

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

РЗ-84-762

А.Б.Попов, Г.С.Самосват

**ВЫРАЖЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ
УПРУГОРАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ
ЧЕРЕЗ НЕЙТРОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЯДЕР**

1984

ВВЕДЕНИЕ

В работах^{/1-3/} развит метод определения нейтронных силовых функций и сдвигов фаз потенциального рассеяния из измерений дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов четно-четными ядрами при энергиях нейтронов до ~ 400 кэВ. При этом часть сечения, усредненная по резонансам, параметризуется s-волновой нейтронной силовой функцией S^0 и p-волновыми функциями $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, отличающимися значениями полного момента нейтрона $j = \ell \pm 1/2$. Попытка же "расщепить" фазовый сдвиг δ_1 потенциального p-рассеяния на $\delta_{1\ 1/2}$ и $\delta_{1\ 3/2}$ не увенчалась успехом, так как в дифференциальном сечении выражения типа $3 \sin \delta_1$ и $3 \sin^2 \delta_1$ заменяются при этом соответственно на $\sin \delta_{1\ 1/2} + 2 \sin \delta_{1\ 3/2}$ и $\sin^2 \delta_{1\ 1/2} + 2 \sin^2 \delta_{1\ 3/2}$, и при малых δ_1 между $\delta_{1\ 1/2}$ и $\delta_{1\ 3/2}$ возникает сильная корреляция - при заданной сумме $\delta_{1\ 1/2} + 2 \delta_{1\ 3/2}$ сечение нечувствительно к разности $\delta_{1\ 1/2} - \delta_{1\ 3/2}$.

В соответствии с R-матричной теорией

$$\delta_\rho = \phi_\rho + \operatorname{arctg} \frac{P_\rho R_\rho^\infty}{1 - (S_\rho - B_\rho) R_\rho^\infty}, \quad /1/$$

где ϕ_ρ - сдвиг фазы для рассеяния на жесткой сфере; P_ρ , S_ρ , B_ρ - проницаемость, фактор сдвига и граничное условие, а R_ρ^∞ - вклад в R-матрицу далеких уровней, связанный с силовой функцией:

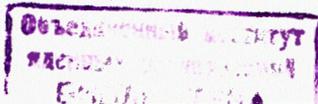
$$R_\rho^\infty = \frac{\sqrt{E}}{2kR} \int_{-B_n}^{+S} \frac{S^l(E')}{E' - E} dE', \quad /2/$$

где k - волновое число нейтрона, R - радиус ядра, E - кинетическая энергия нейтрона в эВ, B_n - энергия связи нейтрона. При выделении в R-матрице диагонального слагаемого R_ρ^∞ в проницаемости ядерной поверхности возникает дополнительная энергетическая зависимость, определяемая фактором

$$d_\rho = (P_\rho R_\rho^\infty)^2 + |1 - (S_\rho - B_\rho) R_\rho^\infty|^2, \quad /3/$$

который, наряду с фактором P_ρ , следует учитывать при определении силовой функции^{/5/}. Так как в окрестности своего максимума S^l существенно зависит от j , то таким же свойством должно обладать и R_ρ^∞ , а, следовательно, δ_ρ и d_ρ . Поэтому эти величины в формулах /1/-/3/ должны быть снабжены индексом j . Величины же ϕ_ρ , P_ρ , S_ρ и B_ρ , носящие модельный характер, от j предполагаются не зависящими. Таким образом, результаты^{/1-3/} по $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, полученные без учета расщепления R_1^∞ на $R_{1\ 1/2}^\infty$ и $R_{1\ 3/2}^\infty$, все-таки желательно проверить с учетом его.

Как известно, спин-орбитальное взаимодействие приводит к поляризации рассеянных нейтронов, которая должна быть весьма



чувствительна к различию как фазовых сдвигов $\delta_{\ell\ell-1/2}$ и $\delta_{\ell\ell+1/2}$, так и "силы" резонансов с разными спинами J . До сих пор анализ данных по поляризации для не очень легких мишеней проводился только с помощью оптической модели ядра, в которой при выбранном виде потенциала рассчитываются элементы средней матрицы рассеяния, входящие в выражение поляризации.

В настоящей работе мы попытались связать поляризацию непосредственно со сдвигами фаз потенциального рассеяния и усредненным вкладом резонансов /силовыми функциями/ и сравнить полученное с экспериментом.

ТЕОРИЯ

Величина вектора поляризации, направленного перпендикулярно плоскости рассеяния, для бесспиновой мишени записывается как

$$P(\theta) = 2\text{Im}AB^*/(|A|^2 + |B|^2) = \frac{2\text{Im}AB^*}{\sigma(\theta)}, \quad /4/$$

где

$$A(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} [(\ell+1)(U_{\ell\ell+1/2} - 1) + \ell(U_{\ell\ell-1/2} - 1)] P_{\ell}(\cos\theta) \quad /5/$$

- амплитуда рассеяния без изменения направления спина,

$$B(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=1}^{\infty} [U_{\ell\ell+1/2} - U_{\ell\ell-1/2}] P_{\ell}^1(\cos\theta) \quad /6/$$

- амплитуда рассеяния с опрокидыванием спина, а $\sigma(\theta)$ - дифференциальное сечение рассеяния. Если резонансы не перекрываются, то вблизи резонанса элемент матрицы рассеяния имеет вид

$$U_{\ell j} = e^{2i\delta_{\ell j}} \left(1 - \frac{i\Gamma_n}{E - E_0 + i\Gamma/2}\right), \quad /7/$$

где E_0 , Γ , Γ_n - параметры резонанса, имеющего орбитальный момент ℓ и спин $J=j$. Подставляя /7/ в /5/ и /6/, нетрудно определить величину

$$y(\theta, E) \equiv P(\theta) \sigma(\theta) = 2\text{Im}\{A(\theta)B^*(\theta)\}, \quad /8/$$

которая при каждом угле рассеяния θ представляет собой медленно меняющуюся с энергией E величину, имеющую резонансные особенности /пики с интерференцией/ в местах расположения резонансов.

На опыте поляризацию $P(\theta)$ измеряют, начиная с сотен кэВ, при разрешении в десятки кэВ, т.е. для средних и тяжелых ядер это - эффект, усредненный по резонансам. А так как $P(\theta)$ определяется из отношения сечений /при разных азимутальных углах или направлениях поляризации исходного пучка нейтронов/, то в выражении

/4/ числитель и знаменатель дроби следует усреднять отдельно, поэтому из /8/ надо получить

$$y(\theta, E) = P(\theta) \sigma(\theta) \approx 2\text{Im}\{A(\theta)B^*(\theta)\}. \quad /9/$$

Ограничиваясь значениями $\ell \leq 1$ и применяя обычную процедуру усреднения по интервалу, содержащему много резонансов, для трех систем резонансов с $\ell_j = 0, 1/2, 1, 1/2$ и $1, 3/2$ в пренебрежении изменением фаз $\delta_{\ell j}$ внутри интервала усреднения и ширин Γ_n в пределах каждого резонанса, нетрудно получить, что

$$\overline{y(\theta, E)} = \frac{\sin\theta}{k^2} [Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + (Q_5 + Q_6 + Q_7)\cos\theta],$$

$$Q_1 = 2\sin\delta_0 \sin(\delta_{1,3/2} - \delta_{1,1/2}) \sin(\delta_0 - \delta_{1,3/2} - \delta_{1,1/2}),$$

$$Q_2 = \pi S \sqrt{E} \sin(\delta_{1,3/2} - \delta_{1,1/2}) \cos(2\delta_0 - \delta_{1,3/2} - \delta_{1,1/2})/d_0,$$

$$Q_3 = \pi S_{1/2}^1 v_1 \sqrt{E} \sin\delta_0 \cos(\delta_0 - 2\delta_{1,1/2})/d_{1,1/2},$$

$$Q_4 = -\pi S_{3/2}^1 v_1 \sqrt{E} \sin\delta_0 \cos(\delta_0 - 2\delta_{1,3/2})/d_{1,3/2}, \quad /10/$$

$$Q_5 = -6 \sin\delta_{1,3/2} \sin\delta_{1,1/2} \sin(\delta_{1,3/2} - \delta_{1,1/2}),$$

$$Q_6 = 3\pi S_{1/2}^1 v_1 \sqrt{E} \sin\delta_{1,3/2} \cos(2\delta_{1,1/2} - \delta_{1,3/2})/d_{1,1/2},$$

$$Q_7 = -3\pi S_{3/2}^1 v_1 \sqrt{E} \sin\delta_{1,1/2} \cos(2\delta_{1,3/2} - \delta_{1,1/2})/d_{1,3/2}.$$

В этих выражениях $v_1 = P_1/kR$. Приведем также значения

$$\phi_0 = -kR, \quad S_0 = 0, \quad P_0 = kR,$$

$$\phi_1 = -kR + \text{arc tg}(kR), \quad S_1 = -\frac{1}{1 + (kR)^2}, \quad P_1 = \frac{(kR)^3}{1 + (kR)^2}.$$

Заметим, что в отсутствие резонансов Q_2, Q_3, Q_4, Q_6 и Q_7 равны нулю, а оставшаяся часть /с Q_1 и Q_5 / выражения $P(\theta)\sigma(\theta)$ через сдвиги фаз была получена еще в 1949 г. /6/.

Представляется интересным сравнить выражение /10/ с тем, что дает оптическая модель ядра. В ней поляризация $P(\theta)$ определяется по тем же формулам /4/-/6/ с той разницей, что в качестве матрицы рассеяния $U_{\ell j}$ берется матрица оптического рассеяния, которую следует отождествить с усредненной матрицей рассеяния

$$\overline{U}_{\ell j} = e^{2i\delta_{\ell j}} \left(1 - \frac{\Gamma_n^{\ell j}}{D_{\ell j}}\right) = e^{2i\delta_{\ell j}} \left(1 - \pi S_j^{\ell} \frac{v_{\ell} \sqrt{E}}{d_{\ell j}}\right). \quad /11/$$

Здесь $\bar{D}_{\ell j}$ - среднее расстояние между резонансами с данными ℓ и j ; выражение /11/ получено путем усреднения /7/ по резонансам, точно такого же, которое переводит /8/ в /10/. Мы ввели здесь фактор $d_{\ell j}$, так как фазовые сдвиги $\delta_{\ell j}$ предполагаем выражающимися согласно /1/.

Ограничиваясь опять значениями $\ell = 0$ и 1 и подставляя $\bar{U}_{\ell j}$ по /11/ в /5/ и /6/ вместо $U_{\ell j}$, мы получаем в точности выражение /10/, но дополненное тремя слагаемыми второго порядка по силовым функциям: к сумме $Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4$ в /10/ прибавляются

$$Q_{2-3} = -\frac{\pi^2}{2} S^0 S_{1/2}^1 E v_1 \sin(2\delta_0 - 2\delta_{1/2}) / d_0 d_{1/2}, \quad /12/$$

$$Q_{2-4} = \frac{\pi^2}{2} S^0 S_{3/2}^1 E v_1 \sin(2\delta_0 - 2\delta_{3/2}) / d_0 d_{3/2}, \quad /13/$$

а к сумме $Q_5 + Q_6 + Q_7$ -

$$Q_{6-7} = -\frac{3\pi^2}{2} S_{1/2}^1 S_{3/2}^1 E v_1^2 \sin(2\delta_{1/2} - 2\delta_{3/2}) / d_{1/2} d_{3/2} \quad /14/$$

При $\bar{\Gamma} \ll \bar{D}$ эти добавки незначительны, и оба подхода оказываются эквивалентными. С ростом же энергии нейтронов отношения $\bar{\Gamma}_{n\ell j} / \bar{D}_{\ell j}$ возрастают, уровни начинают перекрываться, и наш подход теряет силу. Но из-за эффекта "отталкивания" уровней с одинаковыми ℓ и j раньше начинают перекрываться резонансы с разными ℓ и j , поэтому включение членов /12/-/14/ может оказаться полезным.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Описание экспериментальных данных по $\sigma(\theta)$ и $P(\theta)$ с помощью оптической модели затруднено в силу того, что кроме оптического рассеяния в $\overline{\sigma(\theta)}$ содержится вклад рассеяния через составное ядро, которым можно пренебречь только при энергиях выше ~ 3 МэВ, а при более низких энергиях приходится использовать различные приближения. В параметризации же $\overline{\sigma(\theta)}$ /1-3/ и $\overline{P(\theta)}$ /10/ такая трудность отсутствует, так как вклад резонансов, если они не перекрываются, там учтен явным образом путем усреднения брейт-вигнеровских выражений.

Для сравнения выражения /10/ с экспериментальными данными по $P(\theta)$, имея в виду первое равенство в /9/, нужно рассчитанное по /10/ при данной энергии E значение $\overline{y(\theta)}$ разделить на $\overline{\sigma(\theta)}$, рассчитываемое по формулам, полученным в работе /7/, которые учитывают неравенство $\delta_{1/2} \neq \delta_{3/2}$. Однако в качестве первого шага мы решили описать выражением /10/ произведение экспериментальных величин $P(\theta) \cdot \sigma(\theta)$ и пока не привлекать громоздкое выражение для $\overline{\sigma(\theta)}$.

На рис. 1 показаны экспериментальные $P(\theta) \cdot \sigma(\theta)$ для трех углов рассеяния нейтронов с энергией ~ 400 кэВ на ядрах с массовыми числами $A \sim 60-140$. Значения $\sigma(\theta)$ были выбраны из /8/.

а $P(\theta)$ * взяты из работ /9-12/. Светлые точки получены для элементов с четными Z , содержащих преимущественно четно-четные ядра, для которых справедливо настоящее рассмотрение. Так как в пределах значительных ошибок точки /темные/ для элементов с нечетными Z не кажутся выпадающими, они также были включены в описываемый ниже анализ. Величины сдвигов фаз и силовых функций для p -нейтронов в формулах /10/ подгонялись под экспериментальные точки методом наименьших квадратов, а для s -нейтронов они задавались эмпирическими формулами $R_0^\infty = 1 - (1,05 - 0,00375A)/R_0 \cdot 10^4$. $S = 0,3 + 0,001(A - 110)^2$.

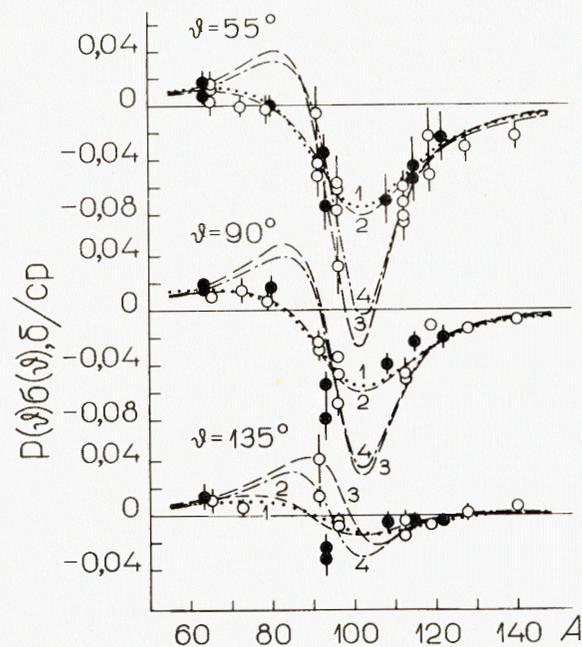


Рис. 1

Для силовых функций $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ была принята зависимость от A , эквивалентная той, которую дает кривая Лоренца в энергетической шкале:

$$S_j^1 = \frac{b_j}{a_j^2 + (A_j^{2/3} - A^{2/3})^2}, \quad /15/$$

* Измеренную в /9-12/ величину принято называть теперь анализирующей способностью, но для упругого рассеяния она равна поляризации /см., например, /13/ /.

откуда, согласно /2/,

$$R_{1j}^{\infty} = \frac{\sqrt{E}}{2kR} \cdot \frac{\pi b_j}{a_j} \cdot \frac{A_j^{2/3} - A^{2/3}}{a_j^2 + (A_j^{2/3} - A^{2/3})^2} \quad /16/$$

/E в эВ/. При расчетах $P(\theta)$ сдвиги фаз считались по формуле /1/ с учетом зависимости δ_1 и R_1^{∞} от $j = 1/2$ или $3/2$; полагалось, что $R = 1,35 \cdot A^{1/3}$ ф.

Таким образом, независимо варьировалось 6 параметров: A_j , a_j и b_j для обоих моментов j . Значения параметров определяют положения A_j , максимумы b_j/a_j^2 и ширины на половине высоты $\omega_j = (A_j^{2/3} + a_j)^{3/2} - (A_j^{2/3} - a_j)^{3/2}$ пиков S_j^1 . Подгонка была проведена без учета и с учетом "оптических" членов /12/-/14/. Полученные параметры формы пиков S_j^1 приведены в таблице. О качестве подгонки можно судить по пунктирным кривым 1 /без добавок/ и кривым с короткими штрихами 2 /с добавками/ на рис.1, а также по значениям χ^2 на одну точку, данным в таблице. Следует отметить, что эти результаты получены при выборе граничных условий $V\rho = -l$. Расчеты при $V\rho = 0$, также хорошо описывая $P(\theta) \cdot \sigma(\theta)$, давали пики S_j^1 , смещенные в сторону меньших A на 12-15 единиц.

Таблица

Номер кривых	$A_{3/2}$	$A_{1/2}$	$b_{3/2}/a_{3/2}^2, b_{1/2}/a_{1/2}^2$		$\omega_{3/2}$	$\omega_{1/2}$	χ^2 на точку
			10^{-4}	10^{-4}			
1	94 \pm 2	103 \pm 2	4,5	4,9	53	48	1,33
2	93 \pm 2	101 \pm 2	7,0	7,0	52	51	1,28
3	94	103	6,5	6,5	27	28	6,46
4	94	103	6,5	6,5	27	28	3,94

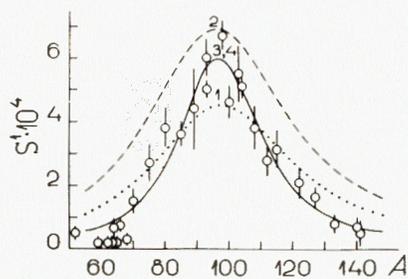


Рис.2

Удовлетворительное описание данных по поляризации еще не доказывает справедливости формул /10/ - надо, чтобы силовые функции $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, получающиеся при подгонке, соответствовали реальности. В первом приближении такое соответствие имеется: получилось два разных пика в местах, согласующихся с теоретическими ожиданиями и экспериментом /3/. Дальнейшее сравнение проводится на рис.2.

Там показаны экспериментальные значения обычной силовой функции для р-нейтронов S_j^1 , которые следует сопоставить с нашими величинами $1/3(S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)$. Точки взяты из работ /14,15/, а пунктир-

ная и штриховая кривые соответствуют подгонкам под $P(\theta) \cdot \sigma(\theta)$, показанным на рис.1 такими же линиями. И тут обнаруживается расхождение: будучи в нужном месте, пик заметно шире экспериментального, и его высота существенно увеличивается с включением "оптических" членов.

Мы провели также в некотором смысле и обратную операцию: взяли более узкие пики $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, дающие показанное на рис.2 сплошной линией S^1 , и просчитали с ними значения $P(\theta) \cdot \sigma(\theta)$, которые изображены на рис.1 линией 3 с длинными штрихами /без "оптических" членов/ и штрихпунктирной линией 4 /с "оптическими" членами/. Параметры и χ^2 этих расчетов также даны в таблице. Как видно, эти варианты воспроизводят $P(\theta) \cdot \sigma(\theta)$ значительно хуже, хотя и не исключаются решительно, если иметь в виду плохую точность и неполноту данных.

ОБСУЖДЕНИЕ

Полученная зависимость /10/ поляризации нейтронов от силовых функций /т.е. от резонансов/ с различными l_j на первый взгляд может показаться противоречащей тому общепринятому представлению, что рассеяние с образованием составного ядра, по крайней мере в случае четно-четных ядер-мишеней, не дает вклада в поляризацию. Однако никакого противоречия здесь нет, и силовые функции образовались при усреднении членов, соответствующих интерференции резонансного рассеяния с потенциальным, т.е. членов, входящих в сечение оптического рассеяния $\sigma_{se}(\theta)$ /его называют также собственно упругим, без образования составного ядра, или, по-английски, shape-elastic/. Чисто резонансные же члены /compound-elastic/ входят только в $\sigma(\theta)$ как $\sigma_{ce}(\theta)$ /т.е. не входят в $P(\theta)$ /, что часто и учитывается при сравнении эксперимента с оптической моделью*.

В общих чертах полученные формулы согласуются с имеющимися экспериментальными данными, хотя силовые функции S_j^1 , дающие хорошее описание данных по поляризации, несколько отличаются от экспериментальных. Можно указать для этого несколько причин. Во-первых, это может быть той же неизвестной причиной, по которой поляризация при энергиях меньше ~2 МэВ плохо описывается оптической моделью. Во-вторых, 400 кэВ может быть уже той энер-

* Сходное недоразумение произошло с интерпретацией авторами работ /16/ своих экспериментов по сравнению дифференциальных сечений рассеяния нейтронов, получаемых на обычном пучке и пучке с фильтром из исследуемых ядер. Фильтр обедняет пучок нейтронами резонансных энергий и эффективно ослабляет как $\sigma(\theta)$, так и $\sigma_{se}(\theta)$, поэтому в разностном эффекте присутствуют вклады обоих сечений, и никакого противоречия с оптической моделью эти эксперименты не обнаруживают.

гией, при которой наши формулы начинают терять свою применимость из-за неучета в них межрезонансной интерференции. В-третьих, проведенное сравнение слишком грубо: фиксирование заведомо неточных параметров для s -нейтронов, жесткая связь R_{1j}^{∞} с S_j^1 , ход $S_j^1(A)$ строго по кривой Лоренца.

Последняя причина будет устранена в дальнейших исследованиях, а для проверки второй было бы желательно получить данные по поляризации при более низких энергиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. ОИЯИ, РЗ-82-436, Дубна, 1982; Nuclear Data for Science and Technology. Proc. Int.Conf., Antwerp, 6-10 September, 1982, p.781.
2. Зо Ин Ок и др. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 2-6 октября 1983 г. М., 1984, т.3, с.343.
3. Зо Ин Ок и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.304.
4. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, М., 1960, гл.IV, XII, §1.
5. Николенко В.Г. ОИЯИ, Р4-83-225, Дубна, 1983; в кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 2-6 октября 1983 г. М., 1984, т.1, с.148.
6. Wolfenstein L. Phys.Rev., 1949, vol.75, p.1664.
7. Николенко В.Г. ОИЯИ, Р4-83-128, Дубна, 1983.
8. Garber D.I. et al. Angular Distributions in Neutron Induced Reactions. BNL-400, 3rd Ed., 1970, vol.2,
9. Clement J.D. et al. Nucl.Phys., 1958, vol.6, p.177.
10. Brown D., Ferguson A.T.G., White R.E. Nucl.Phys., 1961, vol.25, p.604.
11. Elwyn A.J. et al. Phys.Rev., 1964, vol.B133, p.80.
12. Ferguson A.T.G., White R.E., Wilmore D. Nucl.Phys., 1966, vol.76, p.369.
13. Byrd R.C. et al. Nucl.Phys., 1983, vol.A404, p.29.
14. Camarda H.S. Phys.Rev., 1974, vol.C9, p.28.
15. Mughabghab S.F., Divardeenam M., Holden N.E. Neutron Cross Sections. Academic Press, 1981, vol.1, part A.
16. Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С. Письма в ЖЭТФ, 1971, т.14, с.137; ЯФ, 1973, т.17, с.734; ЯФ, 1975, т.21, с.945.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 ноября 1984 года.

Попов А.Б., Самосват Г.С.

РЗ-84-762

Выражение поляризации упругорассеянных нейтронов
через нейтронные параметры ядер

В приближении неперекрывающихся резонансов получено выражение для величины поляризации нейтронов, возникающей за счет спин-орбитального взаимодействия при их упругом рассеянии на четно-четных ядрах, через средние нейтронные параметры ядер для s - и p -волн - нейтронные силовые функции и сдвиги фаз потенциального рассеяния. Полученное выражение сравнивается с экспериментальными данными при энергии нейтронов ~400 кэВ для углов рассеяния 55, 90 и 130°, и обнаруживается его неплохое согласие с ними.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Popov A.B., Samosvat G.S.

РЗ-84-762

An Expression for Elastically Scattered Neutron
Polarization via Nuclear Neutron Parameters

In the approximation of nonoverlapping resonances an expression for the value of neutron polarization due to spin-orbit interaction at their elastic scattering on even-even nuclei is obtained in terms of s - and p -wave average neutron parameters of nuclei: neutron strength functions and potential scattering phase shifts. The obtained expression is compared with the experimental data at ~400 keV neutron energy for 55, 90 and 130° scattering angles; a rather good agreement with them is shown.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984