

Г-276

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2888/2-71

23/III-71

P2 - 5864



С.Р. Геворкян, А.В. Тарасов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ
ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ
ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАЧАХ

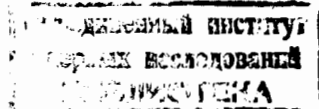
1971

P2 - 5864

С.Р. Геворкян, А.В. Тарасов

НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ
ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ
ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАЧАХ

Направлено в ЯФ



• Ереванский физический институт.

Исследование процессов когерентного фоторождения нейтральных векторных мезонов на ядрах, интенсивно проводимое в последнее время /1/, позволило определить значения амплитуд упругого $V^0 N$ - рассеяния на нулевой угол. Ниже показано, что, изучая некогерентное фоторождение V^0 - мезонов при больших передачах импульса, можно получать информацию об угловой зависимости этих амплитуд. Поскольку в некогерентных процессах с большими передачами существенную роль играют многократные перерассеяния частиц нуклонами на ненулевой угол /2,3,4/, приведем выражение для сечения некогерентного фоторождения V^0 - мезонов, которое учитывает эффекты всех таких перерассеяний:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4} \int J_0(\sqrt{-t} \beta) d\beta^2 d^2 B \{ \Omega_{p_p}(\beta) \int dz \rho(z, \vec{B}) \times$$

$$\times \exp(-\bar{\sigma} \int_z^\infty \rho(z', \vec{B}) dz') - 2 \operatorname{Re} [\Omega_{p_p}(\beta) \frac{\Sigma'}{2} \int \rho(z_1, \vec{B}) \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \rho(\mathbf{z}_2, \vec{\mathbf{B}}) \theta(\mathbf{z}_2 - \mathbf{z}_1) dz_1 dz_2 e^{i\Delta(z_1 - z_2)} \exp\left(-\frac{\sigma'}{2} \int_{z_1}^{z_2} \rho(\mathbf{z}', \vec{\mathbf{B}}) dz'\right) - \\
& - \bar{\sigma} \int_{z_2}^{\infty} \rho(\mathbf{z}', \vec{\mathbf{B}}) dz' + 2 \operatorname{Re} [|\Sigma'/2|^2 \int \rho(\mathbf{z}_1, \vec{\mathbf{B}}) \times \\
& \times \rho(\mathbf{z}_2, \vec{\mathbf{B}}) \theta(\mathbf{z}_2 - \mathbf{z}_1) dz_1 dz_2 e^{i\Delta(z_1 - z_2)} [\exp(-\sigma'/2 \int_{z_1}^{z_2} \rho(\mathbf{z}', \vec{\mathbf{B}}) dz' - \\
& - \bar{\sigma} \int_{z_2}^{\infty} \rho(\mathbf{z}', \vec{\mathbf{B}}) dz') - \exp(-\sigma'/2 \int_{z_1}^{z_2} \rho(\mathbf{z}', \vec{\mathbf{B}}) dz' - \sigma \int_{z_2}^{\infty} \rho(\mathbf{z}', \vec{\mathbf{B}}) dz')] \}.
\end{aligned}$$

В (1) $\rho(\mathbf{z}, \mathbf{B})$ - плотность распределения нуклонов в ядре, $\Delta \approx \frac{m^2}{2k}$ - продольная передача импульса в реакции $\gamma N \rightarrow V^0 N$. Остальные величины выражаются через амплитуду фоторождения V^0 - мезонов на нуклонах f_p и амплитуду упругого $V^0 N$ - рассеяния f_s с помощью соотношений:

$$\Sigma' = \frac{4\pi}{ik} f_p(0),$$

$$\sigma' = \frac{4\pi}{ik} f_s(0) = \sigma \left(1 - i \frac{\operatorname{Re} f_s(0)}{\operatorname{Im} f_s(0)}\right), \quad (2)$$

$$\Omega_{xy}(\beta) = \pi \int f_x(t) f_y^*(t) J_0(\sqrt{-t}\beta) dt,$$

$$\bar{\sigma} = \sigma - \Omega_{ss}(\beta).$$

В пределе низких энергий ($E_\gamma \lesssim 3 \text{ GeV}$), когда $\Delta^{-1} \ll \chi$, где χ - длина свободного пробега в ядре, осциллирующие множители делают пренебрежимо малым вклад последних слагаемых в выражение (1), и оно после выполнения интегрирования по \mathbf{z} принимает вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4} \int J_0(\sqrt{-t} \beta) d\beta^2 \Omega_{pp}(\beta) N(0, \vec{\sigma}). \quad (3)$$

В пределе очень высоких энергий ($\Delta x \ll 1$) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4} \int J_0(\sqrt{-t} \beta) d\beta^2 \{ & \Omega_{pp}(\beta) N(0, \vec{\sigma}) - 2 \text{Re} [\Omega_{ps}(\beta) \times \\ & \times \Sigma'/2 \frac{N(0, \sigma'/2) - N(0, \vec{\sigma})}{\sigma'^A/2 - \Omega_{ss}(\beta)}] + 2 \text{Re} [|\Sigma'/2|^2 (\frac{N(0, \sigma'/2) - N(0, \vec{\sigma})}{\sigma'/2 - \Omega_{ss}(\beta)} - \\ & - 2 \frac{N(0, \sigma'/2) - N(0, \sigma)}{\sigma'^A})] \}. \end{aligned} \quad (4)$$

Величины $N(0, \sigma)$ в (3) и (4) определяются, как и в работе /3/ :

$$N(0, \sigma) = \int d^2 B \frac{1 - \exp[-\sigma \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{z}', \mathbf{B}) dz']}{\sigma}. \quad (5)$$

Если предположить векторную доминантность для процессов фоторождения на нуклонах, т.е. $f_p(t) = g_v f_s(t)$, то выражение (4) упрощается и принимает вид:

$$\begin{aligned} g_v^{-2} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4} \int d\beta^2 J_0(\sqrt{-t} \beta) d^2 R \times \\ \times [\exp(-\vec{\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{z}', \vec{\mathbf{B}}) dz') - \exp(-\sigma \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{z}', \vec{\mathbf{B}}) dz')]. \end{aligned} \quad (6)$$

Выражение, стоящее в правой части этого равенства, представляет собой сечение квазиупругого (некогерентного) рассеяния V^0 - мезонов ядром ^{/2/}. Таким образом, в пределе высоких энергий фотон ведет себя, как адрон (V^0 - мезон) в процессах фоторождения на ядрах ^{/5/}. Ввиду малости отношения $\frac{\Omega_{xs}}{\sigma}$ для описания некогерентных процессов при конечных значениях передач достаточно ограничиться лишь несколькими первыми членами разложения величин (1), (3), (4), (6) по степеням Ω/σ . Так, например, фоторождение ρ^0 -мезонов при $-t \lesssim 0,2 \left(\frac{GeV}{c}\right)^2$ с хорошей точностью может быть описано первым членом этого разложения ^{/8/}, что означает, что в таких процессах частица меняет направление движения лишь в столкновении с одним из нуклонов ядра. При передачах $-t \sim 0,5 \left(\frac{GeV}{c}\right)^2$ существенную роль начинают играть также двукратные столкновения такого рода. При описании процессов $\gamma A \rightarrow \rho^0(\omega) A'$ с передачей $-t \sim 1 \left(\frac{GeV}{c}\right)^2$ необходим учет трехкратных столкновений с изменением направления движения. Таким образом, можно ожидать, что в области больших передач дифференциальные сечения некогерентного фоторождения V^0 - мезонов на ядрах будут чувствительны к форме дифференциальных сечений $V^0 N$ - рассеяния. Полагая

$$f_x(t) = f_x(0) \exp \frac{\alpha_x t}{2}, \quad x = p, s,$$

оценим чувствительность дифференциальных сечений (3) и (4) к величине параметра α_x при фиксированном значении $\alpha_p \approx 8 \text{ GeV}^{-2}$. На рисунках 1 и 2 приведены значения величин $R = \frac{d\sigma(\alpha_p, \alpha_s t)}{dt} / \frac{d\sigma(\alpha_p, \alpha_p t)}{dt}$ для процессов некогерентного фоторождения ρ^0 - и ω -мезонов ($\sigma = 27$ мбарн) на свинце ($A = 208$) при низких (рис. 1) и при высоких (рис. 2) энергиях. При расчетах предполагалось:

$$\rho(z) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-a}{c}\right) \right]^{-1},$$

$$a = 1,14 A^{1/3} F, \quad c = 0,545.$$

Немонотонный ход величин $R(a, t)$ на рис. 2 обусловлен интерференцией двух механизмов некогерентного фоторождения V^0 -мезонов на ядрах при высоких энергиях: 1) рождения V^0 -мезона под ненулевым углом на одном из нуклонов ядра и 2) рождения его вперед с последующим изменением направления движения в столкновениях с другими нуклонами.

При низких энергиях второй механизм подавлен.

Авторы благодарят Л.И. Лapidуса, Л.Л. Неменова за обсуждение.

Один из авторов (С.Г.) благодарит С.Г. Матиняна за интерес к работе и замечания.

Л и т е р а т у р а

1. H. Alvensleben et al. Nucl.Phys., B18, 333 (1970);
H.J. Behrend et al. Phys.Rev.Lett., 24, 336 (1970);
J.G. Asbury et al. Phys.Rev.Lett., 20, 227 (1968);
G. McClellan et al. Phys.Rev.Lett., 22, 377 (1969);
F. Bulos et al. Phys.Rev.Lett., 22, 490 (1969).
2. R.J. Glauber, G. Matthial. Nucl.Phys., B21, 135 (1970).
3. K.S. Koelbig and B. Margolis. Nucl.Phys., B6, 85 (1968).
4. С.Р. Геворкян, А.В. Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-5752, Дубна, 1971.
5. K. Gottfried and D.R. Yennie. Phys.Rev., 182, 1595 (1969).
6. G.V. Bochmann and B. Margolis. Phys.Rev.Lett., 23, 939 (1969);
7. С.М. Дарбинян, Л.Н. Коваль. Препринт ЕФИ-ТФ-12 (70).

Рукопись поступила в издательский отдел

14 июня 1971 года.

1

Рис. 1

