

98-369



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-369

ДЗ-98-369

В.Л.Аксенов, Ю.В.Никитенко, С.В.Кожевников, Ф.Раду,
Р.Круис*, Т.Реквелдт*

ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОННОЙ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ
ПРИ ПОЛНОМ ОТРАЖЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
НЕЙТРОНОВ

Направлено в «ЖЭТФ»

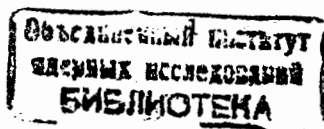
*Interfaculty Reactor Institute, Delft University of Technology,
Mekelweg 15, 2629JB, Delft, The Netherlands

1998

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронная стоячая волна образуется при распространении нейтронов в кристалле или слоистой структуре. Являясь периодическим пространственным распределением нейтронной плотности, стоячая волна проявляется через "аномальную" от длины волны нейтрона зависимость вероятности того или иного процесса поглощения нейтрона. Первое наблюдение проявления стоячей волны относится к 1956 г., когда в эксперименте на монокристалле CdSO_4 наблюдался эффект "аномального" поглощения нейтронов [1]. Позже был осуществлён ряд экспериментов, в которых исследовались различные аспекты этого вида нейтронного волнового поля. Так, в [2-6] проводилось исследование процесса "аномального" поглощения на кристаллах InSb и CdS . В [5-6], в частности, сделан вывод о сохранении когерентности распространения нейтронной волны при длине волны нейтрона, соответствующей резонансу сильнозахватного ядра Cd . В [7] изучалось "аномальное", связанное с полем стоячих волн, некогерентное рассеяние на спинах ядер водорода. Образование нейтронных стоячих волн в кристалле зависит от поля упругого напряжения. В связи с этим ряд работ [8,9] был посвящён исследованию отражающей способности колеблющегося или подвергнутого изгибу кристалла.

Аналогично нейтронам распространяющееся в слоистых структурах рентгеновское излучение образует рентгеновские стоячие волны [10]. В [11] было предложено использовать стоячую волну рентгена как чувствительный метод определения структуры. Метод основан на измерении угловой зависимости интенсивности вторичной, обусловленной поглощением рентгеновских лучей,



радиации (вторичная флуоресценция, фото- и оже-электронная эмиссии). Вторичное излучение несёт информацию об атомах, которые его испустили. В связи с этим, регистрируя характеристическое излучение, можно точно определить сорт атомов, их количество и получить, таким образом, более детальную информацию [12]. Рентгеновские лучи рассеиваются на электронной плотности. Поэтому их использование ограничено материалами с небольшими значениями зарядового числа элемента.

Нейтроны обладают большей проникающей способностью и имеют магнитный момент. В связи с этим они могут использоваться также при исследовании сред, состоящих из элементов с большим зарядовым числом или (и) магнитоактивных атомов. Характеристическим излучением, возникающем при захвате нейтронов, является прежде всего гамма-излучение, присущее с заметной вероятностью большинству ядер (отметим, что в [1] обнаружение волнового поля стоячих нейтронных волн осуществлялось путём регистрации гамма-излучения, испускаемого ядрами Cd). В работе [13] было сообщено о наблюдении стоячих нейтронных волн в слоистой структуре с характерными толщинами слоёв порядка сотен ангстрем. В эксперименте измерялась интенсивность гамма-излучения от слоя гадолиния толщиной 84Å в зависимости от угла скольжения пучка нейтронов. Наблюдённая зависимость имела ряд максимумов, соответствующих различным порядкам поглощения нейтронной волны. Авторы делают вывод о наблюдении резонансно-усиленных стоячих волн [14]. На самом деле режим усиления реализовывался, только когда на гадолиниевом слое находился узел стоячей волны. При углах скольжения, соответствующих пучности стоячей волны на гадолиниевом слое,

режим усиления из-за большого поглощения нейтронов не реализовывался.

В данной работе предложен новый метод измерения, основанный на использовании стоячей волны в определённом "+ (-)" спиновом состоянии (с проекцией спина нейтрона вдоль (против) направления магнитного поля). Стоячая волна в определённом спиновом состоянии может быть использована для определения пространственного положения слоя вещества, вызывающего изменение заселённости спиновых состояний нейтрона в магнитном поле. Изменение заселённости может быть вызвано как нейтрон-ядерным спин-зависимым взаимодействием, так и взаимодействием нейтрона с электронной оболочкой атома. Последнее взаимодействие ответственно за процесс перехода нейтрона между спиновыми состояниями при прохождении им границы раздела магнитно-неколлинеарных сред (или магнитно-неколлинеарного слоя). Отражённые от или преломлённые в магнитно-неколлинеарной среде и испытавшие переход нейтроны образуют вторичное излучение. Поток этих нейтронов сосредоточен в небольшом телесном угле. Это обеспечивает светосилу и превышение полезного счёта нейтронов по отношению к фоновому. В результате достигается атомного масштаба чувствительность измерений пространственного положения магнитно-неколлинеарного слоя.

Ниже приведены результаты экспериментальной проверки возможности образования нейтронных стоячих волн определённого спинового состояния при полном отражении нейтронов, а также их использования для определения положения магнитно-неколлинеарного слоя.

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Рассмотрим качественно картину формирования нейтронной стоячей волны при полном отражении нейтронов. Оптический потенциал (рис.1а.) когерентного взаимодействия нейтрона состоит из преобразующей (transformer), фазосдвигающей (phase shifter) и отражающей волну (reflector) областей. В фазосдвигающей области на расстоянии L от отражателя расположен магнитный слой (spin-flipper) с вектором намагниченности, неколлинеарным вектору напряжённости внешнего магнитного поля. Пусть падающая нейтронная волна, распространяющаяся в вакууме, есть ψ_0^- . После прохождения преобразующей области в фазосдвигающей области распространяется результирующая волна $\psi^-(x)$, являющаяся суммой волн различной кратности отражения от границ "фазосдвигатель - отражатель" и "фазосдвигатель - вакуум". Результирующая волна отражается от отражателя нейтронов с амплитудой γ . В результате возникает встречно бегущая волна $\psi^+(x) = (\exp(ikx) \gamma \exp(ikx)) \psi^-(x)$. Волны $\psi^+(x)$ и $\psi^-(x)$ интерферируют. В результате в фазосдвигающей области на расстоянии x от отражателя формируется стоячая волна $\psi(x) = (1 + \exp(ikx) \gamma \exp(ikx)) \psi^-(x)$ с пространственным периодом T_x

$$T_x = (\lambda / 2 \sin(\theta)) / (1 - \beta U_{sh} (\lambda / \sin(\theta))^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\beta = 2m/h^2$, h - постоянная Планка, m - масса нейтрона, λ - длина волны нейтрона в вакууме, θ - угол скольжения падающего пучка

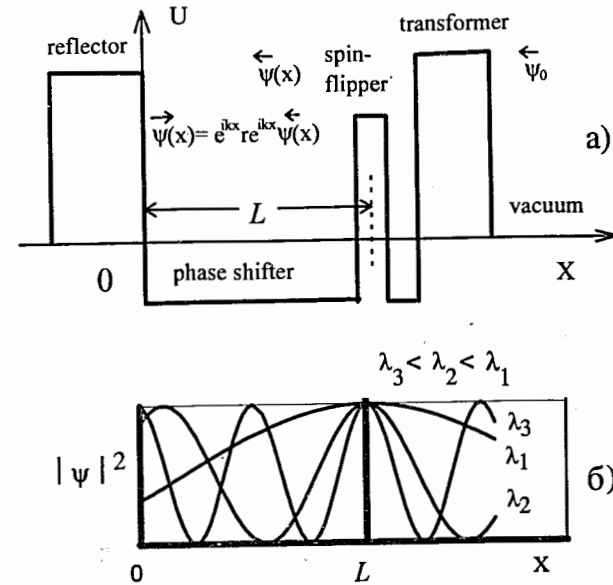


Рис. 1. Схема оптического потенциала при генерации стоячей нейтронной волны в условиях полного отражения

нейтронов, U_{sh} - потенциал когерентного взаимодействия нейтрона с фазосдвигающей областью.

Для отражённого потока нейтронов в "- (+)" спиновом состоянии имеем следующее выражение:

$$J_{r,-(+)} \sim |\alpha_{+,sf(nsf)} \psi^+(x_m) + \alpha_{-,nsf(sf)} \psi^-(x_m)|^2 =$$

$$|\alpha_{+,sf(nsf)} (\psi^{+-}(x_m) + \psi^{+-(x_m)}) + \alpha_{-,sf(nsf)} (\psi^{-+}(x_m) + \psi^{--(x_m)})|^2, \quad (2)$$

где коэффициенты α выражаются через амплитуды пропускания и отражения участка фазосдвигающей области от спин-флиппера до границы "фазосдвигатель - вакуум", x_m - позиция спин-флиппера. Из (2) видно, что отражённый поток нейтронов J_r определяется не только интерференцией навстречу бегущих волн определённого спинового

состояния, но и интерференцией волн "+" и "-" состояний нейтрона в фазосдвигающей области. Интерференция бегущих навстречу волн приводит к тому, что интенсивность нейтронов является периодической функцией длины волны нейтрона и координаты спин-флиппера. Интерференция же волн различных спиновых состояний приводит к размытию или даже раздвоению пиков интенсивности. Это размытие будет тем большим, чем больше напряжённость магнитного поля в фазосдвигателе. Ясно, что поток нейтронов из одного спинового состояния в другое будет максимальным, когда пучность амплитуды стоячей волны $|\psi^+ + \psi^-|^2$ совпадёт с позицией спин-флиппера. Для этого должно выполняться условие

$$L + \Delta(\lambda) = nT_x(\lambda), \quad (3)$$

где L - расстояние от спин-флиппера до отражателя нейтронов, $\Delta(\lambda)$ - пространственный сдвиг, обусловленный изменением фазы амплитуды отражения нейтрона от отражателя. Условие (3) эквивалентно брэгговскому условию, выполняющемуся при отражении нейтронов от структуры с периодом L . При этом член $\Delta(\lambda)$ обусловлен тем, что энергия нейтрона в направлении, перпендикулярном границам раздела, сравнима с величиной потенциала взаимодействия. На рис. 1б, для примера, показаны гармоники стоячей волны, соответствующие первому, второму и третьему порядкам поглощения нейтронной волны при длинах волн λ_1 , λ_2 и λ_3 соответственно.

На рис. 2а,б для иллюстрации приведены зависимости коэффициента отражения нейтронов без изменения начального "+" спинового состояния R_{++} и с изменением спинового состояния R_{+-} от структуры стекло/Cu(2000Å)/Ti(x)/Co(50Å, 17,9 кОе), помещённой в магнитное поле, напряжённостью $H=10$ кОе и направленное к плоскости образца (к вектору намагничённости слоя кобальта) под

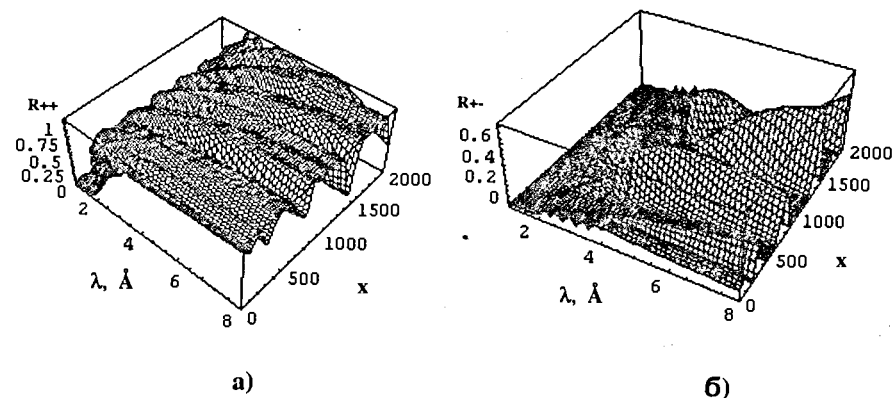


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения нейтронов от длины волны λ и толщины фазосдвигающего слоя титана X для структуры стекло/Cu(2000Å)/Ti(X)/Co(50Å, 17,9 кОе)

углом $\gamma=80^\circ$. Видно, что в области полного отражения ($\lambda > 2,1\text{Å}$) коэффициенты R_{++} и R_{+-} ведут себя антифазно и выполняется соотношение $R_{++} + R_{+-} = 1$. Это говорит о том, что весь падающий поток нейтронов распределяется между отражёнными потоками нейтронов, не испытавших и испытавших переход. Из рис. 2 видно, что период стоячей волны с ростом длины волны стремится к конечному значению порядка 500Å , как это и следует из (1) для фазосдвигающего слоя титана, имеющего отрицательное значение ядерного потенциала. Оценим светосилу измерений изменения толщины фазосдвигателя (изменения позиции магнитно-неколлинеарного слоя кобальта). Из расчёта следует, что при потоке нейтронов 10^5 н/см²/с на образце размером 50 мм (перпендикулярно пучку) \times 100 мм (вдоль направления пучка) изменение толщины фазосдвигателя на $0,1\text{Å}$ вызовет изменение счёта, равное статистической ошибке за время измерения несколько часов. Таким образом, чувствительность измерений в режиме стоячих нейтронных

волн такова, что позволяет наблюдать изменения пространственного положения на уровне 10^{-4} от периода стоячей волны.

3. АППАРАТУРА

Измерения были проведены на спектрометре поляризованных нейтронов СПН (рис. 3) импульсного реактора ИБР-2 в Дубне. Пучок нейтронов, выходящий из поляризатора (polarizer), коллимировался кадмиевыми диафрагмами (slit 1 и slit 2) на базе пролёта 3 м до

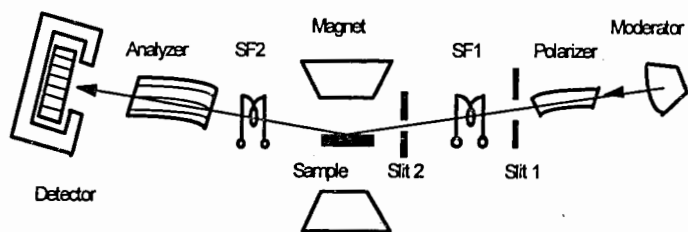


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

образца (sample). При этом среднеквадратичное отклонение угла скольжения $\theta=2,5\div 4$ мрад падающего пучка нейтронов в направлении по нормали к отражающей поверхности образца составляло $\pm 0,25$ мрад. Отражённый пучок нейтронов регистрировался газовым позиционно-чувствительным ^3He -детектором (detector). Детектор был расположен от образца на расстоянии $2,6\div 8$ м. Спектрометрия пучка нейтронов осуществлялась измерением времени пролёта нейтронов от замедлителя (moderator) до детектора. При этом среднеквадратичное отклонение длины волны $1\div 7\text{Å}$ находилось в пределах $0,017\div 0,02\text{Å}$. Отражённый от образца пучок нейтронов пропусклся через анализатор поляризации (analyzer). Между поляризатором и

образцом и между образцом и анализатором поляризации были расположены спин-флипперы (sf1 и sf2), изменявшие поляризацию падающего на образец и отражённого от образца пучков. Измерения состояли в регистрации счёта отражённых от образца нейтронов $J(\text{on}(\text{off}), \text{on}(\text{off}))$ попеременно в четырёх измерительных модах, отвечающих, соответственно, четырём состояниям "включено (выключено), включено (выключено)" двух спин-флипперов.

Образец представлял собой нанесённую на стеклянную подложку (размер подложки $100\text{мм}\times 60\text{мм}\times 5\text{мм}$) многослойную структуру $\text{Cu}(1000\text{Å})/\text{Ti}(2000\text{Å})/\text{Co}(60\text{Å})/\text{Ti}(300\text{Å})$. Верхний 300Å слой титана служил для предотвращения окисления слоя кобальта. Для осуществления магнитной неколлинеарности, вызывающей переход нейтронов между спиновыми состояниями, на образец под углом γ к плоскости образца накладывалось магнитное поле. Напряжённость магнитного поля варьировалась в пределах $10 \text{ Oe} + 7 \text{ kOe}$, угол γ изменялся в пределах $0 + 90^\circ$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 4а,б приведены зависимости от длины волны параметров $\alpha(\text{off}, \text{on})$ и $\alpha(\text{on}, \text{off})$. Параметры α являются отношением нейтронных счетов (с вычетом фонового счёта J_{fon}) и выражаются в виде соотношений $\alpha(\text{off}, \text{on}) = \frac{\sum_{\Delta\theta 1}(J(\text{off}, \text{on}) - J_{\text{fon}})}{\sum_{\Delta\theta 3}(J(\text{off}, \text{off}) - J_{\text{fon}})}$ и $\alpha(\text{on}, \text{off}) = \frac{\sum_{\Delta\theta 2}(J(\text{on}, \text{off}) - J_{\text{fon}})}{\sum_{\Delta\theta 3}(J(\text{on}, \text{on}) - J_{\text{fon}})}$. В первом приближении параметры $\alpha(\text{off}, \text{on})$ и $\alpha(\text{on}, \text{off})$ пропорциональны коэффициентам отражения R_{+} и R_{-} . Из-за изменения энергии потенциального взаимодействия нейтрона с магнитным полем при переходе нейтрона

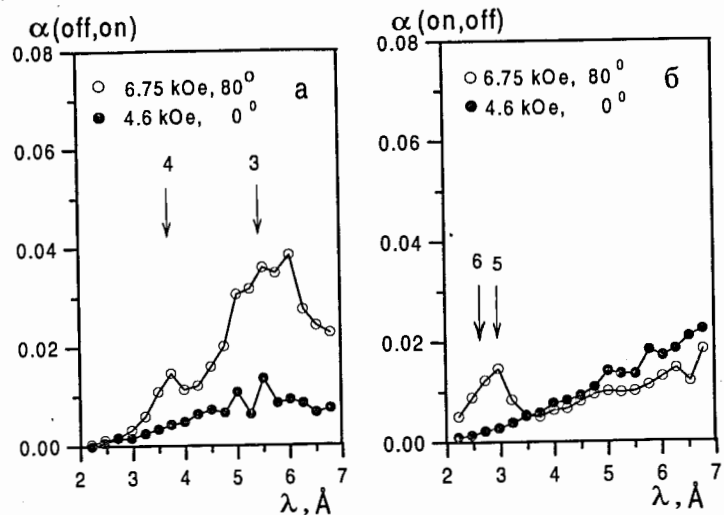


Рис. 4. Зависимость от длины волны параметров $\alpha(\text{off,on})$ и $\alpha(\text{on,off})$ для угла скольжения падающего пучка 3,17 мрад и расстояния между образцом и детектором 3 м

из одного спинового состояния в другое нейтроны отражаются в незеркальном направлении [15]. В связи с этим суммирование в выражениях для параметра α выполнено в интервалах изменения скользкого угла отражения незеркальных пучков $\Delta\theta_1=4,34+ 8,33$ мрад и $\Delta\theta_2=0+1,99$ мрад и зеркального пучка $\Delta\theta_3= 2+4,34$ мрад. Видно, что на зависимостях, соответствующих $\gamma=80^\circ$ (незаштрихованные кружки), присутствуют пики при $\lambda=3,7$ и $5,6\text{\AA}$ (рис. 4а) и $\lambda=2,8\text{\AA}$ (рис. 4б). Возникновение пиков при определённых значениях длины волны обусловлено совпадением при этих длинах волн пучностей стоячей волны с позицией магнитного слоя кобальта. Наблюдаемые пики соответствуют третьему и четвёртому порядкам поглощения нейтронов начального "+" спинового состояния. Пик при $2,8\text{\AA}$ имеет сравнительно большую ширину и образован пятым и шестым порядками поглощения начального "-" спинового

состояния. Отсутствие порядков меньшей кратности поглощения "-" состояния связано с существованием запрета, реализующегося, когда кинетическая энергия нейтрона в направлении, перпендикулярном границам раздела, меньше необходимого изменения потенциальной энергии. Интересным является то, что "+" пик третьего порядка более широкий, чем пик четвёртого порядка. Это связано с тем, что, кроме волны в начальном "+" спиновом состоянии, в фазосдвигающей области распространяется волна в "-" спиновом состоянии (см. (2)). В связи с этим возникает разность значений фаз, обусловленная разницей значений волновых векторов волн различных спиновых состояний. Видно также, что вероятность перехода не превышает 4%. Расчёты показывают, что намагниченность магнитного слоя составляет 2,9 кОе. Это значительно меньше намагниченности насыщения Co, равной 17,9 кОе. Небольшое значение намагниченности магнитного слоя связано с окислением металлического кобальта до окисла CoO. Проведённые расчёты показывают, что слои являются в значительной степени окисленными. Следующая структура была определена: стекло/1000Å(Cu)/1500Å(Ti)/500Å(7Ti₂O₃+3Ti)/60Å(1Co+4CoO)/115Å(Ti)/195Å(7Ti₂O₃+3Ti).

Интересным является наблюдение нейтронной интерференции непосредственно через угловую зависимость регистрируемого потока отражённых нейтронов. Угловая зависимость существует для незеркально отражённого пучка, возникновение которого, как уже отмечалось, связано с изменением энергии при переходе нейтрона. Конкретно, скользкий угол θ_{nspec} незеркально отражённого пучка связан со скользким углом θ_{spec} зеркально отражённого пучка соотношением $\theta_{\text{nspec}}^2(\text{мрад}^2) = \theta_{\text{spec}}^2(\text{мрад}^2) \pm 0,147H(\text{kOe})\lambda^2(\text{\AA}^2)$. В результате интенсивность пучков (on,off) и (off,on), периодическая в зависимости от длины волны из-за образования стоячих волн,

становится периодической и в зависимости от угла скольжения. На рис. 5 приведена зависимость от угла скольжения интенсивности пучков "off,on" и "on,off". На фоне большого пика зеркально отражённых нейтронов видны два пика третьего и четвёртого порядков поглощения "+" спинового состояния при углах отражения 4,8 и 3,7 мрад (незаштрихованные кружки) и пик при 1,5 мрад (заштрихованные кружки), обусловленный пятым и шестым порядками поглощения "-" спинового состояния.

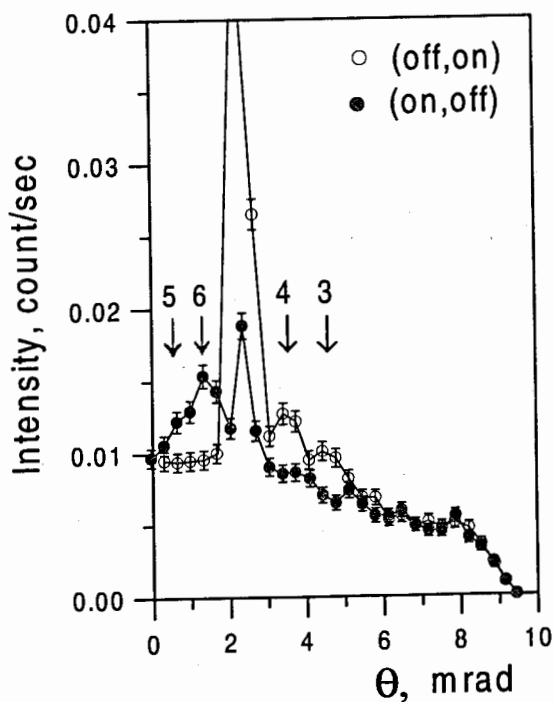


Рис. 5. Зависимость интенсивности счёта для пучков "off,on" и "on,off" от угла скольжения отражённого пучка при $H=6,75$ kOe, $\gamma=80^\circ$ и расстояния от образца до детектора 8 м

На рис. 6а,б приведены зависимости параметров $\alpha'(\text{off,on})$ и $\alpha'(\text{on,off})$ для значений параметров H и γ , равных 150 Oe и 80° , 10 Oe

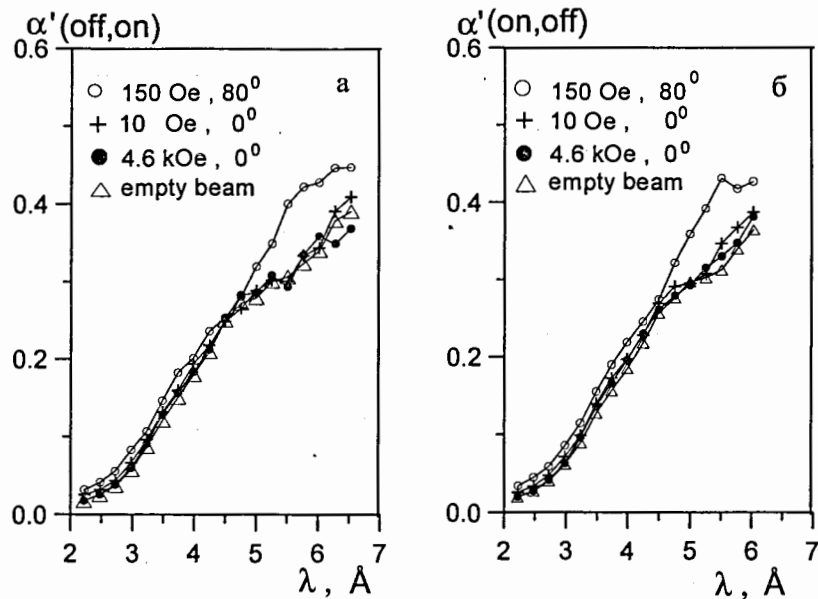


Рис. 6. Длинноволновая зависимость параметров $\alpha'(\text{off,on})$ и $\alpha'(\text{on,off})$ для угла скольжения 3,17 мрад и расстояния между образцом и детектором 3 м

и 0° , 4,6 kOe и 0° . Для этих значений параметров H и γ отражённый пучок является зеркальным. В связи с этим параметры α' отличаются от параметров α тем, что в числителе для α' суммирование выполнено по области зеркально отражённого пучка $\Delta\theta_3$. Видно, что в отличие от данных на рис. 4 обе кривые на рис. 6, соответствующие $\gamma=80^\circ$, имеют максимум при длине волны 5,6Å. Это объясняется тем, что магнитное поле напряжённостью 150 Oe уже не является достаточным, чтобы ограничить проявление пика в зависимости $\alpha(\text{on,off})$ (рис. 6б). В то же время вероятность перехода, из-за увеличения угла между вектором напряжённости магнитного поля и вектором намагниченности, увеличивается и достигает значения 0,1.

Проведённые расчёты показывают, что экспериментальные данные, представленные на рис. 6, описываются теми же значениями параметров оптического потенциала, что и данные, представленные на рис. 4 и 5.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное исследование показывает, что в условиях полного отражения на расстоянии 2000\AA от отражателя нейтронов формируется стоячая волна нейтронов определённого спинового состояния. Для использованного интервала длин волн $2-7\text{\AA}$ период стоячей волны составляет $250+500\text{\AA}$. Предложенный метод измерения интенсивности нейтронов, испытавших спиновый переход в магнитном поле, позволяет определить положение магнитно-неколлинеарного слоя с намагниченностью несколько единиц килоэрстед и толщиной порядка несколько ангстрем. При этом светосила измерений на пучке нейтронов с потоком $10^5\text{н/см}^2/\text{с}$ такова, что изменение положения ферромагнитного слоя толщиной 50\AA на величину $0,1\text{\AA}$ может быть наблюдаемо через несколько часов измерений.

Авторы выражают благодарность В.А. Соменкову за стимулирующие обсуждения. Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (грант 98-02-17037).

Литература

1. J.W. Knowles, Acta Crystallographica, **9**, 61 (1956).
2. D. Sippel, K. Kleinstuck, G.E.R. Schulse, Phys. Stat. Sol., **2**, 104 (1962).
3. D. Sippel, K. Kleinstuck, G.E.R. Schulse, Phys. Letters, **8**, 241 (1964).

4. F. Eichhorn, D. Sippel, K. Kleinstuck, Phys. Stat. Sol., **23**, 237 (1967).
5. С.Ш. Шильштейн, В.И. Марухин, М. Каланов и др., Письма ЖЭТФ, **12**, 80 (1970).
6. С.Ш. Шильштейн, В.А. Соменков, В.П. Докашенко, Письма ЖЭТФ, **13**, 301 (1971).
7. D. Sippel, F. Eichhorn, Acta Crystallogr., **A24**, 237 (1968).
8. R. Michalec, P. Mikula, L. Sedlakova, Phys. Stat. Sol., **a26**, 317 (1974).
9. R. Michalec, P. Mikula, L. Sedlakova, Phys. Stat. Sol., **a23**, 667 (1974).
10. B.V. Batterman, H. Cole, Rev. Mod. Phys. **36**, 681 (1964).
11. B.V. Batterman, Appl.Phys.Lett. **1**, 68 (1962).
12. М.В. Ковальчук, В.Г. Кон, Успехи физических наук **149**, 69 (1986).
13. H. Zhang, P.D. Galagher, S.K. Satija et.al, Phys. Rev. Lett. , **72** ,3044 (1994).
14. M. Maaza, B. Pardo, F. Bridou, Nucl. Instr. and Meth., **A326**, 531 (1993).
15. В.К. Игнатович, Письма в ЖЭТФ, **28**, 311 (1978).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1998 года.