

# ОПИСАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ВИСМУТОМ В РАМКАХ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ, УЧИТЫВАЮЩЕЙ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЕ

Х.Ш.АБДУЛЛАЕВ, Д.Г.ТРУХАНОВ, Г.А.ТУРАБОВА, Б.Д.НАСИРОВА

Бакинский Государственный Университет  
Баку / АЗЕРБАЙДЖАН

## РЕЗЮМЕ

Обсуждается вопрос о возможности улучшения описания данных по упругому рассеянию нейтронов висмутом при добавлении к потенциалу оптической модели дальнедействующего члена типа  $\text{const}/r^4$ , предположительно имеющего электромагнитную природу. Оптический потенциал усложненной формы исследуется в дискретном приближении для нейтронов с энергиями от 0,3 КэВ до 14 МэВ. Показано, что описание, например, полных сечений взаимодействия в киловольтной области или сечений малоуглового рассеяния при энергиях нейтрона 1-3 МэВ, заметно улучшается при введении дальнедействия, которое соответствует электрической поляризуемости нейтрона  $\sim 0,7 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ .

**Ключевые слова:** нейтрон, рассеяние, оптический потенциал.

## DESCRIPTION OF NEUTRON ELASTIC SCATTERING BY BISMUTH IN OPTICAL MODEL WITH LONG-RANGE FORCES

### ABSTRACT

We discuss possibility to improve the description of the data on neutron elastic scattering by bismuth adding to the optical-model potential a long-range term of the form  $\text{const}/r^4$ , which is assumed to be of electromagnetic nature. The optical potential of complicated form is studied in the discrete approximation for neutrons of energies from 0,3 KeV to 14 MeV. It is shown that description, e.g. of total interaction cross section in KeV energy region or of small-angle scattering cross sections for 1-3 MeV neutrons, is significantly improved by long-range term, which correspond to the neutron electric polarizability of about  $0,7 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ .

**Key words:** neutron, scattering, optical potential.

## Введение

В настоящей работе предпринята попытка в рамках единого подхода проанализировать экспериментальные данные по упругому рассеянию нейтронов висмутом, полученные в разное время для оценки возможного дальнедействия электромагнитной природы между нейтроном и ядром.

Не будем касаться здесь швингеровского рассеяния, сосредоточенного в диапазоне углов рассеяния  $\theta \leq 3^\circ$ , существование

которого надежно установлено на опыте [1]. Остановим внимание на возможных проявлениях другого эффекта – электрической поляризуемости нейтрона в сильном кулоновском поле ядра, т.е. появления у него дипольного момента  $\vec{P} = \alpha \vec{E}$ , приводящего к дополнительному взаимодействию типа  $\text{const}/r^4$ . По вопросу о существовании подобного эффекта исследователи до сих пор не пришли к единому мнению. Оценки коэффициента поляризуемости  $\alpha$  колеблются в интервале от  $10^{-42}$  до  $10^{-40} \text{см}^3$ . На

наш взгляд, причины сложившейся ситуации кроются как в характере полученной экспериментальной информации, так и в недостатках процедуры ее анализа. Конечно, естественно было искать основные эффекты от дополнительного взаимодействия, спадающего с расстоянием медленнее, чем ядерное, в области малых углов рассеяния нейтронов. Однако оценка амплитуды поляризационного взаимодействия показывает, что для нейтронов с энергией 14 МэВ главный максимум амплитуды простирается до углов  $\sim 20^\circ$ , а для нейтронов с энергией 1 МэВ уже до  $90^\circ$  и т.д. Несмотря на это, большинство исследователей при изучении дифференциальных сечений для нейтронов с энергиями 0,5-10 МэВ ограничились диапазоном углов  $\theta$ , меньших  $20^\circ$ , а иногда даже меньших  $10^\circ$ .

Возникающая при сравнении форм расчетного и экспериментального угловых распределений необходимости нормировки значительно ослабляет эффект дополнительного взаимодействия при небольшом угловом диапазоне, в котором выполнены измерения сечений рассеяния.

Коснемся некоторых недостатков процедуры анализа дифференциальных сечений. Воспользуемся представлением дифференциального сечения рассеяния нейтрона при наличии поляризационного дальнего действия в виде [2]

$$\sigma(\theta) = \sigma_y + 2 \operatorname{Re} f_y f_{\text{пол}} + f_{\text{пол}}^2 \quad (1)$$

где  $\sigma_y$  - сечение рассеяния короткодействующим ядерным потенциалом,  $f_y$  - амплитуда ядерного рассеяния,  $f_{\text{пол}}$  - амплитуда поляризационного рассеяния.

Реальная часть амплитуды ядерного рассеяния  $\operatorname{Re} f_y$  часто является величиной отрицательной, что может приводит к большей или меньшей взаимной ком-

пенсации второго и третьего членов в формуле (1). Степень компенсации зависит и от величины коэффициента поляризуемости  $\alpha$ , которому пропорциональна амплитуда  $f_{\text{пол}}$ , и от величины  $\operatorname{Re} f_y$ , которая неодинакова при различных энергиях нейтрона.

Отсюда, во-первых, следует, что нельзя делать категорических выводов об отсутствии большой поляризуемости по результатам измерения для одной энергии нейтрона. Необходим анализ данных в широком энергетическом диапазоне. Во-вторых, в общем случае нельзя пренебрегать третьим членом в формуле (1). Конечно, если коэффициент  $\alpha \sim 10^{-42} \text{см}^3$ , то ядерная амплитуда в десятки и сотни раз больше поляризационной и вкладом квадрата последней можно пренебречь. С другой стороны, если поляризуемость велика ( $\alpha \sim 10^{-40} \text{см}^3$ ), то обе амплитуды, ядерная и поляризационная имеют одинаковый порядок величины, и отсутствие заметных искажений в угловом распределении из-за сильной взаимной компенсации второго и третьего членов в формуле (1) может быть интерпретировано как отсутствие большой поляризуемости нейтрона.

Главным недостатком выполненного в работе [3] анализа угловых распределений киловольтных нейтронов, является оприорное допущение малой величины поляризуемости, а значит, и возможности пренебречь квадратом поляризационной амплитуды.

В настоящей работе приводится анализ имеющегося экспериментального материала по угловым распределениям киловольтных нейтронов в рамках оптической модели с добавлением поляризационного потенциала, не вводя ограничений на величину коэффициента поляризуемости и требуя в рамках программы автоматического поиска пара-

метров потенциала реалистического описания среднего уровня полных сечений взаимодействия.

Аналогическая подгонка параметров потенциала выполнена и для высокоэнергетического диапазона нейтронов  $E_n \sim 0,5 \div 14$  МэВ с привлечением данных ранних работ по оценке поляризуемости нейтрона и новых данных [4,5] об энергетической зависимости сечения рассеяния нейтронов на малый угол ( $\sim 1,5 \div 3^\circ$ ).

### 1. Формфакторы оптического потенциала

В работе использован ядерно-оптический потенциал усложненной формы. Его реальная часть представляет собой сумму двух потенциалов Вудса-Саксона с параметрами  $V_1, R_1, a_1$  и  $V_2, R_2, a_2$  соответственно. Такой выбор формфактора реальной части мог быть оправдан, например, представлением о различных распределениях плотности протонов и нейтронов в ядре, суперпозиция которых определяет оптический потенциал взаимодействия нейтронов с ядром.

Поскольку мнимая часть, как обычно, берется в форме производной от реальной, то и она должна иметь более сложную структуру у «поверхности» ядра. Мнимая часть имеет два максимума с параметрами  $W_{s1}, R_{w1}, b_1$  и  $W_{s2}, R_{w2}, b_2$  соответственно. Имеется, кроме того, и «объемное поглощение» в виде доли  $\chi$  от реальной части потенциала. Спин-орбитальное взаимодействие имеет форму Томаса-Ферми с параметрами  $V_{s0}, R_{w0}, a_2$ .

Как правильно отмечено в [6], успешное применение оптической модели для описания сечений взаимодействия нейтронов с ядром висмута при энергиях  $E_n < 5$  МэВ возможно лишь с использованием дискретных наборов параметров для

каждой энергии нейтрона, поскольку сечения эти подтверждены значительным флуктуациям. Нами была разработана специальная поисковая вычислительная программа, которая может изменять «геометрические» параметры потенциала, такие как радиусы  $R_1$  и  $R_2$  или параметры размытия края реальной и мнимой оси  $a_1$  и  $b_1$ ; оставляя их едиными для всех энергий нейтрона. В то же время «динамические» параметры  $V_1, W_{s1}, \chi$  и т.п. имеют отдельные значения для каждой энергии  $E_n$ . Таким образом, поиск параметров оптического потенциала осуществляется в рамках концепции единой геометрии. Спин-орбитальный параметр  $V_{s0}$ , также остается единым для всех энергий.

Предварительное исследование параметров потенциала осуществлено в работе [7] с использованием экспериментального материала для 20 энергий нейтрона в диапазоне от 0,25 КэВ до 14 МэВ. Были найдены следующие геометрические параметры потенциала (в Фм):  $R_1=7,5; a_1=0,26; R_2=7,79; a_2=0,6; R_{w1}=7,04; b_1=0,45; R_{w2}=8,12; b_2=0,51; R_{s0}=6,34; a_{s0}=0,18$ , спин-орбитальный параметр  $V_{s0}=10,75$  МэВ. Поскольку в настоящей работе к ядерному потенциалу добавляется поляризационное дальнее действие, то могла понадобиться некоторая перенормировка параметров ядерного потенциала для сохранения качества описания экспериментального материала. Дальнее действие введено в форме [8]

$$-U_{\text{пол}}(r) = \begin{cases} v_2 2Z^2 e^2 (1/r^4), & r > R \\ 1/2 \alpha Z^2 e^2 (1/R^4) (3 - 2r^2/R^2), & r < R \end{cases}$$

Здесь  $R$  – радиус равномерно заряженной сферы, который принят в настоящей работе равным радиусу ядра  $R_1$ .

Перенормировка параметров ядерного потенциала выполнена по экспериментальным данным [5], описание которых

немного улучшилось с введением дополнительного параметра  $\alpha$ . Новые значения параметров крайне мало отличаются от исходных (в ФМ):  $R_1=7,50$ ;  $a_1=0,26$ ;  $R_2=7,79$ ;  $a_2=0,59$ ;  $R_{W1}=7,1$ ;  $b_1=0,44$ ;  $R_{W2}=8,18$ ;  $b_1=0,51$ ;  $R_{SO}=6,36$ ;  $a_{SO}=0,17$ ;  $V_{SO}=11,25$  МэВ. Назовем этот набор «геометрией № 1», условно включив в него и параметр  $V_{SO}$ . Этот набор параметров использован в качестве исходного для более детального исследования в двух энергетических диапазонах 0,25-157 МэВ и 0,63-14 МэВ.

## 2. Вычислительная процедура и подгонка параметров

Полные сечения взаимодействия  $\sigma_t$ , сечения образования составного ядра  $\sigma_e$  и дифференциальные сечения потенциального рассеяния  $\sigma_{se}(\theta)$  получались путем численного интегрирования уравнения Шредингера с потенциалом, включающим дальное действие, в интервале радиуса до 60 Фм. Вклад дального действия учитывается при этом на 90-95%, что вполне достаточно, пока речь идет об оценке по порядку величины.

Упругое рассеяние с образованием составного ядра оценено по полуэмпирической формуле:

$$\sigma_{ce}(\theta) = (\sigma_e - \sigma_{ne}) / 4\pi,$$

где  $\sigma_{ne}$  – экспериментальное сечение неупругих взаимодействий, взятое из оценки ENDF/B-4.

Оптимальные параметры потенциала находятся путем минимизации квадратического функционала типа:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \xi_i \cdot \chi_i^2,$$

составленного из частичных сумм  $\chi_i^2$ , относящихся к различным видам экспериментальных данных: полным сечениям, поляризации, дифференциальным сечениям (отдельные суммы для диапазонов

больших и малых углов рассеяния). Каждая из частичных сумм имела структуру:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\sigma_p - \sigma_s}{\Delta\sigma_s} \right)^2$$

где  $\sigma_p$ ,  $\sigma_s$  и  $\Delta\sigma_s$  – соответствующие расчетные и экспериментальные величины и ошибки.

Были выделены две парциальные суммы для минимизации отклонений от единицы нормировочных множителей, вводимых для дифференциальных сечений каждого автора, одна в диапазоне малых углов, другая при больших углах рассеяния. Кроме того, одна из квадратичных сумм обеспечивала минимизацию разности расчетного сечения образования составного ядра и экспериментального сечения неупругих взаимодействий, когда эта разность была отрицательной  $\sigma_c - \sigma_{ne} < 0$ .

Весовые множители  $\xi_i$  могут обеспечить преимущество в качестве подгонки того или иного вида экспериментальных данных. Минимизация функционала  $\chi^2$  осуществлялась в рамках процедуры циклического изменения параметров потенциала.

## 3. Аппроксимация данных килловольтного диапазона

Здесь в качестве дифференциальных сечений использованы угловые распределения нейтронов с энергиями 0,5-300 КэВ [3] и сечения для энергий 65-163 КэВ [5], также включенные в процедуру анализа в работе [3]. В качестве полных сечений  $\sigma$  использованы данные работ [5,6] усредненные нами с энергетическим разрешением указанным для соответствующих угловых распределений.

Результаты подгонки параметров потенциала в килловольтной области могут быть кратко суммированы следующим

образом. Фиксируя коэффициент поляризуемости  $\alpha$  при различных значениях от 0 до  $2 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ , получили наилучшее описание угловых распределений и полных сечений с помощью дискретных наборов динамических параметров, различных для каждого  $\alpha$ .

При этом оказалось, что квадратичный функционал, относящийся к полным сечениям, имеет минимум при  $\alpha \sim 10^{-40} \text{см}^3$ . Наилучшее описание угловых распределений получается при  $\alpha=0$ , что не противоречит результату, полученному в работе [4], однако, в отличие от них, мы обнаружили крайне низкую чувствительность дифференциальных сечений к величине  $\alpha$ . Числовое значение соответствующего квадратичного функционала увеличивается, всего на 15% при изменении  $\alpha$  от 0 до  $1 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ . Полученные дискретные наборы динамических пара-

метров приведены в табл.1. Значительных изменений параметров при введении  $\alpha \approx 1$  не происходит.

Приводим также параметры потенциала, пригодного для расчетов в интервале энергий 0,5-300 КэВ:

$$V_1=24,5-8,16 E_n(\text{МэВ}); a_1=0,166\text{ФМ}; R_1=7,38\text{ФМ}, \\ V_2=26,46-17,23 E_n(\text{МэВ}); a_2=0,53\text{ФМ}; R_2=7,63\text{ФМ}, \\ W_{S1}=1,16+0,18 E_n(\text{МэВ}); b_1=0,468\text{ФМ}; R_{W1}=7,25\text{ФМ}, \\ W_{S2}=1,57+1,142 E_n(\text{МэВ}); b_2=0,50\text{ФМ}; R_{W2}=7,95\text{ФМ}, \\ \chi=0,007+0,043 E_n(\text{МэВ}); V_{S0}=12,55\text{МэВ}, \alpha=0$$

При этом можно установить, что линейное приближение не воспроизводит некоторого падения глубины реальной ямы при самых низких энергиях нейтронов, приведенных в табл.1. Поэтому при оценки значимости дальнего действия мы пользовались лишь дискретным приближением.

Таблица 1. Дискретные значения параметров для низкоэнергетического диапазона нейтронов

$E_n$ , КэВ	$V_1$ , МэВ		$V_2$ , МэВ		$W_{S1}$ , МэВ		$W_{S2}$ , МэВ		$\chi \cdot 100$	
	$\alpha$									
	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1
0,35	20,35	20,48	24,1	24,7	0,11	0,12	0,58	0,63	0,15	0,10
0,45	23,95	24,27	27,02	26,12	0,21	0,14	0,12	0,75	0,21	0,37
0,85	24,87	25,01	27,14	27,43	0,13	0,22	1,14	1,21	0,09	0,18
5,5	25,24	26,01	27,13	27,25	1,19	2,02	1,68	1,79	0,42	0,49
9,5	24,75	24,13	27,41	28,12	2,23	2,24	1,78	1,78	0,60	0,60
14,00	24,60	25,05	27,19	27,53	3,13	3,32	2,12	1,97	0,39	0,42
70,00	24,55	24,55	26,03	26,05	1,07	1,17	2,12	2,12	0,55	1,11
100,00	23,80	23,75	24,12	24,95	1,47	1,58	1,76	1,73	1,80	2,15
130,00	23,95	23,87	23,75	24,46	2,15	2,15	1,70	2,11	1,16	1,38
150,00	22,87	23,26	24,17	23,35	2,25	2,77	1,16	2,10	1,18	1,88

#### 4. Подгонка параметров потенциала при энергиях нейтрона 0,5-14 МэВ.

В данном с энергетическом интервале использовались экспериментальные данные для следующих 10 энергий нейтрона (МэВ): 0,50; 1,50; 2,50; 3,20; 4,00; 5,50; 7,00; 9,00; 10,50; 14,00. Выбор такой энергетической шкалы связан с необходимостью, в частности, путем усреднения сечений в малоугловом диапазоне для

энергий нейтрона от 1,5 до 4,5 МэВ получить угловые распределения для спектров нейтронов с  $\bar{E}_n = 1,42$  и 3,15 МэВ [6], которые обнаруживали наибольшую чувствительность к дальнему действию.

При выборе экспериментального материала предпочтение отдавалось работам, где измерения дифференциальных сечений выполнены для смеси изотопов висмута с не очень высоким энергетическим

разрешением при одновременном измерении полного сечения взаимодействия, чтобы избежать ошибок усреднения последнего. При отсутствии измерения  $\sigma_t$  нами произведено усреднение значений  $\sigma_t$  из оценки ENDF/B-4 с энергетическим разрешением, для соответствующего углового распределения. Для каждой из указанных энергий в интервале 0,5-9 МэВ вычислялось дифференциальное сечение упругого рассеяния на угол  $3^\circ$ , и полученная таким образом энергетическая зависимость трехградусного сечения сопоставлялась с аналогичной экспериментальной зависимостью оцененной по данным [5,6]. При несовпадении энергий применялась процедура интерполяции.

Результаты подгонки в высокоэнергетическом диапазоне сводятся к следующему. Для различных значений коэффициента  $\alpha$  при фиксированных геомет-

рических параметрах ядерного потенциала найдены дискретные наборы динамических параметров, наилучшим образом описывающие совокупность экспериментальных данных. Два из этих наборов, для  $\alpha=0$  и  $1 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$  приведены в таблице 2.

Отметим, что суммарные отличия в качестве описания данных наборами параметров, с  $\alpha=0$  и  $1 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$  малы. Например, числовое значение функционала  $\chi^2$ , относящегося к описанию полных сечений, на 10% меньше при  $\alpha=0$ , чем при  $\alpha=1 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ . Данные о форме угловых распределений при больших углах рассеяния и энергетической зависимости трехградусного сечения примерно в том же соотношении свидетельствует в пользу  $1 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ , а квадратичный функционал малоуглового ( $\theta \leq 20^\circ$ ) рассеяния в 1,7 раза меньше при  $\alpha=1 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ , чем при  $\alpha=0$ .

**Таблица 2.** Дискретные значения параметров для высокоэнергетического диапазона нейтронов

$E_n$ , МэВ	$V_1$ , МэВ		$V_2$ , МэВ		$W_{S1}$ , МэВ		$W_{S2}$ , МэВ		$\chi \cdot 100$	
	$\alpha$									
	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1
0,50	22,10	21,20	21,30	21,80	0,80	0,80	0,50	0,50	1,18	1,12
1,50	22,70	22,00	22,10	21,90	0,80	0,80	1,15	1,15	1,65	1,65
2,50	19,35	18,20	24,30	23,65	3,17	3,17	2,87	2,12	2,30	2,30
3,20	20,65	20,67	24,00	24,80	5,20	5,20	0,75	0,60	0,65	0,65
4,00	22,83	22,83	22,71	22,62	4,50	5,30	0,30	0,30	1,35	1,35
4,50	19,25	19,25	24,83	24,71	0,65	1,15	2,30	3,12	0,50	0,40
7,00	18,95	18,90	23,70	23,61	5,20	4,93	2,27	2,27	0,60	0,60
9,00	21,68	21,75	20,37	20,12	5,60	5,10	3,37	3,37	0,18	0,18
11,00	18,95	18,21	21,25	20,65	4,20	4,20	2,12	2,12	0,60	0,60
14,00	19,20	19,00	20,20	20,20	7,80	7,70	0,10	0,10	1,95	1,95

На рис.1.2 представлены дифференциальные сечения в диапазоне больших углов рассеяния. Видно, что наибольшие изменения расчетных кривых при введении дальнего действия наблюдается при энергиях  $E_n=0,50; 1,5; 2,5; 4,5; 7$  МэВ. Именно в этих точках наиболее вероятны изменения в соотношении вкладов интерференционного члена и квадрата амплитуды

поляризационного рассеяния (см. Формулу (1)). Отметим теперь, что для всех этих выделенных энергий квадратичный функционал дифференциальных сечений рассеяния на большие углы уменьшается с 1,5-2 раза при введении в расчет  $\alpha=1 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$  и продолжает уменьшаться вплоть до  $\alpha=1,5 \cdot 2 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ . Однако, при столь больших  $\alpha$  заметно ухудшается

описание некоторых других характеристик рассеяния, в частности полных сечений. Для других энергий, где  $\chi^2$  меняется всего на 15÷20%, лишь в 30% случаев происходит ухудшение согласия с опытом.

Так же как в низкоэнергетическом диапазоне, осуществлялась подгонка параметров и с допущением изменения формы потенциала. В этом случае зависимость качества описания от  $\alpha$  сильно ослабевало. Однако и в этом случае угловые распределения при  $\bar{E}_n = 1,35$  и 2,50 МэВ описываются только с введением

дальнего действия. Специальные геометрические параметры потенциала для высокоэнергетического диапазона имеют следующие значения (в Фм) при  $\alpha=0$ :  $R_1=7,21$ ;  $a_1=0,32$ ;  $R_2=7,79$ ;  $a_2=0,48$ ;  $R_{W1}=7,21$ ;  $b_1=0,39$ ;  $R_{W2}=7,85$ ;  $b_2=0,54$ ;  $R_{S0}=7,12$ ;  $a_{S0}=0,35$ ;  $V_{S0}=11,2$  МэВ.

Для практических расчетов в диапазоне энергий 0,5-14 МэВ можно рекомендовать потенциал с линейной зависимостью динамических параметров:  $V_1=22,15-0,262 E_n$  (МэВ);  $V_2=24,2-0,305 E_n$  (МэВ);  $W_{S1}=-0,25+0,35 E_n$  (МэВ);  $W_{S2}=2,23+0,011 E_n$  (МэВ);  $\chi=0,0074+0,0007 E_n$  (МэВ);  $V_{S0}=12,1$  МэВ;  $\alpha=0$ .

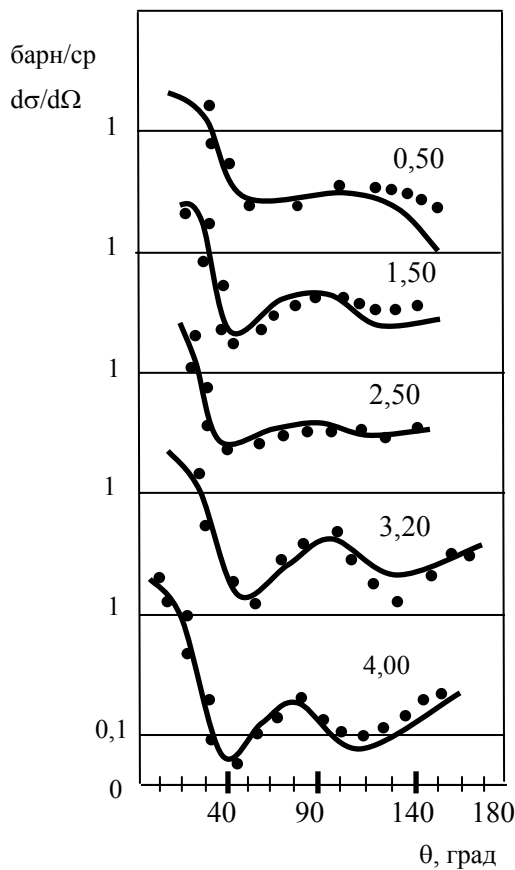


Рис.1.

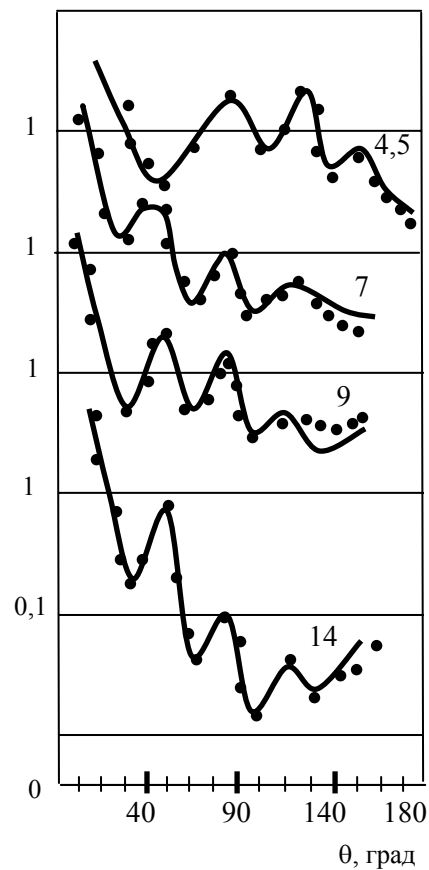


Рис.2.

Рис.1, 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов. Сплошные кривые – расчет с  $\alpha=0$  и параметрами из табл. 2. Цифры на рисунках – энергии в МэВ.

## Выводы

Основным результатом настоящей работы является указание на принципиаль-

ную возможность описания данных по упругому рассеянию нейтронов широкого энергетического диапазона в рамках единого подхода, связанного с ис-

пользованием оптического потенциала, включающего дальное действие.

Показано, что положительная роль дального действия в описании полных сечений особенно заметна при реализации концепции «единой геометрии» для всего энергетического диапазона.

Расчет в рамках оптической модели обнаружил крайне слабую зависимость угловых распределений нейтронов электронвольтового диапазона от величины поляризуемости вплоть до  $2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ .

Наиболее чувствительными к введению дального действия является сечения малоуглового рассеяния при энергии нейтрона 1-3 МэВ. Хотя из расчета следует, что наилучшее описание их получается с дальним действием, соответствующим величине  $\alpha \sim 1 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ , вывод том, что дальное действие имеет поляризационную природу, не может быть сделан из анализа.

Поляризационная амплитуда должна удовлетворять квадратичной зависимости от заряда ядра, что может быть проверено лишь проведением аналогичного анализа сечения для других ядер.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аникин Г.В., Котухов И.И. // ВАН и Т Серия: Ядерные константы М; ЦНИИ атоминформ, 1996. Вып. 1 с 20.
2. Annand J.R.M., Finlay R.W. // Nucl. Phys. 1985, v. A 443, p.249.
3. Александров Ю.А., Самосвавт Т.Г., Сэрэтэр Ж., Цой Сор // Письма в ЖЕТФ 1996, т.4 с.196.
4. Yu L.L., Finlay R.W. // Nucl. Phys. 1997, v. A 443, p. 249.
5. Аникин Г.В., Котухов И.И. // Матер. I Международной конф. по нейтронно физике. М. ЦНИИ атоминформ, 1998, т.2, с.139
6. Lane R.O., Landsdorf A.S., Monahan J.E. // 7 Appl. Phys. 1994, v.12, p.135.
7. В.К.Лукиянов, Е.В. Земляная, К.В.Лукиянов. ЯФ 69, 2, 262 (2006).
8. В.Н.Куприков, В.В.Пилипченко, А.П.Созник, ЯФ, 69 1 (2006).