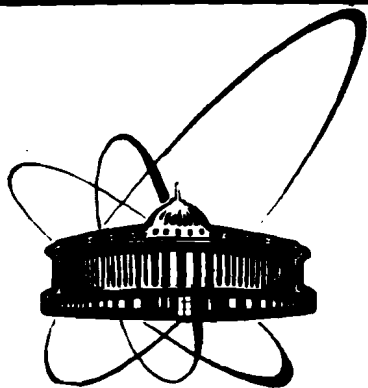


89-709



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

7 642

P4-89-709

Д.А. Корнеев, Л.П. Черненко

**НЕЙТРОННАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА
ОГРАНИЧЕННЫХ СРЕД
СО СЛОЖНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ**

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1989

Введение

Зеркальное отражение тепловых нейтронов, падающих под малыми углами ($2 \cdot 5 \cdot 10^{-3}$ рад.) скольжения на изучаемую поверхность, - процесс, который в последнее время начал активно использоваться для исследований тонких пленок или приповерхностной (100 Å) области вещества ^{/1,2,3/}. С помощью неполяризованных пучков нейтронов изучается величина оптического нейтрон-ядерного потенциала среды, который пропорционален произведению локальной плотности вещества на длину нейтрон-ядерного рассеяния ^{/4/}. Однородным по составу образцам соответствует пространственно однородный потенциал с резким скачком на границе вещества. Поверхностные примеси или микрощероховатости приводят к размытию потенциала в приповерхностной области. Из спектральной зависимости коэффициента зеркального отражения нейтронов восстанавливается пространственная зависимость формы потенциала от глубины с разрешением порядка 10 \AA . Отметим, что между процессами зеркального отражения тепловых нейтронов и рентгеновских лучей существует глубокая аналогия. Однако существование у нейтрона магнитного момента делает этот процесс существенно информативней, так как, в принципе, позволяет изучать распределение по глубине вектора намагниченности \vec{M} .

Объяснение экспериментов по отражению пучка поляризованных нейтронов от поверхности ферромагнетиков основывается, как правило, на моделях с однородной вдоль нормали к поверхности намагниченностью или неоднородной - коллинеарного типа. Нейтронно-оптические свойства более сложной, неколлинеарной магнитной структуры удалось рассчитать лишь для одного частного случая - полубесконечный геликоид типа простой спирали ^{/5/}. Однако для пленок, т.е. сред с двумя границами, не удается найти матрицу отражения в аналитической форме даже для спирали. Попытка описать возможный вариант подхода к решению нейтронно-оптической задачи для пленок с неколлинеарной намагниченностью была предпринята в работе ^{/6/}.

Заметим, что неоднородное по глубине распределение намагниченности неколлинеарного типа может существовать (или возникать под действием магнитного поля) из-за различия значений или типов констант магнитной анизотропии на поверхности и внутри пленки ^{/7/}. Детальный теоретический анализ возможных неоднородных по глубине магнитных структур в тонких пленках проведен в ^{/8/}.

Принципиальная возможность изучения любого достаточно сложного вдоль нормали к поверхности распределения вектора \vec{M} в ферромагнитных тонких пленках с помощью зеркального отражения тепловых поляризованных нейтронов подробно обсуждалась в работе ^{/9/}. Известно, что ферромагнитная среда обладает способностью поляризовать нейтроны, зеркально отра-

женные от ее поверхности /10/. Количественной мерой этого процесса служит вектор поляризующей способности среды $\vec{Q}(k_z)$, который задает величину и направление поляризации, возникающей в отраженном пучке. Здесь z - координата вдоль внутренней нормали к поверхности, k_z - z -компонента волнового вектора падающих нейтронов. В /9/ детально обсуждался вопрос о взаимно однозначном соответствии векторов $\vec{Q}(k_z)$ и $\vec{M}(z)$, а также экспериментальном способе измерений $\vec{Q}(k_z)$. Там же делается вывод о том, что необходимым этапом восстановления исследуемой с помощью нейтронов структуры $\vec{M}(z)$ является моделирование процесса отражения нейтронов от границы пленки с произвольной магнитной (одномерной) структурой, цель которого - расчет вектора $\vec{Q}(k_z)$ по заданной структуре $\vec{M}(z)$. В конечном итоге это позволит извлекать из измеренных значений $\vec{Q}(k_z)$ информацию о реальной магнитной структуре по глубине пленки с разрешением, значительно превышающим разрешение магнитооптических методов.

В настоящей работе предложены модель неоднородно намагниченной (по глубине) магнитной пленки и развитый на ее основе способ вычисления спектральной зависимости амплитуд вероятности отражения нейтронов от поверхности пленки без ограничения на характер поведения намагниченности. Приводятся результаты расчета для конкретных моделей неоднородных магнитных структур в пленках в виде спектральных зависимостей трех компонент вектора $\vec{Q}(k_z)$ поляризующей способности. Предлагаемый подход является развитием метода /11/ решения дифракционной нейтронно-оптической задачи для немагнитной среды.

Построение модели и описание способа решения задачи

Следуя работе /11/, будем считать, что пленка представляет собой совокупность однородных ядерных плоскостей с координатами z_n , где n - номер плоскости. В нашем случае каждая из плоскостей магнитна, т.е. обладает магнитным моментом с поверхностной плотностью μ_n . Каждый из $\vec{\mu}_n$ может иметь произвольную ориентацию в плоскости, определяемую углом θ_n относительно оси x в плоскости пленки (см. рис.1). Необходимо определить нейтронно-оптические и дифракционные свойства такой среды, т.е. решить задачу на отражение нейтронной спиновой волны от ее границы и, пользуясь формулами, приведенными в работе /9/, построить вектор $\vec{Q}(k_z)$. Очевидно, что в такой постановке задача сводится к одномерной вдоль z .

Прежде чем приступить к решению задачи для последовательности произвольного числа N магнитных ядерных плоскостей, рассмотрим частный случай: $N = 1$.

Иначе говоря, в точке z_1 расположены "одномерное" атомное ядро и трехмерный магнитный момент $\vec{\mu}_1$ ($\mu_{1z} = 0$). Выберем систему координат

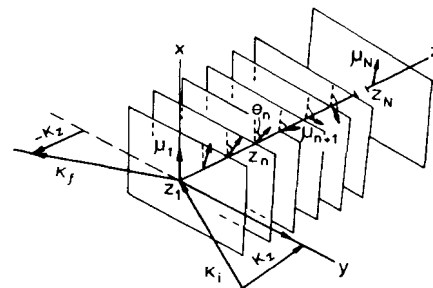


Рис.1. Модель одномерной магнитной ядерной последовательности. В каждой точке z_n имеется ядро с характерной ядерной длиной рассеяния, равной средней по плоскости когерентной длине $b_n^{(R)}$, и средним по плоскости магнитным моментом $\vec{\mu}_n$, которому соответствует магнитная длина рассеяния $b_n^{(M)}$ (см. Приложение). k_i - волновой вектор падающего нейтрона, k_f - отраженного, k_z - нормальная к плоскости компонента волнового вектора нейтронов.

и базис так, чтобы ось x совпадала с $\vec{\mu}_1$, а матрица Паули σ_x была диагональна, т.е.

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Решим задачу в этом базисе. Волновая функция нейтрона слева от z_1 есть суперпозиция падающей и отраженной спиновых волн с волновыми векторами k_z и $-k_z$ соответственно:

$$\psi_1(z) = e^{ik_z z} \begin{pmatrix} \alpha_1^+ \\ \beta_1^+ \end{pmatrix} + e^{-ik_z z} \begin{pmatrix} \alpha_1^- \\ \beta_1^- \end{pmatrix}, \quad z < z_1. \quad (1)$$

Прошедшую волну запишем в виде

$$\psi_2(z) = e^{ik_z z} \begin{pmatrix} \alpha_2^+ \\ \beta_2^+ \end{pmatrix}, \quad z > z_1. \quad (2)$$

Требуется найти амплитуды $\alpha_1^-, \beta_1^-, \alpha_2^+, \beta_2^+$ при заданных значениях амплитуд α_1^+ и β_1^+ падающей волны. Поясним обозначения: знаки + или - у элементов спинов соответствуют волнам, идущим в положительном или отрицательном направлении оси z соответственно. Индексы 1 и 2, состоящие при ψ, α, β , соответствуют нумерации областей на оси z : индекс 1 соответствует области $z < z_1$, а индекс 2 - области $z > z_1$.

Введем матрицу отражения от одной плоскости $R_1(k_z)$, связывающую спиноры отраженной и падающей волн:

$$\begin{pmatrix} \alpha_1^- \\ \beta_1^- \end{pmatrix} = R_1(k_z) \cdot \begin{pmatrix} \alpha_1^+ \\ \beta_1^+ \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Аналогично вводится матрица прохождения $T_1(k_z)$, связывающая спины прошедшей и падающей волн:

$$\begin{pmatrix} \alpha_2^+ \\ \beta_2^+ \end{pmatrix} = T_1(k_z) \cdot \begin{pmatrix} \alpha_1^+ \\ \beta_1^+ \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Элементы R_{ij} матрицы R_1 суть амплитуды вероятности отражения нейтронов без переворота спина ($i = j$) и с переворотом спина ($i \neq j$). Смысл элементов матрицы T_1 аналогичен. Решение задачи состоит в нахождении матриц $R_1(k_z)$ и $T_1(k_z)$.

Известно ^{/4/}, что взаимодействие тепловых нейтронов с магнитным моментом (имеется в виду атомный магнитный момент) характеризуется "магнитной" длиной рассеяния, которая имеет два значения: $b^{(m)}$ и $-b^{(m)}$, соответствующие параллельной и антипараллельной взаимной ориентации магнитных моментов падающего нейтрона и атома. Интерференция ядерного и магнитного рассеяния приводит к возникновению двух длин рассеяния: $b^+ = b^{(a)} + b^{(m)}$ и $b^- = b^{(a)} - b^{(m)}$, где $b^{(a)}$ - длина нейтрон-ядерного рассеяния ^{/4/}. Длины рассеяния b^+ , b^- вводятся в трехмерной задаче рассеяния нейтронов на атоме и хорошо известны из экспериментов по рассеянию низкоэнергетических нейтронов. В дальнейшем мы будем использовать их одномерные аналоги \bar{b}^+ и \bar{b}^- , которые получаются из b^+ и b^- соответственно усреднением по плоскости. Ясно, что \bar{b}^+ , \bar{b}^- имеют размерность $[\text{см}^{-1}]$, в отличие от b^+ , b^- , размерность которых $[\text{см}]$.

Учитывая сказанное, запишем одномерный вариант квазипотенциала Ферми ^{/4,12/} для нашей задачи в следующем виде:

$$U_1(z) = \frac{\hbar^2}{2m} B_1 \cdot \delta(z - z_1), \quad (5)$$

где

$$B_1 = \begin{pmatrix} \bar{b}_1^+ & 0 \\ 0 & \bar{b}_1^- \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Такая запись квазипотенциала объясняется тем, что в выбранном нами базисе взаимодействие нейтрона в точке z_1 в состояниях $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ описывается длинами \bar{b}^+ и \bar{b}^- соответственно. Запишем стационарное уравнение Паули с квазипотенциалом (5):

$$\frac{d^2}{dz^2} \Psi(z) + [k_z^2 - \begin{pmatrix} \bar{b}_1^+ & 0 \\ 0 & \bar{b}_1^- \end{pmatrix} \cdot \delta(z - z_1)] \Psi(z) = 0. \quad (7)$$

Далее для удобства записи черту над \bar{b}^+ и \bar{b}^- будем опускать. Используя стандартный прием ^{/13/}, проинтегрируем уравнение (7) от $z_1 - \epsilon$ до $z_1 + \epsilon$ по переменной z . Устремив после интегрирования ϵ к нулю, получим

$$\frac{d}{dz} \Psi_2(z_1) - \frac{d}{dz} \Psi_1(z_1) = B_1 \cdot \Psi_2(z_1). \quad (8)$$

Таким образом, одномерное волновое уравнение (7) порождает уравнение (8), связывающее в точке z_1 значения первых производных волновой функции слева и справа от точки z_1 со значением самой волновой функции в этой точке. Условие непрерывности волновой функции позволяет записать дополнительное уравнение:

$$\Psi_2(z_1) - \Psi_1(z_1) = 0. \quad (9)$$

Уравнения (8), (9) позволяют решить одномерную задачу на отражение от потенциала (5), т.е. найти все четыре коэффициента матрицы R_1 . Для этого необходимо подставить волновую функцию $\Psi_{1,2}$ (см. формулы (1), (2)) в эти уравнения и решить после этого полученную алгебраическую систему уравнений относительно четырех неизвестных амплитуд $\alpha_{1,2}^{\pm}$, $\beta_{1,2}^{\pm}$. В результате получим, что в выбранном базисе (т.е. в базисе магнитного момента плоскости) матрица R_1 диагональна (очевидное следствие диагональности U_1):

$$R_1(k_z) = \begin{pmatrix} \frac{b_1^+}{2ik_z - b_1^+} & 0 \\ 0 & \frac{b_1^-}{2ik_z - b_1^-} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Практическое значение для дальнейшего изложения имеет общий случай, когда направления векторов $\vec{\mu}$ нейтрона и $\vec{\mu}_1$ плоскости не совпадают, то есть не совпадают их базисы. Пусть моменты взаимно повернуты вокруг оси z на угол Θ_1 . Несложно показать, что матрицу отражения $R_1^{\Theta_1}$ в новом базисе /базисе магнитного момента нейтрона/ можно связать с матрицей R_1 , полученной выше, следующим преобразованием:

$$R_1^{\Theta_1} = \Theta_1^{-1} \cdot R_1 \cdot \Theta_1, \quad (11)$$

где

$$\Theta_1 = e^{i \frac{\theta_1}{2} \sigma_z} \quad (12)$$

хорошо известный в квантовой механике оператор преобразования спинов при повороте систем координат (базисов). Используя формулы (11), (12), получим

$$R_1^{\theta_1}(k_2) = \begin{pmatrix} \frac{b_2^+}{2ik_2 - b_1^+} \cos^2 \frac{\theta_1}{2} + \frac{b_1^-}{2ik_2 - b_1^-} \sin^2 \frac{\theta_1}{2} & \left\{ \frac{b_1^+}{2ik_2 - b_1^+} - \frac{b_1^-}{2ik_2 - b_1^-} \right\} \frac{i}{2} \sin \theta_1 \\ \left\{ \frac{b_1^-}{2ik_2 - b_1^-} - \frac{b_1^+}{2ik_2 - b_1^+} \right\} \frac{i}{2} \sin \theta_1 & \frac{b_1^+}{2ik_2 - b_1^+} \sin^2 \frac{\theta_1}{2} + \frac{b_1^-}{2ik_2 - b_1^-} \cos^2 \frac{\theta_1}{2} \end{pmatrix}$$

Из вида $R_1^{\theta_1}$ следует, что процесс отражения нейтрона в этом случае идет с переворотом спина нейтрона, а вероятность переворота $W = |(R_1^{\theta_1})_{2,1}|^2$ зависит от k_2 и θ_1 и максимальна, когда угол $\theta_1 = \frac{\pi}{2}$. Аналогичные рассуждения можно провести относительно матрицы пропускания.

Решение в виде матрицы отражения нейтрона от одной магнитной плоскости не удастся распространить на случай N плоскостей. Поэтому, оставаясь в базисе нейтрона, сконструируем уравнение Паули, справедливое для случая, когда спины нейтрона и атомного слоя составляют угол θ_1 . Воспользуемся для этого уравнением (7) и подставим в него волновую функцию нейтрона, преобразованную в базис магнитного момента плоскости с помощью оператора Θ_1 (см. формулу (12)), т.е.

$$\Psi = \Theta_1 \cdot \psi. \quad (13)$$

Умножив полученное уравнение слева на оператор Θ_1^{-1} , получим уравнение Паули, справедливое в нейтронном базисе, не совпадающем в общем случае с базисом магнитной плоскости:

$$\frac{d^2}{dz^2} \psi(z) + [k_2^2 - (\Theta_1^{-1} B_1 \Theta_1) \cdot \delta(z - z_1)] \psi(z) = 0. \quad (14)$$

Из полученного уравнения видно, что поворот базисов привел к преобразованию квазипотенциала (5):

$$U_1^{(\theta_1)} = \Theta_1^{-1} U_1 \Theta_1. \quad (15)$$

Как будет ясно из дальнейшего, на основе уравнения (14) можно построить достаточно простую процедуру поиска матрицы отражения от последовательности из N магнитных плоскостей с произвольной ориентацией их магнитных моментов.

В новом базисе уравнения (8), (9) преобразуются к виду

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} \Psi_2(z_1) - \frac{d}{dz} \Psi_1(z_1) = B_1^{(\theta_1)} \cdot \Psi_1(z_1) \\ \Psi_2(z_1) - \Psi_1(z_1) = 0, \end{cases} \quad (16)$$

где

$$B_1^{(\theta_1)} = \Theta_1^{-1} B_1 \Theta_1. \quad (17)$$

Наиболее простой способ нахождения коэффициентов матриц $R_1^{\theta_1}$, $T_1^{\theta_1}$ на основе системы уравнений (16) состоит в следующем: в уравнения (16) подставляют волновые функции Ψ_1 и Ψ_2 (см. формулы (1), (2)). Полученная таким образом система алгебраических уравнений позволяет найти неизвестные амплитуды α_1^-, β_1^- отраженной и α_2^+, β_2^+ прошедшей волн для определенного спинового состояния $\begin{pmatrix} \alpha_1^+ \\ \beta_1^+ \end{pmatrix}$ падающей волны. Коэффициенты матриц $R_1^{\theta_1}$ и $T_1^{\theta_1}$ можно найти, если найдены решения, соответствующие базисным состояниям $\begin{pmatrix} \alpha_1^+ = 1 \\ \beta_1^+ = 0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} \alpha_1^+ = 0 \\ \beta_1^+ = 1 \end{pmatrix}$ в падающей волне. В первом случае находятся коэффициенты $R_{11}, R_{21}, T_{11}, T_{21}$. Во втором - $R_{12}, R_{22}, T_{12}, T_{22}$. В этом легко убедиться, если раскрыть уравнения (3), (4):

$$\begin{cases} \alpha_1^- = R_{11} \alpha_1^+ + R_{12} \beta_1^+ \\ \beta_1^- = R_{21} \alpha_1^+ + R_{22} \beta_1^+ \end{cases} \quad \begin{cases} \alpha_2^+ = T_{11} \alpha_1^+ + T_{12} \beta_1^+ \\ \beta_2^+ = T_{21} \alpha_1^+ + T_{22} \beta_1^+ \end{cases} \quad (18)$$

Естественно, что полученные таким образом матрицы отражения и прохождения совпали с матрицами, полученными непосредственно преобразованием (11) из матриц R_1 и T_1 .

Перейдем к рассмотрению основной задачи - поиску матриц отражения и прохождения для модельной магнитной структуры, состоящей из N магнитных плоскостей.

Квазипотенциал такой системы запишем в виде

$$U_N = \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{n=1}^N B_n^{(\theta_n)} \cdot \delta(z - z_n), \quad (19)$$

где $B_n^{(\theta_n)}$ определены для каждой из N плоскостей следующим образом:

$$B_n^{(\theta_n)} = \Theta_n^{-1} \begin{pmatrix} b_n^+ & 0 \\ 0 & b_n^- \end{pmatrix} \Theta_n. \quad (20)$$

Здесь b_n^+, b_n^- - длины рассеяния, введенные выше, соответствующие n -й плоскости, а Θ_n - оператор поворота базиса на угол, равный углу поворота θ_n магнитного момента $\vec{\mu}_n$ в n -плоскости. Повторив рассуждения, приведенные в задаче с одной магнитной плоскостью при выводе

уравнения (16), получим систему 2N уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} \Psi_{n+1}(z_n) - \frac{d}{dz} \Psi_n(z_n) = B_n^{(\theta_n)} \cdot \Psi_n(z_n), \\ \Psi_{n+1}(z_n) - \Psi_n(z_n) = 0; \end{cases} \quad n = 1, 2, \dots, N. \quad (21)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$\Psi_n(z_n), \Psi_{n+1}(z_n)$ - волновые функции нейтрона на отрезках $[z_{n-1}, z_n], [z_n, z_{n+1}]$ соответственно, взятые в точке z_n ;

$\frac{d}{dz} \Psi_n(z_n)$ - производная соответствующей волновой функции, взятая в точке z_n .

В данном случае волновая функция представляет собой набор функций, заданных на отрезках между n и $n+1$ плоскостями, т.е. на отрезках $[z_n, z_{n+1}]$, каждая из которых есть суперпозиция двух спинорных волн с волновыми векторами k_z и $-k_z$, идущих соответственно в положительном и отрицательном направлении оси z :

$$\begin{cases} \Psi_1(z) = e^{ik_z z} \begin{pmatrix} \alpha_1^+ \\ \beta_1^+ \end{pmatrix} + e^{-ik_z z} \begin{pmatrix} \alpha_1^- \\ \beta_1^- \end{pmatrix}, & z < z_1; \\ \Psi_n(z) = e^{ik_z z} \begin{pmatrix} \alpha_n^+ \\ \beta_n^+ \end{pmatrix} + e^{-ik_z z} \begin{pmatrix} \alpha_n^- \\ \beta_n^- \end{pmatrix}, & z_{n-1} < z < z_n, n = 2, 3, \dots, N \\ \Psi_{N+1}(z) = e^{ik_z z} \begin{pmatrix} \alpha_{N+1}^+ \\ \beta_{N+1}^+ \end{pmatrix}, & z > z_N. \end{cases} \quad (22)$$

Подставив волновую функцию (22) в систему уравнений (21), получим систему 4N алгебраических уравнений, общий член которой записывается следующим образом (где коэффициенты $(B_n^{(\theta_n)})_{ij}$ матриц $B_n^{(\theta_n)}$ ($n = 1, 2, \dots, N$) для удобства записи обозначены через B_{ij}^n):

$$\begin{cases} \alpha_n^+ [(ik_z + B_{11}^n) e^{ik_z z_n} + \beta_n^+ [B_{12}^n e^{ik_z z_n} + \alpha_n^- [-(ik_z - B_{11}^n) e^{-ik_z z_n}] + \\ + \beta_n^- [B_{12}^n e^{-ik_z z_n}] + \alpha_{n+1}^+ [-ik_z e^{ik_z z_n}] + \alpha_{n+1}^- [ik_z e^{-ik_z z_n}] = 0 \\ \alpha_n^+ [-B_{21}^n e^{ik_z z_n}] + \beta_n^+ [(ik_z + B_{22}^n) e^{ik_z z_n}] + \alpha_n^- [B_{21}^n e^{-ik_z z_n}] + \\ + \beta_n^- [-(ik_z - B_{22}^n) e^{-ik_z z_n}] + \beta_{n+1}^+ [ik_z e^{ik_z z_n}] + \beta_{n+1}^- [ik_z e^{-ik_z z_n}] = 0 \\ \alpha_n^+ [e^{ik_z z_n}] + \alpha_n^- [e^{-ik_z z_n}] + \alpha_{n+1}^+ [-e^{ik_z z_n}] + \alpha_{n+1}^- [-e^{-ik_z z_n}] = 0 \\ \beta_n^+ [e^{ik_z z_n}] + \beta_n^- [e^{-ik_z z_n}] + \beta_{n+1}^+ [-e^{ik_z z_n}] + \beta_{n+1}^- [-e^{-ik_z z_n}] = 0, \end{cases} \quad (23)$$

где индекс n , соответствующий номеру плоскости, принимает значения $n = 1, 2, \dots, N$. Здесь $\alpha_n^+, \beta_n^+, \alpha_n^-, \beta_n^-$ - неизвестные амплитуды волновой функции (22), которые необходимо найти, а выражения, стоящие в квадратных скобках - постоянные коэффициенты, зависящие от параметров структуры: $\{z_n\}, \{\theta_n\}, \{b_n^{\pm}\}$ и волнового вектора падающих нейтронов k_z . Зависимость коэффициентов уравнений от параметров $\{\theta_n\}, \{b_n^{\pm}\}$ возникает через четыре элемента B_{ij}^n матриц $B_n^{(\theta_n)}$:

$$\begin{cases} B_{11}^n = \frac{b_n^+}{2ik_z - b_n^+} \cos^2 \frac{\theta_n}{2} + \frac{b_n^-}{2ik_z - b_n^-} \sin^2 \frac{\theta_n}{2} \\ B_{22}^n = \frac{b_n^+}{2ik_z - b_n^+} \sin^2 \frac{\theta_n}{2} + \frac{b_n^-}{2ik_z - b_n^-} \cos^2 \frac{\theta_n}{2} \\ B_{12}^n = \left(\frac{b_n^+}{2ik_z - b_n^+} - \frac{b_n^-}{2ik_z - b_n^-} \right) \frac{i}{2} \sin \theta_n \\ B_{21}^n = \left(\frac{b_n^-}{2ik_z - b_n^-} - \frac{b_n^+}{2ik_z - b_n^+} \right) \frac{i}{2} \sin \theta_n. \end{cases} \quad (24)$$

Дополним уравнения (23) уравнениями, задающими базисное спиновое состояние падающей волны:

$$\begin{cases} \alpha_1^+ = 1 \\ \beta_1^+ = 0, \end{cases} \quad (25)$$

а также уравнениями

$$\begin{cases} \alpha_{N+1}^- = 0 \\ \beta_{N+1}^- = 0. \end{cases} \quad (26)$$

Последние два уравнения есть следствие того, что в прошедшей волне $\Psi_{N+1}(z)$ (см. формулу (22)) отсутствует компонента с волновым вектором $-k_z$, идущая из бесконечности.

Если переобозначить и перенумеровать амплитуды $\alpha_n^+, \alpha_n^-, \beta_n^+, \beta_n^-$, придерживаясь следующего правила:

$$\alpha_n^+ = x_{4n-3}, \beta_n^+ = x_{4n-2}, \alpha_n^- = x_{4n-1}, \beta_n^- = x_{4n} \quad (n = 1, 2, \dots, N+1),$$

то уравнения (25), (23), (26) можно переписать в компактной форме:

$$A \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ \vdots \\ x_{4N+4} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (27)$$

Алгоритм построения элементов A_{ij} ($i = 1, 2, \dots, 4N+4$; $j = 1, 2, \dots, 4N+4$) матрицы A содержится в уравнениях (25), (23), (26). Изменив начальное состояние падающей волны на

$$\begin{cases} \alpha_1^+ = 0 \\ \beta_1^+ = 1, \end{cases} \quad (28)$$

получим матричное уравнение, аналогичное уравнению (27):

$$A \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ \vdots \\ x_{4N+4} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Таким образом, задача нахождения матрицы отражения от поверхности модельной магнитной пленки с неоднородным по глубине поведением вектора намагниченности свелась к поиску решений матричных уравнений (27), (29), в которых все детали магнитной структуры заложены в элементах матрицы A . Ясно, что на основе полученных решений легко построить также и матрицу прохождения $T_N^{(\theta_n)}(k_z)$.

Нами разработана процедура поиска решений уравнений (27), (29), которая позволяет определять все амплитуды волновой функции в среде, а также амплитуды $x_3 = \alpha_1^-$, $x_4 = \beta_1^-$ отраженной и $x_{4N+1} = \alpha_{N+1}^+$, $x_{4N+2} = \beta_{N+1}^+$ прошедшей волн. Это позволяет, пользуясь формулами (17), найти элементы матриц отражения и прохождения. Процедура реализована в виде программы, написанной на языке FORTRAN, и позволяет на машинах класса СДС-6500 находить матрицу отражения для сложной модельной магнитной структуры, например, пленки толщиной 1500 Å с межплоскостными расстояниями ~ 3 Å за время порядка 3 с для одного значения параметра k_z .

Для построения наблюдаемого вектора поляризующей способности

$$\bar{Q}(k_z) \text{ модельной структуры будем пользоваться выражением }^{19)}: \quad (30)$$

$$\bar{Q}(k_z) = \frac{\text{tr}(\epsilon \bar{\sigma})}{\text{tr} \epsilon},$$

где

$$\epsilon = \epsilon(k_z) = R_N(k_z) \cdot R_N^+(k_z) \quad (31)$$

матрица поляризующей способности (отраженный пучок). Аналогичные величины строятся для прошедшей волны заменой в формуле (31) матрицы R на матрицу T .

Прежде чем приступить к анализу результатов расчетов конкретных неоднородных структур, остановимся на вопросе, касающемся статуса данного метода расчета. Сформулированный подход по существу есть способ решения задачи динамической брэгговской дифракции нейтронов на тонкой пластине в геометрии, когда вектор рассеяния \vec{e} ($\vec{e} = 2k_z \cdot \vec{n}_z$) совпадает с нормалью \vec{n}_z к плоскости пластины. Если последовательность плоскостей образует периодическую структуру, то она будет характеризоваться параметром τ_z - вектором обратной решетки, связанным с межплоскостным расстоянием d_z равенством $\tau_z = 2\pi/d_z$. Второй параметр, который возникает в этой задаче - это среднее значение квазипотенциала (19). Если усреднение квазипотенциала (19) по координате z провести без учета магнитных моментов плоскостей, то получим средний нейтронно-оптический ядерный потенциал среды:

$$U^{(A)} = \frac{4\pi}{(z_N - z_1)} \int_{z_1}^{z_N} \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ \sum_{n=1}^N \bar{b}_n^{(A)} \cdot \delta(z - z_n) \right\} dz = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ \frac{1}{N} \sum \bar{b}_n^{(A)} \right\} \frac{1}{\Delta z}, \quad (32)$$

где Δz - среднее межплоскостное расстояние, $\bar{b}_n^{(A)}$ - "одномерные" ядерные длины рассеяния. Если учесть определение "одномерной" длины рассеяния, введенное ранее, то нетрудно убедиться, что определение потенциала (32) полностью совпадает с определением потенциала в трехмерной задаче рассеяния нейтронов:

$$U^{(A)} = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} \langle \bar{b}^{(A)} \rangle \rho, \quad (33)$$

где $\langle \bar{b}^{(A)} \rangle$ - среднее значение ядерной когерентной длины рассеяния, ρ - число ядер в единице объема. Хорошо известно, что существование $U^{(A)}$ приводит к полному отражению нейтронов от поверхности, если компонента волнового вектора $k_z < k_b$, где

$$k_b = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} U^{(A)}}.$$

Из сказанного следует, что модельные решения, получаемые в области $k_z \sim k_b$, позволяют описывать нейтронно-оптические свойства неоднородных по глубине магнитных и немагнитных тонкопленочных объектов. В области $k_z \gg \tau_z/2$ модель описывает процесс брэгговской динамической дифракции на магнитной тонкой пластине со структурой любой степени сложности. Вообще говоря, в рамках метода такое разделение условно. Еще раз отметим, что метод никак не ограничен выбором только периодических структур как в смысле расположения плоскостей, так и поведения векторов намагниченности. Последнее позволяет исследовать модели некоторых типов несовершенств структуры. Другие методы, позволяющие проводить такой анализ в рамках динамической дифракции, нам не известны. Что касается моделирования совершенных сложных магнитных структур, то предлагаемый метод может внести полезный вклад в эту развивающуюся область исследований /14,15/.

Нейтронно-оптические свойства некоторых типов магнитных структур в тонких пленках

1. Ферромагнитная спираль

Введем волновой вектор $q_s = 2\pi/d_s$ ($q_s \parallel \vec{n}_z$), где d_s - период спирали. Изменяя d_s , проследим поведение вектора $\vec{Q}(k_z)$. Для расчетов взято: $b_n^{(a)} = 1,15 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, $b_n^{(m)} = 1,26 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, $\Delta Z = Z_{n+1} - Z_n = 10 \text{ \AA}$, $N = 100$ (толщина пленки 1000 \AA). Расчеты показали (см. рис.2-4), что существует качественное различие в поведении компонент $Q_{x,y,z}(k_z)$ в зависимости от соотношения параметров k_b и q_s . При $\frac{1}{2}q_s > k_b$ в области $k_z \sim \frac{1}{2}q_s$ возникает пик в отражательной способности $R_\Sigma(k_z)$ ($R_\Sigma(k_z) = \frac{1}{2} \sum_{ij} |R_{ij}|^2$) , практически полностью поляризованный в Z -направлении (см. рис.2). В то же время в области $k_z < k_b$ пучок не поляризуется. Поведение $Q_{x,y,z}$ при $\frac{1}{2}q_s < k_b$ показано на рис.3. При $\frac{1}{2}q_s \ll k_b$ в области $k_z < k_b$ пучок практически поляризован в X -направлении (см. рис.4). Однако величина Q_z -компоненты при этом остается значимой, а ее зависимость от k_z и q_s в этой области близка к линейной (см. рис. 4,5):

$$Q_z(k_z, q_s) = 7,3 \cdot 10^3 \cdot q_s \cdot k_z. \quad (34)$$

Из (34) нетрудно сделать оценку чувствительности экспериментального определения малых отклонений магнитной структуры от коллинеарной: развал коллинеарной структуры в спиралеподобную с относительным разворотом \vec{M} на границах пленки толщиной 1000 \AA на 5° доступен для измерения.

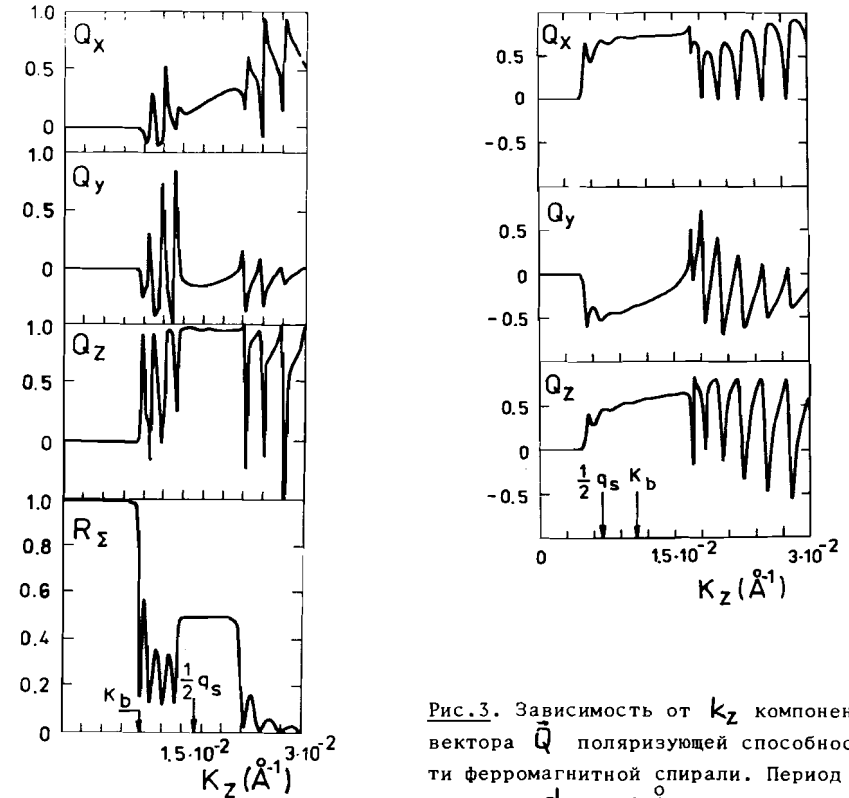


Рис.3. Зависимость от k_z компонент вектора \vec{Q} поляризующей способности ферромагнитной спирали. Период спирали $d_s = 500 \text{ \AA}$.

Рис.2. Зависимость от k_z отражательной способности R_Σ ферромагнитной спирали и компонент вектора \vec{Q} поляризующей способности. Период спирали $d_s = 200 \text{ \AA}$.

2. Антиферромагнитная спираль

Пусть задана модельная структура, в которой $b_n^{(a)} = 1,15 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, $b_n^{(m)} = 1,26 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, $\Delta Z = Z_{n+1} - Z_n = 10 \text{ \AA}$, $N = 100$ (толщина пленки 1000 \AA) и в которой углы векторов $\vec{\mu}$ подчиняются простому правилу: $\theta_{n+1} - \theta_n = \pi + \Delta$ ($\Delta \ll \pi$). В этом случае структура, в отличие от коллинеарного антиферромагнетика ($\Delta = 0$), обладает вектором ферромагнетизма $\vec{m} = \vec{\mu}_{n+1} + \vec{\mu}_n \neq 0$, который "вращается" вокруг Z с периодом d_a . В отличие от ферроспирали, в области $2k_z = q_a$ ($q_a = 2\pi/d_a$)

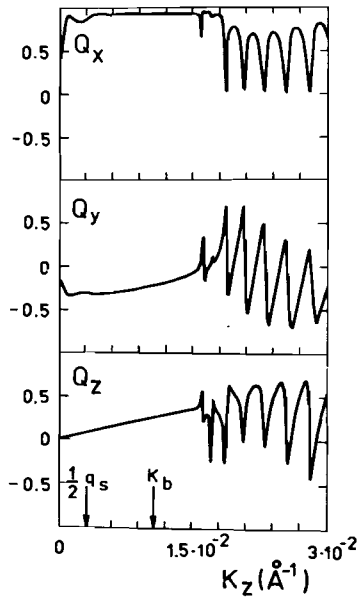


Рис.4. Зависимость от k_z компонент вектора \vec{Q} поляризующей способности ферромагнитной спирали. Период спирали $d_s = 1000 \text{ \AA}$.

пика в отражательной способности не возникает (см. пунктирную кривую, рис.6). В поведении компонент вектора $\vec{Q}(k_z)$ обнаруживается важная особенность - сильная зависимость \vec{Q} от взаимной ориентации первого и последнего спинов структуры: если $\vec{\mu}_N \parallel \vec{\mu}_1$, то в области $k_z > k_b$ $Q_{x,y,z}$ - монотонные функции k_z (см. кривые Q_x, Q_y, Q_z верхней части рисунка 6), если $\vec{\mu}_N \perp \vec{\mu}_1$, то - осциллирующие, знакопеременные (см. $Q_{x,y,z}$ нижней части рис.6). Вставки в нижней и верхней части рисунка отмечают соответствующую взаимную ориентацию $\vec{\mu}_N$ и $\vec{\mu}_1$. Наклон кривых $Q_{x,y,z}$ при $\vec{\mu}_N \parallel \vec{\mu}_1$ растет с увеличением Δ .

3. Структура с поворачивающейся осью анизотропии

Структура, возможная в пленках с сильной анизотропией типа легкая ось (\vec{n}_z) на поверхности и анизотропией типа легкая плоскость внутри пленки, теоретически детально проанализирована в [7], где приводится аналитическое выражение для угла $\varphi(z)$ (см. вставку на рис.7) в зависимости от соотношения констант одноосной поверхност-

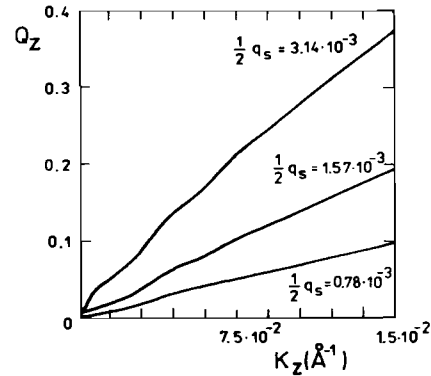


Рис.5. Зависимость от k_z в области $k_z < k_b$ компоненты Q_z вектора поляризующей способности ферромагнитной спирали с различными периодами и, соответственно, волновыми векторами q_s спирали (единицы измерения $q_s - \text{\AA}^{-1}$).

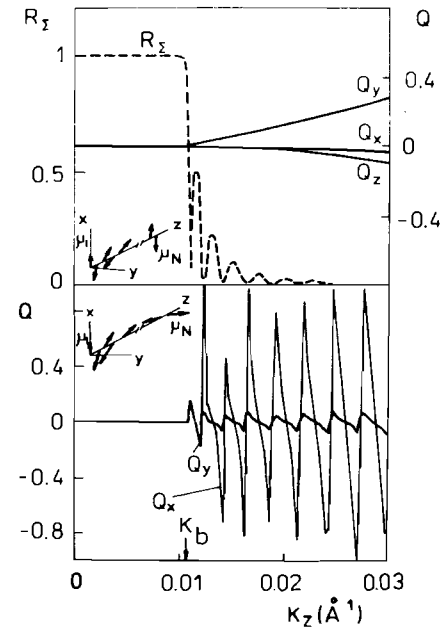


Рис.6. Зависимость от k_z компонент вектора \vec{Q} поляризующей способности антиферромагнитной спирали и ее отражательной способности R_z (пунктир, совпадает для обеих взаимных ориентаций $\vec{\mu}_N$ и $\vec{\mu}_1$). Q_z для $\vec{\mu}_N \perp \vec{\mu}_1$ пренебрежимо мало.

ной анизотропии β и обменной константы α . Рассмотрим поведение вектора $\vec{Q}_x(k_z)$ для пленки, значение констант α, β которой приводит к тому, что поворот вектора $\vec{\mu} \parallel \vec{n}_z$ на поверхности к направлению \vec{n}_x внутри пленки практически заканчивается на глубине δ , где $\delta = (\alpha / (4\pi + \beta))^{1/2}$. Закон $\varphi(z)$ брался нами из [7]. Рисунок 7 демонстрирует поведение Q_x для двух значений $\delta = 20 \text{ \AA}$ и $\delta = 50 \text{ \AA}$. (Расчетные константы $b_n^{(s)}$, $b_n^{(m)}$, Δz и N взяты, как и в предыдущем пункте).

Дифракционные свойства некоторых типов сложных магнитных структур

1. Ферромагнитная спираль

а) Тонкий образец. (Расчетные константы $b_n^{(s)}$, $b_n^{(m)}$, Δz и N взяты, как и в предыдущем пункте).

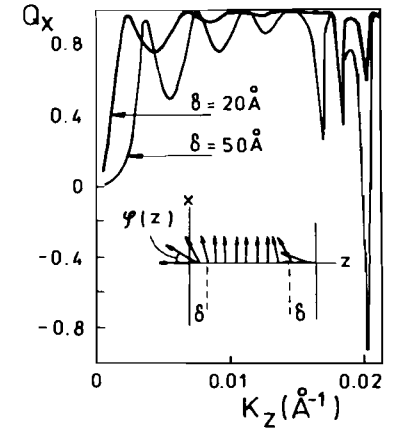


Рис.7. Зависимость от k_z компоненты Q_x вектора поляризующей способности пленки с анизотропией типа легкая ось на поверхности и типа легкая плоскость внутри.

В области вектора обратной решетки τ_z структуры у функции $R_z(k_z)$ наблюдается дифракционный максимум ядерного происхождения (см. рис.8). Справа и слева от него имеются "магнитные" спутники. В области ядерного пика вектор поляризующей способности близок к нулю. Спутники поляризованы. Существенная особенность тонкого образца - плавный поворот вектора \vec{Q} в плоскости xz от направления, совпадающего с осью спирали (центр правого спутника), до противоположного (центр левого спутника). Поворот сопровождается изменением модуля Q таким образом, что $|\vec{Q}(2k_z = \tau_z)| = 0$ (см. рис.8). В разобранный случае первый и последний спины структуры совпадали по направлению. В случае противоположного направления первого и последнего спинов картина усложняется, и ядерный пик становится частично поляризованным в y -направлении ($Q_y = 0,5$).

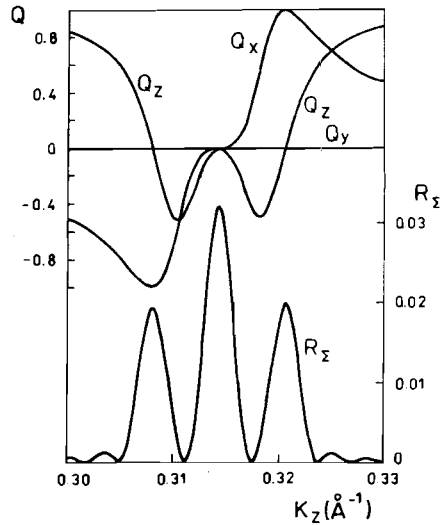


Рис.8. Зависимость от k_z компонент вектора \vec{Q} поляризующей способности и отражательной способности R_z ферромагнитной спирали в области первого дифракционного ядерного пика. Период спирали $d_s = 500 \text{ \AA}$.

б) Толстый образец. (По сравнению с предыдущим расчетом константа $b_n^{(M)}$ увеличена в 2,5 раза и $N = 1000$ (толщина пленки 1 мкм)).

Расчеты, аналогичные предыдущим, проведены для толстой пластины в предположении $b_n^{(A)} = 0$, то есть для чисто магнитной структуры. Из рисунка 9 видно, что ядерный структурный пик в этом случае отсутствует, а спутники приобрели форму столиков Дарвина с амплитудой 0,5. Значения компонент Q_z и Q_x показаны на рис. 9б, 9в. Анализ поведения компонент вектора \vec{Q} позволяет сделать существенное дополнение к утверждению о том, что вектор поляризации в области спутников равен 1 и на-

правлен по или против вектора геликоида в левом или правом спутнике соответственно. Такое утверждение сделано в работе /16/ на основании анализа аналитического решения задачи динамической дифракции на магнитной спирали без учета граничных условий. Анализ полученных нами решений, учитывающих границу, показал, что модуль вектора \vec{Q} действительно равен единице, однако его направление не совпадает с осью Z (осью геликоида).

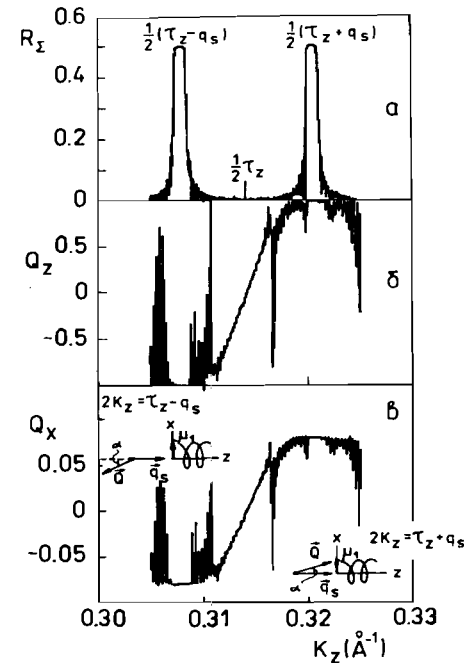


Рис.9. Зависимость от k_z : а) отражательной способности R_z ; б) Q_z - и в) Q_x -компонент вектора поляризующей способности ферромагнитной спирали с периодом $d_s = 500 \text{ \AA}$ в пленке толщиной 1 мкм ($b_n^{(A)} = 0$).

Имеется отличная от нуля компонента Q_x , параллельная первому (граничному) спину структуры, которая, как оказалось, связана с величинами q_s и $b^{(M)}$ (здесь $q_s = 2\pi/d_s$, $b^{(M)}$ - "одномерная" магнитная длина рассеяния) простым соотношением:

$$Q_x = \pm \pi b^{(M)} / q_s = \pm b^{(M)} d_s / 2 \quad (\text{при } 2k_z = \tau_z \pm q_s \text{ соответственно}), \quad (35)$$

Поскольку из формул (32) и (33) следует, что "одномерные" длины b и "трехмерные" длины $\langle b \rangle$ связаны равенством

$$b / \Delta z = \langle b \rangle \cdot \rho, \quad (36)$$

то уравнение (35) для Q_x можно переписать через параметры трехмерной задачи:

$$Q_x = \pi \langle b^{(M)} \rangle \rho_M \Delta Z / q_s = 2\pi^2 \langle b^{(M)} \rangle \rho_M / (\tau_z q_s), \quad (37)$$

где $\langle b^{(M)} \rangle$ - средняя по объему магнитная длина рассеяния, пропорциональная магнитному моменту атомов; ρ_M - число магнитных атомов в единице объема; ΔZ - расстояние между плоскостями, магнитный момент которых не равен нулю, а $\tau_z = 2\pi/\Delta Z$ соответствующий им вектор обратной решетки. Так, например, значения Q_x спирали на магнитной решетке с $\Delta Z = 3 \text{ \AA}$ с магнитным моментом, равным магнитному моменту железа, величина $Q_x = 1,08 \cdot 10^{-4} d_s$, где d_s период спирали, взятый в ангстремах. Отсюда следует, что угол отклонения вектора \vec{Q} от оси Z возрастает с увеличением периода спирали, составляя величину $\alpha = 10^{-2} - 10^{-1}$ рад. для структур с периодом 100-1000 \AA соответственно.

2. Коллинеарный антиферромагнетик (тонкая пластина). (Для расчетов взяты константы $b_n^{(A)} = 1,15 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, $b_n^{(M)} = 1,26 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, $\Delta Z = Z_{n+1} - Z_n = 10 \text{ \AA}$, $N = 100$).

Обладает нулевыми значениями вектора \vec{Q} во всей области k_z . Однако для нейтронов со спином, перпендикулярным вектору антиферромагнетизма, вероятность переворота спина $W = |R_{21}|^2$ в области чисто магнитного пика близка к единице. На рис.10 показано поведение $W(k_z)$ для данного случая, рассчитанное в области чисто ядерного дифракционного пика ($2k_z = \tau_z$), и в области чисто магнитного пика ($2k_z = \tau_z/2$). В рамках кинематического подхода такое свойство антиферромагнетиков подробно обсуждалось в работе /17/.

3. Антиферромагнитная спираль (расчетные константы $b_n^{(A)}$, $b_n^{(M)}$, ΔZ и N , как и в предыдущем случае)

"Закручивание" спинов антиферромагнитной коллинеарной структуры приводит к расщеплению магнитного структурного пика ($k_z = \tau_z/4$) на два (см. рис.11). У такой структуры, в отличие от коллинеарной, возникают поляризующие свойства. Расщепленные пики поляризованы практически только вдоль оси спирали. Переход от положительной поляризации к отрицательной при движении вдоль k_z от одного пика к другому происходит в первом приближении без вращения вектора \vec{Q} .

4. Солитонная магнитная структура

Солитонные структуры как вариант простой спирали при наличии анизотропии \downarrow порядка в базисной плоскости (XY) теоретически детально проанализированы Изюмовым в монографии /18/. Анизотропия \downarrow -го порядка

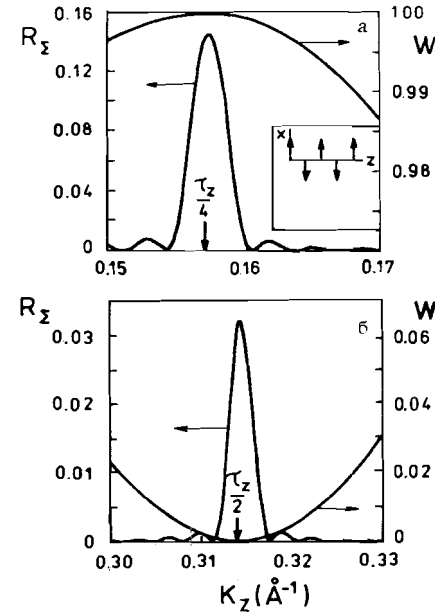


Рис.10. Зависимость от k_z отражательной способности R_z и вероятности переворота спина нейтрона $W = |R_{21}|^2$ для коллинеарного антиферромагнетика в области магнитного (а) и ядерного (б) дифракционных пиков первого порядка.

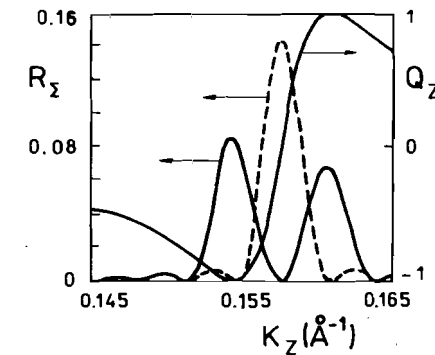


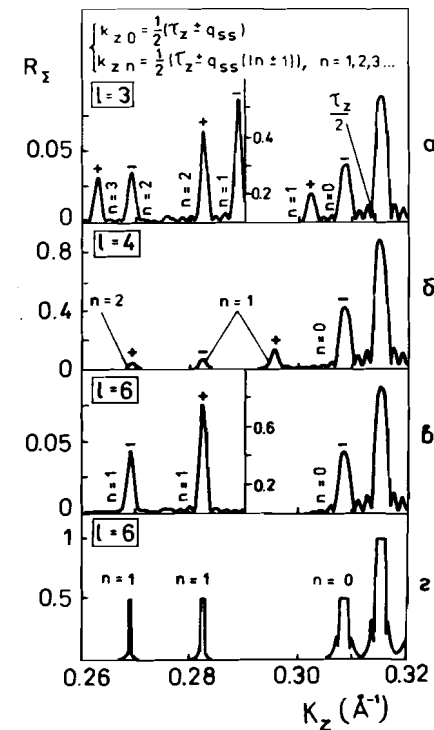
Рис.11. Зависимость от k_z отражательной способности R_z и компоненты Q_z вектора поляризующей способности антиферромагнитной спирали. Период спирали $d_a = 500 \text{ \AA}$. Пунктиром приведено положение нерасщепленного магнитного дифракционного пика для коллинеарного антиферромагнетика.

выделяет \downarrow эквивалентных направлений в базисной плоскости, к которым подстраиваются атомные магнитные моменты. Если анизотропии нет, то мы имеем рассмотренную выше ферромагнитную простую спираль, если анизотропия бесконечно велика, то возникают "пачки" ферромагнитных плоскостей, магнитные моменты которых последовательно направлены вдоль осей анизотропии. Переход между двумя пачками происходит на длине, малой по сравнению с длиной пачки L , и отвечает солитону.

Коротко остановимся на особенностях динамической дифракции на таких структурах. Структура имеет пространственный период d_{ss} и соответствующий ему волновой вектор $q_{ss} = 2\pi/d_{ss}$. В [18] показано, что анизотропия генерирует кратные пространственные гармоники, волновые векторы которых подчиняются уравнению

$$q_n = \pm q_{ss} (l \cdot n \pm 1), \quad n = 1, 2, \dots \quad (38)$$

Мы проанализировали структуры с $l = 3, 4, 6$ в приближении бесконечной анизотропии при не равной нулю $b^{(a)}$. Отражательная способность R_z такой структуры имеет ядерный пик в области $2k_z = \tau_z$ и сложную последовательность магнитных пиков (см. рис.12). Положения этих пиков на оси k_z , отсчитываемые от τ_z , совпали с $q_n/2$ (см. формулу (38). Не об-



суждая зависимость компонент вектора $\vec{Q}(k_z)$ во всем интервале k_z , отметим главную особенность: в областях, соответствующих магнитным пикам, нейтроны поляризуются в основном вдоль оси z . Знаки + и - на рисунке 12 соответствуют знаку Q_z компоненты, то есть взаимной ориентации \vec{Q} и \vec{q}_{ss} . На рис.12г приводятся значения R_z для толстого образца с $l = 6$, из которого сле-

Рис.12. Зависимость от k_z отражательной способности R_z длиннопериодной солитонной магнитной структуры с анизотропией порядка $l = 3, 4$ и 6 . Толщина пленки (а), (б) и (в) равна 1950 \AA , (г) - 1 мкм . Период солитонной структуры $d_{ss} = 480 \text{ \AA}$.

дует, что по мере удаления пика от ядерного его ширина уменьшается. Так как ширина пика пропорциональна амплитуде (n, l) гармоники структуры, то очевидно, что анализ ширины магнитных пиков, в принципе, по-

зволяет осуществить экспериментально гармонический анализ солитонных структур. Практически такой анализ следует проводить в области нулевого узла обратной решетки $\tau_z = 0$, т.е. в нейтронно-оптической области, поскольку разрешение по k_z здесь существенно выше, а зависимость R_z , \vec{Q} от k_z имеет тот же характер, что и в области $\tau_z \neq 0$.

Заключение

На основе модельного представления о рассеянии нейтрона на одномерной магнитной ядерной структуре развит метод численного расчета спектральных зависимостей коэффициентов матрицы отражения и вектора поляризующей способности магнитной пленки или тонкого монокристалла, являющегося удобным средством анализа экспериментальных данных в наиболее полном дифракционно-оптическом поляризационном опыте по отражению нейтронов от поверхности изучаемого объекта.

Метод позволяет раскрыть достаточно полную картину динамического рассеяния нейтронов как в области оптического отражения и рефракции, так и в дифракционной области применительно к любым сложным неколлинеарным одномерным магнитным структурам с учетом границ образца. Последнее позволяет учесть поверхностные искажения структуры.

В работе подтверждено, что задача расшифровки сложной магнитной структуры в эксперименте по отражению тепловых поляризованных нейтронов сводится к определению спектральной зависимости трех компонент вектора поляризующей способности образца, который, как показано в работе [9], является образом в пространстве волнового вектора k_z реальной магнитной структуры $\vec{M}(z)$.

Метод также находит успешное применение при обработке экспериментальных данных по определению глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводники второго рода [3].

Считаем своим приятным долгом выразить благодарность профессору М.И.Подгорецкому за интерес к работе и ценные замечания.

Приложение

Проанализируем выражение для оператора длины магнитного рассеяния нейтрона на атоме [17]:

$$\hat{b}^{(m)} = \mu_0 (\vec{\mu}_1 \vec{\sigma}) \cdot F(\vec{x}), \quad (39)$$

где μ_0 - магнитный момент нейтрона, $\vec{\mu}_1$ - компонента вектора магнитного момента атома $\vec{\mu}$, перпендикулярная вектору рассеяния \vec{x} ($\vec{\mu}_1 = \mu \vec{S}_1$, $\vec{S}_1 = \vec{n}_\mu - (\vec{e}_x \vec{n}_\mu) \vec{e}_x$), где \vec{e}_x, \vec{n}_μ - единичные векторы вдоль \vec{x} и $\vec{\mu}$ соответственно), $F(\vec{x})$ - атомный магнитный фактор, $\vec{\sigma}$ - вектор с компонентами $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$.

Оператор $\hat{b}^{(m)}$ порождает четыре длины рассеяния
 $b^{s's} = \langle s' | \hat{b}^{(m)} | s \rangle$,

соответствующие амплитудам вероятности переходов нейтрона из $|S\rangle$ -состояния до рассеяния в $|S'\rangle$ -состояние после рассеяния. Принято эти амплитуды обозначать^{/17/}: b^{++} для $(\uparrow) \rightarrow (\uparrow)$, b^{--} для $(\downarrow) \rightarrow (\downarrow)$, b^{+-} для $(\uparrow) \rightarrow (\downarrow)$ и b^{-+} для $(\downarrow) \rightarrow (\uparrow)$. Из свойств σ -матриц и вида оператора $\hat{b}^{(m)}$ следует, что если ось квантования нейтрона совпадает с $\vec{\mu}_L$, то не равны нулю только две амплитуды: b^{++} и $b^{--} = -b^{++}$, которые мы обозначили в тексте как $b^{(m)}$ и $-b^{(m)}$, положив для простоты магнитный формфактор при всех расчетах равным единице. Последнее предположение справедливо только в оптической области /т.е. x мало/. В дифракционной области $F(\vec{x}) \neq 1$ и его следует учитывать.

Из формулы (39) следует, что вклад в отражение дают только перпендикулярные вектору рассеяния компоненты векторов $\vec{\mu}_n$ структуры, т.е. в нашем случае X, Y -компоненты. Этим и объясняется тот факт, что все $\vec{\mu}_n$ в нашей модели лежат в плоскостях $(XY)_n$.

Литература

1. G.P.Felcher et al. - Phys. Rev. Lett, 1984, 52, 1539; J. Appl. Phys., 1985, 57, 3789.
2. R.Felichi et al. - Nature, 1987, 329, 523.
3. С.В.Гапонов и др. - Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 277.
4. И.И.Гуревич, Л.В.Тарасов - Физика нейтронов низких энергий. Москва: Наука, 1965.
5. Ch.Schwink, O.Schärpf - Z. Phys., 1975, B21, 305.
6. G.P.Felcher et al. - Rev. Sci. Instrum., 1987, 58, 609.
7. В.Г.Барьяхтар, В.Ф.Клепиков, В.Л.Соболев - ФТТ, 1971, 13, 1454.
8. Н.М.Саланский, М.Ш.Ерухимов - Физические свойства и применение магнитных пленок, Новосибирск: Наука, 1975.
9. Д.А.Корнеев - Поверхность, физика, химия, механика, 1989, 2, 13.
10. Ю.Г.Абов, А.Д.Гулько, П.А.Крупчицкий - Поляризованные медленные нейтроны, Москва: Атомиздат, 1966.
11. Д.А.Корнеев, Л.П.Черненко - Сообщение ОИЯИ, Р4-87-400, 1987.
12. E.Fermi, Ric. Sci., 1936, 7, 13.
13. Дж.Кронин, Д.Гранберг, В.Телегди - Сборник задач по физике с решениями, Москва: Атомиздат, 1971, с.228.
14. В.А.Беляков - Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры, Москва: Наука, 1988.
15. В.Г.Барышевский - Ядерная оптика поляризованных сред, Минск: изд-во БГУ, 1976.

16. А.Г.Гукасов, В.А.Рубан - ФТТ, 1975, 17, 2967.

17. R.M.Moon, T.Riste, Kochler - Phys. Rev., 1969, 181, 920.

18. Ю.А.Изюмов - Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, Москва: Энергониздат, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 октября 1989 года.