

ВОЗВРАТНОСТЬ И КОРРЕЛЯЦИЯ МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЙ НАНОСТРУКТУР В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК–СВЕРХПРОВОДНИК Nb(70 нм)/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(6.5 нм)/Si

В. Д. Жакетов^а, Ю. В. Никитенко^{а*}, А. В. Петренко^а,
С. Н. Вдовичев^б, А. В. Чураков^а, А. Чик^{с**}

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

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

^с Institute for Nuclear Research, Hungarian Academy of Sciences
H-4026, Debrecen, Hungary

Поступила в редакцию 16 января 2018 г.

Проведены исследования с использованием рефлектометрии поляризованных нейтронов слоистой структуры Nb(70 нм)/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(6.5 нм)/Si в температурном диапазоне $T = 1.5\text{--}10$ К. При температуре $T = 9$ К, которая несколько выше сверхпроводящей критической температуры структуры $T_c = 8.5$ К, наблюдается корреляция состояний магнитных наноструктур. При температуре $T = 4$ К, которая ниже T_c , наблюдалось явление возвратности магнитных состояний, существующих при $T = 9$ К.

DOI: 10.1134/S0044451018090146

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно явление возвратности сверхпроводимости в бислое, состоящем из сверхпроводящего (S) и ферромагнитного (F) слоев [1–4]. При увеличении толщины d_F ферромагнитного слоя в F/S-бислое температура T_c S-перехода сначала уменьшается, достигает минимума, а затем начинает возрастать. В результате на зависимости $T_c(d_F)$ наблюдается максимум, а иногда даже два минимума. Явление объясняется реализацией в F-слое триплетной сверхпроводимости [5], при которой S-пара имеет волновой вектор k_p с ненулевым значением. При выполнении условия $k_p d_F \approx \pi n$, где $n = 1, 2, \dots$, интерференция волн пары, распространяющихся в F-слое навстречу друг другу, приводит к увеличению плотности сверхпроводящих пар. Последнее равнозначно увеличению вероятности реализации S-состояния и, как следствие, повышению

температуры S-перехода. Таким образом, в данном случае изменение параметра F-слоя приводит к изменению S-свойств бислоя F/S.

Другого типа возвратность, а именно, возвратность магнитного состояния F/S-бислоя в зависимости от температуры, наблюдалась в работе [6], в которой с помощью нейтронов исследовалась структура Cu(33 нм)/V(40 нм)/Fe(1 нм)/MgO. Структура первоначально намагничивалась магнитным полем, направленным в плоскости структуры. Затем магнитное поле уменьшалось до 20 Э, и образец поворачивался в плоскости на 90°. В результате вектор индукции магнитного поля в магнитном слое оказывался повернутым на некоторый угол относительно направления магнитного поля. При температурах 5 и 2 К в процессе ее уменьшения от 6 К возникало рассеяние нейтронов. Отметим, что температура $T = 5$ К находится выше температуры S-перехода слоя ванадия, $T_c = 3.5$ К, но ниже температуры S-перехода вещества ванадия, $T_c = 5.3$ К. Одновременно с увеличением рассеяния на 10% возрастала на 3% вероятность переворота спина нейтронов в канале их зеркального отраже-

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

** A. Csik

ния, что является признаком существования магнитно-неколинейной структуры. Авторы объяснили диффузное рассеяние нейтронов появлением магнитных доменов в F- и S-слоях. Таким образом, в данном случае при 2 К наблюдалось явление возвратности доменной структуры, которая существовала при 5 К. Важно, что возвратность магнитного состояния F/S-бислоя обусловлена изменением температуры от значения выше T_c к значению ниже T_c .

В настоящей работе изучалась слоистая структура $Ni_{65}Cu_{35}/Nb$. Выбор $Ni_{65}Cu_{35}$ в качестве ферромагнетика обусловлен относительно низкими значениями обменной энергии в данном растворе. При понижении температуры наблюдались явления возвратности и корреляции магнитных состояний различного типа наноструктур. Обсуждаются связанные с этим магнитные явления.

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ТЕСТИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ

Структура $Ni_{0.65}Cu_{0.35}$ (6.5 нм)/Nb(70 нм) была изготовлена методом магнетронного распыления в ИФМ РАН (Нижний Новгород). Подробно методика изготовления описана в работе [7].

2.1. Пространственные профили элементов

На рис. 1 приведены пространственные зависимости относительной концентрации элементов (пространственные профили элементов) структуры, из-

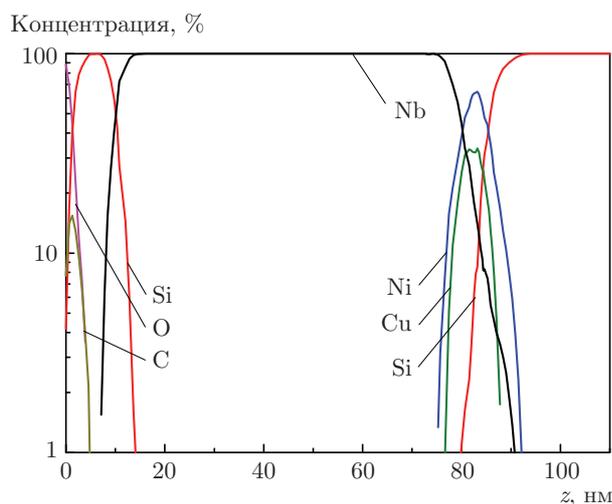


Рис. 1. Пространственные зависимости относительной концентрации элементов структуры $Ni_{0.65}Cu_{0.35}(6.5 \text{ нм})/Nb(70 \text{ нм})$

меренные методом нейтральной масс-спектрометрии [8]. 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 относительно друг 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 и сравнимыми по толщине со 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 F- и S-слоев.

2.2. Магнитный момент структуры

На рис. 2 показаны температурные зависимости магнитного момента структуры в режимах охлаждения в нулевом (ZFC) и конечной величины (FC) магнитных полях. Видно, что переход в сверхпроводящее состояние происходит при температуре $T_c =$

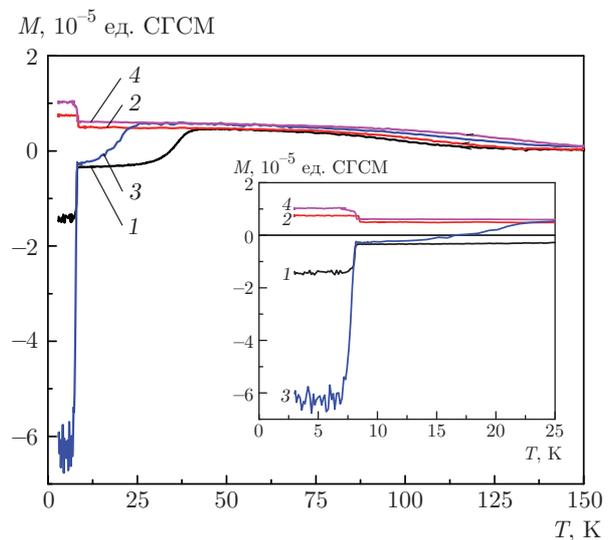


Рис. 2. Зависимости магнитного момента структуры от температуры в режимах охлаждения в нулевом поле ZFC (1, 3) и в магнитном поле FC (2, 4) при значениях магнитного поля $H = 20 \text{ Э}$ (1, 2), 100 Э (3, 4)

$= 8.5$ 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 $-14.5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, в то время как в пять раз большем магнитном поле момент вырос в 4.35 раза и составил $-63 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. При температуре $T = 10$ К, которая выше T_c , магнитный момент как в поле 20 Э, так и в поле 100 Э имеет одну величину, равную $-3 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. 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 $T = 6$ К низкочастотных колебаний намагниченности. О существовании колебаний магнитного момента кластеров после изменения температуры в структуре, содержащей ферромагнитные слои $\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}$, сообщается в работе [9].

Зависимость FC при $T < T_c$ демонстрирует парамагнитное поведение. Для поля 20 Э момент в сверхпроводящем состоянии равен $M = 7.5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, для 100 Э — $M = 1 \times 10^{-5}$ ед. СГСМ. При $T = 10$ К магнитный момент равен $5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ и $6 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ в магнитных полях соответственно 20 и 100 Э, что соответствует индукции в магнитном слое $B_m = 388$ Гс и $B_m = 463$ Гс. При сверхпроводящем переходе для этих значений поля возникает дополнительная индукция магнитного поля соответственно $\Delta B_m = 194$ Гс и $\Delta B_m = 312$ Гс, если ее относить к ферромагнитному слою, и $\Delta B_S = 18$ Гс и $\Delta B_S = 29$ Гс, если ее относить к сверхпроводящему слою. Парамагнетизм F/S-структуры обычно объясняют неоднородностью сверхпроводящего слоя [10]. Однако существуют и другие объяснения [11]. Парамагнитный отклик также может быть связан с действием сверхпроводящего слоя на ферромагнитный слой (эффект близости), намагниченность которого направлена против магнитного

поля [12]. В любом случае для решения этого вопроса нужно измерять пространственный профиль намагниченности по всей толщине структуры, что можно сделать, регистрируя отражение и рассеяние от структуры поляризованных нейтронов.

Зависимости ZFC и FC пересекаются в поле $H = 20$ Э при $T = 40$ К, а в поле 100 Э — при $T = 25$ 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.

3. НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В нейтронных измерениях регистрировались когерентно и некогерентно взаимодействующие со структурой нейтроны. К первым относятся зеркально отраженные от структуры (интенсивность I_R) и прошедшие ее (интенсивность I_T) нейтроны ($I_{R+T} = I_R + I_T$), ко вторым — рассеянные нейтроны (интенсивность I_S). Интенсивность I_S при небольшом поглощении нейтронов структурой может быть выражена через интенсивности падающих I , отраженных и прошедших структуру нейтронов:

$$I_S = I - I_{R+T}. \quad (1)$$

Из выражения (1) следует соотношение, указывающее, что изменение интенсивности рассеянных нейтронов можно определять по изменению интенсивности когерентно распространяющихся нейтронов:

$$\delta I_S = -\delta I_{R+T}. \quad (2)$$

На рис. 3 показано пространственное распределение интенсивности нейтронов $I(N_y, N_z)$ в позиционно-чувствительном детекторе нейтронов для температуры образца $T = 4$ К, магнитного поля $H = 25$ Э и длины волны нейтронов $\lambda = 5 \text{ \AA}$, где N_y и N_z — номера пространственных каналов по оси y (ось лежит в плоскости образца, ширина канала равна 2.35 мм) и по оси z (ось направлена перпендикулярно плоскости образца, ширина канала равна 0.670 мм).

Всего было выполнено четыре измерения (опыты 1–4) температурной зависимости интенсивности нейтронов в когерентном канале $I_{R+T}(T)$ и рассеянных нейтронов $I_S(T)$; температура последовательно изменялась с шагом 1 К от начальной 10 К до предельно достижимой 1.5 К. Время измерения при

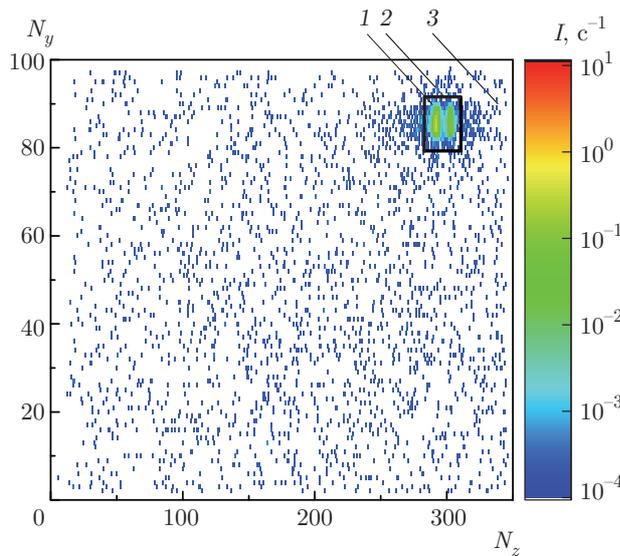


Рис. 3. (В цвете онлайн) Карта пространственного распределения интенсивности нейтронов в детекторе, $I(N_y, N_z)$: 1 — прошедшие структуру нейтроны; 2 — отраженные от структуры нейтроны; 3 — область регистрации рассеянных структурой нейтронов (телесный угол регистрации $\Omega = 0.1$ ср)

одном значении температуры составляло 8–10 ч. В опытах 1–3 использовался пучок нейтронов с положительной начальной поляризацией, а в опыте 4 — нейтроны как с положительной, так и с отрицательной поляризацией. Предварительно при температуре 10 К манипуляциями с магнитным полем устанавливалось начальное магнитное состояние структуры. В опытах 1 и 3 на предварительно размагниченном образце устанавливалось магнитное поле величиной соответственно 25 и 200 Э. В опытах 2 и 4 магнитное поле вначале поднималось до 500 Э, что обеспечивало магнитное состояние, близкое к магнитному насыщению. Затем магнитное поле снижалось до 25 Э, в результате чего в структуре устанавливалась остаточная намагниченность.

На рис. 4 приведена характерная зависимость коэффициента зеркального отражения нейтронов $R(Q_z)$ для начальной поляризации нейтронов $P_0 = +1$ при $T = 10$ К и $H = 25$ Э. Экспериментальные данные (точки) описываются расчетной зависимостью (сплошная линия) со средним отрицательным значением намагниченности $4\pi J = -265$ Гс. При температуре 4 К намагниченность магнитного слоя стремится ориентироваться против направления магнитного поля и устанавливается равной $-820, -230$ и -100 Гс соответственно для опытов 1, 2 и 3. Из данных значений намагниченности следует,

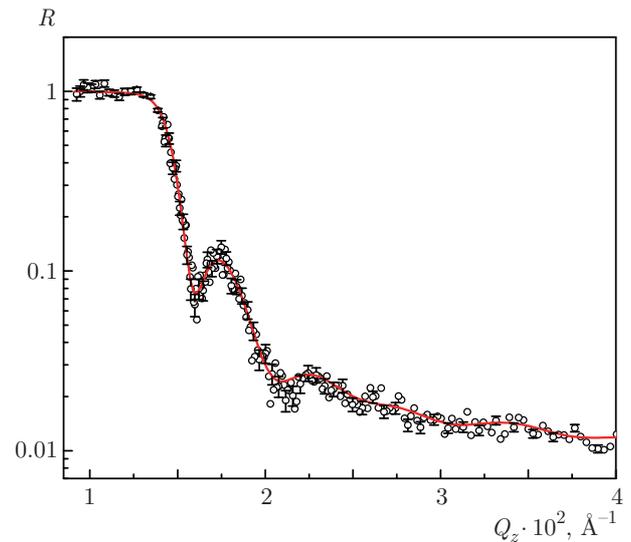


Рис. 4. Зависимость $R(Q_z)$ для поляризации пучка нейтронов $P_0 = +1$ при $T = 10$ К и $H = 25$ Э

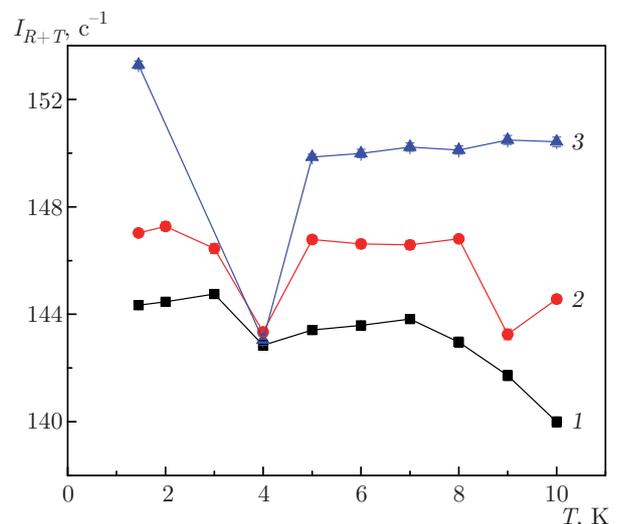


Рис. 5. Зависимости $I_{R+T}(T)$ для нейтронов с $\lambda = 2 \text{ \AA}$ и $P_0 = +1$ в опытах 1 (1), 2 (2) и 3 (3). Ошибки не превышают размера точек

что с увеличением магнитного поля магнитный слой намагничивается в направлении магнитного поля; при этом намагниченность остается отрицательной.

Магнитные наноструктуры. На рис. 5 приведены зависимости $I_{R+T}(T)$ для опытов 1–3 (зависимости 1–3) при $P_0 = +1$ и $\lambda = 2 \text{ \AA}$. Рассмотрим вначале диапазон температур вне значений 4 и 9 К. Видно, что зависимость 2 проходит выше зависимости 1, а зависимость 3 — выше зависимости 2. Это соответствует тому, что рассеяние нейтронов максимально для опыта 1 и минимально для опыта 3.

Очевидно, что рассеяние нейтронов происходит на доменной структуре С1, а именно, на доменах и на доменных стенках.

Здесь сделаем замечание относительно полевых зависимостей рассеяния нейтронов на доменных стенках и на кластерах [13]. С ростом магнитного поля размер доменов увеличивается, а плотность доменных стенок уменьшается. В результате интенсивность рассеяния нейтронов уменьшается. В случае кластеров с увеличением магнитного поля возрастает разность значений магнитного поля на кластерах и между рядами кластеров. В результате, интенсивность рассеяния нейтронов на кластерах увеличивается. Таким образом, в опыте 1 плотность доменных стенок выше и домены по размеру меньше, чем в опытах 2 и 3. Сравнительный анализ зависимости $I_{R+T}(T)$ и суммарной интенсивности $I_{R+T+S}(T) = I_{R+T}(T) + I_S(T)$ когерентно взаимодействующих и рассеянных нейтронов в телесный угол регистрации нейтронов детектором $\Omega = 0.1$ ср (нижняя левая четверть плоскости, перпендикулярная пучку нейтронов) показал, что изменения зависимости $I_{R+T}(T)$ между разными измерениями немного меньше изменений зависимости $I_{R+T+S}(T)$. Это указывает на то, что нейтроны в основном рассеиваются из-за малых размеров рассеивателей вне телесного угла детектора нейтронов $\Omega = 0.1$ ср и что размеры доменов в опыте 2 уменьшаются по сравнению с размерами, определенными в опыте 3, а в опыте 1 они еще меньше. При $T = 4$ К для всех измерений и при $T = 9$ К для опытов 1 и 2 интенсивность нейтронов уменьшается (рассеяние нейтронов увеличивается), что соответствует размагничиванию магнитного слоя.

На рис. 6 приведены зависимости $I_{R+T+S}(T)$ для $\lambda = 5 \text{ \AA}$. Видно, что существенно изменилась зависимость для опыта 3, а именно, выросла интенсивность в диапазоне $T = 1.5\text{--}6$ К. Это указывает на то, что начиная с $T = 6$ К и ниже появились домены большого размера. Следует заметить, что в случае $\lambda = 2 \text{ \AA}$ рассеяние нейтронов на доменах большого размера выходит за область регистрации детектора нейтронов (больше угол рассеяния нейтронов) и потому не проявляется таким же образом, как и в случае $\lambda = 5 \text{ \AA}$.

Для $\lambda = 1 \text{ \AA}$ (рис. 7) рассеяние практически отсутствует для всех измерений при температуре $T = 6$ К, существует при 4 и 9 К для опыта 2, существует при 4 К для опыта 3 и уменьшается для опыта 1 при 9 К. Последнее связано с разупорядочением направлений моментов кластеров. Различия в рассеянии нейтронов при $\lambda = 1 \text{ \AA}$ для трех изме-

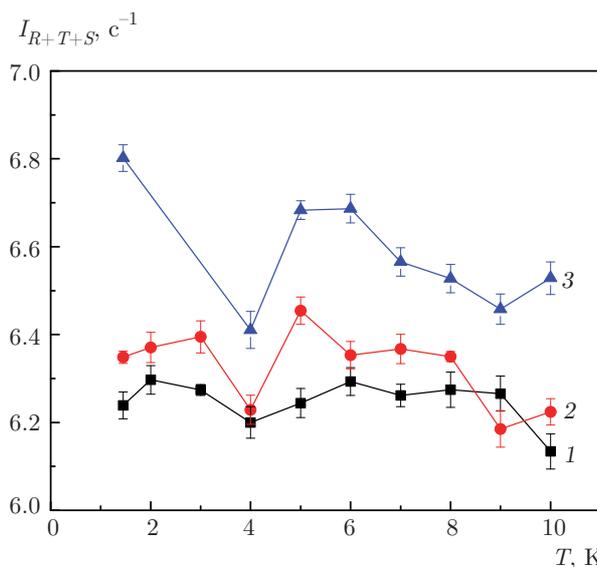


Рис. 6. Зависимости $I_{R+T+S}(T)$ для нейтронов с $\lambda = 5 \text{ \AA}$ и $P_0 = +1$ в опытах 1 (1), 2 (2) и 3 (3)

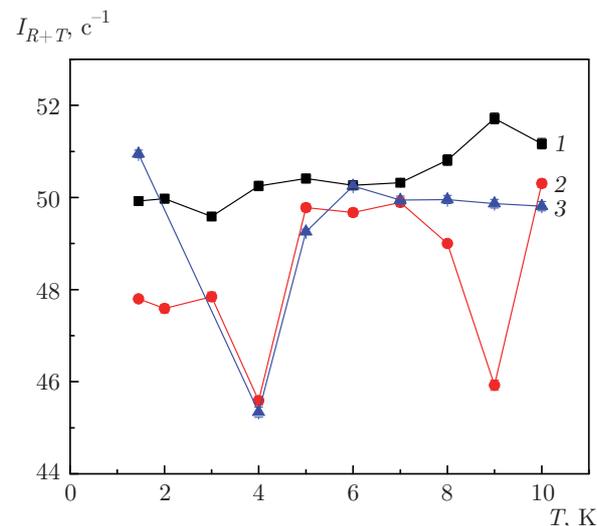


Рис. 7. Зависимости $I_{R+T}(T)$ для нейтронов с $\lambda = 1 \text{ \AA}$ и $P_0 = +1$ в экспериментах 1 (1), 2 (2) и 3 (3). Ошибки не превышают размеров точек

рений связано с проявлением в опытах 2 и 3 новой структуры С2. То, что структура С2 в опыте 3 ($H = 200 \text{ \Theta}$) реализуется только при $T = 4$ К, очевидно, связано с тем, что действие сверхпроводимости при 4 К, в отличие от 9 К, способно преодолеть взаимодействие магнитных моментов с магнитным полем $H = 200 \text{ \Theta}$.

Рассмотрим вопрос о характерных размерах структур С1 и С2. Из рис. 8 видно, что интенсивность рассеяния нейтронов на структуре С1

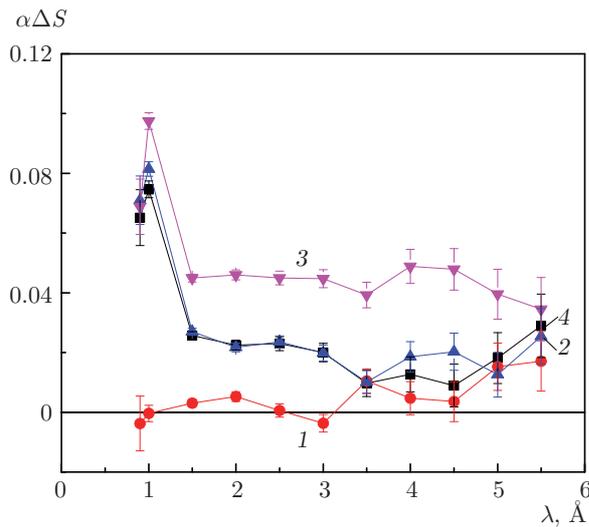


Рис. 8. Зависимости $\alpha\Delta S$ ($\Delta S = S(4 \text{ К}, H) - S(6 \text{ К}, H)$, $S = I_S/I$, $\alpha = 1/[1 - S(6 \text{ К}, H)]$) от длины волны нейтронов в опытах 1 (1), 2 (2) и 3 (3), а также зависимость $\alpha\Delta S$ ($\Delta S = S(9 \text{ К}, 25 \text{ Э}) - S(6 \text{ К}, 25 \text{ Э})$, $\alpha = 1/[1 - S(6 \text{ К}, 25 \text{ Э})]$) от длины волны нейтронов в опыте 2 (4)

осциллирует в зависимости от длины волны нейтронов. Если усреднить по измерениям, то максимумы интенсивности рассеяния нейтронов приходятся на длины волн 4.5 и 2.25 Å. Из-за кратности этих значений естественно считать, что рассеяние при $\lambda_1 = 4.5 \text{ Å}$ является первым, а рассеяние при $\lambda_2 = \lambda_1/2 = 2.25 \text{ Å}$ – вторым порядком интерференции нейтронов при прохождении доменной стенки. С учетом телесного угла регистрации рассеянных нейтронов 0.1 ср для корреляционной длины L_1 (толщины доменной стенки) получаем диапазон значений от 0.23 до 1.6 нм. Для структуры С2 имеем диапазон значений длины $L_2 = 0.05\text{--}0.4 \text{ нм}$.

Рассмотрим теперь структуру С3 – решетку магнитных кластеров, рассеяние нейтронов на которой происходит непосредственно в область 3 детектора (см. рис. 3). На рис. 9 приведена пространственная карта разности интенсивностей $\Delta I(N_y, N_z) = I(4 \text{ К}) - I(6 \text{ К})$ для опыта 3. 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 нейтронов с поляризацией $P_0 = +1$ связано с ориентацией моментов кластеров против направления магнитного поля. Видно, что наблюдается отражение нейтронов от восьми плоскостей решетки (направления рассеяния нейтронов показаны парами линий). При этом межплоскостное расстоя-

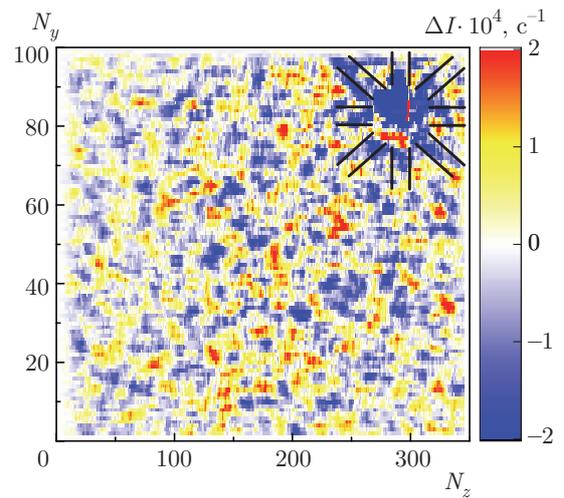


Рис. 9. (В цвете онлайн) Карта пространственного распределения $\Delta I(N_y, N_z) = I(4 \text{ К}) - I(6 \text{ К})$ для опыта 3

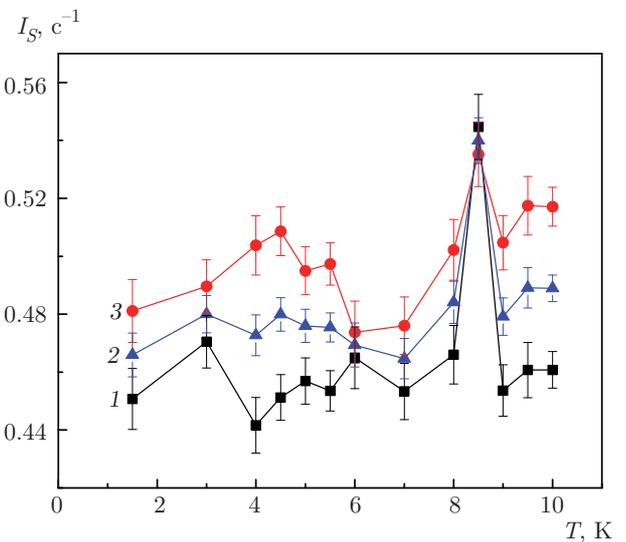


Рис. 10. Зависимости интенсивности рассеяния нейтронов в опыте 4 в область 3 (вне прямоугольной области, ограниченной каналами детектора $N_z = 287\text{--}308$ и $N_y = 80\text{--}90$) при $\lambda = 5 \text{ Å}$ от температуры для $P_0 = +1$ (1), 0 (2), -1 (3)

ние решетки составляет 7 нм. Заметим, что в опыте 2 наблюдается отражение от шести плоскостей, что связано с уменьшением интенсивности рассеяния нейтронов из-за большей разупорядоченности направлений магнитных моментов кластеров.

На рис. 10 приведены зависимости интенсивности рассеяния I_S от температуры для положительной ($P_0 = +1$) и отрицательной ($P_0 = -1$) поляризации пучка нейтронов (опыт 4). При сверхпроводящем переходе ($T \approx 8.5 \text{ К}$) интенсивность рассеяния нейтронов не зависит от их поляризации и связана,

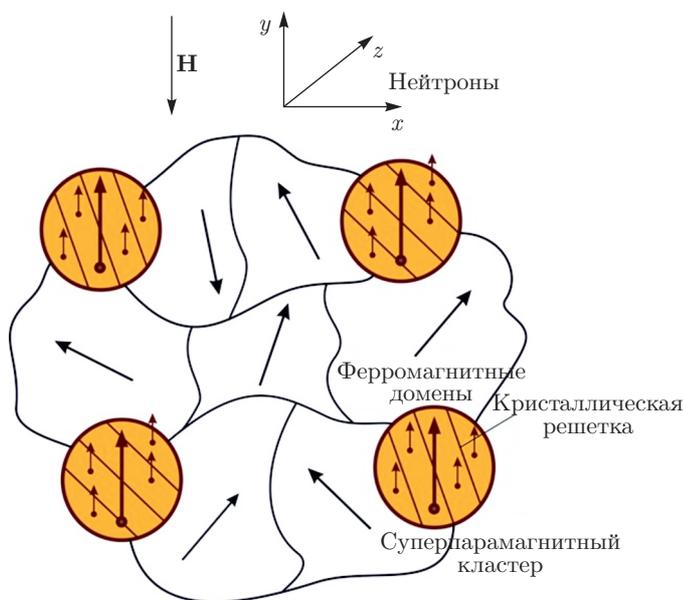


Рис. 11. Магнитная структура ферромагнитного слоя в состоянии остаточной намагниченности при $T = 4$ К и $H = 25$ Э. Слои структуры чередуются в направлении оси z , пучок нейтронов падает под углом скольжения к оси x , магнитное поле направлено по оси y

по-видимому, с флуктуациями в слое ниобия. Одновременно моменты кластеров разупорядочиваются по направлению, так что их суммарный момент становится равным нулю. При 4 и 9 К рассеяние поляризационно-чувствительное и связано с рассеянием на решетке атомно-магнитных кластеров (С3), магнитные моменты которых ориентированы против направления вектора напряженности магнитного поля. Как известно, зависимость от поляризации нейтронов рассеяния на кластерах, в которых контур вещества совпадает с магнитным контуром, связана с тем, что амплитуда рассеяния нейтронов является суммой (разностью) ядерной и магнитной амплитуд для плюс(минус)-поляризации нейтронов. Поскольку средняя намагниченность магнитного слоя при 4 К также ориентируется против направления магнитного поля, из этого следует, что магнитный момент магнитного слоя в основном определяется кластерами, а не окружающей их ферромагнитной средой.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Магнитный слой состоит из трех магнитных структур (рис. 11). 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 стенок становится максимальной для всех трех экспериментов. Структура С3 — решетка магнитных кластеров, состоящих, по крайней мере частично, из атомов никеля. Межплоскостное расстояние в решетке кластеров составляет 7 нм. Структура С2 — ферромагнитная структура кристаллического никеля, проявляется в опытах 2 и 3. 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. В связи с наблюдаемым рассеянием нейтронов на ферромагнитной структуре кристаллического никеля следует отметить работу [13], в которой рассеяние нейтронов в диапазоне $\lambda = 1-4$ Å наблюдалось на F/S-структуре, состоящей из магнитных слоев $\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}$. Интенсивность рассеяния возрастала в 1.5 раза с увеличением магнитного поля от 25 Э до 1 кЭ; при этом максимум рассеяния наблюдался при температуре $T = 10$ К, которая выше температуры сверхпроводящего перехода. Рассеяние исчезало при длинах волн, больших $\lambda = 4$ Å. Длина волны 4 Å равна удвоенному максимальному значению межплоскостного расстояния в кристаллическом железе ($d_{max} = 2.03$ Å для α -Fe и $d_{max} = 2.07$ Å для γ -Fe). Исчезновение рассеяния при $\lambda > 4$ Å в данном случае является признаком рассеяния на кристалле с межплоскостным расстоянием 2 Å.

При $T = 4$ К и $T = 9$ К происходит корреляция состояний магнитных структур; при этом размеры доменов уменьшаются, а плотность доменных стенок возрастает. Магнитные моменты кластеров разупорядочиваются по направлению в опыте 1 и ориентируются против направления магнитного поля в опытах 2 и 3. Отметим, что корреляция состояний доменов и кластеров уже наблюдалась в работе [9] при исследовании системы V/FeV/Nb. В этой работе одновременно с ростом плотности доменных стенок возрастала амплитуда колебаний магнитных моментов кластеров, что объяснялось уменьшением взаимодействия двух систем. При этом зависи-

мость плотности доменных стенок от времени имела двухступенчатый характер. В работе было высказано предположение, что если на первой стадии происходит образование доменной структуры ферромагнитных доменов, то на второй — образование доменов меньшего размера, возможно, доменов криптоферромагнитной фазы [14–19].

Зададимся вопросом, почему магнитное состояние, существующее при 9 К, исчезает при 6–7 К, а затем вновь появляется при 4 К. Возможное объяснение состоит в следующем. Во-первых, температура $T = 9$ К на 0.5 К превышает температуру сверхпроводящего перехода структуры. Поэтому данное магнитное состояние является предвестником сверхпроводящего перехода и определяется, по-видимому, сверхпроводимостью гетероструктуры. При $T = 6–7$ К магнитное состояние трансформируется таким образом, что плотность доменных стенок уменьшается, а магнитные моменты кластеров, наоборот, разупорядочиваются (кластеры размагничиваются). При 4 К, как и при 9 К, наоборот, по сравнению с $T = 6–7$ К, домены разупорядочиваются, а моменты кластеров ориентируются против направления магнитного поля. Очевидно, что одновременное изменение состояний доменов и кластеров указывает на то, что эти системы взаимодействуют. При этом можно предположить, что при уменьшении температуры ниже T_c намагниченность насыщения доменов вначале возрастает и доменная структура намагничивается. При дальнейшем понижении температуры рост намагниченности насыщения замедляется. Наоборот, действие сверхпроводимости возрастает, во-первых, просто из-за понижения температуры, а во-вторых, действие сверхпроводимости может также увеличиться из-за роста величины обменного взаимодействия и соответствующего увеличения волнового вектора k_p сверхпроводящей пары. При некоторой температуре (в данном случае $T = 4$ К) значение k_p может достигнуть величины, удовлетворяющей условию интерференции волн пары в ферромагнитном слое $k_p d_F = \pi$, где d_F — толщина ферромагнитного слоя. Условие интерференции волн пары соответствует «усилению» сверхпроводящего состояния и, как следствие, возрастанию его воздействия на магнитные структуры. Высказанное объяснение является гипотетическим.

Наконец, отметим, в чем сходство и различие данного проявления температурной возвратности с температурной возвратностью, наблюдаемой в работе [6]. Сходство состоит в том, что одно из двух значений температуры находится выше T_c структуры, но ниже T_c объемного сверхпроводника, а второе —

ниже T_c структуры. В работе [6] температурная возвратность наблюдалась в состоянии остаточной намагниченности магнитного слоя. В данной работе возвратность выражена сильнее именно в состоянии остаточной намагниченности, но существует также в магнитном поле средней величины 200 Э. Различие состоит в том, что в данном случае возвратность реализуется для трех магнитных наноструктур, в то время как в работе [6] это наблюдалось только для одной доменной структуры. При этом в работе [6] использовался более тонкий слой более сильного ферромагнетика (железа толщиной 1 нм), а также более слабый сверхпроводник (слой ванадия толщиной 40 нм). Большая величина обменного взаимодействия железа по сравнению со смесью $Ni_{0.65}Cu_{0.35}$ в данной работе компенсируется меньшим значением толщины ферромагнитного слоя. В результате представляется неудивительным, что в различных по составу гетероструктурах осуществляется одно явление температурной возвратности магнитного состояния, но со своими особенностями.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованная структура $Ni_{0.65}Cu_{0.35}/Nb$ является структурно-неоднородной и состоит из суперпарамагнитных кластеров и ферромагнитных доменов. В гетероструктуре в зависимости от температуры наблюдаются корреляция в поведении магнитных структур и возвратность магнитного состояния. При температурах 9 и 4 К магнитные моменты доменов разупорядочиваются по направлению. Моменты кластеров также разупорядочиваются в случае небольшого магнитного поля, но ориентируются против направления поля в подмагниченном состоянии. Одновременное проявление температурной возвратности и корреляции состояний магнитных структур обнаружено впервые. Если корреляция магнитных состояний структур является результатом их взаимодействия, то природа температурной возвратности магнитного состояния точно не установлена. Требуются дополнительные исследования этого явления.

Авторы благодарят Ю. Н. Хайдукова и В. Л. Аксёнова за высказанные полезные замечания. Работа в части изготовления образцов поддержана Российским научным фондом (проект № 15-12-10020).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Strunk, S. Surgers, U. Paschen, and H. V. Lohnenysen, *Phys. Rev. B* **49**, 4053 (1994).
2. J. S. Jiang, D. Davidovic, D. H. Reich, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 314 (1995).
3. T. Muhge, N. N. Garif'yanov, Yu. V. Goryunov et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1857 (1996).
4. L. V. Mercaldo, C. Attanasio, C. Coccorese et al., *Phys. Rev. B* **53**, 14040 (1996).
5. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Appl. Phys. A* **89**, 599 (2007).
6. V. L. Aksenov, Yu. N. Khaidukov, and Yu. V. Nikitenko, *J. Phys.: Conf. Ser.* **211**, 012022 (2010).
7. С. Н. Вдовичев, Ю. Н. Ноздрин, Е. Е. Пестов, П. А. Юнин, А. В. Самохвалов, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 336 (2016).
8. K. Vad, A. Csik, and G. A. Langer, *Spectrosc. Eur.* **21**, 13 (2009).
9. В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, А. В. Петренко, А. Чик, В. Л. Аксенов, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **152**, 565 (2017).
10. A. E. Koshelev and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B* **52**, 13559 (1995).
11. M. A. López de la Torre, V. Peña, Z. Sefrioui et al., *Phys. Rev. B* **73**, 052503 (2006).
12. S. Mironov, A. S. Melnikov, and A. Buzdin, arXiv: 1803.03926v1.
13. В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, Ф. Раду, А. В. Петренко, А. Чик, М. М. Борисов, Э. Х. Мухамеджанов, В. Л. Аксенов, *ЖЭТФ* **151**, 132 (2017).
14. P. W. Anderson and H. Suhl, *Phys. Rev.* **116**, 898 (1959).
15. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, *ЖЭТФ* **94**(3), 256 (1988).
16. F. S. Bergeret, K. B. Efetov, and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B* **62**, 11872 (2000).
17. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
18. E. B. Sonin, *Phys. Rev. B* **66**, 100504 (2002).
19. E. B. Sonin and N. A. Logoboy, *J. Phys.: Conf. Ser.* **150**, 052245 (2009).