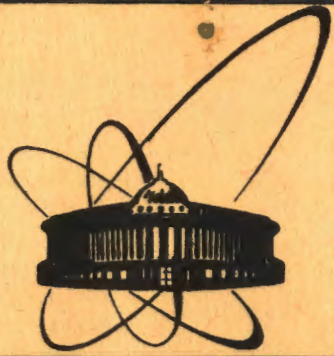


86-70



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

P3-86-70 *Et*

Ю.В.Таран

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ  
НА МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНАХ

1986

## ВВЕДЕНИЕ

Поляризованные пучки медленных нейтронов получили широкое применение в физике элементарных частиц, ядра и конденсированных сред. Эффективному использованию таких пучков способствует обширная методическая база, включающая способы и устройства для поляризации нейтронов, анализа их поляризации, контролируемого вращения вектора поляризации, транспортировки и регистрации /см., например, <sup>1-3</sup>/.

В последнее десятилетие доступными стали поляризованные ультрахолодные нейтроны /УХН/. Развитие методики поляризации и анализа поляризации УХН, начатое работами <sup>4-5</sup>, потребовало соответствующей адаптации методов, разработанных для холодных и тепловых нейтронов. В частности, определенному переосмыслению подверглась проблема поляризационного анализа.

Целью настоящей работы является методически единое изложение результатов работ по поляризационному анализу медленных нейтронов <sup>4-16</sup> и намечившихся возможностей его развития для области УХН <sup>17-19</sup>. В дальнейшем использование результатов работ из этого списка не всегда будет сопровождаться соответствующей ссылкой.

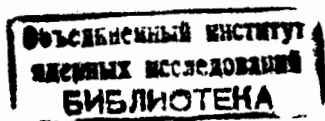
## 1. ТЕРМИНОЛОГИЯ И СОГЛАШЕНИЯ

Устройства для поляризации, вращения вектора поляризации и анализа поляризации медленных нейтронов называются поляризатором, спин-флиппером и анализатором соответственно. Следуя <sup>2</sup>, будем называть такие устройства преобразователями. Преобразователь в зависимости от используемого физического принципа может работать или в геометрии пропускания /фильтр/, или отражения /зеркало/. Общим элементом всех известных преобразователей является магнитное поле, наличие которого позволяет принять соглашение о положительном направлении оси, на которую проецируется спин нейтрона. Следуя <sup>1</sup>, под положительным направлением будем понимать направление вдоль поля для геометрии отражения и против поля для геометрии пропускания.

После преобразователя пучок нейтронов имеет поляризацию

$$P = (J_+ - J_-) / (J_+ + J_-),$$

/1/



где  $J_{\pm}$  - интенсивность компонент выходного пучка с проекциями спинов  $\pm 1/2$  на выбранное направление. Если на поляризатор падает неполяризованный пучок нейтронов, то будем называть степень поляризации выходного пучка поляризующей способностью поляризатора /в литературе по этому вопросу существует некоторая терминологическая разногласия/.

Далее, будем характеризовать нейтронный пучок двумерным вектором

$$n = \begin{pmatrix} n_+ \\ n_- \end{pmatrix}, \quad /2/$$

где компоненты вектора  $n_{\pm}$  пропорциональны интенсивностям  $J_{\pm}$  соответствующих спиновых компонент пучка. Неполяризованному пучку соответствует вектор  $n_0$  с компонентами  $n_+ = n_- = 1$ , а для полностью поляризованного пучка в зависимости от знака поляризации одна из компонент равна нулю, а другая - единице. В случае частично поляризованного пучка его поляризация может быть выражена через компоненты вектора  $n$ :

$$P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}. \quad /3/$$

Действие преобразователя на пучок описывается квадратной матрицей 2-го порядка /10/:

$$M = \begin{pmatrix} m_{++} & m_{+-} \\ m_{-+} & m_{--} \end{pmatrix}, \quad /4/$$

где матричные элементы  $m_{ij}$  описывают вероятность того, что нейтрон с начальной проекцией спина  $j$  после взаимодействия с преобразователем окажется в состоянии с проекцией  $i$ .

Для более четкого выявления физической сущности, а также для того, чтобы не загромождать обзор длинными формулами, рассмотрение намеченных вопросов проведем для моноэнергетических нейтронов, или, что то же самое, будем считать характеристики преобразователей не зависящими от энергии падающих нейтронов.

## 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПУЧКА С ПОЛЯРИЗАТОРОМ

Первоначально неполяризованный пучок после взаимодействия с преобразователем-поляризатором описывается вектором

$$n = \begin{pmatrix} n_+ \\ n_- \end{pmatrix} = M n_0. \quad /5/$$

Умножение векторов и матриц производится по обычным правилам. Введем коэффициент преобразования  $K_0$  пучка как отношение сумм компонент векторов  $n$  и  $n_0$ :

$$K_0 = \frac{n_+ + n_-}{2}. \quad /6/$$

В зависимости от геометрии опыта этот коэффициент имеет смысл величины пропускания  $T_0$  или коэффициента отражения.

Учитывая очевидные соотношения:

$$(n'_0 n_0) = 2, \quad /7/$$

$$(n'_0 n) = n_+ + n_-, \quad /8/$$

$$(n'_0 \sigma_z n) = n_+ - n_-, \quad /9/$$

где штрих у вектора или матрицы здесь и далее означает транспонирование, а круглые скобки - скалярное произведение,  $\sigma_z$  - матрица Паули:

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad /10/$$

получим

$$K_0 = (n'_0 M n_0) / (n'_0 n_0), \quad /11/$$

$$P = (n'_0 \sigma_z M n_0) / (n'_0 M n_0). \quad /12/$$

Разложим вектор  $n$  по полной системе ортогональных векторов  $n_0$  и  $\sigma_z n_0$ :

$$n = c_1 n_0 + c_2 \sigma_z n_0. \quad /13/$$

Умножая последовательно /13/ на  $n_0$  и  $n_0 \sigma_z$ , найдем коэффициенты разложения  $c_1 = K_0$  и  $c_2 = K_0 P$ . Отсюда имеем

$$n = K_0 (I + P \sigma_z) n_0, \quad /14/$$

где  $I$  - единичная 2x2-матрица. Таким образом, действие преобразователя на неполяризованный пучок характеризуется двумя параметрами: коэффициентом преобразования  $K_0$  и поляризующей способностью  $P$ . Задачей эксперимента является измерение этих параметров. Не останавливаясь на известных методах измерения коэффициента преобразования, перейдем к анализу поляризации.

### 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПУЧКА СО СПИН-ФЛИППЕРОМ

Необходимым элементом поляризационного анализа является спин-флиппер, матрица преобразования которого равна

$$F = \begin{pmatrix} 1-f & f \\ f & 1-f \end{pmatrix}, \quad /15/$$

где  $f$  - вероятность переворота спина нейтрона. Снабжая вектор /14/ падающего на флиппер пучка индексом 1, имеем на выходе флиппера

$$n_{1F} = F n_1. \quad /16/$$

Для наглядности дальнейших преобразований представим, согласно /17/, матрицу  $F$  в виде

$$F = \frac{1}{2} (I + \sigma_x) + \frac{1}{2} \phi (I - \sigma_x), \quad /17/$$

где

$$\phi = 1 - 2f \quad /18/$$

есть эффективность изменения поляризации флиппером,  $\sigma_x$  - матрица Паули:

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad /19/$$

Тогда, учитывая следующие соотношения, справедливость которых легко проверить,

$$(I + \sigma_x) n_1 = n_0 (n_0 n_1), \quad /20/$$

$$(I - \sigma_x) n_1 = \sigma_z n_0 (\sigma_z n_1), \quad /21/$$

получим

$$n_{1F} = K_{01} (I + \phi \mathcal{P}_1 \sigma_z) n_0, \quad /22/$$

где  $K_{01}$  и  $\mathcal{P}_1$  - коэффициент преобразования и поляризующая эффективность поляризатора соответственно. Таким образом, поляризация пучка после флиппера равна  $\phi \mathcal{P}_1$ . Очевидно, что взаимодействие пучка с еще одним флиппером даст ту же структуру вектора /22/ с добавочным множителем перед  $\mathcal{P}_1$ , учитывающим эффективность второго флиппера.

### 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПУЧКА С АНАЛИЗАТОРОМ

Обозначая матрицу преобразования анализатора через  $M_2$ , получим на выходе из анализатора

$$n_2 = M_2 n_{1F}. \quad /23/$$

В соответствии с определением /11/ получим коэффициент преобразования всей установки, содержащей поляризатор, флиппер и анализатор:

$$K_{012} = (n'_0 n_2) / (n'_0 n_0). \quad /24/$$

Подставляя /22/-/23/ в /24/, имеем

$$K_{012} = K_{01} \left[ \frac{(n'_0 M_2 n_0)}{(n'_0 n_0)} + \phi \mathcal{P}_1 \frac{(n'_0 M_2 \sigma_z n_0)}{(n'_0 n_0)} \right]. \quad /25/$$

Далее, вводя коэффициент преобразования анализатора

$$K_{02} = (n'_0 M_2 n_0) / (n'_0 n_0) \quad /26/$$

и обозначая

$$A_2 = (n'_0 M_2 \sigma_z n_0) / (n'_0 M_2 n_0), \quad /27/$$

получим

$$K_{012} = K_{01} K_{02} (1 + \phi \mathcal{P}_1 A_2). \quad /28/$$

Величина  $A$  называется анализирующей способностью преобразователя. Физическое обоснование для этого будет дано позже.

### 5. ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ОТНОШЕНИЕ

Определяя поляризационное отношение  $R$  установки как отношение интенсивностей  $J_1$  и  $J_2$  выходного пучка при выключенном ( $\phi = 1$ ) и включенном ( $\phi = \phi_0 \neq 1$ ) флиппере, получим из /28/

$$R = \frac{J_1}{J_2} = \frac{1 + \mathcal{P}_1 A_2}{1 + \phi_0 \mathcal{P}_1 A_2}, \quad /29/$$

где  $\phi_0$  - эффективность переворота поляризации включенного флиппера.

Из /29/ определяют среднее геометрическое значение поляризующей и анализирующей способностей<sup>/2,7,15/</sup>:

$$\bar{\mathcal{P}} = \sqrt{\mathcal{P}_1 A_2} = \sqrt{\frac{R-1}{1-\phi_0 R}} \quad /30/$$

Если эффективность переворота  $\phi_0$  неизвестна, то из /29/ можно определить только нижнее значение среднего геометрического:

$$\bar{\mathcal{P}}_{\min} = \sqrt{\epsilon} \quad /31/$$

где введен эффект двухкратного пропускания установки

$$\epsilon = \frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2} = \frac{R-1}{R+1} \quad /32/$$

## 6. МЕТОД ДВУХ СПИН-ФЛИППЕРОВ

Если между поляризатором и анализатором установлено два спин-флиппера, то в /22/ эффективность  $\phi$  изменения поляризации равна

$$\phi = \phi_1 \phi_2 \quad /33/$$

Два состояния каждого флиппера - включенное и выключенное - позволяют провести до четырех измерений интенсивности выходного пучка нейтронов и образовать следующие  $R$ -отношения:

$$R_1 = \frac{1 + \mathcal{P}_1 A_2}{1 + \phi_{01} \mathcal{P}_1 A_2} \quad /34/$$

$$R_2 = \frac{1 + \mathcal{P}_1 A_2}{1 + \phi_{02} \mathcal{P}_1 A_2} \quad /35/$$

$$R_{12} = \frac{1 + \mathcal{P}_1 A_2}{1 + \phi_{01} \phi_{02} \mathcal{P}_1 A_2} \quad /36/$$

Из /34/, /35/ следует соотношение между эффективностями спин-флипперов<sup>/11/</sup>:

$$\frac{1 - \phi_{01} (R_1 - 1) R_2}{1 - \phi_{02} R_1 (R_2 - 1)} \quad /37/$$

Привлечение /36/ позволяет, согласно<sup>/12/</sup>, отдельно определить эффективность флипперов и среднегеометрическую способность:

$$\phi_{01} = \frac{R_2 (R_{12} - R_1)}{R_1 (R_2 - 1) R_{12}} \quad /38/$$

$$\phi_{02} = \frac{R_1 (R_{12} - R_2)}{(R_1 - 1) R_2 R_{12}} \quad /39/$$

$$\bar{\mathcal{P}} = \sqrt{\frac{(R_1 - 1)(R_2 - 1) R_{12}}{R_1 R_1 - R_{12}}} \quad /40/$$

## 7. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПУЧКА ПОСЛЕ АНАЛИЗАТОРА

Пользуясь /12/ и /23/, определим поляризацию пучка после анализатора:

$$\mathcal{P}_{12} = \frac{(n'_0 \sigma_z n_2)}{(n'_0 n_2)} = \left[ \frac{(n'_0 \sigma_z M_2 n_{1F})}{(n'_0 n_0)} \right] / \left[ \frac{(n'_0 M_2 n_{1F})}{(n'_0 n_0)} \right] \quad /41/$$

Знаменатель в /41/ является коэффициентом преобразования /28/ установки, а числитель с учетом /22/ можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{(n'_0 \sigma_z M_2 n_{1F})}{(n'_0 n_0)} = K_{01} \left[ \frac{(n'_0 \sigma_z M_2 n_0)}{(n'_0 n_0)} + \phi \mathcal{P}_1 \frac{(n'_0 \sigma_z M_2 \sigma_z n_0)}{(n'_0 n_0)} \right] \quad /42/$$

Тогда, пользуясь /26/ и /27/, и обозначая

$$S_2 = \frac{(n'_0 \sigma_z M_2 \sigma_z n_0)}{(n'_0 M_2 n_0)} \quad /43/$$

получим

$$\mathcal{P}_{12} = \frac{A_2 + \phi \mathcal{P}_1 S_2}{1 + \phi \mathcal{P}_1 A_2} \quad /44/$$

Величину  $S$  будем называть S-фактором преобразователя<sup>/19/</sup>. Таким образом, наряду с коэффициентом преобразования  $K_0$ , поляризующей и анализирующей способностями  $\mathcal{P}$  и  $A$ , преобразователь характеризуется четвертым независимым параметром  $S$ . Следуя<sup>/19/</sup>, будем называть  $K_0$ ,  $\mathcal{P}$ ,  $A$  и  $S$  интегральными поляризационными параметрами преобразователя, в то время как элементы  $m_{ij}$  матрицы преобразования /4/ имеют смысл дифференциальных поляризационных параметров преобразователя.

## 8. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Подставляя /4/ в /11/, /12/, /27/ и /43/, выразим интегральные параметры преобразователя через матричные элементы  $m_{ij}$  <sup>/2,10,17,19/</sup>:

$$K_0 = \frac{1}{2} (m_{++} + m_{+-} + m_{-+} + m_{--}), \quad /45/$$

$$P = \frac{1}{2K_0} [(m_{++} + m_{+-}) - (m_{-+} + m_{--})], \quad /46/$$

$$A = \frac{1}{2K_0} [(m_{++} + m_{+-}) - (m_{-+} + m_{--})], \quad /47/$$

$$S = \frac{1}{2K_0} [(m_{++} + m_{--}) - (m_{-+} + m_{+-})]. \quad /48/$$

В последних трех выражениях элементы  $m_{ij}$  сгруппированы так, чтобы выяснить физический смысл каждого параметра.

В /46/ выделены элементы с заданной проекцией спина в конечном состоянии пучка  $p_+ = m_{++} + m_{+-}$  и  $p_- = m_{-+} + m_{--}$ . Естественно, что разность  $(p_+ - p_-)$  определяет степень поляризации выходного пучка, что согласуется с ранее введенным соотношением /3/.

В /47/ сгруппированы элементы с заданной проекцией спина в начальном состоянии  $a_+ = m_{++} + m_{-+}$  и  $a_- = m_{+-} + m_{--}$ . Величины  $a_+$  и  $a_-$  характеризуют различную селективность преобразователя к нейтронам с противоположными проекциями спинов, а разность  $(a_+ - a_-)$  определяет его анализирующую /по отношению к поляризации падающего пучка/ способность. Так как в общем случае  $m_{-+} \neq m_{+-}$ , то имеем хорошо известное соотношение <sup>/10/</sup>:

$$A = P + \frac{m_{-+} - m_{+-}}{K_0}. \quad /49/$$

И, наконец, в /48/ произведена группировка элементов с сохранением и переворотом спина нейтрона  $s_c = m_{++} + m_{--}$  и  $s_f = m_{-+} + m_{+-}$ . Подставляя эти соотношения в /48/, получим

$$S = 1 - \frac{s_f}{K_0}. \quad /50/$$

Таким образом, §-фактор определяет долю нейтронов, сохранивших свой спин после преобразователя.

Если интегральные параметры были бы известны, то, решая систему уравнений /45/-/48/, можно было бы определить матричные элементы  $m_{ij}$  и тем самым восстановить матрицу преобразования М.

## 9. ЕЩЕ РАЗ О ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ОТНОШЕНИИ

Явное выражение интегральных параметров преобразователя через матричные элементы  $m_{ij}$  дает возможность получить формулу для поляризионного отношения другим путем <sup>/1/</sup>. Введем, следуя <sup>/1/</sup>, величины  $\alpha$  и  $\beta$  как отношения интенсивностей  $J_{1\pm}$  спиновых компонент пучка нейтронов после преобразователя к интенсивности  $J_{0\pm}$  этих компонент падающего пучка:

$$\alpha = J_{1+} / J_{0+}, \quad /51/$$

$$\beta = J_{1-} / J_{0-}. \quad /52/$$

Если на преобразователь падает неполяризованный пучок, то  $J_{0\pm} = \frac{1}{2} J_0$ , где  $J_0$  - полная интенсивность падающего пучка. Выходные интенсивности спиновых компонент в этом случае, согласно /45/, равны  $J_{1\pm} = \frac{1}{2} J_0 p_{\pm}$ . Тогда  $\alpha \equiv \alpha_0 = p_+$  и  $\beta \equiv \beta_0 = p_-$ .

Если падающий пучок имеет поляризацию  $P$ , то интенсивность входных спиновых компонент равна  $J_{0\pm} = \frac{1}{2} J_0 (1 \pm P)$ , а выходных - соответственно

$$J_{1+} = \frac{1}{2} J_0 [m_{++}(1+P) + m_{+-}(1-P)], \quad /53/$$

$$J_{1-} = \frac{1}{2} J_0 [m_{-+}(1+P) + m_{--}(1-P)]. \quad /54/$$

Откуда имеем

$$\alpha = m_{++} + m_{+-} \frac{1-P}{1+P}, \quad /55/$$

$$\beta = m_{-+} \frac{1-P}{1+P} + m_{--}. \quad /56/$$

Для установки, содержащей поляризатор /индекс 1/ и анализатор /индекс 2/, полная интенсивность выходного пучка равна \*

\* В <sup>/1/</sup> сделана ошибочная запись  $J_2 = \frac{1}{2} J_0 (\alpha_{02} \alpha_{01} + \beta_{02} \beta_{01})$ , из которой следует  $K_{012} = \frac{1}{2} (p_{1+} p_{2+} + p_{1-} p_{2-})$  в противоречии с /59/. Заметим, что величины  $\alpha$  и  $\beta$  зависят от поляризации падающего пучка и не могут служить характеристиками преобразователя.

$$J_2 = \frac{1}{2} J_0 (\alpha_2 \alpha_{01} + \beta_2 \beta_{01}). \quad /57/$$

Из /46/ можно получить

$$\frac{1-P}{1+P} = \frac{p_{1-}}{p_{1+}}. \quad /58/$$

Преобразуем /57/, пользуясь /47/, /55/, /56/ и /58/, к виду

$$K_{012} = \frac{J_2}{J_0} = \frac{1}{2} (p_{1+} a_{2+} + p_{1-} a_{2-}). \quad /59/$$

Нетрудно обобщить /59/ на случай наличия флиппера между поляризатором и анализатором:

$$K_{012} = \frac{1}{4} [(1+\phi)(p_{1+} a_{2+} + p_{1-} a_{2-}) + (1-\phi)(p_{1-} a_{2+} + p_{1+} a_{2-})], \quad /60/$$

что является другой формой записи /28/.

При измерениях с деполаризатором ( $\phi=0$ ) поляризационное отношение равно\*

$$R = \frac{1}{2K_{01}K_{02}} (p_{1+} a_{2+} + p_{1-} a_{2-}) = 1 + P_1 A_2. \quad /61/$$

## 10. МЕТОД ДВУХ АНАЛИЗАТОРОВ

Продолжим исследование возможностей рассматриваемой нами пролётной /или проточной/ схемы поляризационного анализа. Пусть после первого анализатора установлены еще по одному спин-флипперу и анализатору. Для простоты будем считать эффективности обоих флипперов известными. В противоположном случае надо применить метод двух флипперов.

Пользуясь /28/ и /44/, запишем вектор  $n_2$  в виде /22/:

$$n_2 = K_{012} (I + P_{12} \sigma_z) n_0. \quad /62/$$

После второго флиппера с матрицей  $F_2$  имеем

$$n_{2F} = F_2 n_2. \quad /63/$$

что в соответствии с /22/ дает

$$n_{2F} = K_{012} (I + \phi_2 P_{12} \sigma_z) n_0. \quad /64/$$

\* В<sup>1/</sup> для этого случая получено неверное выражение  $R=1+P_1 P_2$ .

После второго анализатора с матрицей  $M_3$  имеем

$$n_3 = M_3 n_{2F}. \quad /65/$$

Откуда после преобразований, аналогичных /24/-/28/, получаем коэффициент преобразования установки, содержащей поляризатор, два анализатора и по одному флипперу между ними:

$$K_{0123} = K_{01} K_{02} K_{03} (1 + \phi_1 P_1 A_2 + \phi_2 P_2 A_3 + \phi_1 \phi_2 P_1 P_2 A_3). \quad /66/$$

Проанализируем /66/ в предельном случае одинаковых преобразователей и идеальных спин-флипперов. Последнее допущение близко к реальной ситуации, а первые можно выполнить с помощью экспериментальной выборки из некоторого набора преобразователей методом циклической перестановки трех преобразователей<sup>9,10/</sup>. Тогда из /66/ имеем

$$K_{0123} = K_0^3 [1 + (\phi_1 + \phi_2) PA + \phi_1 \phi_2 PAS]. \quad /67/$$

По аналогии с /34/-/36/ можно измерить три R-отношения, из которых можно образовать две комбинации:

$$r_1 = \frac{R_1(R_2-1)R_{12} - R_2(R_{12} - R_1)}{R_1 R_2 (R_{12} - 1)} = \quad /68/$$

$$= \frac{(1-\phi_{01}-\phi_{02}+\phi_{01}\phi_{02})S}{(2-\phi_{01}-\phi_{02})+(1-\phi_{01}\phi_{02})S},$$

$$r_2 = \frac{R_1 R_2 (R_{12} - 1)}{R_1 (R_2 + 1) R_{12} + R_2 (R_{12} + R_1)} = \quad /69/$$

$$= \frac{(2-\phi_{01}-\phi_{02})PA + (1-\phi_{01}\phi_{02})PAS}{4+2(2+\phi_{01}+\phi_{02})PA + (1+\phi_{01}+\phi_{02}+\phi_{01}\phi_{02})PAS},$$

замечательные тем, что для идеальных флипперов ( $\phi_{01}=\phi_{02}=-1$ ) имеют место простые равенства  $S=r_1$  и  $PA=r_2$ . Таким образом, введение второй анализирующей системы позволяет определить S-фактор преобразователя. Однако разделение поляризующей и анализирующей способностей P и A по-прежнему невозможно.

## 11. ФОРМАЛИЗМ СТОКСА

До сих пор обсуждение шло в рамках 2x2-матрицы преобразования, которая эффективно подавляет компоненты вектора поляризации по осям x и y, считая магнитное поле направленным по оси z. В<sup>15/</sup> классическая схема поляризационного анализа была изучена на основе формализма Стокса<sup>20/</sup>, оперирующего четырехмерными векторами и квадратными матрицами 4-го порядка.

Сделаем некоторые определения. Разлагая спиновую часть волновой функции  $\psi$  нейтронов по полному набору ортогональных собственных функций

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ и } \psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad /70/$$

получим

$$\psi = a_1 \psi_1 + a_2 \psi_2 = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}. \quad /71/$$

Вычислим ожидаемые значения матриц Паули, включая единичную:

$$J = \langle I \rangle = \psi^* I \psi, \quad /72/$$

$$P_1 = \langle \sigma_x \rangle = \psi^* \sigma_x \psi, \quad /73/$$

$$P_2 = \langle \sigma_y \rangle = \psi^* \sigma_y \psi, \quad /74/$$

$$P_3 = \langle \sigma_z \rangle = \psi^* \sigma_z \psi, \quad /75/$$

где звездочка означает эрмитово сопряжение.

Образует из /72/-/75/ четырехмерный вектор Стокса

$$C = \begin{pmatrix} J \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix}. \quad /76/$$

Компоненты вектора Стокса представляют физически измеримые величины и полностью характеризуют пучок нейтронов. Например, из /72/ видно, что  $J$  пропорциональна полной интенсивности пучка. Компоненты  $P_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ , характеризуют проекции вектора поляризации пучка на соответствующие оси. В частности, неполяризованный пучок описывается вектором  $C_0 = (1000)'$ .

Матрицу преобразования запишем в самой общей форме:

$$M = \begin{pmatrix} M_{00} & M_{0x} & M_{0y} & M_{0z} \\ M_{x0} & M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ M_{y0} & M_{yx} & M_{yy} & M_{yz} \\ M_{z0} & M_{zx} & M_{zy} & M_{zz} \end{pmatrix}, \quad /77/$$

не конкретизируя пока смысл ее элементов.

Действие матрицы  $M_1$  преобразователя-поляризатора на вектор Стокса  $C_0$  падающего неполяризованного пучка равно

$$C_1 = M_1 C_0. \quad /78/$$

Аналогично после анализатора с матрицей  $M_2$  имеем

$$C_2 = M_2 M_1 C_0. \quad /79/$$

Выпишем из вектора  $C_2$  только первый элемент, характеризующий интенсивность пучка после анализатора:

$$J_2 = (M_1)_{00}(M_2)_{00} + (M_1)_{0x}(M_2)_{x0} + (M_1)_{0y}(M_2)_{y0} + (M_1)_{0z}(M_2)_{z0}. \quad /80/$$

Вводя поляризующую и анализирующую способности  $\vec{P}$  и  $\vec{A}$  преобразователя как вектора с координатами  $\frac{M_{0x}}{M_{00}}$ ,  $\frac{M_{0y}}{M_{00}}$ ,  $\frac{M_{0z}}{M_{00}}$  и  $\frac{M_{x0}}{M_{00}}$ ,  $\frac{M_{y0}}{M_{00}}$ ,  $\frac{M_{z0}}{M_{00}}$  соответственно, получим /80/ в виде

$$J_2 = (M_1)_{00}(M_2)_{00} [1 + (\vec{P}_1 \vec{A}_2)]. \quad /81/$$

Если между поляризатором и анализатором включен идеальный спин-флиппер с матрицей преобразования

$$F = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad /82/$$

то интенсивность пучка после анализатора равна

$$J_{2f} = (M_1)_{00}(M_2)_{00} [1 - (\vec{P}_1 \vec{A}_2)]. \quad /83/$$

Составляя из /81/ и /83/ R-отношение и пользуясь /32/, получим

$$\epsilon = (\vec{P}_1 \vec{A}_2), \quad /84/$$

что полностью согласуется с результатом, полученным в рамках формализма с 2x2-матрицей.

## 12. ВОЗМОЖНОЕ РАЗВИТИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО АНАЛИЗА В ОБЛАСТИ УХН

Для более четкого обсуждения новых возможностей в поляризационном анализе на УХН конкретизируем вид преобразователя пучка нейтронов. Предложенный в /4,5/ преобразователь в виде тонкой  $\approx 1$  мкм/ ферромагнитной пленки, намагниченной до со-



стояния насыщения, устанавливаемый, как правило, в геометрии пропускания, остается до настоящего времени единственным и весьма эффективным поляризатором УХН<sup>/13,21-27/</sup>. Действие такого поляризатора основано на свойстве УХН испытывать полное отражение от вещества, если их энергия ниже граничной энергии этого вещества. Так как граничная энергия магнитных веществ зависит от взаимной ориентации направления намагниченности и спина нейтрона, то, подбирая такой состав вещества, чтобы граничная энергия для одной /в данном случае положительной/ ориентации спина не была положительной, а граничная энергия для другой ориентации спина превышала максимальную энергию в спектре падающих УХН, можно создать эффективные фильтры спиновых компонент пучка УХН.

Обычно в экспериментах используются поликристаллические пленки, дающие  $\bar{P} \leq 0,85$ . В<sup>/13/</sup> была исследована монокристаллическая пленка и получено  $\bar{P} = 0,95$ . Однако до сих пор не разработана технология изготовления устойчивых монокристаллических пленок. С другой стороны, имеется хорошая технология для поликристаллических пленок.

Успешное использование поляризованных УХН в опытах по поиску электрического дипольного момента нейтрона<sup>/25-27/</sup> и перспективы их применения в других областях физики УХН, например, для создания затворов<sup>/28,29/</sup> и прерывателей<sup>/30,31/</sup> УХН, повышают актуальность разработки эффективных поляризаторов на основе ферромагнитных пленок. В этих разработках может помочь получение более полной информации о поляризационных характеристиках пленок, в частности, о дифференциальных характеристиках. Однако в проточной схеме поляризационного анализа, как это было видно из предыдущего рассмотрения, такой возможности не имеется.

Отметим, что в случае УХН трактовка результатов поляризационного анализа осложняется наличием переотражений УХН между пленками поляризатора и анализатора<sup>/12/</sup>. Так как в общем случае учесть переотражения не удается, то в<sup>/14,16,22/</sup> такой учет проводился в рамках конкретных матриц преобразования. Например, для модели поверхностной деполяризации, описываемой матрицей пропускания,

$$T = \tau \begin{pmatrix} (1-\beta_1)(1-\beta_2) & (1-\beta_1)\beta_2 \\ \beta_1(1-\beta_2) & \beta_1\beta_2 \end{pmatrix}, \quad /85/$$

где  $\tau$  - параметр, учитывающий поглощение УХН в пленке,  $\beta_1$  и  $\beta_2$  вероятности переворота спина нейтрона на входной и выходной /по отношению к падающему пучку нейтронов/ поверхностях пленки, выражение /28/ для пропускания установки трансформируется к виду<sup>/18/</sup>

$$T_{012} = \frac{4T_{012}^{(0)}}{3 + \phi \bar{P}_1 A_2}, \quad /86/$$

где  $T_{012}^{(0)}$  - пропускание, даваемое /28/, без учета переотражений. Соответственно эффект  $\epsilon$  двухкратного пропускания для идеального флиппера равен

$$\epsilon = \frac{2\epsilon_0}{3 - \epsilon_0}, \quad /87/$$

где  $\epsilon_0 = \bar{P}_1 A_2$  - эффект без учета переотражений. Отсюда для среднего геометрического /30/ следует \*

$$\bar{P} = \sqrt{(\sqrt{1 + 3\epsilon^2} - 1) / \epsilon}. \quad /88/$$

Для реалистического значения  $\bar{P}_1 A_2 \approx 0,8^2$  переотражения подавляют эффект  $\epsilon$  на 30% /без учета потерь между пленками/, т.е. играют заметную роль.

Эти трудности исчезают в накопительном варианте<sup>/12/</sup> поляризационного анализа, который основан на свойстве УХН удерживаться в замкнутом сосуде /ловушке/, что позволяет осуществить повторное пропускание УХН через преобразователь.

В<sup>/17/</sup> было показано, что матрицы пропускания преобразователя в прямом ( $\vec{T}$ ) и обратном ( $\vec{T}'$ ) направлении связаны соотношением  $\vec{T} = \vec{T}'$ . /89/

Здесь и далее стрелка показывает направление пучка относительно фиксированного в пространстве преобразователя. Подставляя /89/ в /11/, /12/, /27/ и /43/, получим следующие соотношения для интегральных поляризационных параметров преобразователя:

$$\vec{T}_0 = \vec{T}'_0 \equiv T_0, \quad /90/$$

$$\vec{P} = \vec{A}, \quad /91/$$

$$\vec{A} = \vec{P}, \quad /92/$$

$$\vec{S} = \vec{S} \equiv S. \quad /93/$$

Отметим, что для пропускания двух преобразователей в зависимости от направления пучка из /28/ имеем

\* В<sup>/16,18/</sup> в выражении для  $\bar{P}$  допущена опечатка: опущен знаменатель.

$$T_{012} = T_{01} T_{02} (1 + \phi \vec{P}_1 \vec{A}_2), \quad /94/$$

$$T_{012} = T_{01} T_{02} (1 + \phi \vec{P}_2 \vec{A}_1), \quad /95/$$

Пользуясь /91/ и /92/, получим очевидное соотношение:

$$T_{012} = T_{012}, \quad /96/$$

Однако для одного преобразователя ситуация существенно изменяется. Двухкратное пропускание зависит от первоначального направления пучка:

$$T_{0\leftarrow} = T_0^2 (1 + \phi_1 \vec{P}^2), \quad /97/$$

$$T_{0\leftarrow} = T_0^2 (1 + \phi_2 \vec{P}^2), \quad /98/$$

где эффективности изменения поляризации  $\phi_1$  и  $\phi_2$  относятся к флипперам, расположенным по обе стороны преобразователя. Соотношения /97/ и /98/ открывают возможность отдельного определения поляризующей и анализирующей способностей преобразователя. Действительно, из эффектов двухкратного пропускания /32/ следует /считая для простоты флипперы идеальными/

$$\vec{P} = \sqrt{\epsilon_{\rightarrow}}, \quad /99/$$

$$\vec{P} = \sqrt{\epsilon_{\leftarrow}}, \quad /100/$$

Для реализации этой возможности нужна одна ловушка УХН<sup>/12/</sup>.

В<sup>/32/</sup> был предложен накопительный вариант поляризационного анализа с двумя ловушками, а соответствующая теория была дана в<sup>/19,33/</sup>. Наличие двух ловушек позволяет осуществить наряду с двухкратным и трехкратное пропускание УХН через одну и ту же пленку. Тогда /66/ с учетом /90/-/93/ преобразуется к виду

$$T_{0\leftarrow} = T_{0\leftarrow} = T_0^3 (1 + \phi_1 \vec{P}^2 + \phi_2 \vec{P}^2 + \phi_1 \phi_2 \vec{P} S \vec{P}), \quad /101/$$

т.е. трехкратное пропускание не зависит от первоначального направления пучка УХН.

Измерив по аналогии с /34/-/36/ с помощью идеальных флипперов три соответствующих R-отношения, составим из них выражения для эффектов трехкратного пропускания с учетом /101/:

$$\kappa_1 = \frac{1 - R_1}{1 + R_1} = \frac{\vec{P}^2 + \vec{P} S \vec{P}}{1 + \vec{P}^2}, \quad /102/$$

$$\kappa_2 = \frac{1 - R_2}{1 + R_2} = \frac{\vec{P}^2 + \vec{P} S \vec{P}}{1 + \vec{P}^2}, \quad /103/$$

$$\kappa_3 = \frac{1 - R_{12}}{1 + R_{12}} = \frac{\vec{P}^2 + \vec{P}^2}{1 + \vec{P} S \vec{P}}, \quad /104/$$

Комбинируя /99/-/100/ с одним из выражений /102/-/104/, можно определить S-фактор. Система /102/-/104/ позволяет вычислить набор  $\vec{P}$ ,  $\vec{P}$  и S, не привлекая /99/-/100/. Получение такой избыточной информации может быть полезно для перепроверки результатов.

Таким образом, в области УХН поляризационный анализ может дать все четыре интегральные характеристики ферромагнитной пленки, что позволяет, пользуясь /45/-/48/, восстановить ее матрицу пропускания. Аналогичные возможности имеются для определения матрицы отражения.

### 13. МОДЕЛЬНЫЕ МАТРИЦЫ ПРОПУСКАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК НА УХН

В<sup>/12-14,16,22,34-36/</sup> для объяснения неидеальной поляризующей способности поликристаллических пленок рассматривались различные модели пленки как преобразователя пучка УХН. В частности, известны модели\* поверхностной деполяризации с матрицей /85/, неполного насыщения и сквозных отверстий соответственно с матрицами пропускания

$$T = \tau \begin{pmatrix} 1 - \alpha & 0 \\ 0 & \alpha \end{pmatrix}, \quad /105/$$

В<sup>/12/</sup> также рассматривалась модель внутренней деполяризации, в которой матрица пропускания пленки имеет вид

$$T = \begin{pmatrix} t_{++} & 0 \\ t_{-+} & 0 \end{pmatrix}$$

В этой модели, согласно /45/ и /47/,  $A = 1$ , т.е. преобразователь, будучи несовершенным поляризатором / $\vec{P} \neq 1$  при  $t_{-+} \neq 0$ /, является совершенным анализатором. В рамках этой модели выражение /31/ трансформируется в равенство  $\vec{P} = \epsilon$ . В<sup>/13/</sup> модель внутренней деполяризации была применена для анализа экспериментальных данных. Однако в<sup>/15,26/</sup> она была подвергнута критике. Не останавливаясь на аргументах авторов этих работ, отметим, что согласно<sup>/17/</sup> такой вид матрицы противоречит принципу детального равновесия. Действительно, из /89/ следует  $t_{-+} = t_{+-}$ , и, если  $t_{+-} = 0$ , то  $t_{-+} = 0$ , и матрица T не соответствует исходному предположению модели внутренней деполяризации.

где  $\alpha$  - относительное отклонение намагниченности пленки от насыщения, и

$$T = \begin{pmatrix} (1-\gamma)r + \gamma & 0 \\ 0 & \gamma \end{pmatrix}, \quad /106/$$

где  $\gamma$  - доля площади отверстий в пленке.

Снабжая матрицу /85/ индексом п.д. и учитывая, что  $T_{п.д.}^{\rightarrow} = T_{п.д.}^{\leftarrow}$ , получим объединенную матрицу, учитывающую действие всех трех механизмов /17,18/:

$$\vec{T} = [(1-\alpha)T_{п.д.}^{\rightarrow} + \alpha T_{п.д.}^{\leftarrow}] (1-\gamma) + \gamma I, \quad /107/$$

где матрица  $T_{п.д.}^{\leftarrow}$  получается зеркальным отражением  $T_{п.д.}^{\rightarrow}$  относительно обеих диагоналей. Подставляя /107/ в /11/, /12/, /27/, /43/, получим интегральные поляризационные параметры пленки

$$T_0 = \frac{1}{2} [(1-\gamma)r + 2\gamma], \quad /108/$$

$$\vec{\rho} = \frac{(1-2\alpha)(1-2\beta_2)(1-\gamma)r}{(1-\gamma)r + 2\gamma}, \quad /109/$$

$$\vec{\rho}^{\leftarrow} = \frac{(1-2\alpha)(1-2\beta_1)(1-\gamma)r}{(1-\gamma)r + 2\gamma}, \quad /110/$$

$$S = \frac{(1-2\beta_2)(1-2\beta_1)(1-\gamma)r + 2\gamma}{(1-\gamma)r + 2\gamma}. \quad /111/$$

Измерение /108/-/111/ позволяет получить параметры моделей деполяризации и их относительные вклады.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное рассмотрение состояния проблемы поляризационного анализа на медленных нейтронах показало следующее. Формализм матриц Паули справедлив, когда мы не интересуемся интерференционными эффектами. Например, когда речь идет о переотражениях между пленками, то считается, что такие процессы происходят некогерентно. В рамках этих ограничений любой преобразователь может быть охарактеризован четырьмя интегральными параметрами: коэффициентом преобразования пучка, поляризующей и анализирующей способностями и так называемым S-фактором, являющимися линейными независимыми комбинациями матричных элементов и проявляющимися в экспериментально измеряемых величинах.

В пролетной /или проточной/ схеме поляризационного анализа определение этого набора параметров невозможно даже в предположении идентичности используемых преобразователей. Такая возможность появляется в накопительном варианте с использованием УХН.

Экспериментальное определение интегральных параметров широко используемых поляризаторов УХН в виде ферромагнитной пленки позволяет осуществить сравнительный анализ различных механизмов прохождения УХН через такие пленки и найти их относительные вклады. Эта информация может оказаться полезной как для совершенствования технологии создания эффективных поляризаторов, так и для изучения влияния различных внешних факторов на магнитные свойства тонких пленок.

Автор выражает благодарность А.М.Говорову и В.К.Игнатовичу за полезные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. "Наука", М., 1965.
2. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, М., 1966.
3. Крупчицкий П.А. Фундаментальные исследования с поляризованными медленными нейтронами. Энергоатомиздат, М., 1985.
4. Лобашев В.М. и др. Препринт ЛИЯФ № 37, Л., 1973.
5. Егоров А.И. и др. ЯФ, 1974, 19, с.300.
6. Гулько А.Д. ПТЭ, 1961, 3, с.40.
7. Clark M.A., Robson J.M. Canad.J.Phys., 1961, 39, p.13.
8. Гулько А.Д. и др. Препринт ИТЭФ № 61, М., 1962.
9. Koresky J. et al. Czech.J.Phys., 1963, 13, p.474.
10. Ерозолимский Б.Г. и др. ПТЭ, 1964, 2, с.39.
11. Gulko A.D. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1965, 34, p.88.
12. Таран Ю.В. ОИЯИ, РЗ-9307, Дубна, 1975.
13. Herdin R. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1978, 148, p.353.
14. Покотиловский Ю.Н. ОИЯИ, РЗ-11833, Дубна, 1978.
15. Byrne J. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 166, p.355.
16. Игнатович В.К., Таран Ю.В. ОИЯИ, РЗ-83-180, Дубна, 1983.
17. Игнатович В.К., Таран Ю.В. ОИЯИ, РЗ-82-440, Дубна, 1982.
18. Игнатович В.К., Таран Ю.В. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конф. по нейтр.физике. Киев, 1983. ЦНИИатоминформ, М., 1984, т.4, с.17.
19. Таран Ю.В. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 12-84, Дубна, 1984, с.48.
20. McMaster W.N. Rev.Mod.Phys., 1961, 33, p.8.
21. Егоров А.И. и др. ЯФ, 1975, 21, с.292.
22. Егоров А.П. В кн.: Физика атомного ядра. Материалы XIV зимней школы ЛИЯФ. ЛИЯФ, Л., 1979, с.3.

23. Алтарев И.С. и др. Препринт ЛИЯФ № 430, Л., 1978.
24. Лущиков В.И. и др. Препринт ИАЭ № 3066, М., 1978.
25. Altarev I.S. et al. Nucl.Phys., 1980, A341, p.269.
26. Altarev I.S. et al. Phys.Lett., 1981, 102B, p.13.
27. Pendlebury J.M. et al. Phys.Lett., 1984, 136B, p.327.
28. Покотиловский Ю.Н. и др. ПТЭ, 1976, 3, с.32.
29. Никитенко Ю.В., Таран Ю.В. ПТЭ, 1979, 4, с.49.
30. Новопольцев М.И. и др. ЖТФ, 1982, 52, с.1243.
31. Новопольцев М.И. и др. ОИЯИ, РЗ-84-219, Дубна, 1984.
32. Таран Ю.В. Авт.свид. СССР № 1097078 от 8.02.84. Бюл.ОИ, 1985, 17, с.201.
33. Лущиков В.И., Таран Ю.В. ОИЯИ, РЗ-85-429, Дубна, 1985.
34. Степанов А.В. Краткие сообщения по физике. ФИАН, 1977, 9, с.37; в кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзн. конф. по нейтр.физике. Киев, 1983. ЦНИИатоминформ, М., 1984, с.4, с.32.
35. Игнатович В.К. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.311.
36. Лобашев В.М., Серебров А.П. В кн.: III Межд. школа по нейтр.физике. ОИЯИ, ДЗ-11787, Дубна, 1978, с.225.

Ркопись поступила в издательский отдел  
7 февраля 1986 года.

Таран Ю.В.  
Поляризационный анализ на медленных нейтронах

РЗ-86-70

Дан критический обзор состояния проблемы поляризационного анализа на медленных нейтронах, энергия которых лежит в диапазоне от десятков нэВ (ультраохлажденные нейтроны (УХН)) до долей эВ (эпитепловые нейтроны). С использованием формализма двухрядных матриц Паули дано единое описание известных схем поляризационного анализа, в которых можно пренебречь когерентными эффектами. Составные элементы таких схем, так называемые преобразователи пучка - поляризатор, спин-флиппер и анализатор поляризации, полностью характеризуются четырьмя интегральными поляризационными параметрами. К ним относятся коэффициент преобразования пучка, поляризующая и анализирующая способности и так называемый S-фактор, описывающий долю нейтронов, сохранивших направление спина после взаимодействия с преобразователем. Экспериментальное определение этих параметров позволило бы восстановить 2x2-матрицу преобразования и тем самым получить информацию о механизмах взаимодействия нейтронов с преобразователем. Пока только для УХН предложен метод измерения всех четырех параметров. В его основе лежит возможность накопления и перекачки УХН из одной ловушки в другую. Это позволяет использовать один и тот же преобразователь в роли поляризатора и анализатора. Экспериментально метод не опробован.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.  
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Taran Yu.V.  
Polarisation Analysis with Slow Neutrons

РЗ-86-70

The paper is the critical review of the present day status of polarization analysis with neutrons in the energy range from several dozens neV (ultracold neutrons: UCN) to parts of eV (epithermal neutrons). A common description is given within the formalism of 2x2 Pauli matrices for the known schemes of polarization analysis, where the coherent effects may be neglected. The components of the schemes (so-called beam transformers - polarizer, spin-flipper and polarization analyser) are fully characterized with the four integral parameters. They are the beam transformation coefficient, polarizing and analysing efficiencies and so-called S-factor describing the part of neutrons which conserved the direction of spin after interacting with the transformer. Experimental determination of the above parameters would have allowed one to restore 2x2 transformation matrix and thus to obtain information on the mechanism of neutron interaction with the transformer. Such a method has been proposed only for UCN up to now. It is based on the possibility of UCN storage and their pumping from one storage volume into another. This allows one to use the transformer as a polarizer and analyser altogether. The method waits for its experimental test.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986