

УЧЕТ КОРРЕЛЯЦИЙ В ПРОЦЕССЕ ФОТОРОЖДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

С. Р. ГЕВОРКЯН, С. Г. МАТИНЯН, В. П. СОЛАХЯН

В рамках теории многокрантных перерассеяний исследовано влияние динамических корреляций между нуклонами на дифференциальное сечение фоторождения заряженных пионов на ядрах при $E_\gamma \lesssim 3$ Гэв. Показано, что основной вклад в сечение рассматриваемого процесса дают корреляции между нуклонами, на которых происходит рождение или упругое рассеяние. Эффект, возникающий от учета корреляций, составляет 5—10%.

Фоторождение заряженных π -мезонов на ядрах при высоких энергиях интенсивно исследуется как экспериментально [1, 2], так и теоретически [3—5]. Это связано с тем, что для процессов с участием фотонов теория рождения частиц на ядрах позволяет делать определенные предсказания, для проверки которых энергии ныне действующих ускорителей достаточны. Так, например, теория предсказывает сильное падение эффективных нуклонных чисел в процессе фоторождения заряженных пионов с ростом энергии начальных фотонов [3]. Другой интересной особенностью этого процесса является возможность определения радиусов распределения протонов и нейтронов в различных ядрах и соответствующих параметров диффузности поверхностного слоя [1, 2]. Обычно при рассмотрении такого рода процессов используют модель независимых частиц, т. е. пренебрегается взаимодействием нуклонов в ядерной материи.

В настоящей работе рассматривается влияние эффекта корреляций, обусловленных взаимодействием нуклонов в ядре между собой, на сечения фоторождения $\pi^\pm$ -мезонов при высоких энергиях. Как следует из результатов работ [6], поправки к сечениям когерентных процессов, обусловленные взаимодействием между нуклонами, не превышают 10%. Такие поправки могли бы быть, в принципе, существенными в недифракционных процессах рождения на ядрах, так как в таких процессах, в отличие от когерентных, передача импульса происходит в основном на нуклоне, на котором идет элементарный процесс рождения (параметр наклона сечения недифракционных процессов существенно меньше параметра наклона в упругих процессах). Для объяснения экспериментальных данных по фоторождению пионов на ядрах в рамках теории некогерентного рождения приходится привлекать дополнительные соображения, например, связанные с нарушением модели векторной доминантности [5]. Ввиду вышеизложенного нам представляется важным оценить влияние корреляций на сечение рассматриваемого процесса. В дальнейшем нас будет интересовать область

переданных импульсов $q^2 \geq 0,2 \left(\frac{Gev}{c} \right)^2$, что позволяет не рассматривать корреляций, обусловленных принципом Паули [1, 7].

Амплитуду процесса фоторождения заряженных пионов на ядре можно представить в виде суммы двух слагаемых, соответствующих вкладу от прямого процесса фоторождения и двухступенчатого, соответствующего фоторождению π^+ -мезонов на ядре с учетом промежуточных состояний [3]. Мы ограничимся, как это обычно делается [4, 8], учетом только ρ^0 -мезонов, так как в рассматриваемой области энергий они образуются наиболее интенсивно. Если интересоваться областью энергий $E_\gamma \lesssim 3 Gev$ (энергии, при которых рассматривался процесс фоторождения пионов в эксперименте ЕрФИ [2]), то членом в сечении, возникающим в результате интерференции слагаемых в амплитуде, соответствующих прямому и двухступенчатому процессам, можно пренебречь.

Воспользовавшись условием полноты для конечных состояний ядра и применяя стандартную технику расчета некогерентных сечений [4, 8, 9], для сечения фоторождения заряженных пионов получим

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & \frac{1}{4\pi} \sum_{j=j'} \int e^{i\vec{q} \cdot (\vec{b} - \vec{b}')} d^2b d^2b' \Gamma_{\pi}(\vec{b} - \vec{s}_j) \Gamma_{\pi}^*(\vec{b}' - \vec{s}_{j'}) |\Phi(r_1, \dots, r_A)|^2 \times \\ & \times d^3r_1 \dots d^3r_A \prod_l [1 - \Gamma_{\pi\pi}(\vec{b} - \vec{s}_l) \theta(z_l - z_j) - \Gamma_{\pi\pi}^*(\vec{b}' - \vec{s}_l) \theta(z_l - z_j) + \\ & + \Gamma_{\pi\pi}(\vec{b} - \vec{s}_l) \Gamma_{\pi\pi}^*(\vec{b}' - \vec{s}_l) \theta(z_l - z_j)] + \\ & + \frac{1}{4\pi} \sum_{j \neq j'} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{b} - \vec{b}')} d^2b d^2b' \Gamma_{\rho}(\vec{b} - \vec{s}_j) \Gamma_{\rho}^*(\vec{b}' - \vec{s}_j) \Gamma_{\rho\pi}(\vec{b} - \vec{s}_{j'}) \Gamma_{\rho\pi}^*(\vec{b}' - \vec{s}_{j'}) \times \\ & \times \theta(z_j - z_{j'}) |\Phi(r_1, \dots, r_A)|^2 d^3r_1 \dots d^3r_A \prod_l [1 - \Gamma_{\rho\rho}(\vec{b} - \vec{s}_l) \theta(z_l - z_j) - \\ & - \Gamma_{\rho\rho}^*(\vec{b}' - \vec{s}_l) \theta(z_l - z_j) + \Gamma_{\rho\rho}(\vec{b}' - \vec{s}_l) \Gamma_{\rho\rho}^*(\vec{b} - \vec{s}_l) \theta(z_l - z_j)] \times \\ & \times \prod_k [1 - \Gamma_{\pi\pi}(\vec{b} - \vec{s}_k) \theta(z_k - z_{j'}) - \Gamma_{\pi\pi}^*(\vec{b}' - \vec{s}_k) \theta(z_k - z_{j'}) + \\ & + \Gamma_{\pi\pi}(\vec{b} - \vec{s}_k) \Gamma_{\pi\pi}^*(\vec{b}' - \vec{s}_k) \theta(z_k - z_{j'})]. \end{aligned} \quad (1)$$

В этом выражении $\Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int f(\Delta) e^{i\vec{\Delta} \cdot \vec{b}} d^2\Delta$ — так называемые функции профиля, представляющие собой двумерные Фурье-образы амплитуд рождения, либо упругого рассеяния, а $\Phi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ — волновая функция начального ядра.

Для дальнейшего рассмотрения необходимо выбрать некоторую модель для величины $|\Phi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)|^2$. Согласно работе [10] представим эту величину в виде

$$|\Phi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)|^2 = \rho(\vec{r}_1) \dots \rho(\vec{r}_A) + \sum [\rho(\vec{r}_1) \dots \rho(\vec{r}_A)], \quad (2)$$

где величина $\rho(\vec{r})$ представляет собой одночастичную функцию распределения плотности нуклонов в ядре, а суммирование в (2) проводится по всевозможным спариваниям, определяемым как $\overline{\rho(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2)} = \rho^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - \rho(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2)$.

Представление (2) учитывает только парные корреляции между нуклонами. Введя функцию $g(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$

$$\overline{\rho(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2)} = g(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \rho(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2),$$

обладающую свойствами

$$g(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \begin{cases} 0 & |\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \gg r_c \\ -1 & r_1 \approx r_2, \end{cases}$$

где r_c — радиус корреляций, и ограничиваясь в (2) первым порядком по $g(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, для модуля квадрата волновой функции начального ядра получим

$$|\Phi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)|^2 = \rho(\vec{r}_1) \dots \rho(\vec{r}_A) [1 + \sum_{i > j} g(\vec{r}_i, \vec{r}_j)]. \quad (3)$$

В дальнейшем мы будем интересоваться рассеянием на средних и тяжелых ядрах ($A \gg 1$), для которых функция $g(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ зависит только от относительного расстояния между нуклонами, т. е.

$$g(\vec{r}_i, \vec{r}_j) = g(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|).$$

Параметризуя амплитуды элементарных процессов в виде

$f(t) = f(0) e^{-\frac{at}{2}}$, для функций профиля, входящих в (1), получим

$$\Gamma_{\pi\pi}(\vec{b} - \vec{s}) = \Gamma_{pp}(\vec{b} - \vec{s}) = \frac{\sigma'}{4\pi a} e^{-\frac{(\vec{b} - \vec{s})^2}{2a}},$$

$$\Gamma_{\gamma\pi}(\vec{b} - \vec{s}) = \frac{\sigma'_p}{4\pi c} e^{-\frac{(\vec{b} - \vec{s})^2}{2c}}, \quad (4)$$

$$\sigma' = \frac{4\pi}{ik} f_{\pi\pi}(0), \quad \sigma'_p = \frac{4\pi}{ik} f_{\gamma\pi}(0),$$

а величины a и c являются соответственно параметрами наклонов сечений процессов $\pi N \rightarrow \pi N$ и $\gamma N \rightarrow \pi N$.

При вычислении (1) будем пользоваться обычными приближениями, справедливыми при $R \gg d$ (R — радиус ядра, d — радиус сильного взаимодействия)

$$\int \Gamma(\vec{b} - \vec{s}) \rho(\vec{s}, z) d^3 s dz \approx \frac{\sigma'}{2} \int \rho(\vec{b}, z) dz,$$

$$\int \Gamma_x(\vec{b} - \vec{s}) \Gamma_y^*(\vec{b} - \vec{s}) \rho(\vec{s}, z) d^3 s dz \approx Q_{xy}(\vec{b} - \vec{b}') \int \rho\left(\frac{\vec{b} + \vec{b}'}{2}, z\right) dz, \quad (5)$$

$$Q_{xy}(\beta) = \int \frac{d^2 \Delta}{k^2} e^{i \Delta \beta} f_x(\Delta) f_y^*(\Delta).$$

Иногда при рассмотрении корреляций [6] считают, что корреляционная функция слабо меняется по сравнению с функциями профиля, соответствующими упругим амплитудам. Это предположение некорректно, так как радиус корреляций r_c , определяющий масштаб изменения корреляционной функции, — порядка радиуса сильного взаимодействия. Радиус корреляций сильно зависит от модели для потенциала взаимодействия между нуклонами. Так, например, в модели с отталкивательной сердцевинкой $r_c \approx 0,4f$, а в модели Хамады-Джонсона $r_c \approx 0,7f$. Если считать, что радиус сильных взаимодействий d по порядку величины есть $d \approx \sqrt{a}$, где a — параметр наклона упругого сечения, то нетрудно видеть, что радиус сильного взаимодействия d и радиус корреляций r_c — одного порядка. В дальнейшем мы будем считать, что функция $g(r_1 - r_2)$, характеризующая радиусом корреляций r_c , является слабо меняющейся по сравнению с функциями профиля, соответствующими элементарному акту фоторождения, так как из-за малости параметра наклона сечения в процессе фоторождения $s \approx 2,5 (Gev/c)^2$ соответствующий радиус взаимодействия $d_p < r_c$.

Заметим, наконец, что

$$\int \rho(\vec{r}_1) g(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) d^3 r_1 \approx \rho(\vec{r}_2) \int g(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) d^3 r_1 \approx \left(\frac{r_c}{R}\right)^3. \quad (6)$$

Так как $r_c \ll R$, то при вычислении выражения (1) мы будем пренебрегать величинами такого порядка.

Сечение рассматриваемого процесса удобно разбить на три слагаемых

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma^{nc}}{dt} + \frac{d\sigma_c^p}{dt} + \frac{d\sigma_c^s}{dt}. \quad (7)$$

Величина $\frac{d\sigma^{nc}}{dt}$ представляет собой сечение рассматриваемого процесса без учета корреляций, которая, как известно [8], в рассматриваемой области энергий и импульсов (ограничиваясь двукратной поправкой на некогерентное перерассеяние) имеет вид

$$\frac{d\sigma^{nc}}{dt} = \frac{Z(N)}{A} \frac{d\sigma_0}{dt} \left\{ N(0, \sigma) + 2 \frac{\sigma^{el}}{\sigma} \frac{a}{a+c} e^{\frac{c^2 |\eta|}{a+c}} [N(0, \sigma) - N_1(\sigma)] \right\}, \quad (8)$$

где $\frac{d\sigma_0}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}(N \rightarrow \pi^\pm N)$, а величины $N(0, \sigma)$ и $N_1(\sigma)$ — так называемые „эффективные числа нуклонов“, определяемые как

$$N(0, \sigma) = \int d^2b \frac{1 - e^{-\sigma T(b)}}{\sigma}, \quad N_1(\sigma) = \int d^2b T(b) e^{-\sigma T(b)}, \quad (9)$$

$$T(b) = \int \rho(b, z) dz.$$

Два других слагаемых в (7) представляют собой поправки к сечению, возникающие из-за учета динамических корреляций в ядре.

Подставляя в (1) представление (3) для модуля квадрата волновой функции ядра и используя рассмотренные выше приближения, после несложных, но довольно громоздких вычислений получим

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c^p}{dt} = & -\frac{Z}{2\pi A} \frac{\sigma}{2a+c} \frac{d\sigma_0}{dt} e^{\frac{c^2 q^2}{2a+c}} \int g(\vec{s}, z) \cos\left(\frac{2c\vec{s}q}{2a+c}\right) e^{-\frac{s^2}{2a+c}} d^2s dz \times \\ & \times \int d^2B dz \rho^2(B, z) e^{-\frac{1}{2} \int_z^\infty \rho(B, z') dz'} + \\ & + \frac{Z}{16\pi^2 A} \frac{\sigma^2}{a(a+c)} \frac{d\sigma_0}{dt} e^{\frac{c^2 q^2}{a+c}} \int g(\vec{s}, z) e^{-\frac{s^2}{a}} d^2s dz \times \\ & \times \int d^2B dz \rho^2(B, z) e^{-\frac{1}{2} \int_z^\infty \rho(B, z') dz'}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c^s}{dt} = & \frac{Z}{16\pi A} \frac{d\sigma_0}{dt} \int d^2b dz \rho^2(b, z) \left[e^{-\frac{1}{2} \int_z^\infty \rho(b, z') dz'} - e^{-\frac{1}{2} \int_{-\infty}^z \rho(b, z') dz'} \right] \times \\ & \times \left[\frac{1}{a} \int g(\vec{s}, z) e^{-\frac{s^2}{4a}} d^2s dz + \frac{e^{\frac{c^2 q^2}{a+c}}}{a+c} \int g(\vec{s}, z) \cos\left(\frac{c\vec{q}s}{a+c}\right) e^{-\frac{s^2}{4(a+c)}} d^2s dz \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Величина $\frac{d\sigma_c^p}{dt}$ представляет собой вклад в дифференциальное сечение рассматриваемого процесса, обусловленный корреляциями нуклонов, на которых происходит элементарный процесс рождения, с нуклонами, на которых перерассеивается образовавшийся π -мезон.

Слагаемое $\frac{d\sigma_c^s}{dt}$ есть вклад от корреляций между нуклонами, на которых происходит упругое перерассеяние π -мезонов.

Таким образом, основной вклад в дифференциальное сечение фоторождения заряженных пионов дают корреляции между нуклонами

ядра, с которыми происходит взаимодействие (рождение, либо упругое рассеяние). Этот результат есть следствие условия $r_e \ll R$ (см. соотношение (6)).

Для качественного обсуждения полученного результата пренебрежем параметром наклона c в (10) и (11) и введем величину

$$\xi(a) = \frac{1}{4\pi a} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{b^2}{a}} d^2 b dz g(\vec{b}, z) \quad (12)$$

(отметим, что $\xi(4a)$ совпадает с корреляционной длиной работы [11]).

Поправки, обусловленные корреляциями, можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_e^p}{dt} = -\frac{Z}{A} \frac{d\sigma_0}{dt} \sigma \left[2\xi(2a) - \frac{\sigma}{4\pi a} \xi(a) \right] \int d^2 b dz \rho^2(\vec{b}, z) e^{-\sigma \int_z^{\infty} \rho(\vec{b}, z') dz'}, \quad (13)$$

$$\frac{d\sigma_e^s}{dt} = \frac{Z}{A} \frac{d\sigma_0}{dt} 2\sigma \xi(4a) \int d^2 b dz \rho^2(\vec{b}, z) \left[e^{-\sigma \int_z^{\infty} \rho(\vec{b}, z') dz'} - e^{-\sigma \int_{-\infty}^z \rho(\vec{b}, z') dz'} \right]. \quad (14)$$

Если аппроксимировать функцию распределения плотности нуклонов в ядре функцией вида

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 & r \leq R \\ 0 & r > R, \end{cases}$$

то для сечения фоторождения заряженных пионов с учетом нуклонных корреляций получим следующее оценочное выражение:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{Z}{A} \frac{d\sigma_0}{dt} \frac{\pi R^2}{\sigma} \left[1 - 2 \frac{\xi(2a) - \xi(4a) - \frac{\sigma}{8\pi a} \xi(a)}{l} \right], \quad (15)$$

где $l = \frac{1}{\sigma \rho}$ — длина свободного пробега пионов в ядре.

Поправочные члены в (15), возникающие в результате учета корреляций между нуклонами ядра, имеют разную природу. Член $\frac{2}{l} \left[\xi(2a) - \frac{\sigma}{8\pi a} \xi(a) \right]$ происходит, как следует из (11), от учета корреляций между нуклонами, на которых происходит рождение, с нуклонами, перерассеивающими родившийся пион. Если выбрать для оцен-

ки корреляционную функцию в виде [12] $g(r) = -e^{-\frac{r^2}{2r_c^2}}$ с $r_c = 0,7f$, то, как нетрудно видеть, этот член составляет 15–20%. Если учесть еще эффект от корреляций между нуклонами, перерассеивающими пион, то это приведет к тому, что эффект корреляций составит 5–10% в дифференциальном сечении фоторождения заряженных пионов. Поскольку стандартные ошибки измерения в таких эксперимен-

тах составляют 10—15%, то можно утверждать, что корреляциями между нуклонами можно пренебречь.

Ереванский физический институт

Поступила 1.VIII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. M. Boyarski et al. Phys. Rev. Lett., 23, 1343 (1969).
2. L. O. Abrahamian et al. Phys. Lett., B38, 544 (1972); ЯФ, 16, 739 (1972).
3. K. Gottfried, D. Yennie. Phys. Rev., 182, 1595 (1969).
4. G. Von Bochmann, B. Margolis, C. L. Tang. Phys. Rev. Lett., 24, 483 (1970).
5. С. Р. Геворкян, А. В. Тарасов. Письма ЖЭТФ, 16, 418 (1972).
6. E. J. Moniz, G. D. Nixon. Ann. Phys., 67, 58 (1971); Phys. Lett., 30B, 393 (1969).
7. Р. Глаубер. УФН, 103, 641 (1971).
8. С. Р. Геворкян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 320 (1972).
9. K. S. Koelbig, B. Margolis. Nucl. Phys., B6, 85 (1968).
10. L. L. Foldy, J. D. Walecka. Ann. Phys., 54, 447, (1969).
11. G. Von Bochman, B. Margolis, C. L. Tang. Phys. Lett., B30, 254 (1969).
12. H. Feshbach, A. Gal, J. Hufner. Ann. Phys., 66, 20 (1971).

ԿՈՐԵԼՅԱՑԻԱՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄԸ ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊԲՈՒՄ
ՄԻՋՈՒԿԻ ՎՐԱ ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ π -ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՄԵՄԱՆ ՊՐՈԴՅԵՍՈՒՄ

Ս. Ռ. ԳԵՎՈՐԿՅԱՆ, Ս. Գ. ՄԱՏԻՆՅԱՆ, Վ. Պ. ՍՈԼԱԽՅԱՆ

Գլուխների բազմակի ցրման տեսության շրջանակներում հետազոտված է նուկլոնների միջև գոյություն ունեցող դինամիկական կորելյացիաների ազդեցությունը միջուկի վրա լիցքավորված π -մեզոնների ֆոտոծնման ռեակցիաների դիֆերենցիալ կտրվածքի վրա $E_\gamma = 3$ ԳէՎ էներգիաների դեպքում: Ցույց է տրված, որ դիտարկվող պրոցեսների կտրվածքում հիմնական ներդրում տալիս են կորելյացիաները այն նուկլոնների միջև, որոնց վրա տեղի ունի π -մեզոնի ծնում կամ առաժգական ցրում: Կորելյացիաները հաշվի առնելուց ստացված էֆեկտը կազմում է 5—10%:

THE ACCOUNT OF CORRELATIONS IN PHOTOPRODUCTION OF CHARGED PIONS FROM NUCLEI AT HIGH ENERGIES

S. R. GEVORKYAN, S. G. MATINYAN, V. P. SOLACHYAN

The contribution of dynamical correlations to cross-sections of charged pions photoproduction on atomic nuclei was investigated in the framework of Glauber theory. It is shown, that the main contribution to the cross-section of process under consideration comes from correlations between nucleons on which the photoproduction or elastic scattering take place. The effect under consideration makes 5—10%.