

НЕЙТРОННЫЕ СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ
В СЛОИСТЫХ СИСТЕМАХ:
ОБРАЗОВАНИЕ, ДЕТЕКТИРОВАНИЕ
И ПРИМЕНЕНИЕ В НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКЕ
И ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ НАНОСТРУКТУР

*Ю. В. Никитенко**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1682
СТОЯЧИЕ НЕЙТРОННЫЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ	1688
Теория.	1688
Режим стоячих нейтронных волн на импульсном источнике нейтронов.	1699
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТОЯЧИХ НЕЙТРОННЫХ ВОЛН	1702
Наблюдение усиленных стоячих нейтронных волн через поглощение нейтронов при их зеркальном отражении.	1702
Наблюдение стоячих и усиленных стоячих нейтронных волн с использованием вторичного излучения.	1703
Наблюдение усиленных стоячих нейтронных волн с помощью каналируемых нейтронов.	1713
Наблюдение стоячих волн поляризованных нейтронов.	1716
Сравнение режимов рефлектометрии НРБВ и НРСВ.	1724
ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОННЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН	1726
Обменное взаимодействие и магнитная структура бислоя Fe/Gd.	1726
Сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости в слоистой структуре.	1731
Возбуждение наноструктуры звуковой волной.	1747
Радиационная стойкость наноструктур.	1755

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

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН	1758
Стоячие нейтронные волны в периодических структурах.	1758
Применение волнового резонатора в нейтронной технике.	1760
Нейтронная спин-эхо-спектметрия.	1763
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1787
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1788

НЕЙТРОННЫЕ СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ
В СЛОИСТЫХ СИСТЕМАХ:
ОБРАЗОВАНИЕ, ДЕТЕКТИРОВАНИЕ
И ПРИМЕНЕНИЕ В НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКЕ
И ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ НАНОСТРУКТУР

*Ю. В. Никитенко**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Теоретически рассмотрены особенности различных режимов нейтронного волнового поля. Приведены результаты экспериментальных исследований режима стоячих нейтронных волн как в первичном канале зеркального отражения нейтронов, так и в различных каналах регистрации вторичного излучения. Рассмотрены некоторые исследования слоистых структур, выполненные с использованием стоячих нейтронных волн. Обсуждаются перспективы применения нейтронных стоячих волн в нейтронной физике и для исследований слоистых наноструктур.

Peculiarities of different regimes of neutron wave field are considered theoretically. Results of experimental investigations of neutron standing waves in the first channel of mirror neutron reflection and different channels of secondary emission are reported. Investigations of some layered structures, which are conducted with standing neutron waves, are considered. The further perspectives of neutron standing waves applications in the neutron physics and for layered structure investigations are showed.

PACS: 28.20.-v

ВВЕДЕНИЕ

В 1946 г. Э. Ферми открыл явление зеркального отражения нейтронов от вещества [1], а в 1951 г. Хьюджес и Берджи уже использовали магнитное зеркало, чтобы получить поляризованные нейтроны [2]. В дальнейшем зеркальное отражение нейтронов использовалось эпизодически, в основном для измерений амплитуды упругого когерентного рассеяния нейтронов ядрами вещества. Только в 1981 г. появились первые публикации [3, 4], в которых описывалось применение метода зеркального отражения нейтронов для исследования поверхности и границ раздела в твердом теле. С этого времени исследования поверхности нейтронами принимают систематический характер. В Лаборатории нейтронной физики (ОИЯИ, Дубна) отражение нейтронов впервые было использовано Д. А. Корнеевым с коллегами в измерениях пропускания

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

зеркальных магнитных нейтронных волноводов на реакторе ИБР-30 [5]. А в 1986 г., вскоре после запуска в ЛНФ ОИЯИ высокопоточного импульсного реактора ИБР-2, исследования с использованием нейтронной рефлектометрии с поляризованными нейтронами (нейтронная поляризационная рефлектометрия) были развернуты на новом спектрометре поляризованных нейтронов (СПН). На СПН использовалась современная в то время поляризационная техника: поляризатор и анализатор поляризации с бислоем FeCo/TiGd (ПИЯФ, Гатчина) и спин-флипер Корнеева с протяженной областью [6].

В настоящее время под стандартной нейтронной рефлектометрией (СНР) обычно понимается метод исследований, использующий зеркальное отражение нейтронов в диапазоне переданного волнового вектора $Q = 0,01-0,3 \text{ \AA}^{-1}$, при этом величина коэффициента отражения нейтронов находится в пределах от 10^{-5} до 10^{-1} . Принципиальной особенностью стандартной нейтронной рефлектометрии является использование режима бегущей нейтронной волны, при котором амплитуда отраженной волны меньше амплитуды падающей волны. В этой связи стандартную нейтронную рефлектометрию можно назвать нейтронной рефлектометрией с бегущей волной (НРБВ). СНР имеет пространственное разрешение $10-1000 \text{ \AA}$ и используется для исследований слоистых структур с толщиной слоев больше 10 \AA . На рис. 1 приведены рефлектометрические кривые $R^+(Q)$ и $R^-(Q)$, полученные для структуры $20 \times [\text{Fe}(3 \text{ нм}/\text{V}(2 \text{ нм}))]$ [7]. Максимумы в кривых отражения связаны с периодом изменения реальной части потенциала взаимодействия нейтрона со слоями структуры $V = (h/2\pi)^2 Nb/m$, где b — амплитуда упругого рассеяния нейтрона на ядре, N — плотность ядер в единице объема, h — постоянная Планка, m — масса нейтрона. Эти максимумы называются максимумами брэгговского отражения нейтронов от периодической структуры.

На рис. 2 приведена схема так называемого полного поляризационного анализа (ППА) отраженного пучка, позволяющая определять четыре коэффициента отражения нейтронов $R^{++}(Q)$, $R^{+-}(Q)$, $R^{-+}(Q)$ и $R^{--}(Q)$, соответствующих переходам нейтронов из начальных состояний спина нейтрона на направление магнитного поля «+» и «-» (первый надстрочный индекс) в такие же «+» и «-», но конечные состояния (второй надстрочный индекс). Элементами схемы ППА являются поляризатор нейтронов P, спин-флипер перед исследуемым образцом SF-1, спин-флипер после образца SF-2, анализатор поляризации нейтронного пучка AP и позиционно-чувствительный детектор PSD. Четыре измерительных состояния спектрометра, необходимых для измерения четырех коэффициентов отражения, образуются при поочередном включении и выключении двух спин-флиперов. Схема ППА используется для исследований магнитно-неколлинеарных структур. На рис. 3 для демонстрации возможностей СНР приведены зависимости трех пространственных профилей, полученных для структуры Pd(2 нм)/[V(33 нм)/Fe(3,6 нм)]/20[V(3,2 нм)/Fe(3,2 нм)]/MgO из экспериментально измеренных зависимостей

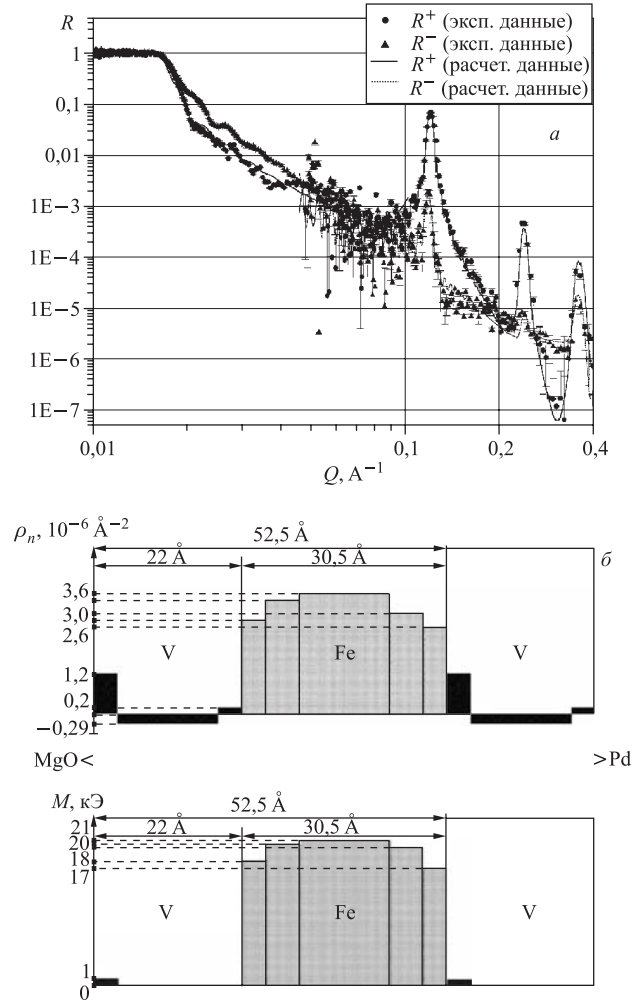


Рис. 1. Периодическая Fe/V-структура: а) экспериментальная и расчетная зависимости коэффициента отражения $R(Q)$ для «+» и «-» спиновых состояний; б) ядерный (ρ_n) и магнитный (M) профили

$R^{++}(Q)$, $R^{+-}(Q)$, $R^{-+}(Q)$ и $R^{--}(Q)$. Это — профиль плотности амплитуды ядерного рассеяния нейтронов (ядерный профиль) (рис. 3, а), это — профиль абсолютной величины вектора намагниченности (магнитный профиль) (рис. 3, б) и, наконец, это — профиль угла (угловой профиль) между векторами напряженности магнитного поля и намагниченности (рис. 3, в). Следует

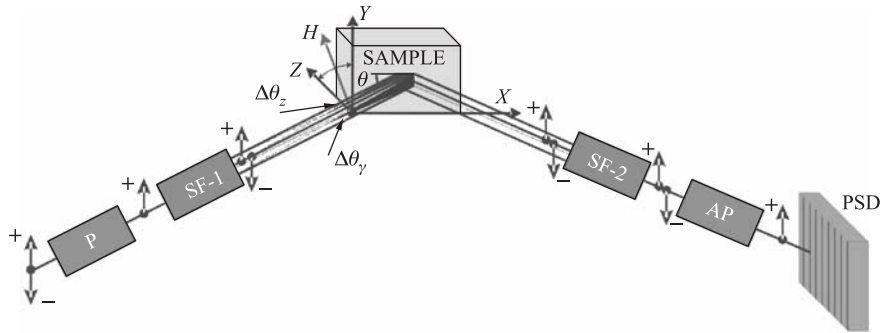


Рис. 2. Схема полного поляризационного анализа отраженного пучка нейтронов

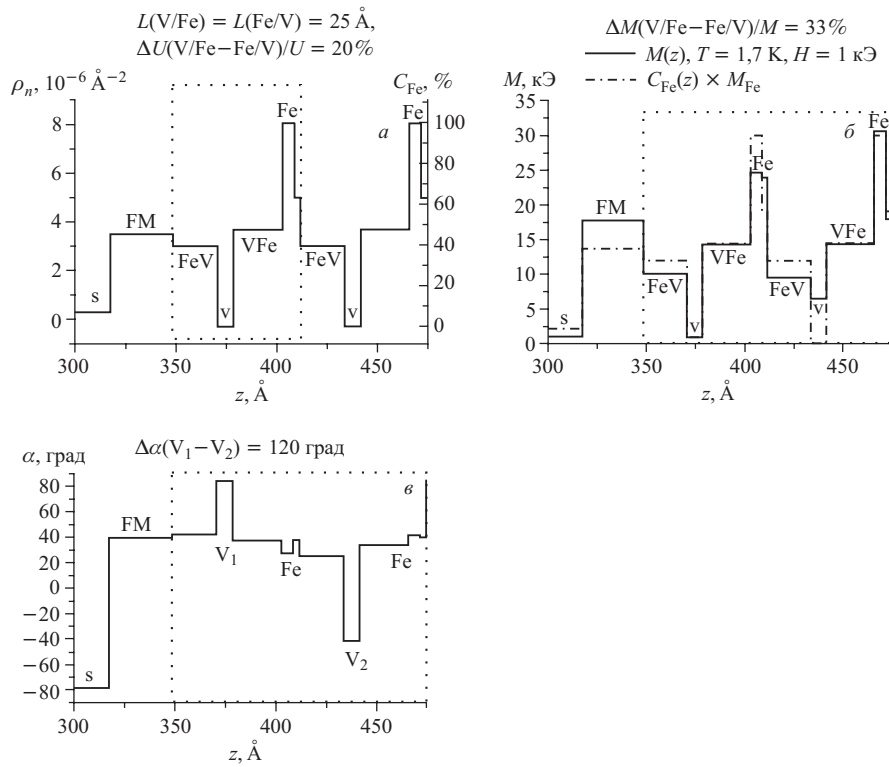


Рис. 3. Экспериментальные данные для структуры Pd(2 нм)/[V(33 нм)/Fe(3,6 нм)]/20[V(3,2 нм)/Fe(3,2 нм)]/MgO при $T = 1,7 \text{ K}$ и $H = 1 \text{ кЭ}$: а) ядерный профиль структуры; б) профиль модуля намагниченности; в) профиль угла между векторами напряженности магнитного поля H и намагниченности M

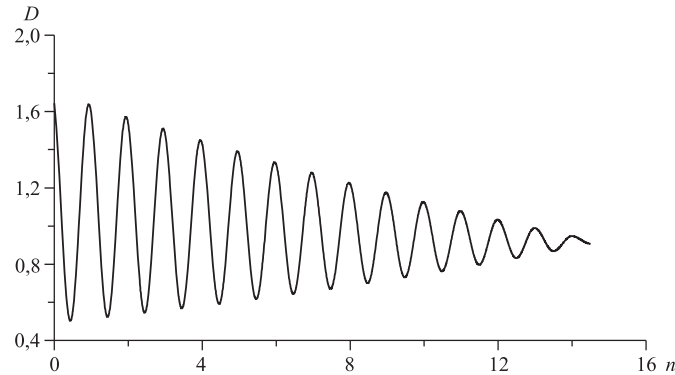


Рис. 4. Плотность нейтронов D в зависимости от текущего номера периода n в структуре $15 \times [\text{Cu}(3 \text{ нм})/\text{вакуум}(3 \text{ нм})]$ (плотность падающих на структуру нейтронов равна единице)

отметить, что в последнее время находят применение и интенсивно исследуются слоистые структуры с неоднородным распределением вещества и намагниченности в плоскости слоев структуры. Для исследований неоднородного в плоскости состояния регистрируют диффузное рассеяние нейтронов. Использование диффузного рассеяния нейтронов сейчас уже становится достаточно рутинной операцией и тоже может рассматриваться как составная часть СНР.

Рассмотрим метод нейтронной рефлектометрии, использующий стоячие нейтронные волны, НРСВ. Особенностью режима стоячих нейтронных волн является то, что амплитуда отраженной нейтронной волны сравнима по величине с амплитудой падающей. На рис. 4 и 5 показано распределение плотности нейтронов в периодической структуре различной толщины при облучении ее нейтронами в направлении слева направо. Видно, что степень контрастности стоячей волны зависит от числа периодов в структуре и возрастает по мере приближения к первому периоду структуры со стороны падения нейтронов. В то же время по мере приближения к последнему периоду структуры реализуется режим бегущей волны. Закономерным является вопрос, что дает НРСВ? Рассмотрим в этой связи задачу определения положения некоторого подслоя в слое, описываемом комплексным потенциалом взаимодействия $U = V + iW$, где $W = (\hbar/4\pi)N\sigma v$; v — скорость нейтронов; σ — сечение взаимодействия нейтронов со средой, приводящее к выбыванию нейтронов из канала зеркального отражения. Положим далее, что искомым подслоем состоит из конкретного типа ядер с относительно небольшой плотностью и характеризуется потенциалом $U_S = V_S + iW_S$. Будем полагать, что искомым подслоем не возмущает потенциал слоя. Из-за небольшого изменения реальной части потенциала на границе подслоя ($\Delta V = V_S \ll V$) амплитуда отражения нейтронов от границы подслоя со слоем оказывается небольшой

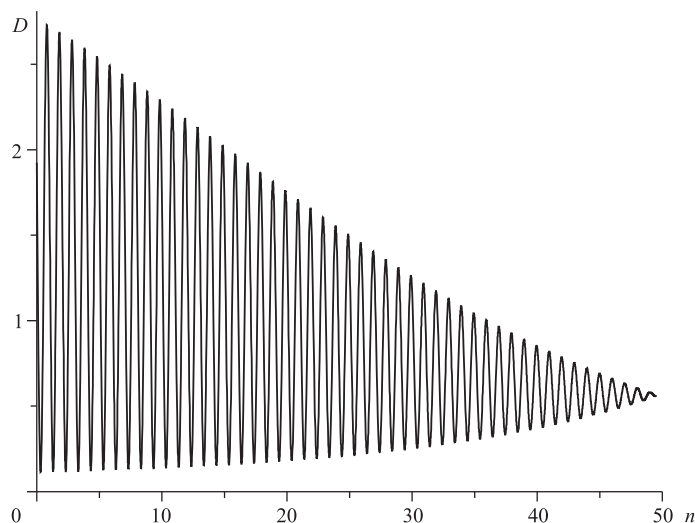


Рис. 5. Плотность нейтронов D в зависимости от текущего номера периода n в структуре $50 \times [\text{Cu}(3 \text{ нм})/\text{ваккум}(3 \text{ нм})]$ (плотность падающих на структуру нейтронов равна единице)

($r \sim V_S/V$). Как результат, на графике зависимости коэффициента отражения нейтронов от переданного волнового вектора подслоя практически не проявляется. В этой связи определение небольших изменений коэффициента отражения нейтронов потребовало бы непомерно большого измерительного времени. Выход в таком случае состоит в том, что необходимо регистрировать сигнал непосредственно только от искомого подслоя. Этот сигнал может определяться или интенсивностью рассеянных нейтронов, или интенсивностью вторичного излучения, обусловленного захватом нейтронов ядрами подслоя. На языке потенциалов речь идет о том, что в данном случае измеряется мнимая часть потенциала. Регистрация мнимой части потенциала позволяет, что подчас принципиально важно, сказать еще и о типе среды или ядер, составляющих подслоя. При этом использование режима стоячих волн позволяет определить пространственное положение подслоя в слое. Действительно, режим стоячих нейтронных волн характеризуется периодической зависимостью плотности нейтронов в слое. В данном случае, по образному определению авторов [8], период стоячей волны выступает в качестве измерительной линейки. При попадании пучности стоячей волны на поглощающий нейтроны подслоя интенсивность вторичного излучения становится максимальной. С другой стороны, пространственное положение пучностей и узлов стоячей волны определяется значением волнового вектора нейтрона. Таким образом, по значению волнового вектора, при котором сигнал вторичного излучения максимален, судят о пространственном положении подслоя.

1. СТОЯЧИЕ НЕЙТРОННЫЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ

1.1. Теория. Рассмотрим слоистую в направлении Z структуру, в которой распространяется нейтронное излучение (рис. 6). Выделим некоторый слой структуры, в котором будем рассматривать волновую функцию нейтрона $\psi(z, k_z)$. Обозначим этот слой индексом «1» и будем называть его фазосдвигающим слоем. Слой, следующий за выделенным слоем, будем называть отражающим. Отражающий слой вместе с последующей за ним средой обозначим индексом «2» и будем называть отражающей средой. Слой, предшествующий выделенному слою, будем называть усиливающим слоем. Усиливающий слой вместе с предшествующей ему средой обозначим индексом «3» и будем называть усиливающей средой. В результате многократного переотражения нейтронов от границ раздела в структуре распространяются результирующие нейтронные волны. Оговоримся сразу, что мы будем рассматривать падение на слоистую структуру идеальной плоской монохроматической нейтронной волны. Обозначим части волновой функции, зависящие от перпендикулярной к границам раздела компоненты волнового вектора k_z и отвечающие распространению нейтрона в глубь структуры (обозначим это направление индексом « d » и будем называть его прямым) и обратно (это направление обозначим индексом « b »), ψ_d и ψ_b соответственно. Для волновой функции в фазосдвигающем слое структуры имеем, согласно работе [9],

$$\psi(z, k_z) = \psi_d(z, k_z) + \psi_b(z, k_z) = [1 + r_r \exp(2ik_z z)]\psi_d(z, k_z), \quad (1)$$

где z — расстояние от выбранной точки до границы раздела фазосдвигающего слоя с отражающей средой; r_r — амплитуда отражения налетающего из фазосдвигающего слоя нейтрона от отражающей среды. Интерференция

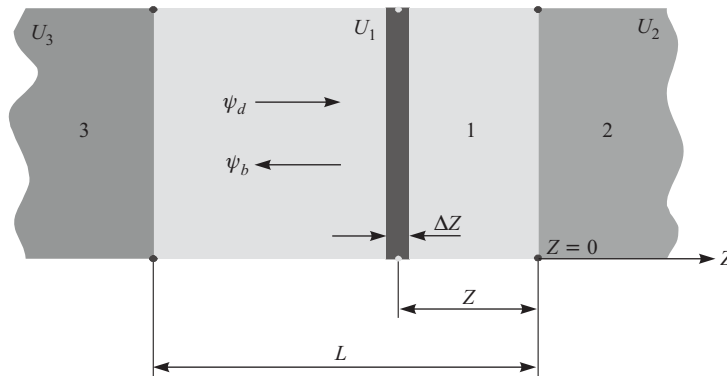


Рис. 6. Схема слоистой структуры: 1 — фазосдвигающий слой; 2 — отражающий слой; 3 — усиливающий слой; ψ_d — волновая функция нейтрона в направлении в глубь структуры (в прямом направлении); ψ_b — волновая функция в обратном направлении

прямой $\psi_d(z, k_z)$ и обратной $\psi_b(z, k_z)$ волн приводит к установлению в фазосдвигающем слое пространственной зависимости плотности нейтронов

$$p(z, k_z) \equiv |\psi(z, k_z)|^2 = |\psi_d(0, k_z)|^2 \exp(ik_z(L - z))^2 [1 + r_r \exp(2ik_z z)]^2, \quad (2)$$

где L — толщина фазосдвигающего слоя.

Введем параметр контрастности нейтронной плотности в слое $\chi(k_z) = p_{\max}(k_z, z_{\max})/p_{\min}(k_z, z_{\min})$ как отношение максимального значения плотности нейтронов $p_{\max}(k_z, z_{\max})$ к минимальному $p_{\min}(k_z, z_{\min} = z_{\max} + T_z)$, где T_z — период стоячей волны. Для χ , используя (2), имеем в случае слабопоглощающего нейтроны фазосдвигающего слоя ($k_I/k_R \approx 0$, где $k_z = k_R + ik_I$):

$$\chi = [(1 + |r_r|)/(1 - |r_r|)]^2. \quad (3)$$

При исследовании слоистых структур обычно используют периодические структуры с небольшим, порядка одного-двух десятков, числом периодов. В этом случае амплитуда отражения невелика и составляет $|r_r| = 10^{-3} - 10^{-1}$, что определяет неравенство $|\psi_d(z, k_z)| \gg |\psi_b(z, k_z)|$. Данный режим волнового поля будем называть режимом бегущей волны. Определим количественно режим бегущей волны условием $|r_r| \leq 0,1$, что соответствует значению параметра контрастности $\chi \leq 1,49$. Волновой режим при $\chi > 1,49$ определим как режим стоячих нейтронных волн. Практически режим стоячих волн соответствует тому, что амплитуды прямой и обратной волн примерно равны. Такая ситуация реализуется в периодических структурах с несколькими сотнями и тысячами слоев, а также в случае полного отражения нейтронов от границы раздела сред, когда абсолютная величина амплитуды отражения приближается к единице ($|r_r| \approx 1$, $\chi \rightarrow \infty$). В этом случае максимальное значение плотности в фазосдвигающем слое в четыре раза превышает значение плотности нейтронов в падающем на структуру пучке. В то же время среднее по периоду стоячей волны значение плотности нейтронов равно двум (за единицу выбрано значение плотности падающих нейтронов), что при отсутствии поглощения нейтронов равно, как и в случае бегущей волны, сумме плотностей падающей и отраженной волн.

Пространственная зависимость плотности нейтронов может быть использована для нахождения положения ядер (изотопов ядер) определенного типа (заметим, что рентгеновская стоячая волна используется для нахождения пространственного положения определенного типа атомов [10]). Действительно, для потока вторичного излучения в телесный угол $d\Omega$ имеем

$$J(\Omega_0, k, k_z) \sim \xi \left[\frac{d\Sigma(z_0, k)}{d\Omega} \right] k_z p(z, k_z) d\Omega \Delta z, \quad (4)$$

где $d\Sigma(z, k)/d\Omega$ — макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с выходом вторичного излучения в единицу телесного угла; Δz — толщина

поглощающего нейтроны подслоя, расположенного в фазосдвигающем слое от $z_0 - \Delta z/2$ до $z_0 + \Delta z/2$; ξ — эффективность регистрации вторичного излучения. Из (4) следует, что при волновом векторе $k_{z,m}$, при котором плотность нейтронов $p = |1 + r_r \exp(2ik_{z,m}z_m)|^2$ максимальна в точке $z_m = z_0$, интенсивность вторичного излучения также будет максимальной. Таким образом, по значению волнового вектора $k_{z,m}$, при котором интенсивность вторичного излучения максимальна, определяют положение поглощающего нейтроны слоя z_0 .

Перейдем к выводу более конкретного выражения для нейтронной плотности $p(z, k_z)$ в фазосдвигающем слое в режиме стоячих волн. В предположении комплексных значений волнового вектора $k_z = k_R + ik_I$ и амплитуды отражения $r_r = |r_r| \exp(i\varphi_r)$ выражение (2) приводится к виду

$$p(z, k) = |\psi_d(0, k)|^2 \exp(-k_I(L - z)) \{ [1 - |r_r| \exp[-2k_I z]]^2 + 4|r_r| \exp[-2k_I z] \cos^2[k_R z + \varphi_r/2] \}. \quad (5)$$

Обычно на практике выполняются соотношения $k_I \ll k_R$ и $k_I \ll 1/L$. При выполнении этих соотношений из (5) следует, что максимум плотности нейтронов $p_m = p_0(1 + |r_r|)^2$ находится при z_m , удовлетворяющем условию

$$k_R z_m + \varphi_r/2 = n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

Из (5) следует, что период стоячей волны равен $T_z = \pi/k_R$. Следует отметить, что фаза отражения φ_r является функцией волнового вектора в среде k_R . Определим явный вид z_m . Для нормальной компоненты волнового вектора в фазосдвигающем слое имеем

$$k = k_R + ik_I = [k_0^2 - \beta(U_{1,R} - iU_{1,I})]^{1/2}, \quad (7)$$

где $k_0 - z$ — компонента волнового вектора нейтрона в вакууме, $\beta = 2m_n/(h/2\pi)^2$, $U_R = Nbh^2/(2\pi m_n)$ и $U_I = NhV\sigma/(4\pi)$; N — плотность ядер в единице объема; b — амплитуда рассеяния нейтрона на ядре; V — скорость нейтрона; σ — суммарное сечение захвата неупругого, некогерентного и диффузного рассеяний нейтрона; m_n — масса нейтрона; h — постоянная Планка.

Из (7) для реальной и мнимой частей волнового вектора получим

$$k_R = A \cos(\phi), \quad k_I = A \sin(\phi), \quad (8)$$

где

$$A = ((k_0^2 - \beta U_{1,R})^2 + (\beta U_{1,I})^2)^{1/4}, \\ \cos(\phi) = ((1 + \cos(2\phi))/2)^{1/2}, \quad \sin(\phi) = ((1 - \cos(2\phi))/2)^{1/2}, \\ \cos(2\phi) = 1/(1 + (\text{tg}(2\phi))^2)^{1/2}, \quad \text{tg}(2\phi) = \beta U_{1,I}/(k_0^2 - \beta U_{1,R}).$$

Определим фазу φ_r в простейшем случае полубесконечной отражающей среды. Для амплитуды r_r имеем

$$r_r = \frac{(v_0^2 - \rho U_1)^{1/2} - (v_0^2 - \rho U_2)^{1/2}}{(v_0^2 - \rho U_1)^{1/2} + (v_0^2 - \rho U_2)^{1/2}} = \frac{v_1 \exp(i\chi_1) - v_2 \exp(i\chi_2)}{v_1 \exp(i\chi_1) + v_2 \exp(i\chi_2)} = |r_r| \exp(i\varphi_r), \quad (9)$$

где $v_{1,2} = [(v_0^2 - \rho U_{1,2;R})^2 + \rho U_{1,2;I}^2]^{1/4}$, $\operatorname{tg}(2\chi_{1,2}) = \rho U_{1,2;I} / (v_0^2 - \rho U_{1,2;R})$, $\rho = 2/m$.

Рассмотрим важный для практических целей случай реальных потенциалов. При выполнении соотношения $\rho U_1 < v_0^2 < \rho U_2$ имеем

$$v_1 = (v_0^2 - \rho U_{1;R})^{1/2}, \quad \chi_1 = 0, \quad v_2 = (\rho U_{2;R} - v_0^2)^{1/2}, \quad \chi_2 = \pi/2, \quad |r_{12}| = 1, \quad (10)$$

$$r_r = (v_1 - iv_2)/(v_1 + iv_2), \quad \varphi_r = -2 \operatorname{arctg}(v_2/v_1).$$

Теперь для z_m получим

$$z_m = \frac{n\pi + a \operatorname{tg}[(\beta U_{2;R} - k_0^2)^{1/2} / (k_0^2 - \beta U_{1;R})^{1/2}]}{(k_0^2 - \beta U_{1;R})^{1/2}}. \quad (11)$$

Из (10) при $k_0^2 = \beta U_{2;R}$ следует $\varphi_r = 0$, что приводит к

$$z_m = \frac{n\pi\beta^{-1/2}}{(U_{2;R} - U_{1;R})^{1/2}}. \quad (12)$$

Отсюда следует, например, что пучность стоячей волны с $n = 0$ находится при $z_m = 0$.

Пучность более высокого порядка располагается дальше от границы раздела по сравнению с пучностью более низкого порядка. Из (11) видно, что с уменьшением волнового вектора значение z_m возрастает, т. е. стоячая волна отодвигается от границы фазосдвигающего слоя с отражающей средой. На рис. 7 для иллюстрации показана стоячая волна в структуре Cu(100 Å)/вакуум(1000 Å)/Cu, реализующаяся перед слоем меди Cu(100 Å) на расстоянии от полубесконечного слоя меди $X > 1200$ Å. Видно, что при уменьшении волнового вектора пространственный период стоячей волны увеличивается, а стоячая волна сдвигается в сторону больших значений X .

Рассмотрим другой, характерный для нейтронов случай отражения от полубесконечной среды с большим значением мнимой части потенциала. Такой случай, например, реализуется вблизи резонансного захвата нейтронов. Резонансы для некоторых изотопов могут находиться в области тепловых

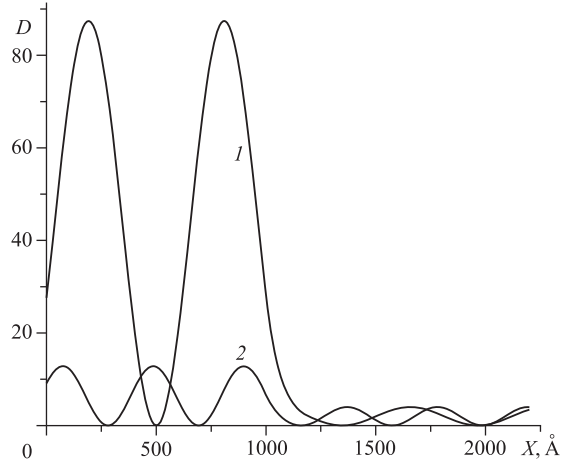


Рис. 7. Пространственная зависимость плотности нейтронов при отражении нейтронов от структуры вакуум/Cu(200 Å)/вакуум(1000 Å)/Cu с резонансным 0,561 (кривая 1) и нерезонансным 0,841 (кривая 2) значением волнового вектора нейтрона (в единицах критического значения $9,04 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$). Координата X отсчитывается от границы раздела вакуум(1000 Å)/Cu. Плотность падающих на структуру нейтронов принята равной единице

нейтронов. Так, например, изотопы ^{157}Gd и ^{155}Gd имеют низколежащие резонансы в области тепловых нейтронов при длине волны 1,61 и 1,74 Å соответственно [11]. Оптический потенциал в окрестности резонанса зависит от длины волны, и это дополнительно изменяет длинноволновую зависимость волнового поля. Рассмотрим в основных чертах, в чем состоит различие стоячих волн в случаях отражения нейтрона от реального и мнимого потенциалов. Используем соотношения (9). При этом будем для простоты полагать, что нейтрон налетает из вакуума. В случае чисто реального потенциала имеем для амплитуды и фазы отражения нейтрона при $v_z < v_{\text{lim}}$

$$r_R = \frac{1 - i(\xi^2 - 1)^{1/2}}{1 + i(\xi^2 - 1)^{1/2}}, \quad \varphi_R = -2 \arctg [(\xi_R^2 - 1)^{1/2}], \quad (13)$$

где $\xi_R = v_{\text{lim}}/v_0$, $v_{\text{lim}} = (\rho U_{2;R})^{1/2}$.

При $\xi_R > 1$ имеем полное отражение и $|r_R| = 1$. При этом при $\xi_R \rightarrow 1$ фаза $\varphi_R \rightarrow 0$, а при $\xi_R \rightarrow \infty$ фаза $\varphi_R \rightarrow -\pi$.

В случае чисто мнимого потенциала для амплитуды и фазы отражения нейтрона имеем

$$r_I = \frac{1 - (1 - i\xi_I)^{1/2}}{1 + (1 - i\xi_I)^{1/2}},$$

$$\varphi_I = \arctg \left[\frac{(1 + \xi_I^4)^{1/4} \sin(\phi/2)}{(1 + \xi_I^4)^{1/4} \cos(\phi/2) - 1} \right] - \arctg \left[\frac{(1 + \xi_I^4)^{1/4} \sin(\phi/2)}{(1 + \xi_I^4)^{1/4} \cos(\phi/2) + 1} \right], \quad (14)$$

где

$$\phi = -\arctg(\xi_I^2),$$

$$\sin(\phi/2) = \left[\frac{1 - 1/(1 + \xi_I^4)^{1/2}}{2} \right]^{1/2}, \quad \cos(\phi/2) = \left[\frac{1 + 1/(1 + \xi_I^4)^{1/2}}{2} \right]^{1/2}.$$

При $\xi_I \rightarrow 0$ амплитуда отражения мала и равна $r_I = i\xi_I/4$. Это соответствует режиму бегущих волн. При этом $\varphi_I \rightarrow \pi/2$. С другой стороны, при $\xi_I \rightarrow \infty$ имеем $|r_I| \rightarrow 1$ и $\varphi_I \rightarrow 0$ и реализуется режим стоячих волн.

Таким образом, в режиме стоячих волн с реальным потенциалом, когда ξ_R находится в пределах от 1 до ∞ , получаем, что φ_R изменяется от нуля до $-\pi$ соответственно. В режиме стоячих волн с мнимым потенциалом $\varphi_I \approx 0$. При $\xi_R \approx \xi_I$ выполняется $\varphi_I \approx \varphi_R + \pi \approx 0$. Т.е. при сравнимой абсолютной величине потенциала взаимодействия стоячая волна в случае мнимого потенциала сдвинута на полпериода по отношению к стоячей волне в случае реального потенциала.

В следующем пункте для оценки максимального значения фактора усиления нейтронной плотности в случае режима усиленных стоячих волн нам понадобится знать $|r_r|$ для частного случая небольших значений мнимых частей потенциалов в средах. После ряда преобразований получим при $\rho U_{1;R} < v_0^2 < \rho U_{2;R}$

$$|r_r|^2 \approx \left[\frac{1 - 2(\xi U_{1;I} + \xi^{-1} U_{2;I})}{U_{2;R} - U_{1;R}} \right], \quad (15)$$

где $\xi = [(\rho U_{2;R} - v_0^2)/(v_0^2 - \rho U_{1;R})]^{1/2}$.

Из (15) следует, что при приближении скорости нейтрона к граничному значению в фазосдвигающем слое ($v_0^2 \rightarrow \rho U_{1;R}$) уменьшение амплитуды отражения обусловлено мнимой частью потенциала фазосдвигающего слоя $U_{1;I}$, в то время как при приближении скорости нейтрона к граничному значению для отражающего слоя ($v_0^2 \rightarrow \rho U_{2;R}$) уменьшение амплитуды отражения определяется мнимой частью потенциала отражающего слоя $U_{2;I}$. Максимальное значение $|r_r|_{\max}^2$ достигается при значении $\xi_{\text{opt}} = (U_{2;I}/U_{1;I})^{1/2}$ (соответствующее ξ_{opt} значение v_{opt}^2 равно $\rho U_{1;R} \times [1 + (U_{2;R}/U_{1;R}) \times (U_{1;I}/U_{2;I})]/[1 + U_{1;I}/U_{2;I}]$)

$$|r_r|_{\max}^2 = \frac{1 - 4(U_{1;I}U_{2;I})^{1/2}}{U_{2;R} - U_{1;R}} = \frac{1 - 4(U_{1;I}U_{2;I}/U_{2;R}^2)^{1/2}}{1 - U_{1;R}/U_{2;R}}. \quad (16)$$

Рассмотрим теперь особый режим стоячих волн, характеризующийся повышенной плотностью нейтронов. Этот режим стоячих волн возникает в слоистой структуре в случае, когда распространяющаяся в обратном направлении нейтронная волна отражается от усиливающей среды, т. е. выполняется условие $|r_a| \neq 0$. В этом случае амплитуда нейтронной волны возрастает. Такой режим волнового поля называется режимом усиленных стоячих волн.

Получим выражение для коэффициента усиления нейтронной плотности. Для нейтронной волны в фазосдвигающем слое в прямом направлении имеем

$$\psi_d(0, k_z) = \frac{t_{ad}\psi_0}{1 - r_a r_r \exp(2ik_z L)}, \quad (17)$$

где ψ_0 — волновая функция падающего на структуру нейтрона; r_a — амплитуда отражения нейтрона от усиливающего слоя в обратном направлении; t_{ad} — амплитуда пропускания нейтрона усиливающим слоем в прямом направлении. Используя (2) для плотности нейтронов в фазосдвигающем слое, получим

$$p(z, k_z) = |t_{ad}|^2 \exp(ik_z(L-z))^2 |1 + r_r \exp(2ik_z z)|^2 \times \\ \times |\psi_0|^2 / |1 - r_a r_r \exp(2ik_z L)|^2. \quad (18)$$

Используя (7) и записывая r_a в виде $|r_a| \exp(i\varphi_a)$, преобразуем (18):

$$p(z, k_z) = |t_{ad}|^2 \exp(-2k_I(L-z)) [(1 - |r_r| \exp(-2k_I z))^2 + 4|r_r| \times \\ \times \exp(-2k_I z) \cos^2(k_R z + \varphi_r/2)] |\psi_0|^2 / [(1 - |r_a r_r| \exp(-2k_I L))^2 + \\ + 4|r_a r_r| \exp(-2k_I L) \sin^2(k_R L + \varphi_a/2 + \varphi_r/2)]. \quad (19)$$

Из (19) для коэффициента преобразования плотности η в фазосдвигающем слое по сравнению с плотностью на входе $p_0 = |\psi_0|^2$ получим выражение, являющееся произведением коэффициента преобразования плотности η_{sw} , обусловленного стоячей волной, и коэффициента преобразования плотности η_{esw} , обусловленного режимом усиленной стоячей волны

$$\frac{p(r_a, r_r)}{p_0} = \eta = \eta_{sw} \eta_{esw}, \quad (20a)$$

$$\eta_{sw} = \frac{p(r_a = 0, r_r)}{p_0} = \exp(-2k_I(L-z)) \times \\ \times [(1 - |r_r| \exp(-2k_I z))^2 + 4|r_r| \exp(-2k_I z) \cos^2(k_R z + \varphi_r/2)], \quad (20б)$$

$$\eta_{esw} = \frac{p(r_a, r_r)}{p(r_a = 0, r_r)} = |t_{ad}|^2 / [(1 - |r_a||r_r| \exp(-2k_I L))^2 + \\ + 4|r_a||r_r| \exp(-2k_I L) \sin^2(k_R L + (\varphi_a + \varphi_r)/2)]. \quad (20в)$$

При написании (20в) учтен тот факт, что значение $|t_{\text{ад}}|^2$ связано с величиной $|r_a|$. Из (20в) следует, что коэффициент преобразования η_{esw} максимален при выполнении следующего условия

$$Lk_R + \frac{\varphi_a + \varphi_r}{2} = m\pi, \quad (21)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$ — порядок резонанса.

Вблизи критического значения волнового вектора и в случае одинаковых потенциалов отражающего и усиливающего слоев соотношение (21) можно приближенно переписать как

$$L = mT + \frac{2(\beta U_{2;R} - k_0^2)^{1/2}}{k_0^2 - \beta U_{1;R}}, \quad (22)$$

где T — период стоячей волны.

Из (22) видно, что резонанс нулевого порядка ($m = 0$) при условии $k_0^2 \cong \beta U_{2;R}$ реализуется при небольших значениях $L \leq T$.

Определим максимальное значение коэффициента преобразования при k_R , соответствующем условию (21), как коэффициент усиления K_{esw} . Для коэффициента усиления имеем

$$K_{\text{esw}} = \frac{|t_{\text{ад}}|^2}{(1 - |r_a||r_r| \exp(-2k_I L))^2}. \quad (23)$$

Из (23) видно, что мнимая часть волнового вектора в фазосдвигающем слое, а также отличие коэффициента отражения от единицы (или за счет поглощения, или за счет пропускания) ограничивают коэффициент усиления.

Рассмотрим два типа слоистых структур — симметричную (С) и несимметричную (НС). Под симметричной будем понимать структуру, потенциал взаимодействия которой симметричен относительно центра фазосдвигающего слоя. Далее, для упрощения вычислений будем считать, что потенциал фазосдвигающего слоя равен потенциалам сред, находящихся перед усиливающим слоем и после отражающего слоя. Это условие определяет то, что усиливающий и отражающий слои также являются симметричными. В этом случае выполняются соотношения

$$|r_a| = |r_r| \equiv R^{1/2}, \quad |t_{\text{ад}}|^2 = (1 - R - M), \quad (24)$$

где R — коэффициент отражения усиливающего (отражающего) слоя; M — приведенный ко входу в структуру коэффициент поглощения нейтронов в усиливающем слое. Второе соотношение в (24) является условием непрерывности потока нейтронов в структуре. Заметим, что волновой вектор падающих на структуру нейтронов здесь равен волновому вектору в фазосдвигающем слое.

Подставляя (24) в (23) получим для коэффициента усиления симметричной структуры K_c

$$K_c = \frac{1 - R - M}{(1 - R \exp(-2k_I L))^2}. \quad (25)$$

В случае отсутствия поглощения в структуре имеем

$$K_c(M = 0, k_I = 0) = \frac{1}{1 - R} = \frac{1}{\Delta R}, \quad (26)$$

где $\Delta R = 1 - R$. Из (26) видно, что в отсутствие поглощения нейтронов коэффициент усиления неограниченно возрастает при приближении коэффициента отражения R к единице.

Рассмотрим теперь второй случай, отличающийся от первого только тем, что отражение нейтронов от отражающего слоя является полным, т. е. выполняется $|r_r| = 1$. Для этого отражающий слой должен быть полубесконечной непоглощающей средой. В этом случае имеем при отсутствии поглощения нейтронов также и в других слоях структуры

$$K_{нс} = \frac{1 - R}{(1 - R^{1/2})^2} \approx \frac{1 + R^{1/2}}{1 - R^{1/2}}. \quad (27)$$

При $R = 1 - \Delta R \approx 1$ формула (27) преобразуется к виду

$$K_{нс} = \frac{4}{\Delta R}. \quad (28)$$

Из (28) видно, что, как и в случае симметричной структуры, коэффициент усиления несимметричной структуры стремится к бесконечности при $\Delta R \rightarrow 0$. Сравнивая (26) и (28), видим, что при заданном значении ΔR коэффициент усиления в четыре раза больше в случае несимметричной структуры по сравнению с симметричной. Это следует из того, что в несимметричной структуре исключена утечка нейтронов через отражающий слой.

Рассмотрим более подробно случай с поглощением нейтронов. Для симметричной структуры имеем при оптимальном R_c

$$R_c = 1 - 2(M + k_I L), \quad K_c = \frac{1}{4M + 8k_I L}. \quad (29)$$

Для несимметричной в целом структуры, но с симметричным усиливающим слоем имеем

$$R_{нс} = R_{12}(1 - M)^2 \exp(-4k_I L), \quad (30a)$$

$$T_{нс} = (1 - M)(1 - R_{12}(1 - M) \exp(-4k_I L)), \quad (30б)$$

$$K_{нс} = \frac{1 - M}{1 - R_{12}(1 - M) \exp(-4k_I L)} \approx \frac{1}{\Delta R_{12} + M + 4k_I L}. \quad (30в)$$

Из (30в) видно, что максимальное значение коэффициента усиления в общем случае ограничено поглощением нейтронов во всех трех слоях. При полном отражении нейтронов от отражающего слоя ($\Delta R_r = 0$) имеем

$$K_{\text{нс}} = \frac{1}{M + 4k_I L}. \quad (31)$$

Сравнивая (29) и (31), видим, что максимальное значение в случае симметричной структуры ограничено поглощением больше, чем в случае несимметричной, при этом поглощением в усиливающем слое — в четыре раза, а поглощением в фазосдвигающем слое — в два раза. Оптимальные значения коэффициентов отражения и пропускания в соответствии с (29) и (30) реализуются при определенной толщине усиливающего слоя. Из (30в) видно, что предельное значение коэффициента усиления $K_{\text{пред}}$ в случае НС может быть реализовано, если фазосдвигающий слой является вакуумом, а волновой вектор близок к нулю. В этом случае $\Delta R_r \approx 0$, $k_I = 0$ и для предельного значения коэффициента усиления имеем

$$K_{\text{нс, пред}} = 1/M. \quad (32)$$

Симметричная и несимметричная структуры различаются также величиной коэффициента отражения нейтронов в резонансе. Для симметричной структуры в отсутствие поглощения имеем для амплитуд отражения и пропускания в резонансе

$$r_c = r(1 + \exp(2i(k_R L + \varphi_t))), \quad t_c = \frac{t^2}{1 - |r|^2}. \quad (33)$$

Поскольку $\varphi_t = \varphi_r + \pi/2$, то в резонансе при $(kL + \varphi_r) = \pi$ имеем $\exp(2i(k_R L + \varphi_t)) = -1$, что дает $R_c = |r_c|^2 = 0$. Соответственно, для пропускания в резонансе имеем $T_c = |t_c|^2 = 1$. Наличие поглощения в фазосдвигающем слое будет приводить к уменьшению T_c . Для несимметричной структуры в отсутствие поглощения коэффициент отражения нейтронов равен единице ($R_{\text{нс}} = 1$). Поглощение будет приводить к уменьшению $R_{\text{нс}}$.

Для несимметричной структуры можно получить прямое подтверждение того, что при увеличении нейтронной плотности в резонансе растет поглощение нейтронов в фазосдвигающем слое. Действительно, для коэффициента отражения от несимметричной структуры при $|r_r| = 1$ и $|r_a| = R^{1/2}$ имеем

$$R_{\text{нс}} = \frac{R^{1/2} - \exp(-2k_i L)^2}{(1 - R^{1/2} \exp(-2k_i L))^2} \quad \text{и} \quad T_{\text{нс}} = 0. \quad (34)$$

Поскольку пропускание нейтронов через отражающий слой равно нулю, то для коэффициента поглощения в структуре имеем

$$M_{\text{нс}} = 1 - R_{\text{нс}} = (1 - R) \frac{1 - \exp(-4k_i L)}{(1 - R^{1/2} \exp(-2k_i L))^2} \approx \approx 4k_i L \frac{1 - R}{(1 - R^{1/2} + 2k_i L R^{1/2})^2}. \quad (35)$$

Из (35) для коэффициента усиления поглощения $K_{\text{погл}}$ имеем

$$K_{\text{погл}} = \frac{M_{\text{нс}}}{M_{\text{нс}}(R=0)} = \frac{1 - R}{(1 - R^{1/2} + 2R^{1/2}k_i L)^2}. \quad (36)$$

Из (36) видно, что фактор усиления поглощения в фазосдвигающем слое ограничивается самой величиной поглощения в фазосдвигающем слое. При небольшой величине поглощения ($1 - R^{1/2} \gg 2R^{1/2}k_i L$) фактор усиления поглощения становится максимальным:

$$K_{\text{погл}} = \frac{1 + R^{1/2}}{1 - R^{1/2}} \approx \frac{4}{\Delta R}. \quad (37)$$

Из сравнения (28) и (37) видно, что коэффициент усиления плотности нейтронов в фазосдвигающем слое равен коэффициенту усиления поглощения нейтронов в фазосдвигающем слое. Таким образом, можно констатировать, что при увеличении плотности нейтронов в фазосдвигающем слое пропорционально увеличивается и поглощение нейтронов. На рис. 7 для иллюстрации показана усиленная стоячая волна в структуре Cu(100 Å)/вакуум(1000 Å)/Cu, реализующаяся в фазосдвигающем слое вакуум(1000 Å) при резонансном значении волнового вектора 0,561 (в единицах критического волнового вектора полного отражения от меди). Видно, что амплитуда волны при волновом векторе 0,561 в шесть раз возрастает по сравнению с ее значением при волновом векторе 0,841 вдали от резонанса.

Теперь рассмотрим случай, когда фазосдвигающий слой является барьером, т. е. выполняется условие $U_{1R} \geq (U_{2R}, U_{3R})$. Устоявшееся представление состоит в том, что усиленная стоячая волна образуется в потенциальной яме. Однако она может образовываться и в потенциальном барьере. На существование режима усиленных стоячих волн со сверхбольшим периодом в пленке (в потенциальном барьере) впервые обратил внимание румынский физик Флорин Раду. Покажем это. Рассмотрим для простоты пленку в вакууме. Используя (23) и соотношение между амплитудами отражения и пропускания на границе, получим для коэффициента усиления плотности нейтронов в пленке

$$K_{\text{есw}} = \frac{|1 + r|^2}{(1 - |r|^2 \exp(-2k_I L))^2}, \quad (38)$$

где $r = [v_0 - (v_0^2 - \rho U)^{1/2}] / [v_0 + (v_0^2 - \rho U)^{1/2}]$.

При $v_0 = v_{\text{пред}} + \Delta v_0$ имеем $r \approx 1 - 2(2\mu)^{1/2}$, где $v_{\text{пред}} = (\rho U_R)^{1/2}$, $\mu = \Delta v_0 / v_{\text{пред}}$. Далее, при практически реализуемом случае $v_0^2 - \rho U_R > \rho U_I$ получим $k_I \approx (\chi/2)^{1/2} k_{\text{пред}}$, где $\chi = U_I / U_R$. Теперь для коэффициента усиления имеет место

$$K_{\text{esw}} \approx \frac{2^{-1/2}}{4\mu^{1/2} + \chi^{1/2} k_{\text{пред}} L}. \quad (39)$$

При минимальной толщине слоя L , равной периоду стоячей волны, имеем $T = \pi / (2k_{\text{пред}} \Delta k_0)^{1/2}$,

$$K_{\text{esw}} = \frac{1}{2^{5/2} \mu^{1/2} + \pi \chi^{1/2} \mu^{-1/2}}. \quad (40)$$

Чтобы реализовать режим усиления нужно стремиться к $v_0 \cong v_{\text{пред}}$, но при этом растет поглощение нейтронов. В результате, имеет место максимум усиления при $\mu_{\text{опт}} = 2^{-5/2} \pi \chi^{1/2}$,

$$K_{\text{пред}} = 2^{-5/4} \pi^{-1/2} \chi^{-1/4}. \quad (41)$$

Из (41) следует, например, для слоя висмута с $\chi = 10^{-6}$ значение $K_{\text{пред}} = 7$. Видно, что усиление невелико. Оно еще меньше для элементов с большим сечением поглощения нейтронов. Например, для пленки меди с $\chi = 1,45 \cdot 10^{-4}$ получаем $K_{\text{пред}} \approx 2$. При этом период стоячей волны $T = \pi(2\mu)^{-1/2} / K_{\text{пред}} = \pi^{1/2} 2^2 \chi^{-1/4} / K_{\text{пред}}$ в случае висмутовой пленки равен 1,4 мкм, а в случае медной 2,8 мкм. Таким образом, данный режим реализуется для сравнительно толстых пленок микронной толщины.

1.2. Режим стоячих нейтронных волн на импульсном источнике нейтронов. Рассмотрим вопрос применения режима усиленных стоячих волн при использовании импульсного источника нейтронов, каким является реактор ИБР-2. Усиленные стоячие волны являются квазисостоянием нейтрона в потенциальной яме, время жизни которого τ_z (подстрочным индексом z мы отмечаем, что это время связано с движением нейтрона перпендикулярно границам раздела) определяется шириной резонанса Δk . Для τ_z из соотношения неопределенностей имеем для несимметричной и симметричной структур (без учета поглощения нейтронов в фазосдвигающем слое)

$$\begin{aligned} \tau_z(\text{нс}) &= \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{mK}{\hbar k^2} = \frac{mK d^2}{\hbar \pi^2} = 2tK_{\text{нс}}, \\ \tau_z(\text{с}) &= \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{mK}{\hbar k^2} = \frac{mK d^2}{\hbar \pi^2} = tK_{\text{с}}, \end{aligned} \quad (42)$$

где d — толщина фазосдвигающего слоя; $t = d/v$ — время однократного пролета нейтроном фазосдвигающего слоя.

При $K = 2 \cdot 10^5$, $d = 0,1$ мкм и $v = 4$ м/с имеем, например, для симметричной структуры $\tau_z(\text{с}) = 5$ мс, что более чем на порядок превышает длительность импульса $\tau_{\text{н}} \approx 320$ мкс тепловых нейтронов реактора ИБР-2. На самом деле, надо ввести еще время пролета резонаторной структуры τ_x в направлении оси X вдоль плоскости структуры. Например, при протяженности (длине в направлении пучка нейтронов) структуры 10 см и скорости тепловых нейтронов 2000 м/с имеем $\tau_x = 50$ мкс, что уже почти на порядок меньше $\tau_{\text{н}}$. Время жизни нейтронов в структуре τ , а значит и ширина резонанса, определяется наименьшей из τ_z и τ_x величиной ($\tau^{-1} = \tau_x^{-1} + \tau_z^{-1}$). При $\tau > \tau_{\text{н}}$ ширина импульса нейтронов, вылетающих из резонаторной структуры, будет увеличиваться. В этом случае по ширине импульса отраженных нейтронов можно определить время жизни нейтрона в структуре.

Важным является вопрос статистической обеспеченности измерений в режиме усиленных стоячих волн. Действительно, усиление реализуется в некотором интервале значений перпендикулярной компоненты волнового вектора (ширина резонанса). Например, для симметричной и несимметричной структур имеем для полуширины резонанса, соответственно,

$$\left(\frac{\Delta k_R}{k_R}\right)_c \approx 1/(2\pi K_c), \quad (43a)$$

$$\left(\frac{\Delta k_R}{k_R}\right)_{\text{нс}} \approx 1/(\pi K_{\text{нс}}). \quad (43б)$$

Из (43) видно, что с увеличением коэффициента усиления ширина резонанса уменьшается и это уменьшает поток нейтронов в резонансе. В связи с этим возникает вопрос о соотношении чувствительности измерения параметров наноструктуры и статистической ошибки счета нейтронов в зависимости от величины коэффициента усиления. Будем для определенности рассматривать магнитно-неколлинеарную структуру. В этой связи будем рассматривать регистрацию коэффициента отражения спин-флиповых нейтронов R_{sf} . Определим чувствительность измерения параметра P как производную $S = \delta R_{\text{sf}}/\delta P$. Для изменения счета нейтронов N на ширине резонанса Δk_R , обусловленного изменением параметра P , имеем $\Delta N_{\text{eff}} = (\delta N/\delta R_{\text{sf}})(\delta R_{\text{sf}}/\delta P)\delta P \Delta k_R$. Мы рассматриваем реализацию режима усиленных волн на импульсном источнике нейтронов. В этом случае имеем

$$N = \sigma I_0 R_{\text{sf}}, \quad (44)$$

где I_0 — интенсивность счета падающего на образец потока нейтронов в единицах $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}\text{\AA}^{-1}$, $\sigma = STf$, T — время измерения, f — частота импульсов мощности импульсного источника нейтронов, S — сечение образца структуры. Для статистической ошибки разности двух счетов нейтронов имеем

$$\Delta N_{\text{st}} = (N \Delta k_R)^{1/2} = (\sigma \Delta k_R)^{1/2} [2(R_{\text{sf}} I_0 + I_B) + (I_0 \delta R_{\text{sf}}/\delta P) \delta P]^{1/2}, \quad (45)$$

где I_B — интенсивность фонового счета. Для δP из равенства $\Delta N_{\text{eff}} = \Delta N_{\text{st}}$ получаем

$$\delta P = (\Delta k_R \sigma)^{-1/2} \frac{[2(R_{\text{sf}} I_0 + I_B) + I_0(\delta R_{\text{sf}}/\delta P)\delta P]^{1/2}}{I_0(\delta R_{\text{sf}}/\delta P)}. \quad (46)$$

Рассмотрим случай малой интенсивности фонового счета ($R_{\text{sf}} I_0 > I_B$) и небольшого изменения коэффициента отражения ($R_{\text{sf}} > (\delta R_{\text{sf}}/\delta P)\delta P$). В этом случае имеем для δP

$$\delta P = \frac{(2R_{\text{sf}}/I_0\sigma)^{1/2}}{\Delta k_R^{1/2} \delta R_{\text{sf}}/\delta P}. \quad (47)$$

Теперь, чтобы написать зависимость $\delta R_{\text{sf}}/\delta P$ от коэффициента усиления плотности нейтронов, нам следует конкретизировать тип параметров. Выделим параметры ω , определяющие вероятность процесса спин-флипа нейтронов. К ним относятся, например, намагниченность слоя, угол между намагниченностью и напряженностью внешнего магнитного поля, толщина магнитного слоя. Другого типа параметром является координата магнитного подслоя z в фазосдвигающем слое. Для параметров первого типа имеем $\delta R_{\text{sf}}/\delta\omega = K_{\text{esw}} A(\omega)$, в то время как для параметров второго типа $\delta R_{\text{sf}}/\delta z = K_{\text{esw}} B(z)k_z$, где $A(\omega)$, $B(z)$ — некоторые коэффициенты. Теперь для статистически обеспеченных изменений параметров ω и z получаем

$$\begin{aligned} \delta\omega &= \frac{2(R_{\text{sf}}/I_0\sigma)^{1/2}}{k_R^{1/2} K_{\text{esw}}^{1/2} A(\omega)}, \\ \delta z &= \frac{2(R_{\text{sf}}/I_0\sigma)^{1/2}}{k_R^{3/2} K_{\text{esw}}^{1/2} B(\omega)}. \end{aligned} \quad (48)$$

Видно, что с увеличением коэффициента усиления K_{esw} статистическая ошибка счета нейтронов будет равна связанному с изменением параметров изменению счета уже при меньших изменениях значений параметров ω и z . Таким образом, из этого следует, что режим усиления не только увеличивает чувствительность, но и улучшает соотношение эффекта и статистической ошибки. При этом напомним, мы считали, что изменение параметра практически не изменяет коэффициент отражения ($R_{\text{sf}} \approx \text{const}$). Можно показать, что в обратном случае $R_{\text{sf}} < (\delta R_{\text{sf}}/\delta P)\delta P$ измеряемые $\delta\omega$ и δz не зависят от K_{esw} . Таким образом, в этом случае выигрыш от режима усиленных стоячих волн состоит только в повышении чувствительности измерения параметров. В случае значительного фонового счета ($2I_B > 2I_0$, $(\delta R_{\text{sf}}/\delta P)\delta P$), как и в случае (48), $\delta\omega$ и δz пропорциональны $K_{\text{esw}}^{-1/2}$. Таким образом, в режиме усиленных стоячих волн наиболее статистически выгодно производить

измерение небольших изменений параметров, когда счет нейтронов изменяется мало или благодаря большому фоновому счету, или благодаря большому значению коэффициента отражения. В любом случае измерения в режиме усиления непроигрышны по статистике счета нейтронов и выигрышны по чувствительности измерения параметров.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТОЯЧИХ НЕЙТРОННЫХ ВОЛН

Мы видели (43), что дисперсия значений волнового вектора нейтронов ограничивает достижимое значение коэффициента усиления K_{esw} . Оценим K_{esw} исходя из минимального значения среднеквадратичного отклонения волнового вектора, реализуемого на спектрометре РЕМУР. Абсолютное значение среднеквадратичного отклонения длины волны нейтронов на реакторе ИБР-2 при базе пролета нейтронов от замедлителя до детектора нейтронов 34 м равно $\delta\lambda = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. Для максимального значения длины волны $\lambda = 10 \text{ \AA}$ имеем $\xi_\lambda = \delta\lambda/\lambda = 1,9 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$. Мы будем считать, что угловая неопределенность ξ_θ может быть сделана меньше длинноволновой ξ_λ . В этом случае неопределенность по переданному моменту ξ_Q определяется длинноволновой неопределенностью ($\xi_Q = \xi_\lambda$). Отсюда для симметричной структуры получаем $K_{\text{esw,c}} = 84$, для несимметричной — $K_{\text{esw,nc}} = 168$. Естественно, что с учетом усиления еще собственно за счет стоячей волны общий коэффициент усиления должен быть еще в четыре раза больше ($K_c = 336$, $K_{\text{nc}} = 672$).

2.1. Наблюдение усиленных стоячих нейтронных волн через поглощение нейтронов при их зеркальном отражении. Мы показали (см. (28), (37)), что коэффициент усиления плотности нейтронов для несимметричной структуры равен коэффициенту усиления поглощения нейтронов. В связи с этим был проведен эксперимент по измерению коэффициента усиления доли поглощаемых нейтронов при их отражении от резонаторной несимметричной структуры. Для исследований была приготовлена структура Cu(30 нм)/Ti(150 нм)/Cu(100 нм) на подложке из стекла. На рис. 8 приведена зависимость коэффициента зеркального отражения нейтронов от параметра λ/θ , где θ — угол скольжения нейтронного пучка [12]. Наибольший провал коэффициента отражения до значения 0,6 наблюдается при $\lambda/\theta = 3,5 \text{ \AA/мрад}$ ($\lambda = 7 \text{ \AA}$). Это значение коэффициента отражения соответствует коэффициенту поглощения нейтронов 0,2 на полуширине резонанса. При этом угловая и длинноволновая неопределенности составляли $\delta\lambda/\lambda = 2,6 \cdot 10^{-3}$ и $\delta\theta/\theta = 1,5 \cdot 10^{-3}$, что дает $\delta k_z/k_z = 3 \cdot 10^{-3}$.

Принимая во внимание значения мнимой части потенциала титана и перпендикулярной компоненты скорости нейтрона в слое титана 2,6 м/с, нахо-

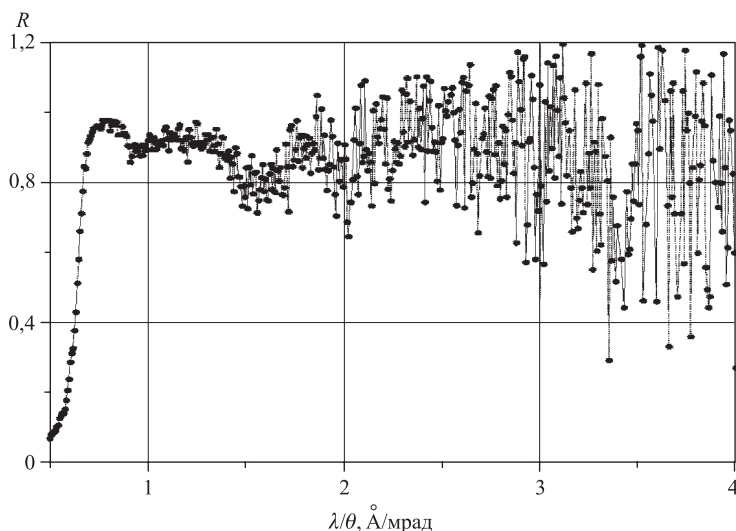


Рис. 8. Экспериментальная зависимость коэффициента отражения нейтронов $R(\lambda/\theta)$ для структуры Cu(30 нм)/Ti(150 нм)/Cu(100 нм)/стекло

дим, что при двойном пролете слоя титана толщиной 150 нм вероятность поглощения нейтронов должна составлять $3,5 \cdot 10^{-3}$. Отсюда для коэффициента усиления плотности получаем значение 58 (коэффициент, связанный с усиленной стоячей волной). Это соответствует также 116-кратному увеличению средней по толщине слоя титана плотности нейтронов по сравнению с плотностью в падающем пучке. Или это соответствует общему коэффициенту усиления 230 (в точках максимума стоячей волны). А какое значение коэффициента усиления следует из ширины резонанса? Полуширина резонанса составляет $1,1 \cdot 10^{-2}$, что дает для коэффициента усиления плотности значение 60, хорошо совпадающее с оценкой 58, следующей из величины поглощения. Закономерен вопрос, почему коэффициент усиления плотности не достиг максимального значения 200, как должно быть при $\delta k_z/k_z = 3 \cdot 10^{-3}$? Ответ здесь, по-видимому, кроется в качестве структуры. Полуширина резонанса будет составлять экспериментальное значение $1,1 \cdot 10^{-2}$, если среднеквадратичное отклонение толщины слоя титана составит $16,5 \text{ \AA}$. А это вполне возможно при имеющей место среднеквадратичной амплитуде шероховатостей 45 \AA .

2.2. Наблюдение стоячих и усиленных стоячих нейтронных волн с использованием вторичного излучения. Напомним, что при отражении нейтронов от слоистой структуры, кроме зеркального отражения нейтронов и сопутствующих рассеяний (некогерентное на ядрах, неупругое в среде и диф-

фузное на шероховатостях и неоднородностях), возможны процессы захвата нейтронов ядрами с последующим вылетом частиц различного типа (вторичное излучение). Как мы уже выяснили, регистрация вторичного излучения в сочетании с режимом стоячих волн позволяет определить пространственное распределение конкретного элемента в структуре. Сейчас укажем более конкретно, в чем состоит различие регистрации потока зеркально отраженных от слоистой структуры нейтронов и потока вторичного излучения. Для потока зеркально отраженных нейтронов имеем [13]

$$J_{\text{зерк}}(Q) = v_{z0} |\psi_{b0}|^2 = v_{z0} \left[R(Q) = \left| \int U(z) \exp(iQz) dz \right|^2 \right] |\psi_{d0}|^2, \quad (49)$$

где v_{z0} — перпендикулярная компонента скорости нейтрона в вакууме; $|\psi_{d0}|^2$ и $|\psi_{b0}|^2$ — плотность нейтронов, падающих на структуру и вылетающих из структуры соответственно. Из (49) следует, что отраженный поток формируется распределением потенциала $U(z)$ по всей структуре.

Для потока вторичного излучения имеем

$$J_{\text{втор}} = \beta v_z \int n(z) \sigma |\psi_b + \psi_d|^2 dz = \beta \left(\frac{v_z}{v} \right) \left(\frac{4\pi}{h} \right) \int W |\psi_b + \psi_d|^2 dz, \quad (50)$$

где β — коэффициент, определяемый конвертацией счета нейтронов в счет квантов вторичного излучения.

Видно из (50), что $J_{\text{втор}}(\lambda)$ определяется пространственной корреляцией плотности нейтронов $n(z, \lambda) = |\psi_b + \psi_d|^2$ и плотности $N(z)$ поглощающего нейтроны элемента. В режиме стоячих волн $n(z, \lambda)$ является периодической функцией. Относительно $N(z)$ предполагается, что это некоторое распределение ядер элемента со средним значением координаты z_0 и шириной $2\Delta z$. Очевидно, что если максимум плотности нейтронов $n(z, \lambda)$ находится при z_0 , то поток вторичного излучения будет максимальным. Таким образом, сканирование по переданному волновому вектору Q позволяет определить $N(z)$.

При захвате нейтрона ядром возможны четыре типа ядерных реакций: (n, γ) , (n, p) , (n, α) и $(n, \text{частицы} + \text{осколки деления})$. Реакция с вылетом γ -квантов (n, γ) является наиболее распространенной. Значения сечений взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами для (n, γ) -реакции лежат в широком интервале от 10^{-3} до 10^5 б.

2.2.1. Использование реакции (n, γ) . Для некоторых изотопов кадмия, диспрозия, самария, европия и гадолиния сечение (n, γ) -реакции достигает десятков килобарн. Наибольшее сечение 254 кб имеет изотоп ^{157}Gd . Для достаточно распространенного изотопа ^{155}Gd сечение также велико и равно 60,9 кб. В [14] сообщалось о наблюдении через регистрацию γ -излучения стоячих нейтронных волн в слоистой структуре с характерными толщинами

слоев порядка сотен ангстрем. В эксперименте на реакторе постоянного действия измерялась интенсивность γ -излучения в зависимости от угла скольжения пучка нейтронов. Зависимость имела ряд максимумов при определенных значениях переданного волнового вектора. Эти максимумы соответствуют различным порядкам поглощения нейтронной волны. Авторы делают выводы о наличии резонансно-усиленных стоячих волн. Однако можно показать, что режим усиления был осуществлен только при волновых векторах, когда на слое гадолиния находился узел стоячей волны, т.е. поглощение нейтронов было подавлено. Действительно, при перпендикулярной компоненте скорости нейтронов 3 м/с имеем сечение захвата ≈ 40 Мб. При плотности ядер $3 \cdot 10^{22}$ имеем для вероятности поглощения при однократном прохождении слоя толщиной 100 Å $M \approx 0,6$. При таком большом поглощении усиления плотности нейтронов не происходит, так как амплитуды и прямой, и отраженной волн затухают на 35 % по мере их распространения в слое гадолиния.

В этой связи, используя сильно поглощающий элемент, мы ставили цель наблюдать режим не усиленных стоячих волн, а просто стоячих волн. Большое сечение поглощения нейтронов еще было необходимо для того, чтобы толщина слоя была меньше периода стоячей волны. В этой связи для исследований в качестве конвертора нейтронов в γ -кванты нами был выбран естественный гадолиний, состоящий из смеси изотопов с массовыми числами 152 (0,2 %), 154 (2,15 %), 155 (14,7 %), 156 (20,47 %), 157 (15,68 %), 158 (24,9 %) и 160 (21,9 %) и имеющий сечение 48,89 кб. Измерения были проведены на слоистой структуре Gd(5 нм)/Fe(100 нм) [15–17]. В структуре использован магнитный слой железа Fe (100 нм). Это сделано для того, чтобы применить разностную схему измерений, используя поляризованные нейтроны. На рис. 9 приведены модельные расчеты плотности нейтронов и коэффициента отражения нейтронов при плюсовой и минусовой поляризациях для структуры Gd(5 нм)/Fe(100 нм)/стекло. Слой железа является отражателем нейтронов. Для нейтронов с поляризацией, параллельной намагниченности, потенциальный барьер в слое железа равен $U^+ = 341$ нэВ (соответствующая потенциалу критическая перпендикулярная длина волны нейтронов $\lambda_{\perp}^+ = 490$ Å), а для противоположно направленной поляризации $U^- = 80,5$ нэВ ($\lambda_{\perp}^- = 895$ Å).

Рассмотрим, что следует ожидать при реализации режима стоячих волн. Как мы уяснили раньше, при равенстве перпендикулярной длины волны $\lambda_{\perp} = \lambda / \sin(\theta)$ нейтронов в некотором спиновом состоянии («+» или «-»), соответствующем критическому значению (λ_{\perp}^+ и λ_{\perp}^-), пучность стоячей волны находится на поверхности отражателя, т.е. для данной структуры — это в слое гадолиния. В этом случае при $\lambda_{\perp} > \lambda_{\perp}^-$ пучность для «+» нейтронов будет удалена дальше от слоя гадолиния, чем пучность для «-» нейтронов, и отношение интенсивностей счета гамма-квантов $g = I^+ / I^-$ будет меньше единицы. При увеличении λ_{\perp} к бесконечности отношение g будет стре-

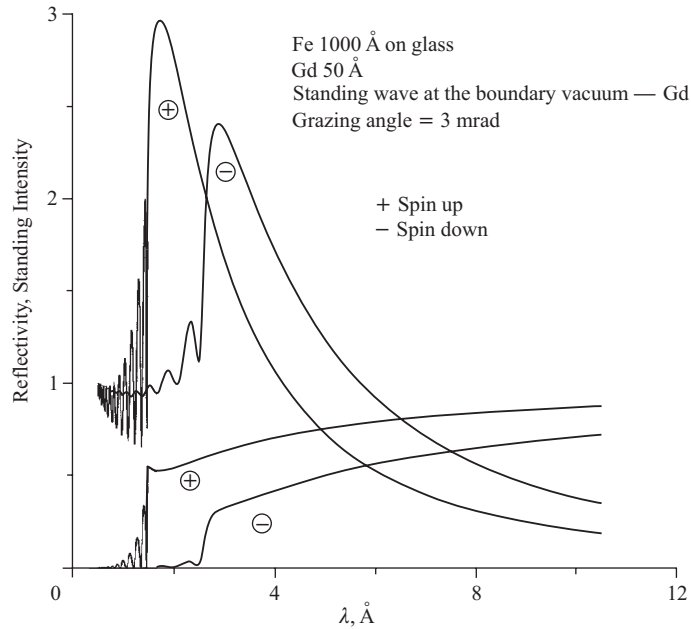


Рис. 9. Плотность нейтронов на границе Gd/Fe (две верхние кривые) и коэффициент отражения нейтронов (две нижние кривые) от структуры Gd(5 нм)/Fe(100 нм)/стекло в зависимости от длины волны нейтронов в «+» и «-» спиновых состояниях

миться к единице. При $\lambda_{\perp} < \lambda_{\perp}^{+}$ будет режим слабоконтрастной стоячей волны. Контраст нейтронов в состоянии «+» будет больше, а потому отношение g будет больше единицы, стремясь к единице при стремлении λ_{\perp} к нулю. В диапазоне $\lambda_{\perp}^{+} < \lambda_{\perp} < \lambda_{\perp}^{-}$ для «+» нейтронов будет режим контрастной стоячей волны, но пучность будет смещена от гадолиниевого слоя к вакууму. Для «-» нейтронов пучность будет на гадолиниевом слое, но режим будет слабоконтрастный. Поэтому в этом интервале с ростом длины волны будет наблюдаться переход от g больше единицы к значению меньше единицы.

Если же когерентный режим стоячей волны не будет наблюдаться, тогда интенсивность счета γ -квантов будет пропорциональна сумме падающей и отраженной интенсивностей нейтронов (единица плюс коэффициент отражения). Поскольку же коэффициент отражения для плюсовой поляризации во всем диапазоне длин волн больше коэффициента отражения для минусовой, то и отношение g будет больше единицы во всем диапазоне.

Измерения были проведены на спектрометре поляризованных нейтронов, размещенном на канале № 8 реактора ИБР-2. На рис. 10 приведена

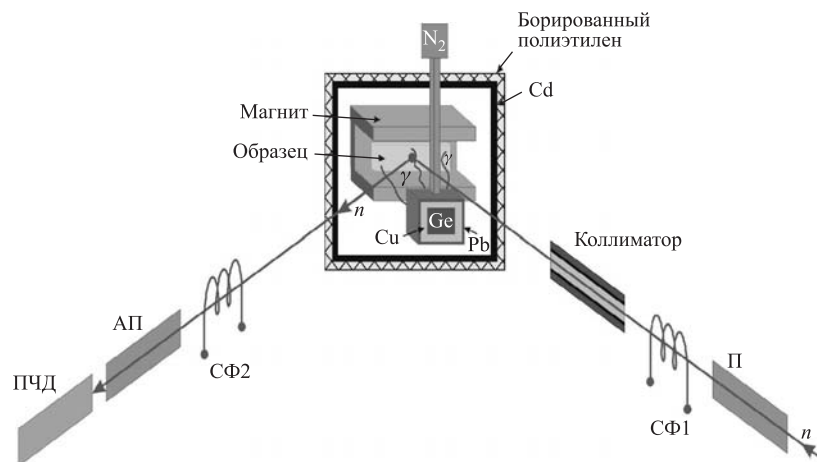

 Рис. 10. Схема канала регистрации γ -излучения на спектрометре РЕМУР

схема (n, γ) экспериментальной установки, размещенной на пучке. Нейтронный пучок, поступающий от поляризатора, коллимировался кадмиевыми диафрагмами на базе пролета 3 м до образца. При этом среднее квадратичное отклонение угла скольжения $\theta = 2,85$ мрад падающего пучка нейтронов в направлении по нормали к отражающей поверхности образца составляло $\delta\theta = 0,25$ мрад. Образец имел размеры 100 мм по горизонтали вдоль пучка и 60 мм по вертикали и перпендикулярно пучку. Подложка из стекла имела толщину 5 мм. Образец помещался в магнитное поле напряженностью 300 Э. К сожалению, не удалось использовать большее магнитное поле из-за его влияния на канал регистрации γ -квантов. Отраженный от образца пучок нейтронов регистрировался газовым ^3He -детектором, расположенным от образца на расстоянии 2,6 м. Интенсивность фонового счета нейтронов составляла 10^{-2} н/с. Для измерения длины волны нейтронов применялась методика измерения времени пролета базы 31,6 м от водяного замедлителя реактора до детектора. При этом среднее квадратичное отклонение длины волны составляло $0,0175 \text{ \AA}$.

Прецизионная γ -спектроскопия проводилась с использованием антикомптоновского γ -спектрометра на основе германиевого детектора [18], установленного от образца на расстоянии 25 см в направлении по нормали к его поверхности. Для снижения уровня фона применялась пассивная комбинированная защита, состоящая из 5 см борированного полиэтилена, 10 см свинца и 1 см меди. Коллиматор падающего пучка нейтронов (рис. 9) позволил существенно снизить и фон γ -излучения. Подавление комптоновской подложки в 3–5 раз в измеряемом в интервале 100–500 кэВ гамма-спектре достигала

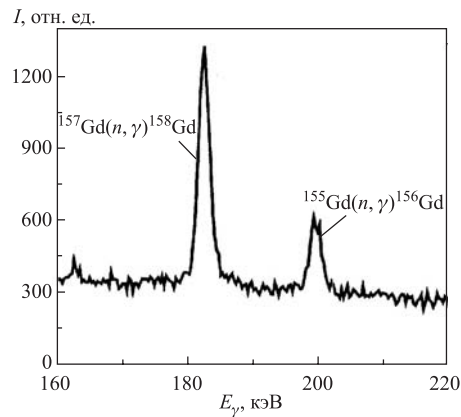


Рис. 11. Экспериментальный спектр излучения γ -квантов из слоя гадолиния при отражении нейтронов от структуры Gd(5 нм)/Fe(100 нм)/стекло(5 мм)

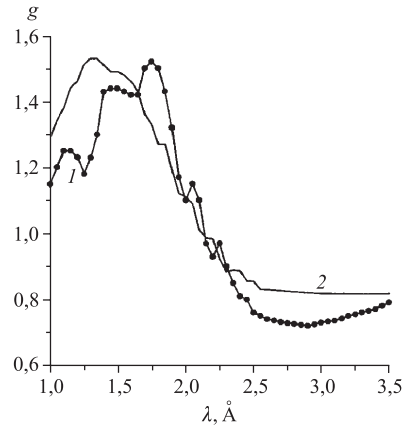


Рис. 12. Зависимость поляризационного отношения g счета γ -квантов от длины волны нейтронов

лось применением активной защиты, состоящей из BGO-сцинтилляторов в сочетании со схемой антисовпадений. Таким образом, многомерный измерительный модуль, созданный на спектрометре поляризованных нейтронов, позволил осуществить временную спектрометрию нейтронов и временную и энергетическую спектрометрию гамма-квантов.

На рис. 11 показан энергетический спектр испущенных слоем гадолиния и регистрируемых германиевым детектором γ -квантов. Один канал аппаратуры составляет 1,4 кэВ. Пики γ -квантов находятся при 199,2 и 181,9 кэВ и соответствуют резонансам в изотопах ^{155}Gd и ^{157}Gd при длинах волн 1,74 и 1,61 Å соответственно. Видно, что площадь гамма-пиков составляет 50 и 150 % от площади подложки под гамма-пиками для изотопов 157 и 155 соответственно.

На рис. 12 приведены экспериментальная (точки) и расчетная (линия) зависимости отношения $g(\lambda)$. Видно, что в целом зависимость соответствует режиму стоячих волн, т. е. при длинах волн меньше 2,2 Å отношение больше единицы, а при длинах волн больше 2,2 Å — оно меньше. Отметим, что расчетные значения критических значений длины волны, при которых должны быть максимум и минимум $g(\lambda)$, равны $\lambda^+ = 1,4$ Å и $\lambda^- = 2,6$ Å. Видно, что экспериментальная кривая несколько сдвинута в сторону больших длин волн, что объясняется сравнимой с периодом стоячей волны толщиной слоя гадолиния. На экспериментальной кривой видны осцилляции, что, по-видимому, указывает на наличие магнитной неколлинеарности в слоях гадолиния и железа. Действительно, оценки указывают на такую возможность, если пред-

Таблица 1. Измерительные возможности каналов (n, γ) и (n, α) на спектрометре РЕМУР в геометрии отражения нейтронов

Тип реакции/ коэффициент усиления	$\sigma(\lambda = 1,8 \text{ \AA}),$ $\Delta J(l = 1 \text{ нм},$ $\Delta x = 1 \text{ нм}) = J_{\text{фон}}$	$T(\Delta J = \delta J_{\text{стат}},$ значения сечения взяты из колонки 2)	$\sigma(t = 1 \text{ сут}, \Delta J =$ $\delta J_{\text{стат}}, l = 1 \text{ нм},$ $\Delta x = 1 \text{ нм}$
1	2	3	4
$(n, \gamma)/(K = 1)$	500 б	1,5 ч	30 б
$(n, \gamma)/(K = 1000)$	500 мб	2 мес	4 б
$(n, \alpha)/(K = 1)$	5 б	1,5 ч	300 мб
$(n, \alpha)/(K = 1000)$	5 мб	2 мес	40 мб

положить, что нейтрон прецессирует вокруг вектора магнитной индукции величиной 20–30 кЭ на пути порядка 300 Å. Магнитная неколлинеарность может быть вызвана различием величины обменного взаимодействия атомов железа и гадолиния на границе раздела [19, 20]. Возможности канала регистрации γ -квантов в режиме усиленных стоячих волн отражены в табл. 1. Здесь рассмотрен режим стоячих волн без усиления и с усилением K . В колонке 2 приведено значение сечения взаимодействия тепловых нейтронов с $\lambda = 1,8 \text{ \AA}$ с ядрами слоя толщиной 1 нм, изменение положения которого на 1 нм вызовет изменение скорости счета гамма-квантов, равное скорости фонового счета. Для режима без усиления сечение равно 500 б, для режима с усилением — $500 \text{ б}/K$. Для максимально экспериментально достижимого $K = 1000$ сечение равно 0,5 б. Если исследование носит фундаментальный характер, то мы должны выжать максимальное усиление. При этом абсолютные счета упадут из-за уменьшения ширины резонанса. Здесь закономерен вопрос о величине измерительного времени, если взято сечение поглощения нейтронов, при котором эффект равен фону. В этой связи в колонке 3 указано необходимое время измерения, чтобы изменение скорости счета в результате взаимодействия нейтронов со слоем ядер с данным сечением равнялось статистической ошибке. В режиме без усиления это время равно 1,5 ч, с усилением — $1,5 \text{ ч} \cdot K$. Так, например, при усилении 1000 изменение положения на 1 нм слоя с сечением ядер 0,5 б и толщиной 1 нм вызовет изменение счета, равное статистической ошибке за два месяца измерений. Если исследования поставлены на «конвейер» и необходимо перебирать различные элементы (изотопы), то важно знать, что можно измерить в течение 1 сут. С таким подходом составлена колонка 4. В ней указана величина сечения, которое необходимо для измерений в течение 1 сут, чтобы эффект был равен статистической ошибке. При усилении 1000 это сечение ядер в слое 1 нм, положение которого изменилось на 1 нм, составляет 4 б.

2.2.2. *Использование реакции захвата нейтронов с вылетом заряженных частиц.* Реакция захвата нейтрона ядром с испусканием заряженных частиц менее распространена по сравнению с реакцией захвата нейтронов с испусканием гамма-квантов. Так при сечении $\sigma > 0,1$ б число изотопов для реакции (n, p) составляет всего 6 (изотопы ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{35}\text{Cl}$, ${}^{40}\text{K}$, ${}^{76}\text{Br}$), а для реакции (n, α) — 14 (изотопы ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, N , ${}^{17}\text{O}$, ${}^{21}\text{Ne}$, ${}^{33}\text{S}$, ${}^{40}\text{K}$, ${}^{59}\text{Ni}$, ${}^{143}\text{Nd}$, ${}^{149}\text{Sm}$, ${}^{152}\text{Gd}$, ${}^{153}\text{Gd}$, ${}^{162}\text{Er}$, ${}^{203}\text{Tl}$). Напротив, для реакции деления ядра с вылетом нейтронов и заряженных осколков число изотопов значительно. Так, при сравнительно большой величине сечения реакции $\sigma(n, f) > 30$ б число изотопов равно 18 (соответствующие этим изотопам элементы есть Ra, Th, U, Np, Pu, Am, Cm, Cf). Существенно различаются и условия регистрации гамма-квантов и заряженных частиц. Связано это с тем, что заряженная частица ионизирует среду. В связи с этим пробег заряженных частиц невелик (в воздухе доли миллиметра, а в твердом теле — микрометры). Это определяет экспериментальную установку, в которой исследуемый образец помещается непосредственно внутри детектора заряженных частиц. В результате телесный угол регистрации заряженных частиц составляет 2π . Из-за небольшого пробега заряженных частиц фоновый поток заряженных частиц не достигает детектора, что определяет небольшой уровень фонового счета.

Для исследований была изготовлена слоистая структура ${}^6\text{LiF}(20 \text{ нм})/\text{Ti}(200 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})$ на подложке из стекла [21, 22]. Подложка из стекла имела размеры 5 мм (толщина) \times 90 мм \times 150 мм (вдоль пучка). Вначале термическим способом были напылены слои меди и титана. Затем образец

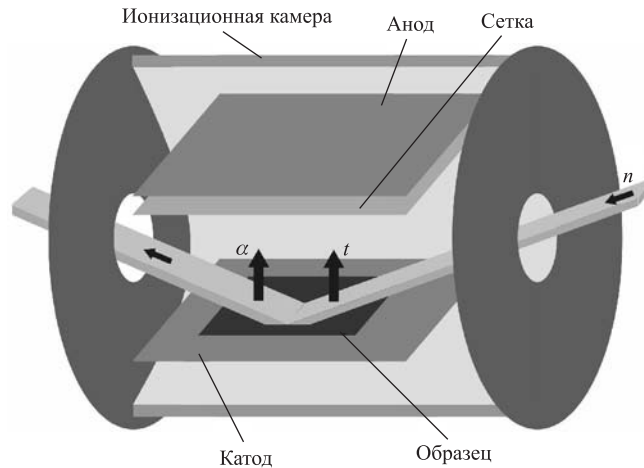


Рис. 13. Ионизационная камера с исследуемым образцом ${}^6\text{LiF}(20 \text{ нм})/\text{Ti}(200 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}$, использовавшаяся для регистрации альфа-частиц и тритонов, испускаемых слоем ядер изотопа ${}^6\text{Li}$ после захвата отражаемых от структуры нейтронов

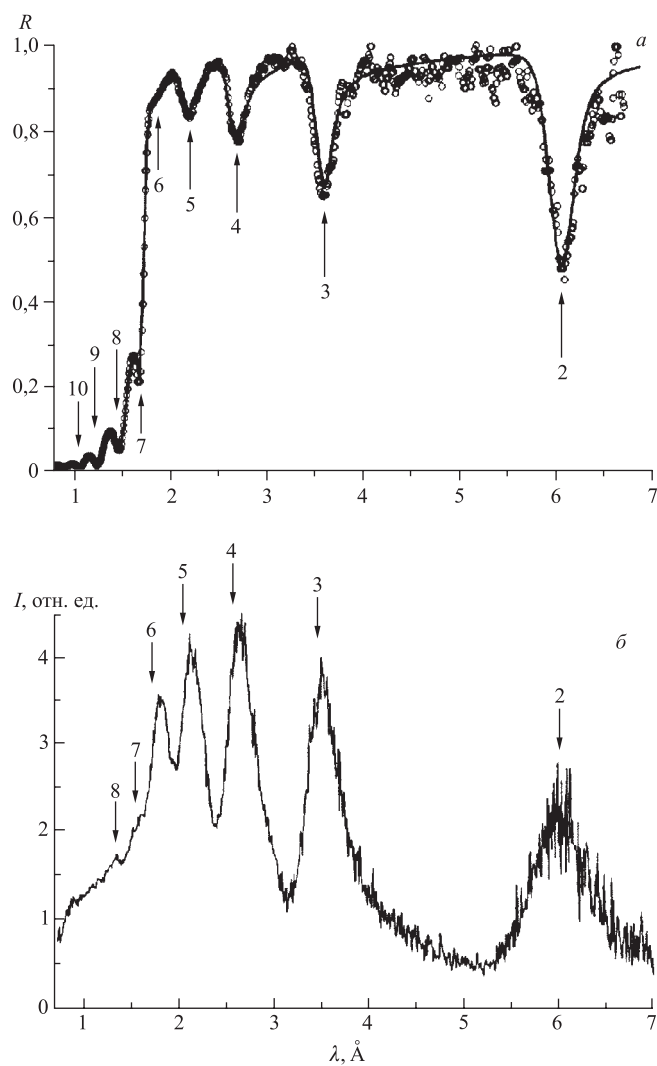


Рис. 14. Длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов (а) от структуры ${}^6\text{LiF}(20 \text{ нм})/\text{Ti}(200 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}$ и выхода заряженных частиц (б), вызванных захватом нейтронов ядрами изотопа ${}^6\text{Li}$

был перемещен в другую напылительную установку для осаждения слоя ${}^6\text{LiF}$. На рис. 13 показана схема эксперимента, в котором регистрация α -частиц и тритонов, испущенных после захвата нейтронов ядрами изотопа ${}^6\text{Li}$, выполнялась цилиндрической ионизационной камерой с сеткой [23]. При этом

медный и титановый слои слоистой структуры выполняли роль катода, на который было подано электрическое напряжение 3 кВ. Рабочим газом в камере являлся аргон при давлении 1,1 атм с примесью 4% окиси углерода.

Нейтронный пучок направлялся в камеру через окно из стекла под углом скольжения к образцу 2,9 мрад. При этом среднеквадратичное отклонение угла скольжения составляло 0,04 мрад. После отражения от образца пучок выводился через другое стеклянное окно и регистрировался ^3He -детектором с кадмиевой диафрагмой 0,2 мм, помещенным от образца на расстоянии 2,6 м. Падающий на образец поток нейтронов составлял $1,3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Фоновый счет α -частиц составлял $8 \cdot 10^{-5}$ от полезного счета.

На рис. 14 приведены длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов и нормализованной интенсивности счета заряженных частиц. Нормализация производилась делением интенсивности счета заряженных частиц при рабочем угле скольжения 2,9 мрад на интенсивность счета при угле скольжения 30 мрад. Зависимости имеют резонансный характер и скоррелированы между собой. Корреляция состоит в том, что уменьшение скорости счета отраженных нейтронов соответствует увеличению скорости счета заряженных частиц. Это доказывает то, что минимумы в коэффициенте отражения нейтронов обусловлены их поглощением, а результатом поглощения нейтронов является рождение альфа-частиц и тритонов. Очевидно, что резонансный характер кривых объясняется как ростом плотности нейтронов, так и близостью пучности стоячей волны к слою лития при «резонансных» значениях длины волны. Из подгонки расчета к экспериментальным данным следует, что в третьем резонансе ($\lambda = 6 \text{ \AA}$) усиление плотности по отношению к плотности в падающем пучке составляет 35 (резонансное усиление соста-

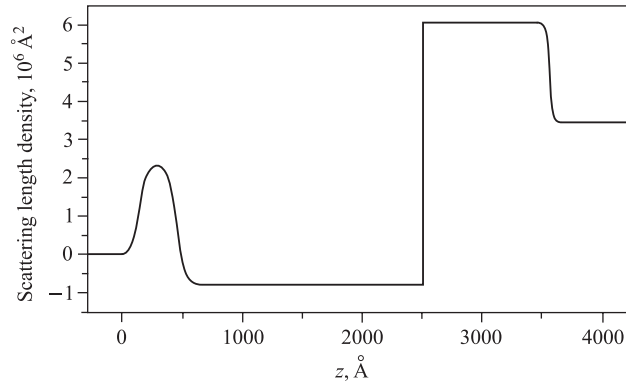


Рис. 15. Пространственная зависимость плотности длины рассеяния нейтронов (потенциала взаимодействия) для структуры $^6\text{LiF/Ti/Cu/стекло}$

влет 9). Резонансное усиление объясняется тем, что слой ${}^6\text{LiF}$ не только поглощает, но и отражает нейтроны, в том числе и благодаря мнимой части оптического потенциала взаимодействия.

На рис. 15 показан профиль потенциала взаимодействия нейтрона со структурой. Из подгонки экспериментальных данных к расчету получено, что плотность слоя меди составляет 90 % от величины кристаллической плотности, в то время как для титана — 40 %. Не исключено, что столь малое значение плотности объясняется также частичным окислением титана. Для окисла титана плотность амплитуды рассеяния положительная, и это для смеси из титана и окисла титана дает увеличение величины потенциала (уменьшение абсолютной величины, если потенциал смеси остается по знаку отрицательным).

Возможности канала регистрации заряженных частиц отражены в табл. 1. колонках 2 и 4 показаны значения сечений, которые в 100 раз меньше, чем в случае регистрации гамма-квантов. В колонке 3 — те же значения времени измерения, что и для канала регистрации гамма-излучения, но, как видим, опять же при стократно меньших значениях сечений.

2.3. Наблюдение усиленных стоячих нейтронных волн с помощью каналируемых нейтронов. Рассмотрим схемы отражения нейтронов от двух различных резонаторов (рис. 16). Первый тип резонатора — это обычный резонатор в виде трех слоев на подложке (рис. 16, *а*). Второй тип отличается от первого наличием поглотителя нейтронов на поверхности усилительного слоя (рис. 16, *б*). В резонаторе второго типа осуществляется каналирование нейтронов. Известны экспериментальные работы [24, 25], в которых показано, что нейтронная волна, многократно отражаясь, каналируется в нейтронном волноводе, представляющем протяженную вдоль пучка потенциальную яму. Известна теоретическая работа [26], в которой получены аналитические выражения, описывающие процесс каналирования. Мы использовали этот процесс, чтобы непосредственно показать существование волноводных мод, являющихся характерным признаком усиленных стоячих волн [12, 27]. Рассмотрим качественно кратко, в чем сущность данного способа измерений. Для простоты формул рассмотрим структуру с симметричным усиливающим слоем и полностью отражающим слоем. В этом случае для амплитуды отражения нейтронов от структуры без поглощающего слоя имеем

$$\begin{aligned} r &= r_a + t_a^2(e^2 r_r + r_a r_r^2 e^4 + r_a^2 r_r^3 e^6 + r_a^3 r_r^4 e^8 + \dots) = \\ &= r_a + \frac{t_a^2 e^2 r_r}{1 - e^2 r_a r_r} = \frac{r_a + r_r e^2 (t_a^2 - r_a^2)}{1 - e^2 r_a r_r}, \quad (51) \end{aligned}$$

где r_a и t_a — амплитуды отражения и пропускания усиливающего слоя соответственно; r_r — амплитуда отражения отражающего слоя; $e \equiv \exp(2k_z d)$, d — толщина фазосдвигающего слоя. Используя условие $t_a = |t_a|^2 \exp(i\varphi)$ и

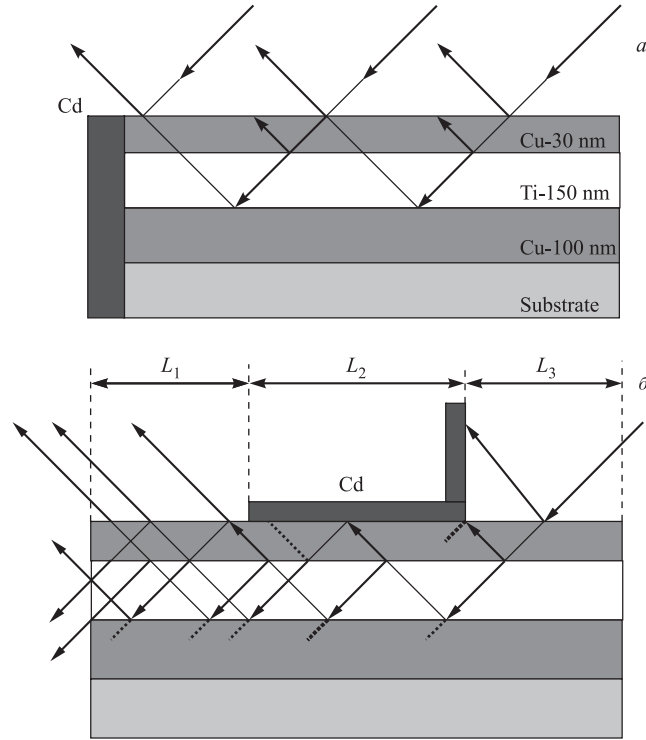


Рис. 16. Схема отражения нейтронов от резонаторной структуры: а) без поглотителя; б) с поглотителем на поверхности усилительного слоя (схема каналирования)

$r_a = |r_a| \exp(i(\varphi - \pi/2))$ [28], получим при отсутствии поглощения в усилителем слое ($|r_a|^2 + |t_a|^2 = 1$), что $t_a^2 - r_a^2 = \exp(2i\varphi)$. Для r теперь имеем при $|r_r| = 1$

$$\begin{aligned}
 r &= \exp(i(\varphi - \pi/2)) \frac{|r_a| - e^2 r_r r_a / |r_r r_a| \exp(-2\chi)}{1 - \exp(-2\chi) e^2 r_a r_r / |r_r|} = \\
 &= \exp(i(\varphi - \pi/2)) \frac{|r_a| - \exp(i\beta) \exp(-2\chi)}{1 - \exp(-2\chi) |r_a| \exp(i\beta)}, \quad (52)
 \end{aligned}$$

где $\chi = k_I L_1$, $e^2 r_r r_a = |e^2 r_r r_a| \exp(i\beta)$.

Для коэффициента отражения получим из (52)

$$|r|^2 = \frac{(|r_a| - \cos(\beta) \exp(-2\chi))^2 + (\sin(\beta) \exp(-2\chi))^2}{(1 - \exp(-2\chi)|r_a| \cos(\beta))^2 + (\exp(-2\chi)|r_a| \sin(\beta))^2} =$$

$$= \frac{|r_a|^2 + \exp^2(-2\chi) - 2|r_a| \cos(\beta) \exp(-2\chi)}{1 + (\exp(-2\chi)|r_a|)^2 - 2 \exp(-2\chi)|r_a| \cos(\beta)}. \quad (53)$$

Рассмотрим предельные случаи. Для $|r_a| = 1$ или при отсутствии поглощения ($\chi = 0$) имеем, что коэффициент отражения $|r|^2 = 1$. Для общего случая $|r_a| < 1$ и $\chi \neq 0$ выполним преобразования, используя соотношения $|r_a| = 1 - \Delta$ и $\exp(-2\chi) = 1 - 2\chi$. Получим в результате

$$|r|^2 = \frac{(1 - \Delta - 2\chi)(1 - \cos(\beta)) + \Delta^2 + 4\chi^2 - 4\chi\Delta \cos(\beta)}{(1 - \Delta - 2\chi)(1 - \cos(\beta)) + \Delta^2 + 4\chi^2 - 4\chi\Delta \cos(\beta) + 8\chi\Delta}. \quad (54)$$

Из (54) следует, что в общем случае при $\Delta \neq 0$ и $\chi \neq 0$ выполняется $|r|^2 < 1$, причем для резонансного значения коэффициента отражения $|r(\beta = 0)|^2$ имеет место неравенство $|r(\beta = 0)|^2 < |r(\beta \neq 0)|^2$.

В случае схемы каналирования размещенный на поверхности усиливающего слоя поглощающий слой выполняет роль фильтра, который уничтожает порядка отражения нейтронов от первого до некоторого $N+1$, определяемого длиной структуры перед поглощающим слоем (для простоты будем считать длину структуры после поглощающего слоя бесконечной). В этом случае для амплитуды отражения имеем

$$r = t_a^2 r_e^N r_r^{N+1} e^{2(N+1)} (1 + e^2 r_e r_r + \dots) = t_a^2 r_e^N r_r^{N+1} e^{2(N+1)} / (1 - e^2 r_e r_r), \quad (55)$$

где r_e — некоторое эффективное значение амплитуды отражения от усиливающего слоя, контактирующего с поглощающим слоем, причем $r_e < r_a$.

Для коэффициента отражения при $|r_r| = 1$ и отсутствии поглощения в усиливающем слое имеем

$$|r|^2 = \frac{|r_e|^{2N} (1 - |r_a|^2) \exp(-2\chi(N+1))}{1 + |r_e|^2 \exp(-4\chi) - 2 \exp(-2\chi) |r_e| \cos(\beta)}. \quad (56)$$

Видно из (56), что коэффициент отражения максимален в резонансе при $\beta = 0$. Полагая $\beta = 0$ и $\chi = 0$, получим

$$|r|_{\text{макс}}^2 = 2\Delta_a(1 - 2N\Delta_e)/\Delta_e^2. \quad (57)$$

Напомним, что $\Delta_e > \Delta_a$, так что $|r|_{\text{макс}}^2 < 1$. Видно, что формула (57) по структуре совпадает с выражением для коэффициента усиления плотности нейтронов (см., например, формулы (28) и (37)). Другими словами, в резонансе в длинноволновой зависимости коэффициента отражения (при

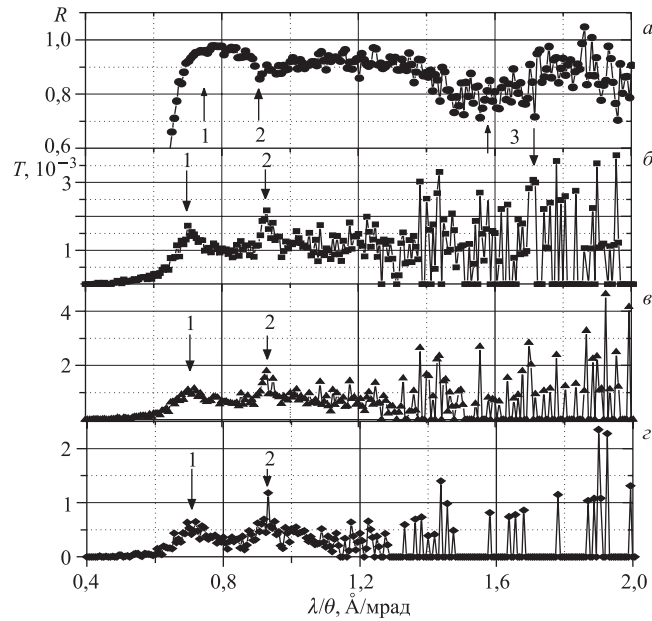


Рис. 17. Длинноволновая зависимость коэффициента отражения $R(\lambda/\theta)$ (а) и выхода каналируемых нейтронов (б–д) при различном усреднении по числу временных каналов: б) 4 канала; в) 2 канала; г) 1 канал

фиксированном угле скольжения) мы должны наблюдать максимумы, соответствующие максимумам плотности нейтронов.

На рис. 17 приведены зависимости коэффициентов отражения для резонаторной структуры $\text{Cu}(30 \text{ нм})/\text{Ti}(150 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}(5 \text{ мм})$ без поглотителя и с поглотителем [27]. Видны корреляции между провалами в первой зависимости и максимумами во второй. Это доказывает, что в слое титана формируются моды усиленных стоячих волн. Из ширины резонанса для коэффициента усиления плотности получаем значение 44, что меньше значения 60, которое мы получили для той же структуры, но без каналирования. Возможно, это связано с тем, что при каналировании эффективное сечение рассеяния на шероховатостях возрастает и это уширяет резонанс в фактор $\exp(k_I L)$.

2.4. Наблюдение стоячих волн поляризованных нейтронов. Стоячая волна характеризуется двумя особенностями. Первая состоит в том, что плотность нейтронов с определенной длиной волны (монохроматические нейтроны) изменяется периодически в зависимости от координаты. Вторая особенность состоит в том, что плотность в заданной точке изменяется перио-

дически с изменением длины волны нейтронов. При полном отражении нейтронов коэффициент отражения равен единице. В этом случае если в узел стоячей волны поместить поглощающий слой, то обнаружить стоячую волну можно или по уменьшению коэффициента зеркального отражения нейтронов, или по увеличению интенсивности вторичного излучения. Режим усиления стоячих волн можно обнаружить по уменьшению коэффициента отражения или увеличению интенсивности каналируемых нейтронов. Собственно, все это было экспериментально реализовано и описано в предыдущих пунктах разд. 2. При полном отражении нейтронов и в отсутствие их поглощения режим стоячих волн нельзя детектировать. Как мы увидим в дальнейшем, режим усиленных стоячих волн детектировать можно, если регистрировать фазу амплитуды отражения. Существует, однако, еще одна принципиально иная возможность регистрации стоячих нейтронных волн, связанная с тем, что в магнитном поле нейтрон имеет два спиновых состояния. При заселенности одного из этих спиновых состояний (начальное состояние) возникает возможность, связанная с поглощением нейтронов в начальном состоянии и появлением нейтронов во втором спиновом состоянии (переворот спина нейтрона). В этом случае нейтроны во втором спиновом состоянии подобны вторичному излучению. Переход нейтронов из начального во второе спиновое состояние

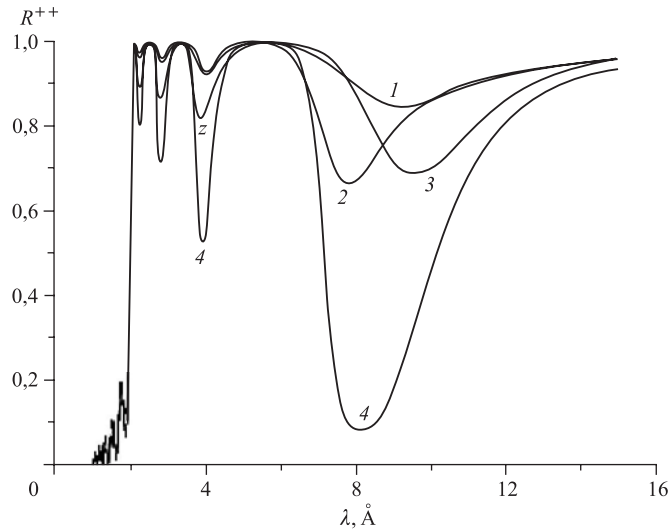


Рис. 18. Зависимость коэффициента отражения для случаев структуры $A(x)/\text{Ti}(200\text{ нм})/\text{Cu}$ с поглощающим слоем (кривые 1 и 2, реальная часть потенциала $A(x)$ равна реальной части железа, мнимая часть — в 1000 раз больше, чем у железа) и магнитным (кривые 3 и 4, $A(x) \equiv \text{Fe}(x)$, угол между индукцией и напряженностью магнитного поля равен 90°): 1, 3 — $x = 1$ нм; 2, 4 — $x = 3$ нм

происходит при прохождении нейтроном магнитно-неколлинеарной области. Простейшей магнитно-неколлинеарной областью является область, в которой вектор индукции магнитного поля изменяет направление. В случае слоистых структур такой областью может быть магнитно-анизотропный слой в плоскости, в котором вектор намагниченности направлен под некоторым полярным углом к вектору напряженности приложенного магнитного поля (в магнитном поле готовится пучок поляризованных нейтронов). Магнитная неколлинеарность может также быть создана искусственно, если вектор напряженности внешнего магнитного поля наклонить под азимутальным углом к плоскости слоя. На рис. 18 показаны расчетные зависимости, демонстрирующие определенную тождественность стоячих волн в случаях поглощения нейтронов и спин-флипа нейтронов. Видно, что спин-флипные кривые 3 и 4 по характеру зависимости совпадают с кривыми 1 и 2, которые соответствуют поглощающему слою разной толщины.

На рис. 19 приведена расчетная зависимость коэффициентов отражения R^{++} и R^{+-} от длины волны λ и толщины фазосдвигающего слоя x для структуры Co(12 нм)/Ti(x)/Cu(200 нм) [28]. При расчете предполагалось, что вектор намагниченности слоя с абсолютной величиной 17,9 кЭ лежит в плоскости образца. При этом вектор напряженности внешнего магнитного поля с абсолютной величиной 10 кЭ направлен к плоскости образца под углом 80° . Видно, что значения коэффициентов отражения коррелируют, т. е. максимуму R^{++} соответствует минимум R^{+-} , и наоборот, минимуму R^{++} соответствует максимум R^{+-} . Это подтверждает то, что в области полного отражения для «+» спинового состояния выполняется равенство

$$R^{++} + R^{+-}(k^-/k^+) = 1, \quad (58)$$

где k^- и k^+ ($k^- > k^+$) — перпендикулярные компоненты волнового вектора нейтрона в «-» и «+» спиновых состояниях соответственно.

Экспериментальные исследования были проведены со структурой Ti(30 нм)/Co(6 нм)/Ti(200 нм)/Cu(100 нм), напыленной термическим способом на подложку из стекла с размерами 100 мм (вдоль пучка) \times 60 мм (вертикально) \times 5 мм. Верхний слой титана толщиной 30 нм был напылен, чтобы предотвратить окисление слоя кобальта. На рис. 20 приведены результаты измерений с магнитным полем 4,6 и 6,75 кЭ, наклоненным к плоскости образца под углом 0 и 80° соответственно. Экспериментальные данные представлены длинноволновыми зависимостями параметров

$$\alpha(\text{off, on}) = \Sigma_{\Delta\theta_1}(J(\text{off, on}) - J_b) / \Sigma_{\Delta\theta_3}(J(\text{off, off}) - J_b) \text{ и}$$

$$\alpha(\text{on, off}) = \Sigma_{\Delta\theta_2}(J(\text{on, off}) - J_b) / \Sigma_{\Delta\theta_3}(J(\text{on, on}) - J_b),$$

которые пропорциональны (при пренебрежении отсутствием 100% эффективности поляризатора, анализатора поляризации и спин-флиперов) отношениям коэффициентов отражения R^{+-}/R^{++} и R^{-+}/R^{--} соответственно.

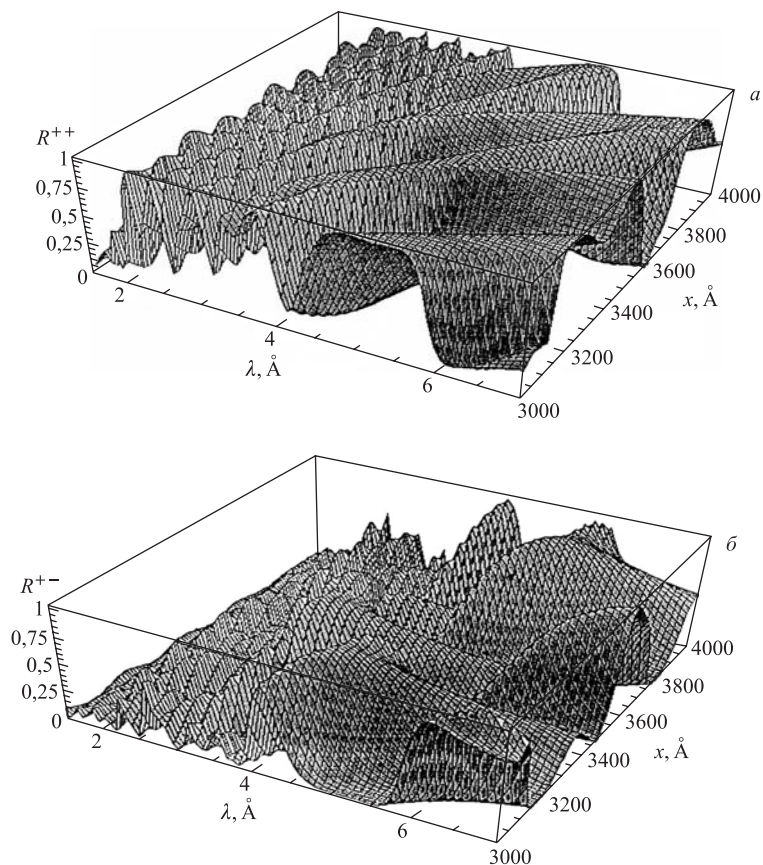


Рис. 19. Расчетные зависимости $R^{++}(x, \lambda)$ и $R^{+-}(x, \lambda)$ для структуры Co(12 нм)/Ti(x)/Cu(200 нм)/стекло

Интервал углов скольжения $\Delta\theta_3 = 2-4,34$ мрад является интервалом зеркального отражения. Интервалы $\Delta\theta_1 = 4,34-8,33$ и $\Delta\theta_2 = 0-2$ мрад являются интервалами незеркального отражения, отвечающими пучкам нейтронов, испытавшим переходы «+-» и «-+» соответственно. Здесь мы использовали тот факт, что в достаточно большом магнитном поле происходит угловое расщепление пучка, вызванное процессом спин-флипа. Спин-флип нейтронов мы искусственно вызвали наклоном магнитного поля, а эффект двулучепреломления [29, 30] использовали для бесфонового выделения спин-флиповых нейтронов. На зависимостях рис. 20 видны максимумы при определенных длинах волн, соответствующие узлам стоячей волны определенного спинового состояния («+» для $\alpha(\text{off}, \text{on})$ и «-» для $\alpha(\text{on}, \text{off})$) на слое кобальта. В то

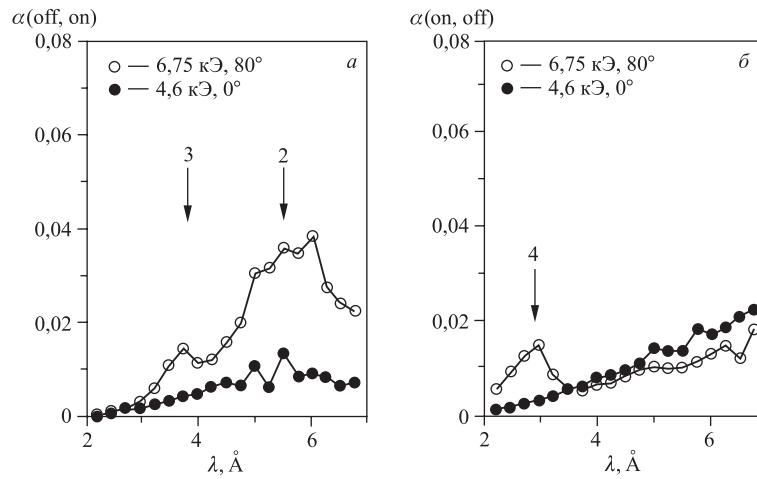


Рис. 20. Зависимость от длины волны параметров $\alpha(\text{off, on})$ и $\alpha(\text{on, off})$ для структуры Ti(30 нм)/Co(6 нм)/Ti(200 нм)/Cu(100 нм) при угле скольжения 3,17 мрад и дистанции от образца до детектора 3 м

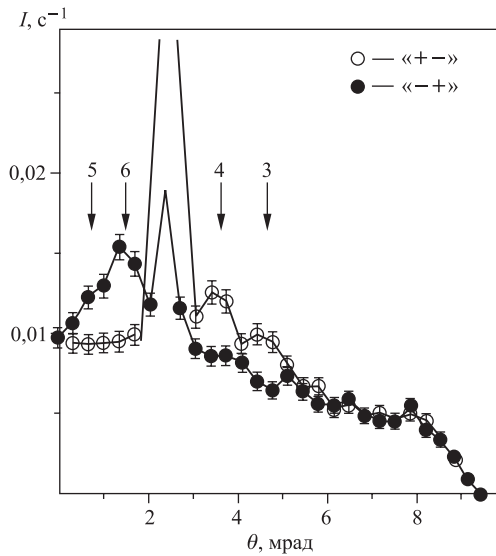


Рис. 21. Экспериментальная зависимость скорости счета нейтронов от угла скольжения для состояний «+-» и «-+»

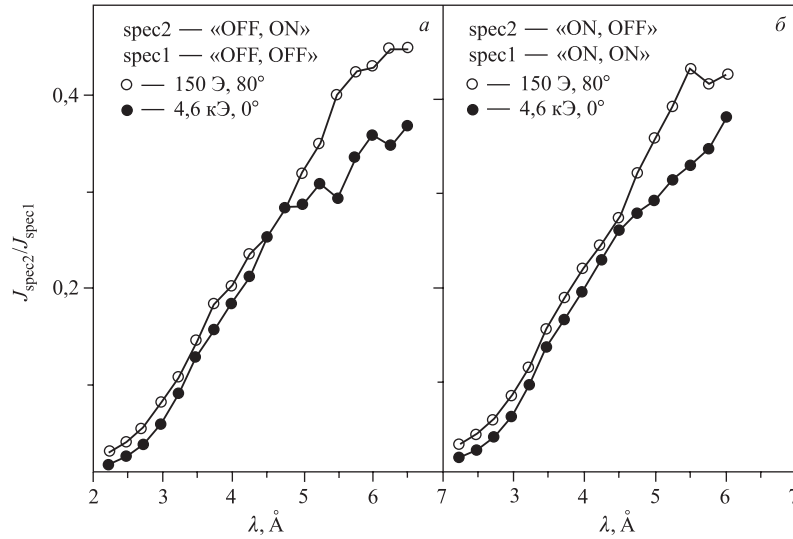


Рис. 22. Экспериментальные данные для структуры Ti(30 нм)/Co(6 нм)/Ti(200 нм)/Cu(100 нм) в случаях большого (а) и небольшого (б) значений неколлинеарного (80°) магнитного поля

же время на зависимости $\alpha(\text{on}, \text{off})$ при $\lambda > 2,8 \text{ \AA}$ пики отсутствуют. Это указывает на то, что нейтронам данных длин волн не хватает кинетической энергии для преодоления потенциального барьера между состояниями «-» и «+» нейтрона в магнитном поле $6,75 \text{ кЭ}$. На рис. 21 представлена угловая зависимость скорости счета нейтронов в магнитном поле $6,75 \text{ кЭ}$ для состояний спектрометра (off, on) и (on, off) и расстояния между образцом и детектором 8 м. Расстояние было увеличено с целью улучшения углового разрешения, которое ограничивалось позиционно-чувствительным детектором. На фоне пика зеркального отражения при $2,3 \text{ мрад}$ видны пики при $3,7$ и $4,8 \text{ мрад}$, соответствующие узлам плотности «+» нейтронов и переходам «+-», и виден пик при $1,5 \text{ мрад}$, соответствующий узлу плотности «-» нейтронов и переходу «-+». На рис. 22, в противовес данным рис. 20, приведены данные в большом поле при нулевом угле и маленьком поле (150 Э) при угле 80° . В большом ненаклоненном поле никаких пиков не наблюдалось, так как нет процесса перехода, хотя режим стоячих волн существует. В небольшом магнитном поле пики, соответствующие разным спиновым переходам, практически одинаковые (из-за небольшой величины расщепления) и находятся при одних значениях длины волны. Это объясняется тем, что кинетической энергии для «-» нейтронов достаточно для осуществления перехода, т. е.

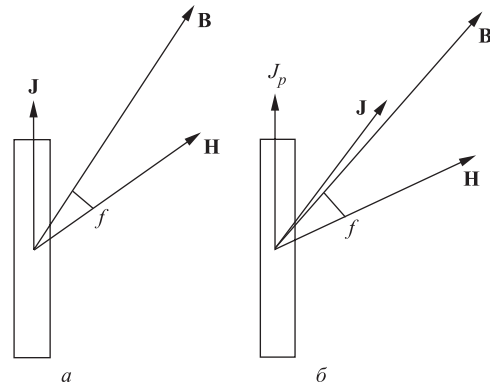


Рис. 23. К пояснению образования угла f между векторами индукции \mathbf{B} в магнитном слое и напряженностью внешнего магнитного поля \mathbf{H} : а) намагниченность \mathbf{J} лежит в плоскости; б) вектор намагниченности \mathbf{J} лежит вне плоскости, а вектор индукции \mathbf{B} образуется компонентой намагниченности, лежащей в плоскости \mathbf{J}_p , и вектором \mathbf{H}

ограничения на переход не возникает. В то же время в маленьком поле вероятности переходов выше, чем в большом. Это указывает на то, что угол между вектором индукции магнитного поля и вектором напряженности магнитного поля больше в случае маленькой величины магнитного поля. Объясняется это как величиной напряженности магнитного поля, так и тем, что в большом магнитном поле вектор намагниченности может выходить из плоскости. В последнем случае вектор индукции магнитного поля образуется из проекции намагниченности на плоскость и вектора напряженности магнитного поля (рис. 23).

Расчеты, выполненные для данных рис. 20 и 22 в наклонном поле, показали, что проекция намагниченности на плоскость равна 2,9 кЭ, что хорошо согласуется с предположением, что вектор намагниченности 17,9 кЭ, соответствующий насыщению слоя кобальта, вышел из плоскости и направлен вдоль вектора напряженности магнитного поля под углом 80° к плоскости.

В [12] приведены данные исследований для другого образца, а именно $\text{Cu}(10 \text{ нм})/\text{Ti}(50 \text{ нм})/\text{Fe}(12 \text{ нм})/\text{Ti}(150 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})$, который уже характеризуется отличным от нуля коэффициентом усиления плотности нейтронов. На рис. 24 приведены длинноволновые зависимости для коэффициентов отражения R^{++} , R^{+-} и R^{--} . Видно, что по сравнению с данными для образца со слоем кобальта вероятность спин-флип «+–» перехода выросла. Если для образца, содержащего слой кобальта, она оценивается в поле 150 Э как 5%, а в поле 6,75 кЭ как 1,7%, то для содержащего слой железа — 70% в магнитном поле 4,5 кЭ. Оценки, учитывающие разную толщину магнитных

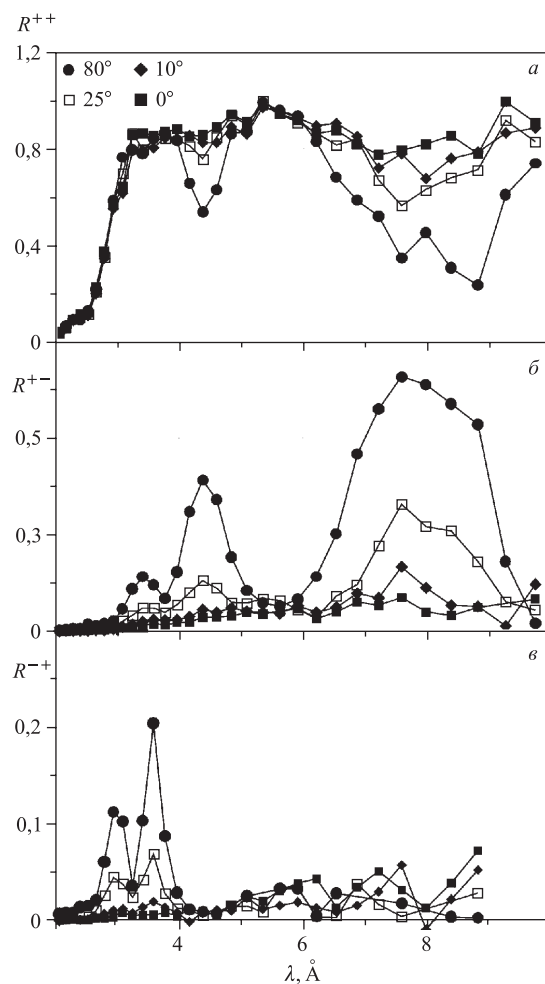


Рис. 24. Длинноволновая зависимость коэффициента отражения нейтронов от структуры $\text{Cu}(10 \text{ нм})/\text{Ti}(50 \text{ нм})/\text{Fe}(12 \text{ нм})/\text{Ti}(150 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}(5 \text{ мм})$ в магнитном поле $4,5 \text{ кЭ}$, направленном под углом $\beta = 0, 10, 25$ и 80° к плоскости образца: а) R^{++} , б) R^{+-} и в) R^{-+} . Значениям β соответствуют определенные символы, как указано на рис. а

слоев, разную намагниченность насыщения и разные углы между магнитным полем и индукцией, дают для коэффициента усиления плотности нейтронов значение 7.

Таким образом, в случае поляризованных нейтронов продемонстрировано образование нейтронных полей стоячих и усиленных стоячих волн.

2.5. Сравнение режимов рефлектометрии НРБВ и НРСВ. В табл. 2 приведены данные, позволяющие сравнить режим бегущих волн (обычная рефлектометрия, колонка 4) с режимом стоячих волн (поз. № 1, колонка 5) и режимом усиленных стоячих волн (поз. № 2–4, колонка 5).

Обычная рефлектометрия использует режим бегущих волн, когда отраженная волна сравнительно мала по отношению к падающей волне, распространяющейся в глубь структуры. Амплитуда падающей бегущей волны уменьшается в глубь структуры прежде всего из-за отражения нейтронов благодаря скачкам реальной части потенциала (благодаря контрасту) на границах раздела. Представим, что на расстоянии Z от поверхности в глубь среды находится слой с небольшой концентрацией атомов другого типа. Из-за небольшого изменения контраста данный слой практически невозможно обнаружить по изменению отражения нейтронов. Для наблюдения изменения коэффициента отражения на фоне некоторого ненулевого его значения потребуется определенное время (если коэффициент отражения будет большим, то время будет значительным). Для уменьшения времени измерения (до 10^6 раз) необходимо измерять сигнал поглощения нейтронов в канале регистрации вторичного излучения. В этом случае если в среде возбудить стоячую нейтронную волну, то с ее помощью можно определить положение поглощающего слоя. Таким образом, применение стоячей волны оправданно прежде всего при использовании канала регистрации вторичного излучения. Одновременное применение режима стоячих волн с каналом регистрации вторичного излучения позволяет определять положение конкретных изотопов (новое качество измерений), при этом время измерения заданного уровня поглощения нейтронов может быть сокращено (количественное преимущество). В этой связи во второй строке приведено значение Z (колонка 3) и разрешение ΔZ (колонка 5). В случае полного отражения минимальное значение Z и разрешение ΔZ определяются пространственным полупериодом стоячей волны $\pi/2K_Z$. Например, одно из минимальных значений 140 \AA полупериод принимает в случае отражателя из окиси бериллия. В случае использования отражателя нейтронов в виде периодической структуры пространственный период стоячей волны равен периоду структуры и может составлять порядка $1\text{--}100 \text{ \AA}$.

В поз. №№ 2, 3 и 4 в табл. 2 обозначен режим усиленных стоячих волн. В поз. № 2 в таблице приведена чувствительность к измерению параметров в канале регистрации нейтронов. В случае однородного магнитного слоя подобный каналу поглощения канал регистрации спин-флиповых нейтронов организуется с помощью магнитного поля, направленного под углом к плоскости структуры. Режим усиленных стоячих волн позволяет проводить в порядка 300 раз более чувствительные измерения, чем при обычной рефлектометрии.

Таблица 2. Сравнение режимов бегущей (стандартная рефлектометрия) и стоячей нейтронной волны

№	Предмет	Параметр	Обычная рефл.	СВ и УСВ	Примечание
1	Положение поглощающих слоев из изотопов, магнитных слоев в наноструктуре	Расстояние: 100 Å — 10 мкм 1 Å — 1 мкм	Поглощение через отражение грани, что очень мало	Разр. Δz 100–500 Å 1–100 Å	Полное отражение Брэгговское отражение
2	Чувствительность при полном отражении в резонаторе	Намагниченность слоя	300 Э 3 Э	1 Э 10^{-2} Э	Толщина 1,5 Å Толщина 150 Å
		Толщина магнит. слоя железа ($J_{Fe} \approx 20$ кЭ) Неколлинеарность магнит. слоя Fe: 1,5 Å Вероятность поглощения в слое	$3 \cdot 10^{-2}$ Å 15 мрад $\omega = 10^{-6}$ для Fe толщиной 10 Å для C толщиной 10 мкм	10^{-4} Å $\Delta\beta = 50$ мкрад $\omega = 10^{-11}$ Fe — 10^{-4} Å C — 1 Å, $N\sigma = 3 \cdot 10^{-6}$ см $^{-1}$ 10^{-14} эВ = $2\mu \cdot 10^{-3}$ Э	Ве: $N\sigma = 6 \cdot 10^{-4}$ С: $N\sigma = 3,6 \cdot 10^{-4}$ ($\rho = 2$ г/см 3) Вi: $N\sigma = 6 \cdot 10^{-4}$ Время жизни нейтрона $\tau = 0,1$ с
3	Нейтронный пучок	Монохромность Расходимость Поляризация пучка Фаза нейтронной волны	10^{-2} 10^{-2} 0,99 0,1 рад	$\delta\lambda/\lambda = 10^{-6}$ $\delta\theta/\theta = 10^{-6}$ $\delta\theta = 10^{-8}$ рад 0,9999 $\varphi = 0,3$ мрад	Время измерения 1 сут
4	Процесс увеличения плотности нейтронов	Время установления стационарности и время жизни в резонансе	Не измеримо	$\tau_{ст} = 10-1000$ мкс $\tau_{ж} = 10-1000$ мкс	Толщина структуры $D = 1$ мкм

Если мы зададим минимальный уровень измерения спин-флипового коэффициента отражения как 10^{-6} , то в случае магнитного слоя получим следующие минимальные значения (табл. 2) намагниченности, толщины и угла наклона намагниченности к направлению внешнего магнитного поля. Для слоя толщиной $1,5 \text{ \AA}$ минимальная намагниченность составляет 1 Э, а для слоя толщиной 150 \AA — 10^{-2} Э. По отношению к намагниченности слоя железа это составляет $5 \cdot 10^{-5}$ и $5 \cdot 10^{-7}$ соответственно. С другой стороны, если взять слой железа, то его минимальная толщина составит 10^{-4} \AA , а минимальное значение угла между напряженностью магнитного поля и намагниченностью 50 мкрад для слоя толщиной $1,5 \text{ \AA}$.

В случае поглощающего слоя примем, что минимально измеримое значение коэффициента поглощения нейтронов составляет $M = 10^{-6}$ (измеряется по отражению нейтронов для симметричной структуры). Это в случае режима усиленных стоячих волн дает для вероятности поглощения нейтронов значение 10^{-11} (значение $N\sigma = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, N — плотность ядер, σ — сечение поглощения нейтронов), что на пять порядков меньше, чем в случае режима бегущих волн (табл. 2). Это соответствует, например, слою углерода толщиной 1 \AA или слою железа толщиной 10^{-4} \AA .

3. ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОННЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН

Как мы уже выяснили, режим стоячих нейтронных волн имеет смысл применять, когда стоит задача определения положения слоя ядер (рассеивателей), вызывающих поглощение нейтронов в канале их зеркального отражения. Для идентификации ядер (рассеивателей), а иногда и для улучшения условий регистрации, детектируют вторичное излучение. Усиленные стоячие волны используют, чтобы увеличить чувствительность при регистрации небольших количеств поглощающих ядер (рассеивателей). Рассмотрим некоторые задачи, в которых использование режима стоячих волн оказалось важным.

3.1. Обменное взаимодействие и магнитная структура бислоя Fe/Gd.

Композиционно-модулированная тонкая пленка, состоящая из слоев двух материалов, является новым материалом, в котором границы раздела определяют его магнетизм [31]. В ряде работ [32–38] проведены теоретические и экспериментальные исследования композиционно-модулированных пленок, изготовленных из элементов Fe и Gd. Для понимания формируемых в магнитном поле при заданной температуре конфигураций нужно помнить, что минимизируется зеемановская энергия взаимодействия моментов с магнитным полем и энергия обменного взаимодействия между моментами. Первое взаимодействие выстраивает магнитные моменты по полю, второе — выстраивает моменты железа и гадолиния антиферромагнитно друг к другу. В резуль-

тате при низких температуре и напряженности магнитного поля существуют четыре основных состояния. Первое состояние — все спины атомов Gd по направлению совпадают с магнитным полем, а все спины Fe — антипараллельны магнитному полю. Это состояние ориентированного гадолиния. Второе состояние — направление всех спинов Fe совпадает с направлением магнитного поля, а все спины Gd антипараллельны магнитному полю. Это состояние ориентированного железа. Третье состояние — спины железа и гадолиния под некоторым углом к направлению магнитного поля. Угол и направление ориентации изменяются в зависимости от позиции атома. Это есть качающееся (twisted) состояние. Четвертое состояние — некоторые спины гадолиния находятся в парамагнитном режиме, а спины железа ориентированы ферромагнитно. В [39] определены фазовые диаграммы, на которых кривая $H(T)$ разделяет ориентированное и качающееся состояния. Экспериментальные данные хорошо описываются теорией, в частности: 1) наблюдаются ориентированное и качающееся состояния; 2) есть температура компенсации, разделяющая два ориентированных состояния; 3) магнитная восприимчивость максимальна в качающемся состоянии; 4) критическое поле при переходе «ориентированное состояние — качающееся состояние» идет к нулю при температуре компенсации; магнитное поле перехода «ориентированное состояние — качающееся состояние» растет с уменьшением толщины слоев. В [40] для структуры Gd(84 Å)/Fe(42 Å) с помощью мёссбауэровской спектроскопии наблюдаются ориентированные и качающееся состояния. Конкретно получено, что на границе раздела ориентированные друг к другу антипараллельно моменты гадолиния и железа направлены перпендикулярно к направлению магнитного поля. В направлении от границы раздела в глубь слоя моменты поворачиваются к направлению поля. При 8,5 кЭ поворот моментов в слое железа составляет 25° , а в слое гадолиния — 95° , что хорошо согласуется с расчетами. В [41, 42] измерения на структурах Gd(110 Å)/Fe(90 Å), Gd(90 Å)/Fe(110 Å) и Gd(84 Å)/Fe(42 Å) проведены с помощью поляризованных нейтронов. Показано, что спин-флип нейтронов в магнитном поле 1 кЭ максимален при 185 К. Это подтверждает вывод магнитных и мёссбауэровских измерений, что при этих параметрах поля и температуры реализуется качающееся состояние. Из приведенной в [42] фазовой диаграммы следует (рис. 25), что при температуре больше 280 К линия, разделяющая ориентированное и качающееся состояния, идет вниз к меньшим значениям магнитного поля. Т. е. есть основания предполагать наличие второго минимального значения магнитного поля. Этот минимум не предсказывается теорией. В этой связи была поставлена задача убедиться в существовании качающегося состояния при значениях напряженности магнитного поля и температуры, предположительно соответствующих этому минимуму. Для объяснения была выдвинута гипотеза, что второй минимум связан с шероховатостями границ раздела. Для проверки этого были приготовлены структуры с различной тол-

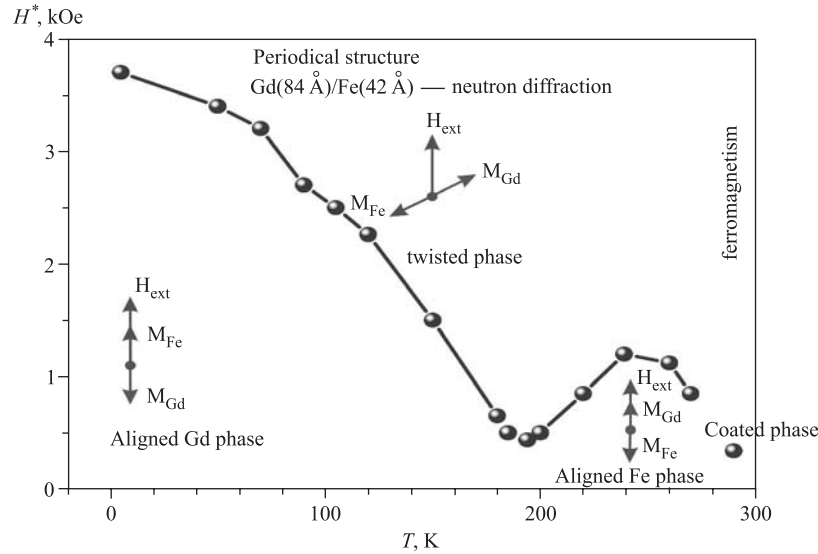


Рис. 25. Фазовая диаграмма структуры Gd(8,4 нм)/Fe(4,2 нм)

шиной слоя железа. Очевидно, что влияние границы раздела должно возрастать при уменьшении толщины слоев в структуре. Наши экспериментальные исследования с помощью рефлектометрии поляризованных нейтронов в режимах стоячих и усиленных стоячих нейтронных волн были проведены при комнатной температуре на пяти структурах

Gd(50 Å)/Fe(1000 Å),
 Cu(100 Å)/Ti(500 Å)/Fe(120 Å)/Ti(1500 Å)/Cu(1000 Å),
 Cu(100 Å)/Ti(500 Å)/Gd(30 Å)/Fe(120 Å)/Ti(1500 Å)/Cu(1000 Å),
 Cu(100 Å)/Ti(500 Å)/Gd(30 Å)/Fe(60 Å)/Ti(1500 Å)/Cu(1000 Å) и
 Cu(100 Å)/Ti(500 Å)/Gd(30 Å)/Fe(30 Å)/Ti(1500 Å)/Cu(1000 Å),

изготовленных на подложке из стекла толщиной 5 мм методом испарения.

Первые исследования структуры Gd(50 Å)/Fe(1000 Å) были проведены с использованием реакции (n, γ) . Экспериментальные данные во внешнем магнитном поле напряженностью $H = 300$ Э удовлетворительно удалось описать следующими параметрами структуры. Индукция в слое железа $B = 21,6$ кЭ, что соответствует индукции насыщения. Угол между векторами H и B равен 50° . Вместо напыляемого слоя гадолиния толщиной 50 Å на самом деле образовался слой гадолиния толщиной 35 Å, который был покрыт слоем окиси гадолиния толщиной 170 Å и плотностью, составлявшей 0,225 от ее кристаллического состояния. При полном отражении нейтронов от слоя железа глубина проникновения в железо составляет 70 Å. Таким образом, если

предполагать, что магнитная неколлинеарность связана с взаимодействием гадолиния с железом, то можно считать, что 50° — это угол между средней намагниченностью бислоя Fe/Gd толщиной $35 + 70 = 105 \text{ \AA}$ и вектором напряженности магнитного поля.

Вторая серия измерений была проведена с четырьмя остальными образцами. Для исключения окисления бислоя из гадолиния и железа он был закрыт бислоем из слоя титана 500 \AA и слоя меди 100 \AA . Одновременно этот слой титана выполнял роль части фазосдвигающего слоя, а слой меди 100 \AA был усилительным слоем. Заметим, что слой меди $\text{Cu}(1000 \text{ \AA})$ являлся отражательным слоем в резонаторной структуре. Таким образом, в данном случае гадолиниевое-железный бислой помещался внутрь фазосдвигающего слоя резонаторной структуры.

Нейтрон-рефлектометрические измерения были проведены при комнатной температуре в магнитном поле 360 Э и $4,5 \text{ кЭ}$. Измерения при $H = 4,5 \text{ кЭ}$ (рис. 26, б) проведены в наклонном под углом 80° к плоскости магнитного поля. Видно, что спин-флиповый коэффициент отражения R^{+-} растет квадратично в зависимости от толщины слоя железа. Это соответствует тому, что угол между внешним полем и намагниченностью бислоя и величина намагниченности остаются постоянными и не зависящими от толщины слоя железа. При этом влияние гадолиниевого слоя незначительно.

Другая ситуация имеет место в поле 360 Э при $\beta = 0$ (рис. 26, а). Во-первых, спин-флиповый коэффициент отражения нейтронов от структуры со слоем железа минимален, что объясняется намагничиванием слоя железа в направлении магнитного поля. Во-вторых, спин-флиповый коэффициент отражения для структур с бислоем больше, чем для структуры со слоем железа. Это является отражением взаимодействия слоев железа и гадолиния. Из сравнения кривых, соответствующих структурам с толщинами слоя железа $h_{\text{Fe}} = 120$ и 60 \AA , видно, что первая кривая идет выше при меньших значениях длин волн, а вторая — при больших. Это находит объяснение, если считать, что возмущенная слоем гадолиния толщина слоя железа составляет порядка $30\text{--}40 \text{ \AA}$. Коэффициент отражения для структуры с $h_{\text{Fe}} = 30 \text{ \AA}$ в $1,5\text{--}1,7$ раз больше, чем для структуры с $h_{\text{Fe}} = 60 \text{ \AA}$ в интервале длин волн $3\text{--}5 \text{ \AA}$. Это связано с тем, что весь бислой $\text{Gd}(30 \text{ \AA})/\text{Fe}(30 \text{ \AA})$ возмущен и угол отклонения усредненной намагниченности бислоя $\text{Gd}(30 \text{ \AA})/\text{Fe}(30 \text{ \AA})$ превышает угол отклонения усредненной намагниченности бислоя $\text{Gd}(30 \text{ \AA})/\text{Fe}(60 \text{ \AA})$ в порядка два раза. Сравнение с результатами измерений в наклонном поле позволяет пронормировать значения угла между намагниченностью возмущенной части бислоя и направлением внешнего магнитного поля. Они равны 60 , 30 и 30° для бислоев $\text{Gd}(30 \text{ \AA})/\text{Fe}(30 \text{ \AA})$, $\text{Gd}(30 \text{ \AA})/\text{Fe}(60 \text{ \AA})$ и $\text{Gd}(30 \text{ \AA})/\text{Fe}(120 \text{ \AA})$ соответственно.

Таким образом, видно, что при уменьшении толщины слоя железа влияние на него слоя гадолиния возрастает. Все бислои вызывают спин-флип

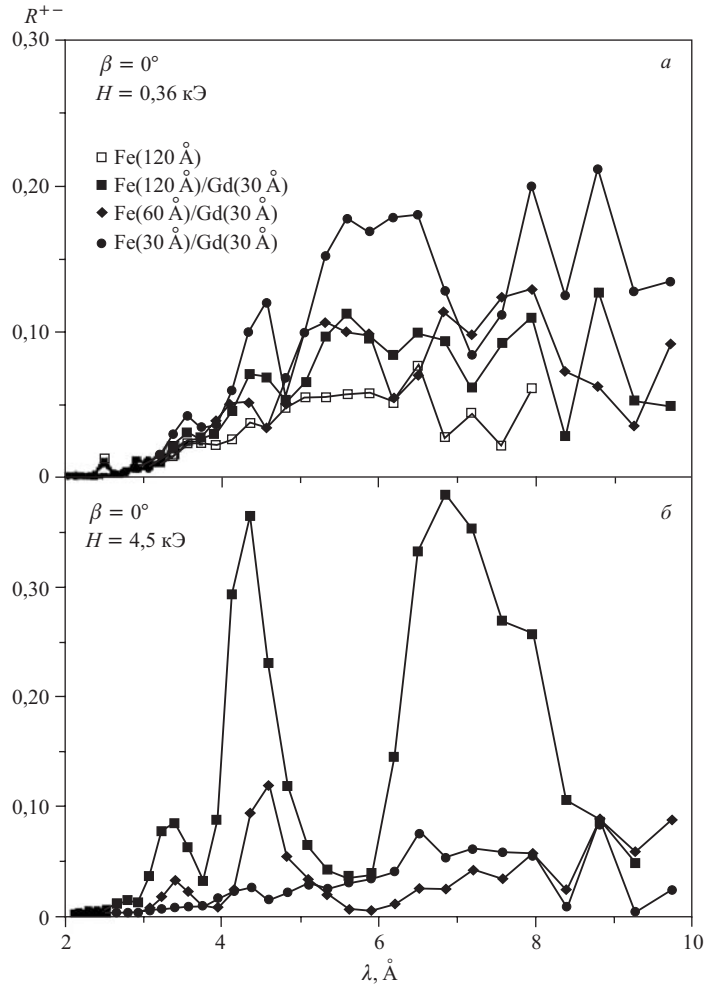


Рис. 26. Зависимость коэффициента отражения R^{+-} для структуры $\text{Cu}(100 \text{ \AA})/\text{Gd}(Y)/\text{Fe}(X)/\text{Ti}(1500 \text{ \AA})/\text{Cu}(1000 \text{ \AA})$ с параметрами: $Y = 0, X = 120 \text{ \AA}$; $Y = 30 \text{ \AA}, X = 120 \text{ \AA}$; $Y = 30 \text{ \AA}, X = 60 \text{ \AA}$; $Y = 30 \text{ \AA}, X = 30 \text{ \AA}$. а) $H = 360 \text{ Э}$, $\beta = 0^\circ$; б) $H = 4500 \text{ Э}$, $\beta = 80^\circ$

нейтронов. Это указывает на то, что примыкающие к границе раздела слои гадолиния и железа при комнатной температуре находятся при 360 Э в качающемся состоянии. Видно, что возмущение магнитного состояния слоя железа слоем гадолиния толщиной 30 Å достигает насыщения с ростом толщины слоя железа уже начиная по крайней мере с 60 Å.

Таким образом, наши данные указывают на то, что в фазовой диаграмме при $H = 360$ Э имеется по крайней мере две температуры компенсации (вблизи 200 и 287 К), в которых происходит спин-флип нейтронов и, соответственно, существуют состояния, характеризующиеся не равным нулю углом между намагниченностью и вектором внешнего магнитного поля. Температура 287 К находится вблизи точки Кюри гадолиния (293 К), и очень возможно, что это является первопричиной. Не исключено также, что минимум при $T \sim 293$ К связан с обменным взаимодействием в плоскости островка гадолиния с островком из смеси гадолиния с железом. Образование островков в плоскости является результатом того, что среднеквадратичная амплитуда шероховатостей составляет 35–45 Å, что сравнимо с толщиной слоев. В результате характер взаимодействия между атомами железа и гадолиния носит заведомо трехмерный характер — два направления в плоскости и одно перпендикулярно слоям. При этом экспериментальные данные могут быть объяснены, если, например, взаимодействие между атомами железа и гадолиния в плоскости будет характеризоваться более высоким по сравнению с направлением перпендикулярно плоскости значением температуры компенсации.

3.2. Сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости в слоистой структуре. Сверхпроводимость и ферромагнетизм являются антагонистическими явлениями, и их сосуществование в однородных материалах требует специальных, трудновыполнимых условий. Этот антагонизм проявляется прежде всего в их отношении к магнитному полю. Сверхпроводник стремится вытолкнуть магнитное поле, тогда как ферромагнетик концентрирует силовые линии поля [43].

Первое объяснение подавления сверхпроводимости ферромагнитным упорядочением в переходных металлах было дано Гинзбургом [44], указавшим, что в этих металлах магнитная индукция превышает критическое поле [45, 46]. В [47] Андерсон и Сул указали на возможность существования неоднородного магнитного порядка (модулированная магнитная структура) в сверхпроводящей фазе. Авторы [47] назвали это состояние криптоферромагнетизмом. Модулированная магнитная структура является одной из форм сосуществования сверхпроводимости и магнитного порядка. Для изотропного сверхпроводника, оказалось, возникает поперечная (геликоидальная) магнитная структура [48]. Магнитная анизотропия переводит спиральную структуру в структуру типа полосовых доменов с чередующейся ориентацией намагниченности. Реализация типа фазы сосуществования зависит от длины когерентности сверхпроводника и магнитной корреляционной длины, а для грязных сверхпроводников и от длины свободного пробега пары [49].

Фазы с модулированными магнитными структурами были обнаружены у ErRh_4B_4 при $T_m = 1,0$ К и HoMo_6S_8 при $T_m = 0,74$ К, являющихся сверхпроводниками при $T_{c1} = 8,7$ и $1,8$ К соответственно [50]. В последние несколько лет появилось много работ, посвященных сосуществованию

ферромагнетизма и сверхпроводимости в естественных слоистых соединениях типа $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ как экспериментальных, инициированных работой [51], так и теоретических [52, 53]. В этих соединениях $T_m = 132$ К и $T_c = 46$ К и сверхпроводящее состояние возникает на фоне уже существующего магнитного порядка. В работах [54, 55] экспериментально показано, что в системе при этом устанавливается своеобразное антиферромагнитное упорядочение — скошенный (canted) антиферромагнетизм. При сосуществовании сверхпроводимости и ферромагнетизма наблюдаются явления их взаимной подстройки. В этом плане следует упомянуть редкоземельные борникелевые карбиды типа $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Эти соединения, из-за чередования ферромагнитных плоскостей Ho–C или Tm–C со сверхпроводящими Ni_2B_2 , являются естественным аналогом искусственных сверхрешеток ферромагнетик (F)/сверхпроводник (S). В этих соединениях обнаружены такие интересные явления, как трансформация спиральной магнитной структуры в слоистую антиферромагнитную после перехода в сверхпроводящее состояние, а также прохождение через минимум верхнего критического поля H_{c2} при понижении температуры [56–58].

Для понимания механизма разрушения сверхпроводимости локализованными магнитными моментами необходимо выделить две группы электронных состояний: коллективизированные (s) и локализованные (d), формирующие атомные магнитные моменты [43]. Взаимодействие между ними описывается sd -обменным гамильтонианом. В парамагнитной фазе это взаимодействие приводит к рассеянию коллективизированных электронов на локализованных спинах, а в ферромагнитной фазе создает подмагничивание электронов. Эффекты влияния на сверхпроводимость обменного рассеяния и электронного подмагничивания описываются уравнениями Абрикосова–Горькова [59] и Балтенспергера–Сарма [60, 61]. Эти уравнения определяют зависимость T_c от параметра затухания электронной волновой функции из-за рассеяния γ и от эффективного обменного поля I , действующего на электронный спин со стороны локализованных спинов. В обоих случаях T_c быстро падает и обращается в нуль при $\gamma \sim T_{cs}$ и $I \sim T_{cs}$, где T_{cs} — температура перехода при наличии локализованных магнитных моментов. Анализ, выполненный Ларкиным с Овчинниковым [62] и Фулде и Ферреллом [63], показал, что в узкой области полей перед $I_c \cong 0,76\Delta$, где Δ — энергия связи электронов в паре, возникает новое состояние Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла (ЛОФФ). В этом состоянии спариваются электроны с обменно-расщепленной поверхности Ферми. Поэтому пара образуется из состояний с противоположными спинами и импульсами (p) и $(-p + k)$, где $k \sim 2\pi I/(h\nu_f)$. Состояние ЛОФФ в чистом массивном сверхпроводнике, реализующееся в узкой области обменных полей, не наблюдалось экспериментально. Однако область его существования расширяется для неоднородных структур: двух F/S -сред, разделенных границей раздела, и F/S -сверхрешеток.

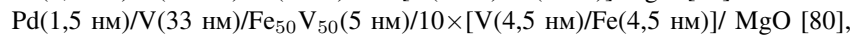
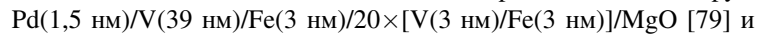
В слоистых F/S -структурах нужно рассматривать эффект близости [64], который понимается как частичная передача сверхпроводящих свойств нормальному металлу (N). Причина этого явления кроется в большой пространственной протяженности волновой функции куперовских пар, которая просачивается на расстояния, сравнимые с длиной когерентности. В результате слоистая N/S -структура в целом становится сверхпроводящей с критической температурой T_c , меньшей критической температуры сверхпроводника. В F/S -слоистых системах эффект близости имеет свои особенности. Такой особенностью является то, что зависимость T_c от толщины ферромагнитного слоя d_f является немонотонной и даже осциллирующей. В частности, если в одних экспериментах на системах Fe/V [65] и Gd/Nb [66] быстрое начальное понижение T_c с ростом d_f сменяется последующим выходом на плато, то в других экспериментах на этих же системах [67, 68] выходу на плато предшествует осциллирующее поведение $T_c(d_f)$. В работах [69, 70] такое поведение $T_c(d_f)$ связывается с установлением спаривания по типу Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) в S -слоях и по типу ЛОФФ в F -слоях. На опыте и для двухслойных, и для мультислойных структур часто наблюдается лишь один локальный максимум в зависимости $T_c(d_f)$. По мнению авторов работы [43], это связано с тем, что надо учитывать изменения волновой функции пары вдоль границ и вводить трехмерный импульс пары.

Таким образом, в большинстве теоретических и экспериментальных работ исследовалась зависимость критической температуры от толщины слоев. Тип зависимости в существенной мере определялся технологией приготовления структур. Экспериментальные данные в одних случаях описываются 1D-теорией, в других — 3D-теорией. Практически не проводились эксперименты с изменением величины внешнего магнитного поля. Практически отсутствуют эксперименты, в которых изучалось бы изменение магнитного состояния структуры. Здесь можно, как исключение, только упомянуть работу [71], в которой исследовалась температурная зависимость магнитного момента слоя железа на пленке ниобия. Получено, что с уменьшением толщины слоя железа наблюдается возрастающее уменьшение магнитного момента при уменьшении температуры ниже температуры сверхпроводящего перехода. В [72] полагается, что столь большое уменьшение магнитного момента можно было бы объяснить новым криптоферромагнитным состоянием в слое железа.

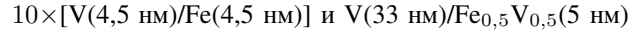
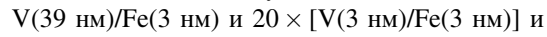
В [73] показано, что не прямое спаривание между ферромагнитными слоями зависит от температуры при сверхпроводящем состоянии мультиструктуры. В [74, 75] предсказаны явления проникновения на большие дистанции сверхпроводимости в ферромагнетик и намагниченности в сверхпроводник. Так, в теоретической работе [74] показано, что неколлинеарная намагниченность ферромагнитных слоев генерирует триплетный конденсат, который очень медленно затухает в ферромагнетике. Авторы работ [75, 76] утвер-

ждают, что в сверхпроводнике может возникать магнитный момент, который направлен антипараллельно коллективизированным электронам в ферромагнетике и распространяется на дистанции порядка когерентной длины. В заключение обзора о состоянии исследований по проблеме сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости упомянем работу [77], в которой утверждается, что для наблюдения доменной структуры в контактирующем со сверхпроводником ферромагнетике нужно выбрать сверхпроводник с большой длиной когерентности и ферромагнетик с низкой температурой Кюри и небольшой энергией доменных стенок.

Целью наших исследований [78, 79] явилось изучение магнитного состояния бислоя и периодической мультиструктуры ферромагнетик/сверхпроводник. В этой связи для исследований были выбраны составные структуры



состоящие из бислоев и мультислоев



соответственно.

Нейтронные измерения были проведены в основном на времяпролетном спектрометре РЕМУР, размещенном на реакторе ИБР-2 Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Московская обл.). Отдельные измерения проводились на монохроматических спектрометрах Д17 и АДАМ института им. Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция). При измерениях на РЕМУР в интервале длин волн нейтронов 1,5–10 Å использовался полный поляризационный анализ и позиционно-чувствительное детектирование. Это позволило измерить кривые зеркального и диффузного рассеяния нейтронов $R^{\mu\nu}(Q)$ в диапазоне переданных импульсов $Q = 0,002–0,4 \text{ \AA}^{-1}$. Здесь символами « μ » и « ν » обозначается знак проекции спина нейтрона на направление внешнего магнитного поля H до и после рассеяния нейтронов соответственно. При проведении низкотемпературных измерений использовался криостат ОРАНЖ, снабженный криомагнитом. Данный криостат позволяет устанавливать на образце температуру в диапазоне 1,6–600 К с точностью 0,02 К и магнитное поле напряженностью до 20 кЭ. Измерения проводились с магнитным полем, направленным параллельно плоскости образца. Следующая процедура использовалась при установке температуры и магнитного поля. На отогретый выше температуры сверхпроводящего перехода образец накладывалось магнитное поле напряженностью 10–15 кЭ, направленное противоположно направлению рабочего магнитного поля. Затем магнитное поле уменьшалось до нуля, и образец охлаждался до температуры 1,6 К. После этого выставлялись рабочие значения напряженности магнитного поля и температуры. Следующее измерение с нейтронами проводилось после повышения температуры до нового рабочего значения. При этом никаких манипуляций с магнитным по-

лем не проводилось. Таким образом, снималась температурная зависимость состояния образца. Время одного нейтронного измерения составляло 4–12 ч, при этом статистическая точность счета нейтронов в одном временном канале длительностью 128 мкс составляла 20–30%. Для увеличения статистической точности в 2–3 раза экспериментальные данные суммировались по 5–10 временным каналам.

Исследуемые образцы (слоистая структура) были приготовлены методом магнетронного напыления на подложку из MgO размером $20 \times 20 \times 1$ мм. Образец был оттестирован на рентгеновском рефлектометре в университете г. Упсала. Рефлектометрическая кривая характеризуется наличием брэгговских максимумов порядков $n = 1, 3$ и 5. Четные порядки для данной структуры были подавлены, так как толщины слоев железа и ванадия были одинаковы. Найденные из подгонки среднеквадратичные высоты шероховатостей составляли 5,4 и 4,0 Å для интерфейсов ванадий на железе (далее V/Fe) и железо на ванадии (далее Fe/V) соответственно. Причиной таких сравнительно больших значений шероховатостей, возможно, является трехмерный рост периодической структуры (ПС) [80]. Трехмерный рост приводит к появлению суперпарамагнитных (СПМ) кластеров железа на интерфейсах. Магнитометрические измерения при комнатной температуре были проведены в г. Дубне. Петли гистерезиса характеризуются наличием ступенек при значениях внешнего магнитного поля ниже поля насыщения. Данные ступеньки характерны для слоистых систем с биквадратным упорядочением (см., например, работу [80] и цитированную в ней литературу). Причиной биквадратного упорядочения в данной системе, по-видимому, являются СПМ-кластеры. При повороте образца вокруг оси, перпендикулярной его плоскости, наблюдается изменение высоты и ширины ступенек, что свидетельствует о наличии магнитной анизотропии.

Из литературных данных следует, что температура сверхпроводящего перехода толстого слоя ванадия в первом образце составляет $T_c = 3,7$ К. При этом для длины когерентности, глубины проникновения магнитного поля, значений первого и второго критических полей было определено расчетами $\xi \approx 145$ Å, $\lambda = 870$ Å, $H_{c1}(0) = 4,7$ кЭ и $H_{c2}(0) = 12,7$ кЭ соответственно.

Первые исследования были проведены с только что приготовленным (3 сут перед измерением на пучке нейтронов) первым образцом на спектрометре поляризованных нейтронов D17 без использования анализатора поляризации.

На рис. 27 приведены зависимости отношения коэффициентов отражения $\eta = R^+/R^-$ для значений температуры 3 и 7 К и отношения $\chi(Q) = \eta(3 \text{ К})/\eta(7 \text{ К})$ от переданного модуля волнового вектора Q при значениях напряженности магнитного поля $H = 200, 700, 1500$ и 4500 Э. На зависимостях $\eta(Q)$ виден пик брэгговского отражения нейтронов первого порядка при $Q = 0,102 \text{ Å}^{-1}$. Кроме того, начиная с $Q = 0,02 \text{ Å}^{-1}$ видны осцилляции $\eta(Q)$,

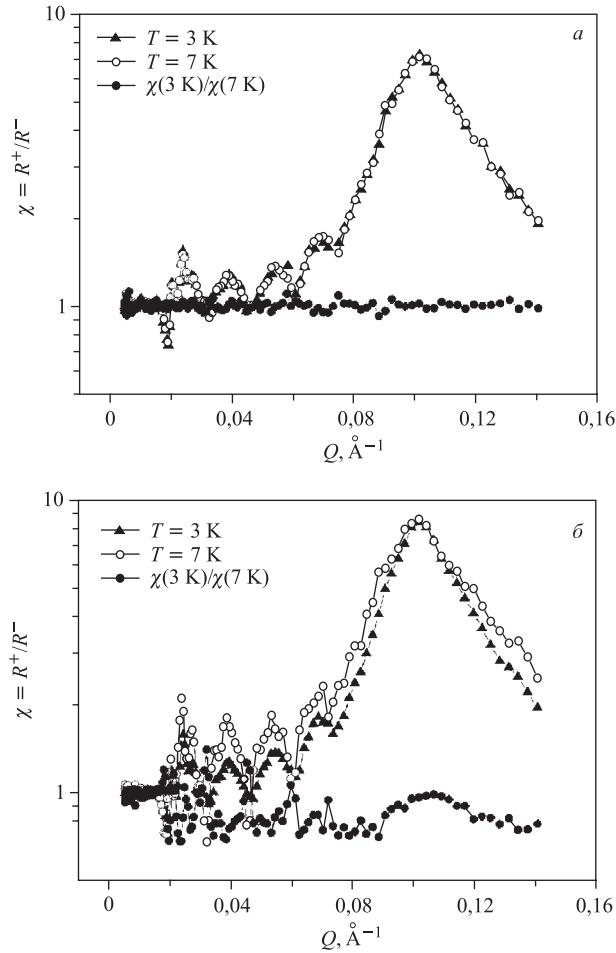


Рис. 27. Зависимость отношения интенсивностей отражения (коэффициентов отражения R) $\chi = J^+/J^-$ для температур 3 и 7 К и зависимость $\chi(3 \text{ К})/\chi(7 \text{ К})$ от переданного волнового вектора при напряженности магнитного поля H : сверху и слева — 200 Э; сверху и справа — 700 Э; внизу и слева — 1500 Э; внизу и справа — 4500 Э

связанные с толщиной структуры $L_{\text{all}} = 20 \times (\text{Fe}(3 \text{ нм})\text{V}(3 \text{ нм})) = 1200 \text{ \AA}$ и толщиной слоя ванадия $L_v = 390 \text{ \AA}$. Видно, что при температуре 7 К с ростом магнитного поля $\eta(Q)$ увеличивается во всем диапазоне $Q = 0,016 - 0,14 \text{ \AA}^{-1}$. Так, например, $\eta(0,102 \text{ \AA}^{-1})$ увеличивается от значения 4 до 9 при изменении напряженности поля с 200 до 4500 Э. Это говорит о росте плюсового и уменьшении минусового потенциалов слоя железа за счет намагничивания

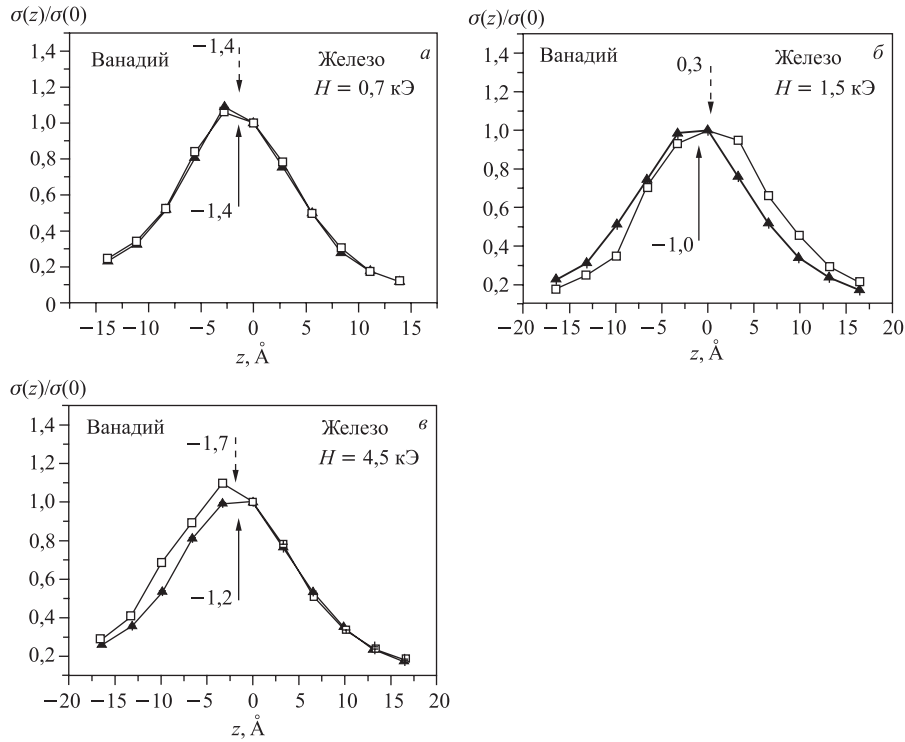


Рис. 28. Пространственная зависимость нормированного значения сечения диффузного рассеяния нейтронов. $Z = 0$ соответствует границе раздела Fe/V

железа. Видно, что кривая $\eta(Q)$ для 3 К проходит ниже кривой для 7 К, за исключением значения $Q = 0,102 \text{ \AA}^{-1}$. Причем в области осцилляций выполняется соотношение $\eta(3 \text{ К}, 200\text{--}4500 \text{ Э}) \approx \eta(7 \text{ К}, 200\text{--}700 \text{ Э})$. Это объясняется тем, что при 3 К возникает вызванная сверхпроводимостью доменная структура в контактирующем с толстым слоем ванадия слое железа, аналогичная той, которая существует при малых значениях магнитного поля. Это хорошо видно при значениях поля 1500 и 4500 Э, когда чувствительность измерений возрастает.

Рассмотрим теперь вопрос о распределении неоднородностей (домены, кластеры) относительно границы раздела слоя железа со слоем ванадия, которые вызывают диффузное рассеяние нейтронов. На рис. 28 приведена зависимость сечения диффузного рассеяния нейтронов от расстояния до границы раздела, полученная в режиме генерации стоячих нейтронных волн.

Во-первых, видно, что в магнитном поле 700 Э, когда области в окрестности границы раздела не намагничены, никаких изменений при температуре 3 К по сравнению с температурой 7 К не происходит. В магнитном поле 1,5 кЭ при температуре 7 К в области со стороны слоя железа рассеяние нейтронов больше из-за роста контраста в направлении параллельно границе. Это объясняется более сильным намагничиванием области со стороны слоя железа. При переходе в сверхпроводящее состояние при 3 К область со стороны слоя железа размагничивается, а со стороны слоя ванадия намагничивается не полностью. В результате магнитное состояние обеих прилегающих к границе областей оказывается одинаковым и размагниченным. В магнитном поле 4,5 кЭ при температуре 7 К намагничивается область со стороны слоя ванадия. Область со стороны слоя железа оказывается размагниченной. При температуре 3 К область со стороны слоя ванадия размагничивается. Опять магнитное состояние обеих прилегающих к границе областей оказывается одинаковым и размагниченным. Видно, что при температуре 3 К происходит симметризация магнитного состояния относительно границы раздела. Таким образом, впервые экспериментально наблюдается, что переход толстого слоя ванадия в сверхпроводящее состояние приводит к образованию в окрестности границы раздела размагниченного состояния или доменов.

Следующие экспериментальные данные, которые будут представлены на рис. 29–35, получены по прошествии двух лет после изготовления первого образца. На рис. 29 приведены температурные зависимости интегральной по ширине первого брэгговского пика интенсивности зеркального отражения $I_I^{++} = \int I_1^{++}(Q) dQ$, измеренные при повышении температуры от 1,7 до 30 К (кривая прямого хода) и при понижении температуры от 30 до 1,7 К

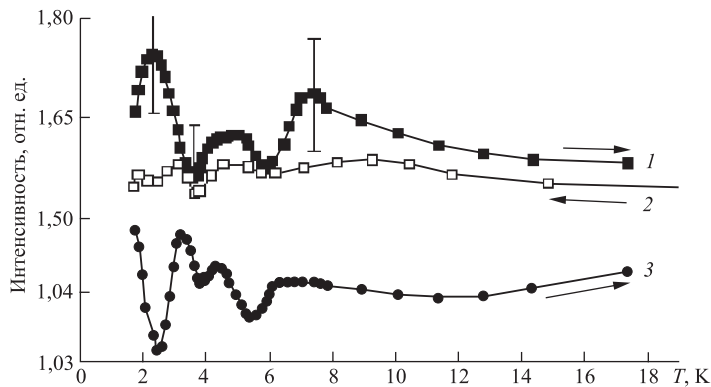


Рис. 29. Кривые прямого (темные квадраты) и обратного хода (светлые квадраты) коэффициента зеркального брэгговского отражения первого порядка $R_{1I}^{++}(T)$ и диффузного рассеяния в окрестности брэгговского отражения $R_{1DI}^{++}(T)$ (темные кружки) при напряженности магнитного поля $H = 1$ кЭ

(кривая обратного хода). Там же представлена зависимость прямого хода интегральной по телесному углу детектирования нейтронов интенсивности диффузного рассеяния в окрестности первого порядка отражения $I_D^{++} = \int I_{1D}^{++}(Q, \Omega) dQ d\Omega$. Видно, что в случае прямого хода кривая диффузного отражения антифазна кривой зеркального отражения. Отсюда следует, что в плоскости образца существуют магнитные домены, направление намагниченности в которых изменяется в зависимости от температуры. Изменения в направлении намагниченности наиболее значительны в интервале 1,6–7 К, который включает диапазон существования сверхпроводимости в слоях ванадия. Из рис. 27 видно, что при увеличении температуры выше 7 К диффузное рассеяние стремится к максимальному значению. При этом осцилляции в интенсивности рассеяния нейтронов затухают. Это «высокотемпературное» состояние можно объяснить или увеличением размеров доменов, или разупорядочением направлений их намагниченности. Кривая обратного хода довольно гладкая вплоть до 9 К. Ниже 9 К кривая обратного хода осциллирует со значительно меньшей амплитудой, чем кривая прямого хода, демонстрируя, таким образом, что «высокотемпературное» состояние практически не изменяется и сохраняется вплоть до низкой температуры 1,7 К.

На рис. 30 представлены экспериментальные зависимости коэффициента отражения нейтронов $R(Q)$ для «++», «--», «-+» спиновых состояний при напряженности магнитного поля $H = 1$ кЭ и значениях температуры $T = 1,7$ К ($\approx 0,5T_c$), $T = 3,5$ К ($\approx 0,95T_c$) и $T = 7$ К ($\approx 2T_c$). На кривых виден край полного отражения при $Q = Q_C \approx 0,02 \text{ \AA}^{-1}$ и три пика, соответствующие трем порядкам ($n = 1, 2$ и 3) брэгговского отражения нейтронов от ПС при $Q = 0,1, 0,2$ и $0,3 \text{ \AA}^{-1}$ соответственно. На кривых $R^{++}(Q)$ и $R^{--}(Q)$, в отличие от рентгеновских, из-за сильной несимметричности магнитного профиля на границах раздела наблюдается достаточно сильное отражение порядка $n = 2$. Видно, что R_1^{++} и R_1^{--} при $T = 0,5T_c$ и $0,95T_c$ меньше соответствующих коэффициентов при $T = 2T_c$ на 50 и 60 % соответственно. При этом коэффициенты R_1^{++} и R_1^{--} минимальны при температуре $T = 0,95T_c$, наиболее близкой к температуре сверхпроводящего перехода. В то же время спин-флиповый коэффициент отражения R_1^{-+} возрастает при низких значениях температуры, т. е. ведет себя антифазно по отношению к R_1^{++} и R_1^{--} . Это говорит о том, что в периодической структуре возникает магнитная неколлинеарность. Таким образом, суммируя приведенные данные, можно утверждать, что в плоскости наноструктуры возникают неколлинеарно направленные к внешнему магнитному полю домены, на которых происходит диффузное рассеяние и процесс спин-флипа нейтронов. Характерный размер доменов равен $l_x \sim 10^2 - 10^3 \text{ \AA}$, а расстояние между ними составляет $2,5 \cdot 10^4 \text{ \AA}$. Не исключено также, что первый размер на самом деле есть толщина доменной стенки, а второй — размер домена. Из рис. 30 видно также, что при $T = 1,7$ К на кривых $R^{++}(Q)$ и $R^{--}(Q)$ видны пики в окрест-

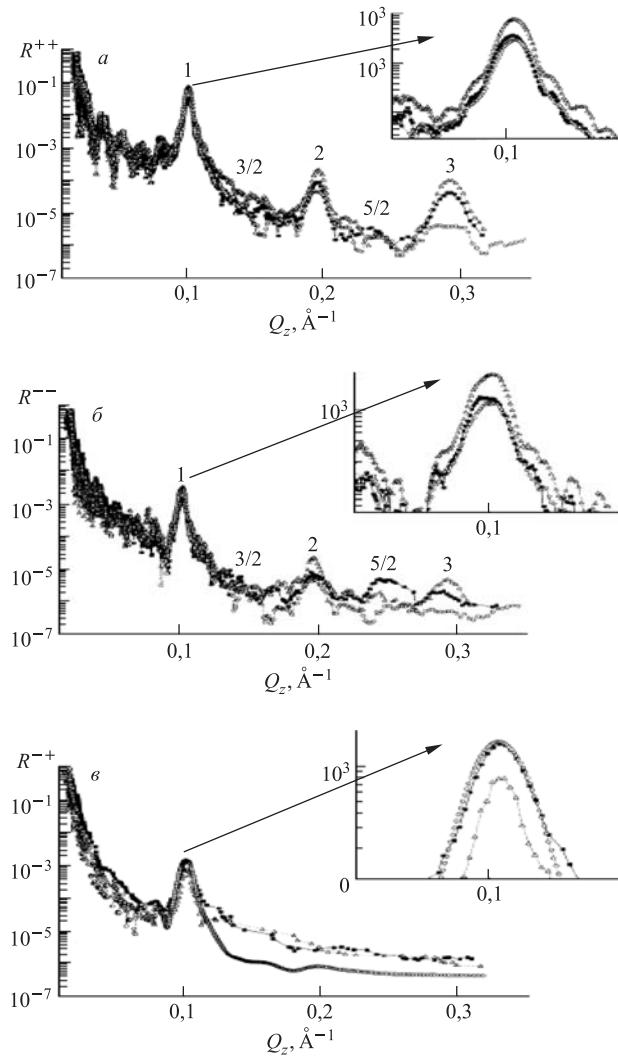


Рис. 30. Экспериментальные зависимости коэффициентов отражения нейтронов от переданного волнового вектора: *a*) $R^{++}(Q)$; *б*) $R^{--}(Q)$; *в*) $R^{-+}(Q)$, измеренные при $H = 1$ кЭ и $T = 0,5T_c$ (темные квадраты), $T = 0,95T_c$ (светлые кружки) и $T = 2T_c$ (светлые треугольники). Цифрами показаны соответствующие порядки брэгговских максимумов

ности значений $Q = 0,15$ и $0,25 \text{ \AA}^{-1}$. При этом увеличение $R^{--}(Q)$ при $T = 0,5T_c$ по сравнению с $T = T_c$ достигает четырех раз (статистическая

ошибка измерений равна 10%). Данные пики вызваны брэгговским отражением нейтронов порядков $n = 3/2$ и $5/2$ от ПС и соответствуют удвоению периода магнитной структуры ПС (антиферромагнитное упорядочение слоев ПС). Измерения на установке АДАМ (Гренобль, Франция) также показали наличие на кривой $R^-(Q)$ пиков $n = 7/2$ и $n = 9/2$. При этом небольшая амплитуда пика $n = 1/2$ может быть связана с небольшим различием полупериодов магнитной структуры. Таким образом, следует констатировать, что наряду с неколлинеарным упорядочением доменов в плоскости существует антиферромагнитное упорядочение по глубине структуры.

Рассмотрим теперь вопрос о симметрии магнитной неколлинеарности относительно границы раздела слоя железа со слоем ванадия. Плотность нейтронов $|\psi(Q, z)|^2$ в окрестности Q_B и границы раздела S/FM имеет максимум при некотором $\delta z = Z(Q - Q_{1B})/Q_{1B}$ в направлении от границы раздела к слою железа. Здесь $Z \approx nD/2 \approx 600 \text{ \AA}$, $Q_{1B} = 2\pi/D$ — волновой вектор первого порядка брэгговского отражения от ПС (рис. 31). При небольшой вероятности перехода нейтронов между спиновыми состояниями ($R^{sf} \ll R^{nsf}$) интенсивность спин-флип-рассеяния пропорциональна произведению плотности нейтронов в исходном спиновом состоянии на сечение процесса спин-флипа. В результате для сечения спин-флип-процесса имеем $\sigma^{sf}(\delta z) \sim R^{sf}(\delta Q)/[1 + R^{nsf}(\delta Q)^2]^{1/2}$. Разность сечений $\Delta\sigma = \sigma^{sf}(\delta z) - \sigma^{sf}(-\delta z)$ является мерой асимметрии степени магнитной неколлинеарности относительно границы раздела. На рис. 32 приведена температурная зависимость $\sigma^{sf}(\delta z)$ для $\delta z = 6 \text{ \AA}$ (в глубь слоя железа) и $\delta z = -6 \text{ \AA}$ (в глубь слоя

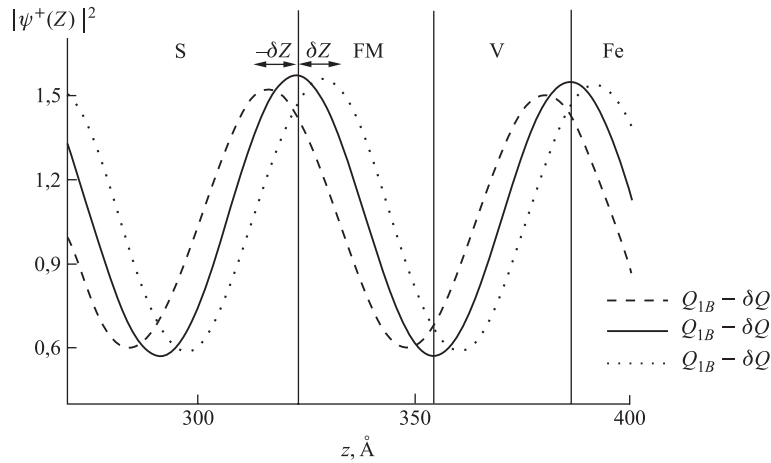


Рис. 31. Пространственная зависимость плотности нейтронов вблизи S/FM -интерфейса в состоянии с проекцией спина вдоль направления магнитного поля

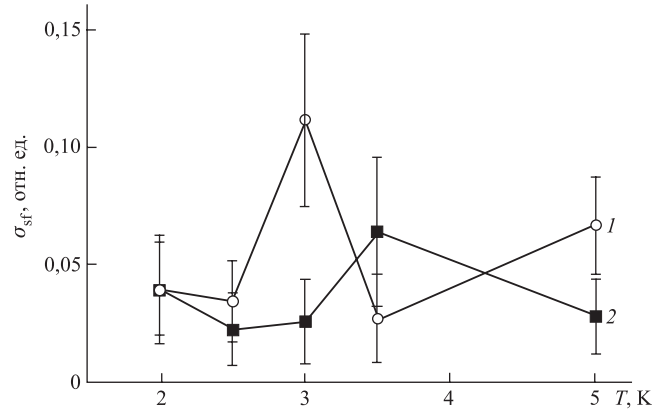


Рис. 32. Зависимость сечения спин-флип-рассеяния σ_{sf} (6 Å) от температуры в магнитном поле $H = 1$ кЭ на расстоянии z от границы раздела Fe/V: 1 — $z = 6$ Å; 2 — $z = -6$ Å

ванадия). При расчетах $\sigma^{sf}(\pm\delta z)$ использовались коэффициенты отражения нейтронов при $\delta Q = \pm 0,01 Q_{1B}$. Видно, что при температуре 3,0 К значение $\Delta\sigma = \sigma^{sf}(6 \text{ Å}) - \sigma^{sf}(-6 \text{ Å})$ составляет $0,09 \pm 0,045$. Таким образом, можно считать, что при приближении к T_c со стороны меньших значений температуры магнитное состояние под действием сверхпроводящего слоя становится более неколлинеарным в ферромагнитном слое, чем в сверхпроводящем.

На рис. 33 представлены ядерный (рис. а) и магнитный (рис. б, в) профили для температуры 1,7 К при $H = 1$ кЭ, полученные из подгонки модельных расчетов к экспериментальным данным. Была использована модель, согласно которой Fe/V-бислои состоят из четырех подслоев: два центральных подслоя состоят из чистых железа и ванадия, а два подслоя являются переходными между слоем железа на ванадии (Fe/V) и между слоем ванадия на железе (V/Fe). Для толщины переходных подслоев выбрано значение 10 Å. При этом для концентрации железа получено 40 и 50 % для Fe/V- и V/Fe-подслоев соответственно. Данные значения хорошо согласуются с рентгеновскими данными. Различие ядерного состава и намагниченности Fe/V- и V/Fe-подслоев удовлетворительно описывается в рамках теории «всплывания» атомов с параметром перемешивания $\xi > 0,5$ [81]. Намагниченность подслоя железа составила $M_{Fe} = 30$ кЭ, что превышает на 35 % намагниченность насыщения объемного образца железа, а угол $\alpha_{Fe} \approx (40 \pm 10)^\circ$. В подслоях Fe/V и V/Fe угол α также равен 40° . Намагниченным является и подслои ванадия: $M_V = 1$ и 5 кЭ и $\alpha_V = 80$ и -40° для первого и второго бислоя соответственно. Отметим, что о наведенном магнитном моменте в ванадиевом слое сообщается в [82]. В этой работе утверждается, что перемешивание на границе раз-

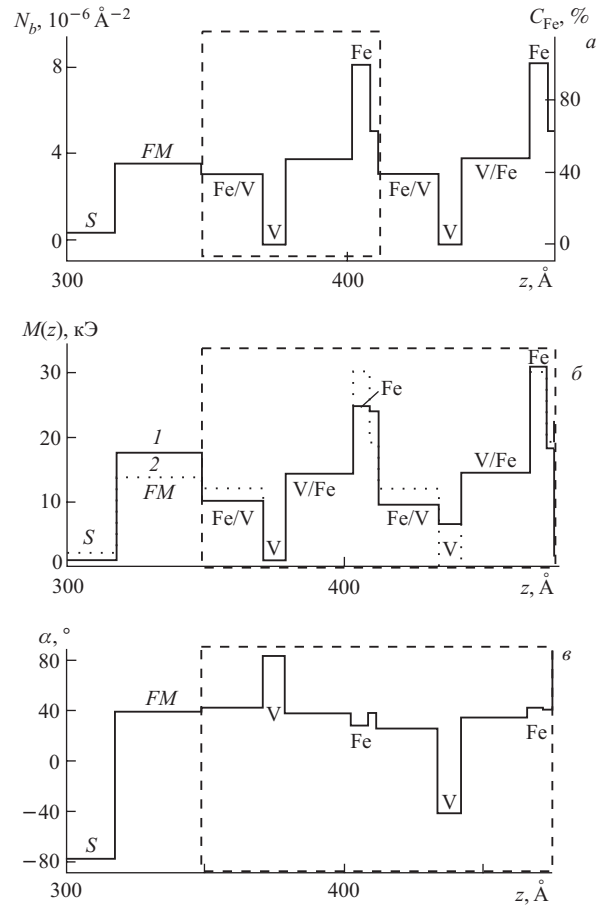


Рис. 33. Пространственный профиль наноструктуры при $H = 1$ кЭ и $T = 1,7$ К: а) ядерный; б) модуля намагниченности $M(z)$ (1) и $C_{\text{Fe}}(z)M_{\text{Fe}}$ (2); в) угла $\alpha(z)$ между внешним магнитным полем и намагниченностью. Штриховой линией отмечена элементарная ячейка, использованная в расчете

дела ведет к большей величине намагниченности по сравнению со случаем идеальной структуры или твердого раствора. Наведенный магнитный момент наблюдается также в Fe/V-подслоях. Это следует из того, что выполняется неравенство $M(z) \neq C_{\text{Fe}}(z)M_{\text{Fe}}$ (рис. 33, б), где C_{Fe} — объемная доля железа. При этом если для подслоя V/Fe магнитный момент возрастает с увеличением температуры, то для подслоя Fe/V падает. Заметим, что средняя в плоскости намагниченность для всех подслоев минимальна вблизи T_c . Это также мо-

жет отражать факт образования неколлинеарной доменной структуры вблизи T_c . На рис. 34 представлена пространственная зависимость вектора $M(z)$ от температуры. Из достаточно сложного температурного поведения профиля намагниченности можно выделить следующие моменты:

1) Подслои Fe и V/Fe наиболее магнитно-неколлинеарны при $T = 0,5T_c$. С увеличением температуры α_{Fe} и $\alpha_{V/Fe}$ монотонно уменьшаются. $\alpha_{Fe/V}$ постоянен при $0,5T_c$ и $2T_c$ и также уменьшается при T_c .

2) Для подслоя ванадия при температуре $0,5T_c$ векторы намагниченности в соседних бислоях развернуты друг относительно друга практически антипараллельно; при T_c намагниченность M_V падает в четыре раза, при этом моменты M_V в соседних бислоях становятся практически перпендикулярно; при $T = 2T_c$ намагниченность в обоих бислоях направлена практически антиколлинеарно к направлению внешнего магнитного поля.

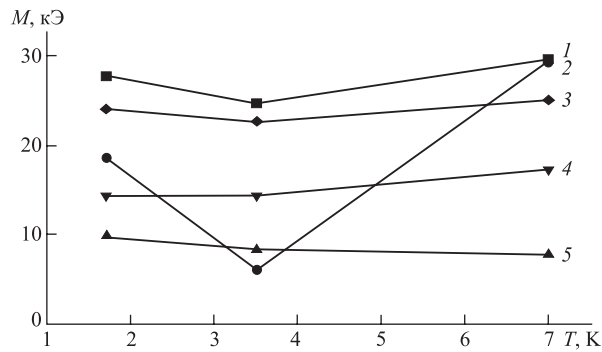


Рис. 34. Зависимость намагниченности от температуры: ■, 1 — M_{Fe} ; ●, 2 — $5M_V$; ◆, 3 — $M_{FeV} + M_{VFe}$; ▼, 4 — M_{VFe} ; ▲, 5 — M_{FeV}

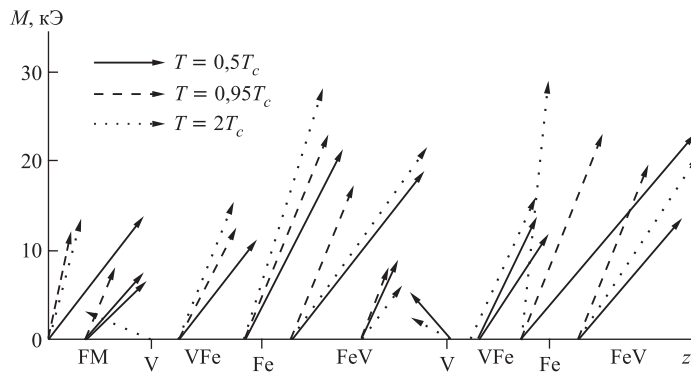


Рис. 35. Профиль вектора намагниченности при трех значениях температуры

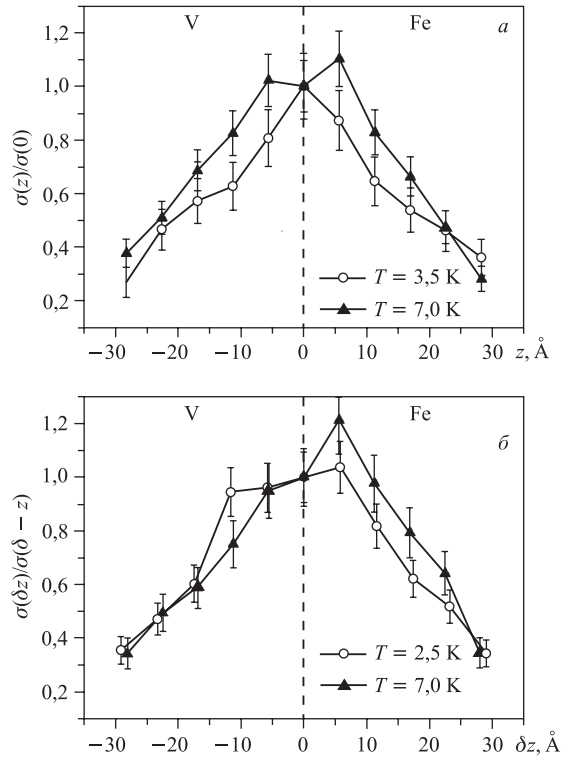


Рис. 36. Пространственная зависимость зеркального спин-флипа отражения нейтронов при $T = 3,5$ и 7 К в магнитном поле H : а) 1 кЭ; б) 3 кЭ. $z = 0$ соответствует границе раздела Fe/V

В описанной выше модели профиль намагниченности во всех парах бислоев ПС выбирался одинаковым. Однако экспериментальные данные описываются также моделью магнитного состояния наноструктуры, в которой изменение намагниченности происходит только в части ПС (две или большее число пар бислоев), прилегающей к толстому слою ванадия. При этом изменение магнитного профиля в зависимости от температуры тем больше, чем в меньшем числе пар бислоев оно введено. На рис. 35 изображен профиль вектора намагниченности при $T = 0,5T_c$, $T = 0,95T_c$, $T = 2T_c$.

Наконец, приведем данные измерений для образца спустя два года после его изготовления, полученные методом стоячих волн. На рис. 36 показано температурное поведение центра магнитно-неколлинеарного слоя вблизи границы раздела железо–ванадий. Видно, что если при $H = 1$ кЭ с ростом температуры центр смещается в сторону слоя ванадия, то для $H = 3$ кЭ — наоборот, в сторону слоя железа. Если мы сравним эти результаты с данными

для магнитно-неоднородного состояния (рис. 26), то увидим, что более неоднородному состоянию соответствует менее неколлинеарное. Объяснить это можно или различием образцов, или существованием магнитных кластеров.

Таким образом, неоднородное магнитное состояние наноструктуры изменится как при изменении напряженности магнитного поля в диапазоне выше точки насыщения слоев железа (≈ 1 кЭ), так и при изменении температуры вблизи точки сверхпроводящего перехода слоев ванадия. Неясно, однако, связано ли такое поведение магнитного профиля структуры с переходом ванадиевых слоев в сверхпроводящее состояние или это вызвано изменением состояния суперпарамагнитных кластеров на границах. Если магнитное поведение структуры объясняется переходом в сверхпроводящее состояние ванадиевых слоев, то какова роль ванадиевых слоев ПС и какова роль ванадиевого слоя, примыкающего к ПС. Требуется дальнейшего экспериментального исследования также вопрос о механизме воздействия сверхпроводимости на магнитный профиль. Возможны два варианта — изменение обменного взаимодействия и изменение магнитного взаимодействия благодаря возникновению сверхпроводящих токов. Для прояснения этого весьма непростого вопроса необходимы исследования как на периодических структурах, так и бислоях.

Исследования второй структуры

$\text{Pd}(1,5 \text{ нм})/\text{V}(33 \text{ нм})/\text{Fe}_{50}\text{V}_{50}(5 \text{ нм})/10 \times [\text{V}(4,5 \text{ нм})/\text{Fe}(4,5 \text{ нм})]/\text{MgO}$
 были выполнены на спектрометре РЕМУР [83]. Измерения были проведены при температурах 7, 3 и 1,6 К в магнитном поле 700 и 1600 Э. В магнитном поле 700 Э были найдены следующие закономерности поведения. С уменьшением температуры начиная с 3 К интенсивность в первом порядке брэгговского зеркального отражения уменьшалась для состояний «++» и «--» и возрастала для состояний «+-» и «-+». Это соответствует тому, что магнитная неколлинеарность с уменьшением температуры возрастает. Аналогично зеркальному ведет себя диффузное рассеяние — в спин-флиповых каналах растет, в не спин-флиповых падает. Интенсивность отражения в интервалах между первым и вторым, вторым и третьим брэгговскими порядками с уменьшением температуры возрастала. Возможно, это третий и пятый порядки отражения от возникшей при низких температурах антиферромагнитной структуры. Такое же заключение было сделано нами при исследовании первой структуры. Различие же состоит в том, что в этой структуре мы не видим антикорреляции в поведении диффузного и спин-флипового зеркального рассеяния, наоборот, они коррелируют и осциллируют в зависимости от температуры.

Для второй структуры был наблюден еще один эффект, проявившийся в измерениях при большом угле скольжения 27 мрад, когда пространственное разрешение выше (измерения проводились при углах скольжения 12 и 27 мрад). При уменьшении температуры наблюдалось отражение при меньшем угле скольжения (изменение составляло 2%). При этом интенсивность

существовавшего при 7 К отражения уменьшалась с уменьшением температуры. Феноменологически это можно объяснить возникновением магнитной структуры, развернутой относительно мультиструктуры на угол 0,3 мрад, отражение нейтронов от которой с уменьшением температуры растёт и которая частично подавляет отражение нейтронов от мультиструктуры.

Таким образом, исследования явления взаимодействия ферромагнетизма и сверхпроводимости в слоистых структурах только начаты, и уже наблюдается большое многообразие его проявлений. Наблюдается также зависимость состояния структуры от времени с момента ее изготовления. В этой связи дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования представляются чрезвычайно актуальными.

3.3. Возбуждение наноструктуры звуковой волной. Исследования возбуждения звуковых волн в слоистых структурах преследуют своей конечной целью направленное изменение с помощью звука свойств слоистой структуры [83]. Изменение свойств структуры можно ожидать, например, в многослойных структурах Fe/Cr и Fe/V с магнитно-неколлинеарным упорядочением магнитных слоев [84–86]. Действительно, звуковая волна попеременно сжимает и растягивает структуру, изменяя в зависимости от времени обменное взаимодействие между магнитными слоями. Это приводит к движению и даже изменению равновесного положения и направления магнитных моментов (при несимметричном относительно сжатия-растяжения отклике магнитной системы). В качестве примера укажем работу [87], в которой обнаружено сужение линии дифракционного отражения рентгеновского излучения от деформированного кристалла кремния при возбуждении в кристалле звуковой волны. Известно [88–93], что под действием звуковой волны, например, доменная граница может совершать колебательное и дрейфовое движение.

Границы раздела в наноструктуре во многом определяют условия для прохождения различных типов излучения (волн), таких, например, как нейтроны, рентгеновское излучение и звук. В связи с этим изучение прохождения нейтронов и звука через структуру и их взаимодействия при распространении в структуре является актуальным как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения. Влияние ультразвуковых волн (УЗВ) на рассеяние нейтронов и рентгеновских лучей в монокристаллах изучалось во многих работах [94–98]. В работе [99] наблюдалось явление дифракции нейтронов на поверхностной акустической волне при скользких углах падения. В [100] с помощью метода нейтронного спин-эха был измерен спектр нейтронов, рассеянных на УЗВ. В связи с проблемой хранения ультрахолодных нейтронов влияние звуковых колебаний на полное отражение ультрахолодных нейтронов теоретически было рассмотрено в работах [101, 102].

Использование отражения и пропускания нейтронов под углами скольжения в несколько миллирадиан является чрезвычайно эффективным [103–105]. Действительно, квант энергии звуковой волны, например, частотой 100 МГц

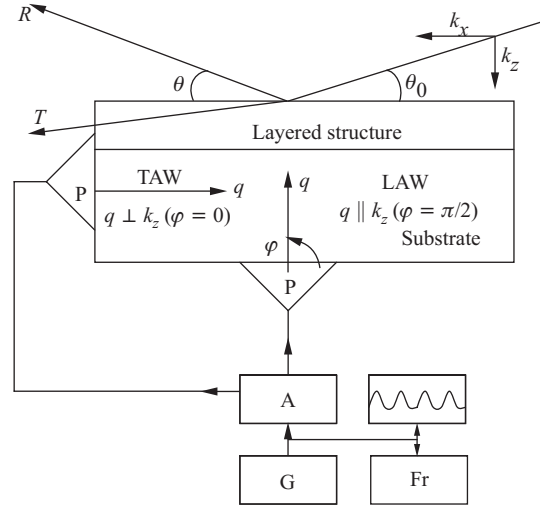


Рис. 37. Схема нейтронного рефлектометрического эксперимента с ультразвуковым возбуждением образца

составляет 413,6 нэВ, а волновой вектор волны $k = 1,26 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$ (при скорости звука в среде 5000 м/с). Столь малые передачи энергии и момента, регистрируемые нейтроном, сравнимы со значениями энергии нейтрона в направлении перпендикулярно границам раздела структуры в классическом рефлектометрическом эксперименте с углами скольжения нейтронов порядка 3–10 мрад.

На рис. 37 показана схема эксперимента с возбуждением структуры звуковой волной. Нейтрон падает под углом скольжения θ_0 и отражается под углом скольжения θ . Используется или продольная (колебания происходят в направлении волнового вектора звуковой волны), или поперечная (направление колебаний перпендикулярно волновому вектору звуковой волны) звуковая волна. При этом направление колебаний всегда совпадало с направлением перпендикулярной к границам раздела компоненты волнового вектора нейтрона. Для возбуждения поперечной волны пьезопреобразователь P находится на торце образца, а для возбуждения продольной волны преобразователь P прикрепляется к основанию образца.

Угловое распределение отраженных от слоистой структуры нейтронов в основном определяется изменением перпендикулярной к границам раздела компоненты волнового вектора k_z нейтрона. В связи с этим для нас важными при рассеянии нейтрона на возбуждаемых колебаниях являются величина переданного в этом направлении момента δk_z (волнового вектора) и вероятность процесса рассеяния $W(\delta k_z)$.

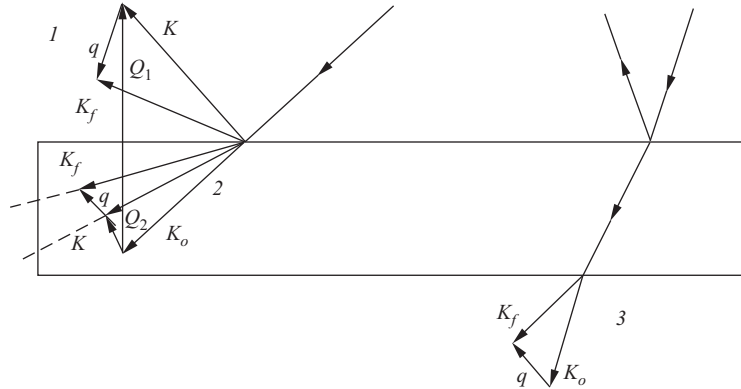


Рис. 38. Схема зеркального отражения нейтронов от возбуждаемого звуковой волной слоя: 1 — случай отражения; 2 — случай преломления; 3 — случай пропускания через слой; K_o — волновой вектор падающего нейтрона; Q_1 — переданный момент при зеркальном отражении; Q_2 — переданный момент при преломлении; K — волновой вектор отраженного (преломленного) нейтрона без передачи момента от звуковой волны; q — переданный звуковой волной момент; K_f — волновой вектор отраженного (преломленного) нейтрона при передаче момента от звуковой волны

Рассмотрим основные энергетические соотношения, которые имеют место при зеркальном отражении нейтронов в условиях воздействия звуковой волны (рис. 38). При зеркальном отражении волновой вектор отраженного от поверхности или периодической структуры нейтрона K_f связан с волновым вектором налетающего нейтрона K_i соотношением

$$\mathbf{K}_f = \mathbf{K}_i + \mathbf{Q}, \quad K_f = K_i, \quad (59)$$

где $Q = 4\pi \sin(\theta)/\lambda$ — переданный волновой вектор; θ — угол скольжения; λ — длина волны нейтрона.

Звуковая волна частотой ω характеризуется волновым вектором $q = \omega/v_s$, где v_s — скорость волны, и энергией кванта колебаний $\varepsilon = h\omega/2\pi = Cq$ ($C = hv/2\pi$).

С некоторой вероятностью нейтрон рассеивается на колебаниях среды, вызванных распространением звуковой волны. При этом выполняются законы сохранения энергии и импульса

$$\mathbf{K}_{fs} = \mathbf{K}_f + n\mathbf{q} = \mathbf{K}_i + \mathbf{Q} + n\mathbf{q}, \quad K_{fs}^2 = K_i^2 + An\varepsilon, \quad (60)$$

где $A = 8\pi^2 m/h^2 \approx 0,48 \text{ \AA}^{-2}/\text{мэВ}$ — коэффициент, связывающий энергию нейтрона с квадратом волнового числа; n — число квантов звуковой волны.

Введем суммарный переданный момент $\tau = \mathbf{Q} + n\mathbf{q}$. Далее для простоты положим $n = 1$. При полном зеркальном отражении нейтронов $Q \leq$

10^{-2} \AA^{-1} , в то время как $q \approx 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$. Для абсолютной величины τ имеем соотношение

$$\tau^2 = Q[Q - 2q \cos(\phi)] + q^2, \quad (61)$$

где ϕ — угол между сторонами Q и q в треугольнике со сторонами Q , q и τ . Скомбинируем соотношения (60) и получим

$$A\varepsilon = \tau^2 - 2K_i\tau \cos(\varphi), \quad A\varepsilon = -\tau^2 - 2K_f\tau \cos(\zeta), \quad (62)$$

где φ — угол между сторонами K_i и τ , а ζ — угол между K_f и τ в треугольнике со сторонами K_i , K_f и τ . Поскольку $\tau \approx Q < (K_i, K_f)$, то из (62) следует, что φ и ζ находятся в пределах от $\pi/2$ до $3\pi/2$. Получим связь между углами ϕ и, например, ζ . Имеем, используя (61) и (62),

$$A\varepsilon = -2K_f\tau \cos(\zeta) = -2K_f \cos(\zeta)Q(1 - q \cos(\phi)/Q). \quad (63)$$

Из (63) видно, что значение угла ϕ роли особенной не играет. Из параметров звуковой волны и нейтрона получаем, что $\cos(\zeta) \approx -10^{-2}$ или $\zeta \geq \pi/2$. При этом с уменьшением скорости нейтронов v_n угол ζ уменьшается по абсолютной величине.

Ясно, что изменение переданного волнового вектора нейтрона в направлении перпендикулярно отражающей поверхности не превышает q , а это меньше разрешения спектрометра по переданному моменту.

В этой связи для регистрации изменения переданного момента надо было найти метод измерения сверхмалого переданного момента ($10^{-5} - 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$), который не связан с изменением углового распределения отраженных нейтронов. Другими словами, необходимо было обнаружить вызванное звуком изменение интенсивности рассеянных нейтронов, направление которых практически совпадает с направлением зеркального пучка нейтронов. Для измерений была использована структура

Cu(100 нм)/Ti(150 нм)/Fe(12 нм)/Gd(3 нм)/Ti(50 нм)/Cu(10 нм),

представляющая собой резонатор, в фазосдвигающий слой которой был помещен бислоем Fe(12 нм)/Gd(3 нм). Структура была помещена в наклонное к плоскости образца магнитное поле H . В этой структуре в слое титана при значениях k_z , меньших критического значения для слоя меди $k_{\text{lim}} = 9,1 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, формируется нейтронное поле стоячих волн. При определенных значениях k_z пучности нейтронной стоячей волны находятся или на слое железа, или на слое гадолиния. В первом случае возрастает поток нейтронов, испытавших переход из одного спинового состояния нейтрона в магнитном поле в другое спиновое состояние. В результате коэффициент отражения нейтронов, испытавших переход, возрастает, а не испытавших — падает. Во втором случае, когда пучность стоячей волны совпадает со слоем гадолиния, возрастает поглощение нейтронов, и коэффициент отражения нейтронов падает. Данная слоистая структура является измерителем фазы φ

нейтронной волны, которую нейтрон приобретает при своем движении от поглощающего слоя к отражателю нейтронов (слой $\text{Cu}(100 \text{ нм})$) и обратно:

$$\varphi = 2Lk_z = 2L(k_{0z}^2 - \alpha U)^{1/2}, \quad (64)$$

где L — расстояние от отражателя до поглощающего слоя; k_{0z} — перпендикулярная компонента волнового вектора налетающего нейтрона в вакууме; U — потенциал слоя титана; $\alpha = m(2\pi/h)^2 = 2,41 \cdot 10^{-7} \text{ \AA}^{-2} \cdot \text{нэВ}^{-1}$; m — масса нейтрона; h — постоянная Планка.

При передаче импульса δk_z в направлении оси Z после пролета нейтроном расстояния $2L - L_1$ для сдвига фазы имеем

$$\varphi(L_1) = (2L - L_1)k_z + L_1(k_z \pm \delta k_z). \quad (65)$$

Приравнявая (64) и (65), имеем для волнового вектора нейтрона, пролетающего расстояние $2L$:

$$k'_z(L_1) = ((k'_{0z})^2 - U)^{1/2} = \frac{(2L - L_1)k_z + L_1(k_z \pm \delta k_z)}{2L}. \quad (66)$$

Изменение L_1 в пределах $0-2L$ эквивалентно изменению длины волны нейтронов λ' в пределах $\lambda_{\min} - \lambda_{\max} = 2\pi \sin(\theta) / [(k_z \pm \delta k_z)^2 + U]^{1/2}$. И для зависимости коэффициента отражения нейтронов от возбуждаемой ультразвуковой волной структуры имеем

$$R_{\text{exc}}(\lambda) = W \int R(\lambda') d\lambda' / \int d\lambda' + (1 - W)R(\lambda) \quad (67)$$

где $R(\lambda)$ — коэффициент отражения от невозбужденной структуры; W — вероятность рассеяния на колебаниях среды в слое титана; пределы интегрирования есть λ_{\min} и λ_{\max} .

На рис. 39, *a, б* представлены результаты измерений коэффициента отражения без возбуждения звука $R^+(\lambda)$ и отношения коэффициентов отражения со звуком частотой 90 МГц и без звука $\eta = R_{\text{exc}}^+(\lambda)/R^+(\lambda)$. Подгонка экспериментального η к расчетному, использующему формулу (67), дает зависимость от длины волны нейтрона значения δk_z и W , представленные для частоты 30 МГц в табл. 3. Из данных таблицы видно, что средний по ансамблю нейтронов переданный момент находится в пределах $(4-7) \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$. Экспериментальные данные для частоты 90 МГц дают для среднего значения переданного момента величину $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$, что в 2-4 раза больше, чем для частоты 30 МГц, и соответствует линейной зависимости дисперсии звука в среде. Если считать, что передается в основном один квант энергии, то полученные результаты соответствуют скорости звука в титане порядка 500 м/с. Это чрезвычайно мало и не соответствует действительности. На самом деле это указывает на реализацию многоквантовых процессов передачи энергии.

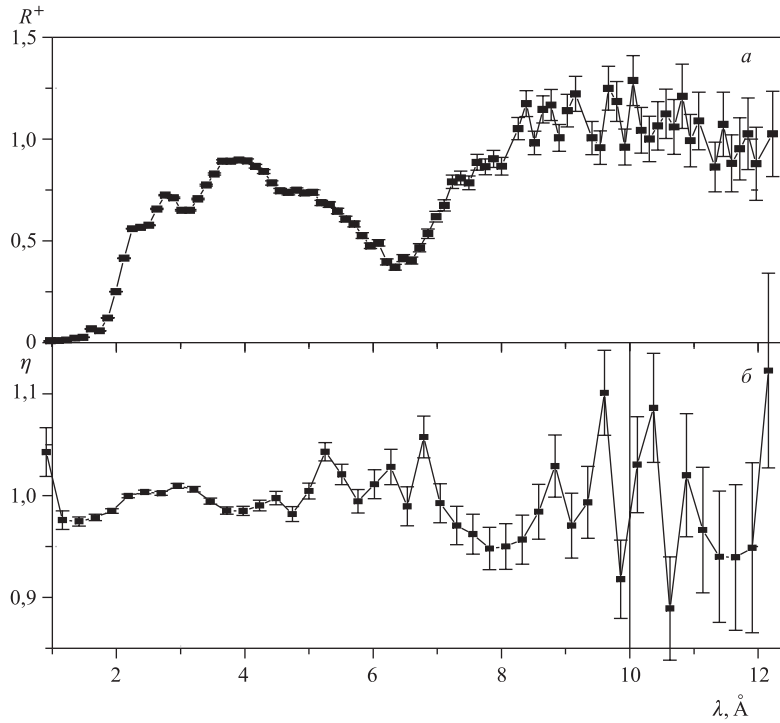


Рис. 39. а) Длинноволновая зависимость коэффициента отражения нейтронов $R^+(\lambda)$ от структуры Cu(100 нм)/Ti(150 нм)/Fe(12 нм)/Gd(3 нм)/Ti(50 нм)/Cu(10 нм); б) длинноволновая зависимость отношения $\eta = R_{\text{exc}}^+(\lambda)/R^+(\lambda)$ коэффициента отражения нейтронов $R_{\text{exc}}^+(\lambda)$ при возбуждении звука частотой 90 МГц и коэффициента отражения $R^+(\lambda)$

Таблица 3. Изменение компоненты волнового вектора нейтрона Δk_z с вероятностью W в слое титана структуры Cu(10 нм)/Ti(50 нм)/Gd(3 нм)/Fe(12 нм)/Ti(150 нм)/Cu(100 нм)/стекло, связанное с возбуждением в структуре звуковой волны с частотой 30 МГц. $\Delta\lambda$ (Å) — измеряемый интервал длин волн нейтрона, $\Delta k_{z,\text{aver}} = W\Delta k_z$

$\Delta\lambda$, Å	Δk_z , Å ⁻¹ /W, %	$\Delta k_{z,\text{aver}}$, Å ⁻¹
3–4	$8,5 \cdot 10^{-4}/6$	$5 \cdot 10^{-5}$
4–5	$1,0 \cdot 10^{-3}/7$	$7 \cdot 10^{-5}$
5–8,5	$2,1 \cdot 10^{-4}/20$	$4 \cdot 10^{-5}$

Следующие исследования были проведены в структурах, в которых реализовывалось каналирование нейтронов. На рис. 40, а, б приведена зависимость коэффициента отражения нейтронов для структуры стекло/Cu(100 нм)/

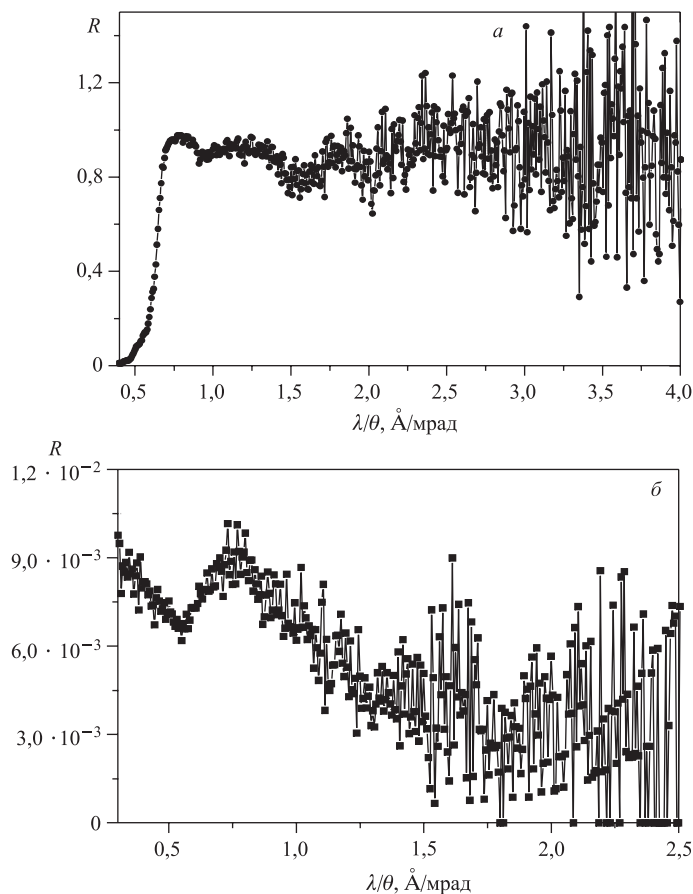


Рис. 40. Длинноволновая зависимость коэффициента отражения нейтронов: *a)* для структуры Cu(30 нм)/Ti(150 нм)/Cu(100 нм)/стекло; *б)* для структуры Cu(30 нм)/Ti(150 нм)/Cu(100 нм)/стекло с поглощающим слоем Gd_2O_3 длиной 1 см на поверхности слоя Cu(30 нм) длиной 5 см в его центре

Ti(150 нм)/Cu(30 нм) и структуры стекло/Cu(100 нм)/Ti(150 нм)/Cu(30 нм) с поглощающим слоем Gd_2O_3 длиной 1 см на поверхности слоя Cu(30 нм) в его центре, демонстрирующие поглощение и распространение нейтронов в волноводе, стенками которого являются слои меди. Видно, что при значениях $\chi = \lambda/\theta = 0,75; 0,9; 1,6; 3,45$ наблюдаются минимумы для первой структуры, обусловленные поглощением резонансно-усиленной плотности нейтронов в слое титана (четыре резонансные моды). Для второй структуры видны мак-

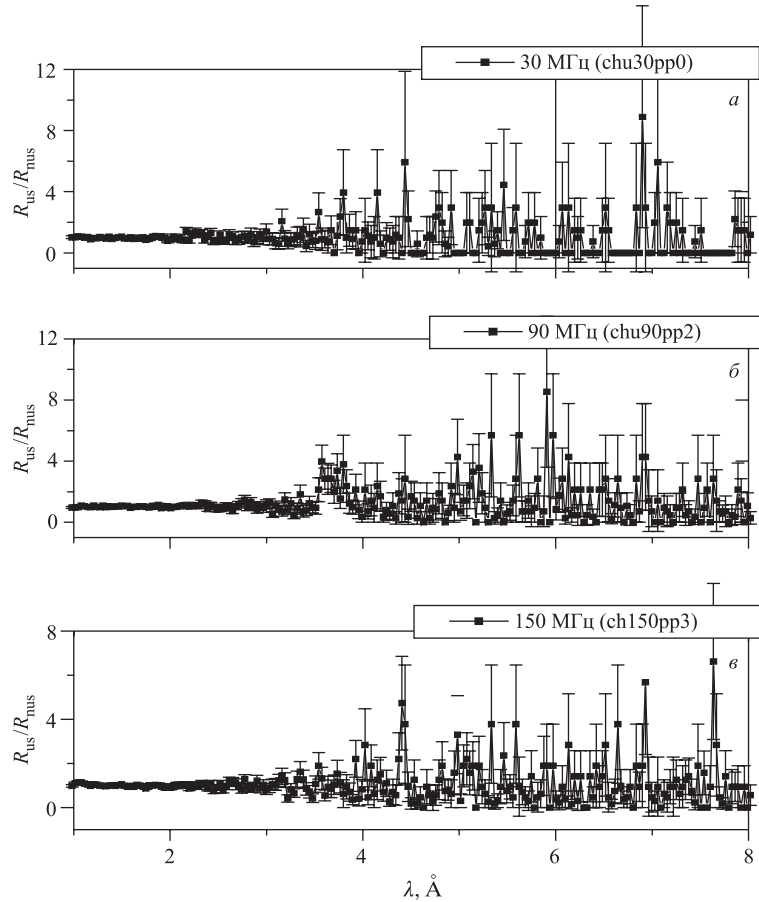


Рис. 41. Длинноволновая зависимость отношения коэффициентов отражения от возбужденной и невозбужденной ультразвуком структуры для интервала выходного угла скольжения 0,14–1,23 мрад и частот 30 (*a*), 90 (*б*) и 150 (*в*) МГц

суммы при тех же значениях $\chi = 0,75; 1,6$, что указывает на увеличение плотности нейтронов в пленке титана при данных значениях параметра χ .

На рис. 41, *a–в* приведена длинноволновая зависимость отношения η коэффициентов отражения от структуры, возбужденной и невозбужденной ультразвуком, для углов отражения $\theta_1 - \theta_2 = 0,14-1,23$ мрад при различных значениях частоты. Этот интервал углов соответствует передаче энергии от нейтрона среде. Из рис. 41, *б* видно, что в зависимости $\eta(\lambda)$ существует пик для $\lambda = 3,65 \text{ \AA}$ при частоте 90 МГц. Определим величину передачи мо-

мента, соответствующей отражению нейтрона в интервал углов $\theta_1 - \theta_2$. Для передачи момента в направлении перпендикулярно границам раздела имеем соотношение

$$\Delta k_z = 9\alpha^{1/2}(\theta_0 - \theta)\lambda^{-1}, \quad (68)$$

где угол выражается в мрад, длина волны в \AA . По известным $\theta_0 = 2,6$ мрад и $\theta = 0,96$ мрад получаем $\Delta k_z = -2,0 \cdot 10^{-3} \text{\AA}^{-1}$. Из этого значения переданного момента и его среднего значения $1,5 \cdot 10^{-4} \text{\AA}^{-1}$, определенного в резонаторе, для вероятности рассеяния при частоте 90 МГц получаем 7,5%. Это несколько выше, чем значение вероятности при частоте 30 МГц. Далее мы предполагаем, что картина отражения нейтронов от возбуждаемой структуры выглядит так. Нейтроны каналируются при резонансных значениях длины волны, а возбужденная среда переводит нейтроны из одной моды по величине k_z в другую. Исходной моде с длиной волны 3,65 \AA соответствует параметр $\eta \approx 3,65/2,6 = 1,4$, что близко к значению $\eta_1 = 1,6$ первой моды. Закономерен вопрос: в какую резонансную моду переходит нейтрон? Для ответа на него используем другое соотношение:

$$\Delta k_z = 9\alpha^{1/2} \theta_0 (\lambda_i^{-1} - \lambda_f^{-1}). \quad (69)$$

Из (69) следует, что конечная мода имеет длину волны $\lambda_f = 9,5 \text{\AA}$ или $\eta = 3,65$, что близко к значению $\eta_0 = 3,45$ нулевой моды структуры. В итоге констатируем, что нейтрон сбрасывает момент $\Delta k_z = -2 \cdot 10^{-3} \text{\AA}^{-1}$ и переходит из первой моды в нулевую.

Таким образом, в возбужденной звуком структуре при каналировании нейтронов наблюдаются стимулированные звуком переходы нейтронов из одной резонансной моды в другую. Другими словами, звук увеличивает вероятность диффузного рассеяния нейтронов с конкретной величиной переданного момента. В нейтронных измерениях со звуком наблюдались большие передачи момента. Это говорит о многоквантовости процесса передачи энергии. При отражении от поверхности переданный момент еще возрастает, что указывает на большую амплитуду колебаний поверхности по сравнению с объемом. Применение режима стоячих волн позволило провести измерения, когда изменения волнового вектора не превышали разрешение спектрометра.

3.4. Радиационная стойкость наноструктур. На основе наноструктур создаются микросхемы, применяемые в различного рода электронных элементах. Последние находят применение в сенсорах температуры, давления, магнитного поля и др., детекторах радиационного излучения. Для диагностики состояния активной зоны, замедлителей нейтронов, систем охлаждения и т. д. сенсоры размещают непосредственно вблизи источника радиоактивного излучения. В связи с этим актуальным является вопрос о радиационной стойкости наноструктуры.

Среди всего многообразия элементов таблицы Менделеева титан занимает особое место. Он применяется для пассивации металлов тонким слоем оксида. Титан применяется для создания легких конструкций, которые одновременно должны выдерживать большие напряжения. Оксид титана используется как катализатор для фоторасщепления органических токсинов [106]. Титан имеет отрицательную амплитуду рассеяния нейтронов, что делает его пригодным для использования в качестве фазосдвигающего слоя в резонаторной структуре. А, как мы выяснили, нейтронное волновое поле в резонаторной структуре наиболее сильно изменяется именно при изменении параметров фазосдвигающего слоя. При этом, например, изменение величины потенциала взаимодействия фазосдвигающего слоя приводит к сдвигу положения резонансов, а поглощение нейтронов (за счет захвата или рассеяния на неоднородностях) к их уширению. Облучение вещества заряженными частицами приводит к двум основным эффектам — аморфизации и образованию дефектов [107]. Аморфизация

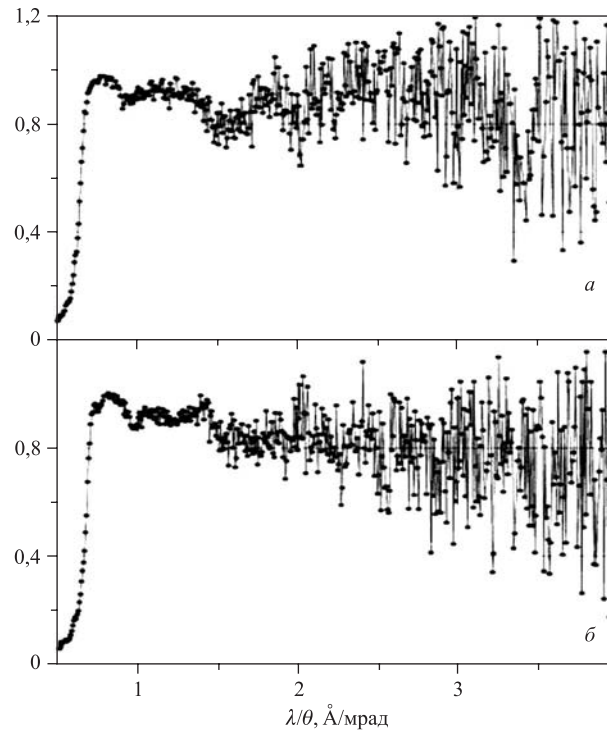


Рис. 42. Зависимость коэффициента отражения нейтронов от структуры $\text{Cu}(300 \text{ \AA})/\text{Ti}(1500 \text{ \AA})/\text{Cu}(1000 \text{ \AA})$: *а*) необлученной; *б*) облученной дозой $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ионов хрома с энергией 245 МэВ

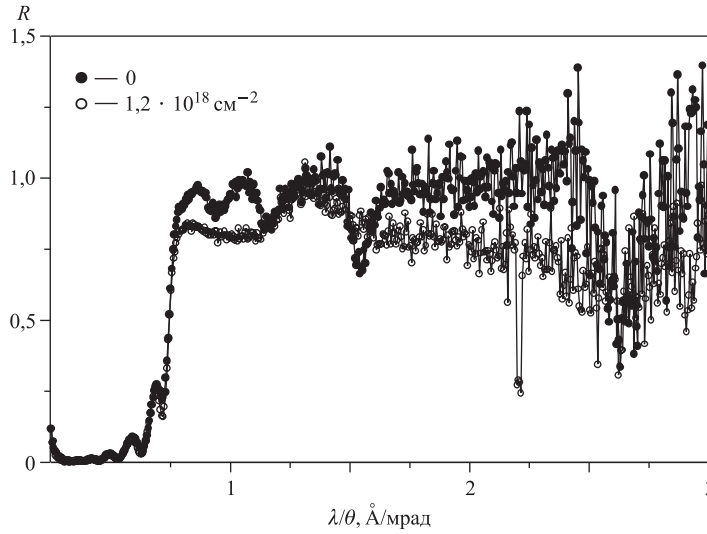


Рис. 43. Зависимость коэффициента отражения тепловых нейтронов для необлученной и облученной дозой быстрых нейтронов $1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ структуры ${}^6\text{LiF}(20 \text{ нм})/\text{Ti}(200 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}$

не изменяет потенциал взаимодействия и поэтому невидима в зеркальном отражении нейтронов. Рассеяние нейтронов на дефектах должно уменьшать коэффициент зеркального отражения нейтронов и особенно сильно — в резонансах. На рис. 42, *a, б* приведена зависимость коэффициента отражения нейтронов от структуры $\text{Cu}(300 \text{ \AA})/\text{Ti}(1500 \text{ \AA})/\text{Cu}(1000 \text{ \AA})$, необлученной и облученной дозой $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ионов хрома с энергией 245 МэВ. Видно, что для облученной структуры коэффициент отражения падает до значения 0,8 начиная со значения параметра $\lambda/\theta = 1,5 \text{ \AA}/\text{мрад}$. На рис. 43 приведена зависимость коэффициента отражения для необлученной и облученной структуры ${}^6\text{LiF}(200 \text{ \AA})/\text{Ti}(2000 \text{ \AA})/\text{Cu}(1000 \text{ \AA})$ дозами быстрых нейтронов $0,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ и $1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Видно, что если меньшая доза нейтронного облучения вызывает незначительные уширения провалов кривой, то доза $1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ изменяет зависимость существенно. По сути мы видим подобное изменение зависимости коэффициента отражения, как и в случае облучения структуры ионами хрома. Однако в данном случае дефекты в слое титана вызваны потоками α -частиц и тритонов, образуемых захватом нейтронов в слое ${}^6\text{LiF}(200 \text{ \AA})$. Для дозы α -частиц энергией порядка 5 МэВ имеем значение $1,0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что на порядок меньше, чем в случае облучения ионами хрома. Таким образом, видно, что сравнимые эффекты поглощения нейтронов в фазосдвигающем слое структур вызваны несколько разными дозами заряженных частиц (ионы хрома и α -частицы). Следует заметить также, что первая струк-

тура более чувствительная, так как средний фактор усиления плотности для длины волны $\lambda = 6 \text{ \AA}$ в ней больше в 25 раз. Однако из-за высокой энергии ионы хрома пролетают слой титана, сбрасывая только незначительную часть своей энергии. В то же время данные дозы облучения на 2–3 порядка меньше, чем те, которые приводят к заметной аморфизации [107].

4. ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН

Нейтронная рефлектометрия возникла как метод исследования поверхности с помощью полного отражения нейтронов. Затем она начала применяться для исследований слоистых структур с использованием брэгговского отражения нейтронов от периодической структуры. В настоящее время объектами ее исследований становятся сложные слоистые структуры и бислои с тонкими слоями, слоями с неоднородной структурой, слоями с изменяющимися толщиной и свойствами и слоями из «мягких» материалов (полимеры, биоструктуры, гели, жидкости). В этих структурах зеркальное отражение нейтронов сопровождается диффузным рассеянием на неупорядоченных объектах (кластеры, неоднородности на границах, частицы в объеме слоя), дифракционным рассеянием с вектором решетки, в плоскости слоя и неупругим рассеянием на возбуждениях среды. Таким образом, нейтронная рефлектометрия сейчас исследует структуру и динамику реальной слоистой структуры во всем ее многообразии, регистрируя практически все виды рассеяния нейтронов, возникающие в широком интервале вектора рассеяния $Q = 10^{-5} - 10 \text{ \AA}^{-1}$.

За 20-летний срок развития на импульсном источнике нейтронов ИБР-2 нейтронная рефлектометрия стала более широкополосной и светосильной, увеличилась ее чувствительность и точность в определении значений параметров магнитных структур, появились возможности исследований несовершенств и неоднородностей наноструктур, разрабатываются новые методы исследований и новые нейтронные рефлектометры [108–110], предназначенные как для исследований с ангстремным разрешением магнитных металлических наноструктур, так и для исследований крупномасштабной структуры и спектра колебаний «мягких» слоистых структур.

4.1. Стоячие нейтронные волны в периодических структурах. Дальнейшие перспективы применения режима стоячих волн для исследований наноструктур связаны прежде всего с повышением пространственного по глубине разрешения. Для этого в качестве отражателя нейтронов необходимо использовать периодическую структуру [111] с периодом d , чтобы волновой вектор брэгговского отражения нейтронов $k_B = \pi/d$ лежал в диапазоне $10^{-1} - 3,0 \text{ \AA}^{-1}$ и превышал критическое значение волнового вектора ($\sim 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$). На рис. 44, для примера, приведено распределение плотности нейтронов в глубь структуры в случае брэгговского отражения нейтронов

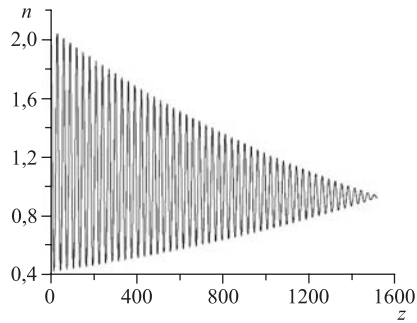


Рис. 44. Распределение плотности нейтронов в периодической структуре 50[Be(1,5 нм)/Bi(1,5 нм)] (плотность нейтронов, падающих на структуру, принята равной единице)

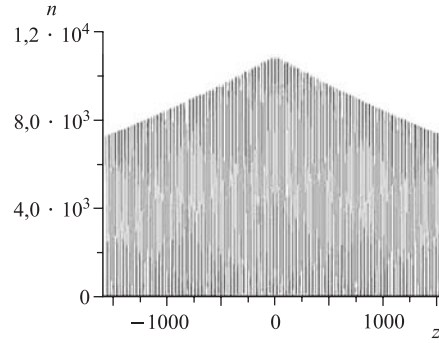


Рис. 45. Распределение плотности нейтронов в резонаторной структуре 2500[Be(1,5 нм)/ Bi(1,5 нм)]/ Vi(6 нм)/ 2500[Be(1,5 нм)/ Bi(1,5 нм)] (плотность нейтронов, падающих на структуру, принята равной единице)

с волновым вектором $0,105 \text{ \AA}^{-1}$ от периодической структуры 50[Be(15 \AA)/Bi(15 \AA)] с периодом $d = 30 \text{ \AA}$. Структура эта характеризуется малым сечением захвата и некогерентного рассеяния нейтронов в слоях бериллия и висмута и большим контрастом (потенциал взаимодействия бериллия больше в четыре раза потенциала висмута). Видно, что максимальное и минимальное значения плотности, соответственно равные 2 и 0,4, реализуются в первом бислое структуры. В последнем бислое плотность нейтронов равна единице, что соответствует плотности падающих на структуру нейтронов. При увеличении числа бислоев контраст стоячей волны в структуре возрастает. Таким образом, в периодической структуре существует распределение по глубине амплитуды стоячей волны. Ее значение максимально на границе слоя с меньшим значением потенциала со слоем с большим значением потенциала если вести отсчет в прямом направлении (граница с положительным градиентом потенциала). В этой связи стоячую волну, образованную отражением от периодической структуры, можно использовать для определения в окрестности этой границы пространственного распределения шероховатостей, поворота вектора намагниченности или концентрации вещества, вызывающего вторичное излучение [112]. На рис. 45 приведено распределение плотности нейтронов в 100 слоях структуры в окрестности центрального фазосдвигающего слоя Bi(60 \AA) резонаторной структуры

$$2500[\text{Be}(15 \text{ \AA})/\text{Bi}(15 \text{ \AA})]/\text{Bi}(15 \text{ \AA})/2500[\text{Be}(15 \text{ \AA})/\text{Bi}(15 \text{ \AA})].$$

Видно, что в резонаторной структуре существует усиление не только в фазосдвигающем слое, но и в усиливающем и отражающем слоях. Суммарное усиление во всей структуре может в несколько раз превышать величину уси-

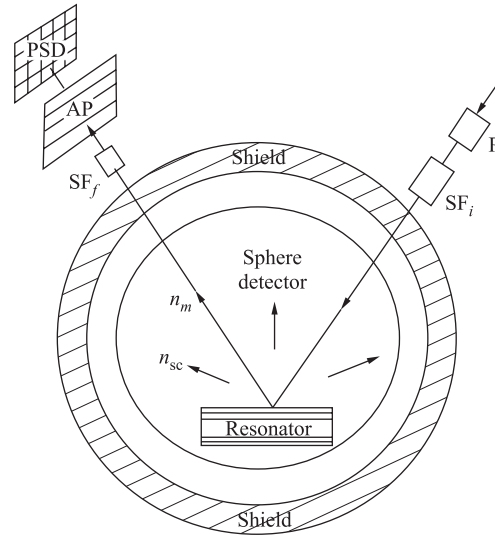


Рис. 46. Схема регистрации зеркально отраженных от слоистой структуры нейтронов и диффузно рассеянных нейтронов на кластерах атомного масштаба

ления в одном только фазосдвигающем слое. Видно, что резонаторная структура кроме повышения чувствительности и пространственного разрешения к объектам, помещенным в фазосдвигающий слой, является более чувствительной и к определению параметров шероховатостей на границах раздела самих периодических структур. Другими словами, периодическая структура формирует волновое поле в резонаторной структуре и сама может являться объектом исследования. Т. е. периодическая структура участвует в создании волнового поля и сама является объектом исследования. На рис. 46 представлена схема нейтронных рефлектометрических исследований границ раздела наноструктур с ангстремным разрешением. В этой схеме образец-наноструктура выполнен в виде волнового резонатора, что позволяет увеличить поток рассеянных нейтронов. При этом одновременно регистрируются зеркально отраженный пучок нейтронов и нейтроны, диффузно рассеянные на шероховатостях границ раздела и кластерах. Для регистрации близкого к изотропному диффузного рассеяния нейтронов используется сферический детектор.

4.2. Применение волнового резонатора в нейтронной технике. До недавнего времени нейтронная поляризационная техника в значительной степени была представлена макроскопическими устройствами. Это электромагниты, катушки с током, постоянные магниты. В то же время совершенствовалась традиционная нейтронная поляризующая техника на основе зеркал. Так, для расширения диапазона длин волн и увеличения расходимости

пучка нейтронов получили развитие поляризаторы и анализаторы поляризации на основе суперзеркал. В последнее время в связи с развитием физики слоистых наноструктур наноструктуры начинают применяться в качестве элементов устройств формирования и обработки нейтронного пучка. Волновой резонатор является особым типом наноструктуры. Как мы выяснили раньше, волновой резонатор при определенных значениях перпендикулярной компоненты волнового вектора имеет резонансы, характеризующиеся увеличением отражения (несимметричный резонатор) или пропускания (симметричный резонатор) нейтронов и увеличенной производной фазы амплитуды отражения или пропускания. Это определяет возможность использования волнового резонатора в качестве монохроматора или коллиматора, а в случае резонатора из магнитных слоев — и как поляризатора нейтронов. Параметры резонаторной структуры определяют параметры проходящего нейтронного пучка. Следующие предельные значения параметров пучка нейтронов возможны: монохромность $\delta\lambda/\lambda = 10^{-6}$ при $\lambda = 1-10 \text{ \AA}$; расходимость $\delta\theta/\theta = 10^{-6}$ и $\delta\theta = 10^{-8}$ рад; поляризация 0,9999 и разность фаз «+» и «-» состояний нейтронной волны-спинора $3 \cdot 10^{-4}$ рад. Следует отметить, что такие значения $\delta\lambda/\lambda$ и $\delta\theta/\theta$ уже сейчас актуальны. Например, это важно в экспериментах по проверке гипотезы, что нейтрон является волновым пакетом [113].

В [114] показано, что слоистая структура $\text{Ni}(x)/\text{Ti}(y)/\text{Ni}(x)/\text{Ti}$ может быть более эффективным монохроматором, чем графитовый монохроматор. В то же время структура $\text{Ni}(x)/\text{Co}(y)/\text{Ni}(x)/\text{Co}$ может быть использована как поляризатор нейтронов с поляризующей способностью 99 % в интервале длин волн 0,1 \AA . В [115, 116] рассматривается монохроматор-поляризатор в виде структуры $20[\text{Fe}(108 \text{ \AA})/\text{Ag}(86 \text{ \AA})]$. Для него получены относительная ширина $\Delta\lambda/\lambda = 0,11$ и поляризующая способность $P = 0,98$. В [117] рассмотрен двойной монохроматор-поляризатор $20[\text{Co}(76 \text{ \AA})/\text{Ti}(84 \text{ \AA})]$ на стеклянной и кремниевой подложках. Для этой структуры получено $\Delta\lambda/\lambda = 0,043$ и $P = 0,99$ при длине волны $\lambda = 8,3 \text{ \AA}$. Трудности создания таких монохроматоров состоят в том, что при широком спектре падающих на структуру нейтронов кроме основного брэгговского пика первого порядка существует отражение других порядков, а также некоторая интенсивность полного отражения. Это ухудшает монохроматичность отраженного пучка нейтронов. Свободным от этого недостатка является монохроматор, который отражает и резонансно, и незеркально. В [12] предложен поляризатор-монохроматор на основе волнового резонатора и эффекта двулучепреломления пучка (рис. 47). Поляризатор-монохроматор представляет собой намагниченную структуру $\text{Cu}(500 \text{ \AA})/\text{Fe}_{0,3}\text{Ti}_{0,7}(2000 \text{ \AA})/\text{Cu}$, помещенную в направленное под углом 90° к плоскости структуры магнитное поле напряженностью 1 кЭ. Угол скольжения падающего на структуру пучка составляет 3 мрад. В табл. 4 приведены параметры восьми пучков, образуемых монохроматором. Пучки поляризованы и монохроматические. Пучки имеют раз-

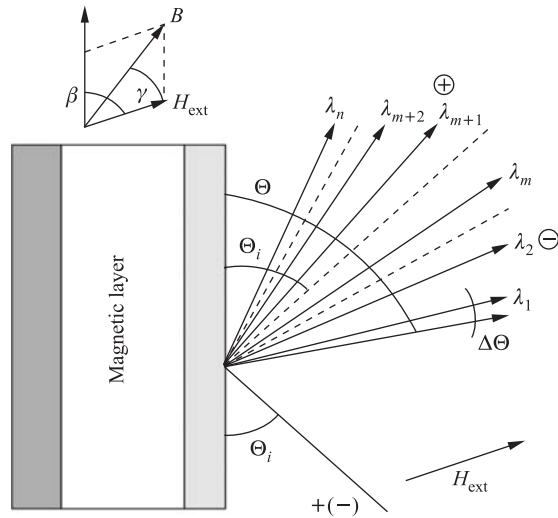


Рис. 47. Схема монохроматора-поляризатора на основе волнового резонатора и эффекта двулучепреломления

ные выходные углы скольжения. В столбцах 2 и 4 таблицы приведены относительные среднеквадратичные отклонения длины волны и угла скольжения соответственно. Из расчетов следует, что если расходимость первичного пучка составляет доли мкрад, то монохроматичность будет в пределах $\delta\lambda/\lambda \approx 3 \cdot 10^{-4} - 1,5 \cdot 10^{-3}$. Кроме угловой селекции дополнительно может быть использована селекция по поляризации пучка. Уменьшая толщину усиленного слоя из меди, мы можем увеличить дисперсии длины волны и угла скольжения, увеличив при этом интенсивность пучка нейтронов. Таким образом, такой монохроматор имеет две степени защиты от перемешивания по длине волны нейтронов — угловую и поляризационную. Конечно, остается вопрос о качестве изготовления структуры. Для улучшения степени монохроматизации нужно стремиться к минимальным значениям среднеквадратичной амплитуды шероховатостей границ раздела. При этом корреляционная длина шероховатостей должна быть достаточно большой.

С помощью резонаторной структуры можно изучать и временные процессы, связанные с взаимодействием нейтрона. Действительно, нейтрон в резонаторной структуре характеризуется временем жизни, которое определяется движением нейтрона как перпендикулярно (ось Z), так и вдоль (ось X) границ раздела. Это время возрастает линейно с увеличением размера L структуры в направлении оси X и квадратично с увеличением размера D в направлении оси Z . Представим, что $L = 15$ м и $D = 3$ мкм, а компоненты скорости нейтрона $V_Z = 0,6$ м/с и $V_X = 220$ м/с. При коэффициенте усиления 10^5

Таблица 4. Параметры структуры Cu(500 Å)/Fe_{0,3}Ti_{0,7}(2000 Å)/Cu, помещенной в направленное под углом 90° к плоскости структуры магнитное поле напряженностью 1 кЭ

$\lambda_{\text{res}}, \text{Å}$	$2\delta\lambda_{\text{res}}/\lambda_{\text{res}}$	$\theta_{\text{out}}, \text{мрад}$	$2\Delta\theta_{\text{out}}, \text{мкрад}$	R^{+-}	R^{-+}
2,104	0,00312	2,888	0,710		0,586
2,307	0,00126	2,867	0,344		0,691
2,604	0,00046	2,829	0,162		0,258
2,763	0,00058	2,807	0,232		0,257
2,195	0,00323	3,116	0,734	0,632	
2,415	0,00133	3,140	0,363	0,757	
2,761	0,00051	3,181	0,180	0,290	
2,953	0,00064	3,207	0,256	0,295	

имеем для времени жизни нейтрона вполне макроскопическое значение 0,1 с, что определяет энергию взаимодействия нейтрона со структурой 10^{-14} эВ. Это значение величины взаимодействия соответствует зеемановскому расщеплению энергии взаимодействия нейтрона с магнитным полем напряженностью 10^{-3} Э. Таким образом, резонаторная структура может быть использована для измерения процессов взаимодействия, ограничивающих время жизни нейтрона.

При использовании резонаторной структуры на импульсном источнике нейтронов можно указать четыре характерных времени: длительность нейтронного импульса, время установления стационарного режима нейтронной волны и поперечное и продольное время жизни нейтрона в структуре. Под поперечным и продольным временем понимаются значения времени, связанные с движением нейтрона поперек или вдоль границ раздела. Поперечное значение времени ограничивается поглощением нейтрона, а продольное — протяженностью структуры. Действительное время жизни соответствует наименьшему значению из поперечного и продольного времени. На реакторе ИБР-2 с длительностью импульса порядка 320 мкс можно измерить время установления стационарного состояния и время жизни нейтрона в диапазоне их значений 10–1000 мкс. Например, для структуры с $D = 1$ мкм и усилением $2 \cdot 10^5$, перпендикулярной компонентой скорости 4 м/с время выхода на стационарный режим составляет 200 мкс (сравнимо с длительностью импульса нейтронов), а поперечное время жизни 0,1 с. Чтобы реализовать это время жизни нейтрона, нужно иметь достаточно протяженную наноструктуру. Например, при параллельной компоненте скорости нейтрона 200 м/с ее длина должна составлять 20 м. Таким образом, с резонаторной структурой можно изучать и временные процессы.

4.3. Нейтронная спин-эхо-спектметрия. Стоячие нейтронные волны являются результатом сложения фаз двух компонент волновой функции ней-

трона. Это, как мы видели, приводит к периодической зависимости плотности нейтронов и определяет как пространственную, так и длинноволновую избирательность поглощения нейтронов. Для получения сигнала от усиленного волнового поля нейтронов мы оперируем квадратом модуля волновой функции. Другими словами, измеряем интенсивность отраженных от структуры или пропущенных через структуру, или поглощенных в структуре нейтронов. Существует, однако, принципиально иная возможность использования режима стоячих волн, заключающаяся в «работе» с волновой функцией нейтрона. Она состоит в использовании фазы амплитуды отражения или пропускания нейтронов от структуры. Эта возможность реализуется в нейтронной спин-эхо-спектроскопии, основанной на прецессии спина нейтрона. Нейтронный спин-эхо (НСЭ) спектрометр, использующий прецессию спина нейтрона в магнитном поле, предложен Мезеи [118] для измерения спектра колебаний конденсированного состояния в микроэлектронвольтовом диапазоне передач энергии. В основе метода лежит измерение изменения скорости счета поляризованных нейтронов при изменении разности фаз $\delta(\Delta\varphi)$ волн двух спиновых состояний нейтрона в магнитном поле, обусловленного изменением импульса нейтрона при рассеянии. В стандартном НСЭ-спектрометре разность фаз определяется произведением величины магнитного поля H и размера области магнитного поля L , в которой осуществляется прецессия спина (эту область будем называть спин-прецессором (СП)). В [119, 120] предложен резонансный спин-эхо-спектрометр (НСЭР), в котором разность значений волновых векторов двух спиновых состояний образуется в области внутри резонансной катушки, где действуют постоянное и осциллирующее магнитные поля, а вызванная неравенством волновых векторов разность фаз образуется в области между резонансными катушками. Магнитное поле в спин-прецессоре НСЭР-спектрометра может быть небольшим, что является преимуществом данного вида спектрометра. Пинн [121] величину $\delta(\Delta\varphi)$ связал с углом рассеяния (поворотом волнового вектора нейтрона) и показал, что спин-эхо-техника может быть использована для измерения упругого рассеяния нейтронов. Реквельдт [122] развил применение фазовой прецессии для измерения угла рассеяния при дифракции, малоугловом рассеянии и в рефлектометрии.

В рефлектометрическом эксперименте угловая расходимость пучка составляет доли и единицы миллирадиан. В связи с этим в качестве элементов спин-эхо-рефлектометра могут быть использованы слоистые магнитные структуры (наноспин-прецессор (НСП)). В [123] для этой цели предложен расщепитель нейтронной волны, представляющий собой трехслойную структуру, в которой два крайних слоя являются периодическими структурами, а промежуточный слой является однородным и служит для сдвига фазы нейтронной волны.

В [124, 125] показано, что трехслойная структура с однородными слоями — резонатор нейтронной волны — является эффективным преобразователем фазы φ отраженной нейтронной волны, а трехслойная структура с магнитным слоем — преобразователем разности фаз нейтронных волн $\Delta\varphi = \varphi^+ - \varphi^-$, соответствующих двум спиновым состояниям нейтрона в магнитном поле (знак «+» обозначает состояние с проекцией спина нейтрона вдоль направления магнитного поля, «-» — против). Преобразователь разности фаз назовем наноспин-прецессором (НСП). Спин-прецессор является основным элементом в спин-эхо-спектрометре, определяющим чувствительность спектрометра к переданному моменту. К спин-прецессору в спин-эхо-спектрометре предъявляются определенные требования. А именно, что абсолютные значения амплитуд пропускания нейтрона через прецессор для двух спиновых состояний $|a^+|$ и $|a^-|$ должны быть равны. При этом чувствительность измерения переданного момента k_{\perp} в направлении перпендикулярно слоям прецессора определяется производной $\eta_k = \delta(\Delta\varphi)/\delta k_{\perp}$.

4.3.1. Теория. Рассмотрим расчет η_k для НСП. На рис. 48 показана эквивалентная схема, которая реализуется для слоистого нейтронного волнового резонатора в геометрии отражения нейтронов вне резонанса (рис. а) и в резонансе (рис. б). Резонатор состоит из трех слоев, характеризующихся, соответственно, толщинами h_1 , h_2 и h_3 ($h_3 = \infty$ в геометрии отражения) и потенциалами взаимодействия U_1 , U_2 и U_3 . В общем случае потенциал взаимодействия U является комплексным числом с реальной частью V и мнимой частью W . В случае геометрии отражения (рис. 48, а, б) первый слой резонатора является магнитным и характеризуется потенциалами V_1^+ и V_1^- для двух спиновых состояний с проекциями спина по направлению магнитного поля и против (обозначим эти спиновые состояния знаками «+» и «-») соответственно. В дальнейшем для нашего рассмотрения важным будет указать интервал кинетической энергии нейтрона $E_z = mv_z^2/2$ (v_z — компонента скорости нейтрона в направлении Z , перпендикулярном границам раздела). Для состояния «+» должно выполняться условие $V_2 < E_z^+ < (V_1^+ \cong V_3)$, а для состояния «-» — условие $(V_2 \cong V_1^-) < E_z^- < V_3$. На практике для амплитуд отражения нейтрона от резонатора $r^+ = |r^+| \exp(i\chi^+)$ и $r^- = |r^-| \exp(i\chi^-)$ с точностью порядка 10^{-6} – 10^{-3} выполняется $|r^+| = |r^-| = 1$. Вне резонанса нейтрон практически один раз проходит структуру до отражателя и обратно. В резонансе волна запирается в фазосдвигающем слое и многократно отражается. На рис. 48, в показана зависимость $\Delta\varphi = \chi^+ - \chi^-$ от части энергии нейтрона, связанной с перпендикулярным к границам раздела движением для структуры Fe(20 нм)/Bi(200 нм)/Cu(3000 нм)/Si. Видно, что в резонансе производная $\delta\Delta\varphi/\delta E_z$ возрастает и она положительная. Вне резонанса производная меньше и отрицательная.

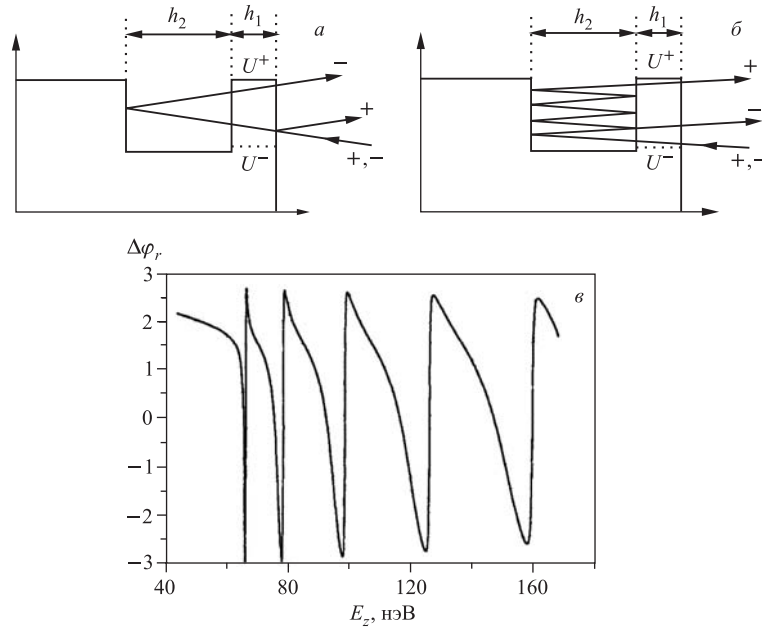


Рис. 48. Эквивалентная схема волнового резонатора вне резонанса (а) и в резонансе (б) и зависимость разности фаз (в) амплитуды отражения от структуры Fe(20 нм)/Bi(200 нм)/Cu(3000 нм)/Si в двух спиновых состояниях

В геометрии пропускания нейтронов первый и третий слои являются магнитными. В этом случае для интервала кинетической энергии должны выполняться другие условия, а именно: $V_2 < E_z^+ < (V_1^+, V_3^+)$ и $(V_2, V_1^-, V_3^-) < E_z^-$.

Как мы видели раньше, в резонансе возрастает плотность нейтронов в фазосдвигающем слое. Теперь же мы выяснили, что в резонансе возрастает и производная $\delta(\chi^+)/\delta k_{\perp}$, и, как следствие, производная $\delta(\Delta\varphi)/\delta k_{\perp}$.

Запишем теперь точные формулы для основных величин. Для амплитуд пропускания нейтрона t через резонатор и отражения от него r имеем (при записи формул используются рекуррентные соотношения [9])

$$\begin{aligned} t &= \vec{t}_1 \vec{t}_3 \exp(i\varphi_2) \times S(\varphi_2) = \vec{t}_1 \vec{t}_3 \exp(-\varphi_{2,i}) |S| \exp[i\chi_t], \\ r &= \vec{r}_1 \times F(\varphi_2) \times S(\varphi_2) = \vec{r}_1 |F \times S| \exp[i\chi_r], \end{aligned} \quad (70)$$

где

$$\begin{aligned} S(\varphi_2) &= (1 - \vec{r}_1 \vec{r}_3 \exp(2i\varphi_2))^{-1}, \\ F(\varphi_2) &= \{1 - (\vec{t}_1 - \vec{t}_1 \vec{r}_1 / \vec{r}_1) \vec{r}_3 \exp(2i\varphi_2)\}, \\ \varphi_2 &= k_{2z} h_2 = \varphi_{2,r} + i\varphi_{2,i}, \end{aligned}$$

стрелка направо показывает направление первоначального падения нейтрона, стрелка налево — направление, обратное первоначальному.

Преобразуем множители F и S , являющиеся комплексными числами, выделив их модули и фазы:

$$\begin{aligned} S(\varphi_2) &= \left\{ (1 - \beta |\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3|)^2 + 4\beta |\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3| \sin^2((2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_S)/2) \right\}^{-1/2} \exp(i\chi_S), \\ F(\varphi_2) &= \left\{ (1 - \beta |r_e \overrightarrow{r}_3|)^2 + 4\beta |r_e \overrightarrow{r}_3| \sin^2((2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_F)/2) \right\}^{1/2} \exp(i\chi_F), \end{aligned} \quad (71)$$

где

$$\begin{aligned} r_e &= (\overleftarrow{r}_1 - \overleftarrow{t}_1 \overleftarrow{t}_1 / \overleftarrow{r}_1) = |r_e| \exp(i\varphi_e), \quad \overrightarrow{r}_1 = |\overrightarrow{r}_1| \exp(i\varphi_{1d}), \\ \overleftarrow{r}_1 &= |\overleftarrow{r}_1| \exp(i\varphi_{1b}), \quad \overrightarrow{r}_3 = |\overrightarrow{r}_3| \exp(i\varphi_{3d}), \\ \delta\varphi_S &= \varphi_{1b} + \varphi_{3d}, \quad \delta\varphi_F = \varphi_e + \varphi_{3d}, \quad \beta = \exp(-2\varphi_{2,i}). \end{aligned}$$

Для фаз χ_S и χ_F имеем

$$\begin{aligned} \chi_S &= \arctg \left\{ \beta |\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3| \sin(2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_S) / (1 - \beta |\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3| \cos(2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_S)) \right\}, \\ \chi_F &= -\arctg \left\{ \beta |r_e \overrightarrow{r}_3| \sin(2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_F) / (1 - \beta |r_e \overrightarrow{r}_3| \cos(2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_F)) \right\}. \end{aligned} \quad (72)$$

Для сомножителей фаз амплитуд t и r , зависящих от $\varphi_{2,r}$, имеем

$$\chi_t = \varphi_{2,r} + \chi_S, \quad \chi_r = \chi_F + \chi_S. \quad (73)$$

Теперь для производных фаз $\eta = \delta\chi / \delta\varphi_{2,r}$ получим

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 + \eta_S, \quad \eta_r = \eta_F + \eta_S, \\ \eta_S &= 2\beta |\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3| \frac{\cos(2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_S) - \beta |\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3|}{(1 - \beta |\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3|)^2 + 4\beta |\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3| \sin^2((2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_S)/2)}, \\ \eta_F &= -2\beta |r_e \overrightarrow{r}_3| \frac{\cos(2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_F) - \beta |r_e \overrightarrow{r}_3|}{(1 - \beta |r_e \overrightarrow{r}_3|)^2 + 4\beta |r_e \overrightarrow{r}_3| \sin^2((2\varphi_{2,r} + \delta\varphi_F)/2)}. \end{aligned} \quad (74)$$

Видно, что η_S и η_F имеют максимумы абсолютных значений при значениях $\varphi_{2,r} = \varphi_{1\text{res}}$ и $\varphi_{2,r} = \varphi_{2\text{res}}$, соответственно, удовлетворяющих условиям (здесь мы рассматриваем случай $\beta |r_e \overrightarrow{r}_3| \leq 1$):

$$2\varphi_{1\text{res}} + \delta\varphi_S = 2n\pi, \quad 2\varphi_{2\text{res}} + \delta\varphi_F = 2n\pi. \quad (75)$$

Разность резонансных значений фазы равна

$$\varphi_{1\text{res}} - \varphi_{2\text{res}} = \delta\varphi_F - \delta\varphi_S = \varphi_e - \varphi_{1b}.$$

В резонансе первого типа при $\varphi_{1\text{res}} = n\pi - \delta\varphi_S/2$ имеем

$$|S(\varphi_{1\text{res}})| = S_{\text{max}} = \frac{1}{1 - \beta|\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3|}, \quad \chi_S(\varphi_{1\text{res}}) = 0, \quad \eta_S(\varphi_{1\text{res}}) = \frac{2\beta|\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3|}{1 - \beta|\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3|}. \quad (76)$$

Следует отметить, что условие $\varphi_{1\text{res}} = n\pi - \delta\varphi_S/2$ является также и условием резонансного усиления плотности нейтронов во втором слое. В резонансе второго типа при $\varphi_{2\text{res}} = n\pi - \delta\varphi_F/2$ имеем

$$|F(\varphi_{2\text{res}})| = F_{\text{min}} = 1 - \beta|\overrightarrow{r}_3 r_e|, \quad \chi_F(\varphi_{2\text{res}}) = 0, \quad \eta_F(\varphi_{2\text{res}}) = -\frac{2\beta|r_e \overrightarrow{r}_3|}{1 - \beta|r_e \overrightarrow{r}_3|}. \quad (77)$$

Из (76) и (77) видно, что в резонансах фазы $\chi_S(\varphi_{1\text{res}})$ и $\chi_F(\varphi_{2\text{res}})$ обращаются в нуль, а их производные достигают максимума своих абсолютных значений, но имеют разный знак. В то же время если $|S(\varphi_{1\text{res}})|$ принимает максимальное значение, то $|F(\varphi_{2\text{res}})|$ становится минимальным. Из (76) и (77) также следует, что соотношение η_S и η_F определяется соотношением величин $|r_e|$ и $|\overleftarrow{r}_1|$. Очевидно, что в пределе $h_1 \rightarrow \infty$ выполняются $|r_e| \rightarrow |\overleftarrow{r}_1|$ и $\eta_S(\varphi_{1\text{res}}) \approx -\eta_F(\varphi_{2\text{res}})$.

Определим полуширины $\delta k_{1\varphi}$ и $\delta k_{2\varphi}$ изменения фаз χ_S и χ_F в резонансах. Из условия $|\chi(k_{z,r} = k_{\text{res}} \pm \delta k_\varphi)| = \pi/4$ имеем

$$\begin{aligned} \delta k_{1\varphi} &= \frac{1 - \beta|\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3|}{2h_2\beta|\overleftarrow{r}_1 \overrightarrow{r}_3|} = (h_2\eta_S(\varphi_{1\text{res}}))^{-1}, \\ \delta k_{2\varphi} &= \frac{1 - \beta|r_e \overrightarrow{r}_3|}{2h_2\beta|r_e \overrightarrow{r}_3|} = (h_2\eta_F(\varphi_{2\text{res}}))^{-1}. \end{aligned} \quad (78)$$

Таким образом, подводя итог, следует сказать, что если в геометрии пропускания существуют резонансы одного типа, обусловленные поведением множителя $S(\varphi_2)$, то в геометрии отражения существуют еще и резонансы второго типа, обусловленные поведением множителя $F(\varphi_2)$.

Уяснив в предыдущем рассмотрении, что резонаторы в обеих геометриях во многом подобны, мы далее будем рассматривать только более сложную геометрию отражения. Геометрия отражения перед геометрией пропускания имеет и практическое преимущество, заключающееся в том, что в нами обозначенном интервале изменения волнового вектора (или кинетической энергии) абсолютные величины амплитуд отражения в обоих спиновых состояниях остаются неизменными и равными единице.

Напомним теперь, что мы в конечном итоге интересуемся производной разности фаз $\eta^{+-} = \eta^+ - \eta^-$. Далее, для простоты будем полагать, что

благодаря полному отражению нейтронов и отсутствию поглощения в третьем слое реализуется условие $|\vec{r}_3| = 1$. В этом случае для производных фазы в резонансах «+» спинового состояния получаем более простые в сравнении с (76), (77) выражения:

$$\eta_S(\varphi_{1\text{res}}^+) = \frac{2\beta|\vec{r}_1^+|}{1 - \beta|\vec{r}_1^+|}, \quad \eta_F(\varphi_{2\text{res}}^+) = -\frac{2\beta|r_e^+/\vec{r}_1^+|}{1 - \beta|r_e^+/\vec{r}_1^+|}. \quad (79)$$

Следует отметить, что аналогичные (79) выражения мы можем написать и для «-» спинового состояния, заменив знак «+» на «-». Однако из-за условия $|\vec{r}_1^-| \ll (|\vec{r}_1^+| \cong 1)$ производная фазы для «-» спинового состояния будет мала, и приближенно в резонансах «+» спинового состояния будет выполняться соотношение $(\eta^+ - \eta^-) \cong \eta^+ \gg \eta$.

Чтобы можно было выполнить оценки аналитически, запишем явный вид для $|\vec{r}_1^+|$, $|\vec{r}_1^-|$ и $|r_e|$. В резонаторе второй слой имеет наибольшую толщину и определяет основную долю поглощенных нейтронов. В связи с этим в первом приближении будем предполагать, что первый слой не поглощает нейтроны, а потому для потенциала первого слоя имеем $U_1 \cong V_1$. Пренебрежем также небольшим влиянием мнимой части потенциала второго слоя на амплитуду отражения нейтрона r_{21} от границы раздела второго слоя с первым. В этом случае для амплитуд отражения от первого слоя в прямом \vec{r}_1 и обратном \overleftarrow{r}_1 направлениях и эффективной амплитуды r_e имеем

$$\begin{aligned} \vec{r}_1 &= |\vec{r}_1| \exp(i\varphi_{1d}) = \exp(i\varphi_{01}) \frac{1 - \rho \exp(i(\varphi_{21} - \varphi_{01}))}{1 - \rho \exp(i(\varphi_{21} + \varphi_{01}))}, \\ \overleftarrow{r}_1 &= |\overleftarrow{r}_1| \exp(i\varphi_{1b}) = \exp(i\varphi_{21}) \frac{1 - \rho \exp(i(\varphi_{01} - \varphi_{21}))}{1 - \rho \exp(i(\varphi_{21} + \varphi_{01}))}, \\ r_e &= \frac{\rho(1 + p^2) - p(1 + \rho^2)}{(1 - \rho p)^2}, \end{aligned} \quad (80)$$

где

$$\begin{aligned} \exp(i\varphi_{01}) &= r_{01} = \frac{k_{0z} - i(V_1 - k_{0z}^2)^{1/2}}{k_{0z} + i(V_1 - k_{0z}^2)^{1/2}}, \\ \exp(i\varphi_{21}) &= r_{21} = \frac{(k_{0z}^2 - V_2)^{1/2} - i(V_1 - k_{0z}^2)^{1/2}}{(k_{0z}^2 - V_2)^{1/2} + i(V_1 - k_{0z}^2)^{1/2}}, \\ \rho &= \exp(-2\mu), \quad \mu = h_1(V_1 - k_{0z}^2)^{1/2}, \\ \varphi_{01}(V_1 > k_{0z}^2) &= \arctg \frac{-2k_{0z}(V_1 - k_{0z}^2)^{1/2}}{2k_{0z}^2 - V_1}, \\ \varphi_{21} &= \arctg \frac{-2(k_{0z}^2 - V_2)^{1/2}(V_1 - k_{0z}^2)^{1/2}}{2k_{0z}^2 - V_1 - V_2}, \quad p = \exp(i(\varphi_{1d} + \varphi_{1b})). \end{aligned}$$

В случае, когда второй слой является вакуумом, выполняется соотношение $\vec{r}_1 = \overleftarrow{r}_1$ и соответствующие формулы еще более упрощаются:

$$\begin{aligned}\vec{r}_1 = \overleftarrow{r}_1 &= \exp(i\varphi_{01})(1 - \rho) \frac{1 - \rho \exp(-2i\varphi_{01})}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos(2\varphi_{01})}, \\ |\vec{r}_1| &= \frac{1 - \rho}{(1 + \rho^2 - 2\rho \cos(2\varphi_{01}))^{1/2}}, \\ \varphi_{01} = \varphi_{21} &= \arctg - \frac{2k_{0z}(V_1 - k_{0z}^2)^{1/2}}{2k_{0z}^2 - V_1}.\end{aligned}\quad (81)$$

Используя выражения (80), (81), мы теперь можем рассчитать производные фаз по формулам (79).

Теперь перейдем к определению таких важных в нейтронной спин-эхо-спектроскопии [120, 124] параметров, как спин-эхо-время t_{echo} и спин-эхо-длина l_{echo} . Параметр l_{echo} характеризует спин-эхо-спектрометр при измерениях процесса упругого рассеяния нейтрона, когда существует компонента переданного момента Δq_{\perp} в направлении перпендикулярно границам раздела спин-прецессора. Параметр t_{echo} характеризует спектрометр в измерениях процесса неупругого рассеяния нейтрона, когда с передачей момента в направлении перпендикулярно границам раздела спин-прецессора Δq_{\perp} связана также и передача энергии $\Delta \varepsilon$. Спин-эхо-время и спин-эхо-длина определяются как производная фазы отражения по частоте $t_{\text{echo}} = \delta\chi/\delta\omega_z$ и производная фазы отражения по волновому вектору $l_{\text{echo}} = \delta\chi/\delta k_z$ соответственно. Эти параметры определяют порядок величины измеряемых времени корреляции процесса колебаний $t_{\text{corr}} \approx t_{\text{echo}}$ и длины корреляции неоднородного состояния $l_{\text{corr}} \approx l_{\text{echo}}$ соответственно. Используя соотношения $\varphi_{2,r} = h_2 k_z = h_2 \hbar^{-1} (2m\hbar\omega_z)^{1/2}$, где \hbar — постоянная Планка, получим

$$\begin{aligned}t_{\text{echo}} &= mh_2(2m\hbar\omega_z)^{-1/2} \frac{\delta\chi}{\delta\varphi_{2,r}} = \frac{mh_2}{\hbar k_z} \frac{\delta\chi}{\delta\varphi_{2,r}}, \\ l_{\text{echo}} &= \hbar_2 \frac{\delta\chi}{\delta\varphi_{2,r}} = \frac{\hbar k_z}{m} t_{\text{echo}}.\end{aligned}\quad (82)$$

Подставляя в (82) значения m и \hbar , имеем

$$\begin{aligned}t_{\text{echo}}(\text{с}) &= 2,54 \cdot 10^{-14} h_2(\text{Å}) \lambda(\text{Å}) \sin^{-1}(\theta_2) \frac{\delta\chi_r}{\delta\varphi_{2,r}}, \\ l_{\text{echo}}(\text{Å}) &= h_2(\text{Å}) \frac{\delta\chi}{\delta\varphi_{2,r}},\end{aligned}\quad (83)$$

где θ_2 — угол скольжения нейтронов во втором слое; λ — длина волны нейтрона.

Таблица 5. Параметр η_S для спин-прецессора Fe(h_1)/Bi(120 нм)/Cu(150 нм)/стекло при четырех резонансных значениях перпендикулярной компоненты волнового вектора, равных 0,0103, 0,0086, 0,0071, 0,0059 \AA^{-1}

Параметр η_S	h_1 , нм				
	10	20	30	40	50
$q_1 = 0,0103$	3,7	$2,1 \cdot 10^1$	$9,8 \cdot 10^1$	$4,5 \cdot 10^2$	$1,93 \cdot 10^3$
$q_2 = 0,0086$	6,0	$4,5 \cdot 10^1$	$3,0 \cdot 10^2$	$1,9 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^4$
$q_3 = 0,0071$	$1,1 \cdot 10^1$	$1,1 \cdot 10^2$	$9,1 \cdot 10^2$	$6,9 \cdot 10^3$	$3,1 \cdot 10^4$
$q_4 = 0,0059$	$2,7 \cdot 10^1$	$3,0 \cdot 10^2$	$2,8 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^4$

Важным для практических применений параметром является протяженность слоистой структуры в направлении пучка нейтронов, минимальное ее значение L_{\min} определяется фактором усиления производной фазы η^+ :

$$L_{\min} \approx \eta^+ h_2 / \sin(\theta). \quad (84)$$

В табл. 5 приведены значения параметра $\eta_S(\varphi_{\text{Ires}}^+)$ для прецессора Fe(h_1)/Bi(120 нм)/Cu(150 нм)/стекло при четырех резонансных значениях перпендикулярной компоненты волнового вектора, равных 0,0103, 0,0086, 0,0071, 0,0059 \AA^{-1} . Видно, что с ростом толщины слоя железа h_1 от 10 до 50 нм производная фазы η_S в зависимости от значения волнового вектора растет в 500–1800 раз. При фиксированном значении h_1 параметр $\eta_S(q_{\text{res}})$ изменяется в пределах 7,3–43 при изменении q_{res} в 1,7 раз, в то время как спин-эхо-параметр t_{echo} изменяется уже в пределах 12–73. Используя (83), (84) для, например, резонанса $q_4 = 0,0059$ ($\lambda = 3,18 \text{\AA}$, $\theta_2 = 3$ мрад), при $h_1 = 40$ нм имеем $t_{\text{echo}} = 1,9 \cdot 10^{-4}$ с, $l_{\text{echo}} = 0,7$ мм и $L_{\min} = 77$ см. Оценим поток нейтронов на образце в этом резонансе. Имеем для потока соотношение $C = J_0 X_1 X_2 (\delta k_z / k_z)^3 \lambda \theta^2$, где J_0 — интенсивность источника нейтронов; X_1 , X_2 — линейный размер источника нейтронов и образца, соответственно, в направлении оси перпендикулярно пучку нейтронов (ось Y). Полагая $J_0 = 10^{12}$ ($\text{см}^{-2}/\text{\AA}/\text{рад}/\text{с}$), $\lambda = 3,18 \text{\AA}$, $\theta = 0,003$, $X_1 = 30$ см, $X_2 = 3$ см и $\delta k_z / k_z = 7 \cdot 10^{-6}$, получим $C \approx 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, что очень мало и объясняется небольшой шириной резонанса. В первом резонансе при $q_1 = 0,0103$ ($\lambda = 1,87 \text{\AA}$, $\theta_2 = 3$ мрад) имеем параметры $t_{\text{echo}} = 2,7 \cdot 10^{-6}$ с, $l_{\text{echo}} = 17$ мкм, $L_{\min} = 1,9$ см и поток нейтронов $C = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Видно, что при данной интенсивности нейтронов измерения статистически обеспечены при $\eta_S \leq 10^3$.

Перейдем теперь к численным расчетам в заданном интервале длин волн. Рассмотрим прецессор Fe(h_1)/Bi(120 нм)/Cu(150 нм)/стекло. Для определения фазовой характеристики прецессора $\Delta\varphi(\lambda) = \chi^+ - \chi^-$ будем использовать схему, представленную на рис. 49 и состоящую из $\pi/2$ -ротатора спинора, соб-

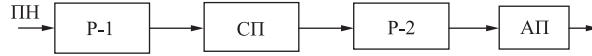


Рис. 49. Измерительная схема со спин-прецессором: ПН — поляризованные нейтроны; P-1, P-2 — ротаторы поляризации; СП — спин-прецессор; АП — анализатор поляризации

ственно прецессора и $-\pi/2$ -ротатора (структура типа 1). Здесь важно сделать замечания, касающиеся типа используемых $\pi/2$ -ротаторов и геометрии расположения $\pi/2$ -ротаторов относительно прецессора. В настоящее время существует два типа принципиально различных ротаторов. Первый тип ротатора использует явление поворота направления вектора магнитного поля H на траектории движения нейтрона со скоростью изменения угла поворота $\delta\alpha/\delta t$, превышающей ларморовскую частоту прецессии вектора поляризации $\omega_L = \gamma H$. При этом для нейтронов, изменяющих проекцию спина на направление магнитного поля, изменяются потенциальная энергия взаимодействия нейтрона с магнитным полем и, соответственно, изменяется кинетическая энергия движения. Второй тип ротатора использует явление резонансного воздействия переменного магнитного поля. При этом для нейтронов, изменяющих проекцию спина в магнитном поле, происходит изменение полной и потенциальной энергий, при этом кинетическая энергия нейтрона не изменяется. Мы в нашем рассмотрении будем предполагать первый тип ротатора. При этом будем полагать также, что изменение воздействующих на нейтрон магнитных полей в ротаторе происходит в направлении оси вдоль границ раздела слоистого прецессора, значение магнитного поля на ротаторе и слоистом прецессоре равно H и пучок падает на прецессор под углом скольжения θ .

Пусть волновая функция нейтрона ψ_{in} перед ротатором, где значение напряженности магнитного поля равно $H_0 = 0$, описывается спинором $(1, 0)$ и плоской волной $\exp(ik_0x)$ с волновым вектором k_0 : $\psi_{\text{in}} = (\exp(ik_0x), 0)$. После прохождения $\pi/2$ -ротатора имеем

$$\psi_{\pi/2} = (\exp(i\varphi^+), i \exp(i\varphi^-))/2^{1/2}, \quad (85)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi^+ &= k_x^+ x, & \varphi^- &= k_x^- x, & k_x^+ &= (k_{0x}^2 - \beta\mu H) & \text{и} & & k_x^- &= (k_{0x}^2 + \beta\mu H), \\ k_{0x} &= k_0 \cos(\theta), & \beta &= m(\hbar/\pi)^2/2. \end{aligned}$$

После отражения нейтрона от прецессора имеем

$$\psi_{\text{prec}} = (r^+(k_{\perp}) \exp(ik_x^+ l_{\text{pr}}), ir^-(k_{\perp}) \exp(ik_x^- l_{\text{pr}}))/2^{1/2}, \quad (86)$$

где r^+ и r^- — амплитуды отражения нейтрона от прецессора; $k_{\perp} = k_0 \sin(\theta)$, l_{pr} — расстояние от $\pi/2$ -ротатора до прецессора.

После прохождения $-\pi/2$ -ротатора получим

$$\psi_{\text{fin}} = ((r^+ \exp(i\varphi_R^+) + r^- \exp(i\varphi_R^-), i(-r^+ \exp(i\varphi_R^+) + r^- \exp(i\varphi_R^-)))/2, \quad (87)$$

где $\varphi_R^+ = k_x^+ l_R$, $\varphi_R^- = k_x^- l_R$, l_R — расстояние между ротаторами.

Для коэффициента отражения нейтронов от структуры имеем $(R^{++}, R^{+-}) = (|\psi_{\text{fin}}^+|^2, |\psi_{\text{fin}}^-|^2)/|\psi_{\text{in}}|^2$. Используя $r^+ = |r^+| \exp(i\chi^+)$ и $r^- = |r^-| \exp(i\chi^-)$, получим

$$(R^{++}, R^{+-}) = (A + 2B \cos(\Delta\chi\varphi), A - 2B \cos(\Delta\chi\varphi))/4, \quad (88)$$

где $A = |r^+|^2 + |r^-|^2$, $B = |r^+||r^-|$, $\Delta\chi\varphi = \Delta\chi + \Delta\varphi$, $\Delta\chi = \chi^+ - \chi^-$, $\Delta\varphi = \varphi_R^+ - \varphi_R^-$.

В пределе полного отражения, когда $|r^+| = |r^-| = 1$, имеем

$$(R^{++}, R^{+-}) = \left(\cos^2 \left(\frac{\Delta\chi\varphi}{2} \right), \sin^2 \left(\frac{\Delta\chi\varphi}{2} \right) \right). \quad (89)$$

Таким образом, видно, что здесь есть две разности фаз: разность $\Delta\varphi$, связанная с разностью значений моментов двух спиновых состояний в направлении движения нейтрона, и разность $\Delta\chi$ фаз отражения нейтрона от

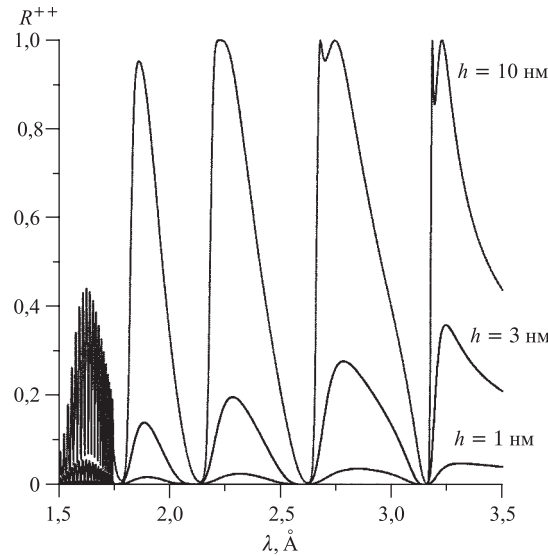


Рис. 50. Зависимость R^{++} от длины волны λ для структуры ($\pi/2$ -ротатор, $\text{Fe}(h)/\text{Bi}(120 \text{ нм})/\text{Be}(150 \text{ нм})/\text{стекло}$, $\pi/2$ -ротатор) при $h = 1, 3$ и 10 нм

прецессора. Чтобы выяснить особенности именно слоистого прецессора, положим вначале $\Delta\varphi = 0$. На рис. 50 приведена зависимость $R^{++}(\lambda)$ от структуры типа 1 с прецессором $\text{Fe}(h_1)/\text{Bi}(120 \text{ нм})/\text{Ve}(150 \text{ нм})/\text{стекло}$ при $h_1 = 1, 3, 10 \text{ нм}$ и значениях напряженности магнитного поля $H = 10 \text{ Э}$, намагниченности слоя железа $J_{\text{Fe}} = 21,6 \text{ кЭ}$ и угле скольжения нейтронов $\theta = 3 \text{ мрад}$. Видно, что зависимость от длины волны носит осциллирующий характер. С увеличением толщины слоя железа h_1 кривая $R^{+-}(\lambda)$ возрастает. При $h_1 = 10 \text{ нм}$ с увеличением длины волны в отдельных интервалах между точками, где $R^{+-} = 0$, наблюдается по два максимума при $R^{+-} = 1$, разделенных минимумом. Это связано с тем, что с ростом длины волны $\Delta\chi(\lambda)$ достигает значения π в первом максимуме и затем продолжает расти до минимума R^{+-} . После этого, с дальнейшим ростом длины волны λ разность фаз $\Delta\chi(\lambda)$ уменьшается, проходя второй раз через значение π . Очевидно, что наиболее чувствительными к изменению длины волны (или переданного момента) являются области роста R^{+-} от нуля до максимального значения и спада R^{+-} от максимального значения до нуля. Точки максимального значения производной коэффициента отражения $\delta R^{+-}/\delta\lambda = \delta\Delta\chi/\delta\lambda \sin(\Delta\chi)/2$ из-за множителя $\sin(\Delta\chi)/2$ будут несколько сдвинуты относительно резонансных значений разности фаз $\Delta\chi_{\text{res}} = -\chi^-$.



Рис. 51. Схема спин-эхо-спектрометра: P-90 — ротор поляризации на 90° ; СП-1 и СП-2 — первый и второй спин-прецессоры; P-180 — ротор поляризации на 180° ; АП — анализатор поляризации; ПН — пучок поляризованных нейтронов

Рассмотрим теперь схему (рис. 51), состоящую из $\pi/2$ -ротатора, прецессора 1, образца, π -ротатора, прецессора 2 и $-\pi/2$ -ротатора (структура типа 2). Данная структура состоит из двух идентичных структур типа 1 и представляет собой классическую схему спин-эхо-спектрометра.

Рассуждая аналогично рассуждениям о первой структуре, для волновой функции после $-\pi/2$ -ротатора имеем

$$\psi_f = \frac{a}{2} \{ [r^+ \exp(i\varphi_R^+)]^f [r^- \exp(i\varphi_R^-)]^i + [r^- \exp(i\varphi_R^-)]^f [(r^+ \exp(i\varphi_R^+))]^i \},$$

$$i \{ - [r^+ \exp(i\varphi_R^+)]^f [r^- \exp(i\varphi_R^-)]^i + [r^- \exp(i\varphi_R^-)]^f [(r^+ \exp(i\varphi_R^+))]^i \}, \quad (90)$$

где a — амплитуда рассеяния нейтрона на немагнитном образце, i обозначает состояние до рассеяния, а f — после.

Для пропускания нейтронов структурой типа 2 в общем случае имеем

$$(T^{++}, T^{+-}) = \left(\frac{a}{2}\right)^2 (f_1(\delta\Delta\varphi), f_2(\delta\Delta\varphi)), \quad (91)$$

где

$$\begin{aligned}
 f_1(\delta\Delta\varphi) &= C^2 + D^2 + 2E \cos(\delta\Delta\varphi), & f_2(\delta\Delta\varphi) &= f_1(\delta\Delta\varphi) - 4C \cos(\delta\Delta\varphi), \\
 C &= |r^{+f}r^{-i}|, & D &= |r^{-f}r^{+i}|, & E &= |r^{+f}r^{-f}r^{+i}r^{-i}|, \\
 \delta\Delta\varphi &= \varphi_R^{+f} - \varphi_R^{-f} - (\varphi_R^{+i} - \varphi_R^{-i}) + \chi^{+f} - \chi^{-f} - (\chi^{+i} - \chi^{-i}).
 \end{aligned}$$

Здесь $\Delta\chi_1(\lambda) = (\chi^{+i} - \chi^{-i})$ и $\Delta\chi_2(\lambda) = \chi^{+f} - \chi^{-f}$ — разность фаз в первом и втором прецессорах соответственно. При отсутствии образца $\Delta\chi_1(\lambda) = \Delta\chi_2(\lambda)$ и коэффициент отражения R^{+-} равен нулю. При изменении же волнового вектора нейтрона $q = 2\pi \sin(\theta)/\lambda$ в образце в направлении перпендикулярно границам раздела (или связанной с передачей момента передачи энергии в этом направлении ΔE_z (нэВ) = $1,62 \cdot 10^8 \sin^2(\theta)\Delta\lambda(\text{Å})/\lambda^3 \approx 1,62 \cdot 10^2 \theta^2$ (мрад) $\Delta\lambda(\text{Å})/\lambda^3$) выполняется неравенство $\Delta\chi_1(\lambda) \neq \Delta\chi_2(\lambda)$ и $R^{+-} \neq 0$.

Рассмотрим некоторые примеры рассеяния нейтронов в геометрии их отражения от слоистой структуры. Введем систему координат XYZ , так что границы раздела слоистой структуры совпадут с плоскостью XY . Пусть исходный волновой вектор нейтронов \mathbf{K}_0 направлен под углом скольжения θ к границам раздела. Обозначим угол между переданным волновым вектором \mathbf{Q} и \mathbf{K}_0 как γ , а угол между проекцией \mathbf{Q} на плоскость, перпендикулярную \mathbf{K}_0 , как φ . Для компонент переданного волнового вектора Z имеем

$$\begin{aligned}
 Q_x &= Q\{\cos(\theta)\cos(\gamma) + \sin(\theta)\sin(\gamma)\cos(\varphi)\}, \\
 Q_y &= Q\sin(\gamma)\sin(\varphi), \\
 Q_z &= Q\{\cos(\theta)\sin(\gamma)\cos(\varphi) - \sin(\theta)\cos(\gamma)\}.
 \end{aligned} \tag{92}$$

Очевидно, что в слоистом спин-прецессоре разность фаз определяется только Q_z -компонентой. В простом случае $\varphi = 0$ соотношения (92) существенно упрощаются:

$$Q_x = Q\cos(\gamma - \theta), \quad Q_y = 0, \quad Q_z = Q\sin(\gamma - \theta). \tag{93}$$

При упругом рассеянии нейтронов на слоистой структуре ($\gamma = \theta + \pi/2$) отлична от нуля только компонента $Q_z = Q$.

На рис. 52 приведена зависимость коэффициентов отражения $R^{++}(\lambda)$ и $R^{+-}(\lambda)$ от структуры типа 2 с прецессорами Fe(3 нм)/Bi(120 нм)/Be(1000 нм)/Si при неупругом рассеянии с передачей $\Delta\lambda_1 = 0,05 \text{ Å}$ (кривые 1, $\Delta E_z = 2,7 \text{ нэВ}$ при $\lambda = 3 \text{ Å}$) и $\Delta\lambda_2 = 0,1 \text{ Å}$ (кривые 2, $\Delta E_z = 5,4 \text{ нэВ}$ при $\lambda = 3 \text{ Å}$). Видно, что зависимости $R^{++}(\lambda)$ при $\lambda \approx 1,75 \text{ Å}$ возрастают, достигая единицы, что соответствует возникновению полного отражения нейтронов от слоя бериллия. Далее в области полного отражения ($\lambda > 1,75 \text{ Å}$) на зависимости $R^{++}(\lambda)$ видны периодически возникающие провалы, а на зависимости $R^{+-}(\lambda)$ соответствующие им пики, так что выполняется условие

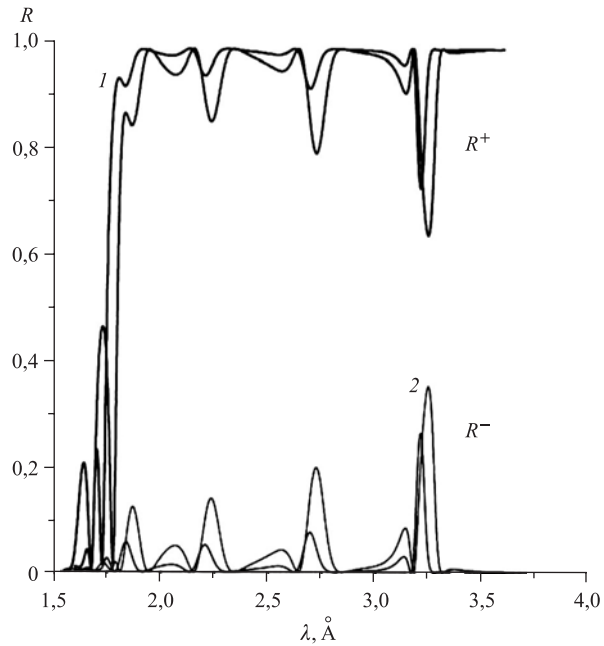


Рис. 52. Коэффициент отражения нейтронов ($R^{++}(\lambda) \equiv R^+$ и $R^{+-} \equiv R^-$) для структуры (P-90, СП, P-180, СП, P-90) с СП \equiv Fe(3 нм)/Bi(120 нм)/Be(1000 нм)/Si при переданном моменте $\Delta\lambda$: 1 — 0,05 Å; 2 — 0,1 Å

$R^{++}(\lambda) + R^{+-}(\lambda) = 1$. Число максимумов на $R^{+-}(\lambda)$ (провалов на $R^{++}(\lambda)$) в два раза больше, чем число пиков на зависимости $R^{+-}(\lambda)$ структуры 1. Это объясняется тем, что коэффициент отражения от структуры 2 в первую очередь определяется производной коэффициента отражения от структуры 1. С увеличением $\Delta\lambda$ возрастают $\delta\Delta\chi$ и связанное с этим изменение обоих коэффициентов отражения.

На рис. 53 приведена зависимость коэффициента отражения $R^{+-}(\lambda)$ от структуры 2 с прецессорами Fe(h_1)/Bi(120 нм)/Be(1000 нм)/Si при передаче $\Delta\lambda = 0,03$ Å ($\Delta E_z = 1,62$ нэВ, $\lambda = 3$ Å) и значениях $h_1 = 0,1, 3, 10$ нм. Видно, что с ростом h_1 кривые коэффициента отражения поднимаются, или, другими словами, коэффициент отражения возрастает во всем интервале длин волн. Это отражает факт того, что средние производные и абсолютные значения разности фаз двух спиновых состояний в заданном интервале длин волн возрастают. Видно также, что изменяется соотношение между примыкающими друг к другу максимумами кривой.

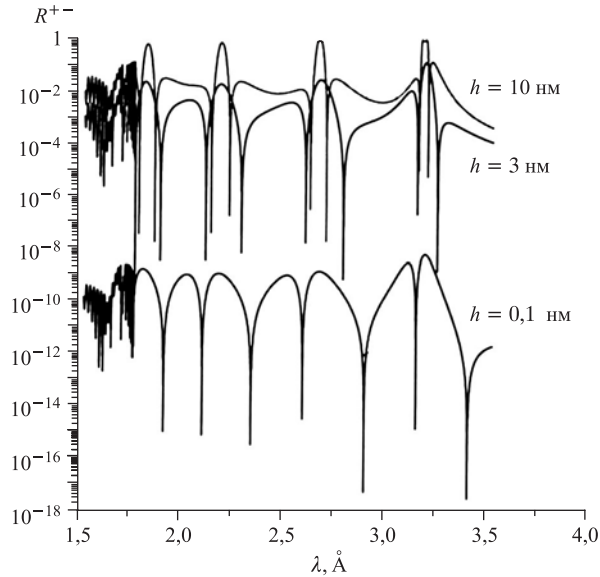


Рис. 53. Коэффициент отражения нейтронов R^{+-} для структуры (P-90, СП, P-180, СП, P-90) с СП $\equiv \text{Fe}(h)/\text{Vi}(120 \text{ нм})/\text{Ve}(1000 \text{ нм})/\text{Si}$ при переданном моменте $\Delta\lambda = 0,03 \text{ \AA}$, магнитном поле 10 Э, намагниченности слоя железа 21,6 кЭ, угле скольжения пучка нейтронов 3 мрад и $h = 0,1, 3$ и 10 нм

На рис. 54 приведена зависимость коэффициента отражения нейтронов $R^{+-}(\lambda)$ от структуры 2 при различных значениях ΔE_z в окрестности первого резонанса при $\lambda = 3,24 \text{ \AA}$ и толщине первого слоя 80 нм. Видно, что в резонансе зависимость $R^{+-}(\lambda \approx \lambda_{\text{res}}, \Delta E_z)$ имеет вид $(1 - \cos(\Delta\lambda))$. Это соответствует зависимости $\delta\Delta\chi \propto \Delta\lambda$. Для данного прецессора уже при $\Delta\lambda = 0,003 \text{ \AA}$ ($\Delta E_z = 0,162 \text{ нэВ}$ при $\lambda = 3 \text{ \AA}$) коэффициент отражения достигает максимального значения, равного единице. Вполне измеримым является значение $R^{+-} \cong 10^{-4}$, которое соответствует $\Delta\lambda = 3 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ ($\Delta E_z = 1,62 \text{ пэВ}$).

Итак, конкретными расчетами продемонстрировано, какие характеристики имеет спин-эхо-спектрометр, спин-прецессором которого является слоистый нейтронный резонатор. Важно, что, несмотря на резонансный характер работы прецессора, рабочим оказывается широкий интервал длин волн нейтрона. Для этого параметры прецессора выбираются так, чтобы на рабочем интервале длин волн размещалось несколько нейтронных резонансов. Рабочий интервал длин волн нейтронов определяет диапазон параметров спектрометра — t_{echo} и l_{echo} . В этой связи преимущества размещения спин-эхо-

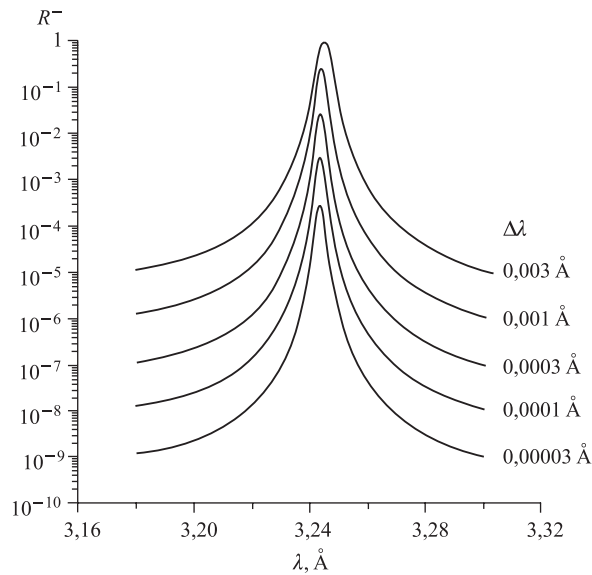


Рис. 54. Коэффициент отражения нейтронов $R^- \equiv R^{+-}$ для структуры (P-90, СП, P-180, СП, P-90) с СП \equiv Fe(80 нм)/Bi(120 нм)/Vc(1000 нм)/Si в резонансе первого типа с $\lambda = 3,24 \text{ \AA}$ при переданном моменте $\Delta\lambda = 0,00003, 0,0001, 0,0003, 0,001, 0,003 \text{ \AA}$

спектрометра на импульсном источнике нейтронов состоят в измерении всей характеристической кривой образца при фиксированных других параметрах (толщины слоев спин-прецессоров). Существенное же изменение измеряемого диапазона переданного момента в случае отражательных спин-прецессоров достигается изменением толщины первого магнитного и второго немагнитного слоев.

4.3.2. Экспериментальные исследования спин-прецессоров. Экспериментальные исследования были направлены на разработку основных и принципиально важных элементов спин-эхо-спектрометра. Как известно, спин-эхо-спектрометр имеет два измерительных плеча, между которыми расположен исследуемый образец и спин-флипер нейтронов. Основным элементом измерительного плеча является спин-прецессор, который создает разность фаз двух волн, соответствующих двум спиновым состояниям нейтрона в магнитном поле (состояние с проекцией спина вдоль направления магнитного поля обозначим как «+», а с проекцией спина против «-»).

Нейтронные эксперименты были проведены с двумя типами спин-прецессоров: наноспин-прецессором (НСП) [126, 127], который работает на перпендикулярной к плоскости наноструктуры компоненте импульса, и макроструктуры

пическим спин-прецессором (МСП) [128, 127], представляющем область пространства с магнитным полем. Параметры НСП таковы, что в принципе он позволяет перекрыть низкочастотный диапазон измерений спектра колебаний от 1 кГц до 1 ГГц.

Рассмотрим слоистый НСП. НСП предназначен прежде всего для измерений в скользящей геометрии и представляет собой трехслойную структуру на подложке. Спин-прецессор используется в режиме полного отражения поляризованных нейтронов. Первый слой структуры является магнитным, и это приводит к различию фаз φ^+ - и φ^- -амплитуд отражения нейтрона. Разность фаз $\Delta\varphi = \varphi^+ - \varphi^-$ экстремально возрастает при резонансных значениях перпендикулярной к границам раздела структуры компоненты волнового вектора нейтрона, удовлетворяющей соотношению $K_{\perp,n} = [2n\pi - (\varphi_1 + \varphi_3)]/2L_2$, где L_2 — толщина второго слоя, φ_1 и φ_3 — фазы амплитуд отражения нейтрона от первого и третьего слоев при его налете со стороны второго слоя. Расчеты показывают, что для слоистой структуры с толщиной первого и второго слоя 30 и 150 нм, соответственно, производная разности фаз по длине волны нейтрона $\eta_\lambda = \delta\Delta\varphi/\delta\lambda$ спин-прецессора составляет порядка $500\pi/\text{Å}$. Величина η определяется несовершенством структуры: это шероховатости границ раздела и дисперсия толщины отдельных слоев. Максимальное значение η зависит от поглощения нейтронов в структуре, определяемого сечениями захвата некогерентного и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах атомов, из которых изготовлены слои структуры. Экспериментальное исследование проведено со структурой Si(30 нм)/Fe($h = 5-20$ нм)/Si(120 нм)/Cu(150 нм). Здесь верхний слой кремния толщиной 30 нм был предназначен для предотвращения окисления слоя железа. На рис. 55 показана схема измерений. Здесь P — поляризатор нейтронов; SF — спин-флипер; R1 и R2 — ро-

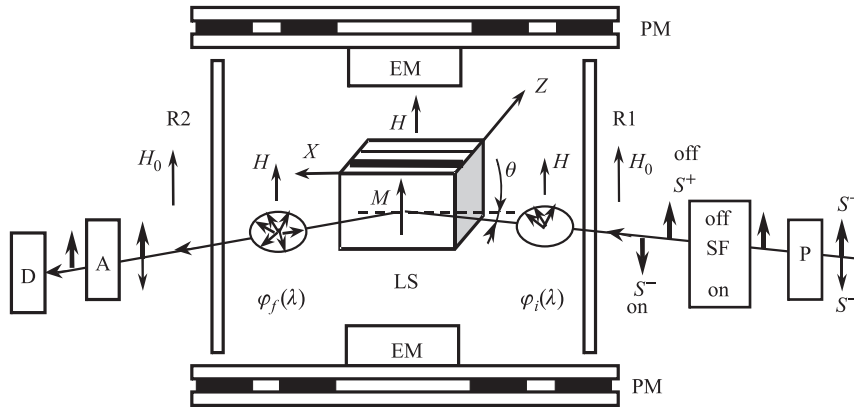


Рис. 55. Установка для измерений со слоистым спин-прецессором

таторы поляризации нейтронов на угол 90° ; LS — исследуемая слоистая структура (спин-прецессор), помещенная между полюсами электромагнита EM; PM — постоянный магнит, в магнитном поле которого осуществляется прецессия; A — анализатор поляризации; D — детектор нейтронов. Поляризованный пучок нейтронов, выходящий из поляризатора P, проходит ротатор поляризации R1. После ротатора нейтроны распределяются с равной вероятностью в двух спиновых состояниях. При этом волновые векторы нейтронов в этих состояниях отличаются благодаря зеемановскому расщеплению в магнитном поле H и $k^+ < k^-$. Рассмотрим случай, когда слоистой структуры нет или она немагнитная. Из-за различия значений k^+ и k^- при распространении нейтронов от R1 до LS на расстояние L_1 и от LS до R2 на расстояние L_2 образуется разность фаз $\Delta\varphi_0 = (k_x^+ - k_x^-) \times (L_{1x} + L_{2x} + L_s)$, где L_s — протяженность структуры. При прохождении второго ротатора R2 поляризация пучка определяется этой разностью фаз $\Delta\varphi_0$ и равна $P_1 = P_0 \cos(\Delta\varphi_0)$, где P_0 — поляризация пучка нейтронов при неработающих ротаторах. В случае отражения нейтронов от магнитной слоистой структуры разность фаз дополнительно изменяется в слоистой структуре на величину $\Delta\varphi = k_z^+ L_z^+ - k_z^- L_z^-$, где L_z^+ и L_z^- — эффективные вдоль оси Z пути проникновения нейтрона в структуру (предполагается, что в режиме полного отражения амплитуды отражения по модулю равны единице). При этом в резонансах $\Delta\varphi < 0$, в то время как между резонансами $\Delta\varphi > 0$. При этом всегда $\Delta\varphi_0 < 0$. Таким образом, имеем в итоге для магнитной структуры $P_2 = P_0 \cos(\Delta\varphi_0 + \Delta\varphi)$. На рис. 56 представлена длинноволновая зависимость поляризационной эффективности $\chi = P/P_0$ слоистой структуры Si(30 нм)/Fe(60 нм)/Si(120 нм)/Cu(150 нм)/стекло вместе с ротаторами для случаев магнитного (темные кружки) и немагнитного (светлые ромбы) образцов. Здесь $\lambda_{cr}(\text{Si})$, $\lambda_{cr}(\text{Fe}^-)$, $\lambda_{cr}(\text{Fe}^+)$, $\lambda_{cr}(\text{Cu})$ есть критические значения длины волны для кремния, железа при «-» и «+» спиновых состояниях нейтрона и меди соответственно. λ_{res1} , λ_{res2} и λ_{res3} — значения длины волны, при которых реализуется резонансное усиление производной разности фаз. Зависимость χ для магнитного образца отличается от зависимости для немагнитного следующим. Начнем рассмотрение со стороны больших значений длины волны. При $\lambda \approx 3,5 \text{ \AA}$ амплитуды колебаний двух зависимостей равны, но существует небольшой фазовый сдвиг. Поскольку при $\lambda > \lambda_{cr}(\text{Si})$ проникновение нейтронов через бислой Si(30 нм)/Fe(15 нм) подавлено, то фазовый сдвиг может быть объяснен различием фаз «+» и «-» амплитуд практически полного отражения нейтронов от бислоя. С уменьшением λ этот фазовый сдвиг возрастает, что и является отражением увеличения проникновения через бислой. При $\lambda_{cr}(\text{Fe}^-) < \lambda < \lambda_{cr}(\text{Si})$, когда энергия нейтрона выше потенциального барьера кремния, возникает проникновение нейтронов в слой кремния толщиной 120 нм. Отражением этого является уменьшение амплитуды колебаний поляризационной эффективно-

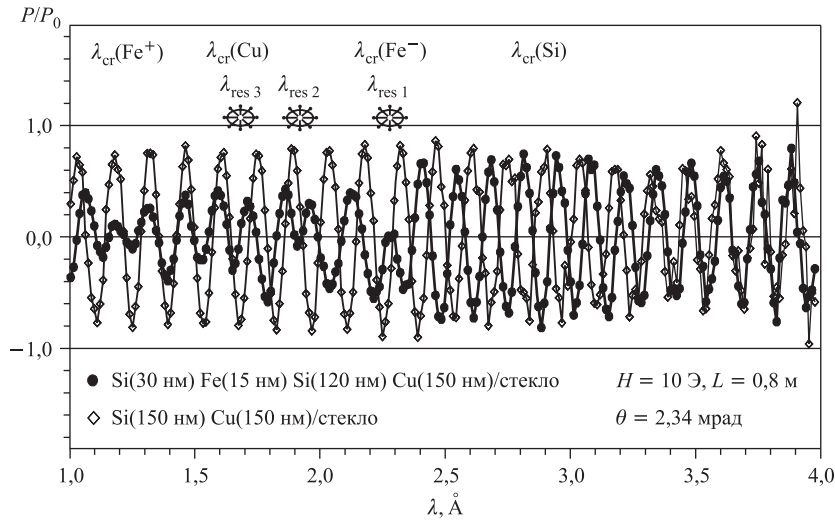


Рис. 56. Поляризационная способность слоистой структуры и области магнитного поля между ротаторами: темные кружки — Si(30 нм)/Fe(60 нм)/Si(120 нм)/Cu(150 нм)/стекло; светлые ромбы — Si(150 нм)/Cu(150 нм)/стекло

сти. При резонансных значениях длины волны 2,3, 1,9 и 1,7 \AA наблюдаются еще более сильный эффект уменьшения амплитуды колебаний и эффект изменения разности фаз. При этом эффект уменьшения амплитуды происходит из скачкообразного изменения разности фаз. Из экспериментальной кривой, в которой прецессия в магнитном поле выступает как калибровка сдвига фазы, можно заключить, что изменение разности фаз равно $\delta\Delta\varphi(\lambda_{res3}) = \pi/2$ и $\delta\Delta\varphi(\lambda_{res2}) = \pi$ для третьего и второго резонансов соответственно. Собственно этот эффект являлся здесь искомым. Для параметра η в этих резонансах имеем $\eta(\lambda_{res3}) = 50 \text{ \pi/\AA}$ и $\eta(\lambda_{res2}) = 100 \text{ \pi/\AA}$, что соответствует $f_{min}(\lambda_{res3}) = 10 \text{ кГц}$ и $f_{min}(\lambda_{res2}) = 5 \text{ кГц}$.

Таким образом, экспериментально показано, что трехслойная структура Fe/Si/Cu является эффективным нейтронным спин-прецессором и может быть применена для измерения спектра возбуждений в области низких частот.

Перейдем к экспериментальному исследованию макроскопического спин-прецессора, пригодного и для исследований статического неоднородного состояния вещества. Как известно, полимеры и биологические объекты характеризуются значениями корреляционной длины в диапазоне $l_c = 10-10^5 \text{ \AA}$. Обычный нейтронный спектрометр малоуглового рассеяния, работающий в интервале длин волн $\lambda = 1-10 \text{ \AA}$, позволяет измерять l_c в диапазоне $10-10^3 \text{ \AA}$. Для измерений l_c в интервале 10^3-10^5 \AA предложен спин-эхо-

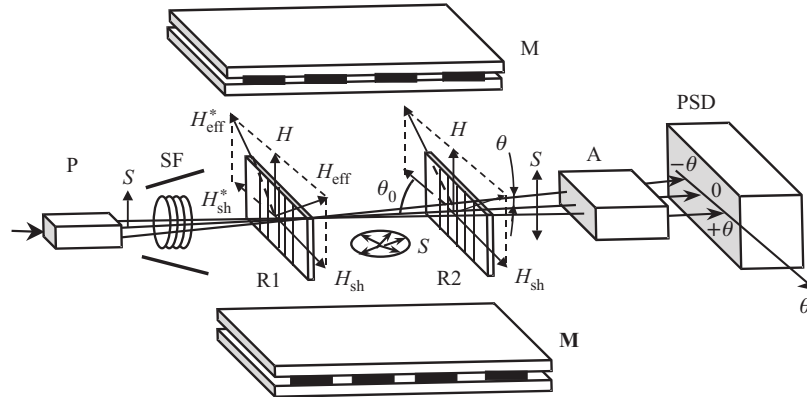


Рис. 57. Схема установки для исследования СП параллелограммного типа

спектрометр [122], в котором угол рассеяния величиной порядка 10^{-2} – 1 мрад определяется с помощью спин-прецессора через фазу прецессии поляризации нейтронного пучка в магнитном поле. На рис. 57 представлена схема измерительной установки. Поляризованный пучок нейтронов из поляризатора P проходит через спин-флипер SF и далее через вертикальную D1 и горизонтальную D2 диафрагмы. Размер вертикальной диафрагмы устанавливался как $h_1 = 5, 10$ и 25 мм, размер горизонтальной составлял $1,5$ мм, расстояние между диафрагмами 1300 мм. Далее пучок нейтронов проходил исследуемую часть установки, которая состояла из двух ротаторов поляризации R1 и R2, помещенных между полюсами магнита M с напряженностью магнитного поля $8,4$ Э. Первый ротатор R1 находился на расстоянии 300 мм от диафрагмы D2. Расстояние между ротаторами поляризации составляло 60 см, ротаторы своей плоскостью устанавливались под углом $90, 45$ и 27° к направлению пучка нейтронов. После пересечения второго ротатора поляризации пучок нейтронов проходил фокусный анализатор поляризации и регистрировался детектором. Три пучка нейтронов, формируемые диафрагмами D1 и D2, регистрировались отдельно, расстояние от диафрагмы D1 до детектора составляло 6264 мм. Пучки имели направление, которое в горизонтальной плоскости определялось углами $\theta_x = -1, 0$ и 1 мрад. Расходимость пучков составляла в вертикальной плоскости $2\Delta\theta_z = 6,4$ мрад и в горизонтальной $2\Delta\theta_x = 0,69$ мрад. Для данной геометрии расположения ротаторов фаза прецессии записывается так:

$$\varphi(\theta) = \varphi(0) \frac{\sin(\theta_0)}{\sin(\theta_0 - \theta)}. \quad (94)$$

Для случая $\theta \ll \theta_0$ имеем

$$\varphi(\theta) = \frac{\varphi(0)}{\cos(\theta) - \operatorname{ctg}(\theta_0) \sin(\theta)} \approx \varphi(0)(1 + \theta \operatorname{ctg}(\theta_0)). \quad (95)$$

Из (95) видно, что чувствительность $(\delta\varphi(\theta)/\delta\theta)/\varphi(0) \approx \operatorname{ctg}(\theta_0)$ определяется величиной угла θ_0 , с его уменьшением чувствительность возрастает. Введем поляризационную эффективность спин-прецессора как $P_{\text{эфф}} = (T(+) - T(-))/(T(+) + T(-))$, где $T(+)$ и $T(-)$ — пропускание нейтронов «+» и «-» спиновых состояний. Из теории следует, что $P_{\text{эфф}} = \cos(\varphi(\theta))$. В эксперименте $P_{\text{эфф}}$ определялась из соотношения $P_{\text{эфф}}(\lambda) = P(\lambda)/P_0(\lambda)$, где $P(\lambda)$ и $P_0(\lambda)$ — поляризация пучка нейтронов с включенными и выключенными ротаторами поляризации соответственно. Поляризация же пучка нейтронов определялась из соотношения $P(\lambda) = (J(\text{off}) - J(\text{on}))/ (J(\text{off}) + J(\text{on}))$, где

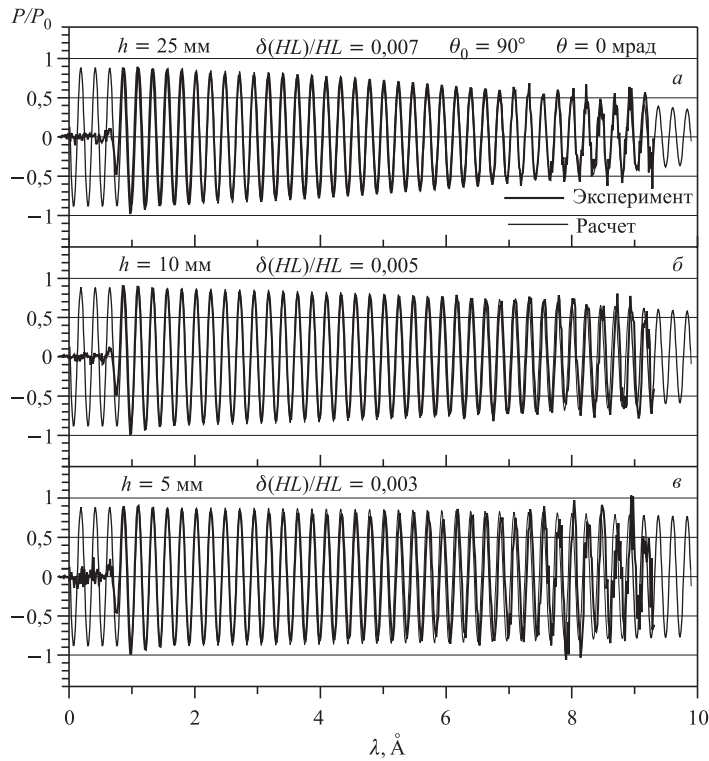


Рис. 58. Экспериментальная и расчетные зависимости нормированной поляризационной эффективности (способности) спин-прецессора параллелограммного типа при $\theta_0 = 90^\circ$ и $\theta = 0^\circ$ и значениях высоты окна диафрагмы 5, 10 и 25 мм

$J(\text{on})$ и $J(\text{off})$ — счет детектора при включенном и выключенном флипере соответственно. На рис. 58 приведены экспериментально измеренная и расчетная зависимости $P_{\text{eff}}(\lambda)$ для $\theta = 0$ при различных значениях высоты $h = 5, 10$ и 25 мм окна диафрагмы D1. Видно, что с увеличением длины волны амплитуда осцилляций уменьшается, и тем сильнее, чем больше высота окна диафрагмы. Экспериментальная зависимость аппроксимировалась функцией $\sin(cHL\lambda + \varphi_0)$, где φ_0 — некоторый сдвиг фазы, обусловленный неидеальной работой ротаторов поляризации. При расчете затухание осцилляций обеспечивалось введением среднеквадратичного отклонения параметра $\beta = HL = \varphi(0)/c\lambda$ ($c = \gamma/\lambda v = \text{const}$, γ — гиромагнитное отношение ней-

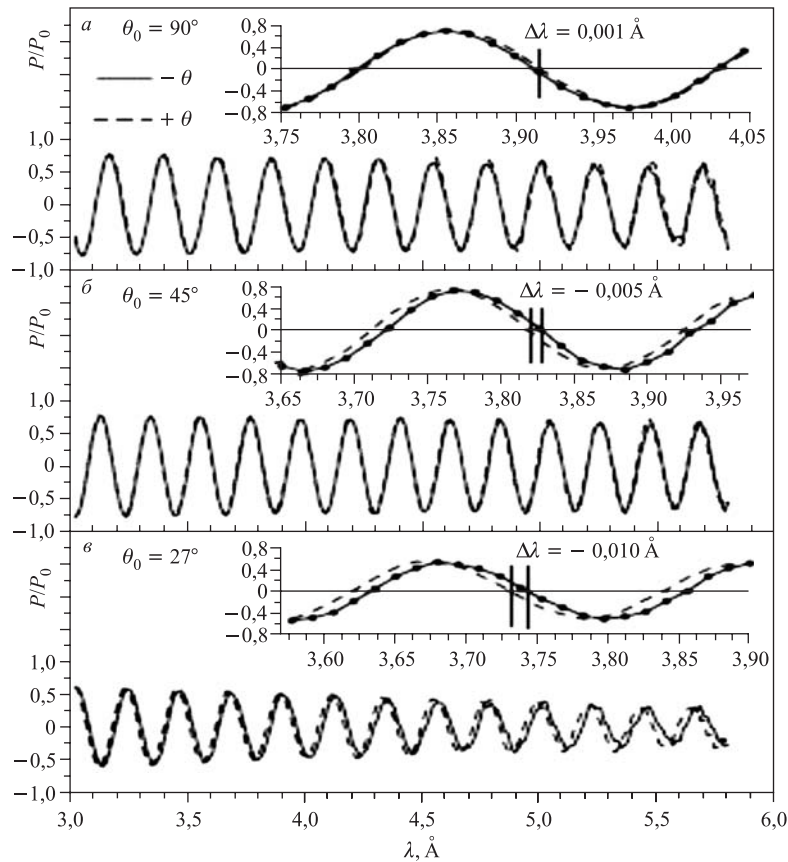


Рис. 59. Зависимости $P_{\text{eff}}(\lambda)$ для $H = 25$ мм и $\theta = -1$ и 1 мрад при значениях $\theta_0 = 90, 45$ и 27°

трона, v — скорость нейтрона), являющегося произведением напряженности магнитного поля H на расстояние между ротаторами L . Среднеквадратичное отклонение β , в свою очередь, определялось среднеквадратичным отклонением среднего значения поля и среднеквадратичным разбросом L , вызванных конечным сечением пучка нейтронов и его расходимостью. Значения $\delta(HL)/HL$ составили 0,003, 0,005 и 0,007, соответственно, при значениях $H = 5, 10$ и 25 мм.

На рис. 59, *a–в* представлены зависимости $P_{\text{eff}}(\lambda)$ для $H = 25$ мм и $\theta = -1$ и 1 мрад при значениях $\theta_0 = 90, 45$ и 27° . Видно, что с уменьшением θ_0 длинноволновый сдвиг между двумя кривыми возрастает, что, собственно, является основным и отражает возникновение разности фаз. Из рис. 59, *a* сле-

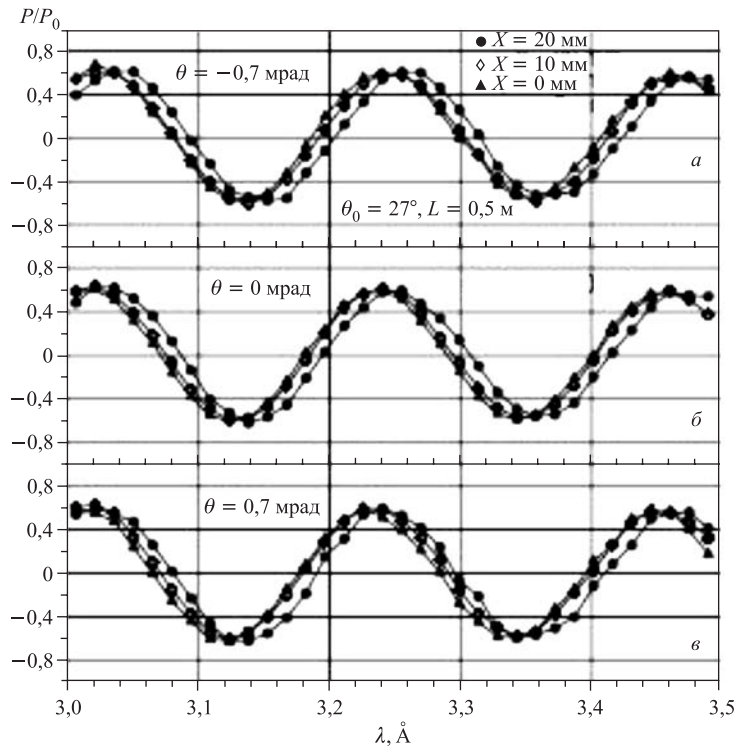


Рис. 60. Зависимость поляризующей способности от длины волны нейтронов при углах, характеризующих направление пучка $\theta = 0,7$ (*a*), 0 (*b*) и $-0,7$ мрад (*в*), и положениях спин-прецессора $X = 0, 10$ и 20 мм в направлении перпендикулярно пучку. Угол между плоскостями токовых фольг спин-прецессора и направлением пучка $\theta_0 = 27^\circ$, длина спин-прецессора в направлении пучка $L = 0,5$ м

дует, что и для $\theta_0 = 90^\circ$ наблюдается сдвиг $\Delta\lambda \approx 0,001 \text{ \AA}$. По-видимому, этот сдвиг связан с градиентом магнитного поля, составлявшим, как следует из оценки, величину $\Delta H/H \approx 2,5 \cdot 10^{-4}$ между направлениями $\theta = -1$ мрад и $\theta = 1$ мрад.

Важной характеристикой спин-прецессора, определяющей ширину нейтронного пучка в спектрометре, является однородность его характеристик в направлении X перпендикулярно направлению нейтронного пучка. Для выяснения этого вопроса были проведены исследования (рис. 60) по измерению зависимости $P_{\text{eff}}(\lambda)$ для $H = 25$ мм и различных значений координаты $X = 0, 10, 20$ мм диафрагмы D2 относительно центра прецессора. Из рис. 60 видно, что если сдвиг $P_{\text{eff}}(\lambda)$ по длине волны для положения $X = 10$ мм относительно $X = 0$ составляет порядка $\Delta\lambda_1 = 0,005 \text{ \AA}$, то для $X = 20$ мм сдвиг уже равен $\Delta\lambda_2 = 0,02 \text{ \AA}$. Очевидно, что этот сдвиг также вызван градиентом магнитного поля. Таким образом, из этих результатов следует, что для прецессора с $\theta_0 = 45^\circ$ и нейтронным пучком шириной 20 мм градиент магнитного поля будет приводить к ограничению углового разрешения до величины порядка 2 мрад.

Итак, данные исследования показали, что макроспин-прецессор работает в интервале длин волн 1–10 \AA , что, как показывают оценки [128], позволяет определять корреляционную длину в пределах 10^2 – 10^4 \AA .

4.3.3. Наноструктура как спин-эхо-спектрометр нейтронов. В [125] была озвучена идея, что спин-эхо-спектрометр нейтронов может быть выполнен в виде наноструктуры. В этой работе выполнены расчеты пропускания нейтронов структурой $\text{Fe}(1000 \text{ \AA})/\text{Bi}(x)/\text{Fe}(2000 \text{ \AA})/\text{Bi}(200000 \text{ \AA})/\text{Fe}(1000 \text{ \AA})$, для которой векторы намагниченности $J = 21,6$ кЭ и напряженности магнитного поля $H = 1$ кЭ лежат в плоскости структуры и перпендикулярны друг другу. В этой структуре слои железа $\text{Fe}(1000 \text{ \AA})$ являются ротаторами поляризации на угол $\pi/2$, а слой $\text{Fe}(2000 \text{ \AA})$ является ротатором на угол π . Для пропусканий $T^{++}(x)$ и $T^{+-}(x)$ получены периодические зависимости, которые антифазны друг другу (рис. 61). Пространственный период равен $\Delta x = 85000 \text{ \AA}$, что соответствует изменению фазы прецессии $\Delta\varphi = \gamma H \Delta x / (v \sin(\theta))$, где γ — гиромагнитное отношение нейтрона, а v — скорость нейтрона на 2π . Такая структура работает фактически в режиме однократного пропускания нейтронов, так как энергия нейтронов (ее часть, связанная с перпендикулярной компонентой скорости) значительно больше потенциалов взаимодействия составляющих ее слоев.

Можно рассмотреть другой вариант наноструктуры, в котором будет реализовано усиление производной фазы. В этом разделе мы уже теоретически и экспериментально рассмотрели применение трехслойной структуры в качестве спин-прецессора. Если мы сложим два спин-прецессора и поместим в середине токовый спиновый ротатор на угол π , то получим фактически спин-эхо-спектрометр, в котором только будут отсутствовать $\pi/2$ -ротаторы. На-

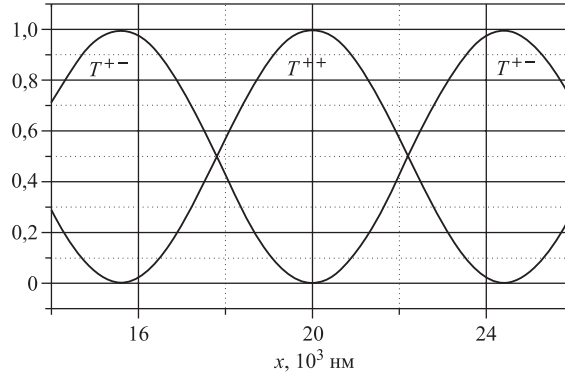


Рис. 61. Зависимости $T^{++}(x)$ и $T^{+-}(x)$ для структуры Fe(100 нм)/Bi(x)/Fe(200 нм)/Bi(20 000 нм)/Fe(100 нм) при $\lambda = 1,53 \text{ \AA}$ и $\theta = 10$ мрад

пример, это может быть структура $\text{Py}(x)/\text{Si}(y)/\text{Cu}(z)/\text{Si}(y)/\text{Py}(x)$ с $x = 100 \text{ \AA}$, $y = 1000 \text{ \AA}$ и $z = 200 \text{ \AA}$. Здесь магнитные слои из пермаллоя $\text{Py}(x)$ выбраны, чтобы внешнее поле было мало и составляло, например, значение $H = 10 \text{ Э}$. Внешнее магнитное поле на одной половине структуры направлено в одну сторону, а на другой — в противоположную, так что на слое меди его значение равно нулю. По слою $\text{Cu}(z)$ пропускается ток в перпендикулярном к внешнему магнитному полю направлении, так что магнитное поле тока коллинеарно внешнему магнитному полю.

Можно, конечно, рассмотреть и более сложную схему с включением $\pi/2$ -ротаторов. Однако все схемы требуют экспериментальной проверки. Экспериментальное тестирование модели спин-эхо-спектрометра со слоистыми спин-прецессорами описано в [127].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе отмечены и продемонстрированы возможности, связанные с использованием поля нейтронных стоячих волн. В настоящее время следует констатировать, что данный режим волнового поля используется не в полной мере. Это связано прежде всего с тем, что для решения большинства задач достаточно использовать стандартную рефлектометрию нейтронов. Режим усиленных стоячих волн должен найти применение в исследованиях слабо возмущенных структур, которые характеризуются экстремально малой вероятностью процессов поглощения нейтронов. Режим усиленных стоячих волн может быть применен для выполнения нейтронных фундаментальных исследований, для которых будет важной небольшая дисперсия волнового вектора нейтрона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fermi E., Zinn W. U.* // Phys. Rev. 1946. V. 70. P. 103.
2. *Hughes D. J., Burgy M. T.* // Phys. Rev. 1951. V. 81. P. 498.
3. *Nayter J. B. et al.* // J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1981. V. 1. P. 1437.
4. *Felcher G. P.* // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. P. 1995.
5. *Корнеев Д. А. и др.* Сообщ. ОИЯИ РЗ-81-546. Дубна, 1981.
6. *Корнеев Д. А., Кудряшов В. А.* Сообщ. ОИЯИ РЗ-80-350. Дубна, 1980.
7. *Aksenov V. L. et al.* // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2003. V. 258–259. P. 332–334.
8. *Ковальчук М. В., Кон В. Г.* // УФН. 1986. Т. 149, вып. 1. С. 69.
9. *Игнатович В. К.* Рассеяние волн и частиц на одномерных периодических потенциалах. Сообщ. ОИЯИ Р4-10778. Дубна, 1977. 18 с.
10. *Batterman B. W., Cole H.* // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 681.
11. *Mughabghab S. F. et al.* Neutron Cross Section. N. Y.: Acad. Press, 1981. Parts A, B.
12. *Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V.* Neutron Interference at Grazing Incidence Reflection. Neutron Standing Waves in Multilayered Structures: Applications, Status, Perspectives // Physica B. 2001. V. 297. P. 101–112.
13. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. Т. 3. М.: Наука, 1989.
14. *Zhang H. et al.* Grazing Incidence Prompt Gamma Emissions and Resonance-Enhanced Neutron Standing Waves in a Thin Film // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 3044–3047.
15. *Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V.* Neutron Standing Waves Investigations with Polarized Neutrons // Physica B. 1999. V. 267–268. P. 313–319.
16. *Аксенов В. Л. и др.* Наблюдение стоячих нейтронных волн при полном отражении нейтронов методом прецизионной гамма-спектроскопии // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2000. Т. 6. С. 7–10.
17. *Aksenov V. L. et al.* Observation of Neutron Standing Waves at Total Reflection of Polarized Neutrons by Precision Gamma-Spectroscopy // Physica B. 2000. V. 276–278. P. 809–810.
18. *Furman W. I. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, Italy, May 19–24, 1997. С. 565.
19. *Camley R. E., Tilley D. R.* Phase Transitions in Magnetic Superlattices // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. P. 3413–3421.
20. *Dufour C. et al.* Polarized Neutron Scattering from Gd/Fe Multilayers: Twisted Phase and Spin-Flip Scattering // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 14572–14575.
21. *Aksenov V. L. et al.* JINR Preprint E3-98-383. Dubna, 1998. 6 p.
22. *Aksenov V. L. et al.* Observation of Resonance Enhanced Neutron Standing Waves through (n, α) Reaction // Physica B. 2000. V. 276–278. P. 946–947.
23. *Gledenov Yu. M. et al.* Testing an Ionization Chamber with Gaseous Samples and Measurements of the (n, α) Reaction Cross Sections // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 431, Issues 1–2. P. 201–207.
24. *Feng Y. P. et al.* Direct Observation of Neutron-Guided Wave in a Thin Film Waveguide // Phys. Rev. B. V. 49(15). P. 10814–10817.

25. *Menelle A. et al.* Observation of Magnetic Thin Films Neutron Waveguides // *Physica B*. 1997. V. 234–236. P. 510–512.
26. *Ignatovich V. K., Radu F.* Theory of Neutron Channeling in the Resonant Layer of Multilayer Systems // *Phys. Rev. B*. 2001. V. 64. P. 205408(1)–205408(6).
27. *Aksenov V. L. et al.* Neutron Wave Channeling in the Structure Cu(30 nm)/Ti(150 nm)/Cu(100 nm)/glass. Annual Report FLNP JINR. Dubna, 2000. P. 139–140.
28. *Аксенов В. Л. и др.* Генерация стоячей нейтронной волны при полном отражении поляризованных нейтронов // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. 2000. Т. 8. С. 10–15.
29. *Ignatovich V. K.* Depolarization of Ultracold Neutrons in Refraction and Reflection by Magnetic-Film Surfaces // *JETP Lett.* 1978. V. 28(5). P. 311–314.
30. *Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V., Kozhevnikov S. V.* Spin-Flip Spatial Neutron Beam-Splitting in Magnetic Media // *Physica B*. 2001. V. 297. P. 94–100.
31. *Schuller K.* New Class of Layered Materials // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44. P. 1597–1600.
32. *Hosoi N. et al.* Monatomic Fe Layer Sandwiched in Sb Layers // *J. Phys. Soc. of Japan*. 1982. V. 51, No. 9. P. 2701–2702.
33. *Morishita T., Togami Y., Tsushima K.* Magnetism and Structure of Compositionally Modulated Fe-Gd Thin Films // *J. Phys. Soc. of Japan*. 1985. V. 54(1). P. 37–40.
34. *Camley R. E., Tilley D. R.* Phase Transitions in Magnetic Superlattices // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 37(7). P. 3413–3421.
35. *Camley R. E.* Properties of Magnetic Superlattices with Antiferromagnetic Interfacial Coupling: Magnetization, Susceptibility, and Compensation Points // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39(16). P. 12316–12319.
36. *Shan Z. S., Sellmyer D. J.* Magnetism of Rare-Earth-Transition-Metal Nanoscale Multilayers. I. Experiments on Dy/Co, Dy/Fe, and Tb/Fe // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 42(16). P. 10433–10445.
37. *Shan Z. S. et al.* Magnetism of Rare-Earth-Transition-Metal Nanoscale Multilayers. II. Theoretical Analysis of Magnetization and Perpendicular Magnetic Anisotropy // *Ibid.* P. 10446–10459.
38. *Dieny B., Gavignan J. P.* Minimum Energy Versus Metastable Magnetisation Processes in Antiferromagnetically Coupled Ferromagnetic Multilayers // *J. Phys. Condens. Matter*. 1990. V. 2, No. 1. P. 187–194.
39. *Fujimori H., Kamiguchi Y., Hayakawa Y.* New Phenomena of Magnetoresistance in Ferrimagnetic Fe/Gd Multilayers // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 67(9). P. 5716–5718.
40. *Cherifi K. et al.* Experimental Magnetic Phase Diagram of a Gd/Fe Multilayered Ferrimagnet // *Phys. Rev. B*. V. 44(14). P. 7733–7736.
41. *Bauer Ph. et al.* Direct Evidence of the Twisted State in Ferrimagnet Gd/Fe Multilayers by Mossbauer Spectroscopy // *Europhys. Lett.* 1991. V. 16(3). P. 307–312.
42. *Li Yi. et al.* Magnetic Properties of Gd/Fe and Fe/Gd Bilayer Systems // *Physica B*. 1997. V. 234–236. P. 489–491.
43. *Изюмов Ю. А., Прошин Ю. Н., Хусаинов М. Г.* Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник // *УФН*. 2002. Т. 172(2). С. 113–153.

44. Гинзбург В. Л. О ферромагнитных сверхпроводниках // ЖЭТФ. 1956. Т. 31(2). С. 202–210.
45. Жарков Г. Ф. К теории ферромагнитных сверхпроводников // ЖЭТФ. 1958. Т. 34(3). С. 412–416.
46. Жарков Г. Ф. О промежуточном состоянии ферромагнитных сверхпроводников // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 1784–1788.
47. Anderson P. W., Suhl H. Spin Alignment in the Superconducting State // Phys. Rev. 1959. V. 116. P. 898–900.
48. Bulaevskii L. N., Rusinov A. I., Kulic M. Helical Order of Spins in Superconductors // Solid State Commun. 1979. V. 30, Issue 2. P. 59–63.
49. Bulaevskii L. N. et al. Domain-Like Magnetic Structure in Superconductors of ErRh_4B_4 and HoMo_6S_8 Type // Solid State Commun. 1982. V. 44, Issue 8. P. 1247–1251.
50. Буздин А. И. и др. Магнитные сверхпроводники // УФН. 1984. Т. 144. С. 597–641.
51. Bernhard C. et al. Coexistence of Ferromagnetism and Superconductivity in the Hybrid Ruthenate-Cuprate Compound $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ Studied by Muon Spin Rotation and *dc* Magnetization // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 14099–14107.
52. Pickett W. E., Weht R., Shick A. B. Superconductivity in Ferromagnetic $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3713–3716.
53. Shimahara H., Hata S. Superconductivity in a Ferromagnetic Layered Compound // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 14541–14546.
54. Chmaissem O. et al. Crystal and Magnetic Structure of Ferromagnetic Superconducting $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ // Ibid. V. 61. P. 6401–6407.
55. Lynn J. W. et al. Antiferromagnetic Ordering of Ru and Gd in Superconducting $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ // Ibid. P. R14964–R14967.
56. Eisaki H. et al. Competition between Magnetism and Superconductivity in Rare-Earth Nickel Boride Carbides // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 647–650.
57. Huang Q. et al. Neutron-Powder-Diffraction Study of the Nuclear and Magnetic Structures of the Antiferromagnetic Superconductor $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. P. 3701–3708.
58. Cho B. K. et al. Magnetic and Superconducting Properties of Single-Crystal $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$ // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 3676–3683.
59. Абрикосов А. А., Горьков Л. П. К теории сверхпроводящих сплавов с парамагнитными примесями // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1781–1796.
60. Baltensperger W. // Physica (Suppl.). 1958. V. 24S. P. 153.
61. Sarma G. J. On the Influence of a Uniform Exchange Field Acting on the Spins of the Conduction Electrons in a Superconductor // Phys. Chem. Solids. 1963. V. 24, Issue 8. P. 1029–1032.
62. Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н. Неоднородное состояние сверхпроводников // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1136.
63. Fulde P., Ferrell R. A. Superconductivity in a Strong Spin-Exchange Field // Phys. Rev. A. 1964. V. 135. P. 550–563.
64. De Gennes P. G. Boundary Effects in Superconductors // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 225–237.

65. *Koorevaar P. et al.* Decoupling of Superconducting V by Ultrathin Fe Layers in V/Fe Multilayers // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 49. P. 441–449.
66. *Strunk C. et al.* Superconductivity in Layered Nb/Gd Films // *Ibid.* P. 4053–4063.
67. *Wong H. K. et al.* Superconducting Properties of V/Fe Superlattices // *J. Low. Temp. Phys.* 1986. V. 63. P. 307–315.
68. *Jiang J. S. et al.* Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Nb/Gd Multilayers // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. P. 314–317.
69. *Radovich Z. et al.* Transition Temperatures of Superconductor-Ferromagnet Superlattices // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 44. P. 759–764.
70. *Буздин А. И., Вуйичиц Б., Куприянов М. Ю.* Структура сверхпроводник-ферромагнетик // *ЖЭТФ.* 1992. Т. 101. С. 231–240.
71. *Muhge Th. et al.* Influence of Superconductivity on Magnetic Properties of Superconductor/Ferromagnet Epitaxial Bilayers // *Physica C.* 1998. V. 296. P. 325–336.
72. *Garifullin I. A.* Proximity Effects in Ferromagnet/Superconductor Heterostructures // *JMMM.* 2002. V. 240. P. 571–576.
73. *Sa de Melo C. A. R.* Magnetic Exchange Coupling through Superconductors: A Tri-layer Study // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62(18). P. 12303–12316.
74. *Volkov A. F., Bergeret F. S., Efetov K. B.* Odd Triplet Superconductivity in Superconductor-Ferromagnet Multilayered Structures // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90(11). P. 117006-1–117006-4.
75. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Induced Ferromagnetism Due to Superconductivity in Superconductor-Ferromagnet Structures // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. P. 174504-1–174504-5.
76. *Krivoruchko V. N., Koshina E. A.* Inhomogeneous Magnetism Induced in a Superconductor at a Superconductor-Ferromagnet Interface // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 66. P. 014521-1–014521-6.
77. *Buzdin A. I.* Proximity Effects in Superconductor-Ferromagnet Heterostructures // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. P. 935–976.
78. *Аксенов В. Л. и др.* Особенности магнитного состояния слоистой наноструктуры ферромагнетик-сверхпроводник Fe-V // *Кристаллография.* 2007. Т. 52(3). С. 403–409.
79. *Aksenov V. L. et al.* Interplay between Superconductivity and Ferromagnetism in Fe/V Multilayered Structure Studied by Polarized Neutron Reflectometry // *Physica B.* 2005. V. 356. С. 9–13.
80. *Granberg P. et al.* Antiferromagnetic Coupling and GMR Effects in Fe/V(001) Superlattices // *JMMM.* 1998. V. 186. P. 154–160.
81. *Uzdin V. M., Häggström L.* Atomic-Scale Magnetic and Chemical Structure of Fe/V Multilayers Using Mössbauer Spectroscopy // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. P. 024407-1–024407-6.
82. *Schwicker M. M. et al.* Magnetic Moments, Coupling, and Interface Interdiffusion in Fe/V(001) Superlattices // *Phys. Rev. B.* 1998. V. 57. P. 13681–13691.
83. *Аксенов В. Л. и др.* Исследование влияния ультразвуковой волны на магнитное упорядочение в слоистой структуре 20[Fe(1,993 нм)/Cr(1,2 нм)]/MgO. Препринт ОИЯИ Р14-2007-109. Дубна, 2007. 15 с.

84. *Unguris J., Celotta R.J., Pierce D.T.* Observation of Two Different Oscillation Periods in the Exchange Coupling of Fe/Cr/Fe(100) // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 67. P. 140–143.
85. *Purcell S.T., Folkerts W., Johnson M.T.* Oscillations with a Period of Two Cr Monolayers in the Antiferromagnetic Exchange Coupling in a(001) Fe/Cr/Fe Sandwich Structure // *Ibid.* P. 903–906.
86. *Demokritov S., Wolf J.A., Grundberg P.* Evidence for Oscillations in the Interlayer Coupling of Fe Films across Cr Films from Spin Waves and $M(H)$ Curves // *Europhys. Lett.* 1991. V. 15. P. 881–886.
87. *Sander B., Zolotoyabko E., Komem Y.* The Dynamics of Rocking Curves in Strained (001) Si Crystals Undergoing Ultrasonic Excitation // *Appl. Phys. A.* 1998. V. 28. P. 287–290.
88. *Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А.* Упругие свойства магнетика с доменами // *ФММ.* 1975. Т. 39(4). С. 478–485.
89. *Луговой А. А., Туров Е. А.* Магнитоакустический резонанс 90° доменных границ в кубических антиферромагнетиках // *ФТТ.* 1982. Т. 24(4). С. 1145–1149.
90. *Денисов С. И.* Дрейф доменной границы в звуковой волне // *ФТТ.* 1989. Т. 31(11). С. 270–272.
91. *Горобец Ю. И., Денисов С. И.* Нелинейная динамика 180° -й доменной границы в поле упругих напряжений, создаваемых звуковой волной // *УФЖ.* 1990. Т. 35(2). С. 271–274.
92. *Герасимчук В. С., Шитов А. А.* Вынужденное движение доменных границ в ферритах-гранатах в поле звуковой волны // *ФТТ.* 2001. Т. 43(10). С. 1849–1854.
93. *Герасимчук В. С., Шитов А. А.* Динамика доменных границ в легкоплоскостном магнетике в поле звуковой волны // *ФТТ.* 2003. Т. 45(1). С. 119–123.
94. *Spencer W.J., Pearman G.T.* // *Adv. X-ray Anal.* 1970. V. 13. P. 507–527.
95. *Mikula P., Lukas P., Kulda J.* Neutron Diffraction by an Absorbing Vibrating InSb Crystal // *Acta. Cryst. A.* 1992. V. 48. P. 72–73.
96. *Kohler R., Mohling W., Peibst H.* Evaluation of Acoustoelectric Wave Vectors and Amplitudes from X-ray Diffraction Experiments // *Phys. Stat. Solidi(b).* 1974. V. 61. P. 439–447.
97. *Иолин Е. М. и др.* Интерференционные явления при динамической дифракции нейтронов в условиях ультразвукового возбуждения // *ЖЭТФ.* 1986. Т. 91(6). С. 2132–2139.
98. *Иолин Е. М. и др.* Аномальное влияние высокочастотного ультразвука на дифракцию излучений в деформированных монокристаллах // *ЖЭТФ.* 1988. Т. 94(5). С. 218–233.
99. *Hamilton W.A. et al.* Neutron Diffraction by Surface Acoustic Waves // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 2770–2773.
100. *Iolin E. et al.* Inelastic Neutron Scattering on the High-Frequency Ultrasound in Single Crystals // *Physica B.* 1998. V. 241–243. P. 1213–1215.
101. *Герасимов А. С., Игнатович В. К., Казарновский М. В.* О нагревании ультрахолодных нейтронов звуковыми колебаниями стенок ловушки. Препринт ОИЯИ Р4-6940. Дубна, 1973.

102. *Игнатович В. К.* Влияние низкочастотных колебаний на время удержания ультрахолодных нейтронов в ловушке. Связь с низкотемпературной аномалией теплоемкости неупорядоченных твердых тел. Препринт ОИЯИ Р4-8687. Дубна, 1975.
103. *Aksenov V. L. et al.* Neutron Reflection from an Ultrasonically Excited Layered Structures. JINR Preprint E3-2001-224. Dubna, 2001. С. 1–14.
104. *Aksenov V. L. et al.* Neutron Reflection from an Ultrasonically Excited Nanostructures // *Latv. J. Phys. Techn. Sci.* 2004. V. 3. P. 55–61.
105. *Aksenov V. L. et al.* Neutron Reflection by Ultrasonically Excited Glass Surface // *Ibid.* V. 6. P. 3–11.
106. *Augustynski J.* Characterization of Electrodeposited TiO₂ Films // *J. Electrochim. Acta.* 1993. V. 38. P. 43–47.
107. *Birtcher R. C.* Neutron Irradiation Effects Studies at IPNS // *Neutron News.* 1997. V. 8(3). P. 8–12.
108. *Аксенов В. Л., Никитенко Ю. В.* Поляризационная нейтронная рефлектометрия на ИБР-2 // *Кристаллография.* 2007. Т. 52(3). С. 593–602.
109. *Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V.* Polarized Neutron Reflectometry at IBR-2 // *Neutron News.* 2005. V. 16(3). P. 19–23.
110. *Nikitenko Yu. V.* Proposals for IBR-2M Spectrometer Complex Development Program. JINR, E3,13-2006-149. Dubna, 2006.
111. *Aksenov V. L., Ignatovich V. K., Nikitenko Yu. V.* Neutron Standing Waves in Layered Systems // *Crystallogr. Rep.* 2006. V. 51(5). P. 734–753.
112. *Kortright J. B. et al.* Research Frontiers in Magnetic Materials at Soft X-ray Synchrotron Radiation Facilities // *JMMM.* 1999. V. 207. P. 7–44.
113. *Utsuro M., Ignatovich V. K.* // *Phys. Lett. A.* 1998. V. 246. P. 7–15.
114. *Maaza M., Pardo B., Bridou F.* New Optical Transmission Device to Produce High Monochromatic and High Polarized Neutron Beams Based on the Tunneling Frustrated Total Reflection in Neutron Guides // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1993. V. 326. P. 531–537.
115. *Кезерашвили В. Я. и др.* Нейтронный многослойный монохроматор-поляризатор на основе пары Fe/Ag. I. Изготовление и исследование монохроматора-поляризатора // *ЖЭТФ.* 1987. Т. 57(7). С. 1372–1379.
116. *Кезерашвили В. Я. и др.* Нейтронный многослойный монохроматор-поляризатор на основе пары Fe/Ag. II. Влияние разнотолщинности слоев и угловой расходимости падающего пучка нейтронов на отражательную способность многослойного монохроматора-поляризатора // *ЖЭТФ.* 1987. Т. 57(8). С. 1632–1637.
117. *Syromyatnikov V. G. et al.* Neutron Double Multilayer Monochromator-Polarizer CoTi // *Physica B.* 1998. V. 248. P. 355–357.
118. *Mezei F.* Neutron Spin Echo: A New Concept in Polarized Thermal Neutron Techniques // *Z. Phys.* 1972. V. 255. P. 146–160.
119. *Gahler R., Golub R.* Neutron Resonance Spin Echo, Bootstrap Method for Increasing the Effective Magnetic Field // *J. Phys. (Paris).* 1988. V. 49. P. 1195–1202.
120. *Dubbers D. et al.* Prototype of a Zero-Field Neutron Spin Echo Spectrometer // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1989. V. 275. P. 294–300.

-
121. Pynn R. Neutron Spin Echo and Three-Axis Spectrometers // Proc. of a Laue-Langevin Institute Workshop, Grenoble / Ed. F. Mezei. Lecture Notes in Phys. 1980. V. 128. P. 159–177.
 122. Rekveldt M. Th. Novel SANS Instrument Using Neutron Spin Echo // Nucl. Instr. Meth. B. 1996. V. 114. P. 366–370.
 123. Ebisava T. *et al.* Cold Neutron Interferometry Using Multilayer Mirrors // Neutron Res. 1996. V. 4. P. 157–166.
 124. Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V. Multilayer Structures as Elements of Spin-Echo Spectrometer // Proc. of the ILL Millennium Symp., Grenoble, France, 2001. P. 323–325.
 125. Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V. Layered Structures as Elements of the Neutron Spin-Echo Reflectometer // Nucl. Instr. Meth. B. 2002. V. 187. P. 560–565.
 126. Aksenov V. L. *et al.* Three-Layered Fe/Si/Cu Structure as a Neutron Spin-Precursor for Low-Frequency Spectrometry of Thin Layers and Surfaces // JMMM. 2004. V. 272–276. P. 845–847.
 127. Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V., Osipov A. A. Neutron Nano-Spin-Echo Spectrometer Based on Magnetic Nanostructures // Crystallogr. Rep. 2007. V. 52, No. 5. P. 901–905.
 128. Aksenov V. L. *et al.* Spin-Precursor Intended for Microstructure Investigations at Ultrasmall-Angle Neutron Spectrometer // Physica B. 2004. V. 345. P. 254–257.