# ЗАРЯДОВО-ОБМЕННОЕ РАССЕЯНИЕ 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°. 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 $\mathrm{B}^{11}$ и $\mathrm{Ta}^{181}$. 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 ($T_{\text{кв}}$) несколько отличается от значения энергии $T_{\text{кин}}$, соответствующего кинематике упругого $pn$–рассеяния. Зависимость величины $\Delta E = T_{\text{кин}} - T_{\text{кв}}$, 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 $(d\sigma/d\Omega)^{\text{кв}}$ были получены при интегрировании энергетических спектров в области квазиупругого пика по процедуре, описанной в работе [1]. Зависимость $(d\sigma/d\Omega)^{\text{кв}}$ от атомного номера ядра мишени имеет следующие особенности:

1. для симметричных $(Z = N)$ ядер $(d\sigma/d\Omega)^{\text{кв}}$ пропорционально $A^{1/3}$;

2. для ядер тяжелее Cu $(N > Z)$ зависимость $(d\sigma/d\Omega)^{\text{кв}}$ 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: $(d\sigma/d\Omega)^{\text{кв}} = C_{\text{кв}}(\theta)\frac{N}{Z}A^{1/3}$, где $C_{\text{кв}}(\theta)$ – нормировочный коэффициент, равный 18.5, 14.8 и 10.5 мбн/стер для углов 4, 7.5, и 11.3°, 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: $(d\sigma/d\Omega)^{\text{неуп}} = C_{\text{неуп}}(\theta)A^{1/2}$, где $C_{\text{неуп}}(\theta)$ – нормировочный

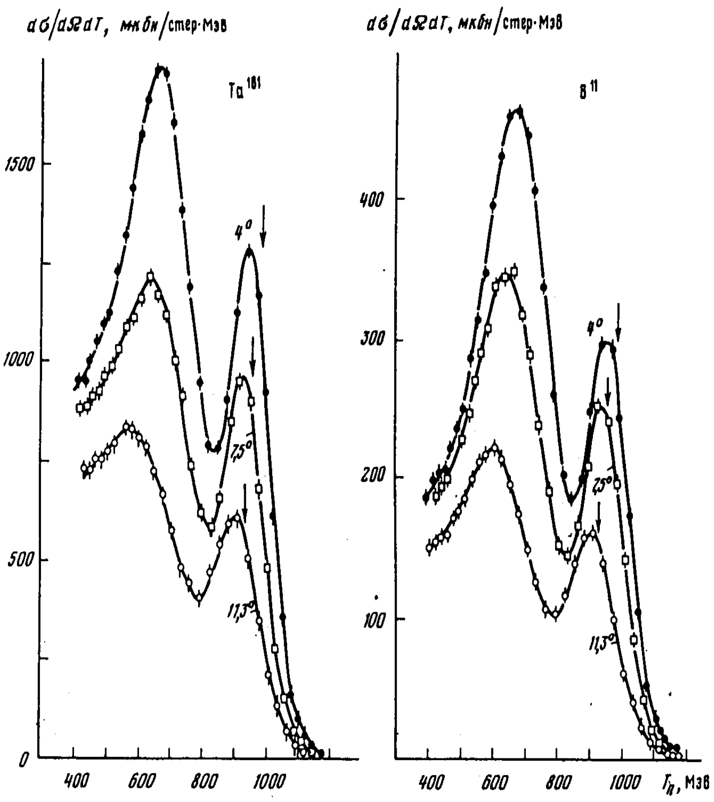


**Рис.1.** Спектры нейтронов для $B^{11}$ и $Ta^{181}$ под углами 4, 7.5 и 11.3°. Стрелками показаны значения энергий нейтрона, соответствующие упругому $pn$–рассеянию.

коэффициент, равный 51.3, 36.8 и 25.1 мбн/стер для углов 4, 7.5 и 11.3°, 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:

$$p + {}^{Z}A_N \to n + {}^{Z+1}A_{N-1} \tag{1}$$

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

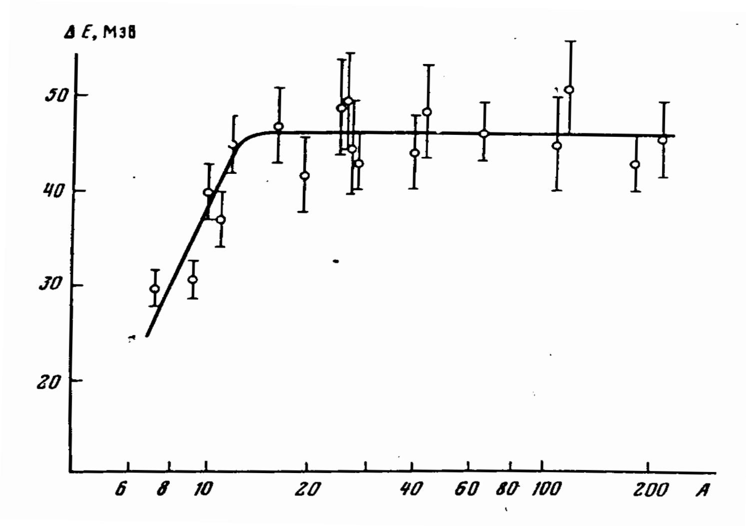


**Рис.2.** Значения средних энергий отделения нейтронов в процессе квазиупругого выбивания. Кривая проведена от руки.

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]:

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

где

$$\begin{aligned} h_{p,n}(b) &= \int \Gamma_{el}(b-s)\rho_{p,n}(r)d^3r, \\ H_{p,n}(b,b') &= \int \Gamma_{el}(b-s)\Gamma^*_{el}(b'-s)\rho_{p,n}(r)d^3r, \\ H_o(b,b') &= \int \Gamma_o(b-s)\Gamma^*_o(b'-s)\rho_n(r)d^3r, \\ \Gamma_{el,o}(b) &= \frac{1}{2\pi ik}\int f_{el,o}(q)\exp(-iqb)d^2q; \end{aligned}$$

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 $pn \to np$; $\rho_{p,n}(r)$ – 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:

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

$$+\cdots+N_{m+1}\epsilon^m\Big[\frac{bA_1}{b+ma_1}\exp\Big(\frac{ba_1}{b+ma_1}t\Big)+\frac{bA_2}{b+ma_2}\exp\Big(\frac{ba_2}{b+ma_2}t\Big)\Big]+\cdots, \qquad (3)$$

где

$$\epsilon=C/(\sigma_{\text{эфф}}b); \qquad t=-q^2; \qquad \mid f_{el}(q)\mid^2=C\exp(-bq^2);$$
$$\mid f_o(q)\mid^2=A_1\exp(-a_1q^2)+A_2\exp(-a_2q^2).$$

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:

$$\sigma_{pp}^{tot} = 47.5\text{мбн}, \qquad \sigma_{pn}^{tot} = 38.2\text{мбн},$$
$$\alpha_{pp} = \frac{\mathrm{Re}f_{el}^{pp}(0)}{\mathrm{Im}f_{el}^{pp}(0)}=-0.1, \qquad \alpha_{pn} = \frac{\mathrm{Re}f^{pn}(0)}{\mathrm{Im}f_{el}^{pn}(0)}=-0.4,$$
$$b = 6.5\,(\text{ГэВ/с})^{-2}\,(\text{считаем, что } b_{pp}=b_{pn}),$$
$$C = \mid f_{el}(0)\mid^2=\mid\frac{f_{el}^{pp}(0)+f_{el}^{pn}(0)}{2}\mid^2, \qquad f_{el}^{pp,pn}(0) = \frac{ik}{4\pi}\sigma_{pp,pn}(1-\alpha_{pp,pn}),$$
$$A_1 = 24.4\ \text{мбн/стер}, \quad A_2=21.8\ \text{мбн/стер},$$
$$a_1 = 156.0\ (\text{ГэВ/с})^{-2}, \quad a_2=6.5\ (\text{ГэВ/с})^{-2}$$

($A_1, A_2, a_1, a_2$ 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:

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

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

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

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

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

$$<r_n^2>^{1/2}=a_n^0(2.5-2/N)^{1/2}.$$

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

Таблица 1

Параметры распределения плотности нейтронов для легких ядер

| Ядро | $\alpha_n^o$, Фм | $< r_n^2 >^{1/2}$, Фм | $< r_p^2 >^{1/2}$, Фм | $< r_n^2 >^{1/2} - < r_p^2 >^{1/2}$, Фм |
|---|---|---|---|---|
| $^7$Li | 1.77(6) | 2.51(8) | 2.40 | 0.11(8) |
| $^9$Be | 2.11(5) | 3.06(7) | 2.51 | 0.55(7) |
| $^{10}$B | 1.73(4) | 2.51(5) | 2.45 | 0.06(5) |
| $^{11}$B | 1.70(4) | 2.51(5) | 2.40 | 0.11(5) |
| $^{12}$C | 1.75(3) | 2.54(4) | 2.45 | 0.12(4) |
| $^{16}$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 $^9$Be. Такое превышение может быть связано с тем, что в ядре $^9$Be последний неспаренный нейтрон заметно удален от остова ядра, имеющего $2\alpha$–частичную структуру.

Для ядер с А$\geq$ 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-

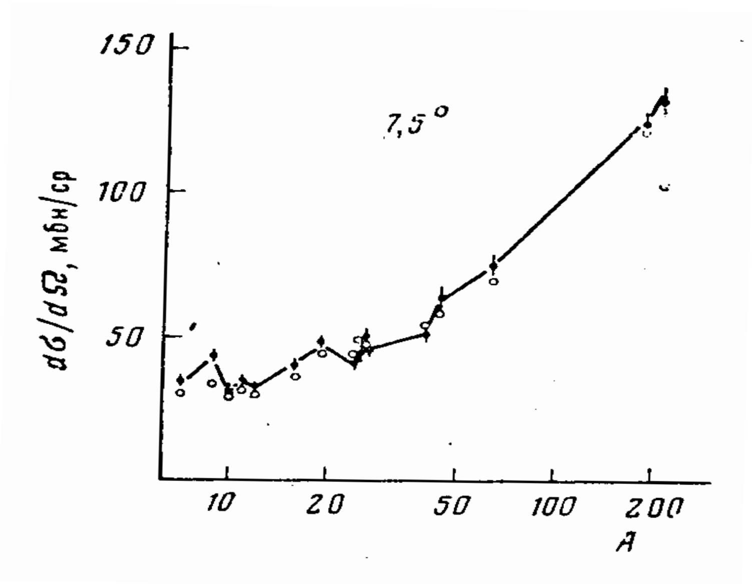


**Рис. 3.** Экспериментальные ($\bullet$) и расчетные ($\circ$) (с $\rho_n(r) = \rho_p(r)$) сечения зарядово-обменного рассеяния. Сплошная кривая соединяет значения $d\sigma/d\Omega$, вычисленные с определенными в данной работе параметрами нейтронной плотности.

нение экспериментальных значений $d\sigma/d\Omega$ с расчетными для угла 7.5°. 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 | $< r_n^2 >^{1/2}$, Фм | $< r_n^2 >^{1/2} - < r_p^2 >^{1/2}$, Фм |
|---|---|---|---|---|
| $^{16}$F | 0.564 | 2.82(7) | 3.03(4) | +0.13(4) |
| | 0.61(2) | 2.59 | 3.03(4) | +0.13(4) |
| $^{24}$Mg | 0.538 | 2.73(10) | 2.91(5) | -0.12(5) |
| | 0.49(2) | 2.94 | 2.92(5) | -0.11(5) |
| $^{25}$Mg | 0.608 | 2.43(12) | 2.94(6) | -0.17(6) |
| | 0.55(2) | 2.76 | 2.95(5) | -0.16(5) |
| $^{26}$Mg | 0.524 | 3.17(10) | 3.14(6) | +0.08(6) |
| | 0.55(2) | 3.05 | 3.13(6) | +0.07(6) |
| $^{40}$Ca | 0.563 | 3.39(9) | 3.36(6) | -0.07(6) |
| | 0.54(2) | 3.51 | 3.37(5) | -0.06(5) |
| $^{44}$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) |
| $^{116}$Sn | 0.552 | 5.59(10) | 4.79(7) | +0.12(7) |
| | 0.52(3) | 5.42 | 4.74(5) | +0.07(5) |
| $^{124}$Sn | 0.534 | 5.80(10) | 4.91(7) | +0.22(7) |
| | 0.61(3) | 5.49 | 4.82(5) | +0.13(5) |
| $^{181}$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 $a_n = 1.1 a_p$ 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 $^{124}$Sn и 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 $^{181}$Ta с.к.р. нейтронов и протонов оказались почти совпадающими в различных вариантах расчета. Такое совпадение может быть связано с тем, что $^{181}$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 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 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 $^{27}$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 $^{40,44}$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:

$$pp \to n\pi^+ p, \tag{6}$$

$$pd \to n\pi^+ p(n), \qquad pd \to n\pi^o p(p), \qquad pd \to n\pi^o n(p), \tag{7}$$

$$pd \to np(p), \tag{8}$$

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 $pn \to np$. Помимо самостоятельного интереса, изучение этого процесса представляется важным и с той точки зрения, что сечение реакции $pd \to n(pp)$ под углом 0° 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-

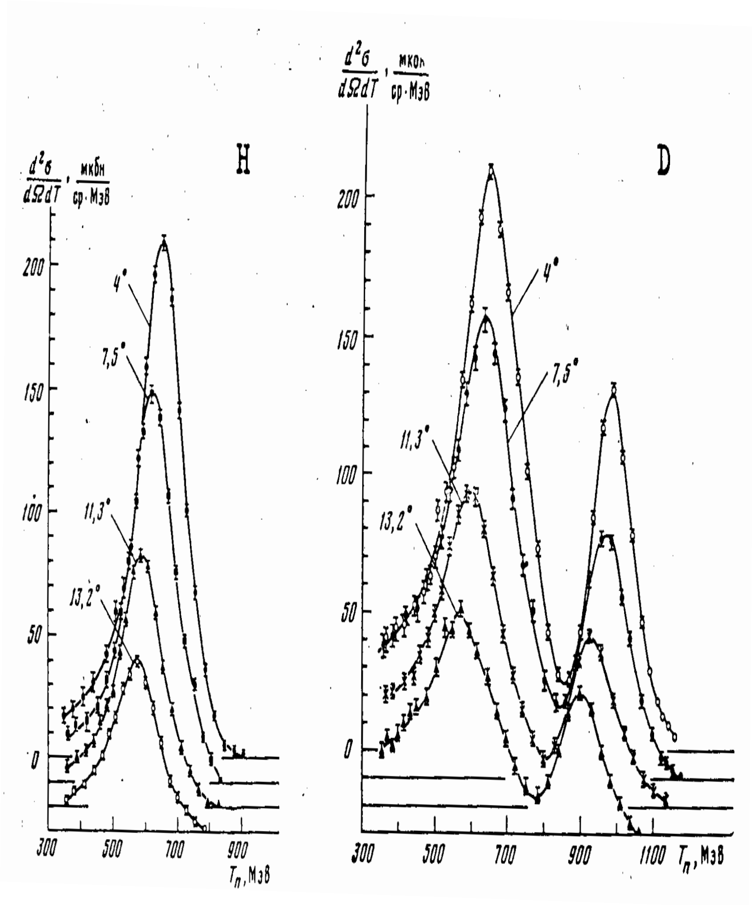


**Рис.4.** Нейтронные спектры на водороде и дейтерии. Указаны статистические ошибки. Кривые проведены от руки.

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 мезонообразованием, 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 ± 20 МэВ/с$^2$). Ширина пика на водороде $M_x$(FWHM)=90±10 МэВ/с$^2$. На дейтерии наблюдается уширение пика $M_x$(FWHM)=130 ± 20 МэВ/с$^2$, 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

| $\theta_n$, | $(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$, мбн/ср | | $\theta_n$, | $(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$, мбн/ср | |
|---|---|---|---|---|---|
| град | H | D | град | 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 ± 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° из водорода и дейтерия при энергии протонов 647 и 800 МэВ, составляет 1.72 ± 0.31 и 2.03 ± 0.36, соответственно.

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

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

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

где $S(t)$ – формфактор дейтрона; $(d\sigma/dt)_1$, $(d\sigma/dt)_2$ – части сечения элементарного процесса $pn \to np$ 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:

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

Это обьясняется 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:

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

Чтобы оценить вклад спин-зависящей части амплитуды перезарядки $pn \to np$ 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 $50.8 \pm 1.2$ мбн/(ГэВ/$c$)$^2$.

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

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

$$R = 0.63 \pm 0.06. \tag{11}$$

## 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 $^9$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 $pn \to np$ при $t = 0$ равен 0.63±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. No 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.