6539

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 6539

А.С.Пак, А.В.Тарасов

ОБ УЧЕТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ПРОЦЕССАХ КОГЕРЕНТНОГО ФОТОРОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

P2 - 6539

А.С.Пак, А.В.Тарасов

ОБ УЧЕТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ПРОЦЕССАХ КОГЕРЕНТНОГО ФОТОРОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

Анализ данных по когерентному фоторождению π°-мезонов на ядрах под малыми углами позволяет, как известно [1,2], наряду с временем жизни нейтрального пиона определить также и не зависящую от спина часть "ядерной" амплитуды фоторождения π°-мезонов на нуклонах $(\gamma N \to \pi^{\circ} N)$. Коэффициент при последней в выражении для амплитуды процесса $\gamma A \to \pi^{\circ} A$ зависит как от характеристик ядра, так и от характеристик взаимодействия π°-мезонов с ядерной материей. Рецепт получения этого, так называемого, ядерного формфактора, был предложен в работе [2], в которой также получена верхняя оценка $C \lesssim 50\ \mu b/sr$ для квадрата модуля не зависящей от спина части амплитуды $\gamma N \to \pi^{\circ} N$ при энергии 1 Гэв.

Анализ экспериментальных данных по фоторождению π°-мезонов на ядрах свинца при этой энергии, проведенный в работе [1] с помощью формул работы [2], привел, однако, к значению величины $C = /90 \pm 17/$, примерно в два раза превышающему ее максимально ожидаемое значение.

Причиной такого явного несоответствия между предсказаниями теории и экспериментом является не совсем корректный учет в работе [2] поглощения π°-мезона ядром при вычислении ядерного формфактора.

Не останавливаясь на обсуждении влияния эффектов поглощения на электромагнитную часть амплитуды $\gamma A \to \pi^{\circ} A$, исследование которой в [2] дано верно и которое к тому же несущественно из-за периферического характера эффекта Примакова [3], рассмотрим лишь вопрос о вычислении ядерной части амплитуды $\gamma A \to \pi^{\circ} A$.

Обычно при рассмотрении процессов когерентного рождения частиц на ядрах пользуются формулами оптической модели для амплитуд этих процессов

$$F(\bar{q}, \Delta)_{1A \to 2A} = f_{12}(0) \int d^2 b\, dz\, e^{i\bar{q}\bar{b} + i\Delta z} \times \rho(\bar{b}, z) \times$$
$$\times \exp\left[-\frac{\sigma_1}{2} \int_{-\infty}^{z} \rho(\bar{b}, z')\, dz' - \frac{\sigma_2'}{2} \int_{z}^{\infty} \rho(\bar{b}, z')\, dz'\right], \qquad /1/$$

где $f_{12}(0)$ - не зависящая от спина часть амплитуды процесса $1+N \to 2+N$ под нулевым углом, $\sigma'_{1(2)} = \frac{4\pi}{ik} f(0)_{1(2)\to 1(2)N'} = \sigma^{tot}_{1(2)} [1 - i\alpha_{1(2)}]$

$\rho(\bar{b}, z)$ - плотность ядра, $\bar{b}$ - прицельный параметр, z - составляющая радиуса-вектора вдоль направления падающего пучка, $\Delta = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2k}$ продольная передача импульса в процессе $1+N \to 2+N$.

Такое приближение в самом деле является хорошим приближением к точному значению амплитуды когерентного рождения частиц в дифракционных процессах /4/, для которых $f_{1(2)}(0) \neq 0$. Для процессов же недифракционных, типа $\gamma \to \pi^0$ или $\pi^{\pm} \to \rho^{\pm}$, выражение /1/ не имеет смысла, поскольку в этом случае $f_{12}(0) = 0$, тогда как ясно, что амплитуда когерентных процессов $\gamma A \to \pi^0 A$ и $\pi^{\pm} A \to \rho^{\pm} A$ должна быть отлична от нуля. Поэтому часто величину $f_{12}(0)$ в /1/ заменяют величиной $f_{12}(\bar{q})$ и после такого обобщения формулу /1/ применяют для анализа процессов когерентного рождения как в дифракционных процессах, таких как $\pi^- A \to A_1^- A$ /4/, так и в недифракционных, таких как $\gamma A \to \pi^0 A$, $\pi^- A \to \rho^- A$ /5/.

Результат работы /2/ для ядерной части амплитуды когерентного фоторождения π^0 на ядрах совпадает с выражением, полученным с помощью описанной выше процедуры, хотя исходные рассуждения автора несколько отличались от приведенных. Однако представление при учете взаимодействия в конечном состоянии амплитуды когерентного рождения в виде факторизующегося выражения $f_{12}(\bar{q}) S(\bar{q})$ представляется странным и не может быть оправдано ни в одной разумной модели.

Как показано в работе /6/, в рамках теории многократного рассеяния амплитуда когерентного рождения представляется в виде

$$F(\bar{q}, \Delta)_{1A-2A} = \int d^2b\, dz\, e^{i\bar{q}\bar{b} + i\Delta z} \{ \int d^2q' f_{12}(\bar{q}') \rho(\bar{q}', z)\, e^{-i\bar{q}'\bar{b}} \times$$

$$\exp [(2\pi i k)^{-1} [-\int_{-\infty}^{z} dz' (\int d^2q' f_{11}(\bar{q}') \rho(\bar{q}' z')\, e^{-i\bar{q}'\bar{b}}) - \qquad /2/$$

$$- \int_{z}^{\infty} dz' (\int d^2q' f_{22}(\bar{q}') \rho(\bar{q}', z')\, e^{-i\bar{q}'\bar{b}})]]\},$$

где $\rho(\bar{q}, z) = (2\pi)^{-2} \int \rho(\bar{b}, z)\, e^{i\bar{q}\bar{b}}\, d^2 b$ и кроме как в борновском приближении $(f_{11} = f_{22} = 0)$ не сводится к выражению вида $f_{12}(\bar{q}) S(\bar{q})$. Однако формула /2/ неудобна для практического использования и должна быть по возможности упрощена. Основой для такого упрощения обычно является малость радиуса элементарного взаимодействия d по сравнению с размерами ядра $R (d \ll R)$. Это значит, что коэффициенты при кинематических структурах в амплитудах $f_{xy}(\bar{q})$ являются гораздо более медленно меняющимися функциями переменной $\bar{q}$, нежели ядерный формфактор $\rho(\bar{q}, z)$. Поскольку последний имеет резкий пик в окрестности $\bar{q} = 0$, упомянутые выше коэффициенты могут быть вынесены из-под знака интеграла в точке $\bar{q} = 0$, и интегрироваться по $d^2 q$ будут лишь произведения кинематических структур на ядерный формфактор.

В случае упругого рассеяния или рождения частиц в дифракционных процессах структурные множители в усредненных по спину нуклона амплитудах не зависят от передачи $\bar{q}$, и в этом случае из под знака интеграла выносится значение всей амплитуды при $\bar{q} = 0$, что приводит, как легко убедиться, к упоминавшемуся выше результату, полученному в рамках оптической модели.

В случае же процессов типа $\gamma \to \pi^\circ$ или $\pi^\pm \to \rho^\pm$ усредненная по спину амплитуда процесса $\gamma(\rho) N \to \pi^\circ N$ имеет вид:

$$f_{12}(q) = \frac{(\bar{k} \times \bar{\epsilon})\, \bar{q}}{k^2}\, e^{i\delta(q)} \sqrt{C(q)}\,, \qquad /3/$$

где $\bar{k}$ - импульс налетающей частицы, $\bar{\epsilon}$ - поляризация векторной частицы и для сохранения преемственности с обозначениями работы /1,2/ медленно меняющаяся часть амплитуды обозначена через $e^{i\delta(\bar{q})}\, C(\bar{q})$.

Опуская слагаемые порядка d/R, для ядерной части амплитуды когерентного рождения $\gamma(\rho) A - \pi A$ получим

$$F(\bar{q}, \Delta) = e^{i\delta(0)} \sqrt{C(0)}\, \frac{i(\bar{k} \times \bar{\epsilon})}{k^2} \int dz\, d^2 b\, e^{i\bar{q}\bar{b} + i\Delta z}\, \bar{\nabla} \rho(\bar{b}, z) \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{\sigma_1'}{2} \int_{-\infty}^{z} \rho(\bar{b}, z')\, dz' - \frac{\sigma_2'}{2} \int_{z}^{\infty} \rho(\bar{b}, z')\, dz'. \qquad /4/\right.$$

Выражение же работы /2/ для этой же амплитуды

$$\tilde{F}(\bar{q},\Delta) = e^{i\delta}\sqrt{C}\,\frac{(\bar{\kappa}\times\bar{\epsilon})\bar{q}}{k^2}\int dz\,d^2b\,e^{i\bar{q}\bar{b}+i\Delta z}\rho(\bar{b},z)$$

$$\exp\left[-\frac{\sigma_1'}{2}\int_{-\infty}^{z}\rho(\bar{b},z')\,dz'-\frac{\sigma_2'}{2}\int_{z}^{\infty}\rho(\bar{b},z')\,dz'\right] \qquad /5/$$

может быть также записано в виде

$$\tilde{F}(\bar{q},\Delta) = e^{i\delta}\sqrt{C}\,\frac{i(\bar{k}\times\bar{\epsilon})}{k^2}\int dz\,d^2b\,e^{i\bar{q}\bar{b}+i\Delta z}\times$$

$$\bar{\nabla}\left\{\rho(\bar{b},z)\exp\left[-\frac{\sigma_1'}{2}\int_{-\infty}^{z}\rho(\bar{b},z')\,dz'-\frac{\sigma_2'}{2}\int_{z}^{\infty}\rho(\bar{b},z')\,dz'\right]\right\} \qquad /6/$$

Различие между /4/ и /6/ очевидно. Для численных оценок предположим, что ядро представляет собой однородную сферу радиуса

$$R = r_0 A^{1/3},\quad \rho(\bar{b},\bar{z}) = \rho_0\,\theta(R-\sqrt{b^2+z^2}),\quad \rho_0 = \frac{3}{4\pi}r_0^{-3}.$$

Пренебрегая членами порядка $\Delta R = \frac{m_\pi^2 R}{2k}$, что возможно при высоких энергиях / $k \geq 1$ Гэв/ ввиду малости массы пиона, и заменяя $\exp(i\Delta z)$ под знаком интеграла в /4/ и в /6/ единицей после интегрирования по dz' и dz, получим следующий результат

$$\underline{F(\bar{q},0)} = e^{i\delta}\sqrt{C}\,\frac{(\bar{k}\times\bar{\epsilon})\bar{q}}{k^2}\,2\pi\int J_0(qb)\times$$

$$\left\{\rho_0\sqrt{R^2-b^2}+\frac{1}{\sigma'}\left[1-\exp(-\sigma'\rho_0\sqrt{R^2-b^2})\right]\right\},$$

$$\tilde{F}(\bar{q},0) = e^{i\delta}\sqrt{C}\,\frac{(\bar{k}\times\bar{\epsilon})}{k^2}\,2\pi\int J_0(qb)\times \qquad /7/$$

$$\frac{2}{\sigma'}\left\{1-\left[\exp[-\sigma'\rho_0\sqrt{R-b}\,\right]\right\}.$$

На рис. 1 приведены значения величин $|\tilde{F}(\vec{q})|^2/C$ /1/, $4|\tilde{F}(\vec{q})|^2/C$ /2/ и $|F(\vec{q})|^2/C$ /3/, рассчитанные для A = 208 в предположении $r \sim 1{,}1\,F$, σ' = 30 мб как функции $\theta_{LAB} = q^-/k^-$.

Видно, что кривые /2/ и /3/ практически совпадают. Таким образом, в работе /2/ роль поглощения была переоценена примерно в четыре раза, следовательно, величина $C = (90 \pm 17)\frac{\mu b}{sr}$, полученная при анализе экспериментальных данных по формуле этой работы, также превышает примерно в 4 раза свое истинное значение.

Величина $C = \frac{90 \pm 17}{4} \cdot \frac{\mu b}{sr}$ уже не противоречит верхней оценке $C_{max} \sim 50\ \mu b/sr$. Тем самым расхождение между теорией и экспериментом, которое существовало до сих пор, можно считать преодоленным.

Авторы благодарны С.Р.Геворкяну, О.А.Займидороге, Л.И.Лапидусу, Л.Н.Сомову за интерес к проблеме и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. G.Bellettini, C.Bemporad, P.L.Braccini. Nuovo Cimento, 40, 1139 (1965).
2. G.Morpurgo. Nuovo Cimento, 31, 569 (1964).
3. H.Primakoff. Phys.Rev., 81, 899 (1951).
4. C.Bemporad et al. Nuclear Physics, B33,397 (1971).
5. *В.В.Балашов и др. ЯФ, 12, 308 /1970/.*
6. *С.Р.Геворкян, О.А.Займидорога, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ Р2-6581, Дубна, 1972.*

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июня 1972 года.

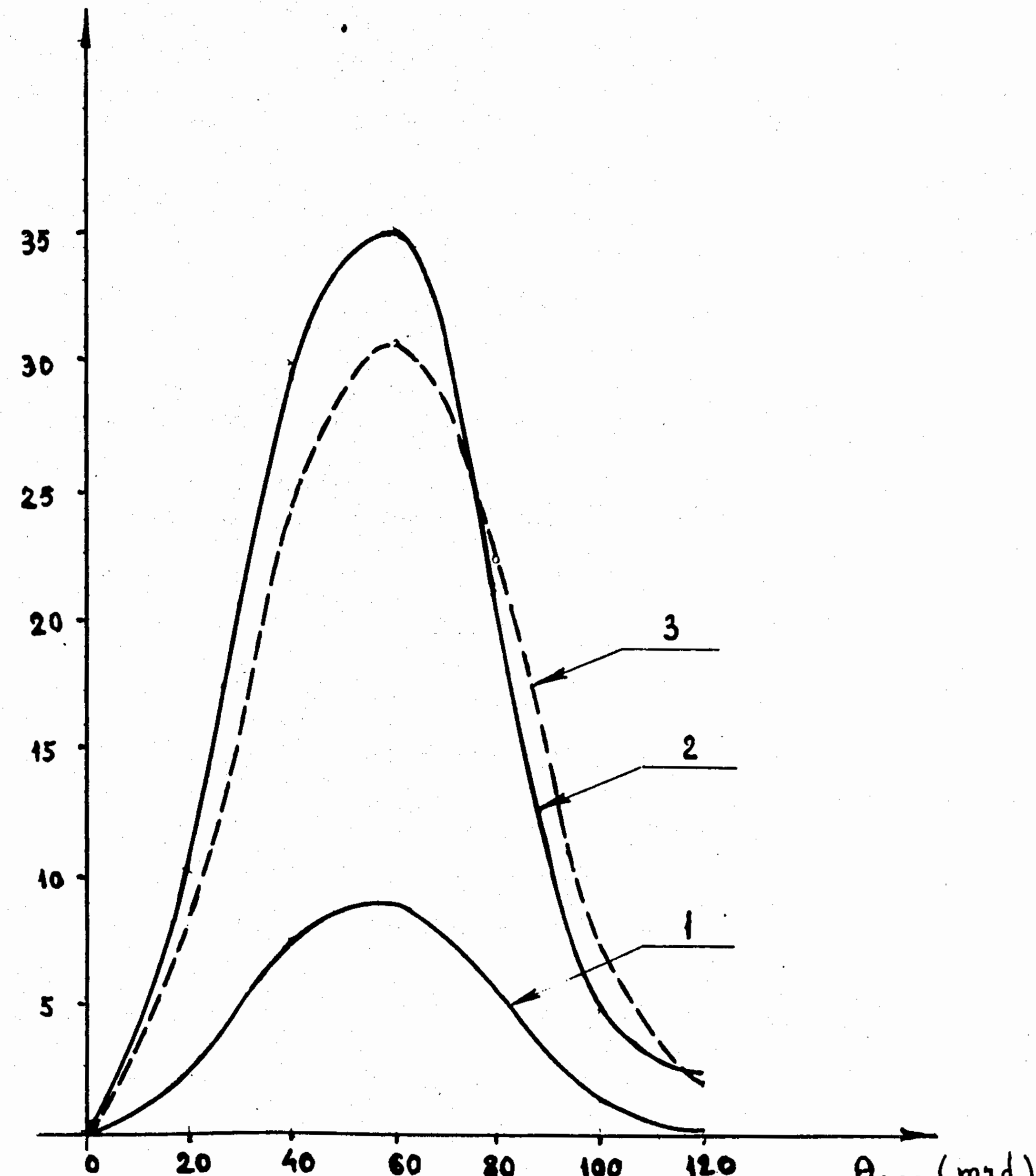

Рис. 1.