Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8, № 2(165). С. 157–168

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

РАЗДЕЛЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ $np \to pn$ НА FLIP- И NON-FLIP-ЧАСТИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $T_n = 0{,}5{-}2{,}0$ ГэВ

Р. А. Шиндин[1], *Д. К. Гурьев*,
А. А. Морозов, *А. А. Номофилов*, *Л. Н. Струнов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Новые результаты эксперимента «Дельта-сигма» по измерению отношения R_{dp} позволили с помощью формулы Дина разделить Flip- и Non-Flip-части дифференциального сечения реакции перезарядки $np \to pn$ под нулевым углом. Решения фазового анализа для $np \to np$ упругого рассеяния переведены в представление перезарядки $np \to pn$ с помощью унитарных преобразований, что показывает хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

The new «Delta-Sigma» experimental data on the ratio R_{dp} allowed separating the Flip and Non-Flip parts of the differential cross section of $np \to pn$ charge exchange process at the zero angle by the Dean formula. The PSA solutions for the $np \to np$ elastic scattering are transformed to the $np \to pn$ charge exchange representation using unitary transition, and good agreement is obtained.

PACS: 25.40.-h; 25.40.Kv

ВВЕДЕНИЕ

Основной задачей эксперимента «Дельта-сигма» [1] является получение полного набора np-данных под нулевым углом: спиновой разности полных сечений $\Delta\sigma_L(np)$ и $\Delta\sigma_T(np)$ для продольной L- и поперечной T-поляризаций нуклонов пучка и мишени, спин-корреляционных параметров $A_{00kk}(np)$ и $A_{00nn}(np)$ [2], неполяризационных сечений $\sigma_{0\,\mathrm{tot}}(np)$, $d\sigma/dt(np \to pn)$ и отношения R_{dp}. Переменная t является квадратом переданного 4-импульса от нейтрона пучка нейтрону отдачи в процессе перезарядки $np \to pn$. Главная цель этих исследований — определение реальных и мнимых частей амплитуд np-рассеяния в диапазоне энергий от 1,2 до 3,7 ГэВ. Чтобы снять знаковую неоднозначность в процедуре (DRSA) прямого восстановления реальных частей амплитуд, коллаборация «Дельта-сигма» провела измерения наблюдаемой $R_{dp} = d\sigma/dt(nd) \big/ d\sigma/dt(np)$ — отношения выходов квазиупругого и упругого процессов перезарядки под нулем, используя D_2- и H_2-мишени.

Величина R_{dp} позволяет найти отношение $r^{\mathrm{nfl/fl}}$ между Non-Flip- и Flip-вкладами (13, 14) в процессе $np \to pn$-перезарядки. Данную возможность обеспечивает свойство ядра дейтерия. При малых переданных импульсах оно работает как амплитудный фильтр

[1]E-mail: romanshindin@yandex.ru

в реакции $nd \to p(nn)$, и Non-Flip-часть исчезает благодаря принципу Паули для двух медленных нейтронов. Точная связь между значениями $r^{\mathrm{nfl/fl}}$ и R_{dp} определена формулой Дина [3–5]. Для полноты рассмотрения в разд. 2 мы следуем процедуре, предложенной в работе [5].

Упругая np-реакция может быть представлена как $np \to pn$-перезарядка под углом $\theta \equiv \theta_{\mathrm{CM}}$, когда рассеянной частицей считается протон, либо как рассеяние нейтрона в обратном направлении на угол $(\pi - \theta)$ в реакции $np \to np$, и протон в данном случае выполняет роль частицы отдачи. Хотя оба представления дают одинаковые дифференциальные сечения, разделение на Flip- и Non-Flip-части у них различно [6, 7], и основная причина этого будет показана в разд. 3. Чтобы сравнивать энергетические зависимости экспериментальных значений R_{dp} или $r^{\mathrm{nfl/fl}}$ с решениями фазового анализа (PSA), необходимы амплитуды реакции перезарядки. Поскольку обычно используется другое представление, требуется провести унитарное преобразование матрицы рассеяния $np \to np\,(\pi - \theta)$ в матрицу процесса $np \to pn\,(\theta)$.

1. ФОРМАЛИЗМ NN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В рамках изотопической инвариантности матрица упругого нуклон-нуклонного рассеяния записывается в виде

$$M(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = M_0(\mathbf{p}', \mathbf{p})\frac{1 - \widehat{\tau}^{(1)}\widehat{\tau}^{(2)}}{4} + M_1(\mathbf{p}', \mathbf{p})\frac{3 + \widehat{\tau}^{(1)}\widehat{\tau}^{(2)}}{4}, \tag{1}$$

где $\widehat{\tau}^{(1)}$ и $\widehat{\tau}^{(2)}$ являются операторами Паули двух нуклонов, $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}'$ — импульсы налетающей и рассеянной частиц, а спиновые матрицы M_0 и M_1 описывают NN-рассеяние в чистых изотопических состояниях $T = 0$ и $T = 1$ соответственно. Используя обычные операторы спина $\widehat{\sigma}^{(1)}$ и $\widehat{\sigma}^{(2)}$, матрицы M_0 и M_1 можно записать в амплитудном представлении Гольдбергера–Ватсона [8, 9]:

$$M_T(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = a_T + b_T(\widehat{\sigma}^{(1)}\mathbf{n})(\widehat{\sigma}^{(2)}\mathbf{n}) + c_T(\widehat{\sigma}^{(1)}\mathbf{n} + \widehat{\sigma}^{(2)}\mathbf{n}) + \\ + e_T(\widehat{\sigma}^{(1)}\mathbf{m})(\widehat{\sigma}^{(2)}\mathbf{m}) + f_T(\widehat{\sigma}^{(1)}\mathbf{l})(\widehat{\sigma}^{(2)}\mathbf{l}). \tag{2}$$

Здесь амплитуды $(a,\ b,\ c,\ e,\ f)$ являются комплексными функциями энергии взаимодействующих частиц и переменной $\cos\theta = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{p}')/(|\mathbf{p}| \cdot |\mathbf{p}'|)$, индекс T равен значению изотопического спина, а базисные векторы определены формулами

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} \times \mathbf{p}'|}, \quad \mathbf{m} = \frac{\mathbf{p} - \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{p} + \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} + \mathbf{p}'|}. \tag{3}$$

Если направление рассеяния изменить на обратное $\mathbf{p}' \to -\mathbf{p}'$, получим инвертированный базис $(\widetilde{\mathbf{n}}, \widetilde{\mathbf{m}}, \widetilde{\mathbf{l}})$, который связан с векторами $(\mathbf{n}, \mathbf{m}, \mathbf{l})$ следующим образом:

$$\widetilde{\mathbf{n}} = -\mathbf{n}, \quad \widetilde{\mathbf{m}} = \mathbf{l}, \quad \widetilde{\mathbf{l}} = \mathbf{m}. \tag{4}$$

Переходя от нуклонов к реальным нейтрону и протону, получаем четыре независимых варианта NN-взаимодействия (pp, nn, np и pn). После несложных преобразований формулы (1) находим собственные матрицы рассеяния для этих вариантов:

$$M^{pp} = M_1 \times \frac{1}{4}\left(1 - \tau_3^{(1)} - \tau_3^{(2)} + \tau_3^{(1)}\tau_3^{(2)}\right), \quad (5)$$

$$M^{nn} = M_1 \times \frac{1}{4}\left(1 + \tau_3^{(1)} + \tau_3^{(2)} + \tau_3^{(1)}\tau_3^{(2)}\right), \quad (6)$$

$$M^{np\to np} = M^{pn\to pn} = \frac{1}{2}(M_1 + M_0) \times \frac{1}{2}\left(1 - \tau_3^{(1)}\tau_3^{(2)}\right), \quad (7)$$

$$M^{np\to pn} = M^{pn\to np} = \frac{1}{2}(M_1 - M_0) \times \left(\tau_+^{(1)}\tau_-^{(2)} + \tau_-^{(1)}\tau_+^{(2)}\right). \quad (8)$$

Здесь все операторы, стоящие справа за символом умножения «$\times$», являются эрмитовыми, а изоспиновые матрицы τ_3, τ_+ и τ_- определены так же, как в матричной механике Паули [10]:

$$\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \qquad \tau_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \tau_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Легко видеть, что вариант np, равно как и симметричный ему вариант pn, распадается на простое упругое рассеяние (7) и взаимодействие с перезарядкой (8), меняющее местами нейтрон и протон. Дифференциальное сечение любой из перечисленных упругих реакций без поляризации нуклонов определяется по формуле

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4}\,\mathrm{tr}\left\{MM^+\right\} = |a|^2 + |b|^2 + 2|c|^2 + |e|^2 + |f|^2, \quad (10)$$

в которой при чистых изотопических состояниях (5) и (6) берутся амплитуды с индексом $T = 1$, а в смешанных случаях (7) или (8) подставляются полусуммы $A = (1/2)(A_1 + A_0)$ или полуразности $A = (1/2)(A_1 - A_0)$ соответственно, где A — символ любой из пяти амплитуд.

2. FLIP- И NON-FLIP-ЧАСТИ РАССЕЯНИЯ

Используя амплитудное представление Гольдбергера–Ватсона (2), запишем матрицу M_σ, действующую только на спиновые переменные двух нуклонов:

$$M_\sigma = \widehat{\lambda} + \widehat{\sigma}^{(2)}\,\widehat{\mu}, \quad (11)$$

где

$$\widehat{\lambda} = a + c\,(\widehat{\sigma}^{(1)}\mathbf{n}) \quad \text{и} \quad \widehat{\mu} = b\,(\widehat{\sigma}^{(1)}\mathbf{n})\,\mathbf{n} + c\,\mathbf{n} + e\,(\widehat{\sigma}^{(1)}\mathbf{m})\,\mathbf{m} + f\,(\widehat{\sigma}^{(1)}\mathbf{l})\,\mathbf{l}. \quad (12)$$

Оператор $\widehat{\lambda}$ не изменяет спинового состояния частицы 2 и может быть определен как Non-Flip. Наоборот, $\widehat{\sigma}^{(2)}\,\widehat{\mu}$ преобразует проекции спина второго нуклона, что позволяет присвоить ему название Flip-оператора. Каждый из этих операторов дает свою собственную часть дифференциального сечения:

$$\frac{d\sigma}{dt}^{\mathrm{Non-Flip}} = \frac{1}{4}\,\mathrm{tr}\left\{\widehat{\lambda}\widehat{\lambda}^+\right\} = |a|^2 + |c|^2, \quad (13)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}^{\mathrm{Flip}} = \frac{1}{4}\,\mathrm{tr}\,\left\{\,\widehat{\sigma}\widehat{\mu}\widehat{\mu}^{+}\widehat{\sigma}\,\right\} = \frac{1}{4}\,\mathrm{tr}\left\{\,\widehat{\mu}\widehat{\mu}^{+}\right\} = |b|^2 + |c|^2 + |e|^2 + |f|^2. \tag{14}$$

Номера частиц в формулах (11) и (12) можно поменять местами, но в результате получим те же определения (13) и (14), что говорит об эквивалентности[1] понятий Flip и Non-Flip в отношении рассеянного нуклона и нуклона отдачи.

3. np-ПЕРЕЗАРЯДКА НА КВАЗИСВОБОДНОМ ПРОТОНЕ

Вероятность S-волнового состояния нуклонов в дейтроне $\geqslant 96\,\%$. Их характерный ферми-импульс $k_F = 45{,}78$ МэВ/c. Для анализа nd-реакции можно использовать импульсное приближение, что легко понять на примере простых вычислений. Если кинетическая энергия налетающего нейтрона равна 200 МэВ, то продолжительность τ_{nd} его столкновения с дейтроном оказывается почти в 12 раз меньше характерного периода T_d взаимодействия самих нуклонов в дейтроне $T_d/\tau_{nd} \approx v_n/v_F \approx 12$, где v_n и v_F — скорости нейтрона пучка и нуклона дейтрона соответственно, определенные в системе центра масс дейтрона. С ростом энергии это отношение увеличивается до 20, так что нуклоны дейтрона в реакции $nd \to p(nn)$ можно считать почти свободными частицами и рассмотреть данный процесс, используя формализм упругой перезарядки $np \to pn$. Обозначим налетающий нейтрон частицей 1, квазисвободный протон — частицей 2, а нейтрон-спектатор назовем частицей 3. Спин дейтрона равен $S = 1$, и проекции $S_z = +1, 0, -1$ на выбранную ось квантования в опыте с неполяризованным дейтроном имеют одинаковую вероятность 1/3. Если налетающий нейтрон также неполяризован, то число равновероятных спиновых состояний системы nd равно 6: $S_z^{nd} = \pm 3/2, \pm 1/2, \mp 1/2$. Переходя к расчету реакции $nd \to p(nn)$, необходимо ввести коэффициент 2/3, так как дифференциальное сечение перезарядки $np \to pn$ нормировано на четыре комбинации спинов нейтрона и протона. В начальном состоянии спиновые функции нуклонов дейтрона имеют вид

$$\chi_{1,+1} = (\uparrow^{(2)}\uparrow^{(3)}), \quad \chi_{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow^{(2)}\downarrow^{(3)} + \downarrow^{(2)}\uparrow^{(3)}), \quad \chi_{1,-1} = (\downarrow^{(2)}\downarrow^{(3)}). \tag{15}$$

Матрицу рассеяния M_σ возьмем в форме (11). Оператор $\widehat{\lambda}$ не действует на спин протона 2, поэтому $\widehat{\lambda}$ переводит эти функции (15) сами в себя и дает только триплетные состояния системы двух нейтронов после взаимодействия. Напротив, Flip-оператор $\widehat{\sigma}^{(2)}\widehat{\mu}$ может изменять проекции спина частицы 2 и привести не только к триплетным состояниям (15), но и к синглетному $S = 0$:

$$\chi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow^{(2)}\downarrow^{(3)} - \downarrow^{(2)}\uparrow^{(3)}). \tag{16}$$

[1]Данную эквивалентность нужно понимать в том смысле, что взаимодействие, определяемое Flip-оператором рассеянной частицы, происходит с той же вероятностью, что и Flip-взаимодействие нуклона отдачи. То же самое справедливо для оператора Non-Flip. Однако в каком-либо единичном рассеянии переворот спина одной частицы не обязательно приводит к перевороту спина второй. Проследить это можно с помощью четырех проецирующих операторов, аналогичных тем, которые используются в формулах (5)–(8), с заменой изотопических матриц τ на спиновые σ-матрицы.

Для упрощения расчетов запишем Flip-оператор в более удобном виде:

$$\widehat{\sigma}^{(2)}\,\widehat{\mu} = 2\left[\sigma_{+}^{(2)}\,\mu_{-} + \sigma_{-}^{(2)}\,\mu_{+}\right] + \sigma_{z}^{(2)}\,\mu_{z}, \tag{17}$$

где

$$\sigma_{\pm} = \frac{1}{2}\left(\sigma_x \pm i\sigma_y\right), \quad \mu_{\pm} = \frac{1}{2}\left(\mu_x \pm i\mu_y\right).$$

Получаем формулы

$$\widehat{\sigma}^{(2)}\,\widehat{\mu}\,\chi_0 = -\sqrt{2}\,\mu_{-}\chi_{1,\,1} + \sqrt{2}\,\mu_{+}\chi_{1,\,-1} + \mu_z\chi_{1,\,0}, \tag{18}$$

$$\widehat{\sigma}^{(2)}\,\widehat{\mu}\,\chi_{1,\,0} = \sqrt{2}\,\mu_{-}\chi_{1,\,1} + \sqrt{2}\,\mu_{+}\chi_{1,\,-1} + \mu_z\chi_0, \tag{19}$$

$$\widehat{\sigma}^{(2)}\,\widehat{\mu}\,\chi_{1,\,1} = \sqrt{2}\,\mu_{+}(\chi_{1,\,0} - \chi_0) + \mu_z\chi_{1,\,1}, \tag{20}$$

$$\widehat{\sigma}^{(2)}\,\widehat{\mu}\,\chi_{1,\,-1} = \sqrt{2}\,\mu_{-}(\,\chi_{1,\,0} + \chi_0) - \mu_z\,\chi_{1,\,-1}. \tag{21}$$

Сечения переходов $S_d = 1 \to S_{(nn)} = 1$ и $S_d = 1 \to S_{(nn)} = 0$, далее обозначенные как $\rho\,^{\lambda}_{1\to 1}$, $\rho\,^{\sigma\mu}_{1\to 1}$ и $\rho\,^{\sigma\mu}_{1\to 0}$, находим, суммируя по всем спиновым состояниям дейтрона и (nn)-системы:

$$\rho\,^{\sigma\mu}_{1\to 0} = \frac{2}{3}\left(2\,|\mu_{+}|^2 + 2\,|\mu_{-}|^2 + |\mu_z|^2\right) = \frac{1}{6}\mathrm{tr}\,\left\{\widehat{\mu}\widehat{\mu}^{+}\right\} = \frac{2}{3}\cdot\frac{d\sigma}{dt}^{\mathrm{Flip}}_{np\to pn}, \tag{22}$$

$$\rho\,^{\sigma\mu}_{1\to 1} = \frac{2}{6}\mathrm{tr}\,\left\{\widehat{\mu}\widehat{\mu}^{+}\right\} = \frac{4}{3}\frac{d\sigma}{dt}^{\mathrm{Flip}}_{np\to pn}, \tag{23}$$

$$\rho\,^{\lambda}_{1\to 1} = \frac{3}{6}\mathrm{tr}\,\left\{\widehat{\lambda}\widehat{\lambda}^{+}\right\} = 2\frac{d\sigma}{dt}^{\mathrm{Non-Flip}}_{np\to pn}. \tag{24}$$

Дифференциальное сечение реакции $nd \to p(nn)$ определяется умножением сечений $\rho\,^{\lambda}_{1\to 1}$, $\rho\,^{\sigma\mu}_{1\to 1}$ и $\rho\,^{\sigma\mu}_{1\to 0}$ на соответствующие им вероятности волновой функции двух нейтронов. Поскольку изоспин (nn)-системы равен $T = 1$, то в состояниях $\chi_{1,\,1}$, $\chi_{1,\,0}$ и $\chi_{1,\,-1}$, когда $S = 1$, эта система должна быть нечетной по орбитальному моменту L, а в состоянии χ_0 с полным спином $S = 0$ она будет четной. Пусть $\mathbf{r}$ — радиус-вектор нейтрона в системе центра масс (nn)-пары, и $\Psi(\mathbf{r})$ является волновой функцией нейтрона сразу после nd-взаимодействия. В импульсном представлении четная $a^{+}(\mathbf{k})$- и нечетная $a^{-}(\mathbf{k})$-волны запишутся в виде

$$a^{\pm}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\Psi(\mathbf{r})(\varphi_k^{*}(\mathbf{r}\,) \pm \varphi_k^{*}(-\mathbf{r}))\,dV, \text{ где } dV = dx\,dy\,dz. \tag{25}$$

Волновая функция $\varphi_k^{*}(\mathbf{r})$ является суперпозицией плоской и расходящихся сферических волн [12], и здесь мы используем следующую нормировку:

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty}\varphi_k(\mathbf{r})\varphi_k^{*}(\mathbf{r}')\,d^3\mathbf{k} = \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \tag{26}$$

После несложных вычислений находим вероятности четных и нечетных волн:

$$\varepsilon^{\pm} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} |a^{\pm}(\mathbf{k})|^2 \, d^3\mathbf{k} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Psi(\mathbf{r})\Psi^*(-\mathbf{r})\, dV, \quad \varepsilon^+ + \varepsilon^- = 1. \tag{27}$$

В процессе $nd \to p(nn)$-перезарядки нейтрон отдачи (и вся nn-система в целом) получает импульс $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$, где $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}'$ — импульсы налетающей и рассеянной частиц. Поэтому в системе центра масс (nn)-пары нейтронам добавляются импульсы $\mathbf{q}/2$ и $-\mathbf{q}/2$. Возмущенную волну $\Psi(\mathbf{r})$ можно записать в форме $\Psi(\mathbf{r}) = \Psi_d(\mathbf{r})\, \mathrm{e}^{i\,\mathbf{qr}/2}$, где $\Psi_d(\mathbf{r})$ — волновая функция дейтрона, что позволяет определить вероятности ε^+ и ε^- с помощью формфактора $F(t) = \int |\Psi_d(\mathbf{r})|^2\, \mathrm{e}^{i\,\mathbf{qr}}\, dV$:

$$\varepsilon^{\pm} = \frac{1}{2}\,(1 \pm F(t)), \ \text{где } t \equiv t(q, \Delta E) \approx -q^2. \tag{28}$$

В итоге имеем:

$$\frac{d\sigma}{dt}_{nd\to p(nn)} = \left[\rho^{\,\lambda}_{\,1\to1} + \rho^{\,\sigma\mu}_{\,1\to1}\right] \frac{1}{2}\,(1 - F(t)) + \left[\rho^{\,\sigma\mu}_{\,1\to0}\right] \frac{1}{2}\,(1 + F(t)). \tag{29}$$

Объединив $\rho^{\,\sigma\mu}_{\,1\to1}$ и $\rho^{\,\sigma\mu}_{\,1\to0}$, получаем формулу Дина [3–5]:

$$\frac{d\sigma}{dt}_{nd\to p(nn)} = \frac{d\sigma}{dt}^{\mathrm{Non-Flip}}_{np\to pn} (1 - F(t)) + \frac{d\sigma}{dt}^{\mathrm{Flip}}_{np\to pn} \left(1 - \frac{1}{3}\,F(t)\right). \tag{30}$$

Когда угол рассеяния близок к нулю, то $t \simeq 0$, и формфактор стремится к единице $F(t) \simeq 1$, поэтому Non-Flip-часть сечения исчезает и формула (30) упрощается:

$$\frac{d\sigma}{dt}_{nd\to p\,(nn)\,(0)} = \frac{2}{3}\frac{d\sigma}{dt}^{\mathrm{Flip}}_{np\to pn\,(0)}. \tag{31}$$

Это связывает величины $R_{dp}(0)$ и $r^{\mathrm{nfl/fl}}_{np\to pn\,(0)}$ очень простой зависимостью:

$$R_{dp}(0) = \frac{2}{3}\frac{\dfrac{d\sigma}{dt}^{\mathrm{Flip}}_{np\to pn\,(0)}}{\dfrac{d\sigma}{dt}_{np\to pn\,(0)}} = \frac{2}{3}\frac{1}{1 + r^{\mathrm{nfl/fl}}_{np\to pn\,(0)}}, \quad r^{\mathrm{nfl/fl}}_{np\to pn\,(0)} = \frac{2}{3}\,\frac{1}{R_{dp}(0)} - 1. \tag{32}$$

Таким образом, дейтрон в качестве амплитудного фильтра может быть использован в R_{dp}-измерениях для определения Flip- и Non-Flip-частей процесса перезарядки $np \to pn$, т. е. для наблюдения спиновых эффектов np-взаимодействия даже без поляризации нуклонов пучка и мишени. При изложении этого раздела мы следовали работе [5] и также привели некоторые уточнения, которые показались нам существенными. На протяжении ряда лет укрепилось мнение [13, 14], что в формуле (30) Non-Flip- и Flip-части $np \to pn$-перезарядки вперед можно замещать одноименными частями упругого $np \to np$-рассеяния назад. Это совершенно неверно и будет рассмотрено ниже (см. также [6, 7]). Мы не отвергаем самой возможности связать между собой дифференциальные сечения реакций $nd \to p(nn)$ и $np \to np$, но формула (30) не позволяет этого сделать, поскольку получена в предположении зарядово-обменного процесса $np \to pn$. Подтверждает это и сама работа Дина [4], где сказано: «For the non-charge-exchange reaction, however, no such simple result follows».

4. УНИТАРНЫЙ ПЕРЕХОД МЕЖДУ ПРЕДСТАВЛЕНИЯМИ $np \to np\,(\pi-\theta)$ И $np \to pn\,(\theta)$

Волновая функция двух тождественных фермионов должна быть антисимметрична относительно полной перестановки всех переменных. Для нуклонов это переменные пространства ($\mathbf{r}$), спина (ζ) и изоспина (η). Математическая запись данного правила имеет вид

$$\widehat{P}^M \times \Psi(\mathbf{r}_1,\, \mathbf{r}_2;\, \zeta_1,\, \zeta_2;\, \eta_1,\, \eta_2) = \Psi(\mathbf{r}_2,\, \mathbf{r}_1;\, \zeta_2,\, \zeta_1;\, \eta_2,\, \eta_1), \tag{33}$$

где $\widehat{P}^M$ — обменный оператор Майораны [10]:

$$\widehat{P}^M = -\frac{1+\widehat{\sigma}^{(1)}\widehat{\sigma}^{(2)}}{2}\frac{1+\widehat{\tau}^{(1)}\widehat{\tau}^{(2)}}{2}, \quad |\widehat{P}^M|^2 = 1. \tag{34}$$

Унитарность $\widehat{P}^M$ сохраняет квадрат волновой функции, а значит и дифференциальное сечение. В смысле эксперимента полная перестановка равносильна тому, что вместо частицы 1, рассеянной под углом θ, наблюдается частица 2, рассеянная в угол $(\pi-\theta)$, и первая теперь именуется частицей отдачи. Пусть рассеянная волна двух нуклонов имеет вид $\Psi = M\chi\chi^T$, где χ и χ^T — спиновая и изотопическая функции. При одинаковых начальных условиях переход от одного представления к другому равносилен действию оператора Майораны на матрицу рассеяния M. Амплитуды упругой реакции $np \to np\,(\pi-\theta)$ обозначим символом «$\sim$». Для перезарядки $np \to pn\,(\theta)$ находим

$$\begin{aligned} M^{np\to pn} &= \widehat{P}^M \times \widetilde{M}^{np\to np} = \\ &= -\frac{1+\widehat{\sigma}^{(1)}\widehat{\sigma}^{(2)}}{2}\frac{1+\widehat{\tau}^{(1)}\widehat{\tau}^{(2)}}{2} \times \frac{1}{2}\,(\widetilde{M_1}+\widetilde{M_0})\,\frac{1-\tau_3^{(1)}\tau_3^{(2)}}{2} = \\ &= -\frac{1+\widehat{\sigma}^{(1)}\widehat{\sigma}^{(2)}}{2} \times \frac{1}{2}\,(\widetilde{M_1}+\widetilde{M_0})\,(\tau_+^{(1)}\tau_-^{(2)} + \tau_-^{(1)}\tau_+^{(2)}). \end{aligned} \tag{35}$$

При выводе (35) использовались формулы $(1+\tau_3^{(1)}\tau_3^{(2)})(1-\tau_3^{(1)}\tau_3^{(2)}) = 0$, $\tau_+\tau_3 = -\tau_+$ и $\tau_-\tau_3 = \tau_-$. Наличие оператора $(\tau_+^{(1)}\tau_-^{(2)} + \tau_-^{(1)}\tau_+^{(2)})$ говорит, что вновь определенная матрица $M^{np\to pn}$ меняет местами n и p, как и должно быть согласно (8). Дальнейшее преобразование связано только со спиновой матрицей $\widetilde{M}_\sigma^{np\to np} = (1/2)\,(\widetilde{M_1}+\widetilde{M_0})$:

$$M_\sigma^{np\to pn} = -\frac{1+\widehat{\sigma}^{(1)}\widehat{\sigma}^{(2)}}{2} \times \widetilde{M}_\sigma^{np\to np}. \tag{36}$$

Взяв $\widetilde{M}_\sigma^{np\to np}$ в форме (2), используя формулы

$$\widehat{\sigma}^{(1)}\widehat{\sigma}^{(2)} \times \sigma_i^{(1)}\sigma_i^{(2)} = 1 - \widehat{\sigma}^{(1)}\widehat{\sigma}^{(2)} + \sigma_i^{(1)}\sigma_i^{(2)}, \text{ где } \ i = n, m, l, \tag{37}$$

$$\widehat{\sigma}^{(1)}\widehat{\sigma}^{(2)} \times (\sigma_n^{(1)} + \sigma_n^{(2)}) = \sigma_n^{(1)} + \sigma_n^{(2)}, \tag{38}$$

учитывая, что после перехода базис векторов изменился (4), находим равенство $c(\theta) = \widetilde{c}(\pi-\theta)$ и выражение для других четырех амплитуд:

$$\begin{pmatrix} a(\theta) \\ b(\theta) \\ e(\theta) \\ f(\theta) \end{pmatrix} = A \cdot \begin{pmatrix} \widetilde{a}(\pi-\theta) \\ \widetilde{b}(\pi-\theta) \\ \widetilde{e}(\pi-\theta) \\ \widetilde{f}(\pi-\theta) \end{pmatrix}, \text{ где } A = \begin{pmatrix} -1/2 & -1/2 & -1/2 & -1/2 \\ -1/2 & -1/2 & +1/2 & +1/2 \\ -1/2 & +1/2 & +1/2 & -1/2 \\ -1/2 & +1/2 & -1/2 & +1/2 \end{pmatrix}. \quad (39)$$

Матрица A является симметричной и унитарной: $A = A^{-1} = A^{+}$, $|A| = 1$. Это естественно, так как обратный переход задается тем же обменным оператором Майораны. Амплитуды $a(\theta)$ и $\widetilde{a}(\pi-\theta)$ не тождественны, что говорит о различии Non-Flip-частей (13) в двух представлениях. Аналогичное изменение происходит с Flip-амплитудами и их вкладом. Когда $\theta = 0$, симметрия пространства дает упрощения: $\widetilde{b}(\pi) = \widetilde{f}(\pi)$, $b(0) = e(0)$ и $\widetilde{c}(\pi) = c(0) = 0$. В этом случае получаем формулы, известные по работам [6, 7], где впервые была решена данная проблема для коллинеарной кинематики:

$$\begin{aligned} a(0) &= -\frac{1}{2}(\widetilde{a}(\pi) + 2\widetilde{b}(\pi) + \widetilde{e}(\pi)), \\ b(0) &= -\frac{1}{2}(\widetilde{a}(\pi) - \widetilde{e}(\pi)), \\ f(0) &= -\frac{1}{2}(\widetilde{a}(\pi) - 2\widetilde{b}(\pi) + \widetilde{e}(\pi)). \end{aligned} \quad (40)$$

В элегантном методе [6, 7] используется оператор Бартлетта [10]: $\widehat{P}^B = \dfrac{1}{2}(1 + \widehat{\sigma}^{(1)}\widehat{\sigma}^{(2)})$, меняющий спины двух фермионов, что связывает спиновые матрицы, как показано в формуле (36). Различие представлений становится еще очевидней, если разбить матрицу $\widetilde{M}_{\sigma}^{np\to np}$ на спин-синглетную SS и спин-триплетную ST части. Легко находим: $\widehat{P}^B \times SS = -SS$ и $\widehat{P}^B \times ST = ST$, поэтому

$$\widetilde{M}_{\sigma}^{np\to np} = SS + ST, \quad M_{\sigma}^{np\to pn} = -\widehat{P}^B \times \widetilde{M}_{\sigma}^{np\to np} = SS - ST, \quad (41)$$

т. е. смена представления равносильна изменению знака спин-триплетной части спиновой матрицы. Может возникнуть иллюзия, что унитарный переход действует лишь в отношении нейтрона и протона, однако для pp- или nn-матриц рассеяния преобразования будут те же самые, и правило (39) останется справедливым и для них. Заметим также, что амплитуда a, принадлежащая Non-Flip-части дифференциального сечения (13), часто обозначается как Spin-Independent. Этот термин нам кажется не совсем удачным, поскольку неравенством $a(\theta) \neq \widetilde{a}(\pi-\theta)$ определена ее зависимость от перестановки спинов двух частиц. На самом деле амплитуда a выражает собой ту часть матрицы, которая не зависит от ориентации спинов только внутри выбранного представления.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Коллаборация «Дельта-сигма» успешно провела измерения $R_{dp}(0)$ отношения в четырех сеансах в 2002–2007 гг. С использованием жидких D_2/H_2-мишеней, а также твердых $CD_2/CH_2/C$-мишеней было получено семь точек при энергиях $T_n = 0{,}5{-}2{,}0$ ГэВ (таблица, рис. 1). Предварительные данные по $R_{dp}(0)$ опубликованы в работах [15–17], и окончательные результаты представлены в статьях [18–21], где также приведено описание установки и методики измерений. Оказалось, что в диапазоне энергий $T_n = 0{,}5{-}2{,}0$ ГэВ величина $R_{dp}(0)$ ведет себя подобно константе на уровне 0,56 в пределах ошибок. С помощью формулы (32) мы рассчитали соответствующие отношения $r^{\mathrm{nfl/fl}}_{np\to pn\,(0)}$ (см. таблицу, рис. 2). Как хорошо видно, Non-Flip-часть всюду отлична от нуля, и ее вклад в дифференциальное сечение составляет $\approx 17\,\%$. Также мы наблюдаем хорошее согласие с результатами LAMPF [22, 23] и LRL [24] (см. три точки ниже 1 ГэВ), а при энер-

Результаты измерений $R_{dp}(0)$ и $r^{\mathrm{nfl/fl}}_{np\to pn\,(0)}$ и их полные ошибки $\varepsilon_{\mathrm{tot}}$

Параметры	T_n, ГэВ						
	0,55	0,8	1,0	1,2	1,4	1,8	2,0
R_{dp}	0,589	0,554	0,553	0,551	0,576	0,568	0,564
$\varepsilon_{\mathrm{tot}}$	0,046	0,023	0,026	0,022	0,038	0,033	0,045
$r^{\mathrm{nfl/fl}}$	0,133	0,204	0,206	0,209	0,158	0,174	0,183
$\varepsilon_{\mathrm{tot}}$	0,088	0,051	0,057	0,048	0,077	0,068	0,094

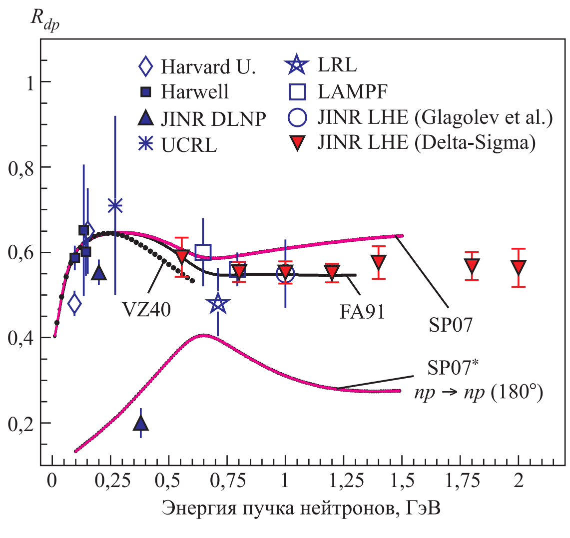

Рис. 1. Энергетическая зависимость $R_{dp}\,(0)$ отношения выходов $nd \to p\,(nn)$ квазиупругого и $np \to pn$ упругого процессов перезарядки под нулевым углом. Решения фазового анализа VZ40, FA91 и SP07, взятые из базы данных SAID как амплитуды реакции $np \to np\,(\theta = \pi)$, переведены с помощью (39) в представление $np \to pn\,(0)$, и значения $R_{dp}\,(0)$ рассчитаны по формуле (32). Кривая SP07* получена нами подстановкой в ту же формулу Non-Flip- и Flip-частей реакции $np \to np\,(\theta = \pi)$, т. е. без учета разницы представлений

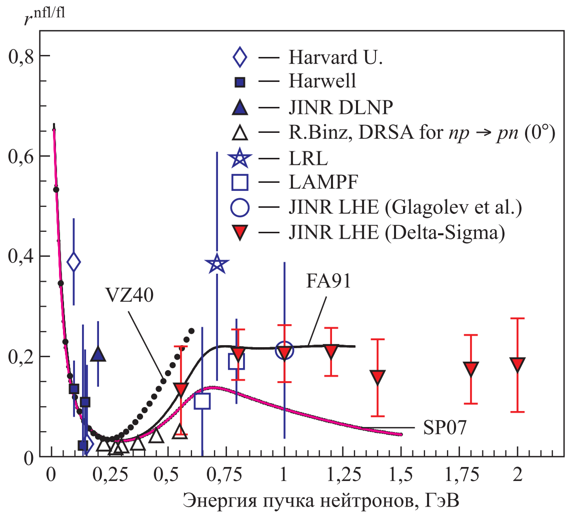

Рис. 2. Энергетическая зависимость $r^{\mathrm{nfl/fl}}_{np\to pn\,(0)}$ отношения Non-Flip- и Flip-частей процесса упругой перезарядки $np \to pn$ под нулевым углом. Наши и другие экспериментальные точки получены прямым вычислением по данным $R_{dp}\,(0)$ с использованием (32). Решения фазового анализа трансформированы по формулам (39). Точки Р. Бинца [13, 14], являющиеся результатом DRSA-анализа упругой реакции $np \to np\,(\theta = \pi)$, также приведены нами к представлению зарядово-обменного процесса $np \to pn\,(0)$

гии 1,0 ГэВ — полное совпадение с еще одной точкой ЛВЭ [25]. Согласно данным DLNP [26] (см. точку при 0,38 ГэВ) в наборе при энергии $T_n = 0{,}55$ ГэВ мы ожидали, что значение $R_{dp}(0)$ с убыванием энергии будет уменьшаться, чего на самом деле не произошло. Результат [26] вызывает у нас некоторые сомнения и сам по себе является критичным относительно второй точки DLNP [27]. Другие мировые данные UCRL [28], Harwell [29, 30] и Harvard University [31] принадлежат диапазону 90–270 МэВ.

Чтобы сравнить полученные результаты с фазовым анализом (PSA), мы взяли из базы данных SAID решения FA91 [32], VZ40 [33] и SP07 [34] для $np \to np\,(\theta = \pi)$ упругой реакции и с помощью (39) перевели их в представление перезарядки $np \to pn\,(0)$. Энергетические кривые $R_{dp}(0)$ и $r^{\mathrm{nfl/fl}}_{np\to pn\,(0)}$ рассчитаны по формулам (10), (13), (14), (32) и представлены на рис. 1, 2. Легко видеть, что экспериментальные данные близки решениям PSA и практически повторяют FA91. Без надлежащего унитарного перехода это согласие исчезает (см. кривую SP07* на рис. 1 или рис. 8 в [17]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием новых экспериментальных данных [21] и формулы Дина (32) рассчитаны семь значений отношения $r^{\mathrm{nfl/fl}}_{np\to pn\,(0)}$ между Flip- и Non-Flip-частями дифференциального сечения реакции перезарядки $np \to pn$ под нулем градусов в диапазоне энергий $T_n = 0{,}5{-}2{,}0$ ГэВ (см. таблицу, рис. 2). Установлено, что Non-Flip-часть не равна нулю и составляет в ней $\approx 17\,\%$.

Подробно рассмотрен унитарный переход между двумя представлениями np-взаимодействия: от упругой реакции $np \to np\,(\pi - \theta)$ к перезарядке $np \to pn\,(\theta)$ при любом значении угла рассеяния θ. Решения фазового анализа, измененные этим преобразованием, полностью согласуются с результатами эксперимента (см. рис. 1 и 2).

Благодарности. Мы благодарим проф. В. Л. Любошица и доктора Ю. Н. Узикова за помощь и теоретические консультации. Наш эксперимент был поддержан Российским фондом фундаментальных исследований, проекты № 02-02-17129 и № 07-02-01025.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sharov V. I. et al.* Research Program of LHE JINR / Ed. by A. M. Baldin // Delta-Sigma Experiment. Dubna, 1999. P. 37–43.
2. *Sharov V. I. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 37. P. 79; Yad. Phys. 2005. V. 68, No. 11. P. 185; Czech. J. Phys. 2005. V. 55. P. A289–A305.
3. *Dean N. W.* // Phys. Rev. D. 1972. V. 5, No. 7. P. 1661.
4. *Dean N. W.* // Ibid. No. 11. P. 2832.
5. *Glagolev V. V. et al.* JINR Commun. E1-99-280. Dubna, 1999.
6. *Lyuboshitz V. L., Lyuboshitz V. V.* // Proc. of the XI Intern. Workshop on Elastic and Diffractive Scattering. Towards High Energy Frontiers, Blois, France, May 15–20, 2005. Gioi Publ., 2006. P. 223–227.
7. *Lyuboshitz V. L., Lyuboshitz V. V.* // Proc. of the XIV Intern. Seminar on Interaction of Neuterons with Nuclei. Dubna, 2007. P. 64–74.
8. *Goldberger M. L., Nambu Y., Oehme R.* // Ann. Phys. (N. Y.). 1957. V. 2. P. 226.
9. *Goldberger M. L., Watson K. M.* Collision Theory. N. Y.: John Wiley & Sons, 1964.
10. *Блатт Дж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика. М., 1954. Гл. III. §§ 3, 5.
11. *Хюльтен Л., Сагавара М.* Строение атомного ядра. М., 1959. Т. IIL. Ч. I, гл. 4, разд. 13.
12. *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.* Квантовая механика. М., 1972. §§ 12, 62.
13. *Binz R.* Ph.D. Thesis. Freiburg Univ. Germany, 1991.
14. *Binz R. et al.* // Helvetica Phys. Acta. 1992. V. 65. P. 880.
15. *Strunov L. N. et al.* // Czech. J. Phys. 2006. V. 56. P. C343–C357.
16. *Morozov A. A. et al.* // Czech. J. Phys. 2005. V. 55. P. A307–A314.
17. *Morozov A. A. et al.* // Czech. J. Phys. 2006. V. 56. P. C369–C377.
18. *Strunov L. N. et al.* // Proc. of XII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-07). Dubna, 2007. P. 345–352; Eur. Phys. J. ST. 2008. V. 162. P. 125–132.
19. *Shindin R. A. et al.* // Proc. of XII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-07). Dubna, 2007. P. 353–357; Eur. Phys. J. ST. 2008. V. 162. P. 117–123.

20. *Sharov V. I. et al.* JINR Communs. E1-2008-61, E1-2008-62. Dubna, 2008.
21. *Sharov V. I. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 39. P. 267–280; ЯФ. 2009. Т. 72, № 6. С. 1051–1069 (Phys. At. Nucl. 2009. V. 72, No. 6. P. 1007–1025).
22. *Bonner B. E. et al.* // Phys. Rev. C. 1978. V. 17. P. 664.
23. *Bjork C. W. et al.* // Phys. Lett. B. 1976. V. 63. P. 31.
24. *Larsen R. R.* // Nuovo Cim. 1960. V. 18. P. 1039.
25. *Glagolev V. V. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 471; JINR Commun. P1-2006-112. Dubna, 2006.
26. *Dzhelepov V. P. et al.* // Izv. Akad. Nauk. 1955. V. 19. P. 573; Nuovo Cim. Suppl. 1956. V. 3. P. 61.
27. *Dzhelepov V. P.* // 1962 Intern. Conf. on High-Energy Physics at CERN. Geneva, July 4–11, 1962. P. 19.
28. *Cladis J. R., Hadley J., Hess W. N.* // Phys. Rev. 1952. V. 86. P. 110.
29. *Esten M. J. et al.* // Rev. Mod. Phys. A. 1965. P. 533.
30. *Langsford A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1967. V. 99. P. 246.
31. *Hofman J. A., Strauch K.* // Phys. Rev. 1953. V. 90. P. 559.
32. *Arndt R. A. et al.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 3995.
33. *Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. 2731.
34. *Arndt R. A. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 025209.

Получено 2 июля 2010 г.