

61
31

ЛХТ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Б. М. Головин, В. П. Джелепов, Ю. В. Катышев, А. Д. Конин, С. В. Медведь

P-231

**РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ
В ОБЛАСТИ МАЛЫХ УГЛОВ
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 590 МЭВ**

ЖЭТФ, 1959, т 36, в 3, с 735-738.

г. Дубна, 1958 год

Б. М. Головин, В. П. Джелепов, Ю. В. Катышев, А. Д. Конин, С. В. Медведь

P-231

**РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ
В ОБЛАСТИ МАЛЫХ УГЛОВ
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 590 МЭВ *) **)**

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

*) Работа доложена на IV-ой сессии Ученого совета Объединенного института ядерных исследований в мае 1958 года.

***) Статья направлена в ЖЭТФ.

Методом кольцевого рассеивателя определены дифференциальные сечения упругого ($n-p$)-рассеяния в области углов от 5° до 35° с.ц.и. при энергии нейтронов 590 Мэв. Наблюден сильный рост сечений с уменьшением угла рассеяния; при этом сечения рассеяния "вперед" превышают сечения рассеяния "назад". На основании сопоставления полученных результатов с предсказаниями оптической теоремы делается вывод о необоснованности рассмотрения процессов рассеяния нуклонов нуклонами при энергиях около 600 Мэв с использованием представлений о нуклоне, как о черном шарике.

В в е д е н и е

Одной из проблем, возникающих при исследовании взаимодействия нуклонов с нуклонами, является восстановление амплитуды упругого рассеяния

$$M = \alpha + \beta(\bar{b}_1 + \bar{b}_2)\bar{n} + \gamma(\bar{b}_1\bar{n})(\bar{b}_2\bar{n}) + \delta(\bar{b}_1\bar{\ell})(\bar{b}_2\bar{\ell}) + \varepsilon(\bar{b}_1\bar{m})(\bar{b}_2\bar{m}), \quad (I)$$

т.е. определение по экспериментальным данным комплексных величин α , β , γ , δ и ε для каждого угла рассеяния и энергии налетающих нуклонов. Имеющиеся в настоящее время опытные данные далеко недостаточны для решения этой задачи и поэтому представляет интерес получение из отдельных опытов численных значений различных независимых комбинаций коэффициентов амплитуд. В частном случае для рассеяния вперед ($\vartheta = 0^\circ$) выражение (I) несколько упрощается вследствие того, что коэффициент γ ($\vartheta = 0^\circ$) обращается в нуль. В результате, сечение рассеяния на угол $\vartheta = 0^\circ$ принимает вид:

$$\sigma(\vartheta = 0^\circ) = |\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\delta|^2 + |\varepsilon|^2$$

С другой стороны, оптическая теорема позволяет найти мнимую часть бесспинового члена α амплитуды рассеяния вперед, используя данные о полных сечениях σ_t взаимодействия нуклонов с нуклонами при той же энергии:

$$\text{Im } \alpha(\vartheta = 0^\circ) = \frac{K\sigma_t}{4\pi} \quad (2)$$

где K - волновое число налетающего нуклона.

$$\text{Разность } \sigma(\vartheta = 0^\circ) - [\text{Im } \alpha(\vartheta = 0^\circ)]^2 = |\text{Re } \alpha|^2 + |\beta|^2 + |\delta|^2 + |\varepsilon|^2 \quad (3)$$

определяет вклад действительной части бесспинового и спиновозависимых членов амплитуды в рассеяние нуклонов вперед. Таким образом, знание полных сечений взаимодействия и дифференциального сечения рассеяния нуклонов на угол $\vartheta = 0^\circ$ дает возможность найти численные значения двух независимых функций (2) и (3) от коэффициентов амплитуды рассеяния для этого угла.

Метод исследования и опытные данные.

В описываемой работе определены дифференциальные сечения ($n-p$)-рассеяния при средней энергии нейтронов $E_n = 590$ Мэв в интервале углов от 5° до 35° с.п.и. Для измерений была сконструирована специальная установка с кольцевым рассеивателем (подробно описана в /1/), схема опытов с которой представлена на рис.1. Коллимированный пучок нейтронов с расходимостью $\varphi = 0,5^\circ$ и поперечным сечением в виде кольца падал на соосный с ним рассеиватель. Последний представлял собой тор, а точнее многоугольник, собранный из цилиндрических блоков с диаметром 62 мм, расположенных по окружности со средним радиусом $R = 32$ см. Нейтроны, рассеянные на угол

$$\Phi_{л.с} = \alpha \text{ctg} \left(\frac{R}{X} \right) + \varphi, \quad (4)$$

регистрировались нейтронным телескопом, установленным на расстоянии X от кольцевого рассеивателя. Перемещение телескопа вдоль оси нейтронного пучка (изменение расстояния X) позволило изучать рассеяние нейтронов на разные углы. Эффект, связанный с рассеянием нейтронов протонами, находился как разность в счете с рассеивателями из полиэтилена и графита.

В работе непосредственно определялись лишь относительные величины сечений, что позволило исключить необходимость в определении абсолютной величины потока нейтронов и ряда характеристик нейтронного телескопа. Найденные относительные сечения нормировались на известное для этой энергии сечение ($n-p$)-рассеяния на угол $\vartheta = 35^\circ$ /2/. Результаты измерений приведены в таблице I. Указанные погрешности определяются статистическими ошибками измерений и погрешностью сечения, использованного для нормировки.

Таблица I

Угол рассеяния ϑ° с.п.и.	Относительные величины сечений ($n-p$)-рассеяния	Сечения ($n-p$)-рассеяния в единицах 10^{-27} см ² /стерад
5	$2,7 \pm 0,5$	10 ± 2
8	$2,2 \pm 0,3$	$8,2 \pm 1,4$
11,5	$1,7 \pm 0,2$	$6,4 \pm 0,9$
23	$1,2 \pm 0,1$	$4,3 \pm 0,5$
35 (нормировка)	1	$3,7 \pm 0,2$ /2/

Сечения ($n-p$)-рассеяния на углы 11° и 23° для нейтронов той же энергии были измерены ранее в нашей Лаборатории при помощи другой методики /3/. Значения сечений, полученные для этих углов, хорошо согласуются с соответствующими величинами, найденными в нашей работе.

Общие замечания о характере ($n-p$)-рассеяния
при энергии ~ 600 Мэв.

Данные таблицы I свидетельствуют об очень сильном возрастании сечений с уменьшением угла рассеяния; при этом, как показывает сравнение измеренных нами сечений с сечениями для углов близких к 180° ^{/2/}, при энергии 590 Мэв рассеяние "вперед" ($\vartheta = 0^\circ$) становится даже более вероятным, чем рассеяние "назад" ($\vartheta = 180^\circ$) в отличие от того, что наблюдалось при меньших энергиях нейтронов. Одной из причин такого изменения формы кривой упругого ($n-p$)-рассеяния с энергией может явиться резкое увеличение вклада неупругих процессов в сечение ($n-p$) взаимодействия при энергиях, больших 400 Мэв, придающее рассеянию дифракционный характер.

Большая анизотропия рассеяния, характеризующаяся тем, что при 590 Мэв сечение $\sigma_{np}(5^\circ)$ превышает в II раз сечение $\sigma_{np}(90^\circ)$, (равное согласно ^{/2/} $0,91 \pm 0,06 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$) и резкое увеличение сечений в области малых углов ($\vartheta = 10^\circ - 5^\circ$) являются дополнительными аргументами, подтверждающими установленную в ^{/3/} необходимость учета при анализе данных по упругому ($n-p$)-рассеянию при указанной энергии состояний с значениями орбитального момента порядка 6 и выше.

Численные значения выражений (2) и (3) и
заключение.

Имеющиеся в настоящее время в литературе экспериментальные данные позволяют определить минимую часть коэффициента α в выражении (I) для угла $\vartheta = 0^\circ$ в широкой области энергий. Соответствующие величины для взаимодействия нуклонов в состояниях с изотопическими спинами $T=0$ и $T=1$, вычисленные по формулам

$$\begin{aligned} \text{Im } \alpha_{T=1}(\vartheta=0^\circ) &= \frac{\kappa \sigma_t(pp)}{4\pi}, \\ \text{Im } \alpha_{T=0}(\vartheta=0^\circ) &= 2 \frac{\kappa \sigma_t(np)}{4\pi} - \frac{\kappa \sigma_t(pp)}{4\pi}, \end{aligned} \quad (5)$$

приведены на рис.2. При этом были использованы данные о полных сечениях, полученные как в нашей Лаборатории, так и за границей и приведенные в обзорах ^{/4/}. Можно видеть, что если при энергиях нейтронов, меньших 200 Мэв, величина $\text{Im } \alpha(\vartheta=0^\circ)$ определяется, в основном, вкладом от состояний с $T=0$, то при энергиях 600 Мэв вклады от обоих типов состояний становятся одинаковыми.

Для нахождения второй из указанных выше комбинаций коэффициентов амплитуды (выражение ^{/3/}) необходимо знать величину дифференциального сечения ($n-p$)-рассеяния для угла $\vartheta = 0^\circ$. Так как во всех известных исследованиях такие данные отсутствуют, мы отобрали те работы, в которых угловые зависимости сечений были изучены до углов, наиболее близких к нулю градусов,

и экстраполировали их к $\vartheta = 0^\circ$. Экстраполированные сечения для четырех энергий и найденные по ним вклады действительной части бесспинового и спиновозависимых членов амплитуды в сечение $(n-p)$ -рассеяния. вперед даны в таблице 2 (точность 10-20%).

Таблица 2

E_n в Мэв	90 Мэв ^{/5/}	137 Мэв ^{/6/}	400 Мэв ^{/7/}	590 Мэв данная работа
Бэкстрапол. ($\vartheta = 0^\circ$) в $10^{-27} \text{см}^2/\text{стерад}$	14	11	4,0	12
Бэкстрапол. ($\vartheta = 0^\circ$) - $[I_{\text{мдпр}}(\vartheta = 0^\circ)]^2$ в $10^{-27} \text{см}^2/\text{стерад}$	10	8,5	0,5	6

Оптическая теорема, позволяя вычислить мнимую часть бесспинового члена амплитуды рассеяния, определяет тем самым минимально возможную величину сечения рассеяния вперед, равную для энергии нейтронов 590 Мэв

$$\sigma_{\text{min}}(\vartheta = 0^\circ) = [I_{\text{мдпр}}(\vartheta = 0^\circ)]^2 = 5,8 \cdot 10^{-27} \text{см}^2/\text{стерад}$$

Сравнение полученных нами результатов с предсказаниями оптической теоремы показывает, что сечение $(n-p)$ -рассеяния для $E_n = 590$ Мэв достигает величины $\sigma_{\text{min}}(0^\circ)$ уже при угле рассеяния $\vartheta = 11^\circ$ и продолжает возрастать с уменьшением угла. Найденное значение разности

$\sigma_{\text{экстрапол.}}(\vartheta = 0^\circ) - [I_{\text{мдпр}}(\vartheta = 0^\circ)]^2$ (см. таблицу 2) свидетельствует о том, что при рассматриваемой энергии действительная часть бесспинового и спиновозависимые члены амплитуды вносят значительный вклад в $(n-p)$ -рассеяние вперед. Этот факт, вместе с полученными нами данными о значительной поляризации нуклонов при $(n-p)$ -рассеянии^{/8/}, позволяет сделать заключение о необоснованности попыток рассматривать процесс рассеяния нейтронов протонами при энергии около 600 Мэв на основании представлений о нуклоне, как о черном шарике, т.к. для такой модели амплитуда рассеяния вперед сводится к мнимой части бесспинового члена, а поляризация отсутствует^{/9/}. Этот вывод можно распространить и на (pp) -рассеяние при тех же энергиях, так как поляризация в этом случае также имеет значительную величину^{/10/}, а дифференциальные сечения, быстро возрастая с уменьшением угла, достигают предсказанного оптической теоремой минимального значения уже при $\vartheta = 15^\circ$ /11/.

Л и т е р а т у р а

1. Б.М.Головин, В.П.Джелепов, Д.В.Катышев, А.Д.Конин, С.В.Медведь.
Приборы и техника эксперимента (в печати).
2. Д.М.Казаринов, Д.Н.Симонов. ЖЭТФ, 31, 169, 1956.
3. Н.С.Амаглобели, Д.М.Казаринов. ЖЭТФ, 34, 53, 1958.
4. L.Beretta, C.Villi, F.Ferrari, Suppl.Nuovo Cimento
№ 3, 499, 1954. В.П.Джелепов, Б.М.Понтекорво, УФН, 64, 15, 1958.
5. O.Chamberlain, J.W.Easley, Phys.Rev. 94, 208, 1954.
6. J.J.Thresher, R.G.P.Voss, R.Wilson, Proc.Roy.Soc. A 229, 492, 1955.
7. A.J.Hartzler, R.T.Siegel, W.Opitz, Phys.Rev. 95, 591, 1954.
8. Б.М.Головин, В.П.Джелепов, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров. ЖЭТФ (в печати).
9. Л.И.Липидус. ЖЭТФ, 34, 1148, 1958 .
10. М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 33, 37, 1957.
11. Н.П.Богачев. ДАН СССР, 108, 806, 1956. Е.Г.Богомолов, С.М.Зомбковский,
С.Я.Никитин, Я.М.Селектор. CERN Symposium 2, 129, 1956.

.....

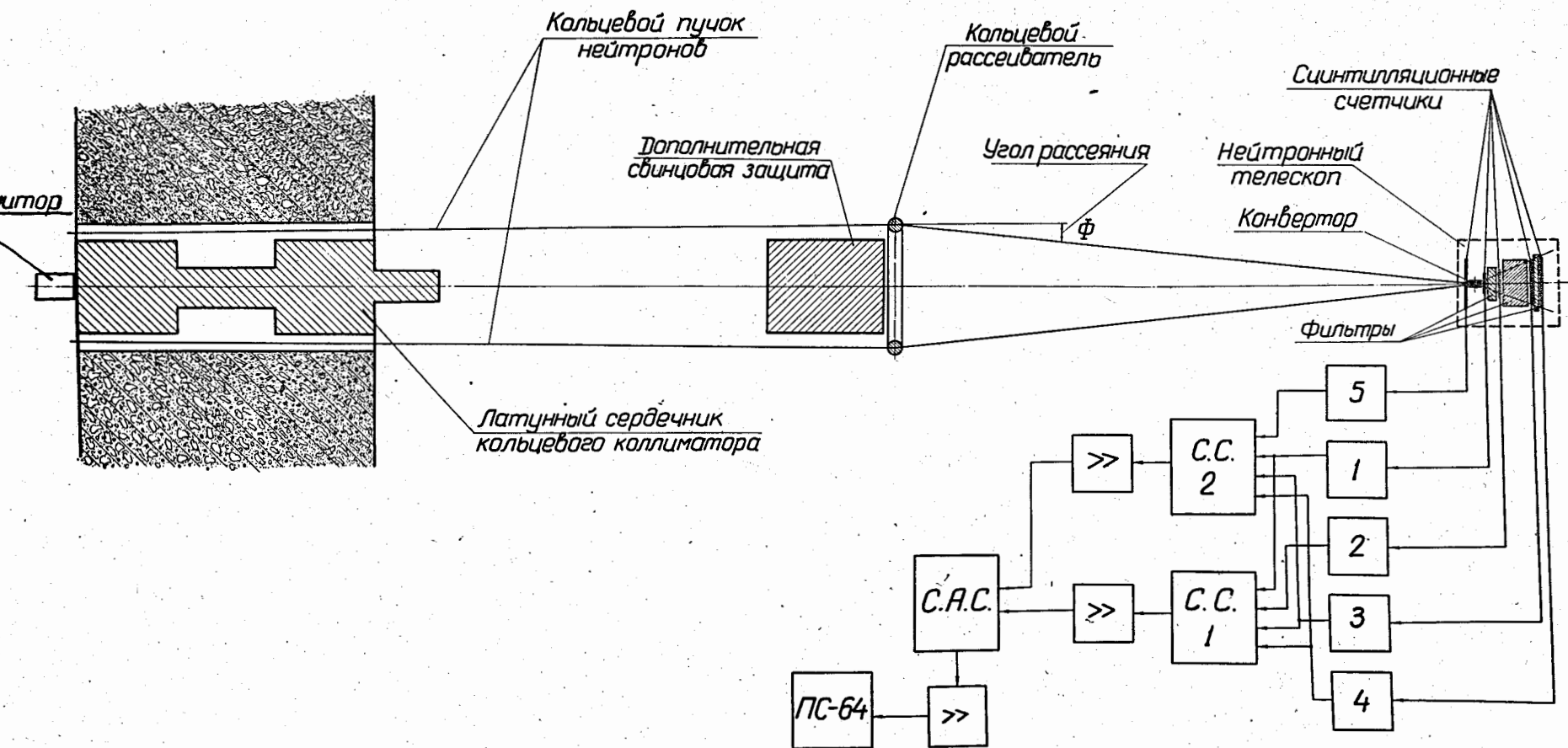


Рис. I Общая схема опыта.

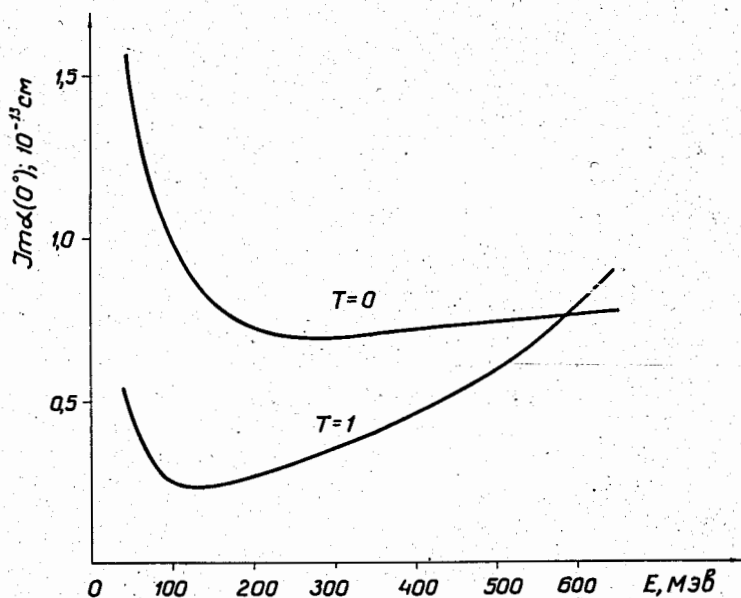


Рис.2 Энергетическая зависимость $\text{Im} \alpha (\vartheta = 0^\circ)$ для взаимодействия нуклонов в состояниях с $T=0$ и $T=1$ (точность $\sim 10\%$).

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА