеквадратичной амплитудой шероховатостей границ раздела, не превышающей 0,6 нм. Сверхпроводящая

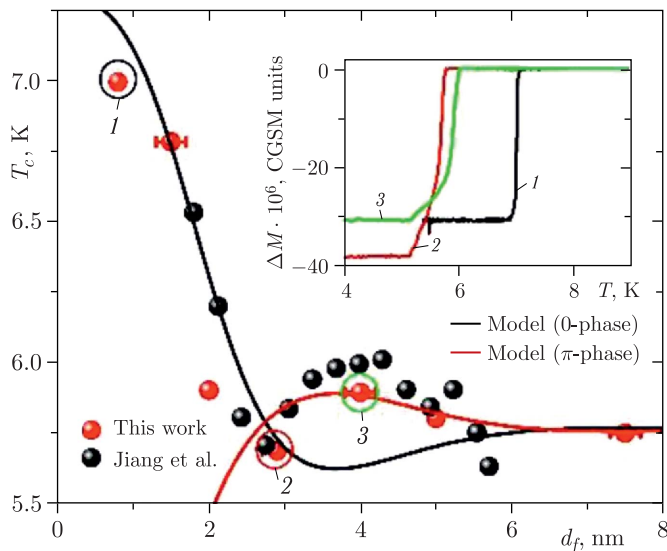


Рис. 26 (цветной в электронной версии). Экспериментальная зависимость $T_c(d_f)$, полученная в работе [67] (красные точки), и данные работы [68] (черные точки) с корректировкой $\delta d_f = 1,5$ нм. Черная и красная кривые показывают расчет с помощью уравнений Узалея для состояний фазы 0 и π . На вставке показаны температурные зависимости изменения магнитного момента $dm(T) \equiv m(T) - m(T > T_c)$ для помеченных точек

критическая температура слоя ванадия, определенная измерением сопротивления, составила 3,5 К. На рис. 27, а показан профиль концентрации элементов в структуре. Видно, что существует взаимное проникновение элементов на границах раздела слоев. Ширина магнитного слоя на полувысоте распределения плотности атомов железа составила 4 нм (четырёхкратное увеличение номинального значения), однако концентрация атомов железа составляет 20%. На рис. 27, б приведены температурная зависимость магнитного момента $M(T)$, зависимость верхнего критического поля $H_{c2}(T)$ и зависимость магнитного момента от магнитного поля $M(H)$.

В данной структуре бислоем V(40 нм)/Fe(1 нм) помещен между отражающей нейтроны подложкой MgO и усиливающим плотность нейтронов слоем Si. Плотность нейтронов в начальном спиновом состоянии нейтронов на границе раздела была увеличена в 50 раз по сравнению с плотностью в падающем на структуру пучке нейтронов. Это вызвало соответствующее увеличение диффузного рассеяния нейтронов на неоднородностях в 50 раз [77]. Нейтронные исследования были выполнены на рефлектометре «Адам» (ИЛЛ, Гренобль). На рис. 28 приведены зависимости коэффициентов отражения нейтронов с переворотом и без

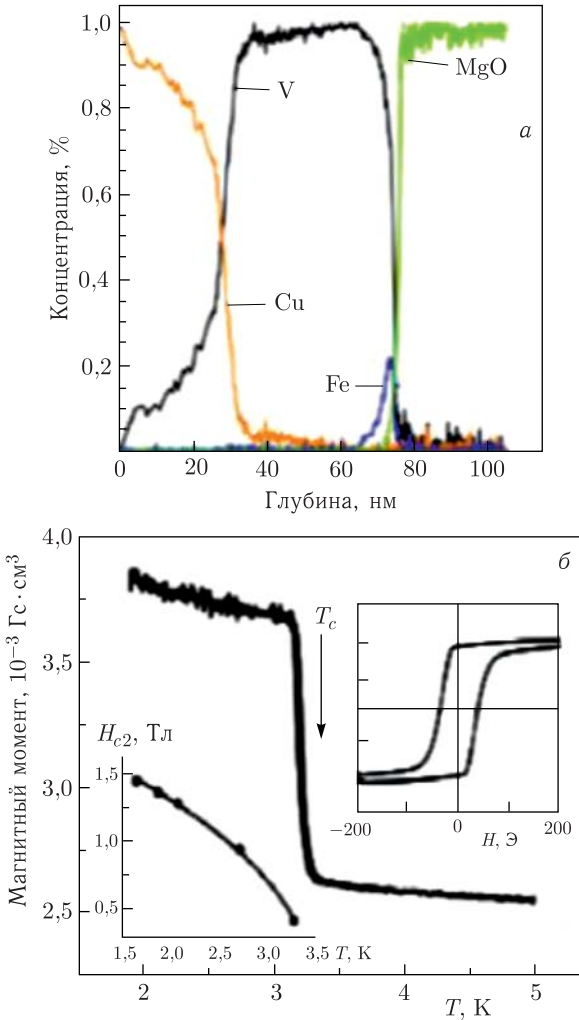


Рис. 27. а) Пространственный профиль в глубину структуры концентрации элементов V, Cu, Fe и окисла MgO. б) Температурная зависимость магнитного момента в магнитном поле 10 Э. Левая вставка: температурная зависимость верхнего критического поля сверхпроводящего слоя. Правая вставка: гистерезисная петля при 10 К

переворота спина при $T = 10$ К и $H = 20$ Э. Для идентификации неколлинеарного состояния ферромагнитного слоя через испытанных переворот спина нейтроны магнитное поле после намагничивания структуры было уменьшено и повернуто на 90° (поворот оси поляризации). После этого были проведены температурные измерения диффузного рассеяния и

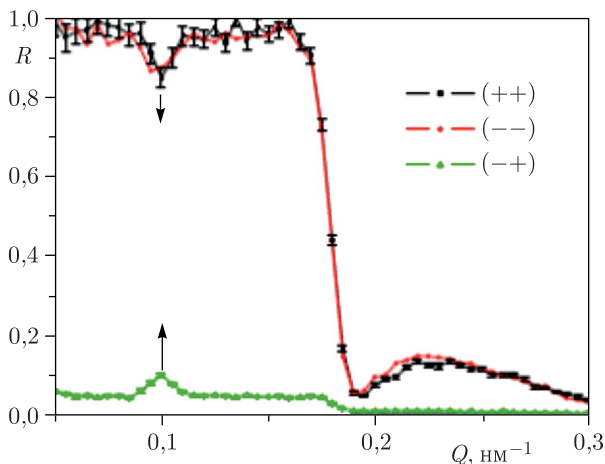


Рис. 28. Коэффициенты отражения с переворотом $(-+)$ и без переворота $(++$ и $--)$ спина

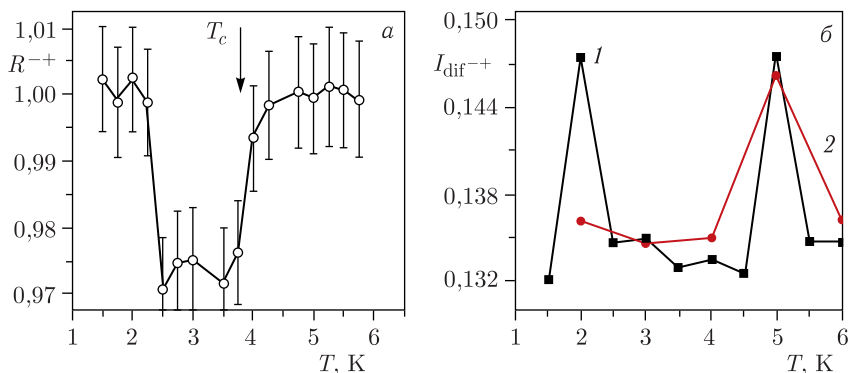


Рис. 29. Температурные зависимости: *а*) коэффициента зеркального отражения с переворотом спина; *б*) интенсивности диффузного рассеяния с переворотом спина при увеличении (1) и уменьшении (2) температуры

зеркального отражения с переворотом спина (рис. 29), проявление которых оказалось коррелированным. Действительно, диффузное рассеяние возникало при температурах, когда магнитная неколлинеарность в глубину структуры была максимальной. Возникновение диффузного рассеяния при 2 и 5 К связано со статически или динамически неоднородным магнитным состоянием ферромагнитного слоя. Неоднородное состояние ферромагнитного слоя можно предположительно объяснить «усилением» сверхпроводящего состояния из-за конструктивной интерференции пар. Возникающее при интерференции «усиление» сверхпроводящего состояния в ферромагнитном слое может приводить как к доменному

состоянию, так и флуктуациям намагниченности при сверхпроводящем переходе во второй части ферромагнитного слоя, которая прилегает к первой части ферромагнитного слоя, перешедшей в сверхпроводящее состояние при 5 К. И домены, и флуктуации намагниченности приводят к увеличению рассеяния нейтронов.

Явление температурной возвратности наблюдалось также в структурах Nb(70 нм)/Cu_xNi_{1-x}(4 нм)/Si, $x = 0,21, 0,35$ [25].

На рис. 30 приведена зависимость суммарной интенсивности прошедших структуру и отраженных от структуры нейтронов $I_{R+T}(T)$ от температуры, начиная с 10 и до 1,5 К, для трех экспериментов Э1–Э3 (зависимости 1–3). В первом эксперименте (зависимость 1) при 10 К устанавливалось магнитное поле 25 Э. Во втором эксперименте (зависимость 2) при 10 К структура намагничивалась в поле 500 Э, после чего устанавливалось поле 25 Э и проводилось измерение с изменением температуры от 10 до 1,5 К. Зависимость 3 получена в эксперименте с магнитным полем 200 Э аналогично тому, как была получена зависимость 1. Видно, что в температурном диапазоне 5–8 К зависимость 2 проходит выше зависимости 1, а зависимость 3 выше зависимости 2. Это объясняется тем, что в экспериментах 2 и 3 структура намагничена. При температуре 9 К в экспериментах 1 и 2 наблюдаются провалы, связанные с рассеянием нейтронов. Температура 9 К находится в окрестности $T_c = 8,5$ К. Для Э3 рассеяния нет. Объяснить возникновение рассеяния для Э1, Э2 можно тем, что часть магнитного слоя переходит в сверхпроводящее состояние. Для Э3 этого не происходит из-за того, что магнитное поле «удерживает» неизменным магнитное состояние ферромагнитного слоя. При температуре 4 К рассеяние уже наблюдается и для Э3. Это связано с меньшим значением намагниченности из-за размгничивания под действием сверхпроводимости, а также «более сильной

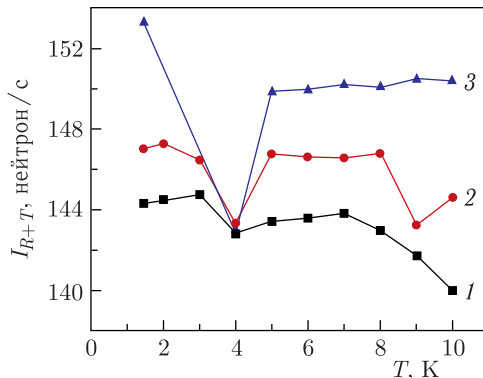


Рис. 30. Зависимость $I_{R+T}(T)$ для нейтронов с $\lambda = 2 \text{ \AA}$ и $P_0 = +1$ в Э1 (1), Э2 (2) и Э3 (3). Ошибки не превышают размеров точек

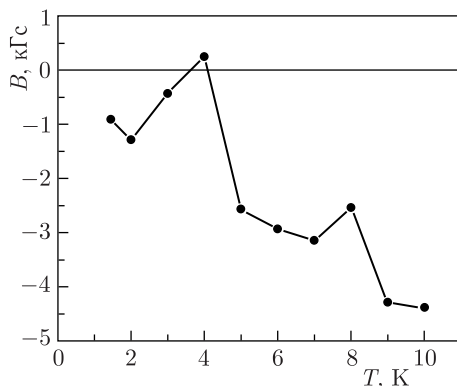


Рис. 31. Зависимость индукции магнитного поля от температуры при $H = 25$ Э для предварительно намагниченной в поле 500 Э структуры $\text{Nb}/\text{Ni}_{0,65}\text{Cu}_{0,35}$ (4 нм)

сверхпроводимостью» при 4 К по сравнению с 9 К. И в этом случае рассеяние существует в узком диапазоне температуры.

На рис. 31 приведена зависимость индукции в магнитном слое с действительной толщиной 6,5 нм, полученная в результате фитирования данных зеркального отражения нейтронов. Наблюдается тенденция уменьшения индукции магнитного поля при уменьшении температуры. Экстраполяция этой тенденции дает нулевое значение индукции при температуре, стремящейся к нулю. Уменьшение индукции магнитного поля указывает на то, что магнитные моменты обеих систем, кластеров и доменов стремятся разупорядочиться по направлению. Состояние с нулевой магнитной индукцией является благоприятным для проникновения в магнитный слой сверхпроводящих пар.

На рис. 31 выделены значения температуры 8 и 4 К. При температуре $(8,0 \pm 0,5)$ К, которая совпадает с критической температурой, магнитная индукция уменьшается на 30%. Это соответствует тому, что становится равной нулю индукция в слое толщиной 2 нм. При температуре 4 К магнитная индукция величиной 2 кГс уменьшается на 100%, достигая нулевого значения. В этом случае весь магнитный слой переходит в сверхпроводящее состояние.

Анализ экспериментальных данных показывает, что магнитный слой состоит из трех магнитных наноструктур. Структура С1 — доменная структура. Толщина доменных стенок не превышает 1,6 нм. Это на порядок меньше толщины доменных стенок в кристалле никеля. Доменная структура реализуется в неоднородной среде, которая окружает кластеры и состоит из атомов меди, никеля и ниобия. Ферромагнитные домены в этой среде присутствуют во всем диапазоне температур 1,5–10 К. С увеличением магнитного поля размеры доменов возрастают, а плотность доменных стенок уменьшается. При температурах 4 и 9 К моменты доменов разупорядочиваются по направлению, а плотность доменных

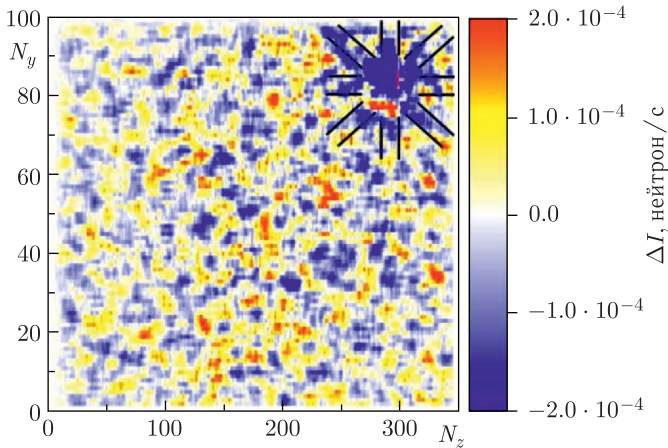


Рис. 32. Карта пространственного распределения разности $\Delta I(N_y, N_z) = I(4 \text{ К}) - I(6 \text{ К})$ для ЭЗ

стенки становится максимальной для всех трех экспериментов. Рассмотрим теперь структуру С3 — решетку магнитных кластеров, рассеяние нейтронов на которой происходит непосредственно в область 3 детектора. На рис. 32 приведена пространственная карта разности интенсивностей $\Delta I(N_y, N_z) = I(4 \text{ К}) - I(6 \text{ К})$ для ЭЗ. Видно, что существующее при 6 К рассеяние на магнитной решетке уменьшается при 4 К (разность отрицательная в окрестности прямого пучка, имеющего координаты $N_y = 87$ и $N_z = 290$). Уменьшение рассеяния с исходной поляризацией $P_0 = +1$ связано с изотропизацией направлений магнитных моментов кластеров. Видно, что наблюдается отражение нейтронов от восьми плоскостей решетки (направления рассеяния нейтронов показаны парами линий). При этом межплоскостное расстояние решетки составляет 7 нм. Заметим, что в Э2 наблюдается отражение от шести плоскостей, что связано с уменьшением интенсивности рассеяния нейтронов из-за большей разупорядоченности направлений магнитных моментов кластеров.

Таким образом, при температуре 4 К кластеры, в момент изотропизации направлений моментов доменов, упорядочиваются в одном направлении, но антиколлинеарно к моменту доменов. В результате рассеяние на системе кластеров уменьшается. Межплоскостное расстояние в решетке из кластеров составляет 7 нм. Структура С2 — ферромагнитная структура кристаллического никеля. Период данной ферромагнитной структуры равен или меньше 0,2 нм. Отметим в этой связи, что максимальное значение межплоскостного расстояния в кристаллической решетке никеля составляет 0,203 нм. При $T = 4$ и 9 К происходит корреляция состояний магнитных структур. При этом размеры доменов уменьшаются, а плотность доменных стенок возрастает. Магнитные моменты кластеров разупорядочиваются по направлению в Э1 и ориентируются

против направления магнитного поля в Э2 и Э3. Таким образом, три структуры с линейным размером в диапазоне 0,2–7 нм под действием сверхпроводимости ведут себя скоррелированно.

Рассеяние на доменной структуре при 4 К максимально, что соответствует разупорядочению направлений (изотропизации) моментов доменов и равной нулю магнитной индукции доменной структуры. Равен нулю и магнитный момент системы кластеров.

Таким образом, при 4 К реализуется криптоферромагнитное состояние отдельно для каждой магнитной системы — кластерной и доменной (рис. 33). Отметим также, что для структуры Nb/Ni_{0,81}Cu_{0,19} (4 нм), в которой содержание никеля больше на 16%, скоррелированное поведение магнитных систем происходит при более низкой температуре 2,5 К.

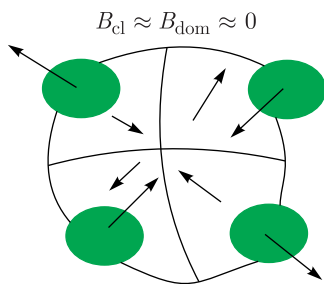


Рис. 33. Схематическое представление раздельного скрытого магнитного состояния: магнитная индукция кластеров и доменов равна $B_{cl} \approx 0$ и $B_{dom} \approx 0$

2.6. Намагничивание структуры Cu(32 нм)/V(40 нм)/Fe(1 нм)/MgO(001). Магнитные измерения структуры Cu(32 нм)/V(40 нм)/Fe(1 нм)/MgO(001) показали, что магнитный момент структуры возрастает на 40% при переходе слоя V(40 нм) в сверхпроводящее состояние. Нейтронные измерения пространственного профиля потенциала взаимодействия нейтрона с веществом также обнаружили появление при сверхпроводящем переходе положительной намагниченности. Две гипотезы могут объяснить экспериментальные данные. Это эффект близости [22] и парамагнитный эффект Мейснера [86].

Эффект близости. Обзор эффектов близости представлен в [70]. Эффект близости в ферромагнетик (Ф) – сверхпроводник (С) структурах ответствен за интерференционные явления, определяющие их термодинамические и транспортные свойства [87–94]. Проникающие в ферромагнетик куперовские пары изменяют свою спиновую структуру, так что сверхпроводящая корреляционная функция содержит спин-синглет и спин-триплет компоненты. Это отражается, например, в немонотонной зависимости критической температуры от толщины Ф-слоя в планарных Ф/С-структурах [95, 96]. В то же время Ф-слой действует на С-слой, производя различные типы магнитного упорядочения. Здесь есть два механизма, ответственные за это обратное действие. Первый состоит в проникновении поляризованных куперовских пар от Ф-слоя в С-слой [97–103]. Результирующая спин-поляризация в С-слое локализована на сверхпроводящей длине когерентности. Второй механизм исходит из эффекта рассеянного магнитного поля, производимого неоднородной намагниченностью ферромагнетика и обнаруживающегося через

генерацию мейснеровских экранирующих токов и вихревую структуру в сверхпроводнике [104–106]. Недавно был открыт электромагнитный эффект близости, который состоит в образовании мейснеровского тока в Φ -слое [74, 107–111]. В этом случае генерируется в S -слое магнитное поле на протяжении лондоновской глубины проникновения поля.

Для рефлектометрических измерений был использован разработанный нами режим усиленных стоячих нейтронных волн. Для слоя ванадия в структуре $\text{Cu}(32 \text{ нм})/\text{V}(40 \text{ нм})/\text{Fe}(1 \text{ нм})/\text{MgO}(001)$ получены следующие параметры сверхпроводящего состояния: $T_c = (3,4 \pm 0,1) \text{ К}$, $\xi_s = (9,3 \pm 0,1) \text{ нм}$, $\lambda \approx 100 \text{ нм}$. При $T = 10 \text{ К}$ намагниченность Φ -слоя, отнесенная к толщине 1 нм , составляла $M = 17,5 \text{ кГс}$.

На рис. 34, *a* показана экспериментальная зависимость спиновой асимметрии $S(Q) = (R^+(Q) - R^-(Q))/(R^+(Q) + R^-(Q))$ (черный цвет) при $T = 5 \text{ К} > T_c$ и разность спиновых асимметрий для значений температуры $1,6$ и 5 К (красный цвет), где $R^\pm(Q)$ — коэффициент зеркального отражения нейтронов, поляризованных по полю (+) и против поля (–). После охлаждения образца ниже T_c наблюдался сдвиг спиновой асимметрии вблизи $Q = 0,36 \text{ нм}^{-1}$ в сторону больших значений Q , который связан с появлением магнитного подслоя с намагниченностью (рис. 34, *б*), которая аппроксимировалась зависимостью $M(z) = M_0 \exp((z - z_0)/L)$, где M_0 — намагниченность на границе СП/ФМ, z — координата в глубине сверхпроводящего слоя, L — характерная толщина магнитного подслоя. Для значений параметров получено $M_0 = (0,8 \pm 0,3) \text{ кГс}$, $L = (7,0 \pm 1,0) \text{ нм}$, $z_0 = 71 \text{ нм}$. При этом толщина магнитного подслоя по порядку величины соответствует извлеченной из транспортных измерений длине корреляции СП, которая равна $(9,3 \pm 0,1) \text{ нм}$. Эти экспериментальные данные согласуются с предположением обратного эффекта, когда в сверхпроводящем слое возникает положительный магнитный момент [39].

Другое объяснение полученных результатов связано с парамагнитным эффектом Мейснера. В [86] была предложена альтернативная феноменологическая модель плотноупакованных сверхпроводящих вихрей, которые концентрируются вблизи границы раздела. В этой модели магнитный момент расположенных близко коров вихрей значительно превосходит отрицательный момент окружающей сверхпроводящей среды, что и приводит к парамагнетизму.

Следует также отметить, что атомы железа полностью находятся в слое ванадия. Относительная концентрация атомов железа находится в диапазоне 0–20% на протяжении 10 нм со стороны слоя ванадия (рис. 27, *a*). Известно, что в сплаве FeV атомы ванадия намагничиваются и их моменты ориентируются антиколлинеарно магнитным моментам атомов железа. В этой связи из-за сложной магнитной структуры не исключаются другие сценарии изменения магнитного момента при сверхпроводящем переходе. В частности, это может быть диамагнитная компенсация при сверхпроводящем переходе магнитного момента атомов

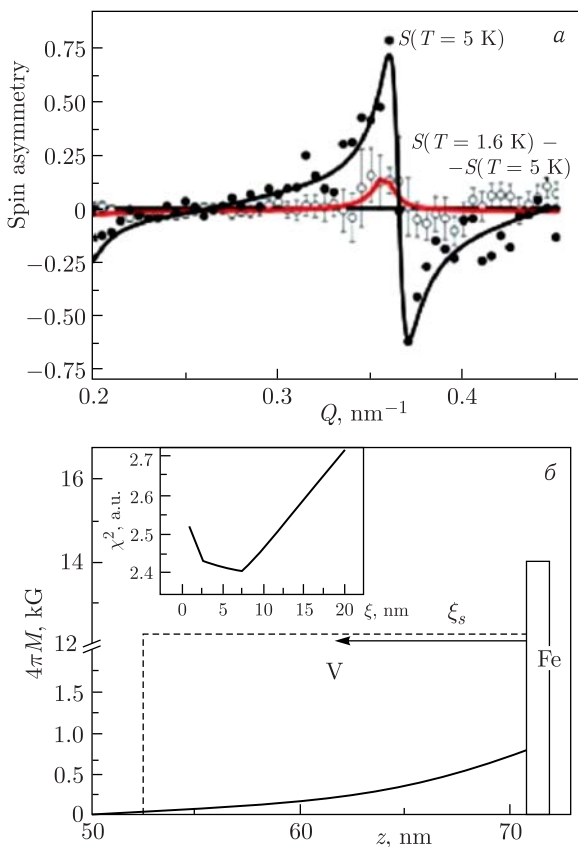


Рис. 34 (цветной в электронной версии). *a*) Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости спиновой асимметрии (черный цвет) и разности спиновой асимметрии (красный цвет) для значений температуры 1,5 и 5,0 К. *б*) Пространственный профиль индукции магнитного поля при $T = 1,5 \text{ К}$

ванадия. Регистрация дополнительно к отражению нейтронов вторичного излучения из контактирующих на границе раздела элементов [35–38] может помочь в идентификации механизма намагничивания структуры.

2.7. Компенсационный магнетизм [17, 23, 26]. Структура Ta (20 нм)/V(150 нм)/ $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$ (1 нм)/V(1,2 нм)/ $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$ (1 нм)/Nb(150 нм)/Si (далее структура V/FeV/V/FeV/Nb) исследовалась с целью обнаружить в ферромагнитном слое криптоферромагнитное состояние [1, 2]. При приготовлении структуры было принято во внимание следующее. Первое — два окружающих тонкие ферромагнитные слои толстых сверхпроводящих слоя оказывают на них сильное воздействие. Второе — два ферромагнитных слоя с промежуточным слоем из ванадия или

хрома толщиной порядка 1 нм могут из-за косвенного обменного взаимодействия упорядочиться антиферромагнитно, что облегчит переход ферромагнитных слоев в сверхпроводящее состояние. Третье — в сплаве железа с ванадием магнитные моменты атомов железа и ванадия упорядочиваются антиколлинеарно [96], что уменьшает магнитный момент сплава и способствует установлению в нем сверхпроводимости. В этой связи ферромагнитные слои были приготовлены из раствора $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$. Наконец, четвертое — для повышения эффективности нейтронных исследований магнитного пространственного профиля были реализованы как режим бегущих, так и стоячих нейтронных волн. Для этого были использованы сверхпроводники со значительно отличающимися значениями потенциала взаимодействия вещества с нейтронами. Сверхпроводник ванадий имеет отрицательный потенциал взаимодействия, что позволяет нейтронам даже при небольших значениях волнового вектора проникать через толстый слой ванадия и взаимодействовать с магнитными слоями. Сверхпроводник ниобий имеет сравнительно большой положительный потенциал взаимодействия, что позволяет реализовать режим стоячих волн с пучностью потока нейтронов на магнитных слоях. В результате в режиме стоячих волн возросла чувствительность к измерению рассеяния нейтронов, а также процесса переворота спина нейтронов на магнитно-неколлинеарной ферромагнитной структуре.

На рис. 35 представлен пространственный профиль структуры V/FeV/V/FeV/Nb, измеренный с пространственным разрешением 1 нм методом нейтральной атомной масс-спектрометрии [112]. Границы слоев ниобия и ванадия имеют протяженность в глубину, близкую к ширине магнитного слоя. Протяженность границ в глубину возрастает при удалении от подложки. Так, для ближайшей к подложке границы ниобия ее протяженность, определяемая как расстояние, на котором концентрация элемента изменяется в диапазоне 50–100%, составляет 10 нм, в то время как для дальней — 20 нм. Магнитный слой имеет

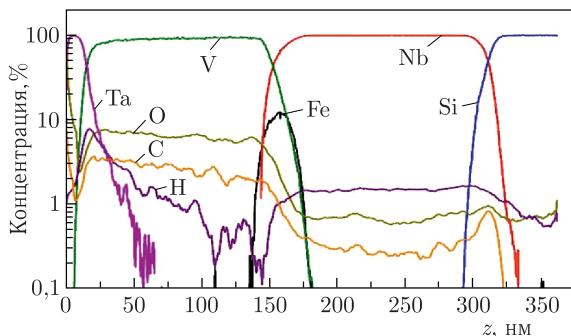


Рис. 35. Пространственный профиль элементов слоистой структуры V/FeV/V/FeV/Nb

толщину 20 нм, что в 6,3 раза больше толщины, которая должна была быть исходя из плотности объемных материалов и количества наносимых элементов. В результате взаимного проникновения элементов слой из атомов железа оказывается дополнительно разбавленным в 14 раз атомами ниобия и ванадия, так что содержание атомов железа в нем составляет $\sim 7\%$ (на ширине пространственного распределения).

Нейтронные и магнитные измерения указывают на то, что в магнитном слое присутствуют суперпарамагнитные кластеры. На рис. 36, *а* приведены зависимости интегрального по длине волны нейтронов коэффициента рассеяния нейтронов S (при $H = 0$ принято, что рассеяние отсутствует), полученные при $T = 300$ К. Видно, что с увеличением магнитного поля интенсивность рассеяния растет, а разность интенсивностей для плюс- и минус-поляризацій уменьшается. Увеличение интенсивности рассеяния нейтронов связано с рассеянием на кластерах. Здесь надо отметить, что в противоположность рассеянию на системе кластеров при рассеянии нейтронов на ферромагнитной доменной структуре увеличение магнитного поля приводит к уменьшению рассеяния из-за увеличения размеров доменов и уменьшения плотности доменных стенок. На рис. 36, *б* приведены две схемы магнитных моментов. В немаг-

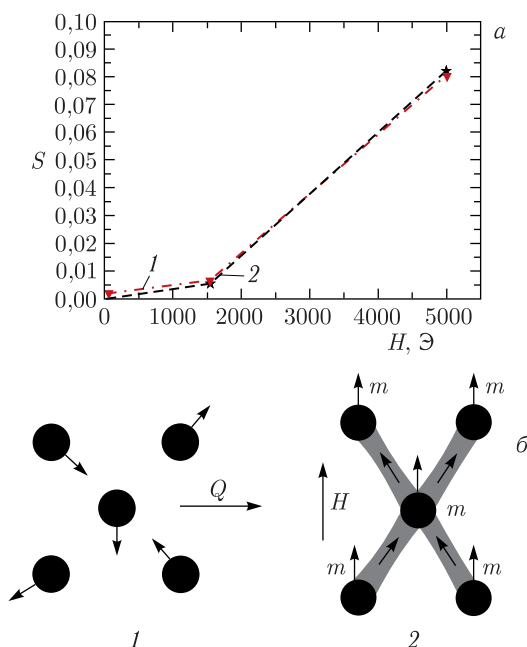


Рис. 36. *а*) Зависимость $S(H)$ при $T = 300$ К для $P_0 = +1$ (1) и -1 (2); *б*) схемы ориентации магнитных моментов кластеров в немагнитном (1) и намагнитном (2) состояниях

ниченном состоянии (1) магнитные моменты кластеров ориентированы хаотично, а рассеянное поле между кластерами равно нулю. В намагниченном состоянии кластеров (2) рассеянное магнитное поле образует магнитные каналы, соединяющие кластеры. Поскольку каналы проходят в однородном пространстве, то рассеяние на них нейтронов не зависит от поляризации. В результате с увеличением поля кроме увеличения интенсивности рассеяния уменьшается разность интенсивностей рассеянных нейтронов для плюс- и минус-поляризаций.

В работе наблюдалось намагничивание доменной структуры и размагничивание системы кластеров при уменьшении температуры ниже сверхпроводящей критической в ферромагнитно-сверхпроводящей структуре, при этом полный магнитный момент структуры стремился к нулю. Рассмотрим данный результат.

Суммарный магнитный момент структуры при $T = 10$ К и $H = 25$ Э является отрицательным. На рис. 37 приведена интенсивность рассеяния на плоскости переданных моментов $[Q_x, Q_y]$, на рис 37, а, б при $T = 10$ К и $H = 25$ Э. Видно, что рассеяние существует при $Q_x < 0,22 \text{ \AA}^{-1}$, что

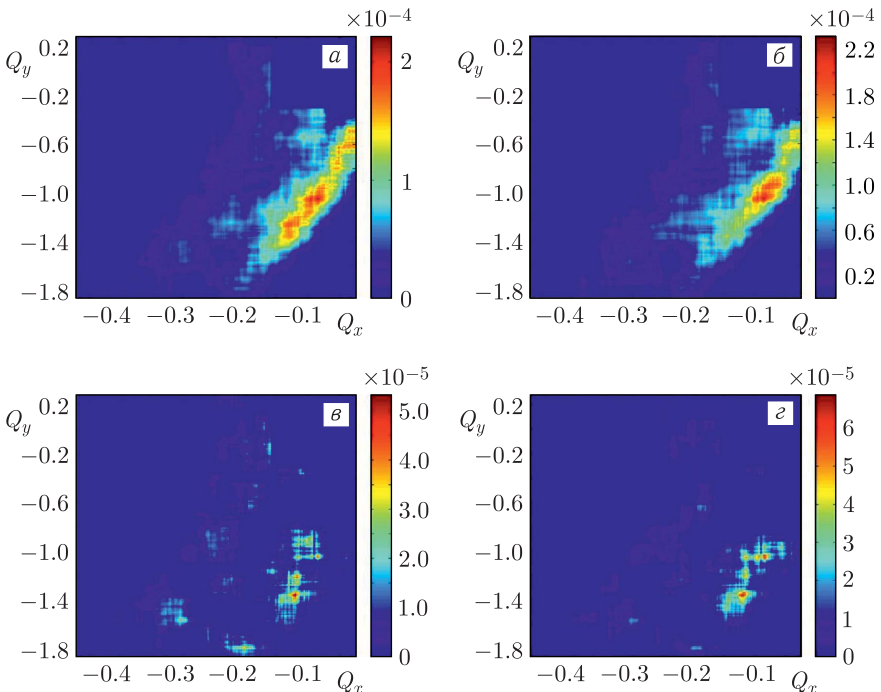


Рис. 37. Контуры интенсивности рассеяния нейтронов на плоскости $Q_y - Q_x$: при $T = 10,04$ К и $H = 25$ Э для поляризации $P_0 = +1$ (а) и $P_0 = -1$ (б); при $T = 10$ К, $H = 1000$ Э, $P_0 = +1$ (в) и $T = 1,35$ К, $H = 25,5$ Э, $P_0 = +1$ (г)

соответствует межплоскостному расстоянию $d > 3$ нм. Рассеяние максимально для характеризующих решетку кластеров межплоскостных расстояний $d = 5$ и 7 нм и доменных стенок и доменов с размером 25 и 60 нм.

На рис. 37, в приведена интенсивность при $T = 10$ К и $H = 1000$ Э. Видно, что рассеяние при $Q_x < 0,08 \text{ \AA}^{-1}$ ($d > 8$ нм) практически исчезло. Очевидно, что при $H = 1000$ Э происходит намагничивание окружающей кластеры ферромагнитной среды, в результате чего исчезает рассеивающая нейтроны доменная структура.

При уменьшении температуры до $1,35$ К при $H = 26$ Э (рис. 37, з) интенсивность рассеяния убывает, что указывает на размагничивание системы кластеров, причем моменты кластеров становятся слегка ориентированными по полю и намагничиванию противоположно кластерам окружающей их ферромагнитной среды. Видно, что картина практически такая же, как при $T = 10$ К и $H = 1000$ Э. На это указывают также данные уменьшения рассеяния нейтронов с уменьшением температуры, представленные на рис. 38.

Видно из рис. 38, что интенсивность рассеяния понижается с уменьшением температуры, т. е. магнитный момент намагничивающейся ферромагнитной среды возрастает по абсолютной величине. При этом отрицательная суммарная намагниченность кластеров из-за частичной изотропизации направлений моментов уменьшается по абсолютной величине на 30% . Магнитный момент структуры является суммой магнитных моментов магнитных и сверхпроводящих слоев. При температуре в диапазоне $4\text{--}7$ К магнитный момент структуры изменяется под действием сверхпроводимости в слое ниобия, а ниже 4 К — под действием сверхпроводимости в слое ванадия. В диапазоне $3,5\text{--}5$ К изменение магнитного момента определяется магнитным слоем (рис. 39).

При этом магнитная индукция магнитного слоя уменьшается с 150 до 100 Э. Поскольку намагниченность окружающей кластеры среды возрастает, а полная намагниченность магнитного слоя уменьшается, то

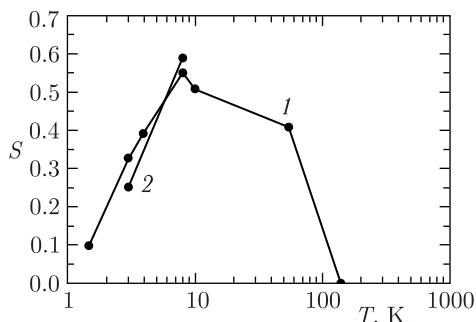


Рис. 38. Зависимость $S(T)$ для структуры $V/FeV/V/FeV/Nb$ при $H = 17$ Э и поляризации нейтронов $P = +1$ (1) и $P = -1$ (2)

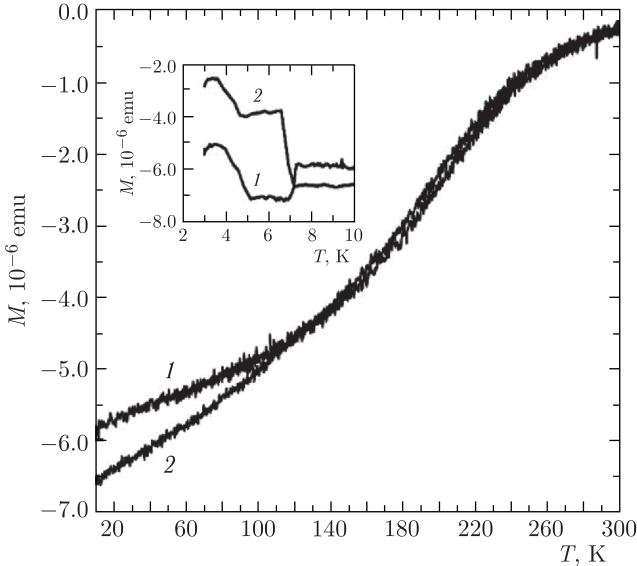


Рис. 39. Зависимость магнитного момента от температуры для структуры Ta(5 нм)/V(150 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/V(1,2 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3}(1 нм)/Nb(150 нм)/Si при охлаждении в нулевом поле (1) и в магнитном поле напряженностью 20 Э. На вставке показана зависимость магнитного момента от температуры в диапазоне 3–10 К

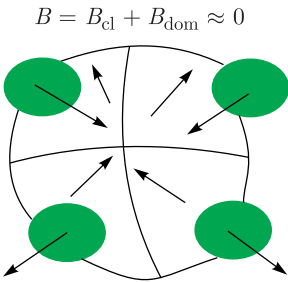


Рис. 40. Схематическое представление скрытого компенсационного магнитного состояния: суммарная магнитная индукция кластеров и доменов равна $B \approx 0$

противоположно направленные намагниченности доменов и кластеров частично компенсируют друг друга. Данное сверхпроводящее неоднородное магнитное состояние структуры из кластеров и доменов можно классифицировать как компенсационный криптомагнетизм. На рис. 40 схематически показано данное криптомагнитное состояние. В пространстве между кластерами магнитная индукция создается противоположно направленными намагниченностью доменной структуры и рассеянным полем кластеров. Поскольку напряженность рассеянного поля меньше индукции магнитного поля в кластерах, магнитная индукция в пространстве между кластерами

$B \leq 100$ Гс при $T < 3$ К. Очевидно, что так как магнитный момент кластеров достаточно большой (намагниченность равна 2,35 кГс, а диаметр кластеров превосходит когерентную длину сверхпроводимости на поря-

док), сверхпроводимость может существовать в ферромагнитной среде в пространстве между кластерами.

2.8. Релаксация магнитного состояния. В [24] рассмотрен метод рефлектометрии нейтронов в реальном времени. Было показано, что на существующем на реакторе ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна) рефлектометре поляризованных нейтронов РЕМУР возможны исследования изменяющихся во времени процессов в частотном диапазоне $f < 3$ мГц. Такой частотный диапазон в принципе характерен для ферромагнитных и сверхпроводящих структур.

Рассмотрим данные измерений динамического поведения, а именно релаксации магнитного состояния слоистой структуры (V/FeV/V/FeV/Nb). На рис. 41 приведены зависимости $S(t)$ при $\lambda = 1,8 \text{ \AA}$ после ступенчатого изменения поля и температуры. Структура намагничивалась в магнитном поле 2 кЭ при температуре 10 К. Поскольку магнитное поле лежит в плоскости слоя, домены, ориентированные перпендикулярно слою, ориентировались в плоскости слоя. Затем поле уменьшалось до 17 Э, устанавливалась температура 10, 6, 3 или 2 К и проводились измерения. Видно, что с течением времени рассеяние нейтронов растет,

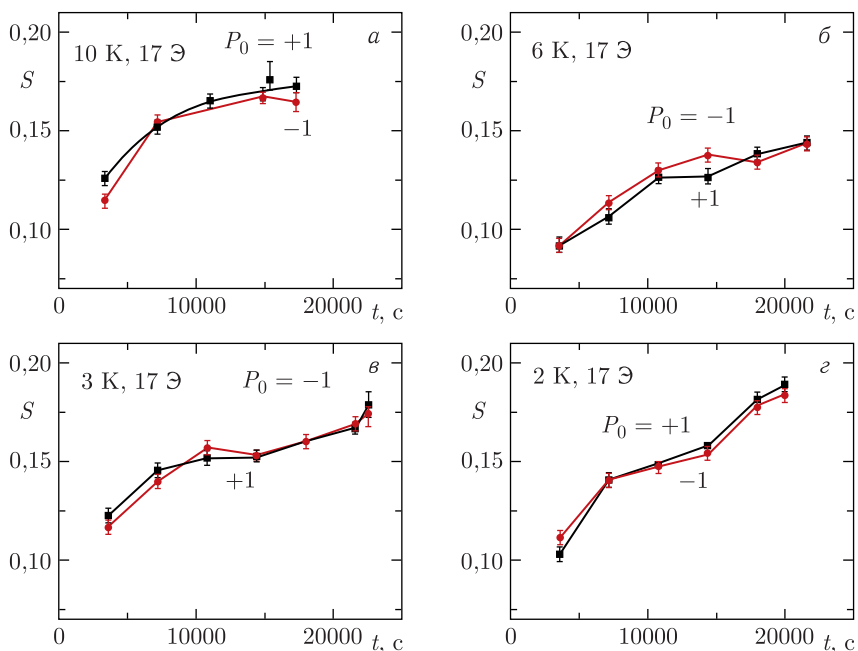


Рис. 41. Зависимость $S(t)$ в магнитном поле 17 Э в случае предварительно намагниченного образца в магнитном поле 2 кЭ при разных температурах для $\lambda = 1,8 \text{ \AA}$

а поляризация изменяет знак для $T = 6$, $T = 3$ и $T = 2$ К соответственно при 17000, 9000 и 7500 с. Рост рассеяния связан с ростом плотности доменных стенок, а изменение поляризации — с поворотом моментов кластеров. Не зависящая от поляризации нейтронов часть интенсивности нейтронов (средняя по поляризациям $+1$ и -1) для $T = 6$ К, $T = 3$ К и $T = 2$ К состоит из двух участков, разделенных моментом времени, равным соответственно 17000, 15000 и 10000 с. Перегиб в зависимости означает появление новой доменной структуры, а именно образуются домены меньшего размера. В результате плотность доменных стенок еще более возрастает и, соответственно, возрастает интенсивность рассеяния нейтронов. Видно, что характерные времена уменьшаются с уменьшением температуры, что указывает на то, что процессы движения моментов кластеров и образования мелких доменов наступают при уменьшении температуры раньше.

Таким образом, можно констатировать, что процесс релаксации при сверхпроводящих слоях структуры ($T = 2, 3, 6$ К) существенно отличается от процесса релаксации с несверхпроводящими слоями ($T = 10$ К). В первом случае он протекает в две стадии, во втором — в одну. Действие сверхпроводимости приводит к образованию доменов меньшего, чем обычно, размера. В случае сверхпроводящих слоев также одновременно с изменением доменной структуры происходит изменение направления магнитных моментов кластеров относительно направления магнитного поля. Оба процесса связаны между собой и управляются сверхпроводимостью. Величина изменения интенсивности рассеяния при релаксации достигает 100%. При этом на интервале измерений 1 ч (частотный диапазон $f < 3 \cdot 10^{-4}$ Гц) статистическая ошибка измерений составляет 3% от величины изменения интенсивности рассеяния нейтронов. Образование доменов малого размера при колебаниях моментов кластеров можно рассматривать как специфическое состояние, характеризующееся тем, что средний на временном интервале магнитный момент структуры стремится к нулю. Образование доменов меньшего размера является признаком скрытого магнитного состояния, характеризующегося близким к нулю значением магнитного момента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На данном технологическом уровне экспериментально изготавливаемые слоистые структуры являются неоднородными. В этой связи применение рефлектометрии нейтронов в режимах стоячих волн, регистрации рассеянных нейтронов и вторичных излучений позволяет изучать закономерности магнитного состояния ферромагнитно-сверхпроводящих структур на наноуровне. Выполненные исследования подтвердили экспериментальные наблюдения, полученные другими авторами, и позволили открыть совершенно новые явления. К подтвержденным наблюдениям относятся: подавление намагниченности ферромагнитного слоя

в Ф/С-бислое, парамагнетизм Ф/С-структуры, релаксация магнитного состояния Ф/С и депиннинг абрикосовских вихрей. Впервые наблюдаемые явления есть: реверс магнитного момента при сверхпроводящем переходе, магнитно-неколлинеарная трансформация магнитного состояния периодической Ф/С-структуры и диамагнетизм коллинеарной магнитному полю компоненты намагниченности, температурная возвратность неоднородного магнитного состояния, коррелированное поведение магнитных систем Ф/С-структуры на пространственном масштабе от ангстрем до микрометра, образование компенсированного скрытого магнитного состояния – подавление общего магнитного момента Ф/С-структуры путем взаимной компенсации магнитных моментов кластеров и доменов, взаимодействие и изменение величины взаимодействия доменной структуры с системой кластеров, формирование доменной структуры в две стадии [16–29].

Авторы выражают благодарность В. Л. Аксенову, А. В. Петренко и Ю. Н. Хайдукову за участие в проведении экспериментов и обсуждении результатов исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ginzburg V. L.* Ferromagnetic Superconductors // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1957. Т. 31. С. 202.
2. *Anderson P. W., Suhl H.* Spin Alignment in the Superconducting State // *Phys. Rev.* 1959. V. 116. P. 898.
3. *Изюмов Ю. А., Прошин Ю. Н., Хусаинов М. Г.* Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник // *УФН.* 2002. Т. 172, № 2. С. 113.
4. *Muhge Th. et al.* Influence of Superconductivity on Magnetic Properties of Superconductor/Ferromagnet Epitaxial Bilayers // *Physica C.* 1998. V. 296. P. 325.
5. *Garifullin I. A., Tikhonov D. A., Garif'yanov N. N., Fattakhov M. Z., Theis-Brohl K., Westerholt K., Zabel H.* Possible Reconstruction of the Ferromagnetic State under the Influence of Superconductivity in Epitaxial V/Pd_{1-x}Fe_x Bilayers // *Appl. Magn. Reson.* 2002. V. 22. P. 439.
6. *Aksenov V. L., Jernenkov K. N., Khaidukov Yu. N., Nikitenko Yu. V., Petrenko A. V., Proglyado V. V., Andersson G., Wappling R.* Interplay between Superconductivity and Ferromagnetism in Fe/V Multilayered Structure Studied by Polarized Neutron Reflectometry // *Physica B.* 2005. V. 356. P. 9–13.
7. *Аксенов В. Л., Никитенко Ю. В., Петренко А. В., Уздин В. М., Хайдуков Ю. Н., Цабель Х.* Особенности магнитного состояния слоистой наноструктуры ферромагнетик/сверхпроводник Fe/V // *Кристаллография.* 2007. Т. 52, № 3. С. 403–409.
8. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Odd Triplet Superconductivity in Superconductor Ferromagnet Structures: A Survey // *Appl. Phys. A.* 2007. V. 89. P. 599.
9. *Sonin E. B.* Comment on “Domain Structure in a Superconducting Ferromagnet” // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 269701.

10. *Bergeret F. S., Garcia N.* Spin Screening and Antiscreening in a Ferromagnet/Superconductor Heterojunction // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 70. P. 052507.
11. *Sonin E. B.* Spontaneous Vortex Phase in a Superconducting Weak Ferromagnet // *Phys. Rev. B.* 1998. V. 57, No. 22.
12. *Аксенов В. Л., Никитенко Ю. В.* Нейтронная поляризационная рефлектометрия на импульсном реакторе ИБР-2 // *Кристаллография.* 2007. Т. 52, № 3. С. 564.
13. *Никитенко Ю. В., Сыромятников В. Г.* Рефлектометрия поляризованных нейтронов. М.: Физматлит, 2013. 224 с.
14. *Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V.* Neutron Interference at Grazing Incidence Reflection. Neutron Standing Waves in Multilayered Structures: Applications, Status, Perspectives // *Physica B.* 2001. V. 297. P. 101.
15. *Никитенко Ю. В.* Нейтронные стоячие волны в слоистых системах: образование, детектирование и применение в нейтронной физике и для исследований наноструктур // *ЭЧАЯ.* 2009. Т. 40, вып. 6. С. 1682.
16. *Khaidukov Yu. N., Kravtsov E. A., Zhaketov V. D., Progliado V. V., Kim G., Nikitenko Yu. V., Keller T., Ustinov V. V., Aksenov V. L., Keimer B.* Magnetic Proximity Effect in [Nb/Gd] Superlattices Seen by Neutron Scattering // arXiv:1902.07541.
17. *Никитенко Ю. В., Хайдуков Ю. Н., Радуга Ф., Петренко А. В., Кожевников С. В., Сашин И. Л., Мухамеджанов Э. Х., Борисов М. М., Сыромятников В. Г., Жакетов В. Д., Аксенов В. Л.* Сообщ. ОИЯИ Р14-2014-60. Дубна, 2014.
18. *Аксенов В. Л., Никитенко Ю. В., Хайдуков Ю. Н., Вдовичев С. Н., Борисов М. М., Морковин А. Н., Мухамеджанов Э. Х.* Сосуществование сверхпроводимости и ферромагнетизма в наноструктуре Nb(50 нм)/Fe(3,9 нм)/40 × [Si(3,4 нм)/Mo(3,4 нм)]/Si // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед.* 2009. № 7. С. 3–8.
19. *Aksenov V. L., Khaidukov Yu. N., Nikitenko Yu. V.* Peculiarities of Magnetic States in Ferromagnet/Superconductor Heterostructures Due to the Proximity Effects // *J. Phys. Conf. Ser.* 2010. V. 211. P. 012022.
20. *Aksenov V. L., Dokukin E. B., Nikitenko Yu. V., Petrenko A. V., Sergeenkov S. A.* Neutron Polarization Investigations of High Temperature Superconductors // *Physica Scripta.* 1993. V. T49. P. 650–654.
21. *Khaidukov Yu. N., Perov N. S., Borisov M. M., Mukhamedzhanov E. Kh., Csik A., Zhernenkov K. N., Nikitenko Yu. V., Aksenov V. L.* Structural and Magnetic Properties of the Periodic 10 × [Fe(5 nm)/V(5 nm)] and 20 × [Fe(3 nm)/V(3 nm)] Systems // *Solid State Phenomena.* 2012. V. 190. P. 396–400.
22. *Khaidukov Yu. N., Nagy D., Kim J.-H., Keller T., Ruhm A., Nikitenko Yu. V., Zhernenkov K. N., Stahn J., Kiss L. F., Csik A., Bottyan L., Aksenov V. L.* On the Feasibility to Study Inverse Proximity Effect in a Single S/F Bilayer by Polarized Neutron Reflectometry // *JETP Lett.* 2013. V. 98, No. 2. P. 107–110.
23. *Жакетов В. Д., Никитенко Ю. В., Радуга Ф., Петренко А. В., Чик А., Борисов М. М., Мухамеджанов Э. Х., Аксенов В. Л.* Магнетизм в структурах с ферромагнитными и сверхпроводящими слоями // *ЖЭТФ.* 2017. Т. 151, вып. 1. С. 132–150.

24. Жакетов В. Д., Никитенко Ю. В., Петренко А. В., Радуга Ф., Чик А., Аксенов В. Л. Релаксация магнитного состояния ферромагнитно-сверхпроводящей слоистой структуры // ЖЭТФ. 2017. Т. 152, вып. 3(9). С. 565–580.
25. Жакетов В. Д., Никитенко Ю. В., Петренко А. В., Вдовичев С. Н., Чураков А. В., Чик А. Возвратность и корреляция магнитных состояний наноструктур в гетероструктуре ферромагнетик–сверхпроводник // ЖЭТФ. 2018. Т. 154, вып. 3(9). С. 594–602.
26. Жакетов В. Д., Никитенко Ю. В., Хайдуков Ю. Н., Скрябина О. В., Чик А., Борисов М. М., Мухамеджанов Э. Х., Вдовичев С. Н., Литвиненко Е. И., Петренко А. В., Чураков А. В. Магнитные и сверхпроводящие свойства неоднородных слоистых структур $V/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb$ и $Nb/Ni_{0.65}(0.81)Cu_{0.35}(0.19)$ // ЖЭТФ. 2019. Т. 155, вып. 6. С. 1–21.
27. Khaydukov Yu. N., Vasenko A. S., Kravtsov E. A., Progliado V. V., Zhaketov V. D., Csik A., Nikitenko Yu. V., Petrenko A. V., Keller T., Golubov A. A., Kupriyanov M. Yu., Ustinov V. V., Aksenov V. L., Keimer B. Magnetic and Superconducting Phase Diagram of Nb/Gd/Nb Trilayers // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P. 144511.
28. Khaydukov Yu. N., Kravtsov E. A., Zhaketov V. D., Progliado V. V., Kim G., Nikitenko Yu. V., Keller T., Ustinov V. V., Aksenov V. L., Keimer B. Magnetic Proximity Effect in Nb/Gd Superlattices Seen by Neutron Reflectometry // Phys. Rev. B. 2019. V. 99, No. 14.
29. Khaydukov Yu., Zhaketov V., Nikitenko Yu., Aksenov V. et al. Neutron Reflectometry Studies of Gd/Nb and $Cu_{30}Ni_{70}/Nb$ Superlattices // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1389. P. 012060.
30. Шапиро Ф. Л. Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976. 227 с.
31. Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V. Scientific Reviews: Polarized Neutron Reflectometry at IBR-2 // Neutron News. 2005. V. 16, No. 3. P. 19.
32. Khaidukov Yu. N., Nikitenko Yu. V. Magnetic Non-Collinear Neutron Wave Resonator // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 629. P. 245.
33. Никитенко Ю. В. Магнитный резонатор нейтронной волны // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед. 2012. № 10. С. 25.
34. Малеев С. В. Рассеяние поляризованных нейтронов в магнетиках // УФН. 2002. Т. 172, № 6. С. 617.
35. Никитенко Ю. В., Петренко А. В., Гундорин Н. А., Гледенов Ю. М., Аксенов В. Л. Изотопно-идентифицирующая рефлектометрия нейтронов // Кристаллография. 2015. Т. 60, № 4. С. 518–532.
36. Жакетов В. Д., Петренко А. В., Вдовичев С. Н., Травкин В. В., Чик А., Копач Ю. Н., Гледенов Ю. М., Сансарбаяр Э., Гундорин Н. А., Никитенко Ю. В., Аксенов В. Л. Спектрометр нейтронов в скользящей геометрии с регистрацией нейтронов и заряженных частиц // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед. 2019. № 6. С. 20–30.
37. Жакетов В. Д., Храшко К., Петренко А. В., Хайдуков Ю. Н., Чик А., Копач Ю. Н., Гундорин Н. А., Никитенко Ю. В., Аксенов В. Л. Рефлектометр поляризованных нейтронов с регистрацией нейтронов и гамма-квантов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед. 2021. № 6. С. 10–24.

38. *Aksenov V.L., Nikitenko Yu.V., Radu F., Gledenov Yu.M., Sedyshev P.V.* Observation of Resonance Enhanced Neutron Standing Waves through (n, α) Reaction // *Physica B*. 2000. V. 276–278. P. 946–947.
39. *Beaucage G.* Approximations Leading to a Unified Exponential/Power-Law Approach to Small-Angle Scattering // *J. Appl. Crystallogr.* 1995. V. 28. P. 717.
40. *Beaucage G., Kammler H.K., Pratsinis S.E.* Particle Size Distributions from Small-Angle Scattering Using Global Scattering Functions // *J. Appl. Crystallogr.* 2004. V. 37. P. 523.
41. *Sorensen C.M., Roberts G.C.* The Prefactor of Fractal Aggregates // *J. Coll. Interf. Sci.* 1997. V. 186. P. 447.
42. *Knobel M. et al.* Superparamagnetism and Other Magnetic Features in Granular Materials: A Review on Ideal and Real Systems // *J. Nanosci. Nanotechnol.* 2008. V. 8, No. 6. P. 2836–2857.
43. *Sahoo S. et al.* Magnetic Relaxation Phenomena in the Superspin-Glass System $[\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Al}_2\text{O}_3]_{10}$ // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2002. V. 14. P. 6729–6736.
44. *Kleemann W. et al.* Interacting Ferromagnetic Nanoparticles in Discontinuous $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Al}_2\text{O}_3$ Multilayers: From Superspin Glass to Reentrant Superferromagnetism // *Phys. Rev. B*. 2001. V. 63. P. 134423.
45. *Sahoo S. et al.* Magnetic States of Discontinuous $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}-\text{Al}_2\text{O}_3$ Multilayers // *J. Magn. Magn. Materials*. 2002. V. 240, No. 1–3. P. 433–435.
46. *Wohlfarth E.P.* The Magnetic Field Dependence of the Susceptibility Peak of Some Spin Glass Materials // *J. Phys.* 1980. V. 10. P. 241.
47. *Wenger L.E., Mydosh J.D.* Nonuniqueness of $H^{2/3}$ and H^2 Field-Temperature Transition Lines in Spin-Glasses // *Phys. Rev. B*. 1984. V. 29. P. 4156.
48. *Robbins C.G., Claus H., Beck P.A.* Magnetism in Ni–Cu Alloys // *Phys. Rev. Lett.* 1969. V. 22, No. 24. P. 1307.
49. *Prozorov R., Yeshurun Y., Prozorov T., Gedanken A.* Magnetic Irreversibility and Relaxation in Assembly of Ferromagnetic Nanoparticles // *Phys. Rev. B*. 1999. V. 59. P. 6956.
50. *Monton C., de la Cruz F., Guimpel J.* Magnetic Behavior of Superconductor/Ferromagnet Superlattices // *Phys. Rev. B*. 2007. V. 75. P. 064508.
51. *Han S.W., Farmer J., Kaiser H. et al.* Orientation of Vortices in a Superconducting Thin Film: Quantitative Comparison of Spin-Polarized Neutron Reflectivity and Magnetization // *Phys. Rev. B*. 2000. V. 62. P. 9784.
52. *Koshelev A.E., Larkin A.I.* Paramagnetic Moment in Field-Cooled Superconducting Plates: Paramagnetic Meissner Effect // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. P. 13559.
53. *Mironov S.V., Mel'nikov A.S., Buzdin A.I.* Electromagnetic Proximity Effect in Planar Superconductor–Ferromagnet Structures // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 113. P. 022601.
54. *Matthias B.T., Suhl H.* Possible Explanation of the “Coexistence” of Ferromagnetism and Superconductivity // *Phys. Rev. Lett.* 1960. V. 4. P. 51.
55. *Konaev Ю.В.* Возможность существования сверхпроводимости в ферромагнитных материалах, обладающих доменной структурой // *Физика твердого тела*. 1965. Т. 7. С. 2907.

56. *Tachiki M., Kotani A., Matsumoto H., Umezawa U.* Superconducting Bloch-Wall in Ferromagnetic Superconductors // *Sol. State Commun.* 1979. V. 32. P. 599.
57. *Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В.* Существование сверхпроводящих доменных стенок в ферромагнетиках // *ЖЭТФ.* 1984. Т. 87. С. 299.
58. *Aladyshkin et al.* Domain-Wall Superconductivity in Hybrid Superconductor–Ferromagnet Structures // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. P. 184508.
59. *Buzdin A. I., Melnikov A. S.* Domain Wall Superconductivity in Ferromagnetic Superconductors // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 67. P. R020503.
60. *Volkov A. F., Efetov K. B.* Odd Triplet Superconductivity in a Superconductor/Ferromagnet Structure with a Narrow Domain Wall // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 78. P. 024519.
61. *Rusanov A. Y., Hesselberth M., Aarts J., Buzdin A. I.* Enhancement of the Superconducting Transition Temperature in Nb/Permalloy Bilayers by Controlling the Domain State of the Ferromagnet // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 057002.
62. *Stamopoulos D., Pissas M.* Manipulating Superconductivity through the Domain Structure of a Ferromagnet: Experimental Aspects and Theoretical Implications // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 73. P. 132502.
63. *Aarts J. et al.* Interface Transparency of Superconductor/Ferromagnetic Multilayers // *Phys. Rev. B.* 1997. V. 56. P. 2779.
64. *Granberg P., Isberg P., Svedberg E. B. et al.* Antiferromagnetic Coupling and Giant Magnetoresistance in Fe/V(0 0 1) Superlattices // *JMMM.* 1998. V. 186. P. 154.
65. *Khaidukov Yu. N., Perov N. S., Borisov M. M. et al.* Structural and Magnetic Properties of the Periodic [Fe(5 nm)/V(5 nm)]₁₀ and [Fe(3 nm)/V(3 nm)]₂₀ Systems // *Solid State Phenomena.* 2012. V. 190. P. 396.
66. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Long-Range Proximity Effects in Superconductor–Ferromagnet Structures // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86. P. 4096.
67. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Odd Triplet Superconductivity and Related Phenomena in Superconductor–Ferromagnet Structures // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. P. 1321.
68. *Eschrig M., Lofwander T.* Triplet Supercurrents in Clean and Disordered Half-Metallic Ferromagnets // *Nat. Phys.* 2008. V. 4. P. 138.
69. *Volkov A. F., Bergeret F. S., Efetov K. B.* Odd Triplet Superconductivity in Superconductor–Ferromagnet Multilayered Structures // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 117006.
70. *Novak G., Zabel H. et al.* Superconducting Spin Valves Based on Epitaxial Fe/V Superlattices // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 78. P. 134520.
71. *Karminskaya Yu., Kupriyanov M. Yu., Golubov A. A.* Critical Current in S-FNF-S Josephson Structures with the Noncollinear Magnetization Vectors of Ferromagnetic Films // *JETP Lett.* 2008. V. 87, No. 10. P. 570–576.
72. *Khaydukov Yu. N., Osyannikov G. A., Sheyerman A. E., Constantinian K. Y., Mustafa L., Keller T., Uribe-Laverde M. A., Koslinskii Yu. V., Shadrin A. V., Kalabukhov A., Keimer B., Winkler D.* Evidence for Spin-Triplet Superconducting Correlations in Metal-Oxide Heterostructures with Noncollinear Magnetization // *Phys. Rev. B.* 2014. V. 90. P. 035130.

73. *Lofwander T., Champel T., Durst J., Eschring M.* Interplay of Magnetic and Superconducting Proximity Effects in Ferromagnet–Superconductor–Ferromagnet Trilayers // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 187003.
74. *Putilov A. V., Mironov S. V., Mel'nikov A. S., Buzdin A. I.* Giant Electromagnetic Proximity Effect in Superconductor/Ferromagnet Superlattices // *Phys. Rev. B.* 2022. V. 105. P. 064510.
75. *Fogel N. Ya., Buchstab E. I., Pokhila A. S. et al.* Disorder and Superconductivity in Mo/Si Multilayers // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 53. P. 71.
76. *Nakajima H., Ikebe M., Muto Y., Fujimori H.* Superconducting Properties of Mo/Si Multilayer Films // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 65. P. 1637.
77. *Khaydukov Yu. N., Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V. et al.* Magnetic Proximity Effects in V/Fe Superconductor/Ferromagnet Single Bilayer Revealed by Waveguide-Enhanced Polarized Neutron Reflectometry // *J. Supercond. Nov. Magn.* 2011. V. 24. P. 961.
78. *Wong H. K. et al.* Superconducting Properties of Fe/V/Fe Sandwiches // *J. Low Temp. Phys.* 1986. V. 63. P. 307.
79. *Koorevar P. et al.* Decoupling of Superconducting V by Ultrathin Fe Layers in V/Fe Multilayers // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 49. P. 441.
80. *Strunk C. et al.* Superconductivity in Layered Nb/Gd Films // *Ibid.* P. 4053.
81. *Jiang J. S. et al.* Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Nb/Gd Multilayers // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. P. 314.
82. *Khaydukov Yu. N., Vasenko A. S., Kravtsov E. A., Progliado V. V., Zhaketov V. D., Csik A., Nikitenko Yu. V., Petrenko A. V., Keller T., Golubov A. A., Kupriyanov M. Yu., Ustinov V. V., Aksenov V. L., Keimer B.* Magnetic and Superconducting Phase Diagram of Nb/Gd/Nb Trilayers // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97, No. 14. P. 144511.
83. *Jiang J. S., Davidović D., Reich D. H., Chien C. L.* Superconducting Transition in Nb/Gd/Nb Trilayers // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 54. P. 6119.
84. *Прошин Ю. Н., Хусаинов М. Г.* О проявлениях состояния Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла в биметаллических структурах ферромагнетик–сверхпроводник // *Письма в ЖЭТФ.* 1997. Т. 66. С. 527.
85. *Khusainov M. G., Proshin Yu. N.* Possibility of Periodically Reentrant Superconductivity in Ferromagnet/Superconductor Layered Structures // *Phys. Rev. B.* 1997. V. 56. P. 14283.
86. *Прошин Ю. Н., Хусаинов М. Г.* О природе немонотонного поведения критической температуры в биметаллических структурах ферромагнетик–сверхпроводник // *ЖЭТФ.* 1998. Т. 113. С. 1708.
87. *Изыумов Ю. А., Прошин Ю. Н., Хусаинов М. Г.* Мультикритическое поведение фазовых диаграмм слоистых структур ферромагнетик–сверхпроводник // *Письма в ЖЭТФ.* 2000. Т. 71. С. 202.
88. *Khusainov M. G., Izyumov Yu. A., Proshin Yu. N.* Origin of Nonmonotonic T_c Behavior in Ferromagnet/Superconductor Structures // *Physica B.* 2000. V. 284–288. P. 503.
89. *Muhge Th. et al.* Possible Origin for Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Superconductor/Ferromagnet Multilayers // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 1857.
90. *Nagy B., Khaydukov Yu., Efremov D., Vasenko A. S., Mustafa L., Kim J.-H., Keller T., Zhernenkov K., Devishvili A., Steitz R., Keimer B., Botty'an L.*

- On the Explanation of the Paramagnetic Meissner Effect in Superconductor/Ferromagnet Heterostructures // *Eur. Phys. Lett.* 2016. V. 116. P. 17005.
91. *Buzdin A. I.* Proximity Effects in Superconductor–Ferromagnet Heterostructures // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. P. 935.
 92. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Odd Triplet Superconductivity and Related Phenomena in Superconductor–Ferromagnet Structures // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. P. 1321.
 93. *Esching M.* The Effect of Collective Spin-1 Excitations on Electronic Spectra in High- T_c Superconductors // *Adv. Phys.* 2006. V. 55. P. 47.
 94. *Golubov A. A., Kupriyanov M. Yu., Il'ichev E.* The Current-Phase Relation in Josephson Junctions // *Rev. Mod. Phys.* 2004. V. 76. P. 411.
 95. *Буздин А. И., Буйчич В., Куприянов М. Ю.* // *ЖЭТФ.* 1992. Т. 101. С. 231.
 96. *Буздин А. И., Куприянов М. Ю.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1990. Т. 52. С. 1089.
 97. *Krivoruchko V. N., Koshina E. A.* Inhomogeneous Magnetism Induced in a Superconductor at a Superconductor–Ferromagnet Interface // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 66. P. 014521.
 98. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Manifestation of Triplet Superconductivity in Superconductor–Ferromagnet Structures // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. P. 064513.
 99. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Induced Ferromagnetism Due to Superconductivity in Superconductor–Ferromagnet Structures // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. P. 174504.
 100. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Spin Screening of Magnetic Moments in Superconductors // *Europhys. Lett.* 2004. V. 66. P. 111.
 101. *Bergeret F. S., Levy Yeyati A., Martin-Rodero A.* Inverse Proximity Effect in Superconductor–Ferromagnet Structures: From the Ballistic to the Diffusive Limit // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. P. 064524.
 102. *Kharitonov M. Yu., Volkov A. F., Efetov K. B.* Oscillations of Induced Magnetization in Superconductor–Ferromagnet Heterostructures // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 73. P. 054511.
 103. *Volkov A. F., Bergeret F. S., Efetov K. B.* Spin Polarization and Orbital Effects in Superconductor–Ferromagnet Structures // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 99. P. 144506.
 104. *Werner R., Aladyskhin A. Yu., Guenon S., Fritzsche J., Nefedov I. M., Moshchalkov V. V., Kleiner R., Koelle D.* Domain-Wall and Reverse-Domain Superconducting States of a Pb Thin-Film Bridge on a Ferromagnetic $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ Single Crystal // *Phys. Rev. B.* 2011. V. 84. P. 020505.
 105. *Dahir S. M., Volkov A. F., Eremin I. M.* Meissner Currents Induced by Topological Magnetic Textures in Hybrid Superconductor/Ferromagnet Structures // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 102. P. 014503.
 106. *Petrovic A. P., Raju M., Tee X. Y., Louat A., Maggio-Aprile I., Menezes R. M., Wyszynski M. J., Duong N. K., Reznikov M., Renner Ch., Milisevic M. V., Panagopoulos C.* Skyrmion-(Anti)Vortex Coupling in a Chiral Magnet-Superconductor Heterostructure // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 126. P. 117205.
 107. *Devizorova Zh., Mironov S. V., Mel'nikov A. S., Buzdin A.* Electromagnetic Proximity Effect Controlled by Spin-Triplet Correlations in Superconducting Spin-Valve Structures // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 99. P. 104519.

108. *Mironov S. V., Samokhvalov A. V., Buzdin A. I., Mel'nikov A. S.* Electromagnetic Proximity Effect and the Fulde–Ferrell–Larkin–Ovchinnikov Instability in Hybrid Superconductor–Ferromagnet Structures (Brief Review) // *JETP Lett.* 2021. V. 113. P. 92.
109. *Flokstra M. G., Stewart R., Satchell N., Burnell G., Luetkens H., Prokscha T., Suter A., Morenzoni E., Langridze S., Lee S. L.* Manifestation of the Electromagnetic Proximity Effect in Superconductor–Ferromagnet Thin Film Structures // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 115. P. o72602.
110. *Stewart R., Flokstra M. G., Rogers M., Satchell N., Burnell G., Miller D., Luetkens H., Prokscha T., Suter A., Morenzoni E., Lee S. L.* Controlling the Electromagnetic Proximity Effect by Tuning the Mixing between Superconducting and Ferromagnetic Order // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 100. P. 020505.
111. *Walker T. G., Hopster H.* Induced Magnetic Order in Ultrathin Vanadium Films on Fe(100) // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 49. P. 7687.
112. *Vad K., Csik A., Langer G. A.* Secondary Neutral Mass Spectrometry — a Powerful Technique for Quantitative Elemental and Depth Profiling Analyses of Nanostructures // *Spectroscopy Europe.* 2009. V. 21. P. 13.