

## РАССЕЯНИЕ КИЛОВОЛЬТНЫХ НЕЙТРОНОВ СВИНЦОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНА

Д.А.Александров, Г.С.Самосват, Ж.Сарзатэр, Цой Ген Сор

Экспериментальное определение коэффициентов поляризуемости нуклонов дает очень полезную информацию, связанную с их внутренней структурой. В работе Гольданского и др. [1] получено значение коэффициента электрической поляризуемости протона  $\alpha_p = (0,9 \pm 0,4) \times 10^{-42} \text{ см}^3$ . Измерение соответствующей величины  $\alpha_n$  для нейтрона до сих пор не сделано. Трудности, возникающие на этом пути, настолько значительны, что пока речь может идти лишь об ее экспериментальных оценках. Такие оценки делались в ряде работ [2-6]. До недавнего времени наилучшей была оценка  $\alpha_n < 20 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$  [4], полученная в результате анализа данных по рассеянию нейтронов с энергиями выше 50 кэВ. В работе Александрова и др. [6] были проведены предварительные результаты по рассеянию на свинце при более низких энергиях нейтронов до 7,5 кэВ. Они указывали на возможность существенно снизить оценку, полученную в работе Талера [4]. В настоящей заметке приводятся результаты аналогичных более тщательных опытов.

В процессе рассеяния электрическая поляризуемость может проявляться в том, что к чисто ядерному взаимодействию добавляется взаимодействие наведенного у нейтрона электрического дипольного момента

$\vec{p} = \alpha_n \vec{E}$  с кулоновским полем ядра  $\vec{E}$ . Это взаимодействие описывается потенциалом вида  $\alpha_n Z^2 e^2 / 2r^4$ , где  $Z$  - атомный номер ядра,  $e$  - заряд электрона. Амплитуда соответствующего "поляризационного" рассеяния, рассчитанная в борновском приближении [7], при разумных значениях  $\alpha_n$  оказывается много меньше ядерной, и на опыте ищется эффект интерференции "поляризационного" рассеяния с ядерным потенциальным рассеянием.

Если представить дифференциальное сечение рассеяния в виде

$$\sigma(\vartheta) = \frac{\sigma_0}{4\pi} \left[ 1 + \sum_{\ell=1}^{\infty} \omega_{\ell} P_{\ell}(\cos \vartheta) \right], \quad (1)$$

где  $\sigma_0$  - полное сечение потенциального рассеяния, и воспользоваться известным приближенным соотношением для фаз рассеяния на короткодействующем потенциале ядра

$$\delta_{\ell} \sim (kR)^{2\ell+1},$$

где  $k$  - волновое число нейтрона, а  $R$  - радиус ядра, то можно легко убедиться, что в случае чисто ядерного взаимодействия коэффициент  $\omega_1$  оказывается линейной функцией энергии нейтрона  $E$ . При учете интерференции ядерного рассеяния с "поляризационным" в  $\omega_1$  появляется член, пропорциональный  $k$ , так что

$$\omega_1 = aE + bE^{1/2}, \quad (2)$$

а для константы  $b$  получается следующее выражение:

$$b \approx -2,5 \cdot 10^{-4} \frac{m^{1/2} e^2}{\hbar^3} \frac{\alpha_n Z^2}{\sigma_0^{1/2}}, \quad (3)$$

если энергию  $E$  в (2) выразить в килоэлектронвольтах ( $m$  - масса нейтрона). Знак минус в выражении (3) отражает собой факт, что реальная часть амплитуды ядерного рассеяния в рассматриваемом случае отрицательна.

Такой анализ был проведен для рассеяния нейтронов с энергиями в диапазоне 50-300 кэВ на ядрах урана и привел к указанной выше оценке  $\alpha_n$  [4]. В настоящей работе в качестве рассеивателя был выбран свинец, который удобен тем, что в изученной области энергий до 26 кэВ он не имеет сильных нейтронных резонансов, и это предохраняет от неопределенности анализа, связанной с пренебрежением роли резонансов. Выбранная область энергий также более удобна, поскольку в ней нелинейная зависимость  $\omega_1$  от  $E$  (формула (2)) сказывается намного заметнее.

Измерения были выполнены на импульсном реакторе Объединенного института ядерных исследований [9] методом времени пролета на базе

250 м с энергетическим разрешением, меняющимся от 20% при 1 кэВ до 100% при 26 кэВ. Значение эффективной энергии в каждой точке находилось путем численного интегрирования с учетом функции разрешения, спектра нейтронов и энергетической чувствительности детекторов. В качестве детекторов использовались пропорциональные борные счетчики типа СНМО-5 в количестве 180 шт. Интенсивность нейтронов, рассеиваемых полым свинцовым цилиндром диаметром 10 см с толщиной стенки 1 см, измерялась одновременно при всех энергиях и 9 значениях угла рассеяния от 30 до 150°.

Полученные угловые распределения, предварительно нормированные на распределение со средней энергией  $E_0 \approx 0,25$  кэВ, аппроксимировались по формуле

$$y(\vartheta) = c(1 + \omega_1 \cos \vartheta),$$

поскольку в нашем случае члены более высокого порядка по  $\cos \vartheta$  в разложении (1) несущественны. Вычисленные значения  $\omega_1$  для II энер-

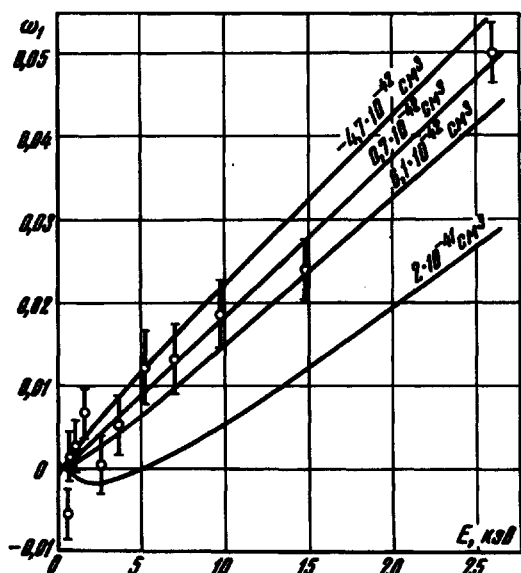


Рис. 1. Коэффициенты  $\omega_1$  для разных энергий нейтронов

гий нейтронов представлено на рис. 1. Указанные ошибки - статистические. Кривые рассчитаны по формуле (4) при фиксированном

$\alpha = 1,91 \cdot 10^{-3}$  и указанных значениях  $\alpha_n$ .

Дальнейшая обработка результатов состояла в представлении  $\omega_2$  в виде

$$\omega_2 = a (E - E_0) + b (E^{1/2} - E_0^{1/2}) \quad (4)$$

и определении коэффициентов  $a$  и  $b$ . Расчеты методом наименьших квадратов (который применялся также и при определении  $\omega_2$ ) дали следующий результат:  $a = (1,91 \pm 0,42) \cdot 10^{-3}$ ,  $b = (-0,07 \pm 1,96) \cdot 10^{-3}$ , откуда по формуле (3) имеем для  $\alpha_n$ :

$$\alpha_n = (0,3 \pm 9,2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3.$$

Более точная оценка поляризуемости получается при совместной обработке наших данных и данных Лангсдорфа и др., опубликованных в [8], по рассеянию на свинце в интервале 50–160 кэВ. Такая обработка дает  $a = (1,92 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$  и  $b = (-0,15 \pm 1,16) \cdot 10^{-3}$ , откуда  $\alpha_n = (0,7 \pm 5,4) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$  (см. рис. 2).

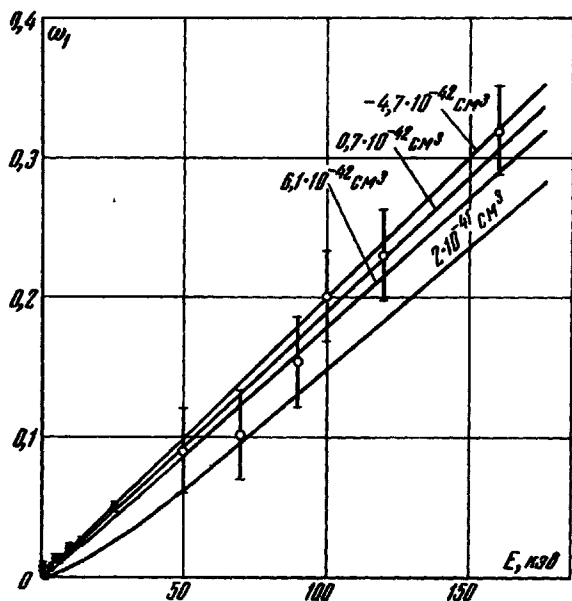


Рис. 2. То же, что и рис. 1. ○ — данные, полученные из работы Гольдберга и др. [8], ● — наши данные

Таким образом, можно утверждать, что с вероятностью  $\sim 68\%$  величина  $\alpha_n$  лежит в пределах:

$$-4,7 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 < \alpha_n < 6,1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3,$$

которые по порядку величины близки к теоретически ожидаемой величине  $(1 \pm 2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$  (ссылки на литературу указаны в препринте [6]).

Авторы благодарны Ф.Д.Шапиро за внимание к работе и полезные обсуждения, а также А.А.Ломкареву за помощь в измерениях.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступило в редакцию  
10 июня 1966 г.

#### Литература

- [1] В.И.Гольданский, О.А.Карпухи, А.В.Куденко, В.В.Павловская. *ЖЭТФ*, 38, 1965, 1960.
- [2] Д.А.Александров. *ЖЭТФ*, 33, 294, 1957.
- [3] M.Walt, D.B.Fossan. *Phys. Rev.*, 137B, 629, 1965.
- [4] E.M.Thaler. *Phys. Rev.*, 114, 827, 1959.
- [5] A.J.Elwyn, J.E.Monahan, R.O.Lane, A.Langsdorf, Jr., F.P.Mooring. *Phys. Rev.*, 142, 758, 1966.
- [6] Д.А.Александров, Д.Дорчоман, К.Сэрэвтер, Г.С.Самосват, ЦОИ Ген Сор. Программа и тезисы докл. XV ежегодн. совещ. по ядерн. спектроскопии и структуре атомного ядра. Минск, 25 января - 2 февраля 1965 г., стр. 83; Д.А.Александров, Г.С.Самосват. Препринт ОИЯИ, Р-2495, Дубна, 1965.
- [7] В.С.Бараменков, И.П.Стаханов, Д.А.Александров. *ЖЭТФ*, 32, 154, 1957.
- [8] M.D.Goldberg, V.M.May, J.R.Stehn. *BNL-400*, second edition, v. 21, 1962.
- [9] Б.Н.Бунин, И.М.Матора, С.К.Николаев, Л.Б.Пикельнер, И.М.Франк, Е.П.Шабалин, Ф.Д.Шапиро, Д.С.Язвицкий. Докл. на III Междунар. конф. ООН по исполъз. атомной энергии в мирных целях, 28/P/324, 1964.