

ФОТОРОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ  $\rho$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

С. Р. ГЕВОРКЯН

В рамках теории рождения частиц на ядрах Глаубера-Марголиса получены дифференциальные сечения фоторождения заряженных  $\rho$ -мезонов, справедливые в широком интервале передач импульса и энергий  $E_\gamma < 3 \text{ Гэв}$ .

Предсказывается их зависимость от атомного номера.

1. Сечения многих неупругих процессов взаимодействия частиц с нуклонами сильно убывают с ростом энергии, и поэтому для экспериментального изучения таких процессов при высоких энергиях весьма полезным является использование ядерных мишеней. Примером такого процесса является фоторождение  $\rho$ -мезонов.

В настоящее время существует одна экспериментальная работа по фоторождению  $\rho^-$ -мезонов на дейтронах [1], а для фоторождения  $\rho^+$ -мезонов делаются предсказания, исходя из различных моделей (см., напр. [2]). Ниже в рамках теории рождения частиц на ядрах, интенсивно развивающейся в последние годы [3—6], рассмотрено фоторождение заряженных  $\rho$ -мезонов на ядрах при высоких энергиях. Предсказывается зависимость дифференциальных сечений рассматриваемого процесса от атомного номера для разных передач импульса.

2. Фоторождение заряженных  $\rho$ -мезонов на ядрах  $\gamma A \rightarrow \rho A'$  является некогерентным процессом, так как конечное состояние ядра  $A'$  отличается от начального  $A$ , по крайней мере, зарядом. Как известно [4, 5], основной вклад в амплитуду фоторождения на ядре заряженных мезонов с учетом перерасеяния дают диаграммы, изображенные на рис. 1.

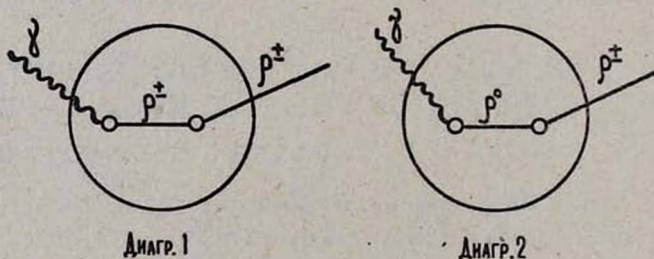


Рис. 1.

Нас будет интересовать область энергий  $E_\gamma \lesssim 3 \text{ Гэв}$ , когда  $\Delta^{-1} \ll \lambda$ , где  $\Delta = \frac{m_\rho^2}{2k}$  — продольная передача импульса, а  $\lambda$  — длина свободного пробега  $\rho$ -мезонов в ядре. Это условие позволяет пренебрегать интерференционным вкладом в дифференциальное сечение.



Воспользовавшись техникой, развитой в работе [6], получим для дифференциальных сечений фоторождения  $\rho^\pm$ -мезонов на ядрах

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^\pm}{dt} = & \frac{Z(N)}{4\pi A} \int d\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \Omega_{\gamma\rho^\pm}(\vec{b}) N(0, \vec{\sigma}_{\rho^\pm}) + \\ & + \frac{Z(N)}{4\pi A} \int d\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \Omega_{\gamma\rho^0}(\vec{b}) \Omega_{\rho^0\rho^\pm}(\vec{b}) \times \\ & \times \frac{N(0, \vec{\sigma}_{\rho^\pm}) - N(0, \vec{\sigma}_{\rho^0})}{\vec{\sigma}_{\rho^0} - \vec{\sigma}_{\rho^\pm}}. \end{aligned} \quad (1)$$

Первое слагаемое представляет собой вклад от диаграммы I, а второе — вклад от диаграммы II,

$$N(\sigma_1, \sigma_2) = \int d\vec{b} e^{\frac{-\sigma_2 \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z, \vec{b}) dz - \sigma_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z, \vec{b}) dz}{\sigma_2 - \sigma_1}}$$

так называемые эффективные числа нуклонов [3],  $\rho(z, \vec{b})$  — ядерная плотность,  $\vec{\sigma} = \sigma - \Omega(\vec{b})$ , где  $\sigma$  — полное сечение, а

$$\Omega_{xy}(\vec{b}) = \int f_x(\vec{\Delta}) f_y(\vec{\Delta}) e^{i\vec{\Delta}\vec{b}} \frac{d^2\Delta}{k^2}.$$

Хотелось бы подчеркнуть, что выражение (1) справедливо для любых передач импульса в рассматриваемой области энергий. Предполагая, что  $\sigma_{\rho^0 N} = \sigma_{\rho^\pm N} = \sigma$ , и ограничиваясь областью передач импульса  $|t| \lesssim 1$  (Гэв/с)<sup>2</sup>, для которой достаточно трех некогерентных перерассеяний [6], получим, разлагая выражение (1) по степеням  $\frac{\Omega}{\sigma}$  и пренебрегая высшими некогерентными перерассеяниями,

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^\pm}{dt} = & \frac{Z(N)}{4\pi A} \int d\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \Omega_{\gamma\rho^\pm}(\vec{b}) N(0, \sigma) + \frac{Z(N)}{4\pi A} \int d\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \times \\ & \times [\Omega_{\gamma\rho^\pm}(\vec{b}) \Omega_{\rho^0\rho^0}(\vec{b}) + \Omega_{\gamma\rho^0}(\vec{b}) \Omega_{\rho^0\rho^\pm}(\vec{b})] \frac{N(0, \sigma) - N_1(\sigma)}{\sigma} + \\ & + \frac{Z(N)}{4\pi A} \int d\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} [\Omega_{\gamma\rho^\pm}(\vec{b}) \Omega_{\rho^0\rho^0}^2(\vec{b}) + 2 \Omega_{\gamma\rho^0}(\vec{b}) \Omega_{\rho^0\rho^\pm}(\vec{b}) \Omega_{\rho^\pm\rho^\pm}(\vec{b})] \times \\ & \times \frac{N(0, \sigma) - N_1(\sigma) - N_2(\sigma)}{\sigma^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$N_m(A, \sigma) = \frac{1}{m!} \int (\sigma T(\vec{b}))^{m-1} e^{-\sigma T(\vec{b})} d^2b, \quad m = 1, 2.$$

Если предположить векторную доминантность ( $f_\rho(t) = g_{\rho f_s}(t)$ ) и считать, что нуклонные амплитуды имеют вид  $f(t) = f(0) e^{at/2}$ , то из (2)

получим следующее выражение для дифференциального сечения фото-рождения  $\rho^\pm$ -мезонов на ядрах:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^\pm}{dt} = & \frac{Z(N)}{A} N(0, \sigma) \frac{d\sigma_0^\pm}{dt} + 2 \frac{Z(N)}{A} [N(0, \sigma) - N_1(\sigma)] \times \\ & \times \frac{\sigma^{el}}{\sigma} \cdot \frac{a_1}{a_1 + a} e^{\frac{a^2}{a_1 + a} |t|} \frac{d\sigma_0^\pm}{dt} + 3 \frac{Z(N)}{A} [N(0, \sigma) - N_1(\sigma) - N_2(\sigma)] \times \\ & \times \left( \frac{\sigma^{el}}{\sigma} \right)^2 \frac{a_1}{a_1 + 2a} e^{\frac{2a^2}{a_1 + 2a} |t|} \frac{d\sigma_0^\pm}{dt}. \end{aligned} \quad (3)$$

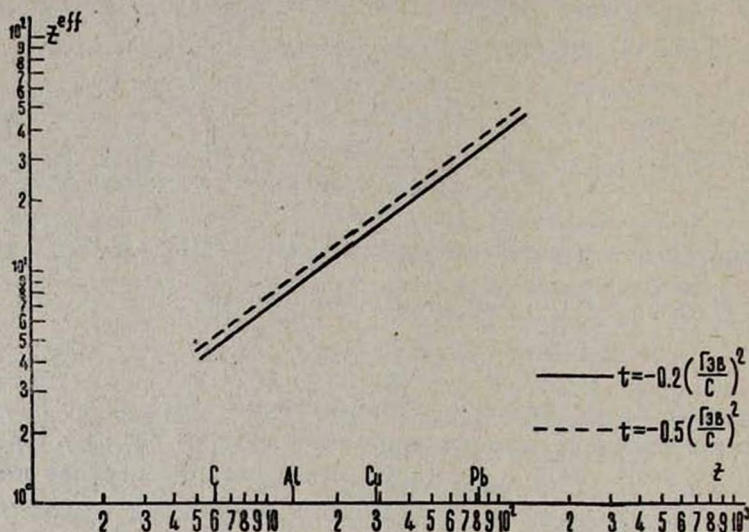


Рис. 2.

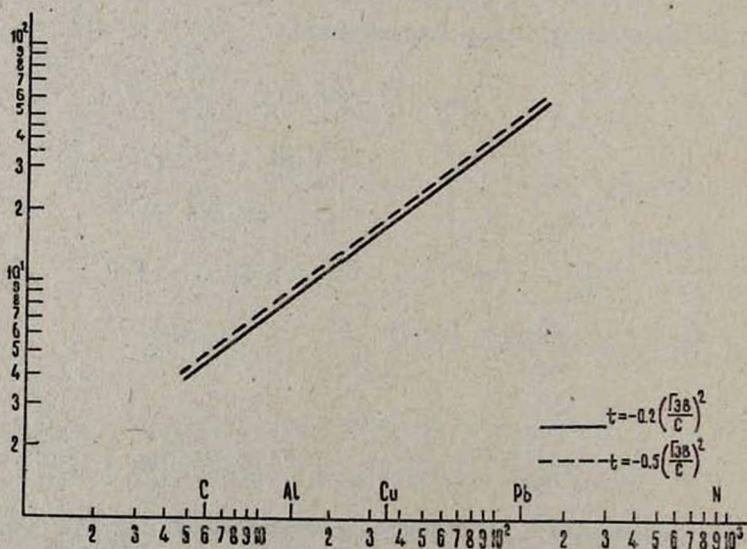


Рис. 3.



Здесь  $\frac{d\sigma_0^\pm}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} (\gamma N \rightarrow \rho^\pm N)$ ;  $a = a_{\gamma p^\pm}$  и  $a_1 = a_{\rho p}$  — параметры наклонов для фоторождения  $\rho^\pm$ -мезона и упругих  $\rho$ -мезонных амплитуд соответственно.

На рис. 2, 3 представлена зависимость эффективных нуклонных чисел

$$Z^{eff} = \frac{d\sigma^+/dt}{d\sigma_0/dt (\gamma p \rightarrow \rho^+ n)} \text{ и } N^{eff} = \frac{d\sigma^-/dt}{d\sigma_0/dt (\gamma n \rightarrow \rho^- p)}$$

от атомного номера для двух значений передач импульса, рассчитанная по формуле (3). Как видно из рисунков, эффективные нуклонные числа слабо зависят от передач импульсов и подчиняются закону  $A^{1/2}$ .

В заключение автор выражает глубокую благодарность С. Г. Матиняну и А. В. Тарасову за ценные советы и интерес к работе.

Ереванский физический институт

Поступила 7.IV.1972

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. ABNМ — Collaboration, Bonn PIB 3—16 (1970).
2. Р. П. Григорян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 235 (1972).
3. K. S. Kölbig, B. Margolis, Nucl. Phys., B6, 85 (1968).
4. A. Cottfried, D. R. Yennie, Phys. Rev., 182, 1595 (1969).
5. G. von Bochmann, B. Margolis, C. L. Tang, Phys. Rev. Lett., 24, 483 (1970).
6. С. Р. Геворкян, А. В. Тарасов, Препринт ОИЯИ, Р2—5752 (1971).

## ԼԻՑԵՆԿԱՎՈՐՎԱԾ $\rho$ -ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՍԵՆՈՒՄԸ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ս. Ռ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Միջուկի վրա տարրական մասնիկների ծնման Գլաուբեր-Մարգոլիսի տեսության շրջանակներում ստացված են լիցենզավորված  $\rho$ -մեզոնների ֆոտոծնման դիֆերենցիալ կտրվածքները, որոնք ճիշտ են փոխանցված իմպուլսների լայն տիրույթի համար և երբ ֆոտոնի էներգիան  $E_\gamma \leq 3$  Գէվ։ Կանխագուշակվում է դիֆերենցիալ կտրվածքների կախումը ատոմական համարից։

## CHARGED $\rho$ -MESON PHOTOPRODUCTION ON NUCLEI

S. P. GEVORKIAN

In the framework of incoherent production theory of Glauber—Margolis valid for a wide range of  $t$  momentum transfer, the cross section of charged  $\rho$ -meson photoproduction on nuclei has been obtained for  $E_\gamma \leq 3$  Gev.

The dependence of these cross sections on the atomic number is presented.