ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



Р2 - 5865

С.Р. Геворкян, А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн

# О ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКЕ $\pi$-МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1971

P2 - 5865

С.Р. Геворкян*, А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн

# О ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКЕ $\pi$-МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЯФ



* Ереванский физический институт

Двойная перезарядка $\pi^{\mp}$-мезонов на ядрах интенсивно изучалась при сравнительно низких энергиях $E_{\pi} < 500$ Мэв [1]. Однако отсутствие надежных методов описания взаимодействия частиц с ядрами при таких энергиях затрудняет анализ имеющихся экспериментальных данных. Интересно было бы продолжить экспериментальное исследование этого процесса на область высоких энергий ( $E_{\pi} \gtrsim 2$ Гэв), где его анализ можно строить на основе теории Глаубера. Некоторые предсказания этой теории относительно сечений двойной перезарядки под малыми углами на средних и тяжелых ядрах обсуждаются в настоящей работе.

Ниже рассматриваются свойства сечений процесса двойной перезарядки, просуммированных по всем состояниям конечного ядра и усредненных по направлениям спина ядра-мишени.

1. О механизме процесса

Ограничение малыми углами "рассеяния", принятое в этой работе, позволяет исключить из рассмотрения "изобарный" механизм [2] двойной перезарядки

$$\pi^{\mp} 2p(2n) \to \pi^{\pm} \Delta^{-} p(\Delta^{++} n) \to \pi^{\pm} 2n(2p), \qquad (1)$$

приводящий при высоких энергиях к вылету (в основном назад) дважды перезарядившихся $\pi$-мезонов. Двойная перезарядка под малыми углами считается обусловленной двухступенчатыми переходами

$$\pi^{\mp} 2p(2n) \to \Pi^{0} pn \to \pi^{\pm} 2n(2p), \qquad (2)$$

где $\Pi^0 = \langle \pi^0, \eta, \rho^0 ... \rangle$ – любой нейтральный, нестранный мезон, рождение которого в реакциях $\pi^{\mp} p(n) \to \Pi^0 n(p)$ разрешено законами сохранения при рассматриваемой энергии пучка. Помимо двух последовательных перезарядок (2) должны быть учтены все перерассеяния начальной $i(\pi^{\mp})$ промежуточной $m(\Pi^0)$ и конечной $f(\pi^{\pm})$ быстрых частиц нуклонами ядра, что делается в рамках теории Глаубера.

2. Угловая зависимость

Общее выражение для дифференциального сечения двойной перезарядки довольно громоздко ввиду наличия нескольких слагаемых в амплитуде процесса, соответствующих разным промежуточным состояниям $\Pi^0$, большинство которых к тому же имеет спин. Мы приведем здесь лишь часть этого выражения, отвечающую вкладу одного бесспинового "канала" в сечение процесса, чтобы проиллюстрировать структуру зависимости дифференциального сечения от передачи импульса:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{Z(N)[Z(N)-1]}{4A^2} \int_0^\infty d\beta^2 J_0(\sqrt{-t}\,\beta) \times$$

$$\times\, \Omega_{im}(\beta)\,\Omega_{mf}(\beta)\, F(\sigma_i - \Omega_{ii}(\beta),\ \sigma_m - \Omega_{mm}(\beta),\qquad (3)$$

$$\sigma_f - \Omega_{ff}(\beta)),$$

$$F(\tilde\sigma_i, \tilde\sigma_m, \tilde\sigma_f) = \int d^2B\, dz_1\, dz_2\, \theta(z_2 - z_1)\, \rho_{p(n)}(\vec B, z_2) \times$$

$$\times\, \rho_{p(n)}(\vec B, z_1) \exp\Big\{-\int_{-\infty}^{z_1} \tilde\sigma_i \rho(\vec B, z')\,dz' - \int_{z_1}^{z_2} \tilde\sigma_m \rho(\vec B, z')\,dz' - \qquad (4)$$

$$-\int_{z_2}^{\infty} \tilde\sigma_f\, \rho(\vec B, z')\,dz'\Big\}.$$

Здесь $\rho_p$ и $\rho_n$ – плотности распределения протонов и нейтронов в ядре $A(Z,N)$, нормированные согласно

$$\int \rho_p(\vec{B},z)d^2B\,dz = \int \rho_n(\vec{B},z)d^2B\,dz = A, \tag{5}$$

$$\rho = Z/A\,\rho_p + N/A\,\rho_n . \tag{6}$$

Величины $\sigma_x (x=i,m,f)$ – полные сечения взаимодействия частиц $\pi^{\mp}$ и $\Pi^0$ с нуклонами, которые так же, как и дифференциальные сечения их упругого рассеяния нуклонами $\frac{d\sigma_{xx}}{dt}$ $(x=i,m,f)$ для простоты положены одинаковыми в случае протонных и нейтронных мишеней. В общем случае вместо (6) должно быть:

$$\tilde{\sigma}_x \rho = Z/A\,\tilde{\sigma}_{x(p)}\rho_p + N/A\,\tilde{\sigma}_{x(n)}\rho_n . \tag{6'}$$

Величины $\Omega_{xy}$ $(x,y=i,m,f)$ связаны с дифференциальными сечениями процессов $xN \to yN'$ соотношениями

$$\Omega_{xy}(\beta) = \int J_0(\sqrt{-t}\,\beta)\frac{d\sigma_{xy}}{dt}dt \qquad x,y=i,m,f \tag{7}$$

$$\tilde{\sigma}_x = \sigma_x - \Omega_{xx}(\beta). \tag{8}$$

В дальнейшем будут встречаться также величины $\bar{\sigma}_x = \sigma_x - \Omega_{xx}(0) = \sigma_x - \sigma_{x\,el}$ – полные сечения неупругих взаимодействий частицы "$x$" с нуклонами. В силу изотопической инвариантности сильных взаимодействий $\Omega_{im} = \Omega_{mf}$, так что в (3) $\Omega_{im}\Omega_{mf} = (\Omega_{im})^2$. Как и в процессах обычной перезарядки на ядрах [3] перерассеяния с изменением направления движения, описываемые величинами $\Omega_{xx}$, практически не играют роли при малых передачах $-t \lesssim 0{,}1 \div 0{,}2$ (Гэв/с)$^2$ и дифференциальные сечения (3) в этой области изменяются примерно как $e^{at/2}$, где $a$ – параметр наклона дифференциального сечения процесса $\pi^{\mp}p(n) \to \Pi^0 n(p)$. Учёт величин $\Omega_{xx}$ в выражении (3) становится необходимым при рассмотрении процессов с передачами $-t \approx 0{,}5$ (Гэв/с)$^2$. При этом многократные перерассеяния с изменением направления движения приводят к заметному увеличению выхода частиц $f(\pi^{\pm})$ в область больших передач.

### 3. A – зависимость

Поскольку для средних и тяжелых ядер отношения $Z/A$ и $N/A$ мало меняются при переходе от одного ядра к другому, основная зависимость сечения двойной перезарядки от атомного номера содержится в величине

$$F(\tilde{\sigma}_l, \tilde{\sigma}_m, \tilde{\sigma}_f). \tag{4}$$

Полагая для оценок $\rho_p = \rho_n = \rho$, получим:

$$F(\tilde{\sigma}_l, \tilde{\sigma}_m, \tilde{\sigma}_f) = \frac{1}{\tilde{\sigma}_l - \tilde{\sigma}_f}\left[N(\tilde{\sigma}_l, \tilde{\sigma}_m) - N(\tilde{\sigma}_m, \sigma_f)\right], \tag{9}$$

где

$$N(\sigma_1, \sigma_2) = \int d\,B\, \frac{e^{-\sigma_1 T} - e^{-\sigma_2 T}}{\sigma_2 - \sigma_1}, \tag{10}$$

$$T(\vec{B}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho\,(z, \vec{B})\,dz\,. \tag{11}$$

Так называемые эффективные числа нуклонов $N(\sigma_1, \sigma_2)$ пропорциональны числу нуклонов на поверхности ядра и изменяются с атомным номером примерно по закону $A^{2/3}$. Учитывая (3) и (9), получаем, что сечения двойной перезарядки, как и сечения квазиупругого рассеяния или однократной перезарядки, растут как $A^{2/3}$ с ростом атомного номера. Этот результат можно получить также, если в формулах борновского приближения для сечения двойной перезарядки

$$\sigma_{lf} = \frac{Z(N)(Z(N)-1)}{4\pi}\,(1/r^2)\,\sigma_{lm}\,\sigma_{mf} \tag{12}$$

из работы[4], заменить объемные числа $Z(N)$ протонов (нейтронов), пропорциональные атомному номеру $A$, их поверхностными ("эффективными") значениями, пропорциональными $A^{2/3}$, и учесть, что линейные размеры $r$ в ядрах растут с ростом атомного номера как $A^{1/3}$. Такая замена эквивалентная феноменологическому учету эффектов поглощения.

4. Спиновая зависимость

Учёт зависимости сечения (3) от спина промежуточной частицы $\Pi^0$ сводится к замене величины $[\Omega_{lm}(\beta)]^2$ величиной

$$\int \frac{d\sigma_{lm}}{dt}\rho^{\chi\chi'}(t)J_0(\sqrt{-t}\,\beta)\,dt\int \frac{d\sigma_{lm}}{dt}\rho^{\chi'\chi}(t)J_0(\sqrt{-t}\,\beta)\,dt. \tag{13}$$

В (13) $\rho^{\chi\chi'}$ – элементы матрицы плотности частицы $\Pi^0$, рождающейся в реакции $\pi^{\mp}p(n)\to\Pi^0 n(p)$.

В дальнейшем будут рассматриваться лишь полные сечения двойной перезарядки под малыми углами, т.е. величины (3), проинтегрированные по интервалу углов, в которых они существенно отличны от нуля. Вклад в таким образом определенное полное сечение двойной перезарядки одного спинового канала $\Pi^0$ имеет вид:

$$\sigma=\frac{Z(N)\,[Z(N)-1]}{4A^2}F(\bar{\sigma}_l,\bar{\sigma}_m,\bar{\sigma}_t)\,\sigma_{lm}^2\ Sp\,\bar{\rho}^{\,2}, \tag{14}$$

где

$$\sigma_{lm}=\int\frac{d\sigma_{lm}}{dt}dt\qquad \sigma_{lm}\bar{\rho}^{\chi\chi'}=\int\frac{d\sigma_{lm}}{dt}\rho^{\chi\chi'}(t)\,dt. \tag{15}$$

Поскольку дифференциальные сечения $\frac{d\sigma_{lm}}{dt}$ довольно быстро убывают, а элементы матрицы плотности $\rho^{\chi\chi'}$ сравнительно медленно меняются с ростом передачи, значения величин $\bar{\rho}^{\chi\chi'}$ близки к значениям $\rho^{\chi\chi'}(t)$ вблизи $t=0$. Далее, так как $\rho^{\chi\chi'}(0)=0$ при $\chi\neq\chi'$, то средние значения недиагональных элементов матрицы плотности много меньше средних значений диагональных элементов и их квадратами в величине

$\xi = Sp\ \bar{\rho}^2$ можно пренебречь. Тогда приближенно (на самом деле с точностью до нескольких процентов)

$$\xi = Sp\ \bar{\rho}^2 = \sum_{\chi} \bar{\rho}^{\chi\chi^2} . \tag{16}$$

Для частиц спина 1

$$\xi = \bar{\rho}_{00}^2 + 1/2\,(1 - \bar{\rho}_{00})^2 , \tag{17}$$

а для частиц спина 2

$$\xi = 2\,\bar{\rho}_{11}^2 + 2\,\bar{\rho}_{22}^2 + (1 - \bar{\rho}_{11} - \bar{\rho}_{22})^2 . \tag{18}$$

Для бесспиновых частиц $\xi = 1$. Используя данные работ [5], можно получить следующие оценки параметра $\xi$ для некоторых нейтральных $\pi$-мезонных резонансов:

$$\xi(\rho^0) \approx 0{,}5 \div 0{,}6, \qquad \xi(\omega) \approx 0{,}4 \div 0{,}5 , \qquad \xi(f) \approx 1 , \qquad \xi(A_2^0) \approx 0{,}2 . \tag{19}$$

Отсюда очевидна необходимость учёта спина промежуточных состояний при рассмотрении процессов двойной перезарядки. Обсудим, используя соотношения (14) и (19), относительные вклады различных промежуточных состояний в сечение рассматриваемого процесса, которое есть сумма по $m = \pi^0, \eta, \rho^0 ...$ выражений (14) плюс интерференционные члены, которые малы, как показано ниже.

Ограничимся интервалом энергии $2$ Гэв $< E_\pi <$ 4 Гэв (на границах этого интервала величины сечений двойной перезарядки различаются примерно на порядок). При этих энергиях, как видно из результатов [5], в $\pi^- p\ (\pi^+ n)$ столкновениях наиболее интенсивно из нейтральных $\pi$-мезонных резонансов рождаются $\rho^0$-мезоны. Только сечения рождения $\omega$-мезонов $\sigma_{\pi\omega} \equiv \sigma(\omega)$ у нижней границы рассматриваемого интервала энергий и сечения рождения $f$-мезонов $\sigma_{\pi f} \equiv \sigma(f)$

у верхней границы достигают 30–50% от $\sigma_{\pi\rho^0} \equiv \sigma(\rho^0)$. Сечения рождения остальных нейтральных мезонов $\pi^0$, $\eta$, $A_1^0$, $A_2^0$ при этих энергиях составляют в лучшем случае 10 ÷ 15% от $\sigma(\rho^0)$. Отсюда видно, что слагаемые (14) с $m = \pi^0, \eta, A_1^0, A_2^0 \ldots$ дают вклад порядка нескольких процентов в сечение двойной перезарядки. Поскольку неопределенность в величине этого сечения, связанная с экспериментальными ошибками в определении $\sigma(\rho^0)$, порядка 20%, то их учет является превышением точности. Однако интерференции подавленных ($\pi^0$, $\eta$, $A_1^0$, $A_2^0$ ...) каналов с доминирующими ($\rho^0, f, \omega$) могут в принципе достигать нескольких десятков процентов и требуют отдельного рассмотрения.

5. Интерференции разных каналов

Вклад в полное сечение двойной перезарядки от интерференции двух слагаемых в амплитуде процесса, соответствующих разным промежуточным состояниям $\Pi^0(m)$ и $\Pi^0(m')$, дается выражением:

$$\sigma^{int} = \frac{Z(N)[Z(N)-1]}{4A^2} \sum_{\chi,\chi'} 2Re\{F(\Delta_{mm'}, \bar{\sigma}_i, \bar{\sigma}_m, \bar{\sigma}_f) \times \tag{20}$$

$$\times \int d\Omega < f_{im}^{\chi} f_{im'}^{\chi'} > \int d\Omega < f_{mf}^{\chi} f_{m'f}^{\chi'} > \},$$

где $f_{im(m')}$, $f_{m(m')f}$ – амплитуды процессов $\pi^{\mp} p(n) \to \Pi^0(\Pi^{0'}) n(p)$, нормированные согласно:

$$\int < |f_{im}|^2 > d\Omega = \sigma_{im} \qquad \text{и т.д.} \tag{21}$$

Индексы $\chi, \chi'$ у амплитуд различают спиновые состояния промежуточных частиц. Усреднение по направлениям спина нуклонов билинейных комбинаций амплитуд $f$ в выражении (20) происходит из-за примерно равного числа нуклонов с противоположно ориентированными спинами в любом тяжелом ядре.

Величина $F(\Delta_{mm'}, \bar{\sigma}_i, \bar{\sigma}_m, \bar{\sigma}_f)$ определяется интегралом (4), в котором подынтегральное выражение умножено на $\exp \Delta_{mm'}(z_1 - z_2)$, где $\Delta_{mm'} \approx \frac{M_{m'}^2 - M_m^2}{2E_\pi}$ – разность продольных передач импульса в процессах $iN \to mN'$ и $iN \to m'N'$. Легко получить, воспользовавшись сохранением $P$–чётности в сильных взаимодействиях, что если в (20) $m = \rho^0, \omega, f$, а $m' = \pi^0, \eta$, то соответствующие интерференционные вклады равны нулю. Учитывая спиновую структуру амплитуд рождения $\rho^0$, $A_1^0$, $A_2^0$ – мезонов для модулей отношений величин (20) $m = \rho^0$ $m' = A_1^0, A_2^0$ к величинам (14) с $m = \rho^0$, определяющих относительный вклад $\rho^0 - A_1^0$ и $\rho^0 - A_2^0$ интерференций в сечение двойной перезарядки, можно получить следующие оценки сверху:

$$\frac{\sigma(A_1^0)(1-\bar{\rho}_{00})_\rho (1-\bar{\rho}_{00})_{A_1^0}}{\sigma(\rho^0)\,\xi(\rho^0)} \tag{22}$$

и

$$\frac{\sigma(A_2^0)(\rho_{00})_\rho(\rho_{00})_{A_2^0}}{\sigma(\rho^0)\xi(\rho^0)} . \tag{23}$$

Поскольку

$$\frac{\sigma(A_1^0)}{\sigma(\rho^0)} \lesssim 0{,}1, \qquad (1-\bar{\rho}_{00})_\rho \approx 0{,}2 \div 0{,}4$$

$$\frac{\sigma(A_2^0)}{\sigma(\rho^0)} \lesssim 0{,}15, \qquad (\bar{\rho}_{00})_{A_2^0} \approx 0{,}15 ,$$

то вклад указанных интерференций в сечение двойной перезарядки не превышает 10%. При получении оценок (22) и (23) не учитывались эффекты разности фаз интерферирующих амплитуд, а также разностей масс промежуточных частиц, которые еще больше снижают величины интерференционных членов. Опуская детали, отметим, что верхние оценки относительного вклада $\omega, f - A_1^0, A_2^0$ интерференции в сечение рассматриваемого процесса по спиновой структуре подобны выражениям (22) и (23), а по величине отличаются от них дополнительным малым множителем $\frac{\sigma(\omega)}{\sigma(\rho)} \lesssim 0{,}3 \div 0{,}4$ и $\frac{\sigma(f)}{\sigma(\rho)} \lesssim 0{,}3 \div 0{,}5$ и поэтому также малы. Величина выражения (20) с $m = \omega$ $m' = f$ мала ($\lesssim 10\%$) в основном из-за того, что энергетические области интенсивного рождения $\omega$-мезонов ($E_\pi \lesssim 3$ Гэв) и $f$-мезонов ($E_\pi \gtrsim 3$ Гэв) практически не перекрываются. Рассмотрим, наконец, вклады в сечение слагаемых (20) с $m = \rho$ и $m' = \omega, f$. Величины сечений $\sigma(\rho), \sigma(\omega), \sigma(f)$ и спиновая структура амплитуд процессов $\pi^- p \to \rho^0(\omega, f) n$ сами по себе не исключают достаточно большой (порядка величины основного эффекта, определяемого выражением (14) с $m = \rho$) величины $\rho - \omega$ и $\rho - f$ интерференции. В действительности же и эти интерференции оказываются малыми по следующим причинам. Ввиду того, что рождение $\rho^0$ и $f$-мезонов в реакции $\pi^{\mp} p(n) \to \rho^0(f) n(p)$ идет в основном за счёт однопионного обмена, а рождение $\omega$-мезона определяется обменом $\rho$-траекторией, фазы амплитуд процессов $\pi^- p \to \rho^0 n$ и $\pi^- p \to f n$ совпадают, а фаза амплитуды процесса $\pi^- p \to \omega n$ сдвинута по отношению к ним на величину $\pi/2\,[1 - a_\rho + a_\pi] \approx \pi/4$. Из-за этого в случае $\rho - \omega$ интерференции в выражении (20) эффективно должна работать мнимая часть формфактора $F(\Delta_{\rho\omega}, \bar{\sigma}_x)$, которая мала ввиду близости масс $m_\rho$ и $m_\omega$, а в случае $\rho - f$ интерференции работает лишь $Re\, F(\Delta_{\rho f}, \bar{\sigma}_x)$, которая мала из-за большой разности масс $\rho$- и $f$-мезонов. Пренебрегая разностью масс $\rho$- и $\omega$-мезонов и учитывая, что $a_\rho - a_\pi \approx 0{,}5 \div 0{,}6$, а $\frac{\sigma(\omega)}{\sigma(\rho)} \lesssim 0{,}3 \div 0{,}4$, получим оценку для относительного вклада $\rho - \omega$ интерференции:

$$\frac{2\sigma(\omega)}{\sigma(\rho)} \left| \cos \pi [a_\rho - a_\pi] \right| \approx \frac{2\sigma(\omega)}{\sigma(\rho)}\, \pi\, (a_\rho - a_\pi - 0{,}5) < 0{,}15 \div 0{,}25 .$$

Относительный вклад $\rho - f$ интерференции ограничен величиной $Re\, F(\Delta_{\rho f}, \bar{\sigma}_x) / F(0, \bar{\sigma}_x)$. Это отношение рассчитывалось в предположениях

$$\rho_n(\vec{r}) = \rho_p(\vec{r}) = \rho_0 \left(1 + \exp \frac{r - R}{a}\right)^{-1}, \qquad (24)$$

$$R = 1{,}14 A^{1/3} F, \quad a = 0{,}545\, F, \quad \bar{\sigma}_l = \bar{\sigma}_m = \bar{\sigma}_f = 22 \text{ мбн.}$$

Его значение равно 0,11 и 0,05 для $A = 64$ (Cu) и $A = 208$ (Pb) соответственно при $E_\pi = 4$ Гэв. Для более легких ядер правильный порядок этой величины можно получить, полагая $\rho(\vec{r}) = \rho_0 \exp\left(-\frac{3r^2}{2R^2}\right)$. При этом

$$\frac{F(\Delta,\bar\sigma)}{F(0,\bar\sigma)} = exp(-\frac{\Delta^2 R^2}{3}) + i/\Delta R \text{ при } \Delta R \gg 1 . \qquad (25)$$

Из (25) видно, что $Im\, F(\Delta,\bar\sigma)$ при больших $\Delta R$ заметно превышает $Re\, F(\Delta,\sigma)$ и поэтому малость $\rho - f$ интерференции, обусловленная малостью $Re\, F(\Delta_{\rho f},\sigma)$, является следствием не только большой разности масс $\rho$- и $f$-мезонов, но также и равенства фаз амплитуд рождения этих частиц в $\pi^- p\,(\pi^+ n)$- столкновениях. Из приведенных выше оценок следует, что учет интерференционных вкладов в сечение двойной перезарядки, для детального расчёта которых необходимо знать амплитуды процессов рождения резонансов, что, в свою очередь, требует привлечения различных моделей, не может изменить порядок величины рассматриваемого сечения, который определяется в основном суммой по $m = \rho, \omega, f$ выражений (14). Величины $F(\sigma_x)$ в (14), рассчитанные в предположениях (24), равны 0,19 мбн$^{-1}$; 0,38 мбн$^{-1}$; 0,56 мбн$^{-1}$; 0,70 мбн$^{-1}$ для $A = 27$ $(Al)$, $A = 64$ $(Cu)$, $A = 105$ $(Ag)$ и $A = 208$ $(Pb)$, соответственно. Полагая $\sigma(\rho) = 3{,}5$ мбн, $\sigma(\omega) = 1{,}4$ мбн, $\sigma(f) = 0$ при $E_\pi = 2{,}1$ Гэв, и $\sigma(\rho) = 1$ мбн $\sigma(f) = 0{,}5$ мб $\sigma(\omega) = 0$ при $E_\pi = 4$ Гэв [5] и учитывая (19), для сечений двойной перезарядки на свинце получим:

$$\sigma_{\pi^-\to\pi^+} \approx \begin{array}{ll} 1 \text{ мбн} & E_\pi = 2 \text{ Гэв} \\ 0{,}1 \text{ мбн} & E_\pi = 4 \text{ Гэв} \end{array}$$

$$\sigma_{\pi^+\to\pi^-} \approx \begin{array}{ll} 1{,}5 \text{ мбн} & E_\pi = 2 \text{ Гэв} \\ 0{,}15 \text{ мбн} & E_\pi = 4 \text{ Гэв} \end{array}$$

Дифференциальные сечения двойной перезарядки вперед можно оценить, воспользовавшись тем, что:

$$\frac{d\sigma(0)}{d\Omega} = \sigma\, \frac{a\, p_\pi^2}{2\pi} . \qquad (26)$$

Здесь $a$ – параметр наклона дифференциальных сечений процессов $\pi^- p \to \rho^0(\omega, f) n$, равный примерно 8 Гэв$^{-2}$. Видно, что сечения двойной перезарядки $\pi$-мезонов на тяжелых ядрах при не очень высоких энергиях ($E_\pi < 4$ Гэв) достаточно велики, и такие процессы вполне доступны для изучения при существующих интенсивностях $\pi$-мезонных пучков.

Интересно сравнивать сечения процессов $\pi^- \to \pi^+$ и $\pi^+ \to \pi^-$ на одном и том же ядре. Если положить $\rho_p = \rho_n$, то из (14) и (20) следует:

$$\sigma_{\pi^0 \to \pi^+} N(N-1) = \sigma_{\pi^+ \to \pi^-} Z(Z-1). \tag{27}$$

Отклонение от этого соотношения свидетельствовало бы о различии в распределениях нейтронов и протонов в ядрах.

Авторы благодарят за внимание к работе, интересные обсуждения и полезные замечания Ю.А. Батусова, Л.И. Лапидуса, В.М. Сидорова, В.Н. Струнова.

## Литература

1. F. Becker and C. Schmit. Nucl.Phys., B18, 607 (1970).
   В этой работе можно найти ссылки на основные работы по двойной перезарядке при низких энергиях.
2. О.Д. Далькаров, И.С. Шапиро. ЯФ, 7, 562 (1968).
3. С.Р. Геворкян, А.В. Тарасов. Препринт ОИЯИ Р2-5752, Дубна, 1971.
4. А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн. Препринт ОИЯИ Р2-5286, Дубна, 1970.
5. R.J. Miller et al., Phys.Rev., 178, 2061 (1969).
   H. Cohn et al., Nucl.Phys., B1, 57 (1967).
   Y.Y. Lee et al., Phys.Rev., 159, 1156 (1967).
   R.L. Eisner et al., Phys.Rev., 164, 1699 (1967).
   J.H. Boyd et al., Phys.Rev., 166, 1458 (1968).
   Phys.Rev., 149, 1089 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июня 1971 года.