

МАГНИТНЫЕ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА НЕОДНОРОДНЫХ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР

$V/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb$ И $Nb/Ni_{0.65(0.81)}Cu_{0.35(0.19)}$

В. Д. Жакетов^a, *Ю. В. Никитенко*^{a*}, *Ю. Н. Хайдуков*^b, *О. В. Скрябина*^c,
А. Чик^d, *М. М. Борисов*^e, *Э. Х. Мухамеджанов*^e, *С. Н. Вдовичев*^f,
Е. И. Литвиненко^a, *А. В. Петренко*^a, *А. В. Чураков*^a

^a *Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия*

^b *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^c *Институт физики твердого тела
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^d *Institute for Nuclear Research, Hungarian Academy of Science
H-4026, Debrecen, Hungary*

^e *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

^f *Институт физики микроструктур Российской академии наук
603087, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 3 декабря 2018 г.,
после переработки 1 февраля 2019 г.
Принята к публикации 14 февраля 2019 г.

Исследованы неоднородные ферромагнитно-сверхпроводящие слоистые гетероструктуры $V/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb$ и $Nb/Ni_{0.65(0.81)}Cu_{0.35(0.19)}$, содержащие магнитные кластеры и ферромагнитные домены. Магнитные и сверхпроводящие свойства структур зависели от толщины магнитного слоя, величины магнитного слоя и времени с момента изготовления структур. Наблюдалось взаимодействие кластеров с доменной структурой, диамагнетизм и перемагничивание магнитного слоя при сверхпроводящем переходе в ферромагнитно-сверхпроводящей гетероструктуре и сверхпроводящий переход в магнитном слое. Магнитные и резистивные свойства гетероструктур изменялись на протяжении недель и месяцев.

DOI: 10.1134/S0044451019080108

1. ВВЕДЕНИЕ

Для ферромагнитно-сверхпроводящих (FS) слоистых гетероструктур предсказан ряд новых явлений, обусловленных взаимодействием ферромагнитного и сверхпроводящего параметров порядка. Это криптоферромагнетизм [1–6], обратный эффект близости [7–9], спонтанная вихревая фаза [10–12],

триpletная сверхпроводимость [13,14] и другие. Существуют отдельные экспериментальные исследования, направленные на обнаружение и исследование этих явлений. В этих исследованиях, как правило, использовались макроскопические методы, такие как измерение магнитного момента и сопротивления структуры. Взаимодействие ферромагнетизма и сверхпроводимости проявляется в одновременном изменении магнитных и сверхпроводящих свойств контактирующих ферромагнитного и сверхпроводящего слоев. В реальных структурах грани-

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

цы раздела слоев являются достаточно протяженными и сравнимыми со значениями ферромагнитной и сверхпроводящей когерентных длин. Это обуславливает то, что при контакте ферромагнитного и сверхпроводящего слоев наряду с изменением их свойств изменяются свойства области в окрестности границы раздела. В этой связи, задача исследований состоит, прежде всего, в определении магнитного и сверхпроводящего пространственных профилей всей структуры в зависимости от внешних параметров. Для определения пространственного профиля вектора намагниченности слоистой структуры используется рефлектометрия поляризованных нейтронов, имеющая нанометровое разрешение [15].

В ряде работ [16,17] отмечается, что характеристики FS-структур с течением времени существенно изменяются, что затрудняет их экспериментальное изучение и дальнейшее применение. В этой связи становится важным как определение изменения с течением времени свойств структуры, так и выяснение причин, вызывающих временную нестабильность. В данной работе были проведены исследования FS-структур разного состава, выполненные различными методами на протяжении нескольких месяцев, проведено сравнение их характеристик. Выявлены значительные изменения магнитного и ядерного пространственных профилей в глубину структуры, магнитной структуры в плоскости магнитного слоя, критической сверхпроводящей температуры структуры и магнитного слоя, а также сопротивления структуры.

2. ИССЛЕДОВАНИЯ 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

Результаты исследований 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 (сокращенно V/FeV/V/FeV/Nb) представлены в работах [18,19]. Здесь мы приводим некоторые новые данные. Структура изготовлена в центре Гельмгольца (Берлин, Германия). При изготовлении структуры на слой ниобия толщиной 150 нм последовательно наносились слои Fe_{0.7}V_{0.3}, V и Fe_{0.7}V_{0.3} в количестве, соответствующем при плотности объемного материала толщине слоев 1, 1.2 и 1 нм. Далее наносился слой ванадия толщиной 150 нм. На данную структуру для предотвращения ее окисления наносился слой тантала толщиной 20 нм.

2.1. Пространственный профиль

На рис. 1 представлен пространственный профиль структуры V/FeV/V/FeV/Nb, измеренный с пространственным разрешением 1 нм методом атомно-нейтральной масс-спектрометрии [20]. Из представленных зависимостей видно, что два магнитных слоя Fe_{0.7}V_{0.3} не разрешимы, они образуют один слой. Тем не менее нейтронные исследования показывают, что магнитная структура состоит из двух отдельных магнитных моментов.

Границы слоев ниобия и ванадия имеют протяженность по глубине, близкую к ширине магнитного слоя. Протяженность границ слоев по глубине возрастает при удалении от подложки из кремния. Так, для ближайшей к подложке границы со слоем ниобия ее протяженность, определяемая как расстояние, на котором концентрация элемента изменяется в диапазоне 50–100 %, составляет 10 нм, в то время как для дальней границы слоя ниобия – 20 нм. Магнитный слой (2 слоя FeV и между ними слой V) имеет толщину 20 нм, что в 6.3 раз больше толщины, которая должна была быть, исходя из количества наносимых элементов. В результате взаимного проникновения элементов слой из атомов железа оказывается дополнительно разбавленным в 14 раз атомами ниобия и ванадия, так что в пределах ширины пространственного распределения содержание атомов железа составляет 7 %. В результате, структура представляет собой неоднородный разбавленный ферромагнетик, окруженный сверхпроводящими слоями ниобия и ванадия.

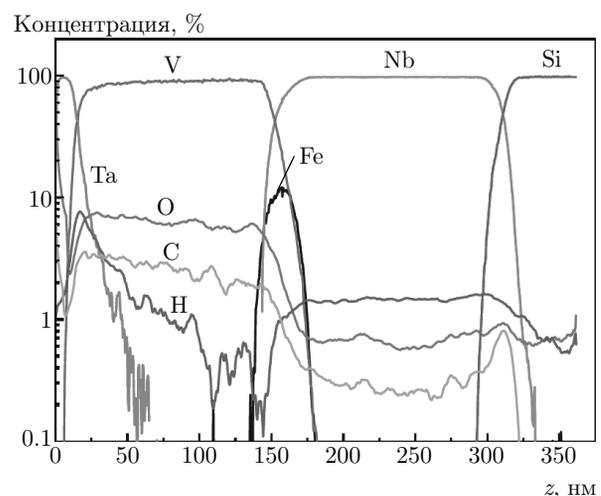


Рис. 1. Пространственный профиль структуры V/FeV/V/FeV/Nb: координата $z = 0$ соответствует поверхности структуры

2.2. Синхротронные измерения

Экспериментальная интенсивность рассеяния синхротронного излучения $I(Q)$ при скользющем падении под углом θ аппроксимировалась зависимостью [21–23]

$$N(Q_y, G_1, R_1, B_1, P_1, R_2, G_2, B_2, P_2, C) = G_1 \exp\left(-\frac{1}{3}R_1^2 Q_y^2\right) + B_1 \left(\frac{Q_y}{\operatorname{erf}\left(\frac{Q_y R_1}{\sqrt{6}}\right)}\right)^{-P_1} \times \exp\left(-\frac{1}{3}R_2^2 Q_y^2\right) + G_2 \exp\left(-\frac{1}{3}R_2^2 Q_y^2\right) + B_2 \left(\frac{Q_y}{\operatorname{erf}\left(\frac{Q_y R_2}{\sqrt{6}}\right)}\right)^{-P_2} + C.$$

На рис. 2 представлены экспериментальная (черного цвета) и расчетная (красного цвета) зависимости интенсивности рассеяния синхротронного излучения с длиной волны 1.4 \AA для угла скольжения $\theta = 10$ мрад от переданного волнового вектора Q_y , направленного в плоскости структуры перпендикулярно падающему пучку. При данном угле скольжения излучение достигает магнитного слоя и рассеивается на его структурных неоднородностях. В результате подгонки расчета к экспериментальным данным получены значения $R_1 = 11$ нм, $R_2 = 4.7$, $P_1 = 1$ и $P_2 = 3$. Параметр $2R_2 = 9.4$ нм отождествляется с диаметром кластера в направлении оси y (перпендикулярна падающему пучку и лежит в плоскости образца). Параметр $2R_1 = 22$ нм есть линейный размер системы кластеров.

2.3. Магнитные измерения

На рис. 3 приведены зависимости магнитного момента в режимах охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле $H = 20$ Э (FC). Видно, что сверхпроводящий переход в слое ниобия, в отличие от перехода в слое ванадия, существенно изменяет магнитный момент структуры. При $T = 8$ К, большей T_c , магнитный момент создается только магнитным слоем, в режиме ZFC магнитный момент равен M_m (ZFC, 8 К) $= -7.2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Магнитный момент $-7.2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ соответствует магнитной индукции B_m (8 К) $= 180$ Гс для магнитного слоя реальной толщины 20 нм и 1.8 кГс

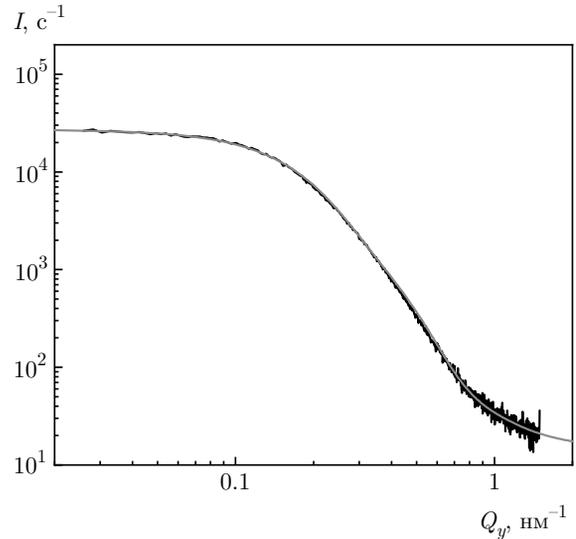


Рис. 2. (В цвете онлайн) Экспериментальная (черный цвет) и расчетная (красный цвет) зависимости интенсивности рассеяния синхротронного излучения для $\theta = 10$ мрад

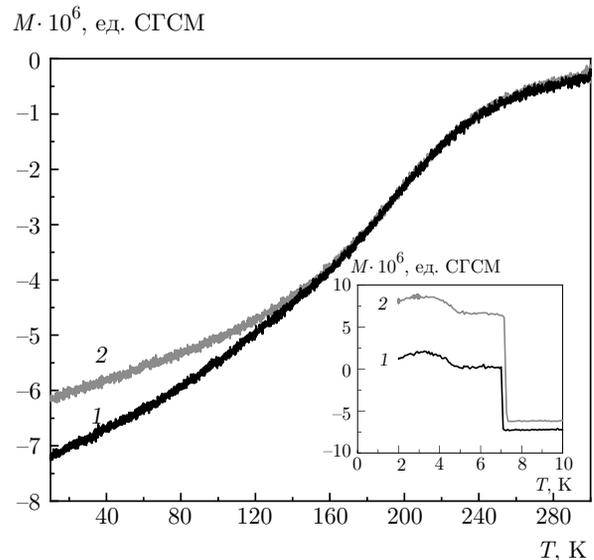


Рис. 3. Зависимость магнитного момента структуры V/FeV/V/FeV/Nb от температуры спустя $t_L = 33$ мес. после изготовления структуры в режимах охлаждения в нулевом поле (1) и магнитном поле $H = 20$ Э (2)

для двух слоев железа общей номинальной толщиной 2 нм. В режиме ZFC при $T = 6$ К, меньшей T_c , магнитный момент структуры есть M_{st} (ZFC, 6 К) ≈ 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 должно выполняться условие

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

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 диамагнитный 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 $M_m(ZFC, 6 \text{ K}) = 0$, а изменение момента при переходе $\Delta M_m = 7.2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Диамагнитный момент сверхпроводящего слоя равен $M_s(ZFC, 6 \text{ K}) = 0$.

В третьем случае предположим, что ферромагнитный слой не сверхпроводящий и $\sigma_s = 1$, тогда имеем $M_m(ZFC, 6 \text{ K}) = -M_s(ZFC, 6 \text{ K}) = -2.8 \cdot 10^{-6}$ 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. Данные измерений в режиме FC позволяют понять, что происходит. В режиме FC имеем $M_{st}(FC, 6 \text{ K}) = 6.2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ $= -M_m(FC, 8 \text{ K})$. 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 класте-

ров имеет два минимума в энергии взаимодействия кластеров с магнитным полем [24], определяемых значениями угла между направлениями магнитных моментов и магнитного поля, отличающихся друг от друга углом π .

Если же в сверхпроводящем слое в режиме ZFC все же возникает диамагнитный момент конечной величины, тогда магнитный слой должен дополнительно намагничиваться на величину 2.8×10^{-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 $T = 300 \text{ K}$. 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 направлено в направлении внешнего магнитного поля.

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 предположить, что это связано с наличием взаимодействия системы кластеров с ферромагнитными доменами, создающими на кластерах локальное магнитное поле, направленное противоположно внешнему магнитному полю. 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 [19], в которых наблюдалась корреляция в поведении магнитных моментов кластеров и плотности доменных стенок.

Из данных рис. 3 также следует, что температура слияния зависимостей FC и ZFC (температура блокировки) составляет $T_b(20 \text{ Э}) = 150 \text{ K}$. Далее мы используем значение T_b при определении намагниченности магнитных кластеров.

На рис. 4 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 думать, что в столь большом поле это есть значе-

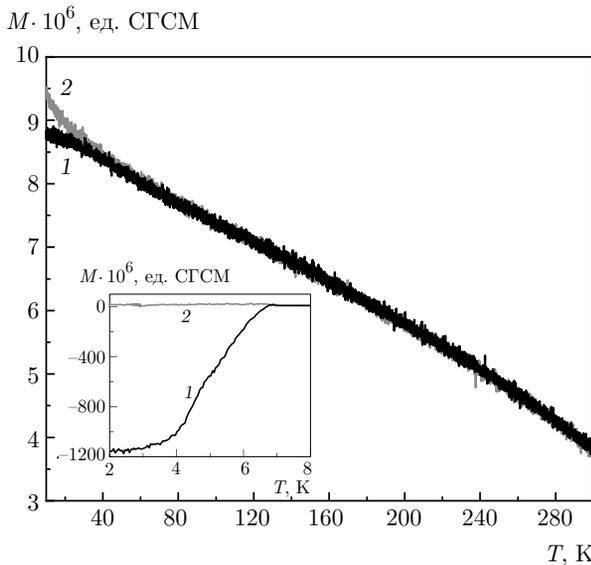


Рис. 4. Зависимость магнитного момента структуры V/FeV/V/FeV/Nb от температуры в режимах охлаждения в нулевом поле (1) и магнитном поле $H = 1$ кЭ (2) при $t_L = 33$ мес.

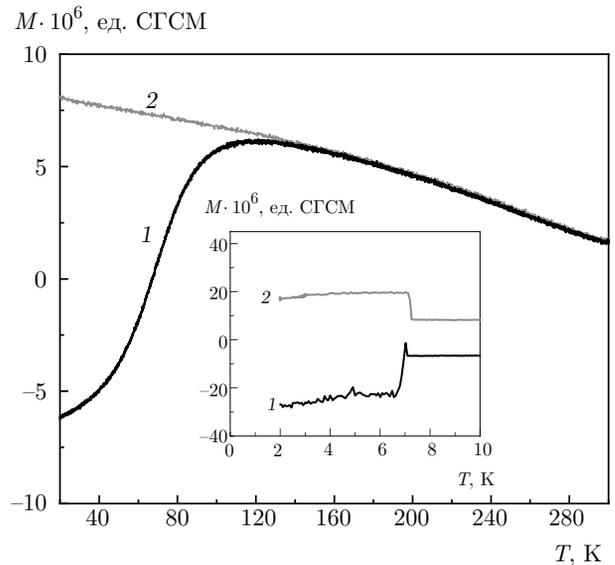


Рис. 5. Зависимость магнитного момента структуры V/FeV/V/FeV/Nb от температуры в режимах охлаждения в нулевом поле (1) и магнитном поле $H = 100$ Э (2) при $t_L = 33$ мес.

ние насыщения момента. Однако при таком предположении нельзя объяснить данные в поле 100 Э, где значения момента больше. Остается предположить, 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, как можно будет видеть дальше, магнитный момент ферромагнитного слоя для структур Nb/CuNi ориентируется в магнитном поле 5 кЭ под углом близким к 90° .

Рассмотрим теперь данные измерений в магнитном поле 100 Э (рис. 5). В режиме ZFC в сверхпроводящем состоянии возникает момент $M_{st}(ZFC, 6\text{ K}) = -24 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Если считать, что существующий при $T = 8$ К момент магнитного слоя $-6.5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ не изменяется, то диамагнитный момент сверхпроводящего слоя есть $M_s(6\text{ K}) = -17.5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, что близко к расчетному максимальному значению $M_{s,max} = -14 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Некоторое превышение экспериментального значения над расчетным может быть связано с точностью установления структуры относительно направления магнитного поля [25, 26].

Далее, в режиме FC магнитный момент при $T = 8$ К равен $9 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ и при переходе к $T = 6$ К магнитный момент возрастает до 20×10^{-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 [27]. Остается считать, что ферромагнитный слой подмагничивается при сверхпроводящем переходе.

Оценим величину магнитного момента и намагниченности кластеров. В работах [28, 29] приведено соотношение для температуры блокировки $T_b(H)$ в зависимости от величины магнитного поля:

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

где $T_b(0) = kV/25k_B$, $H_c = 2k/J_{cl}$, $k = H_c J_{cl}/2$ — константа кристаллической анизотропии, V — объем кластера, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — константа Больцмана, J_{cl} — намагниченность насыщения кластера, $m = 2$ в случае небольшого поля.

Используя (1), при $m = 2$ получим для H_c

$$H_c = (H_1 - \eta H_2)/(1 - \eta), \quad (2)$$

где $\eta = (T_b(H_1)/T_b(H_2))^{1/2}$.

Далее, для намагниченности имеем

$$J_{cl} = 2k/H_c = 50k_B T_b(0)/(V H_c). \quad (3)$$

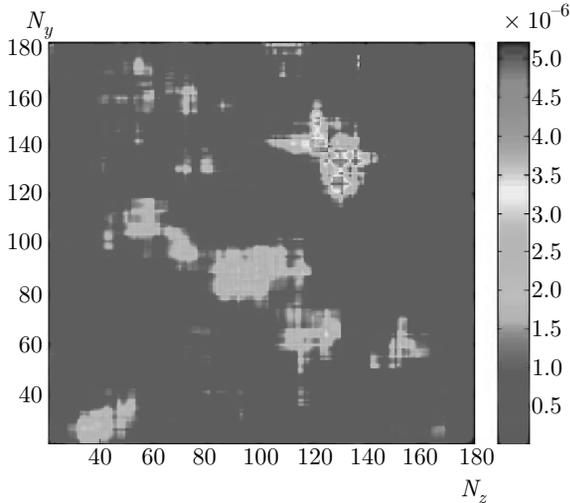


Рис. 6. Интенсивность рассеяния нейтронов для структуры V/FeV/V/FeV/Nb, зарегистрированная на перпендикулярной к горизонтально направленному пучку нейтронов плоскости (N_y, N_z) для поляризации $P_0 = +1$ и длины волны нейтронов $\lambda = 3.8 \text{ \AA}$, где N_y и N_z — номера пространственных каналов соответственно в направлениях y и z

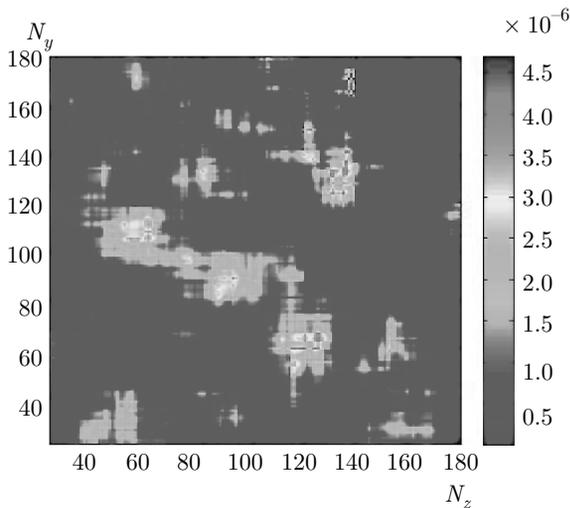


Рис. 7. Интенсивность рассеяния нейтронов для структуры V/FeV/V/FeV/Nb, зарегистрированная на перпендикулярной к горизонтально направленному пучку нейтронов плоскости (N_y, N_z) для поляризации $P_0 = -1$ и длины волны нейтронов $\lambda = 3.8 \text{ \AA}$

Используя значение диаметра кластера 9.4 нм, полученное из синхротронных измерений, получим $H_c = 0.9 \text{ кЭ}$, $T_b(0) = 183.5$ и $J_{cl} = 2.35 \pm 0.2 \text{ кГс}$, что в пределах ошибок измерения соответствует значению $2.25 \pm 0.1 \text{ кГс}$ для слоя $\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}$ толщиной 2 нм, определенному из магнитных измерений.

2.4. Нейтронные измерения

Рассеяние нейтронов, как и рассеяние синхротронного излучения, позволяет определять параметры рассеивающих объектов по зависимости интенсивности рассеяния от переданного момента. Однако использование нейтронов ограничено из-за небольшой по сравнению с синхротронным излучением интенсивности нейтронных пучков. С другой стороны, благодаря магнитному моменту, нейтроны незаменимы при исследовании магнитных (ферромагнитные стенки) и ядерно-магнитных (кластеры) объектов. На рис. 6 и 7 приведена картина рассеяния нейтронов в плоскости, перпендикулярной пучку нейтронов, для структуры V/FeV/V/FeV/Nb, находящейся в магнитном поле 1 кЭ при температуре 10 К. Магнитные моменты ориентированы вдоль магнитного поля. Данная картина интенсивности рассеяния вызвана магнитными структурами с характерными размерами $L_{1,2,3} = 6.5, 21, 57 \text{ нм}$ [18,19]. Значение $L_1 = 6.5 \text{ нм}$ является межплоскостным расстоянием в решетке кластеров. Хорошо видны первый ($N_y = 140, N_z = 130$), третий ($N_y = 90$ и $N_z = 95, N_y = 110$ и $N_z = 55, N_y = 60$ и $N_z = 120$) и пятый ($N_y = 15, N_z = 35$) порядки отражения от решетки. Из данного межплоскостного расстояния $L_1 = 6.5 \text{ нм}$ можно оценить расстояние между кластерами как $9.3 \pm 0.3 \text{ нм}$, что указывает на плотную упаковку кластеров. Напомним в этой связи, что для диаметра кластера из данных синхротронного рассеяния получено значение $9.4 \pm 0.2 \text{ нм}$. Параметр $L_2 = 21 \text{ нм}$ близок к соответствующему значению $2R_2 = 22 \text{ нм}$, полученному из синхротронного рассеяния. Параметр $L_3 = 57 \text{ нм}$ определяется только из данных нейтронного рассеяния и является параметром чисто магнитной структуры, возможно, толщиной доменной стенки. В небольшом магнитном поле $H = 25 \text{ Э}$ при $T = 10 \text{ К}$ магнитные моменты кластеров ориентируются против направления магнитного поля. Так же ориентирован полный магнитный момент, измеренный СКВИД-магнитометром (рис. 3). Из этого следует, что намагниченность определяется в большей степени кластерами, а не окружающей кластеры магнитной средой [18].

Низкотемпературные измерения с нейтронами проводились в течение 3.5 лет. Первые измерения были проведены спустя 3 месяца с момента изготовления образца. Данные этих измерений приведены на рис. 8. На нем приведена температурная зависимость коэффициента рассеяния $S(T) = 1 - (R(T) + Tr(T))/(R(150 \text{ К}) + Tr(150 \text{ К}))$ поляризованных нейтронов с длиной волны $\lambda = 1.28 \pm$

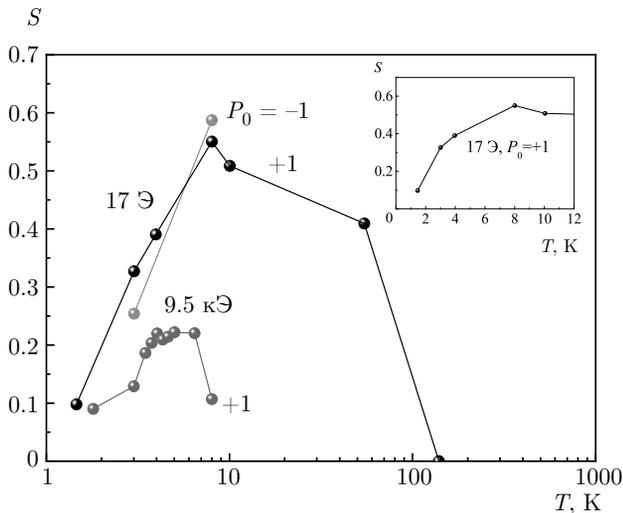


Рис. 8. Зависимость коэффициента рассеяния нейтронов $S(T)$ для структуры V/FeV/V/FeV/Nb при $t_L = 3$ мес. для $H = 17$ Э и $H = 9.5$ кЭ

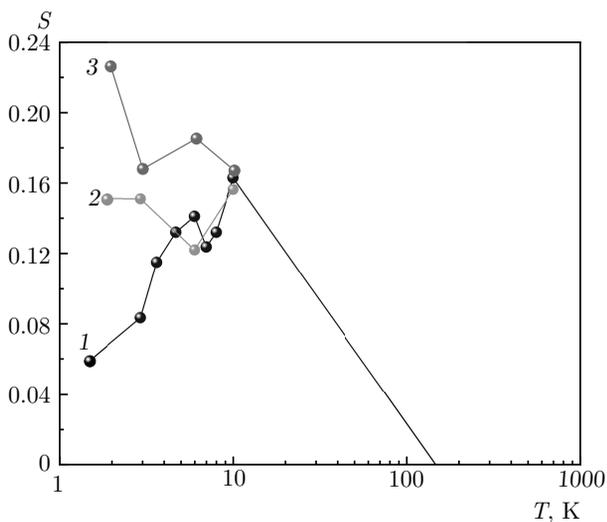


Рис. 9. Зависимость коэффициента рассеяния нейтронов $S(T)$ для структуры V/FeV/V/FeV/Nb при $t_L = 1.5$ мес.: магнитные состояния $H = 17$ Э (1), $H = 17$ Э после предварительного намагничивания в поле 2 кЭ (2), $H = 1$ кЭ (3)

$\pm 0.015 \text{ \AA}$ (рассеяние при $T = 150$ К равно нулю), где R и Tr — коэффициенты отражения и пропускания нейтронов.

При $T = 8$ К рассеяние нейтронов максимально и составляет 55–59%, при этом поляризация рассеянных нейтронов отрицательная и равна -0.035 . Интенсивность рассеяния нейтронов при $H = 17$ Э и $T = 8$ К (рис. 8) по сравнению с $H = 5$ кЭ и $T = 300$ К выросла в семь раз, в то время как намаг-

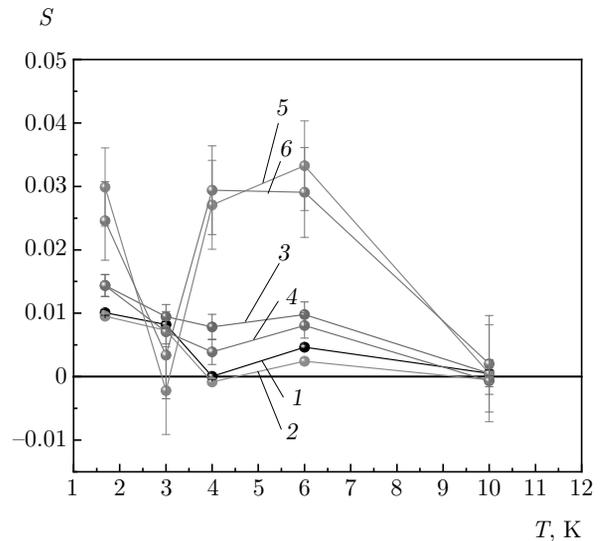


Рис. 10. Зависимость коэффициента рассеяния нейтронов $S(T)$ для структуры V/FeV/V/FeV/Nb при $t_L = 3.5$ г. для $H = 28$ Э: $\lambda = 2 \pm 0.2 \text{ \AA}$, $P_0 = +1$ (1); $\lambda = 2 \pm 0.2 \text{ \AA}$, $P_0 = -1$ (2); $\lambda = 4.6 \pm 0.46 \text{ \AA}$, $P_0 = +1$ (3); $\lambda = 4.6 \pm 0.46 \text{ \AA}$, $P_0 = -1$ (4); $\lambda = 7.2 \pm 0.72 \text{ \AA}$, $P_0 = +1$ (5); $\lambda = 7.2 \pm 0.72 \text{ \AA}$, $P_0 = -1$ (6)

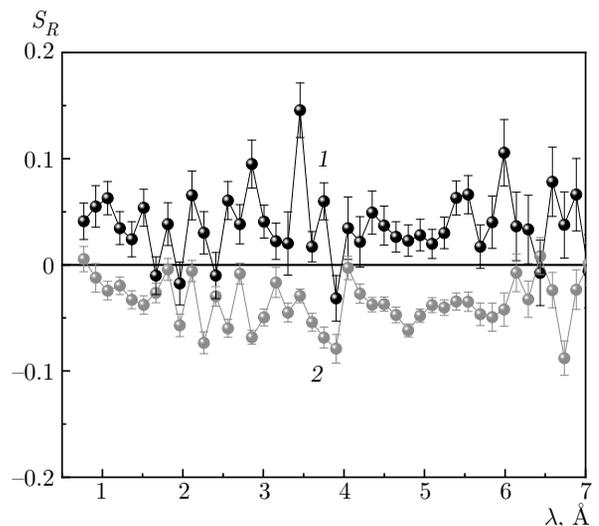


Рис. 11. Спиновая асимметрия отражения $S_R(T) = (R^+ - R^-)/(R^+ + R^-)$ для значений температуры 8 К (1) и 3 К (2)

ниченность только в 1.5 раза. Здесь надо сделать замечание, что ненулевое значение поляризации рассеянных нейтронов определяется намагниченностью кластеров относительно намагниченности окружающей среды. В этой связи, отрицательное значение поляризации при $T = 8$ К указывает на то, что магнитные моменты кластеров ориен-

тированы против магнитного поля. Одновременно с переориентацией моментов кластеров при сверхпроводящем переходе происходит переориентация магнитного момента окружающей среды. На это указывает спиновая асимметрия зеркального отражения нейтронов $S_R(T) = (R^+ - R^-)/(R^+ + R^-)$, приведенная на рис. 11 для значений температуры 8 К (1) и 3 К (2). При этом моменты кластеров и окружающей среды направлены встречно. При дальнейшем уменьшении температуры до 1.5 К намагниченность (момент на направление магнитного поля) кластеров по абсолютной величине уменьшается, намагниченность окружающей среды возрастает, а полная намагниченность магнитного слоя уменьшается. Уменьшение намагниченности магнитного слоя при уменьшении температуры ниже T_c является отражением действия сверхпроводимости. Одновременно с этим рассеяние нейтронов при уменьшении температуры уменьшается за счет уменьшения плотности доменных стенок и разупорядочения направлений магнитных моментов кластеров [18]. Из сравнения рис. 8, 9 и 10 видно, что с течением времени интенсивность рассеяния убывает в 3 раза за 15 месяцев и затем практически до нуля за следующие 2 года. Это указывает на то, что с течением времени кластеры деградируют и магнитный слой становится более однородным.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУР

Nb (70 нм)/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4 нм)/Si И

Nb(70 нм)/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(h)/Si, h = 2, 3, 4 нм

Данные структуры изготовлены методом магнетронного распыления в ИФМ РАН (Нижний Новгород). Подробно методика изготовления описана в работе [17]. Далее будем обозначать структуры кратко как Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(h), где h = 2, 3, 4 — толщина слоя Ni_{0.81}Cu_{0.19} в нанометрах.

3.1. Пространственные профили

На рис. 12 и 13 приведены пространственные профили структуры Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4), измеренные в разное время методом нейтральной масс-спектрометрии (НМС). Видно, что существует значительное взаимное проникновение элементов. Даже в центре распределения элементов Ni и Cu, составляющих ферромагнитный слой расчетной толщиной 4 нм, содержание ниобия и кремния значительное и в сумме составляет 30%. Видно, что спустя 9 месяцев после изготовления (рис. 12) профили

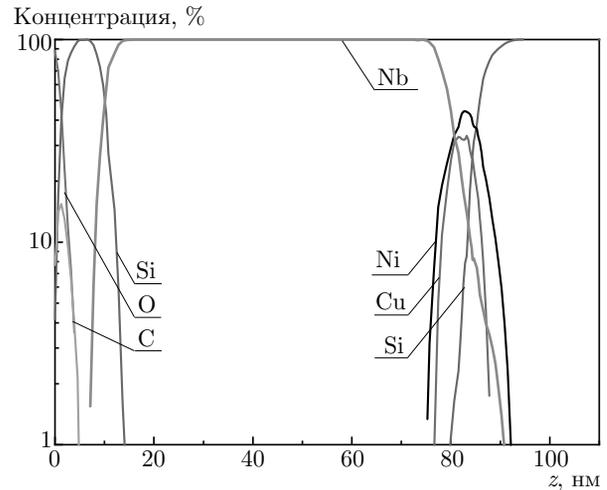


Рис. 12. Пространственные профили элементов структуры Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) при $t_L = 9$ мес.

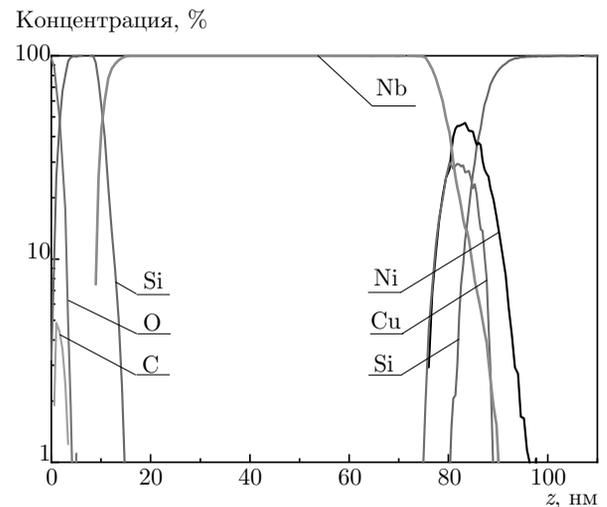


Рис. 13. Пространственные профили элементов структуры Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) при $t_L = 15$ мес.

меди и никеля становятся не симметричными относительно друг друга, при этом профиль меди смещен к слою ниобия более сильно. Спустя еще полгода (рис. 13) произошли дальнейшие изменения в распределениях никеля и меди. Так, толщина магнитного слоя от значения 6.5 нм (рис. 12) выросла на 35% до 8.8 нм. Медь еще более сильно по сравнению с никелем продиффундировала в сторону слоя ниобия. В результате образовались слой из раствора ниобия с медью толщиной 1.5 нм и слой из раствора никеля с кремнием толщиной 5 нм.

В табл. 1 приведены параметры слоев для структур V/FeV/V/FeV/Nb, Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35} и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19} в различные моменты времени после их изготовления.

Таблица 1. Параметры слоев для различных структур

Структура	H_{1Cu} , нм	H_{2Cu} , нм	H_{2Cu}/H_{1Cu}	H_{1Ni} , нм	H_{2Ni} , нм	H_{2Ni}/H_{1Ni}	C_{1CuNi} , %	C_{2CuNi} , %	C_{2CuNi}/C_{1CuNi}
V/FeV/V/FeV/Nb	20(FeV)						7(Fe)		
Nb/Ni _{0.65} Cu _{0.35} (4)	6.4	8.4	1.31	8	9.1	1.14	40	35	0.88
Nb/Ni _{0.81} Cu _{0.19} (2)	2.9	4.9	1.69	3.0	5.4	1.8	70.5	49.1	0.7
Nb/Ni _{0.81} Cu _{0.19} (3)	3.9	4.8	1.23	4.3	5.2	1.21	69.8	65.6	0.94
Nb/Ni _{0.81} Cu _{0.19} (4)	5.9	6.4	1.085	6.1	5.8	0.95	70.9	62.8	0.89

Примечание. V/FeV/V/FeV/Nb ($t_L = 18$ мес.), Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35} (индекс «1» — $t_L = 9$ мес., индекс «2» — $t_L = 15$ мес.), Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}/Si (индекс «1» — $t_L = 2$ нед., индекс «2» — $t_L = 6$ мес.): $H_{1Cu(Ni)}$ и $H_{2Cu(Ni)}$ — толщина слоя Cu(Ni) для первого и второго моментов времени; C_{1CuNi} и C_{2CuNi} — суммарная концентрация меди и никеля в центре магнитного слоя соответственно в первый и второй моменты времени.

Из табл. 1 следует, что изменение толщины слоев меди и никеля максимально для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19} (2), в которой магнитный слой наиболее тонкий. В течение полугода после изготовления толщина магнитного слоя увеличивается на 69 % для меди и на 80 % для никеля. Одновременно с этим для данной структуры снижение концентрации меди и никеля в центре магнитного слоя наибольшее и составляет 30 %.

3.2. Резистивные измерения

Низкотемпературные резистивные измерения были проведены в Институте физики твердого тела (Черноголовка). Измерения проводились в криостате He-4 по четырехточечному методу. Источником тока, пропускаемого через структуру, служил прецизионный источник типа Keithley 6220. Для измерения напряжения использовался нановольтметр Keithley 2182. Температура измерялась с помощью терморезистора, установленного непосредственно под образцом.

С течением времени, из-за процесса разделения никеля и меди и увеличения намагниченности происходит уменьшение критической сверхпроводящей температуры структуры. На рис. 14 приведены температурные зависимости сопротивления структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) в отсутствие внешнего магнитного поля ($H = 0$) при различных значениях t_L . Видно, что с течением времени существенно изменяется критическая температура T_c . Если для свежеприготовленной структуры T_c составляла 8.4 К, то спустя 2 недели она была 8.2 К, спустя месяц уже 7.5 К, а спустя 2 месяца только 6.85 К. Изменение крити-

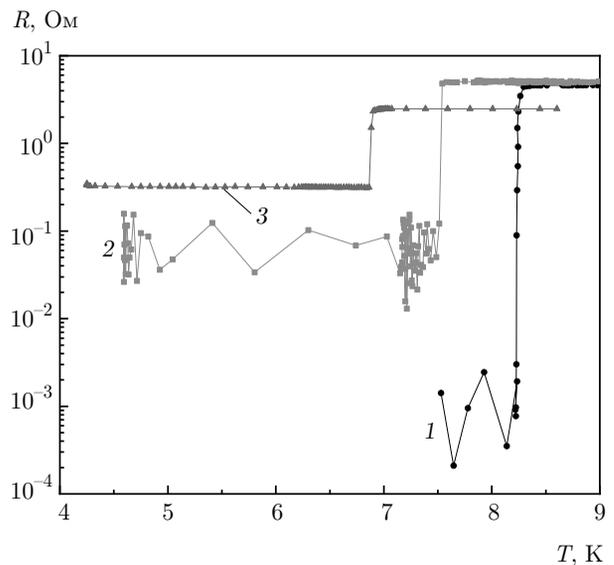


Рис. 14. Зависимость сопротивления структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) от температуры при $H = 0$: спустя две недели после изготовления структуры (1), спустя один месяц (2) и спустя два месяца (3)

ческой температуры за 2 месяца составило 18.5 %. Кроме изменения T_c изменялись 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 (рис. 12, 13), можно предположить, что изменение T_c и ρ обусловлено изменением неоднородной магнитной структуры в плоскости слоев.

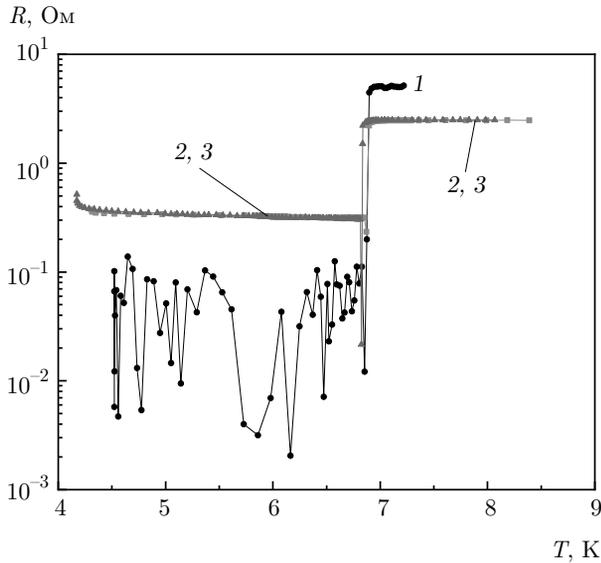


Рис. 15. Зависимость сопротивления структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) от температуры при $H = 100$ Э спустя две недели после изготовления структуры (1), спустя месяц (2) и спустя два месяца (3); $T_c = 6.85$ К

На рис. 15 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. Видно, что магнитное поле, так же как и время, уменьшает T_c . С течением времени, как мы видели раньше, образуется фракция чистого никеля, намагниченность насыщения которого выше намагниченности раствора никеля с медью. Таким образом, в обоих случаях, по-видимому, изменение T_c обусловлено величиной намагниченности.

На рис. 16 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) температура перехода меньше на 0.3 К, чем для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(3) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2), 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) уменьшилась на 0.64 К.

Для сравнения для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) 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 Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) спус-

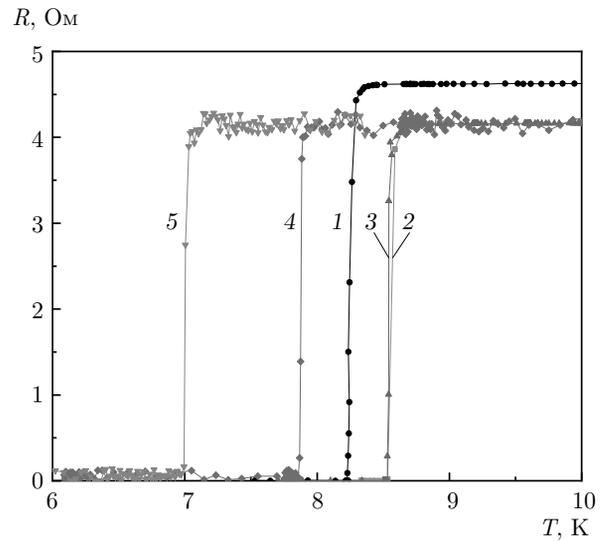


Рис. 16. Зависимость сопротивления: спустя две недели для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) (1), Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(3) (2) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) (3); спустя месяц после изготовления для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) при $H = 0$ (4) и $H = 100$ Э (5)

та спустя месяц после изготовления была еще на 0.96 К меньше, чем при $H = 0$.

Таким образом, значение температуры перехода оказалось зависящим от толщины магнитного слоя, величины магнитного поля и времени с момента изготовления структуры.

3.3. Синхротронные измерения

Структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(h) характеризуются тремя размерными параметрами R_1 , R_2 и R_3 . В этом случае зависимость интенсивности рассеяния излучения от переданного волнового вектора Q_y может быть представлена в следующем виде [21–23]:

$$N(Q_y, G_1, R_1, B_1, P_1, R_2, G_2, B_2, P_2, R_3, G_3, B_3, P_3, C) = G_1 \exp\left(-\frac{1}{3}R_1^2 Q_y^2\right) + B_1 \left(\frac{Q_y}{\operatorname{erf}\left(\frac{Q_y R_1}{\sqrt{6}}\right)}\right)^{-P_1} \times \exp\left(-\frac{1}{3}R_2^2 Q_y^2\right) + G_2 \exp\left(-\frac{1}{3}R_2^2 Q_y^2\right) +$$

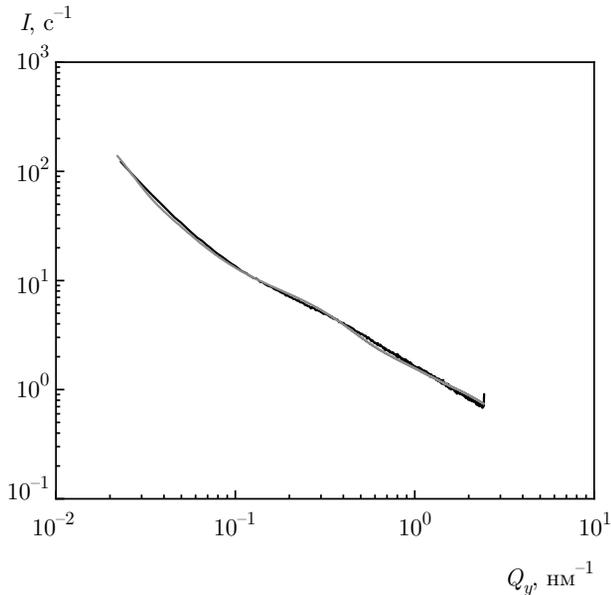


Рис. 17. (В цвете онлайн) Экспериментальная (черный цвет) и расчетная (красный цвет) зависимости интенсивности рассеяния синхротронного излучения для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) при $\theta = 5$ мрад. Значения параметров, полученные в результате подгонки экспериментальных данных: $G_1 = 500, R_1 = 100, B_1 = 0.06, P_1 = 2, G_2 = 5, R_2 = 5.1, B_2 = 0, P_2 = 0, G_3 = 3, R_3 = 2, B_3 = 2.1, P_3 = 1.2, C = 0.028$

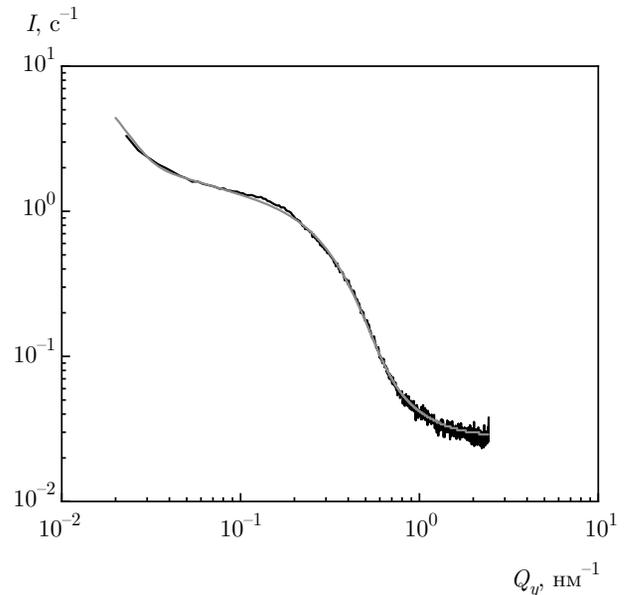


Рис. 18. (В цвете онлайн) Экспериментальная (черный цвет) и расчетная (красный цвет) зависимости интенсивности рассеяния синхротронного излучения для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) при $\theta = 10$ мрад. Значения параметров, полученные в результате подгонки экспериментальных данных: $G_1 = 10, R_1 = 100, B_1 = 0.03, P_1 = 1, G_2 = 0.8, R_2 = 5.7, B_2 = 0, P_2 = 0, G_3 = 0.3, R_3 = 4, B_3 = 0.015, P_3 = 3, C = 0.028$

$$+ B_2 \left(\frac{Q_y}{\operatorname{erf} \left(\frac{Q_y R_2}{\sqrt{6}} \right)} \right)^{-P_2} \exp \left(-\frac{1}{3} R_3^2 Q_y^2 \right) +$$

$$+ G_3 \exp \left(-\frac{1}{3} R_3^2 Q_y^2 \right) B_3 \left(\frac{Q_y}{\operatorname{erf} \left(\frac{Q_y R_3}{\sqrt{6}} \right)} \right)^{-P_3} + C.$$

На рис. 17 и 18 приведена характерная зависимость интенсивности рассеяния синхротронного излучения, полученная для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) при углах скольжения $\theta = 5$ мрад и $\theta = 10$ мрад. Здесь же приведена подгоночная кривая, хорошо описывающая экспериментальные данные. Если при $\theta = 5$ мрад происходит полное зеркальное отражение от предшествующего магнитному слою слоя ниобия (глубина проникновения излучения составляет 1 нм), то при 10 мрад рассеяние в большей степени определяется магнитным слоем (глубина проникновения излучения превышает 100 нм). В результате зависимость при $\theta = 5$ мрад достаточно гладкая, в то время как при $\theta = 10$ мрад она является квазипериодической.

В табл. 2 приведены значения параметров, полученные в результате подгонки расчетных данных к экспериментальным. Элементарные кластеры имеют размер $R_3 = 3-4$ нм. Наблюдены также структуры из кластеров с характерным размером R_2 .

Значение параметра $2R_1$ значительно превышает значения $2R_2$. Для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) он является линейным размером фрактала, а для Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(3) — линейным размером структуры неупорядоченно расположенных кластеров.

3.4. Магнитный момент при $H = 0$

На рис. 19 приведены температурные зависимости магнитного момента для структуры Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) 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 боль-

Таблица 2. Параметры структур, полученные из интенсивности рассеяния синхротронного излучения для разных структур

	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

Примечание. V/FeV/V/FeV/Nb при $t_L = 22$ мес., для Ni_{0.65}Cu_{0.35} при $t_L = 3$ мес., для Ni_{0.81}Cu_{0.19} при $t_L = 5$ мес.

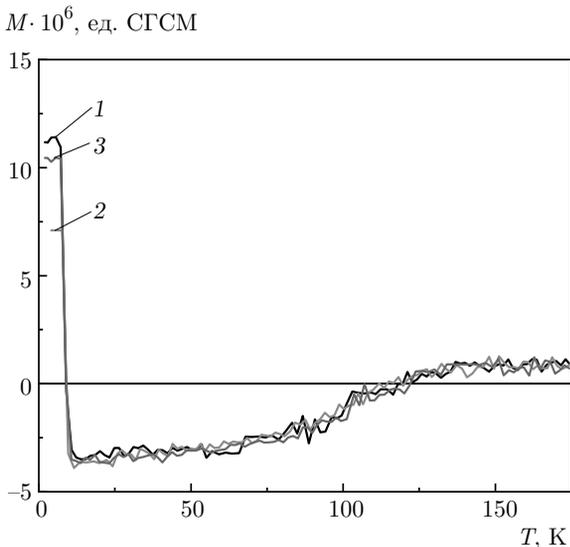


Рис. 19. Зависимость магнитного момента структуры Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) от температуры для $H = 0$ при $t_L = 7$ мес.: 1 — первое охлаждение от $T = 300$ К (черный цвет), 2 — нагрев после охлаждения до $T = 3$ К < T_c (красный цвет), 3 — второе охлаждение после нагрева (синий цвет)

шое изменение момента электродинамическим эффектом [30] невозможно. Правильно считать, что весь магнитный слой является сверхпроводящим. Проследим, как можно объяснить изменение намагниченности в этом случае. Магнитное поле сверхпроводящего тока, возникающего как реакция на отрицательный магнитный момент слоя, будет направлено в положительном направлении. 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 мы видели (см. рис. 14), 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 и оставаясь положительным. 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 Ni_{0.65}Cu_{0.35} и Ni_{0.81}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 Ni_{0.81}Cu_{0.19} относительное изменение магнитного момента при переходе возрастает. Это связано с тем, что с уменьшением толщины магнитный слой становится более размагниченным при $T > T_c$.

3.5. Магнитный момент при $H \neq 0$

На рис. 20 и 21 показаны температурные зависимости магнитного момента структуры Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35} 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.

Таблица 3. Магнитный момент магнитного слоя для структур $\text{Ni}_{0.65}\text{Cu}_{0.35}$ и $\text{Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}$ при $H = 0$ для $T > T_c$ и $T < T_c$ и момент насыщения M_{sat}

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
Nb/ $\text{Ni}_{0.65}\text{Cu}_{0.35}$ (4)	6.5	-3.5	11	214	6 ($H = 100$ Э)
Nb/ $\text{Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}$ (2)	2.95	-1.5	4	167	6.5
Nb/ $\text{Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}$ (3)	4.1	-6	8	33	9
Nb/ $\text{Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}$ (4)	6	-12	18	50	18

Таблица 4. Параметры кластеров в магнитном слое структур

Структура	d_{cl} , нм	$T_b(0)$, К	H_c , кЭ	J_{lay} , кГс	J_{cl} , кГс
$\text{Ni}_{0.65}\text{Cu}_{0.35}$ (4) $t_L = 1$ мес.	6.6	44.1	0.422	0.75 ± 0.1	3.5 ± 1.0
$\text{Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}$ (2) $t_L = 4$ мес.	6	35	0.983	1.6 ± 0.2	1.4 ± 0.5
$\text{Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}$ (3) $t_L = 4$ мес.	8	90	0.451	2.2 ± 0.2	4.9 ± 1.5
$\text{Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}$ (4) $t_L = 4$ мес.	8	142	0.403	3.0 ± 0.3	10.5 ± 4.0
V/FeV/V/FeV/Nb $t_L = 33$ мес.	9.4	183.5	0.9	2.25 ± 0.2	2.35 ± 0.2

Видно (рис. 20), что переход при $t_L = 3$ мес. происходит при температуре 8.5 К (измерения сразу после изготовления структуры с помощью эффекта Холла дали значение 8.8 К). Это отличается от значения 6.85 К, полученного в более ранних ($t_L = 2$ мес.) резистивных измерениях. Это различие связано, по-видимому, с различным вкладом отдельных областей структуры в величину сопротивления и магнитного момента. Наличие стандартного диамагнитного отклика на изменение магнитного поля в режиме ZFC свидетельствует о преобладании диамагнитного момента сверхпроводящего слоя над моментом магнитного слоя. При $T = 10$ К момент связан с магнитным слоем и в режиме ZFC равен $M_1(20 \text{ Э}, 10 \text{ К}) = -4 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ (индукция 309 Гс в слое толщиной 6.5 нм) и $M_2(100 \text{ Э}, 10 \text{ К}) = -3 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Зависимость величины диамагнитного отклика от магнитного поля является нелинейной. Так, в магнитном поле $H_1 = 20$ Э мо-

мент равен $M(20 \text{ Э}, 6 \text{ К}) = -14.5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, а в 5 раз большем магнитном поле $H_2 = 100$ Э момент равен $M(100 \text{ Э}, 6 \text{ К}) = -63 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ (450 Гс для слоя 70 нм). Если допустить, что момент магнитного слоя при сверхпроводящем переходе не изменяется, то отношение изменения момента сверхпроводящего слоя за счет магнитного поля при переходе составляет $\eta_s = \Delta M_2/\Delta M_1 = (63 - 3)/(14.5 - 4) = 5.7$. Однако η_s не может быть больше $H_2/H_1 = 5$. Отсюда следует, что момент магнитного слоя при переходе изменяется. Далее, видно что моменты M_1 и M_2 практически равны моменту $M(H = 0, 10 \text{ К})$, который при переходе реверсируется и становится равным $7 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Предполагая, что магнитный момент реверсируется и устанавливается на уровне $7 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, как в случае $H = 0$, получим для отношения диамагнитных моментов сверхпроводящего слоя приемлемое значение $\eta_s = (63 + 7)/(14.5 + 7) = 3.25$. Значе-

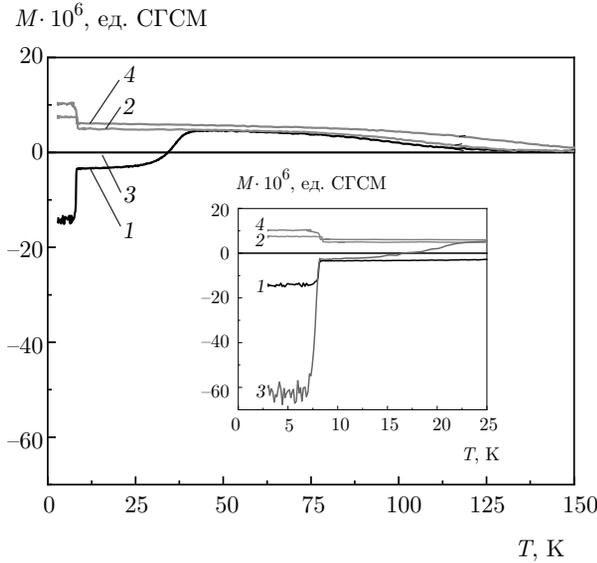


Рис. 20. Зависимость магнитного момента структуры Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) от температуры при $t_L = 3$ мес. в режимах охлаждения в нулевом поле ZFC (1, 3) и в магнитном поле FC (2, 4) при $H = 20$ Э (1, 2) и $H = 100$ Э (3, 4)

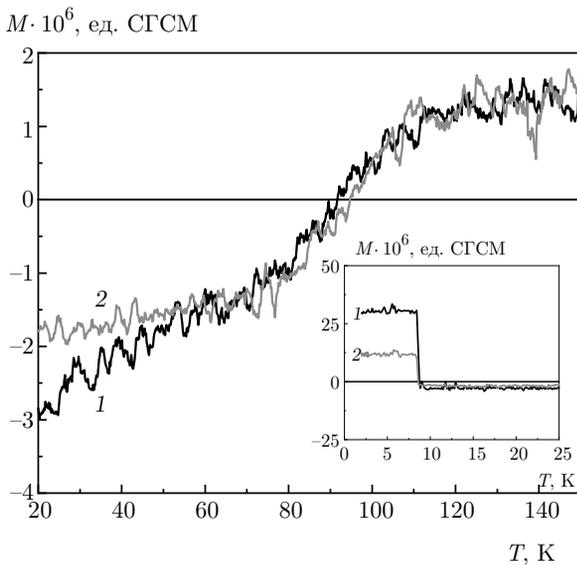


Рис. 21. Зависимость магнитного момента структуры Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) от температуры в режимах охлаждения ZFC (1) и FC (2) для $H = 20$ Э при $t_L = 7$ мес.

ние η_s будет еще меньше, если магнитный слой еще и подмагничивается магнитным полем. Таким образом, в магнитном поле 20–100 Э магнитный слой при сверхпроводящем переходе в режиме ZFC также перемагничивается. В режиме FC момент положительный и при $T > T_c$, и при $T < T_c$, как для структуры V/FeV/V/FeV/Nb. Зависимости ZFC и FC пе-

ресекаются в поле $H = 20$ Э при $T = 40$ К и в поле 100 Э при $T = 25$ К, что указывает, как и в случае структуры V/FeV/V/FeV/Nb, на присутствие в магнитном слое магнитных кластеров.

На рис. 21 приведены зависимости магнитного момента структуры Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) 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.

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 сделать вывод, что никель уходит из кластеров.

В табл. 4 приведены значения намагниченности кластеров J_{cl} , рассчитанные по формуле (3) исходя из значений температуры блокировки при двух значениях магнитного поля и данных о магнитном размере кластеров d_m . В таблице приведены также значения намагниченности насыщения J_{lay} для слоя расчетной толщины, рассчитанные исходя из значений магнитного момента в большом магнитном поле при $T \geq T_c$. Отметим, что для раствора Ni_{0.65}Cu_{0.35} намагниченность насыщения равна $J_{sol} = 2$ кГс, а для раствора Ni_{0.81}Cu_{0.19} — 3.75 кГс [31]. Видно, что выполняются соотношения $J_{cl} \geq J_{lay}$. Это указывает на то, что содержание никеля по отношению к меди в кластерах больше, чем в слое расчетной толщины. Намагниченность слоя J_{lay} оказывается меньше намагниченности раствора J_{sol} и тем больше, чем меньше толщина слоя.

На рис. 22–24 для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19} приведены зависимости магнитного момента для значений магнитного поля $H = 25$ (1), 150 (2), 5000 Э (3). Для сравнения приведена также зависимость для $H = 0$ (4). Для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19} (2) и

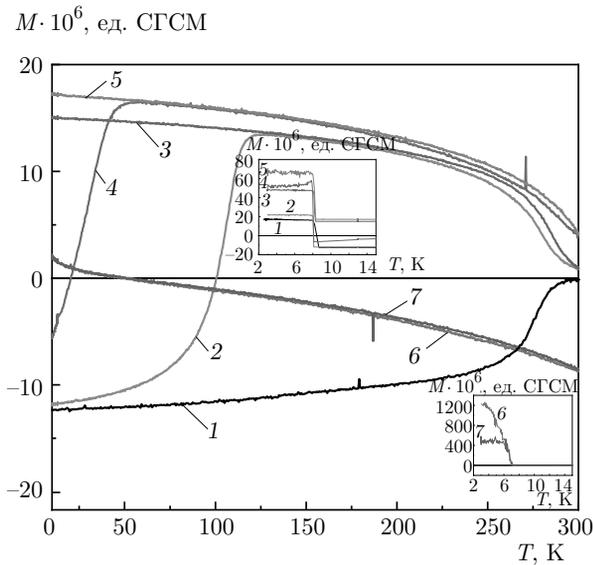


Рис. 22. Зависимость магнитного момента структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) от температуры в режимах ZFC и FC спустя 3.5 мес. после изготовления: 1 — $H = 0$; 2 — ZFC, $H = 25$ Э; 3 — FC, $H = 25$ Э; 4 — ZFC, $H = 150$ Э; 5 — FC, $H = 150$ Э; 6 — ZFC, $H = 5$ кЭ; 7 — FC, $H = 5000$ Э. На верхней вставке: 1 — $H = 0$; 2 — ZFC, $H = 25$ Э; 3 — FC, $H = 25$ Э; 4 — ZFC, $H = 150$ Э; 5 — FC, $H = 150$ Э. На нижней вставке: 1 — ZFC, $H = 5$ кЭ; 2 — FC, $H = 5$ кЭ

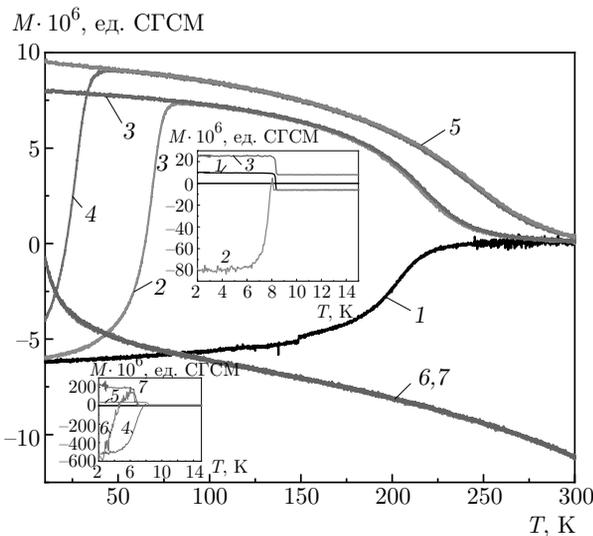


Рис. 23. Зависимость магнитного момента структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(3) от температуры в режимах ZFC и FC спустя 3.5 мес. после изготовления: 1 — $H = 0$; 2 — ZFC, $H = 25$ Э; 3 — FC, $H = 25$ Э; 4 — ZFC, $H = 150$ Э; 5 — FC, $H = 150$ Э; 6 — ZFC, $H = 5$ кЭ; 7 — FC, $H = 5000$ Э. На верхней вставке: 1 — ZFC, $H = 0$; 2 — ZFC, $H = 25$ Э; 3 — FC, $H = 25$ Э. На нижней вставке: 1 — ZFC, $H = 150$ Э; 2 — FC, $H = 150$ Э; 3 — ZFC, $H = 5000$ Э; 4 — FC, $H = 5$ кЭ

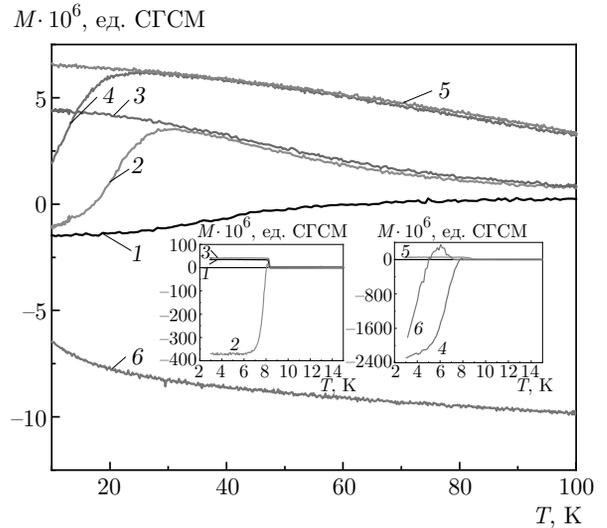


Рис. 24. Зависимость магнитного момента структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2) от температуры в режимах ZFC и FC спустя 3.5 мес. после изготовления: 1 — ZFC, $H = 0$; 2 — ZFC, $H = 25$ Э; 3 — FC, $H = 25$ Э; 4 — ZFC, $H = 150$ Э; 5 — FC, $H = 150$ Э; 6 — ZFC, $H = 5$ кЭ. На левой вставке: 1 — ZFC, $H = 0$; 2 — ZFC, $H = 25$ Э; 3 — FC, $H = 25$ Э. На правой вставке: 1 — ZFC, $H = 150$ Э; 2 — FC, $H = 150$ Э; 3 — ZFC, $H = 5$ кЭ

Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19} (3) момент при $H = 5$ кЭ в режиме ZFC отрицательный при $T < T_c$, что указывает на превышение диамагнитного момента сверхпроводящего слоя над моментом магнитного слоя. Это, во-первых, связано с тем, что для малых толщин момент магнитного слоя невелик по абсолютной величине. Во-вторых, в этом случае диамагнитный момент сверхпроводящего слоя растет более сильно с увеличением магнитного поля, чем магнитный момент магнитного слоя. В результате при увеличении магнитного поля диамагнитный момент от сверхпроводящего слоя становится больше по абсолютной величине момента магнитного слоя, что и приводит в итоге к отрицательному значению суммарного момента. Эти данные аналогичны данным для структуры V/FeV/V/FeV/Nb в магнитном поле 1 кЭ (рис. 4). Для структур Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(3) момент на порядок меньше, чем в магнитном поле 150 Э. При этом зависимости ZFC и FC совпадают, что указывает на отсутствие гистерезиса (упругий режим изменения намагниченности). Очевидно, что в этом случае магнитный момент ориентируется перпендикулярно магнитному полю.

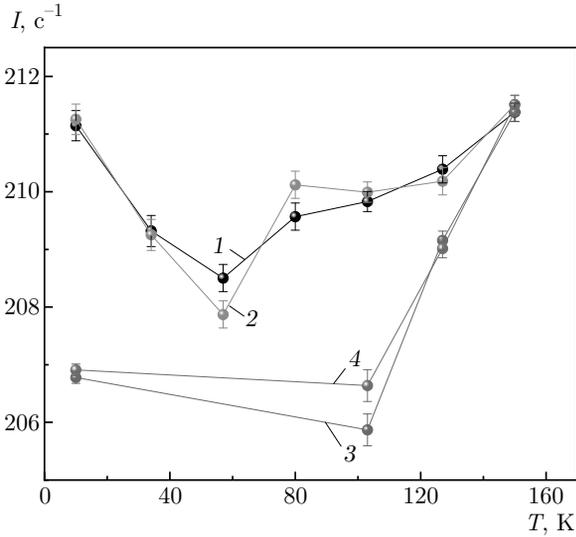


Рис. 25. Зависимость интенсивности отраженных от структуры и пропущенных через структуру Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) нейтронов $I(T)$ в режимах ZFC и FC при $H = 25$ Э для $\lambda = 2 \text{ \AA} \pm 10\%$ при $t_L = 3.5$ мес.: 1 – ZFC, $P_0 = +1$; 2 – ZFC, $P_0 = -1$; 3 – FC, $P_0 = +1$; 4 – FC, $P_0 = -1$

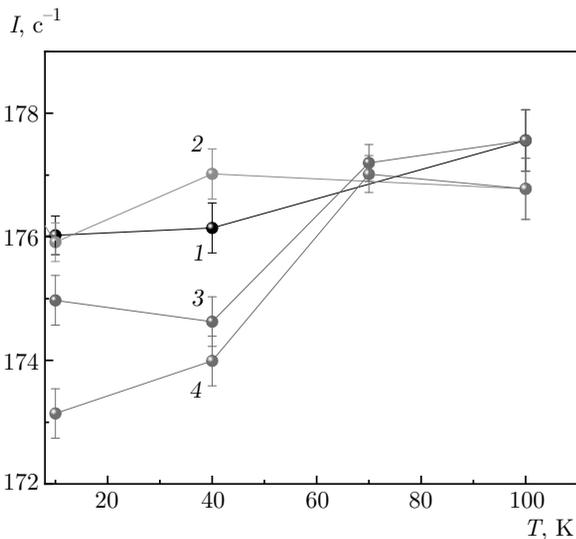


Рис. 26. Зависимость интенсивности отраженных от структуры и пропущенных через структуру Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) нейтронов I в режимах ZFC и FC при $H = 150$ Э для $\lambda = 2 \pm 0.2 \text{ \AA}$ при $t_L = 2$ мес.: 1 – ZFC, $P_0 = +1$; 2 – ZFC, $P_0 = -1$; 3 – FC, $P_0 = +1$; 4 – FC, $P_0 = -1$

3.6. Нейтронные измерения

В работе [32] приведены детальные нейтронные исследования магнитного поведения слоистой структуры Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4). Здесь мы приведем результаты новых исследований структуры Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) и исследований структуры

Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4). Сравним данные о температуре слияния зависимостей ZFC и FC, полученных в магнитных и нейтронных измерениях. На рис. 25, 26 приведены зависимости суммарной интенсивности отраженных от структуры и пропущенных через структуру Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) нейтронов I в режимах ZFC и FC. Отметим, что интенсивность $I = I_0 - I_s$ определяется интенсивностью рассеяния нейтронов I_s . Видно, что зависимости имеют характерные значения температуры, при которых зависимости ZFC и FC пересекаются. Зависимости для положительных и отрицательных значений поляризации нейтронов несколько различаются. Это указывает на то, что рассеяние нейтронов кроме рассеяния на доменных стенках происходит на ядерно-магнитных кластерах. Видно также, что зависимости рассеяния от поляризации нейтронов различаются как для режимов FC и ZFC, так и для двух значений магнитного поля. При этом, если в режиме ZFC магнитные моменты ориентированы в направлении магнитного поля, то в режиме FC моменты ориентированы против направления магнитного поля. Для температуры блокировки следуют значения 150 К при $H = 25$ Э (рис. 25) и 70 К при 150 Э (рис. 26). Это больше на 20–25% значений 125 и 56 К, полученных в магнитных измерениях. Сама температура блокировки практически не зависит от поляризации нейтронов, а значит, определяется в основном плотностью доменных стенок.

На рис. 27 приведены зависимости поляризационной асимметрии зеркального отражения нейтронов в режимах ZFC и FC в магнитном поле $H = 70$ Э для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2). Для температуры блокировки получено значение 25 К, которое в отличие от данных рассеяния нейтронов меньше магнитометрического значения 29 К.

Как видно, нейтронные и магнитный методы дают значения температуры блокировки, совпадающие с точностью 20–25%. Очевидно, что разница в значениях температуры блокировки для магнитных и нейтронных измерений определяется измеримыми величинами. Так, в магнитных измерениях определяется магнитный момент, который является суммой моментов кластеров и доменов. С увеличением магнитного поля вклад доменов в суммарный момент возрастает. Асимметрия отражения нейтронов пропорциональна намагниченности, которая, в свою очередь, пропорциональна магнитному моменту структуры. Однако при отражении нейтронов по сравнению с магнитными измерениями вклад поверхности больше по сравнению с глубинной обла-

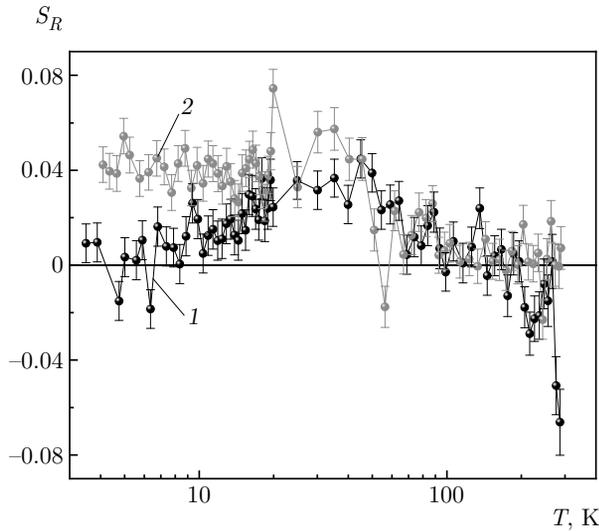


Рис. 27. Зависимости поляризационной асимметрии зеркального отражения нейтронов в режимах ZFC (1) и FC (2) в магнитном поле $H = 70$ Э для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(2). Для температуры блокировки получено значение 25 К, которое в отличие от данных рассеяния нейтронов меньше магнитометрического значения 29 К

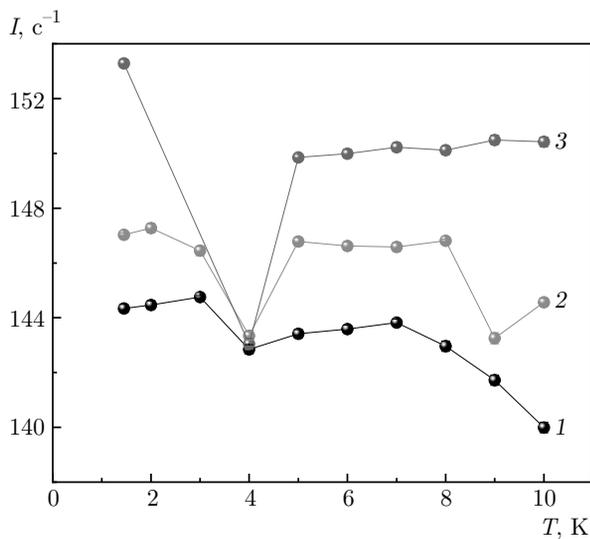


Рис. 28. Зависимость $I(T)$ для структуры Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) при $\lambda = 2 \text{ \AA}$ и $P_0 = +1$ в Э1 (1), Э2 (2) и Э3 (3). Ошибки не превышают размеров точек

тью структуры. Интенсивность рассеяния нейтронов также определяется кластерами и доменными стенками. Однако с увеличением магнитного поля рассеяние нейтронов все больше определяется кластерами.

На рис. 28 для структуры Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) приведена зависимость суммарной интенсивности нейтро-

нов $I(T)$ от температуры, начиная с 10 К и до 1.5 К для трех экспериментов (зависимости 1–3). В первом эксперименте (Э1, зависимость 1) при 10 К устанавливалось магнитное поле 25 Э. Во втором эксперименте (Э2, зависимость 2) при $T = 10$ К структура намагничивалась в поле 500 Э, после чего устанавливалось поле 25 Э и проводилось измерение с изменением температуры от 10 К до 1.5 К. Зависимость 3 (Э3) 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 Э2 и Э3 структура намагничена. При $T = 4$ К для всех экспериментов и при $T = 9$ К в эксперименте Э2 интенсивность уменьшается из-за рассеяния нейтронов на флуктуациях намагниченности при сверхпроводящем переходе и увеличении плотности доменных стенок. Если при $T = 9$ К переход происходит из-за эффекта близости в прилегающем к слою ниобия магнитном слое, то при $T = 4$ К переход реализуется во всем магнитном слое.

На реализацию сверхпроводящего перехода указывает также то, что при $T = 4$ К и $T = 9$ К регистрируется увеличение передачи момента нейтронов в сторону увеличения угла скольжения отраженных нейтронов и уменьшения угла скольжения преломленных нейтронов. Это объясняется неупругим рассеянием нейтронов на флуктуациях намагниченности. Величина переданной энергии в направлении перпендикулярно границам раздела составляет 0.2 нэВ. Следует отметить, что действительная передача энергии на самом деле может быть несколько больше из-за не 100-процентной вероятности процесса неупругого рассеяния, а также из-за передачи момента в других направлениях.

При уменьшении температуры начиная с $T = 4$ К растет асимметрия зеркального отражения нейтронов

$$S_R^+(T, T_0) = (R^+(T) - R^+(T_0)) / (R^+(T) + R^+(T_0))$$

в «плюс»-спиновом состоянии (поляризация нейтронов в направлении вектора магнитного поля). На рис. 29 и 30 для $T_0 = 10$ К приведены зависимости S_R^+ при $H = 25$ Э и значениях $T = 5$ К (рис. 29) и $T = 1.5$ К (рис. 30). Рост асимметрии зеркального отражения в фиксированном спиновом состоянии при уменьшении температуры указывает на то, что намагниченность окружающей кластеры среды возрастает. В то же время, как следует из рис. 28, рассеяние нейтронов на доменных стенках при $T = 1.5$ К

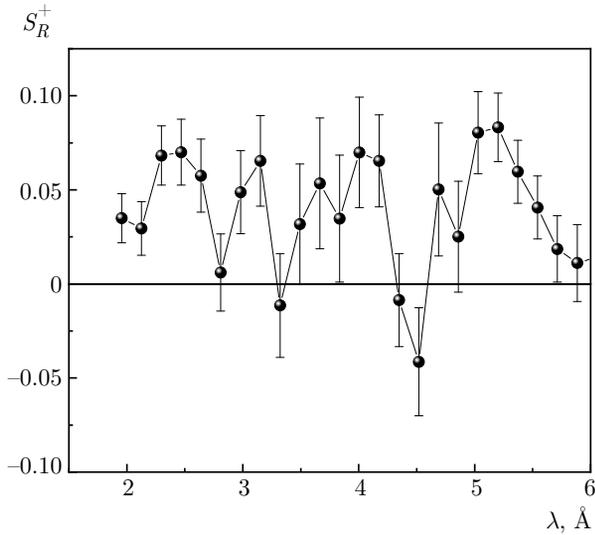


Рис. 29. Асимметрия отражения нейтронов в «плюс»-спиновом состоянии $S_R^+(5 \text{ K}, 10 \text{ K})$ для структуры $\text{Ni}_{0.65}\text{Cu}_{0.35}(4)$

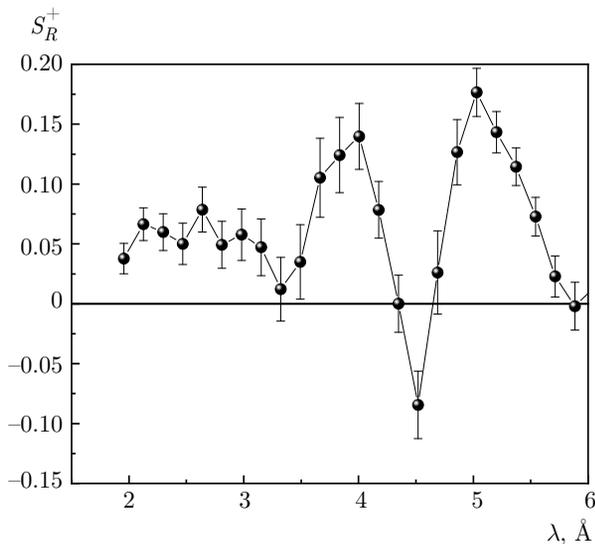


Рис. 30. Асимметрия отражения нейтронов в «плюс»-спиновом состоянии $S_R^+(1.5 \text{ K}, 10 \text{ K})$ для структуры $\text{Ni}_{0.65}\text{Cu}_{0.35}(4)$

практически не изменяется по сравнению с $T = 5 \text{ K}$. Таким образом, действие сверхпроводимости в этом случае сводится к повороту магнитных моментов доменов к направлению магнитного поля.

Напомним, что, в отличие от данной структуры, для структуры $\text{V}/\text{FeV}/\text{V}/\text{FeV}/\text{Nb}$ рост намагниченности окружающей среды происходил за счет увеличения размера доменов.

На рис. 31 для структуры $\text{Nb}/\text{Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}(4)$ приведена температурная зависимость коэффици-

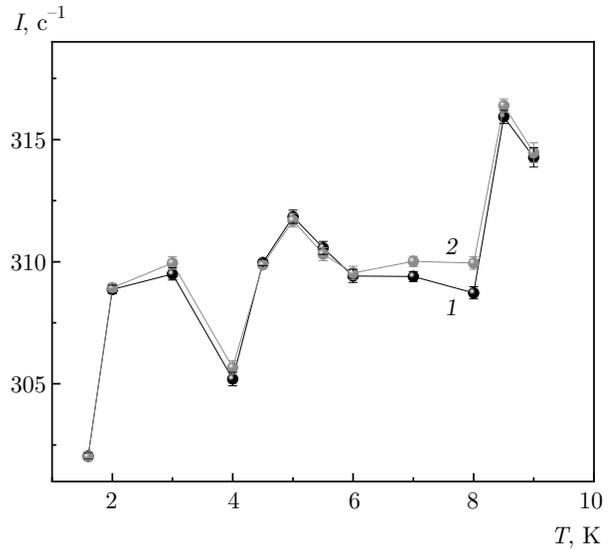


Рис. 31. Температурная зависимость интенсивности нейтронов для структуры $\text{Nb}/\text{Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}(4)$ в магнитное поле 25 Э при длине волны нейтронов $\lambda = 2 \text{ \AA}$ и поляризации $P_0 = +1$ (1) и $P_0 = -1$ (2)

ента рассеяния нейтронов в магнитном поле 25 Э в направлении уменьшения температуры. В целом рассеяние растет при уменьшении температуры. Наблюдается также периодическое изменение интенсивности рассеяния. Можно видеть, что поляризационно-чувствительным, т. е. связанным с кластерами, рассеяние является только при определенных значениях температуры, а именно, в диапазонах $8\text{--}8.5 \text{ K}$ и $3\text{--}4 \text{ K}$, где рассеяние максимально. Отсюда можно сделать тот же, что и для структуры $\text{V}/\text{FeV}/\text{V}/\text{FeV}/\text{Nb}$, вывод, что изменение доменной структуры приводит к движению магнитных моментов кластеров благодаря изменению взаимодействия двух систем.

На рис. 32 и 33 приведена спиновая асимметрия отражения $S_R(T)$ для значений температуры 9 K (рис. 32) и 1.5 K (рис. 33). Видно, что $S_R(1.5 \text{ K}) \approx 0.7 S_R(9 \text{ K})$. Отсюда следует, что намагниченность окружающей кластеры среды уменьшается по порядку величины на 30% при уменьшении температуры от 9 K до 1.5 K . В результате из данных рис. 32, 33 следует, что с уменьшением температуры ниже T_c домены уменьшаются по размеру. Такое поведение доменной структуры коренным образом отличается от поведения доменных структур для $\text{V}/\text{FeV}/\text{V}/\text{FeV}/\text{Nb}$ и $\text{Ni}_{0.65}\text{Cu}_{0.35}(4)$. Падение намагниченности начинается с $T = 4 \text{ K}$. Это указывает на то, что 4 K является температурой сверхпроводящего перехода магнитного слоя при $H = 25 \text{ Э}$.

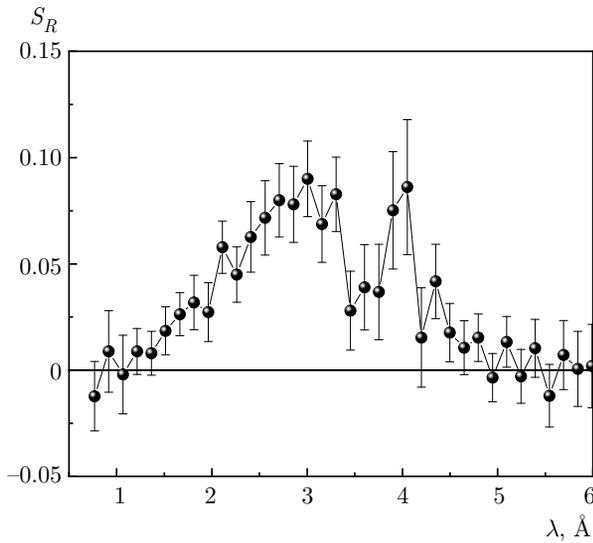


Рис. 32. Спиновая асимметрия отражения $S_R(T)$ для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) при $T = 9$ К и $H = 25$ Э

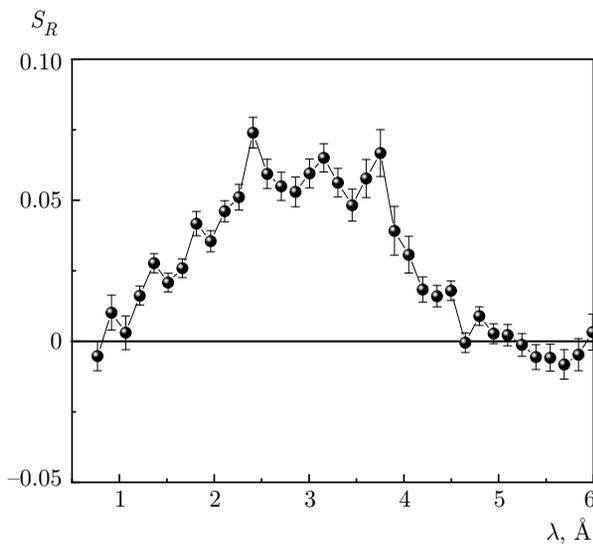


Рис. 33. Спиновая асимметрия отражения $S_R(T)$ для структуры Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) при $H = 25$ Э и $T = 1.5$ К

На рис. 34, 35 приведены интенсивности когерентного распространения (отражение + пропускание) $I(T)$ в магнитном поле 75 Э (рис. 34) и 150 Э (рис. 35). В отличие от поля 25 Э, при уменьшении температуры рассеяние в магнитном поле 75 Э и 150 Э уменьшается. Очевидно, это связано, как и в случае с V/FeV/V/FeV/Nb, с увеличением размеров доменов, когда плотность доменных стенок уменьшается. При $T = 2.5$ К наблюдается рассеяние, как в случае $T = 4$ К при $H = 25$ Э для структур Nb/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(4) и Nb/Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4). Температу-

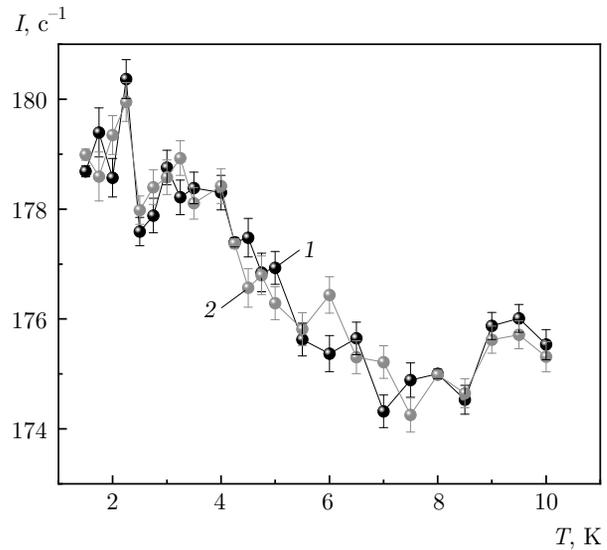


Рис. 34. Температурная зависимость интенсивности нейтронов для структуры Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) в магнитном поле 75 Э при длине волны нейтронов $\lambda = 2$ Å и поляризации нейтронов $P_0 = +1$ (1) и $P_0 = -1$ (2)

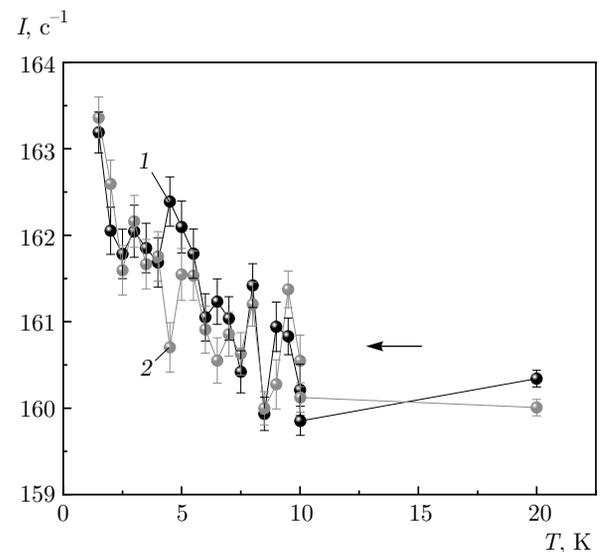


Рис. 35. Температурная зависимость интенсивности нейтронов для структуры Ni_{0.81}Cu_{0.19}(4) в магнитном поле 150 Э при длине волны нейтронов $\lambda = 2$ Å и поляризации нейтронов $P_0 = +1$ (1) и $P_0 = -1$ (2)

ра $T = 2.5$ К идентифицируется нами как температура сверхпроводящего перехода в магнитном слое при $H = 75$ Э и $H = 150$ Э. На зависимостях рис. 34 и 35 перед $T = 2.5$ К наблюдается поляризационно-зависимое рассеяние нейтронов, обусловленное рассеянием на кластерах. Из рис. 34 следует, что при $H = 75$ Э моменты кластеров ориентируются или

перпендикулярно полю, или по полю ($T = 3.25, 6, 7$ К), или против поля ($T = 1.75, 4.5, 7.5$ К). При $H = 150$ Э моменты ориентируются или перпендикулярно магнитному полю, или против поля ($T = 4.5, 6.5$ К). В поведении намагниченности магнитного слоя при 75 Э и 150 Э есть различие. В магнитном поле 75 Э, как следует из зависимостей асимметрии $S_R(T)$, намагниченность окружающей среды уменьшается, а в магнитном поле 150 Э — увеличивается. Таким образом, поведение кластеров и доменов оказывается различным для всех значений магнитного поля. В магнитном поле 75 Э одновременное уменьшение намагниченности и увеличение размеров доменов является необычным. Возможно, в этом случае происходит еще и уменьшение намагниченности насыщения. Следует также отметить, что при длинах волн, превышающих критическую длину волны (4 \AA для $H = 25$ Э и 5 \AA для $H = 75, 150$ Э), еще наблюдается расщепление нейтронной волны по углу отражения, обусловленное из-за магнитной неколлинеарности переходами нейтрона между спиновыми состояниями в магнитном поле [33]. Анализ показывает, что этот процесс происходит у поверхности структуры в магнитном поле в несколько килоэрстед. Такое значение поля на поверхности слоя ниобия может возникнуть только от кластеров, магнитный момент которых ориентирован перпендикулярно или под ненулевым углом к границам раздела.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы проведенных исследований трех типов FS-структур состоят в следующем. Магнитные слои структурно неоднородны. Магнитные свойства структур определяются магнитными кластерами нанометрового размера и ферромагнитными доменами, а также толщиной магнитного слоя. Кластеры и домены взаимодействуют. Действие сверхпроводимости на магнитное состояние кластеров сводится к изменению ориентации их магнитных моментов. Действие сверхпроводимости на доменную структуру приводит к изменению направления магнитных моментов доменов и изменению их размера. Величина магнитного поля определяет температуру сверхпроводящего перехода в структуре и действие сверхпроводимости на магнитное состояние. Для структур $\text{Nb/Ni}_{0.65(0.81)}\text{Cu}_{0.35(0.19)}$ при температуре ниже температуры перехода в сверхпроводящем слое происходит сверхпроводящий переход в магнитном слое. Температура сверхпрово-

дящего перехода магнитного слоя также зависит от величины магнитного поля. При сверхпроводящем переходе в структурах наблюдалось явление перемагничивания магнитного слоя и реверс магнитного момента в небольшом магнитном поле, а также при его отсутствии.

С течением времени кластеры деградируют, а слои в случае структуры V/FeV/V/FeV/Nb становятся более однородными, при этом магнитные и сверхпроводящие свойства структур существенно изменяются. В структурах Nb/NiCu атомы Ni и Cu со временем разделяются по глубине, образуя отдельные слои. В результате разделения элементов Ni и Cu температура сверхпроводящего перехода в структуре $\text{Nb/Ni}_{0.81}\text{Cu}_{0.19}(4)$ уменьшается.

Наблюдалось довольно быстрое, в течение одной-двух недель после изготовления структур, изменение сверхпроводящих свойств, что, по-видимому, связано с изменением неоднородной структуры в плоскости магнитного слоя. Изменение магнитных характеристик структуры происходило в течение нескольких месяцев, что коррелировало с изменением пространственных распределений элементов по глубине структуры.

Благодарности. Авторы выражают благодарность В. Л. Аксенову и Л. Я. Винникову за помощь в исследованиях и обсуждение полученных результатов, М. В. Авдееву и А. В. Томчуку за обсуждение данных синхротронного малоуглового рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Anderson and H. Suhl, Phys. Rev. **116**, 898 (1959).
2. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, ЖЭТФ **94**(6), 256 (1988).
3. F. S. Bergeret, K. B. Efetov, and A. I. Larkin, Phys. Rev. B **62**, 11872 (2000).
4. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
5. E. B. Sonin, Phys. Rev. B **66**, 100504-1 (2002).
6. E. B. Sonin and N. A. Logoboy, J. Phys.: Conf. Ser. **150**, 052245 (2009).
7. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Eur. Phys. Lett. **66**, 111 (2004).
8. F. S. Bergeret and N. Garcia, Phys. Rev. B **70**, 052507 (2004).

9. M. Y. Kharitonov, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **73**, 054511 (2006).
10. T. K. Ng and C. M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 330 (1997).
11. E. B. Sonin and I. Felner, *Phys. Rev. B* **57**, R14000 (1998).
12. S. V. Dubonos, A. K. Geim, K. S. Novoselov, and I. V. Grigorieva, *Phys. Rev. B* **65**, 220513 (R) (2002).
13. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Appl. Phys. A* **89**, 599 (2007).
14. G. Novak, H. Zabel et al., *Phys. Rev. B* **78**, 134520 (2008).
15. Ю. В. Никитенко, В. Г. Сыромятников, *Рефлектометрия поляризованных нейтронов*, Физматлит, Москва (2013).
16. П. В. Лексин, А. А. Камашев, Н. Н. Гарифьянов и др., *Материалы XX Симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника»*, Том 1, с. 77, 14–18 марта, Нижний Новгород (2016).
17. С. Н. Вдовичев, Ю. Н. Ноздрин, Е. Е. Пестов, П. А. Юнин, А. В. Самохвалов, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 336 (2016).
18. В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, Ф. Раду, А. В. Петренко, А. Чик, М. М. Борисов, Э. Х. Мухамеджанов, В. Л. Аксёнов, *ЖЭТФ* **151**, 132 (2017).
19. В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, А. В. Петренко, А. Чик, В. Л. Аксёнов, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **152**, 565 (2017).
20. K. Vad, A. Csik, and G. A. Langer, *Spectroscopy Europe* **21**, 13 (2009).
21. G. Beaucage, *J. Appl. Cryst.* **28**, 717 (1995).
22. G. Beaucage, H. K. Kammler, and S. E. Pratsinis, *J. Appl. Crystall.* **37**, 523 (2004).
23. C. M. Sorensen and G. C. Roberts, *J. Coll. Interf. Sci.* **186**, 447 (1997).
24. R. Prozorov, Y. Yeshurun, T. Prozorov, and A. Gedanken, *Phys. Rev. B* **59**, 6956 (1999).
25. C. Monton, F. de la Cruz, and J. Guimpel, *Phys. Rev. B* **75**, 064508 (2007).
26. S. W. Han, J. Farmer, H. Kaiser et al., *Phys. Rev. B* **62**, 9784 (2000).
27. A. E. Koshelev and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B* **52**, 13559 (1995).
28. E. P. Wohlfarth, *J. Phys.* **10**, 241 (1980).
29. L. E. Wenger and J. D. Mydosh, *Phys. Rev. B* **29**, 4156 (1984).
30. S. Mironov, A. S. Melnikov, and A. Buzdin, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 022601 (2018).
31. C. G. Robbins, H. Claus, and P. A. Beck, *Phys. Rev. Lett.* **22(24)**, 1307 (1969).
32. В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, А. В. Петренко, С. Н. Вдовичев, А. В. Чураков, А. Чик, *ЖЭТФ* **154**, 594 (2018).
33. V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, and S. V. Kozhevnikov, *Physica B* **297**, 94 (2001).