

## ЗАРЯДОВО-ОБМЕННОЕ РАССЕЙЯНИЕ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ

В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, А.В.Ханзадеев

### Введение

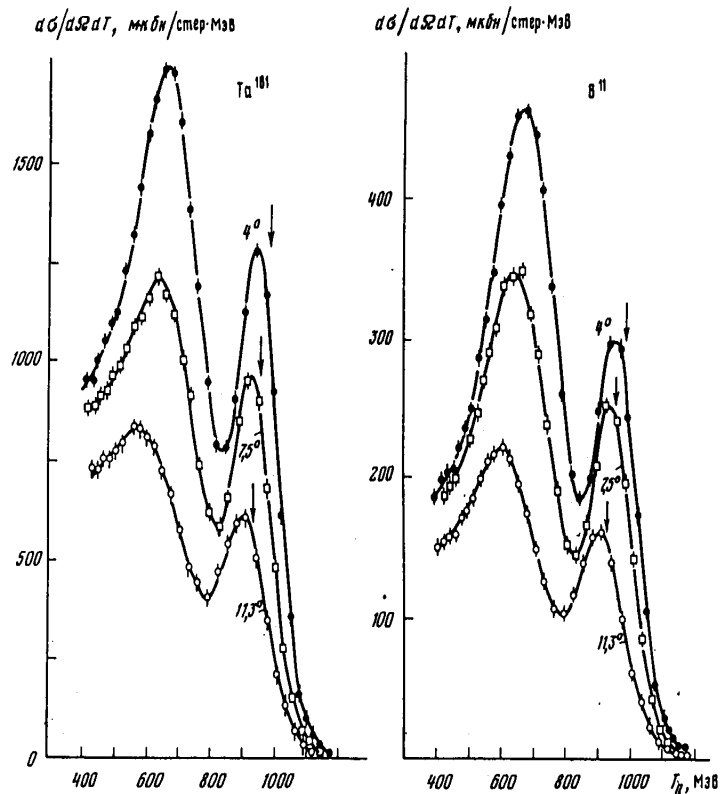
Исследование нейтронов, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами, важно для понимания механизма взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами и изучения структуры ядра. Однако экспериментов имеется крайне мало (см. [1] и ссылки в ней), и в основном они относятся к углу вылета нейтрона  $0^\circ$ . В большинстве работ сведения об энергетических спектрах получались при дополнительном рассеянии нейтронов на водородосодержащей мишени. В данной работе энергия нейтронов измерялась методом времени пролета с использованием временной микроструктуры пучка ускорителя [2]. Применение этого метода оказалось возможным благодаря хорошим временным параметрам пучка синхроциклотрона ЛИЯФ и позволило значительно увеличить скорость набора статистики по сравнению с методом двойного рассеяния. Впервые были выполнены систематические исследования процесса образования нейтронов под несколькими углами для широкого набора ядер с  $1 \leq A \leq 208$ .

Установка и методика измерений описаны в работе [1]. На рис.1 приведены двойные дифференциальные сечения образования нейтронов из ядер  $B^{11}$  и  $Ta^{181}$ . Аналогичные спектры наблюдаются и для других ядер. На всех спектрах видны два хорошо выраженных пика. Пик в области более высоких энергий связан с процессом квазиупругого выбивания нейтронов. Его положение ( $T_{кв}$ ) несколько отличается от значения энергии  $T_{кин}$ , соответствующего кинематике упругого  $pn$ -рассеяния. Зависимость величины  $\Delta E = T_{кин} - T_{кв}$ , которая характеризует среднюю энергию отделения нейтрона в данном процессе, приведены на рис.2. Как следует из рисунка, величина  $\Delta E$  становится практически постоянной для ядер тяжелее углерода. Сечения квазиупругого выбивания  $(d\sigma/d\Omega)^{кв}$  были получены при интегрировании энергетических спектров в области квазиупругого пика по процедуре, описанной в работе [1]. Зависимость  $(d\sigma/d\Omega)^{кв}$  от атомного номера ядра мишени имеет следующие особенности:

1. для симметричных ( $Z = N$ ) ядер  $(d\sigma/d\Omega)^{кв}$  пропорционально  $A^{1/3}$ ;
2. для ядер тяжелее  $Cu$  ( $N > Z$ ) зависимость  $(d\sigma/d\Omega)^{кв}$  меняет свой характер и становится близкой к  $A^{2/3}$ ;
3. для всех измеренных изотопов  $B, Mg, Ca, Sn$  наблюдается значительное возрастание сечения с увеличением числа нейтронов.

Отмеченные выше особенности могут быть описаны с точностью 10% простой феноменологической зависимостью:  $(d\sigma/d\Omega)^{кв} = C_{кв}(\theta) \frac{N}{Z} A^{1/3}$ , где  $C_{кв}(\theta)$  – нормировочный коэффициент, равный 18.5, 14.8 и 10.5 мбн/стер для углов 4, 7.5, и  $11.3^\circ$ , соответственно. Наблюдаемый в энергетических спектрах широкий максимум, отстоящий приблизительно на 300 МэВ от квазиупругого пика, связан в основном с образованием нейтронов в неупругих реакциях с рождением  $\pi$ -мезонов.

Зависимость сечения неупругого образования нейтронов с  $T_n > 400$  МэВ от  $A$  хорошо аппроксимируется выражением:  $(d\sigma/d\Omega)^{неуп} = C_{неуп}(\theta) A^{1/2}$ , где  $C_{неуп}(\theta)$  – нормировочный



**Рис.1.** Спектры нейтронов для  $B^{11}$  и  $Ta^{181}$  под углами  $4, 7.5$  и  $11.3^\circ$ . Стрелками показаны значения энергий нейтрона, соответствующие упругому  $pn$ -рассеянию.

коэффициент, равный  $51.3, 36.8$  и  $25.1$  мбн/стер для углов  $4, 7.5$  и  $11.3^\circ$ , соответственно. Интересно отметить, что для всех трех углов коэффициенты  $C_{\text{кв}}(\theta)$  и  $C_{\text{неуп}}(\theta)$  оказались близкими по величине к соответствующим значениям сечений квазиупругого и неупругого выбивания нейтронов из дейтерия, которые были измерены в этом же эксперименте.

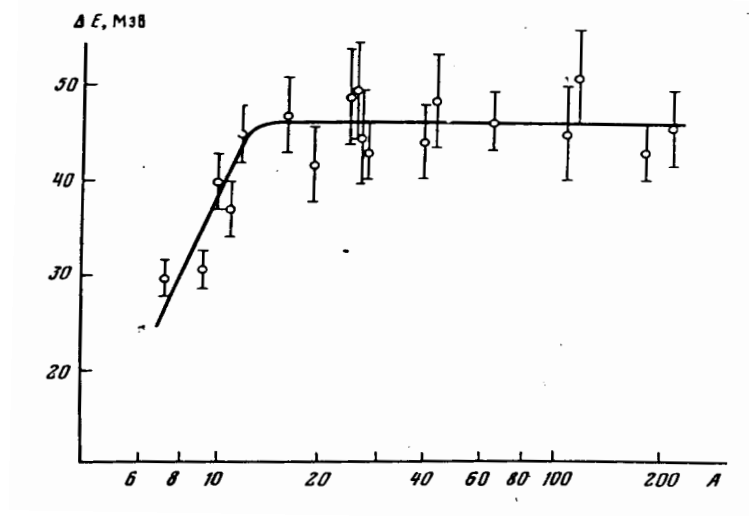
Сечение квазиупругого выбивания нейтронов было вычислено в рамках дифракционной теории Глаубера с учетом эффектов перерассеяния и поглощения падающего протонного пучка и образовавшихся нейтронов [3].

### Зарядово-обменное рассеяние в теории Глаубера

Рассмотрим процесс зарядово-обменного рассеяния протонов на ядре:



Если в эксперименте не выделяется состояние оставшегося ядра и, таким образом, проводится суммирование сечения по всем конечным состояниям (ядро  ${}^{Z+1} A_{N-1}$  может находиться в возбужденном состоянии), то из условия полноты сечение реакции (1) определяется только волновой функцией основного состояния ядра и может быть рассчитано по теории Глаубера. При этом достаточно иметь экспериментальное разрешение при измерении энергии нейтрона  $\sim 100$  МэВ, чтобы, с одной стороны, надежно отделиться от



**Рис.2.** Значения средних энергий отделения нейтронов в процессе квазиупругого выбивания. Кривая проведена от руки.

случаев образования нейтрона в процессах с рождением мезонов, а с другой – захватить достаточно большое число возможных конечных состояний ядра.

Сечение процесса (1) в рамках теории Глаубера может быть записано следующим образом [3]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 N \int d^2b d^2b' \exp(iq(b-b')) H_o(b, b') \times \\ \times [1 - h_p(b) - h^*(b') + H_p(b, b')]^Z [1 - h_n(b) - h_n^*(b') + H_n(b, b')]^{N-1}, \quad (2)$$

где

$$h_{p,n}(b) = \int \Gamma_{el}(b-s) \rho_{p,n}(r) d^3r, \\ H_{p,n}(b, b') = \int \Gamma_{el}(b-s) \Gamma_{el}^*(b'-s) \rho_{p,n}(r) d^3r, \\ H_o(b, b') = \int \Gamma_o(b-s) \Gamma_o^*(b'-s) \rho_n(r) d^3r, \\ \Gamma_{el,o}(b) = \frac{1}{2\pi i k} \int f_{el,o}(q) \exp(-iqb) d^2q;$$

здесь  $q = k - k_n$  – переданный импульс ( $t = -q^2$ );  $k, k_n$  – импульсы налетающего протона и вылетевшего нейтрона;  $s, b$  – поперечная координата одного из нуклонов ядра и вектор прицельного параметра, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению  $k$ ;  $N, Z$  – число нейтронов и протонов в ядре;  $f_{el}(q)$  – амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния;  $f_o(q)$  – амплитуда перезарядки  $pn \rightarrow np$ ;  $\rho_{p,n}(r)$  – одночастичная функция плотности протонов или нейтронов в ядре.

Окончательная формула для вычисления сечения зарядово-обменного процесса (1) в виде ряда по кратности рассеяния имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_1 |f_o(q)|^2 + N_2 \epsilon \left[ \frac{bA_1}{b+a_1} \exp\left(\frac{ba_1}{b+a_1}t\right) + \frac{bA_2}{b+a_2} \exp\left(\frac{ba_2}{b+a_2}t\right) \right] +$$

$$+ \dots + N_{m+1} \epsilon^m \left[ \frac{bA_1}{b + ma_1} \exp\left(\frac{ba_1}{b + ma_1} t\right) + \frac{bA_2}{b + ma_2} \exp\left(\frac{ba_2}{b + ma_2} t\right) \right] + \dots, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon &= C/(\sigma_{\text{эфф}} b); & t &= -q^2; & |f_{el}(q)|^2 &= C \exp(-bq^2); \\ |f_o(q)|^2 &= A_1 \exp(-a_1 q^2) + A_2 \exp(-a_2 q^2). \end{aligned}$$

Все результаты расчетов, обсуждаемые в дальнейшем, получены с использованием формулы (3).

## Результаты расчета

При расчете дифференциального сечения  $d\sigma/d\Omega$  реакции (1) использовались следующие данные по нуклон-нуклонному рассеянию при энергии 1 ГэВ:

$$\begin{aligned} \sigma_{pp}^{tot} &= 47.5 \text{ мбн}, & \sigma_{pn}^{tot} &= 38.2 \text{ мбн}, \\ \alpha_{pp} &= \frac{\text{Re} f_{el}^{pp}(0)}{\text{Im} f_{el}^{pp}(0)} = -0.1, & \alpha_{pn} &= \frac{\text{Re} f_{el}^{pn}(0)}{\text{Im} f_{el}^{pn}(0)} = -0.4, \\ b &= 6.5 (\text{ГэВ}/c)^{-2} \text{ (считаем, что } b_{pp} = b_{pn}), \\ C &= |f_{el}(0)|^2 = \left| \frac{f_{el}^{pp}(0) + f_{el}^{pn}(0)}{2} \right|^2, & f_{el}^{pp,pn}(0) &= \frac{ik}{4\pi} \sigma_{pp,pn} (1 - \alpha_{pp,pn}), \\ A_1 &= 24.4 \text{ мбн/стер}, & A_2 &= 21.8 \text{ мбн/стер}, \\ a_1 &= 156.0 (\text{ГэВ}/c)^{-2}, & a_2 &= 6.5 (\text{ГэВ}/c)^{-2} \end{aligned}$$

( $A_1, A_2, a_1, a_2$  получены из данных работы Бизарда и др.(1975)).

Распределение плотности нуклонов для ядер с  $A \geq 19$  выбиралось в виде ферми-распределения с двумя параметрами:

$$\rho_{p,n}(r) = \rho_{p,n}^0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_{p,n}}{a_{p,n}}\right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

где  $R$  – радиус половинной плотности,  $a$  – параметр диффузности.

Для легких ядер от  ${}^7\text{Li}$  до  ${}^{16}\text{O}$  вид плотности соответствовал гармоническому осцилляторному потенциалу

$$\rho_{p,n}(r) = \rho_{p,n}^0 \left[ 1 + \delta_{p,n} \left( \frac{r}{\alpha_{p,n}^0} \right)^2 \right] \exp \left[ - \left( \frac{r}{\alpha_{p,n}^0} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где  $\delta_p = (Z - 2)/3$ ,  $\delta_n = (N - 2)/3$ ,  $\alpha_{p,n}^0$  – радиальный параметр. Величина  $\rho_{p,n}^0$  находилась из условия нормировки ( $\int \rho_{p,n}(r) d^3r = 1$ ).

В расчете параметры распределения плотности протонов считались известными, а параметры пространственного распределения плотности нейтронов находились из сравнения расчетных (по формуле (3)) и экспериментально измеренных [1] сечений зарядово-обменного рассеяния).

Фитирование экспериментальных сечений под углами 4, 7.5 и 11.3° проводилось по формуле (3) методом наименьших квадратов. Для легких ядер, вплоть до кислорода, форма плотности выбиралась в виде (5) и при фитировании находился один параметр плотности распределения нейтронов  $a_n^0$ . Этот параметр связан с с.к.р. нейтронов формулой

$$\langle r_n^2 \rangle^{1/2} = a_n^0 (2.5 - 2/N)^{1/2}.$$

Определенные с.к.р. нейтронов для ядер с  $A \leq 16$  вместе с используемыми в расчете протонными с.к.р. приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры распределения плотности нейтронов для легких ядер

Ядро	$\alpha_n^0$ , ФМ	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ , ФМ	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ , ФМ	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ , ФМ
${}^7\text{Li}$	1.77(6)	2.51(8)	2.40	0.11(8)
${}^9\text{Be}$	2.11(5)	3.06(7)	2.51	0.55(7)
${}^{10}\text{B}$	1.73(4)	2.51(5)	2.45	0.06(5)
${}^{11}\text{B}$	1.70(4)	2.51(5)	2.40	0.11(5)
${}^{12}\text{C}$	1.75(3)	2.54(4)	2.45	0.12(4)
${}^{16}\text{O}$	1.90(4)	2.85(6)	2.71	0.14(6)

Как видно из таблицы, наблюдается существенное превышение нейтронного с.к.р. над протонным для  ${}^9\text{Be}$ . Такое превышение может быть связано с тем, что в ядре  ${}^9\text{Be}$  последний неспаренный нейтрон заметно удален от остова ядра, имеющего  $2\alpha$ -частичную структуру.

Для ядер с  $A \geq 19$  форма плотности выбиралась в виде двухпараметрического распределения (4). Поскольку  $d\sigma/d\Omega$  было измерено только в трех точках, одновременное определение двух параметров ( $R_n$  и  $a_n$ ) было невозможно, и один из параметров фиксировался и полагался равным соответствующему параметру протонного распределения. В одном варианте расчета фиксировался  $R_n$  ( $R_n = R_p$ ), в другом —  $a_n$  ( $a_n = a_p$ ). Оба варианта расчета давали одинаковое описание экспериментальных данных. На рис.3 проведено срав-

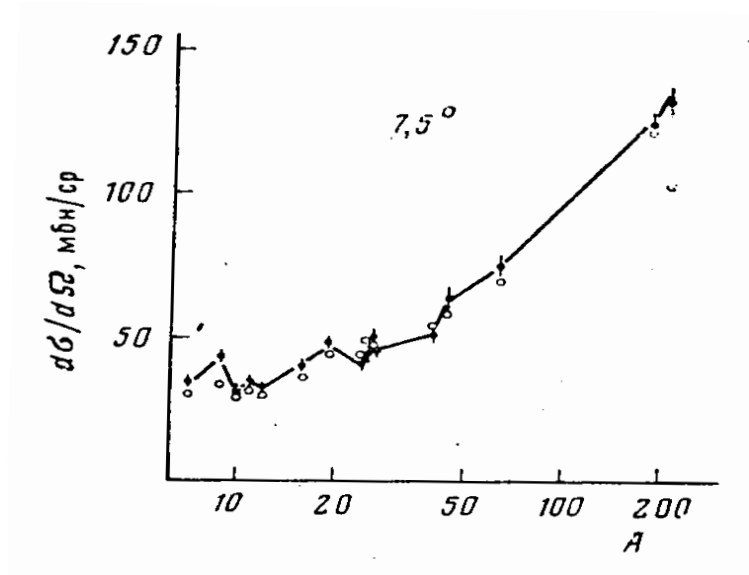


Рис. 3. Экспериментальные (●) и расчетные (○) ( $\rho_n(r) = \rho_p(r)$ ) сечения зарядово-обменного рассеяния. Сплошная кривая соединяет значения  $d\sigma/d\Omega$ , вычисленные с определенными в данной работе параметрами нейтронной плотности.

нение экспериментальных значений  $d\sigma/d\Omega$  с расчетными для угла  $7.5^\circ$ . Там же приведен расчет в предположении  $\rho_n(r) = \rho_p(r)$ . Полученные в двух вариантах расчета параметры распределения плотности нейтронов приведены в табл.2.

Таблица 2

Параметры распределения плотности нейтронов

Ядро	$\alpha_n$ , ФМ	$R_n$ , ФМ	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ , ФМ	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ , ФМ
$^{16}\text{F}$	0.564	2.82(7)	3.03(4)	+0.13(4)
	0.61(2)	2.59	3.03(4)	+0.13(4)
$^{24}\text{Mg}$	0.538	2.73(10)	2.91(5)	-0.12(5)
	0.49(2)	2.94	2.92(5)	-0.11(5)
$^{25}\text{Mg}$	0.608	2.43(12)	2.94(6)	-0.17(6)
	0.55(2)	2.76	2.95(5)	-0.16(5)
$^{26}\text{Mg}$	0.524	3.17(10)	3.14(6)	+0.08(6)
	0.55(2)	3.05	3.13(6)	+0.07(6)
$^{40}\text{Ca}$	0.563	3.39(9)	3.36(6)	-0.07(6)
	0.54(2)	3.51	3.37(5)	-0.06(5)
$^{44}\text{Ca}$	0.549	3.73(11)	3.54(7)	+0.10(7)
	0.58(3)	3.58	3.52(6)	+0.08(6)
Cu*	0.569	4.40(5)	3.97(4)	+0.09(4)
	0.60(1)	4.20	3.95(4)	+0.07(4)
$^{116}\text{Sn}$	0.552	5.59(10)	4.79(7)	+0.12(7)
	0.52(3)	5.42	4.74(5)	+0.07(5)
$^{124}\text{Sn}$	0.534	5.80(10)	4.91(7)	+0.22(7)
	0.61(3)	5.49	4.82(5)	+0.13(5)
$^{181}\text{Ta}$	0.640	6.42(6)	5.51(5)	+0.03(5)
	0.65(2)	6.38	5.50(4)	+0.02(4)
Pb*	0.494	7.22(6)	5.89(5)	+0.39(5)
	0.64(2)	6.69	5.70(4)	+0.20(4)

\* Естественная изотопическая смесь.

**Примечание.** Приведенные в скобках ошибки нейтронных параметров не учитывают погрешности параметров протонных распределений. В таблице приведены два варианта обработки с фиксированным параметром  $\alpha_n = \alpha_p$  и с фиксированным  $R_n = R_p$  (параметры, указанные без ошибок, являются фиксированными).

Как видно из табл.2, для большинства ядер, за исключением наиболее тяжелых, величина с.к.р. нейтронов почти не зависит от вариантов обработки и может служить достаточно надежной характеристикой распределения нейтронов в этих ядрах. Для исследования чувствительности определения с.к.р. нейтронов к варианту обработки в тяжелых ядрах были выполнены дополнительные расчеты с фиксированным  $R_n = 0.9R_p$  и с фиксированным  $a_n = 1.1a_p$ . Величина с.к.р. нейтронов оказалась наиболее чувствительной к предположению о величине параметра  $R_n$ . Так, например, для свинца вариант расчета с фиксированным  $R_n = 0.9R_p$  приводит к совпадающим значениям с.к.р. нейтронов и протонов. Правда, чтобы согласовать экспериментальные данные с расчетом для этого ядра, требуется значительное увеличение параметра диффузности  $a_n$  ( $a_n = 0.810$  ФМ) по сравнению

с протонными данными ( $a_p=0.494$  Фм). Расчет с фиксированным значением  $a_n = 1.1a_p$  практически не изменяет величину с.к.р. нейтронов для всех ядер.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что в случае тяжелых ядер имеющиеся экспериментальные данные недостаточны для однозначного определения с.к.р. нейтронов. Необходимо провести более детальные измерения угловой зависимости  $d\sigma/d\Omega$ . Полученная информация о распределении нейтронов в таких ядрах, как  $^{124}\text{Sn}$  и  $\text{Pb}$ , может служить указанием на то, что в этих ядрах либо наблюдается превышение с.к.р. нейтронов над протонным с.к.р., либо с.к.р. совпадают, но наблюдается значительное увеличение параметра диффузности в распределении нейтронов. Для ядра  $^{181}\text{Ta}$  с.к.р. нейтронов и протонов оказались почти совпадающими в различных вариантах расчета. Такое совпадение может быть связано с тем, что  $^{181}\text{Ta}$  имеет сильно размытую по сравнению с большинством ядер поверхность протонного распределения ( $a_p = 0.64$  Фм).

При проведении расчетов было выполнено исследование ошибок в определении нейтронных с.к.р., связанных с неточностями знания параметров распределения плотности протонов и данных по нуклон-нуклонному взаимодействию. Так, изменение  $\sigma_{\text{эфф}}$  на 0.5 мбн приводит к изменению с.к.р. в наихудшем случае для  $\text{Pb}$  на  $\sim 0.04$  Фм. Изменение параметра нуклона в упругом нуклон-нуклонном рассеянии на  $0.5$   $(\text{ГэВ}/c)^{-2}$  меняет с.к.р. для  $\text{Pb}$  на 0.05 Фм. Наконец, когда вместо данных по перезарядке группы Бизарда и др. (1975) используются данные работы Шепарда и др. (1969) (в этой работе пучок нейтронов имел сплошной спектр в диапазоне энергий  $900 \div 1200$  МэВ), с.к.р. изменяется на  $\sim 0.2$  Фм. При введении общей нормировки на ядро  $^{27}\text{Al}$  все перечисленные выше ошибки существенно уменьшаются, и их суммарный вклад в с.к.р. нейтронов не превышает 0.05 Фм. Изменение параметров распределения плотности протонов в пределах экспериментальных ошибок приводит к изменению нейтронных с.к.р. на уровне  $\sim 0.05$  Фм. Таким образом, учет возможных ошибок экспериментальных данных, входящих в расчет, дает в с.к.р. ошибку  $\sim 0.07$  Фм.

Исследовалась устойчивость определения с.к.р. нейтронов к выбору формы распределения плотности. Для ядер  $^{40,44}\text{Ca}$  проводился расчет с трехпараметрической гауссовской плотностью. Изменение формы плотности не привело в пределах ошибок к изменению в значении нейтронных с.к.р.

## Образование нейтронов в $pp$ - и $pd$ - столкновениях

При взаимодействии протонов с энергией 1 ГэВ с водородом и дейтерием нейтроны могут образовываться в следующих реакциях:

$$pp \rightarrow n\pi^+p, \quad (6)$$

$$pd \rightarrow n\pi^+p(n), \quad pd \rightarrow n\pi^0p(p), \quad pd \rightarrow n\pi^0n(p), \quad (7)$$

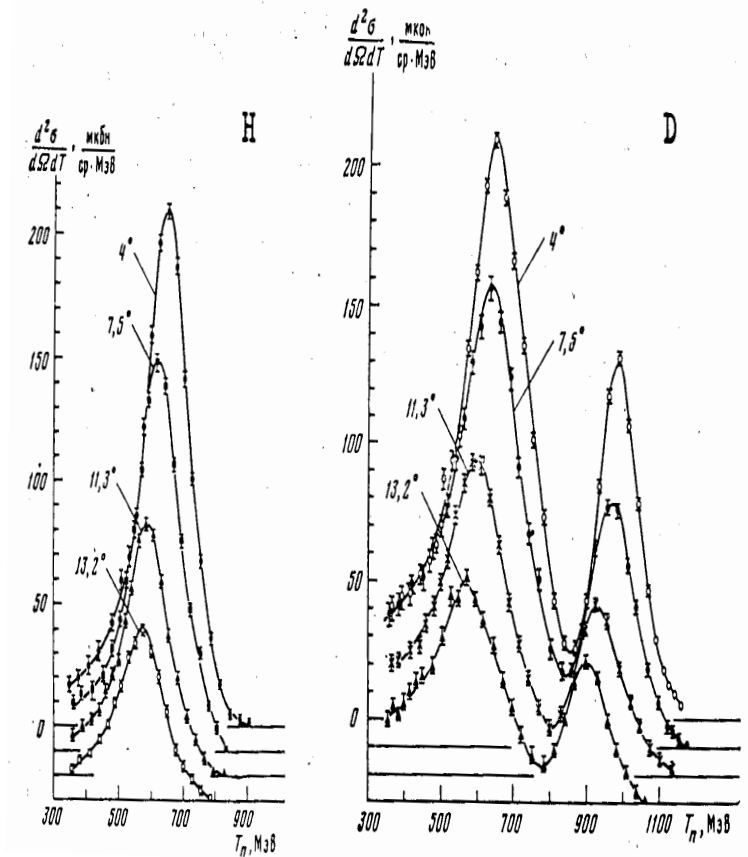
$$pd \rightarrow np(p), \quad (8)$$

где в скобках указаны нуклоны-спектаторы в дейтроне.

Измерение спектров нейтронов из реакций (6–7) представляет интерес с точки зрения исследования процесса образования мезонов в протон-протонных и протон-нейтронных взаимодействиях [4].

Нейтроны, образующиеся в реакции (8) под малыми углами, являются следствием процесса перезарядки  $pn \rightarrow np$ . Помимо самостоятельного интереса, изучение этого процесса

представляется важным и с той точки зрения, что сечение реакции  $pd \rightarrow n(pp)$  под углом  $0^\circ$  определяется спин-зависящими частями амплитуды  $np$ -перезарядки. Таким образом, исследование этого процесса позволяет получить информацию о спиновой структуре нуклон-нуклонных амплитуд. На рис.4 приведены двойные дифференциальные сечения образова-



**Рис.4.** Нейтронные спектры на водороде и дейтерии. Указаны статистические ошибки. Кривые проведены от руки.

ния нейтронов в диапазоне энергий 350–1000 МэВ из водорода и дейтерия под углами 4, 7.5, 11.3, 13.2°. На спектрах нейтронов из дейтерия видны два хорошо выраженных пика. Пик в области более высоких энергий связан с процессом квазиупругого выбивания нейтронов. Идентификация пика с наибольшей энергией как квазиупругого подтверждается тем, что на водороде (рис.4) такой пик отсутствует (нейтроны на водороде могут образовываться только в неупругом процессе с рождением  $\pi^+$ -мезона).

Пики при энергии вблизи 600 МэВ, наблюдающиеся как на водороде, так и на дейтерии, связаны с образованием нейтронов в неупругих реакциях. Подобие этих пиков по форме и положению может служить указанием на то, что в  $pd$ -столкновениях нейтроны, связанные с мезообразованием, образуются в квазисвободных  $pp$ - или  $pn$ -столкновениях. Положение максимумов пиков на водороде и дейтерии в спектре недостающей массы ( $M_x$ ) хорошо согласуется с массой  $\Delta(1232)$  резонанса (среднее значение  $M_x$  для всех

углов в максимумах спектров составляет  $1230 \pm 20$  МэВ/с<sup>2</sup>). Ширина пика на водороде  $M_x(\text{FWHM})=90 \pm 10$  МэВ/с<sup>2</sup>. На дейтерии наблюдается уширение пика  $M_x(\text{FWHM})=130 \pm 20$  МэВ/с<sup>2</sup>, что может быть связано с ферми-движением и перерассеянием нуклонов.

В табл.3 приведены сечения образования нейтронов в реакциях с рождением мезонов  $(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$ , проинтегрированные по измеренному энергетическому диапазону.

Таблица 3

Сечение образования нейтронов с энергией >350 МэВ в неупругих процессах

$\theta_n$ , град	$(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$ , мбн/ср		$\theta_n$ , град	$(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$ , мбн/ср	
	H	D		H	D
4	42.7±3.4	52.1±4.2	11.3	20.7±1.7	29.6±2.4
7.5	31.0±2.5	44.7±3.6	13.2	14.0±1.1	20.4±1.6

Если предположить, что при образовании нейтронов в реакциях (6–7) система  $(\pi N)$  имеет изоспин  $T = 3/2$ , то отношение  $(A)$  неупругих сечений на дейтерии и водороде должно равняться  $4/3$ . Отличие величины  $A$  от  $4/3$  дает оценку вклада состояний с  $T = 1/2$  в  $(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$ . Из наших данных это отношение, усредненное по всем углам, близко к  $4/3$  и составляет  $1.39 \pm 0.11$ . Таким образом, можно сделать вывод, что при энергии протонов 1 ГэВ вклад состояний с  $T = 1/2$  в сечение реакций (6–7) мал и доминирующим процессом является процесс образования в промежуточном состоянии изобары  $\Delta(1232)$ . Надо отметить, что величина  $A$ , полученная из данных работы Берка и др. (1976) по образованию нейтронов под углом  $0^\circ$  из водорода и дейтерия при энергии протонов 647 и 800 МэВ, составляет  $1.72 \pm 0.31$  и  $2.03 \pm 0.36$ , соответственно.

Полученные экспериментальные результаты по образованию нейтронов в реакции (8) дают возможность, используя данные по перезарядке в элементарном процессе  $pn \rightarrow np$ , определить вклад зависящей от спина амплитуды в сечение процесса  $pn \rightarrow np$  при  $t = 0$ .

В рамках импульсного приближения с использованием приближения полноты дифференциальное сечение перезарядки на дейтроне может быть выражено следующим образом:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_d = (1 - S(t))\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1 + \left(1 - \frac{1}{3}S(t)\right)\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2, \quad (9)$$

где  $S(t)$  – формфактор дейтрона;  $(d\sigma/dt)_1$ ,  $(d\sigma/dt)_2$  – части сечения элементарного процесса  $pn \rightarrow np$  перезарядки, соответственно, не зависящие и зависящие от спина. Из выражения (9) следует, что в импульсном приближении при  $t = 0$  ( $S(0) = 1$ ) дифференциальное сечение перезарядки на дейтроне полностью определяется частью сечения  $pn$ -перезарядки, зависящей от спина:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_d \Big|_{t=0} = \frac{2}{3} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2 \Big|_{t=0}. \quad (10)$$

Это объясняется следующим образом. При  $t = 0$  система двух протонов по принципу Паули может находиться только в состоянии со спином  $J = 0$ . Поскольку в начальном состоянии двух нуклонов (дейтрон)  $J = 1$ , то переход в состояние с  $J = 0$  может осуществляться (в импульсном приближении) исключительно за счет взаимодействия, зависящего от спина. Таким образом, экстраполируя величину сечения  $(d\sigma/dt)_d$  в точку  $t = 0$ , можно определить значение спин-зависящей части амплитуды процесса перезарядки вперед. Для экстраполяции была выбрана экспоненциальная зависимость от  $t$  типа  $B \cdot \exp(bt)$ . При фитировании было получено:

$$B = 21.4 \pm 2.0 \text{ мбн}/(\text{ГэВ}/c)^2, \quad b = 5.9 \pm 1.0 (\text{ГэВ}/c)^{-2}.$$

Чтобы оценить вклад спин-зависящей части амплитуды перезарядки  $pn \rightarrow np$  вперед, необходимо знать полную величину  $(d\sigma/dt)_p |_{t=0}$ . В работе Бизарда и др. (1975), выполненной при энергии 1 ГэВ, значение  $(d\sigma/dt)_p |_{t=0}$  составляет  $50.8 \pm 1.2 \text{ мбн}/(\text{ГэВ}/c)^2$ .

Исходя из этих данных, можно получить вклад  $R$  спин-зависящей части амплитуды при  $t = 0$  [4]:

$$R = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2 / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_p = \frac{3}{2} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_d / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_p$$

$$R = 0.63 \pm 0.06. \quad (11)$$

## Выводы

1. В рамках дифракционной теории Глаубера получено хорошее описание экспериментальных данных по зарядово-обменному рассеянию 1 ГэВ протонов на ядрах от Li до Pb под углами 4, 7.5, 11.3°.
2. Для большинства ядер полученные значения с.к.р. нейтронов оказались близкими к с.к.р. протонов. Существенное различие наблюдается в двух случаях:
  - (а) для ядра  ${}^9\text{Be}$  с.к.р. нейтронов значительно превышает протонный с.к.р.,
  - (б) для ядра Pb полученные экспериментальные данные указывают либо на превышение нейтронного с.к.р. над протонным на 0.2–0.4 Фм, либо на значительную величину параметра диффузности для нейтронов.
3. Вклад спин-зависящей амплитуды перезарядки  $pn \rightarrow np$  при  $t = 0$  равен  $0.63 \pm 0.06$ .

## Список литературы

- [1] В.Н.Батурин, В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, В.В.Нелюбин, В.В.Сулимов, А.В.Ханзадеев, Г.В.Щербаков. // Письма в ЖЭТФ, 1979. Т.30 (Вып.1). С.86–90; Препринт ЛИЯФ–445. Гатчина, 1978, 39с.
- [2] В.Н.Батурин, В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, В.В.Нелюбин, В.В.Сулимов, А.В.Ханзадеев, Г.В.Щербаков. // ПТЭ, 1979. № 4. С.44–47.
- [3] В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, А.В.Ханзадеев. // Ядерная физика, 1980. Т.31 (Вып.6). С.1501–1509.
- [4] В.Н.Батурин, В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, В.В.Нелюбин, В.В.Сулимов, А.В.Ханзадеев, Г.В.Щербаков. // Ядерная физика, 1980. Т.31 (Вып.2). С.396–402.