

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

К 672

P14-87-629

Д.А.Корнеев

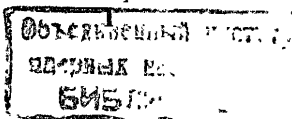
ИЗУЧЕНИЕ НЕОДНОРОДНО НАМАГНИЧЕННЫХ  
МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК  
С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Направлено в журнал "Поверхность. Физика,  
химия, механика" и на Совещание по физике  
конденсированных сред на реакторе ИБР-2  
ОИЯИ, сентябрь 1987 г., Дубна

1987

1. Для понимания природы ферромагнитного состояния материалов необходимо исследовать их в малых масштабах. Есть два характерных масштаба в картине пространственного поведения вектора локальной намагниченности. Первый - это масштаб кристаллической решетки, второй - масштаб доменов. Метод дифракции тепловых нейтронов на решетке упорядоченных атомных спинов позволяет исследовать атомную магнитную структуру. Доменная структура изучается, в основном, с помощью суспензий или магнитооптическими методами. Существует промежуточный масштаб, определяемый размерами междоменных границ ( $\sim 1000 \text{ \AA}$ ). Феноменологическая теория, описывающая магнитные структуры и их динамику в этом масштабе (микромагнетизм /1/), была заложена в работе /2/. Теоретические исследования равновесных магнитных структур тонких магнитных пленок показали возможность существования пленок нового типа, распределение намагниченности которых в основном состоянии в направлении, перпендикулярном поверхности, является неоднородным /3/. Возникновение неоднородного состояния намагниченности феноменологически объясняется различиями в значениях и типах констант анизотропии на поверхности и внутри пленки. Физические причины такого различия связывают как с различием внутренней и поверхностной симметрий окружения магнитных ионов, так и с существованием примесей легких элементов в приповерхностном слое. Теоретически изучалось влияние типа основного состояния неоднородно намагниченной пленки на особенности спектров поглощения при спиновом резонансе /4/.

Нам неизвестны методы, позволяющие экспериментально определять детали неоднородной магнитной структуры в масштабах междоменных границ ( $\sim 1000 \text{ \AA}$ ), т.е. определять экспериментально функцию  $\vec{M}(z)$  пространственного поведения вектора локальной намагниченности.



Дело в том, что хорошо развитые методы исследования магнитных пленок позволяют либо констатировать существование и тип неоднородного основного состояния пленки (спин-волновой резонанс), либо сделать оценки толщины неоднородно намагниченного приповерхностного слоя ферромагнетика и определить тип анизотропии в этом слое (магнито-оптический эффект Керра <sup>5,6/</sup>). Что касается последнего метода, то его пространственное разрешение составляет, как правило, величину  $0,1 + 0,2 \mu$ .

Таким образом, выводы теории микромагнетизма в части, касающейся деталей функции  $\vec{M}(z)$  в пленках с пространственно неоднородным основным состоянием, находятся пока за пределами возможностей существующих экспериментальных методов.

Ниже мы проанализируем возможность получения детальной информации о  $\vec{M}(z)$  в магнитной пленке с помощью зеркального отражения поляризованных тепловых нейтронов от ее поверхности.

2. Известно, что задача нахождения коэффициента отражения нейтронов от плоской границы немагнитной среды сводится к решению одномерной квантово-механической задачи на отражение от скачка потенциала

$U$ , где  $U$  есть величина эффективной потенциальной энергии нейтрон-ядерного взаимодействия, связанная со средним значением длины когерентного ядерного рассеяния нейтронов  $\bar{b}$  и числом ядер в единице объема  $N$  соотношением

$$U = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} \cdot N \cdot \bar{b}. \quad (I)$$

Значения  $U$  лежат в области  $\sim 10^{-7}$  эВ. Неоднородности состава пленки, возникающие, например, из-за внедрения примесей через по-

верхность, приводят к возникновению зависимости  $U$  от координаты вдоль нормали к пленке. Для ферромагнетиков потенциал взаимодействия со средой приобретает аддитивную добавку

$$U_M = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B}), \quad (2)$$

где  $\vec{\mu}$  - магнитный момент нейтрона,  $\vec{B}$  - вектор магнитной индукции среды. Значение  $U_M$  имеет, как правило, тот же порядок величины, что и  $U$ . Для неоднородно намагниченных структур  $\vec{B} = \vec{B}(z)$  ( $z$  - координата вдоль нормали к поверхности). Это приводит к зависимости  $U_M = U_M(z)$ . Остановимся подробнее на характере поведения вектора  $\vec{B}(z)$  для основных типов неоднородных равновесных магнитных структур в магнитных пленках. В дальнейшем всюду координата  $z$  будет считаться направленной вдоль внутренней нормали к пленке, а координаты  $x$  и  $y$  - лежащими в плоскости пленки. Саму пленку будем считать плоской и неограниченной вдоль  $x$  и  $y$ . Обозначим континуальный вектор локальной намагниченности через  $\vec{M}$ . Будем считать, что  $\vec{M}$  зависит только от  $z$ -координаты. Для краткости такие структуры будем называть  $z$ -структурами. Сформулируем важное для дальнейшего утверждение: для бесконечных плоскопараллельных пластин при любых неколлинеарных  $z$ -структурах, т.е. при произвольных зависимостях вектора  $\vec{M}$  от  $z$

$$\vec{M}(z) = M_x(z) \cdot \vec{n}_x + M_y(z) \cdot \vec{n}_y + M_z(z) \cdot \vec{n}_z$$

вектор  $\vec{B}(z)$  всегда лежит в плоскости пластины и равен

$$\vec{B}(z) = 4\pi \cdot [M_x(z) \cdot \vec{n}_x + M_y(z) \cdot \vec{n}_y]. \quad (3)$$

Для пластин с  $M_z(z) = \text{const}$  это утверждение имеет простое доказательство (см., например, <sup>7/</sup>). Несложно доказать равенство (3) и для общего случая, т.е. при  $M_z(z) \neq \text{const}$  (пластина с "объемными магнитными зарядами"). Удобно разделить неколлинеарные

$\vec{z}$  -структуры на два типа. К первому типу отнесем пленки, у которых вектор  $\vec{B}(\vec{z})$  сохраняет свое направление в пространстве, т.е. при соответствующем выборе осей

$$\vec{B}(\vec{z}) = B_x(\vec{z}) \cdot \vec{n}_x \quad (4)$$

Такому поведению вектора  $\vec{B}(\vec{z})$  соответствует поведение вектора  $\vec{M}(\vec{z})$ :

$$\vec{M}(\vec{z}) = M_x(\vec{z}) \cdot \vec{n}_x + M_z(\vec{z}) \cdot \vec{n}_z \quad (5)$$

Такая зависимость вектора  $\vec{M}(\vec{z})$  возникает, согласно теории [3,8/], в пленках с объемной анизотропией типа "легкая плоскость" или "легкая ось" и поверхностной анизотропией типа "легкая ось" или "легкая плоскость" соответственно. Кроме того, условие (4) выполняется для пленок с одноосной анизотропией в плоскости, у которых имеется зависимость модуля вектора  $\vec{M}$  от  $\vec{z}$ .

Ко второму типу отнесем пленки со спиралеобразным поведением вектора  $\vec{B}(\vec{z})$  т.е.

$$\vec{B}(\vec{z}) = B_x(\vec{z}) \cdot \vec{n}_x + B_y(\vec{z}) \cdot \vec{n}_y, \quad \left( \frac{B_x(\vec{z})}{B_y(\vec{z})} \neq const \right) \quad (6)$$

Такая зависимость  $\vec{B}$  от  $\vec{z}$  соответствует вектору

$$\vec{M}(\vec{z}) = M_x(\vec{z}) \cdot \vec{n}_x + M_y(\vec{z}) \cdot \vec{n}_y + M_z(\vec{z}) \cdot \vec{n}_z$$

Структуры подобного типа могут возникать, например, при наложении внешнего магнитного поля на одноосные магнитные пленки с различающимися значениями констант одноосной анизотропии на поверхности и внутри пленки.

3. Перейдем к анализу отражения нейтронов от пленок с неколлинеарной  $\vec{z}$  -структурой намагниченности. Запишем волновую функцию нейтрона с учетом спина

$$\Psi(\vec{z}) = \begin{pmatrix} \Psi_+(\vec{z}) \\ \Psi_-(\vec{z}) \end{pmatrix} \quad (7)$$

Волновая функция нейтрона (7) в магнитной среде подчиняется одномерному уравнению Паули

$$\frac{\hbar^2}{2m} \ddot{\Psi}(\vec{z}) + [E - (U - \mu(\vec{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{z})))] \cdot \Psi(\vec{z}) = 0, \quad (8)$$

где  $E = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}$ ,  $k_z$  -  $z$  - компонент волнового вектора падающего нейтрона,  $\vec{\sigma}$  - вектор с компонентами  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  ( $\sigma_{x,y,z}$  - матрицы Паули). Волновые функции падающего  $\Psi_i(\vec{z})$  и отраженного  $\Psi_f(\vec{z})$  ( $z < 0$ ) нейтронов запишем в следующем виде:

$$\Psi_i(\vec{z}) = e^{ik_z z} \begin{pmatrix} \Psi_+^{(i)} \\ \Psi_-^{(i)} \end{pmatrix}, \quad \Psi_f(\vec{z}) = e^{-ik_z z} \begin{pmatrix} \Psi_+^{(f)} \\ \Psi_-^{(f)} \end{pmatrix} \quad (9)$$

Спиноры  $\begin{pmatrix} \Psi_+^{(i)} \\ \Psi_-^{(i)} \end{pmatrix}$  и  $\begin{pmatrix} \Psi_+^{(f)} \\ \Psi_-^{(f)} \end{pmatrix}$  связаны следующим равенством

$$\begin{pmatrix} \Psi_+^{(f)} \\ \Psi_-^{(f)} \end{pmatrix} = \hat{R} \cdot \begin{pmatrix} \Psi_+^{(i)} \\ \Psi_-^{(i)} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где  $\hat{R}$  - матрица отражения размерностью  $2 \times 2$ , зависящая от  $k_z$  и  $\vec{B}(\vec{z})$ . Матрица  $\hat{R}$  находится из решения уравнения (8) с учетом

условий на границах магнитной среды  $z = 0$  и  $z = z_0$  :

$$\Psi_{z \rightarrow 0}(z < 0) = \Psi_{z \rightarrow 0}(z > 0); \quad \frac{\partial}{\partial z} \Psi_{z \rightarrow 0}(z < 0) = \frac{\partial}{\partial z} \Psi_{z \rightarrow 0}(z > 0), \quad (II)$$

$$\Psi_{z \rightarrow z_0}(0 < z < z_0) = \Psi_{z \rightarrow z_0}(z > z_0); \quad \frac{\partial}{\partial z} \Psi_{z \rightarrow z_0}(0 < z < z_0) = \frac{\partial}{\partial z} \Psi_{z \rightarrow z_0}(z > z_0).$$

Элементы матрицы  $R_{n,m}$  суть амплитуды вероятности отражения без переворота ( $n=m$ ) и с переворотом ( $n \neq m$ ) спина нейтрона. Таким образом, в зависимости элементов матрицы  $R_{n,m}$  от  $k_z$  содержится информация о структуре  $\vec{B}(z)$ , т.е. матрица  $\hat{R}$  однозначно определяется пространственной зависимостью вектора  $\vec{B}(z)$ .

Свяжем величины, измеряемые в экспериментах по отражению поляризованных нейтронов, с матрицей  $\hat{R}$ . В общем случае поляризованный пучок нейтронов описывается матрицей спиновой плотности [9/

$$\hat{\rho} = \sum a_n |\Psi_n\rangle \langle \Psi_n|, \quad (I2)$$

где  $a_n$  - коэффициенты смешивания чистых спиновых состояний нейтрона  $|\Psi_n\rangle$ . Вектор поляризации пучка определяется через матрицу

$$\hat{\rho} \text{ следующим образом [9/} \\ \vec{p} = \frac{\text{tr} \hat{\rho} \vec{\sigma}}{\text{tr} \hat{\rho}}. \quad (I3)$$

Таким образом, для того чтобы определить поляризацию отраженного пучка, достаточно знать, как преобразуется матрица  $\hat{\rho}$  в результате отражения нейтронов. Легко показать, что матрица  $\hat{\rho}_i$  падающего пучка преобразуется в матрицу  $\hat{\rho}_f$  отраженного пучка простым соотношением

$$\hat{\rho}_f = \hat{R} \hat{\rho}_i \hat{R}^+, \quad (I4)$$

где  $\hat{R}^+$  - эрмитово-сопряженная матрица.

Введем матрицу поляризующей способности магнитной пленки

$$\hat{E} = \hat{R} \cdot \hat{R}^+. \quad (I5)$$

Используя матрицу  $\hat{E}$ , построим вектор поляризующей способности пленки следующим образом :

$$\vec{Q} = \frac{\text{tr} \hat{E} \vec{\sigma}}{\text{tr} \hat{E}}. \quad (I6)$$

Нетрудно показать, что скалярное произведение векторов поляризации падающего пучка  $\vec{P}_0(k_z)$  и вектора поляризующей способности пленки  $\vec{Q}(k_z)$  удовлетворяет равенству

$$\vec{P}_0(k_z) \cdot \vec{Q}(k_z) = \frac{N_+(k_z) - N_-(k_z)}{N_+(k_z) + N_-(k_z)}, \quad (I7)$$

где  $N_+(k_z)$  и  $N_-(k_z)$  - интенсивности нейтронов, отраженных от поверхности пленки при выключенном и включенном спин-флиппере соответственно. Спин-флиппер - устройство, осуществляющее реверс вектора поляризации падающего пучка. Таким образом, комбинация (I7) экспериментально измеряемых спектров  $N_+(k_z)$  и  $N_-(k_z)$  однозначно связана с матрицей отражения  $\hat{R}$ , а сама матрица однозначно определяется конкретным видом  $z$ -структуры  $\vec{B}(z)$ .

Так как каждой конкретной  $z$ -структуре соответствует вполне определенный вектор поляризующей способности пленки  $\vec{Q}(k_z)$  (см. (I6), (I7)), рассмотрим специфические особенности этого вектора, свойственные описанным выше типам структур.

Подстановка  $\vec{B}(z)$ , соответствующего структурам первого типа, в уравнение (8) сводит его к системе двух незацепляющихся уравнений относительно  $\Psi_+(z)$  и  $\Psi_-(z)$ . При соответствующем выборе системы координат (в которой  $\vec{B}(z) = B(z) \cdot \vec{n}_x$ , а матрица  $\sigma_x$  - диагональна)

матрица отражения становится диагональной, т.е.

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} R_{11} & 0 \\ 0 & R_{22} \end{pmatrix}.$$

Очевидно, что в этом случае  $\vec{Q}(k_z) \parallel \vec{n}_x$ , т.е. лежит в плоскости пленки и совпадает по направлению с вектором магнитной индукции. Последние утверждения справедливы при любых значениях волнового вектора  $k_z$  нейтрона. Пользуясь определением вектора  $\vec{Q}(k_z)$ , нетрудно показать, что тогда

$$Q_x(k_z) = \frac{|R_{11}(k_z)|^2 - |R_{22}(k_z)|^2}{|R_{11}(k_z)|^2 + |R_{22}(k_z)|^2},$$

а зависимость  $Q_x$  от  $k_z$  будет определяться функцией  $B(z)$ .

Полный эксперимент по определению вектора  $\vec{Q}$  сводится к независимому измерению комбинации (17) спектров  $N_+(k_z)$  и  $N_-(k_z)$  при трех взаимно ортогональных направлениях вектора поляризации падающего пучка  $\vec{P}_0(k_z)$ . Тот факт, что для рассматриваемого типа структур  $Q_z \equiv 0$ , должен приводить при любых  $k_z$  к нулевому значению экспериментальной величины  $[N_+(k_z) - N_-(k_z)] / [N_+(k_z) + N_-(k_z)]$ , если вектор  $\vec{P}_0$  падающего пучка направлен перпендикулярно пленке.

Подстановка  $\vec{B}(z)$ , соответствующего структурам второго типа, в уравнение (8) приводит к системе двух зацепляющихся уравнений относительно  $\Psi_+(z)$  и  $\Psi_-(z)$ . Из этого следует, что матрица  $\hat{R}$  в этом случае недиагональна, т.е. все элементы  $R_{n,m}$  могут отличаться от нуля. Приведем выражения для компонентов вектора поляризующей способности  $\vec{Q}$  для  $z$ -структур второго типа:

$$Q_x(k_z) = \frac{[|R_{11}(k_z)|^2 + |R_{12}(k_z)|^2] - [|R_{22}(k_z)|^2 + |R_{21}(k_z)|^2]}{\sum |R_{n,m}|^2},$$

$$Q_y(k_z) = \frac{2 \operatorname{Im} [R_{11}(k_z) \cdot R_{21}^*(k_z) + R_{12}(k_z) \cdot R_{22}^*(k_z)]}{\sum |R_{n,m}|^2},$$

$$Q_z(k_z) = \frac{2 \operatorname{Re} [R_{11}(k_z) \cdot R_{21}^*(k_z) + R_{12}(k_z) \cdot R_{22}^*(k_z)]}{\sum |R_{n,m}|^2},$$

где  $R_{nm}^*$  - комплексно сопряженные величины. Из условия недиагональности  $R_{12}, R_{21} \neq 0$  следует, что компонент  $Q_z(k_z)$ , перпендикулярный пленке, в общем случае отличен от нуля. Эта принципиальная особенность вектора  $\vec{Q}$  для структур второго типа приводит к отличию от нуля поляризующей способности пленки вдоль направления, перпендикулярного к ее поверхности. Полный опыт, так же, как и в предыдущем случае, сводится к независимому измерению комбинации  $\frac{N_+(k_z) - N_-(k_z)}{N_+(k_z) + N_-(k_z)}$  для трех ортогональных направлений вектора  $\vec{P}_0$ . Ясно, что зависимость компонентов  $Q_{x,y,z}$  от волнового вектора  $k_z$  будет определяться параметрами магнитной структуры.

Из изложенного с очевидностью следует, что возможно восстановление сложной  $\vec{B}(z)$ -структуры магнитных пленок с помощью зеркального отражения поляризованных тепловых нейтронов. Для этого необходимо: 1) измерить спектральную зависимость компонентов вектора  $\vec{Q}(k_z)$  поляризующей способности пленки, проведя полный опыт, описанный выше; 2) решая уравнение (8) с граничными условиями для модельной структуры, подгонять, меняя параметры структуры, теоретические значения вектора  $\vec{Q}(k_z)$  к экспериментальным в широком интервале значений волновых векторов  $k_z$ . Таким образом, суть предлагаемого подхода сводится к решению уравнения (8), позволяющего на основе модельной структуры  $\vec{B}(z)$  вычислить матрицу отражения  $\hat{R}(k_z)$ , а стало быть, и экспериментально измеряемый вектор  $\vec{Q}(k_z)$ . Следует отметить, что в общем случае уравнение (8) аналитически не решается. Поэтому составление процедуры решения уравнения (8) с любым видом функции  $\vec{B}(z)$  является самостоятельной задачей.

Развитый подход, в том числе и метод решения уравнения (8) для общего случая, был апробирован на результатах экспериментов по

зеркальному отражению поляризованных тепловых нейтронов от тонких ( $\sim 1500 \text{ \AA}$ )  $\text{FeCo}$  пленок, исследования которых проводились на импульсном реакторе ИБР-2 ОИЯИ.

### Выводы

1. Предложен теоретический подход интерпретации экспериментальных данных по зеркальному отражению тепловых поляризованных нейтронов от поверхности неоднородно намагниченных тонких пленок, позволяющий определять пространственное поведение вектора локальной намагниченности  $\vec{M}(z)$ .

2. Построены матрица и вектор поляризующей способности для магнитной пленки и рассмотрены их специфические особенности для различных типов неоднородно намагниченных пленок. Показано, что для пленок со спиральным типом структуры намагниченности вектор поляризующей способности должен иметь отличный от нуля компонент, перпендикулярный плоскости пленки.

3. Показано, что для реализации подхода необходимо провести полный опыт - измерение 3-х компонент вектора поляризующей способности пленки в зависимости от волнового вектора падающих нейтронов.

4. Показано, что полный опыт сводится к измерению определенной комбинации спектров отраженных нейтронов (см. ф-лу (17)) для трех взаимно ортогональных направлений вектора поляризации падающего пучка.

### Литература.

1. Браун У.Ф. Микромагнетизм, Москва, Наука, 1979.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Phys.Zs.Sow., 1935, 8, 153
3. Барьяхтар В.Г., Клепиков В.Ф., Соболев В.Л. ФТТ, 1971, т.13, в.5, с.1454-1462.
4. Барьяхтар В.Г., Клепиков В.Ф., Соболев В.Л. ФТТ, 1971, т.13, в.12, с.3517-3522.
5. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. М.: Изд-во МГУ, 1985, с.321:
6. Кринчик Г.С., Зубов В.Е., Никитин Л.В. Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, т.1, с.22.
7. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма, Москва, Мир, 1983.
8. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок, "Наука", Сибирское отделение, Новосибирск, 1975.
9. Блум К. Теория матрицы спиновой плотности и ее приложения, Москва, Мир, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 августа 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Корнеев Д.А.

P14-87-629

Изучение неоднородно намагниченных магнитных пленок с помощью поляризованных нейтронов

Показано, что с помощью отражения поляризованных нейтронов от поверхности неоднородно намагниченных пленок можно судить о деталях пространственного поведения вектора локальной намагниченности пленки  $M(z)$ . Предложен теоретический подход для интерпретации экспериментальных данных, позволяющий восстановить функцию  $M(z)$ .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Korneev D.A.

P14-87-629

The Study of Nonhomogeneous Magnetised Magnetic Films with Polarized Neutrons

It is shown that with reflection of polarized neutrons from the surface of nonhomogeneous magnetic films one can judge about the spatial behaviour local magnetization vector  $M(z)$ . A theoretical method for interpretation of experimental results in order to determine the function  $M(z)$  is proposed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987