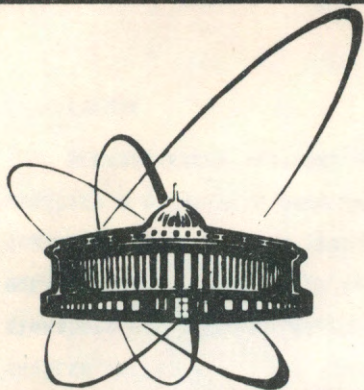


89-277



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

И-265

Р4-89-277

В. К. Игнатович

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УХН
С МАГНИТНЫМИ ПЛЕНКАМИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1989

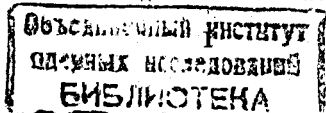
1. Введение

Использование тепловых нейтронов для исследования взаимодействия нейтрона с магнитными веществами общеизвестно^{/1,2/}. Ультрахолодные нейтроны (УХН) обладают некоторой спецификой, состоящей в том, что УХН могут полностью отражаться от вещества при любых углах падения, если суммарный ядерный и магнитный потенциал вещества выше кинетической энергии нейтрона^{/3/}. Эта специфика используется для поляризации УХН.

Наиболее эффективный способ поляризовать УХН - это пропустить их через намагниченную пленку. Если суммарный магнитный и ядерный потенциал пленки достаточно высок, чтобы полностью отразить нейтроны со спином, направленным вдоль магнитного поля, то прошедшие через пленку нейтроны должны быть полностью поляризованы в направлении, противоположном направлению поля. На практике, однако, поляризация прошедших сквозь пленку нейтронов оказывается неполной. Представляет интерес выяснить причины этого явления. Очевидно, что поляризация прошедших через пленку УХН будет неполной, если в пленке имеются сквозные отверстия, или сквозные немагнитные включения, или же, наконец, если пленка не является монодоменной. Указанные трудности устраняются путем улучшения технологии изготовления пленки. Однако и после их устранения поляризация прошедших сквозь пленку нейтронов может быть неполной. Это связано с тем, что УХН могут деполяризоваться в приповерхностных областях пленки у выходной границы раздела, как вследствие шероховатостей поверхностей, так и вследствие поверхностной анизотропии.

Возникает вопрос, можно ли исследованием пропускания пленки или совокупности пленок определить характер их неидеальности? Это зависит от количества феноменологических параметров, описывающих магнитную пленку. Настоящая работа предпринята с целью установить необходимое число таких параметров в общем случае.

Ниже мы рассмотрим отдельно монодоменные пленки и далее сделаем обобщение на пленки полидоменные. Энергетическая зависимость



параметров учитываться не будет, поскольку можно считать, что интересующие нас параметры усредняются по спектру и угловому распределению падающих на пленку УХН. Монодоменность означает, что деполяризация УХН обусловлена только приповерхностными неоднородностями, которые могут быть разными на разных сторонах пленки. В работах^{/3-7/} приповерхностная деполяризация описывается одним параметром, а полное число параметров, описывающих как пропускание, так и отражение магнитной пленки с обеих сторон, равно 4. В настоящей работе мы покажем, что в работах^{/5-7/} число параметров по существу равно трем, тогда как полное число параметров в общем случае должно быть не менее 7. При этом мы совершенно не будем касаться интерференционных явлений, поскольку усреднение, о котором говорилось выше, делает их ненаблюдаемыми.

2. Характеристики монодоменной пленки

Для определенности будем считать, что пучок УХН пропускается через пленку слева направо, а магнитная индукция внутри пленки направлена вдоль оси $-z$. Пленку можно представить состоящей из трех частей: приповерхностной левой, однородной средней и приповерхностной правой. Там, где приповерхностные части переходят в среднюю, намагниченность достигает своего максимального значения и по мере продвижения в глубь пленки не меняется.

Нейтронный пучок будем описывать двумерным вектором-столбцом n , верхняя компонента которого характеризует число нейтронов со спином вверх, а нижняя - со спином вниз. Такое представление позволяет пользоваться очень удобной алгеброй матриц Паули $\sigma_{x,y,z}$. При этом пучок УХН с поляризацией P_0 и полной интенсивностью $2I$ (в дальнейшем мы положим $I=1$) описывается вектором

$$n = I(1 + P_0 \sigma_z) n_0, \quad (1)$$

где введен стандартный вектор n_0 , обе компоненты которого равны

единице. Вектор n_0 удовлетворяет условию

$$\sigma_x n_0 = n_0, \quad (2)$$

а пропускание пленки, характеризующееся матрицей T , равно $W = n_0 T n_0 / 2$. Вектор n_0 , стоящий в этом произведении слева, представляется по обычным правилам матричной алгебры строк. С помощью матриц Паули можно образовать проекционные операторы

$$a) p_i = (1 + \sigma_i) / 2, \quad b) \bar{p}_i = (1 - \sigma_i) / 2, \quad c) i = x, z, \quad (3)$$

которые обладают следующими свойствами:

$$a) p_i^2 = p_i, \quad b) \bar{p}_i^2 = \bar{p}_i, \quad c) p_i + \bar{p}_i = 1, \quad d) p_i \bar{p}_i = 0, \quad (4)$$

$$a) p_x n_0 = n_0, \quad b) \bar{p}_x n_0 = 0, \quad c) p_x \sigma_z n_0 = 0, \quad d) \bar{p}_x \sigma_z n_0 = \sigma_z n_0. \quad (5)$$

Пропускание левой приповерхностной области, взятой отдельно от остальной части, в самом общем виде может быть записано в виде:

$$a) \hat{T}_l = t_l p_z (p_x + \tau_l \bar{p}_x), \quad b) \hat{T}_l = t_l (p_x + \tau_l \bar{p}_x) p_z, \quad (6)$$

где матрица (6b), равная транспонированной матрице (6a), описывает пропускание левой приповерхностной части справа налево, параметры t_l и τ_l характеризуют полное пропускание и поворот поляризации УХН левой приповерхностной части пленки соответственно, а проекционный оператор обеспечивает полную поляризацию УХН внутри пленки. Аналогичным образом записываются матрицы пропускания правой приповерхностной части через соответствующие параметры t_r , τ_r :

$$a) \hat{T}_r = t_r (p_x + \tau_r \bar{p}_x) p_z, \quad b) \hat{T}_r = t_r p_z (p_x + \tau_r \bar{p}_x). \quad (7)$$

Матрицы (6) и (7) содержат по два параметра. В работах^{/3-7/} использовались фактически такие же матрицы, но t_l , t_r полагались равными единице. Такой выбор параметров предполагает отсутствие отражения от приповерхностной части пленки, что, вообще говоря, на практике не реализуется.

Очевидно, что $t_{l,r} < 1$. Если это не связано с потерями, то приповерхностные области должны частично отражать нейтроны, падающие на них изнутри пленки. Соответствующие коэффициенты отражения равны

$$a) \hat{R}_l = r_l = 1 - t_l, \quad b) \hat{R}_r = r_r = 1 - t_r \quad (8)$$

и обращаются в нуль при $t_l = t_r = 1$. Средняя часть пленки пропускает только одну поляризацию и в обоих направлениях одинаково. Поэтому ее матрицу пропускания можно представить в виде $\hat{T}_m = t_0$.

Матрица пропускания всей пленки получается методом рекуррентных соотношений^{/3/} с учетом переотражений внутри пленки:

$$\hat{T} = \hat{T}_r (1 - \hat{T}_m \hat{R}_l \hat{T}_m \hat{R}_r)^{-1} \hat{T}_m \hat{T}_l. \quad (9)$$

Подставив сюда (6a), (7a), (8) и t_0 вместо T_m , получим

$$a) \hat{T} = 2t(p_x + \tau_r \bar{p}_x) p_z (p_x + \tau_l \bar{p}_x), \quad (10)$$

где

$$t = t_0 t_l t_r / 2(1 - t_0^2(1 - t_l)(1 - t_r)). \quad (11)$$

Воспользуемся выражением (3a) для p_z и антикоммутиационными свойствами матриц Паули, из которых следует $p_x \sigma_z = \sigma_z \bar{p}_x$, $\bar{p}_x \sigma_z = \sigma_z p_x$. Тогда выражение (10) приводится к виду

$$\hat{T} = t[p_x + \tau_l \tau_r \bar{p}_x + \sigma_z (\tau_r p_x + \tau_l \bar{p}_x)]. \quad (12)$$

В случае многодоменной пленки, или пленки со сквозными каналами, фактор перед \bar{p}_x в выражении (12) не может быть представлен в виде произведения $\tau_l \tau_r$, а должен рассматриваться как отдельный параметр (обозначим его S), вследствие чего матрица пропускания записывается в более общем виде:

$$\hat{T} = t[p_x + S \bar{p}_x + \sigma_z (\tau_r p_x + \tau_l \bar{p}_x)]. \quad (12a)$$

Параметрически выражение (12) совпадает с полученными в работах^{/5-7/}, где параметры τ_r и τ_l соответствуют поляризующей (P) и анализирующей (A) способностям пленок.

Пучок нейтронов, описываемый вектором (1), после прохождения пленки в случае справедливости (12) описывается вектором

$$\hat{T}n = t(1 + \tau_l P_0)(1 + \tau_r \sigma_z)n_0, \quad (13)$$

а в случае справедливости (12a) - вектором

$$T_l n = t[1 + \tau_l P_0 + (\tau_r + S P_0)\sigma_z]n_0. \quad (13a)$$

Рассмотрим теперь отражение УХН от намагниченной пленки. Матрица отражения от отдельно взятой левой приповерхностной части пленки в общем случае может быть представлена выражением

$$\hat{R}_l = p_x + a_l \bar{p}_x - t_l (1 + \tau_l \sigma_z) / 2, \quad (14)$$

в котором учитывается деполяризация на поверхности (параметр a_l) и пропускание (второе слагаемое). С помощью соотношения (4c) преобразуем (14) к виду

$$\hat{R}_l = r_l (p_x + b_l \bar{p}_x + s_l \sigma_z), \quad (15)$$

с тремя параметрами

$$a) r_l = 1 - t_l / 2, \quad b) b_l = (a_l - t_l / 2) / r_l, \quad c) s_l = -t_l \tau_l / 2r_l. \quad (16)$$

Рассмотрим теперь отражение от пленки слева с учетом переотражений внутри нее. В соответствии с рекуррентными соотношениями^{/3/} имеем

$$\hat{R} = \hat{R}_l + \hat{T}_l \hat{T}_m \hat{R}_r (1 - \hat{T}_m \hat{R}_l \hat{T}_m \hat{R}_r)^{-1} \hat{T}_m \hat{T}_l. \quad (17)$$

Подставив сюда матрицы (8) и (12), получим опять выражение вида

$$\hat{R} = R_l (p_x + \rho_l \bar{p}_x + \xi_l \sigma_z), \quad (18)$$

содержащее три параметра:

$$a) R_l = r_l + t t_0 \tau_r t_l / t_r, \quad b) \rho_l = [r_l b_l + (R_l - r_l) \tau_l^2] / R_l, \\ c) \xi_l = \tau_l t_l (2 t t_0 \tau_r / t_r - 1) / 2R_l, \quad (19)$$

Аналогичным образом записывается с помощью трех параметров и матрица отражения от пленки справа.

В модели, рассмотренной в работах^{/5-7/}, матрица отражения получена в таком же виде, но с двумя независимыми параметрами. Как следует из (1), (2) и (14), полное число независимых параметров, описывающих пропускание монодоменной пленки, равно 3, но для описания пропускания и отражения монодоменной пленки с обеих сторон без учета интерференционных эффектов и возможной поляризации на другие оси

требуется вводить 7 параметров: $(t_0, t_i, \tau_i, a_i, i=r, l)$. В случае же многодоменной пленки число параметров увеличивается. Требуется как минимум еще один дополнительный параметр, который определяет соотношение количеств доменов разных направлений.

3. Пропускание нескольких параллельных пленок

Рассмотрим прямое, т.е. без учета переотражений, пропускание слева направо двух пленок, между которыми установлен спин-флиппер. Скорость счета детектора J_{12} , отнесенная к первичному потоку J_0 , равна

$$a) W = J_{21}/J_0 = n_0 \tilde{T}_2 \tilde{F} \tilde{T}_1 n_0 / 2 = t_2 t_1 (1 + \tilde{P}_2 \tilde{P}_1 \varphi), \quad b) F = (p_x + \varphi \bar{p}_x), \quad (20)$$

где для T используется выражение (12) или (12a), а флиппер описывается выражением (20b).

Из (20a) следует, что эксперименты по прямому пропусканию позволяют определить только произведение $\tilde{P}_2 \tilde{P}_1$. При этом необходимо знать эффективность φ флиппера. Ее можно измерить, например, с помощью второго флиппера, как предлагается в работе^{8/}, но можно обойтись вообще без флиппера, измерив по отдельности пропускание каждой пленки: $W_i = t_i$, после чего легко находится

$$\tilde{P}_2 \tilde{P}_1 = W / t_1 t_2 - 1. \quad (21)$$

Если обе пленки одинаковы, то можно, повернув их друг к другу одинаковыми поверхностями, найти по отдельности \tilde{P} , \tilde{P} , после чего убедиться, что, когда пленки повернуты друг к другу разными поверхностями, пропускание определяется произведением $\tilde{P}\tilde{P}$. Измерив все интересующие нас величины для одинаковых пленок, можно непосредственно измерить эффективность спин-флиппера и использовать ее затем для измерения пропускания любых других пленок.

Рассмотрим теперь прямое пропускание трех пленок, измеряемое, например, в экспериментах по времени пролета. Скорость счета детектора J_{321} , отнесенная к первичному потоку, равна

$$W = J_{321}/J_0 = n_0 \tilde{T}_3 \tilde{F}_2 \tilde{F}_1 \tilde{T}_1 n_0 / 2 = t_3 t_2 t_1 (1 + \tilde{P}_3 \tilde{P}_2 \varphi_2) (1 + \tilde{P}_2 \tilde{P}_1 \varphi_1), \quad (22)$$

где для матриц T использовано выражение (12). Если для пленки 2 справедливо выражение (12a), то (22) примет вид

$$W = t_3 t_2 t_1 (1 + \tilde{P}_3 \tilde{P}_2 \varphi_2 + \tilde{P}_2 \tilde{P}_1 \varphi_1 + \tilde{P}_3 \tilde{S}_2 \varphi_2 \tilde{P}_1 \varphi_1). \quad (22a)$$

Измерив по отдельности t_i , \tilde{P} и \tilde{P} для одинаковых пленок, легко по пропусканию трех пленок определяем величину S и проверяем ее равенство произведению $\tilde{P}\tilde{P}$.

Рассмотрим теперь пропускание двух пленок в непрерывном потоке УХН с учетом переотражений между пленками. Используя рекуррентные соотношения, получаем

$$a) \tilde{T}_{21} = \tilde{T}_2 (1 - \tilde{T}_f \tilde{R}_1 \tilde{T}_f \tilde{R}_2)^{-1} \tilde{T}_f \tilde{T}_1, \quad b) \tilde{T}_f = \tilde{T}_f F = (p_x + \varphi \bar{p}_x), \quad (23)$$

где пропускание области между пленками обозначено T_f , которое для простоты примем в виде (23b), т.е. будем считать, что в промежуточной области находится флиппер. Выразим обратную матрицу из (23a) в соответствии с (24)-(25),

$$(1 - \tilde{F} \tilde{R}_1 \tilde{F} \tilde{R}_2)^{-1} = (1 - \tilde{R}_2 \tilde{F} \tilde{R}_1 \tilde{F}) / N, \quad (24)$$

где

$$a) \tilde{F} = (\bar{p}_x + \varphi p_x), \quad b) \tilde{R}_i = R_i^* (\bar{p}_x + \rho_i p_x - \xi_i \sigma_z). \quad (25)$$

При вычислении нормировочного множителя удобно его поместить в обложки

$$a) N = (1 - \tilde{F} \tilde{R}_1 \tilde{F} \tilde{R}_2) (1 - \tilde{R}_2 \tilde{F} \tilde{R}_1 \tilde{F}) = n_0 n_0 / 2, \quad b) \tilde{R} \tilde{R} = R^2 (\rho - \xi^2). \quad (26)$$

Подставив в (26a) выражения (18) и (25) и воспользовавшись легко проверяемым соотношением (26b) и соотношениями (5), получим

$$N = 1 + R_1^2 R_2^2 (\rho_1 - \xi_1^2) (\rho_2 - \xi_2^2) \varphi^2 - R_1 R_2 (1 + 2\xi_1 \xi_2 \varphi + \rho_1 \rho_2 \varphi^2). \quad (27)$$

Из (23a) и (24) следует, что отношение счета детектора к первичному потоку равно

$$W = J_{21}/J_0 = n_0 \tilde{T}_{12} n_0 / 2 = n_0 \tilde{T}_2 (1 - \tilde{R}_2 \tilde{F} \tilde{R}_1 \tilde{F}) \tilde{T}_1 n_0 / 2N. \quad (28)$$

Подставив сюда (12), (25) и снова воспользовавшись соотношениями (5), получим

$$W = (1 + \tilde{P}_2 \tilde{P}_1 \varphi - R_1 R_2 \varphi [\varphi (\rho_2 - \tilde{P}_2 \xi_2) (\rho_1 - \tilde{P}_1 \xi_1) + (\tilde{P}_2 - \xi_2) (\tilde{P}_1 - \xi_1)]) / N. \quad (29)$$

Произведем переобозначения

$$a) \xi_1 = \mu_1 \tilde{P}_1, \quad b) \xi_2 = \mu_2 \tilde{P}_2, \quad c) \rho_1 = \nu_1 \tilde{P}_1^2, \quad d) \rho_2 = \nu_2 \tilde{P}_2^2. \quad (30)$$

При $\varphi = \pm 1$ выражение (29) можно представить в виде (31)

$$W_{\pm} = (1 \pm Ax - Bx^2) / (C \mp Dx + Ex^2), \quad (31)$$

где введены обозначения

$$a) A = 1 - R_1 R_2 (1 - \mu_2) (1 - \mu_1), \quad b) B = R_1 R_2 (\nu_2 - \mu_2) (\nu_1 - \mu_1), \quad (32)$$

$$a) C = 1 - R_1 R_2, \quad b) D = 2R_1 R_2 \mu_1 \mu_2, \quad (33)$$

$$a) E = R_1^2 R_2^2 (\nu_1 - \mu_1^2) (\nu_2 - \mu_2^2) - R_1 R_2 \nu_1 \nu_2, \quad b) x = \tilde{P}_1 \tilde{P}_2. \quad (34)$$

Экспериментально измеряемое поляризационное отношение

$$\epsilon = (W_+ - W_-) / (W_+ + W_-) \quad (35)$$

после подстановки (31) приводится к виду

$$\epsilon = x(\alpha + \beta x^2) / (1 + \gamma x^2 - \delta x^4) \quad (36)$$

с параметрами

$$a) \alpha = A + D/C, \quad b) \beta = (AE - DB)/C, \quad c) \gamma = (AD + E)/C - B, \quad d) \delta = BE/C. \quad (37)$$

Отсюда следует, что поляризационное отношение двух пленок в непрерывном потоке УХН сложным образом зависит от поляризационного отношения (34b), измеряемого прямым пропусканием по методу времени пролета, и содержит четыре независимых параметра, а не 2, как получено в работах^{5-7/}. Эти параметры меняются при перестановке пленок различными поверхностями друг к другу.

4. Матрица плотности

До сих пор пропускание магнитных пленок рассматривалось в приближении, когда пучок нейтронов представляется в виде двумерного вектора. Более строгое рассмотрение этой задачи должно проводиться с привлечением аппарата матрицы плотности. Действительно, пучок нейтронов, имеющих нулевую поляризацию на ось z, может иметь ненулевую

поляризацию на другие оси. Поворот поляризации такого пучка с помощью спин-флиппера может привести к поляризации пучка на ось z, что с помощью формализма двумерного вектора описать невозможно.

Матрица плотности ρ в общем случае может быть представлена в виде $\rho = I(1 + P\sigma)$, (38)

где P - вектор поляризации, длина которого не может превышать единицы, I определяет интенсивность пучка $Sp\rho = 2I$, и все параметры (I и компоненты вектора P) являются вещественными величинами. Поляризация на любое направление α ($|\alpha| = 1$) определяется с помощью соотношения $Sp(\alpha\sigma)\rho / 2I = (\alpha P)$.

Рассмотрим магнитную пленку, средняя часть которой представляет собой однородно намагниченный параллельно входной поверхности один домен. Приповерхностные части пленки в силу поверхностной анизотропии и шероховатостей поверхности не могут быть намагничены полностью однородно. При прохождении пучка снаружи внутрь пленки через левую приповерхностную область его матрица плотности ρ_0 преобразуется к ρ следующим образом:

$$\rho = I(1 + P\sigma) = \tilde{T}_1 \rho_0 \tilde{T}_1^+ = \tilde{T}_1 I_0 (1 + P_0 \sigma) \tilde{T}_1^+, \quad (39)$$

где матрица $\tilde{T}_1 = \mu(1 + m\sigma)$ может иметь комплексные параметры. Примем для \tilde{T}_1 выражение

$$\tilde{T}_1 = \tilde{t}_1 [(1 + e\sigma) / 2] \exp(i\alpha_1 \sigma), \quad (40)$$

в котором векторы e и α_1 - вещественны, причем $|e| = 1$. Последний множитель в (40) соответствует повороту поляризации внутри приповерхностной области вокруг направления вектора α_1 на угол $|\alpha_1|$, второй множитель представляет собой проекционный оператор P_e , выделяющий поляризацию на ось e , которая отвечает направлению намагниченности внутри пленки (оно может не совпадать с направлением внешнего поля вследствие возможной анизотропии восприимчивости или геометрических факторов), а первый множитель характеризует пропускание

i_1^2 приповерхностной пленки. Фаза множителя i_1 не существенна, поэтому его можно считать вещественным положительным числом.

Поскольку i_1^2 характеризует вероятность перехода из состояния j в состояние i , то матрица обратного перехода изнутри пленки через левую приповерхностную область наружу с учетом требования детального равновесия может быть записана в виде

$$\tilde{T}_1 = i_1 \exp(i\alpha_1 \sigma) [(1 + \epsilon \sigma) / 2], \quad (41)$$

где $i_1 = \sqrt{1 - i_1^2}$.

Аналогичным образом можно представить матрицы пропускания правой приповерхностной части пленки

$$\tilde{T}_r = i_r \exp(i\alpha_r \sigma) [(1 + \epsilon \sigma) / 2], \quad (42)$$

$$\tilde{T}_r = i_r [(1 + \epsilon \sigma) / 2] \exp(i\alpha_r \sigma). \quad (43)$$

Матрицы пропускания всей пленки с учетом переотражения у обеих поверхностей равны

$$\tilde{T} = t \exp(i\alpha_r \sigma) [(1 + \epsilon \sigma) / 2] \exp(i\alpha_1 \sigma), \quad (44)$$

$$\tilde{T} = t \exp(i\alpha_1 \sigma) [(1 + \epsilon \sigma) / 2] \exp(i\alpha_r \sigma), \quad (45)$$

где $t = i_1 i_r / (1 - i_1 i_r)$. Как следует из (44), (45), пропускание монодоменной пленки характеризуется, вообще говоря, 9-ю параметрами. Для описания пропускания многодоменной пленки необходимо еще ввести распределение векторов e , что как минимум приводит к еще одному дополнительному параметру. Матрица плотности первичного пучка ρ_0 после прохождения нейтронов сквозь пленку преобразуется к виду

$$\rho = \tilde{T} \rho_0 \tilde{T}^+ = I(1 + P\sigma), \quad (46)$$

где, например,

$$I = I_0 t^2 \{ (\epsilon P_0) \cos(2\alpha_1) - (i \hat{e} \hat{\alpha}_1 | P_0) \sin(2\alpha_1) + 2 \sin^2(\alpha_1) (\hat{e} \hat{\alpha}_1) (\hat{\alpha}_1 P_0) \}, \quad (47)$$

$$\hat{\alpha} = \alpha / a, \quad a = |\alpha|. \quad (48)$$

Нетрудно также получить и выражение для P , но оно довольно громоздко, и потому мы его выписывать не будем.

5. Заключение

В работах^{/5-7/} взаимодействие УХН с магнитной пленкой описывалось простейшей моделью, в которой рассматривалась только поляризация на ось z , а пропускание приповерхностной части пленки описывалось матрицей

$$\tilde{T}_1 = p_z (p_x + \tau_1 \bar{p}_x), \quad (49)$$

и отражение - матрицей

$$\tilde{R}_1 = (p_x + \tau_1 \bar{p}_x) (r p_z + \bar{p}_z) (p_x + \tau_1 \bar{p}_x). \quad (50)$$

Казалось бы, мы имеем здесь два независимых параметра. Однако это не так. Фактически параметр всего один. Действительно, посмотрим, что происходит с первичным пучком вида $n = (1 + P\sigma_z) n_0$, когда он падает на пленку. Согласно (49) внутрь пленки пройдет пучок

$$n_t = (1 + \tau_1 P) (1 + \sigma_z) n_0 / 2,$$

а отразится пучок

$$n_r = \{ (r+1) + (r-1)\tau_1 P \} + \{ (r-1) + (r+1)\tau_1 P \} \tau_1 \sigma_z \} n_0 / 2.$$

Поскольку поглощение в приповерхностной части пленки отсутствует, то суммарная интенсивность прошедшего внутрь пленки и отраженного пучка должна равняться падающей:

$$n_0 n = n_0 n_t + n_0 n_r = 2 = 2 + r(\tau_1 P + 1). \quad (51)$$

Из (51) следует, что $r=0$. Таким образом, имеем всего один параметр, а вся монодоменная пленка описывается только тремя параметрами, тогда как в действительности число параметров не менее семи.

Для изучения магнитных свойств пленки, т.е. для измерения всех семи параметров, экспериментов по прямому пропусканию методом времени пролета явно недостаточно. Из экспериментов по пропусканию в

непрерывном потоке УХН извлечь характеристики каждой пленки по отдельности также практически невозможно.

Таким образом, для измерения усредненных феноменологических параметров поляризационных пленок требуется проводить трехмерный поляризационный анализ, и не только в экспериментах по пропусканию, но и в экспериментах по отражению. Конечно, определенную информацию можно извлекать и в простых поляризационных экспериментах типа тех, которые рассматривались в работах^{/5-9/}, привлекая формализм, изложенный в п.п. 2, 3 настоящего исследования, но эта информация, как следует из п. 4, должна рассматриваться только как качественная.

В заключение остановимся на указанных в^{/9-11/} возможностях исследования поляризационных свойств одной магнитной пленки путем многократного пропускания через нее УХН. Суть этих предложений сводится к тому, что исследуемая пленка помещается между двумя ловушками для УХН и двумя спин-флипперами. Нейтроны попеременно перепускаются из одной ловушки в другую при разных состояниях активации спин-флипперов, и по количеству оставшихся нейтронов после двух или трех указанных процедур определяют такие параметры пленки, как \bar{P} , \bar{P} и S .

В связи с этими предложениями следует отметить, что даже если считать возможным применение простейшего анализа, изложенного в п.п. 2 и 3 настоящей работы, предлагаемая методика не может быть реализована ни в одном из вариантов^{/12-15/}, поскольку в них не предусмотрено измерение деполяризации УХН во время хранения между последовательными перепусками. Чтобы измерить деполяризацию, нужно иметь откалиброванную пленку. Но чтобы откалибровать пленку предлагаемыми методами, нужно знать деполяризацию. Таким образом, здесь имеется порочный круг, из которого можно выйти только с помощью независимых экспериментов. Но если независимые эксперименты позволяют откалибровать хотя бы одну пленку, то измерение любых других пленок (в рамках упрощенного анализа п.п. 2 и 3) осуществляется прямым пропусканием без использования устройств, предложенных как в

изобретения^{/12-15/}. Указанные устройства оказываются неработоспособными еще и по той причине, что в них не учитывается обязательно присутствующее с некоторой долей вероятности отражение УХН от пленки, которое совместно с диффузным отражением от стенок нейтронотода приведет к вкладу других параметров пленки в измеряемые величины.

Наконец, перепускания из ловушки в ловушку и хранение УХН меняют их спектр как вследствие ограниченного времени перепускания, так и вследствие потерь в стенках, которые в соответствующем простейшем анализе^{/16/} не учитываются. Изменения же спектра сказываются на характере усреднения параметров и таким образом вносят дополнительную неопределенность в результаты эксперимента.

Из сказанного следует, что изобретения^{/12-15/} не позволяют достичь той цели, на которую они направлены, т.е. по существу не являются изобретениями.

Литература

1. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. Поляризованные медленные нейтроны. - М.: Атомиздат, 1966.
2. Крупчицкий П.А. Фундаментальные исследования с поляризованными медленными нейтронами. - М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. - М.: Наука, 1986г., гл. 7.
4. Покотиловский Ю.Н. ОИЯИ РЗ-11823, Дубна, 1978г.
5. Игнатович В.К., Таран Ю.В. ОИЯИ РЗ-82-440, Дубна, 1982г.
6. Игнатович В.К., Таран Ю.В. ОИЯИ РЗ-83-18), Дубна, 1983г.
7. Игнатович В.К., Таран Ю.В. в кн: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюз. конф. по нейтр. физике (Киев, 1983). М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т. 4, с. 17.
8. Таран Ю.В. ОИЯИ РЗ-86-70, Дубна, 1986г.
9. Таран Ю.В. ОИЯИ РЗ-87-220, Дубна, 1987г.

10. Таран Ю.В. Кр. Сообщ. ОИЯИ, Дубна, 1985г., № 12-85, с. 48.
11. Таран Ю.В. ОИЯИ в кн: Нейтронная Физика. Материалы Международной конф. по нейтр. физике (Киев, 1987). М.: ЦНИИатоминформ, 1988, т. 1, с. 207.
12. Таран Ю.В. А.с. 1091724 (СССР). Оpubл. БИ, 1985, вып. 4, с. 213.
13. Таран Ю.В. А.с. 1097078 (СССР). Оpubл. БИ, 1985, вып. 17, с. 201.
14. Таран Ю.В. А.с. 1293679 (СССР). Оpubл. БИ, 1987, вып. 8, с. 203.
15. Таран Ю.В. А.с. 1293680(СССР). Оpubл. БИ, 1987, вып. 8, с. 203.
16. Лушиков В.И., Таран Ю.В. ОИЯИ РЗ-85-429, Дубна, 1985г.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1989 года.