

5518/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Л-883

29/12-79
P2 - 12676

Г.И.Лыкасов, И.Страхота

ПЕРЕЗАРЯДКА АДРОНОВ
НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ
ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ ИМПУЛЬСА

1979

P2 - 12676

Г.И.Лыкасов, И.Страхота

ПЕРЕЗАРЯДКА АДРОНОВ
НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ
ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ ИМПУЛЬСА

Направлено в "Journal of Physics"

Лыкасов Г.И., Страхота И.

P2 - 12676

Перезарядка адронов на поляризованных дейтронах
при малых передачах импульса

Исследуются процессы перезарядки адронов на поляризованных дейтронах при малых передачах импульса. Показано, что в связи с учетом принципа Паули для двух медленных тождественных нуклонов в конечном состоянии поляризационные характеристики в таких процессах отличаются от соответствующих величин в перезарядке адронов на свободных поляризованных нуклонах. Это различие может быть заметным особенно в процессах нуклон-дейтронной перезарядки.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Lykasov G.I., Strachota J.

P2 - 12676

Hadron Charge-Exchange on Polarized Deuterons
at Small Momentum Transfer

Hadron charge exchange processes on polarized deuterons are studied at small momentum transfer. It is shown that the application of the Pauli principle to the two indistinguishable nucleons in the final state leads to differences between polarization observables in such processes and the corresponding observables in hadron charge exchange processes on polarized free nucleons. The difference can be particularly important for nucleon-deuteron charge exchange.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

ВВЕДЕНИЕ

Процессы перезарядки адронов на неполяризованных дейтронах неоднократно исследовались /1-6/. Было показано, что при изучении таких процессов под малыми углами, когда в конечном состоянии имеется два медленных тождественных нуклона, учет принципа Паули позволяет извлечь некоторую информацию о спинзависящих частях амплитуды адрон-нуклонной перезарядки /1,2,6/. Кроме того, было установлено, что сечение перезарядки нуклонов на неполяризованных дейтронах при рассеянии вперед полностью определяется вкладом спинзависящих амплитуд $n-p$ перезарядки /1,2,5/.

В связи с экспериментами, проводимыми с поляризованными дейтронами, возникает вопрос, как влияет учет принципа Паули на наблюдаемые величины в процессах перезарядки адронов на поляризованных дейтронах под малыми углами. Кроме того, интересно выяснить, можно ли извлечь дополнительную информацию о спинзависящих частях адрон-нуклонных амплитуд при малых передачах. Изучение таких процессов особенно интересно в области высоких энергий, т.к. сведения о спинзависящих частях адрон-нуклонной амплитуды даже в области энергий нескольких ГэВ еще недостаточны.

В настоящей работе рассматриваются в основном процессы перезарядки адронов на поляризованных дейтронах при малых передачах. Исследуется влияние учета принципа Паули для двух медленных тождественных нуклонов в конечном состоянии на наблюдаемые величины в указанных процессах. Анализируется также разница между этими наблюдаемыми величинами: сечением, асимметрией, поляризацией нуклонов отдачи и соответствующими величинами в процессах перезарядки адронов на свободных поляризованных нуклонах.

1. МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ И СЕЧЕНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ АДРОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ

Как известно, матрица плотности неполяризованных дейтронов, т.к. основное их спиновое состояние - триплетное, есть триплетный проекционный оператор /4/.

$$\rho_{in}^{\circ} = P_T = \frac{3 + \vec{\sigma}_p \vec{\sigma}_n}{4},$$

где $\vec{\sigma}_p, \vec{\sigma}_n$ - матрицы Паули, соответствующие протону и нейтрону дейтрона.

В случае поляризованных дейтронов, раскладывая матрицу плотности ρ_{in} по матрицам $\vec{\sigma}_p, \vec{\sigma}_n$ /1/ и учитывая, что для неполяризованных дейтронов $\rho_{in} = \rho_{in}^{\circ} = P_T$, получим:

$$\rho_{in} = P_T [c + \sum_i d_i (\sigma_{p,i} + \sigma_{n,i})].$$

Нормируя ρ_{in} на единицу ($\text{Sp} \rho_{in} = 1$) и учитывая, что

$$\langle \frac{\vec{\sigma}_p + \vec{\sigma}_n}{2} \rangle = \frac{1}{2} \text{Sp} \rho_{in} (\vec{\sigma}_p + \vec{\sigma}_n) = \vec{\mathcal{P}} -$$

- вектор поляризации дейтронов, получим следующее выражение для матрицы плотности поляризованных дейтронов:

$$\rho_{in} = \frac{1}{3} P_T (1 + \frac{3}{4} \vec{\mathcal{P}} (\vec{\sigma}_p + \vec{\sigma}_n)). \quad /1/$$

Используя это выражение для ρ_{in} , легко получить все наблюдаемые величины в рассеянии адронов на поляризованных дейтронах.

Вначале рассмотрим наиболее интересные процессы: перезарядку адронов на поляризованных дейтронах при небольших передачах.

При промежуточных и высоких энергиях налетающих адронов указанные процессы рассеяния можно исследовать в приближении Глаубера /4/. Амплитуду перезарядки адронов на дейтронах F_c в этом приближении запишем в виде

$$F_c = \frac{ik}{2\pi} \int e^{iqb} \Psi_f^+(\vec{r}) [\Gamma_c(\vec{b} - \vec{s}/2) - \theta(z) \Gamma_c(\vec{b} - \vec{s}/2)*$$

$$* \Gamma_N(\vec{b} + \vec{s}/2) - \theta(-z) \Gamma_N(\vec{b} + \vec{s}/2) \Gamma_c(\vec{b} - \vec{s}/2)*$$

/2/

$$\Psi_i(\vec{r}) d^2 b d^3 r.$$

Здесь $\Psi_i(\vec{r})$, Ψ_f - волновые функции начального и конечного состояний дейтрона, Γ_c, Γ_N - общепринятые функции профиля ^{/4/} процессов перезарядки и упругого рассеяния адронов на нуклонах дейтрона, k - импульс налетающего адрона в л.с.

В дальнейшем для вычисления поляризационных величин нам понадобится выражение для дифференциального сечения рассматриваемых процессов перезарядки. Получим его для случая поляризованных дейтронов.

Для процессов перезарядки на дейтроне под малыми углами, когда после рассеяния имеются два тождественных медленных нуклона, необходимо использовать принцип Паули ^{/1,2/}. Вследствие этого условие полноты для волновых функций конечного состояния запишется в следующем виде ^{/4/}:

$$\sum_f \Psi_f(\vec{r}) \Psi_f^+(\vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}') - \delta(\vec{r} + \vec{r}') P_{np}, \quad /3/$$

где $P_{np} = \frac{1 + \vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p}{2}$ - оператор перестановки спинов нуклонов дейтрона. Дифференциальное сечение исследуемых процессов запишется в виде

$$\sigma_c \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{Sp}(\rho_{in} F_c^+ F_c).$$

Рассмотрим вначале σ_c для простоты в пренебрежении глауберовской поправкой. Исходя из /2/ и /3/, имеем:

$$\begin{aligned} \sigma_c = \frac{1}{3} \text{Sp} [P_T (1 + 3/4 \vec{P}(\vec{\sigma}_p + \vec{\sigma}_n)) (f_c^+ f_c - \\ - S(q^2) f_c^+ P_{np} f_c)], \end{aligned} \quad /4/$$

где $S(q^2)$ - формфактор дейтрона, f_c - амплитуда адрон-нуклонной перезарядки.

Заметим сразу, что в отличие от квазиупругого адрон-дейтронного рассеяния, как показано и в работах ^{/1,2,4/}, для процессов перезарядки адронов на дейтроне в выражении для σ_c в связи с учетом принципа Паули и условия /3/ появляется член

$$S(q^2) f_c^+ P_{np} f_c.$$

Вывод выражения для дифференциального сечения σ_c с учетом глауберовской экранировки в случае поляризованных

дейтронов аналогичен процедуре получения σ_c в случае неполяризованных дейтронов, которая подробно изложена в работе /4/. Поэтому приведем окончательное выражение для σ_c в нашем случае:

$$\sigma_c = \sigma_0 (1 + \vec{P} \vec{P}_0) (1 - S(q^2)) + \frac{2}{3} (\sigma_0 - |a_c|^2) * \{ S(q^2) - R_G \}. \quad /5/$$

Здесь: σ_0 - дифференциальное сечение перезарядки адронов на свободных нуклонах; a_c - часть амплитуды адрон-нуклонной перезарядки, не зависящая от спина; \vec{P}_0 - вектор поляризации нуклонов отдачи для перезарядки адронов на неполяризованных нуклонах /в случае п-р перезарядки он совпадает с поляризацией рассеянных нуклонов^{8/} /, направленный по нормали к плоскости реакции;

$$R_G \approx \frac{1}{4\pi} \langle r^{-2} \rangle (\sigma_{hp}^{tot} + \sigma_{hn}^{tot}); \quad /6/$$

R_G - глауберовская поправка; σ_{hp}^{tot} , σ_{hn}^{tot} - полные сечения рассеяния адронов на протоне и нейтроне соответственно; $\langle r^{-2} \rangle$ - среднее значение обратного квадрата радиуса дейтрона.

Характерная особенность выражения /5/ для дифференциального сечения перезарядки адронов на поляризованных дейтронах под малыми углами состоит в том, что вклад спинзависящих частей амплитуды адрон-нуклонной перезарядки

$\frac{2}{3} (\sigma_0 - |a_0|^2) (S(q^2) - R_G)$ в сечение σ_c этого процесса на дейтронах не зависит от поляризации дейтронов. Следствием этого, как будет показано ниже, и является отличие поляризационных величин в процессах перезарядки адронов на поляризованных дейтронах при малых передачах от соответствующих величин в перезарядке адронов на поляризованных нуклонах. Поскольку, как было показано в работах /1,2,4/ и как следует непосредственно из /5/, сечение σ_c перезарядки мезонов и нуклонов на дейтронах при рассеянии вперед ведет себя по-разному, то рассмотрим эти два типа процессов для случая поляризованных дейтронов отдельно.

2. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МЕЗОН-ДЕЙТРОННОЙ ПЕРЕЗАРЯДКЕ

Лево-правая асимметрия в перезарядке мезонов на поляризованных дейтронах, при использовании выражения /5/ для σ_c запишется в виде

$$e_d^{L.R.} = \frac{\sigma_c(n) - \sigma_c(-n)}{\sigma_c(n) + \sigma_c(-n)} = \vec{\mathcal{P}} \vec{\mathcal{P}}_0 (1 - S(q^2)) *$$

/7/

$$* \{ 1 - S(q^2) + \frac{2}{3} \frac{\sigma_0 - |a_c|^2}{\sigma_0} (S(q^2) - R_G) \}^{-1},$$

где $\vec{n}_\Lambda = -\vec{n} = \frac{[\vec{k}, \vec{k}'_\Lambda]}{|\vec{k}, \vec{k}'_\Lambda|}$ - нормаль к плоскости реакции; $\vec{k}, \vec{k}'_\Lambda$ - трехимпульсы налетающего мезона и нуклона отдачи.

Выражение /7/ можно записать еще в следующем виде:

$$e_d^{L.R.} = e_N^{L.R.} (1 - \delta),$$

$$\delta = \frac{\frac{2}{3} \frac{\sigma_0 - |a_c|^2}{\sigma_0} (S(q^2) - R_G)}{1 - S(q^2) + \frac{2}{3} \frac{\sigma_0 - |a_c|^2}{\sigma_0} (S(q^2) - R_G)}, \quad /8/$$

где $e_N^{L.R.} = \vec{\mathcal{P}} \vec{\mathcal{P}}_0$ - лево-правая асимметрия в перезарядке мезонов на свободных нуклонах с поляризацией $\vec{\mathcal{P}}$. Заметим, что хотя сама асимметрия $e_N^{L.R.}$ при $q^2=0$ равна нулю, поправка к ней при этом может не исчезать. При ненулевых, но малых q^2 поправка δ может быть заметной. Для ее оценки выразим величину $(\sigma_0 - |a_c|^2)/\sigma_0$ через наблюдаемые параметры Вольфенштейна R и A // . Амплитуду мезон-нуклонной перезарядки f_c запишем в виде //

$$f_c = a_c + b_c \vec{\sigma} \vec{n},$$

где $\vec{\sigma}$ - матрица Паули, соответствующая в нашем случае нуклону дейтрона, на котором происходит перезарядка мезона. a_c и b_c выражаются через R и A следующим образом //

$$|a_c|^2 = \frac{1}{2} \sigma_0 (1 + R \cos \theta_\Lambda - A \sin \theta_\Lambda),$$

$$|b_c|^2 = \frac{1}{2} \sigma_0 (1 - R \cos \theta_\Lambda + A \sin \theta_\Lambda),$$

заметим, что $\sigma_0 = |a_c|^2 + |b_c|^2$, θ_Λ - угол рассеяния нуклона отдачи в л.с. Подставляя эти выражения в /7/ и учитывая, что при малых q^2 в нашем случае $\theta_\Lambda = -\pi/2$, получаем окончательно для δ :

$$\delta = 1/3(1-A(q^2))(S-R_G)[1-S(q^2)+1/3(1-A(q^2))(S(q^2)-R_G)]^{-1}. \quad /9/$$

Разлагая $S(q^2)$ и $A(q^2)$ в ряд по q^2 в первом порядке, получаем:

$$\delta \approx 1/3A'(1-R_G)/S',$$

где $A' = dA(q^2=0)/dq^2$; $S' = dS(q^2=0)/dq^2$.

Тогда приближенно при совсем малых q^2 асимметрию $e_d^{L.R.}$ можно записать в виде

$$e_d^{L.R.} = e_N^{L.R.} \left(1 - \frac{1}{3}A'(1-R_G)/S'\right). \quad /10/$$

На рис. 1 в качестве иллюстрации приведена q^2 - зависимость отношения $\gamma \equiv 1-\delta = e_d^{L.R.}/e_N^{L.R.}$ для перезарядки $K^+d \rightarrow K^0(pp)$ при импульсах начального K^+ -мезона $P_0 = 4 \div 5$ ГэВ/с.

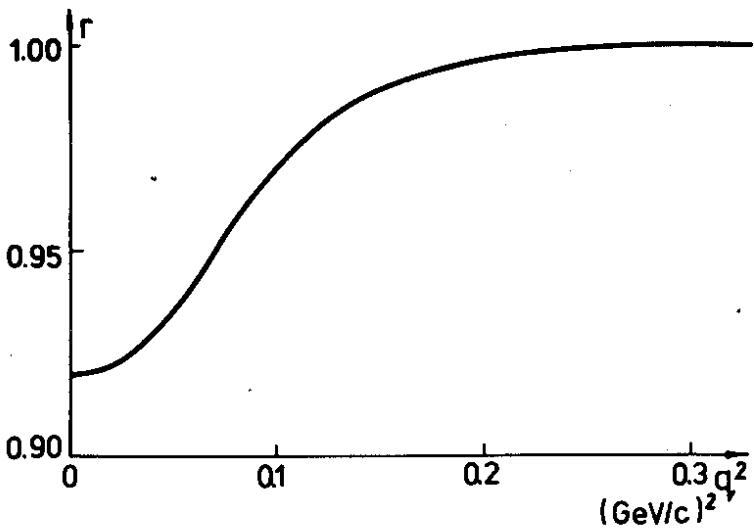


Рис. 1. q^2 - зависимость отношения лево-правых асимметрий $\gamma = e_{K^+d}^{L.R.}/e_{K^+n}^{L.R.}$ в реакциях перезарядки $K^+d \rightarrow K^0(pp)$ и $K^+n \rightarrow K^0p$ при $P_0 = 4 \div 5$ ГэВ/с.

Значения $S(q^2)$ и $A(q^2)$ брались из работ /8,9/. Величина δ вычислялась по /9/. Заметим, что простой вид /6/ глауберовской поправки R_G , входящей в /9/, справедлив лишь при малых q^2 , точнее, при $q^2=0$, а при ненулевых q^2 вид R_G более сложный /4/. С учетом экранировочной поправки величина δ при $q^2 \leq 0,01$ /ГэВ/с² отличается от этой же величины, вычисленной в пренебрежении R_G примерно на 13 ÷ 15%. При больших передачах, т.к. вычисление R_G технически затруднено /4/, ее относительный вклад в δ брался приближенно, т.е. таким же, как и при $q^2 \leq 0,01$ /ГэВ/с².

Из рис. 1 видно, что максимальное отличие $e_d^{L.R.}$ от $e_N^{L.R.}$ при ненулевых экспериментально разрешимых q^2 составляет примерно 8%.

Приведем еще одно интересное следствие принципа тождественности.

Вычислим поляризацию нуклонов отдачи \vec{P}' в мезон-дейтронной перезарядке, направленную по $\vec{s}' = [\vec{n}_\Lambda \vec{k}'_\Lambda]$. Исходя из /2/, для простоты вывода пренебрегая глауберовской поправкой, ее можно представить в следующем виде:

$$\sigma_c \vec{P}' \vec{s}' = \text{Sp} \{ \rho_{in} (f_c^+ \vec{\sigma} \vec{s}' f_c) - S(q^2) f_c^+ P_{np} \vec{\sigma} \vec{s}' f_c \}.$$

После несложных выкладок получаем окончательное выражение для исследуемой поляризации \vec{P}' , несколько отличное от поляризации нуклонов отдачи в перезарядке мезонов на свободных поляризованных нуклонах /см. работу /11/:

$$\sigma_c \vec{P}' \vec{s}' = \sigma_0 (A \vec{k} + R \vec{s}) \vec{P} (1 - \frac{1}{2} S(q^2)) - \frac{1}{2} S(q^2) \sigma_0 \vec{P} \vec{s}';$$

$$\vec{s} = [\vec{n}_\Lambda \vec{k}].$$

/11/

В зависимости от того, как направлена поляризация мишени, вдоль \vec{k} или вдоль \vec{s} , измеряя асимметрию рассеяния протонов отдачи в плоскости, перпендикулярной плоскости первоначального рассеяния, определяют параметры Вольфенштейна A или R соответственно /1/. В случае перезарядки мезонов на поляризованных дейтронах связь асимметрии вниз-вверх во втором рассеянии с параметрами A или R при малых q^2 согласно /9/ можно представить в виде

$$e_d^R = P_c \mathcal{P} R \left(1 - \frac{1}{2} S(q^2)\right) \left\{1 - S(q^2) + \frac{2}{3} \frac{\sigma_0 - |a_c|^2}{\sigma_0} S(q^2)\right\}, \quad /12/$$

если

$$\vec{\mathcal{P}} = \mathcal{P} [\vec{n} \wedge \vec{k}],$$

и

$$e_d^A = P_c \mathcal{P} A(1 - \delta) = e_N^A(1 - \delta), \quad /13/$$

если $\vec{\mathcal{P}} = \mathcal{P} \vec{k}$, где δ определяется выражением /7/, через e_N^A обозначена асимметрия вниз-вверх во втором рассеянии в случае рассеяния мезонов на свободных поляризованных нуклонах. P_c - анализирующая способность мишени. Поскольку при $q^2=0$ $R=0$, а $A=1$, то больший интерес представляет соотношение /13/, а не /12/. Из /13/ видно, что если A определять из экспериментов по рассеянию мезонов на поляризованных дейтронах, то асимметрия вверх-вниз во втором рассеянии протонов отдачи будет меньше соответствующей асимметрии в случае перезарядки мезонов на свободных нуклонах. Безусловно, такой эксперимент является более сложным, чем измерение асимметрии в процессе перезарядки мезонов на поляризованных дейтронах под малыми углами.

Заметим, что e_d^A и $e_d^{L.R.}$ отличаются от соответствующих величин в мезон-нуклонной перезарядке e_N^A и $e_N^{L.R.}$ на одну и ту же поправку δ .

3. ЛЕВО-ПРАВЯЯ АСИММЕТРИЯ НУКЛОН-ДЕЙТРОННОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Рассмотрим теперь процессы n - p перезарядки на поляризованных дейтронах под малыми углами, т.е. процессы типа $pd \rightarrow n(pp)$, когда опять в конечном состоянии имеются два тождественных медленных нуклона. Асимметрия такого рассеяния $e_d^{L.R.}$ имеет такой же вид /7/, как и в случае мезон-дейтронной перезарядки. Следовательно, асимметрия в перезарядке протонов на поляризованных дейтронах $e_d^{L.R.}$ при малых передачах, как и в случае мезон-дейтронной перезарядки, в связи с учетом принципа Паули меньше соответствующей асимметрии в перезарядке протонов на поляризованных нейтронах $e_N^{L.R.}$.

Так как спинзависимые части амплитуды n - p перезарядки не исчезают при $q^2=0$, то поправка δ к асимметрии $e_N^{L.R.}$ при малых q^2 может быть значительно больше, чем в перезарядке мезонов на дейтронах. При промежуточных энергиях, поскольку эти части n - p амплитуды хорошо известны из фазового анализа N - N рассеяния /10/, можно оценить величину δ в зависимости от q^2 .

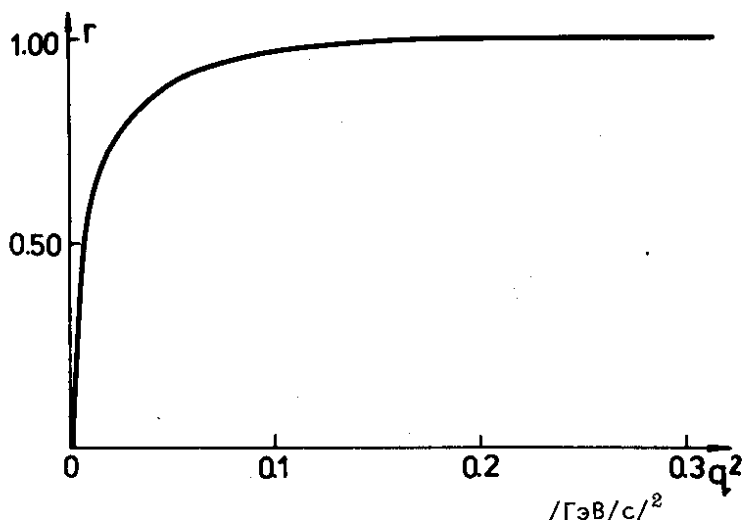


Рис. 2. q^2 - зависимость $\gamma = e_{pd}^{L.R.} / e_{pn}^{L.R.}$ в реакциях $pd \rightarrow n(pp)$ и $pn \rightarrow pn$ при $P_0 = 1,26$ ГэВ/с.

На рис. 2 приведена q^2 - зависимость отношения $\gamma \equiv 1 - \delta = e_{d}^{L.R.} / e_{N}^{L.R.}$ для процесса $pd \rightarrow n(pp)$ при $E_0 = 0,6$ ГэВ. Из рис. 2 видно, что максимальное отличие $e_{d}^{L.R.}$ от $e_{N}^{L.R.}$ при малых экспериментально разрешимых q^2 может достигать $\sim 40\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, из приведенных результатов можно сделать следующие выводы. Во-первых, вклад спинзависящих частей амплитуды адрон-нуклонного рассеяния в дифференциальное сечение перезарядки адронов на поляризованных дейтронах не зависит от степени поляризации дейтрона. Во-вторых, следствием этого являются различия поляризационных величин в перезарядке адронов на поляризованных дейтронах и адронов на свободных поляризованных нуклонах при малых передачах. В частности, лево-правая асимметрия в перезарядке адронов на поляризованных дейтронах $e_{d}^{L.R.}$ при малых q^2 меньше соответствующей асимметрии в адрон-нуклонной перезарядке $e_{N}^{L.R.}$. Максимальное отличие $e_{d}^{L.R.}$ от $e_{N}^{L.R.}$ в случае налетающих K^+ -мезонов с $P_0 = 4 \div 5$ ГэВ/с может составлять $\delta \approx 8\%$ при $q^2 = 0,01$ /ГэВ/с²; в случае налетающих протонов с $E_0 = 0,6$ ГэВ $\delta \approx 40\%$ при $q^2 = 0,01$ /ГэВ/с².

Теперь вкратце обсудим процессы квазиупругого рассеяния адронов на поляризованных дейтронах с развалом последних. Поскольку в таких процессах нет двух медленных тождественных нуклонов в конечном состоянии, то принцип Паули учитывать не надо. Последнее приведет к тому, что слагаемое $S(q^2) f_c^+ P_{pp} f_c$, входящее в выражение для дифференциального сечения $/4/$, исчезает, а сечение рассеяния на дейтроне под малыми углами с точностью до глауберовской поправки будет совпадать с суммой сечений рассеяния адронов на поляризованных протоне и нейтроне соответственно. Вследствие этого асимметрия и другие поляризационные характеристики в квазиупругом адрон-дейтронном рассеянии под малыми углами будут совпадать с точностью до экранировочной поправки с соответствующими поляризационными величинами в рассеянии на поляризованных нуклонах.

Наконец, отметим, что все приведенные результаты должны быть учтены при экспериментальном изучении процессов перезарядки адронов на поляризованных нейтронах под малыми углами, которое обычно проводится на поляризованных дейтронах.

Авторы глубоко признательны Л.И.Лapidусу, А.В.Тарасову, Л.Ван Россуму, Ю.М.Казаринову за плодотворные и стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1951, 21, с. 1113; ДАН СССР, 1951. 78, с. 249; ЖЭТФ, 1952, 22, с. 624.
2. Лapidус Л.И. ЖЭТФ, 1957, 32, с. 1437.
3. Желепов В.П., Казаринов Ю.М., Флягин В.Б. ДАН СССР, 1955, 100, с. 655.
4. Лыкасов Г.И., Тарасов А.В. ЯФ, 1974, 19, № 4.
5. Aladashvili B.S. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1977, 3, p. 1225; Nucl.Phys., 1976, A274, p. 486.
6. Dean N.W. Phys.Rev., 1972, D5, p. 1661.
7. Биленький С.М., Лapidус Л.И., Рындин Р.М. УФН, 1964, 84, с. 243.
8. Franco V., Varma V.K. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.44.
9. Eivekjaer F., Jonson R.C. Nucl.Phys., 1974, B83, p. 127.
10. Головин Б.М., Розанова А.М. ОИЯИ, Р-2861, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июля 1979 года.