



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1904/83

18/4-83
P2-83-43

А.А.Бельков, В.Н.Первушин

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ
НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ПИОНОВ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
ПО ФОТООБРАЗОВАНИЮ ПИОННЫХ ПАР
В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Кулон-ядерное взаимодействие является в настоящее время эффективным методом экспериментального изучения комптон-эффекта на π -мезоне, который позволяет измерить один из важнейших параметров низкоэнергетической мезонной физики - поляризуемость пиона - в экспериментах при высоких энергиях. Возможны две постановки экспериментов по изучению низкоэнергетических электромагнитных свойств π -мезонов в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$: радиационное рассеяние пионов на ядрах $\pi A \rightarrow \pi\gamma A$ и фотообразование пионных пар в кулоновском поле ядра $\gamma A \rightarrow \pi\pi A$. В основе обеих постановок лежит тот факт, что при достаточно малых передачах импульса взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами определяется рассеянием на виртуальных фотонах кулоновского поля ядра. Первая постановка для заряженных π -мезонов была реализована в ^{1,2/}. В настоящей работе исследуются возможности изучения низкоэнергетических электромагнитных свойств π -мезонов в экспериментах по фотообразованию пионных пар в кулоновском поле ядра.

Изученный в работах ^{1,2/} процесс $\pi A \rightarrow \pi\gamma A$ позволяет исследовать амплитуду $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ в области $m_{\pi\pi}^2 < 0$ и измерять поляризуемость пиона в точке $m_{\pi\pi}^2 = 0$. Особенностью рассматриваемого в настоящей работе процесса $\gamma A \rightarrow \pi\pi A$ является то, что этот процесс идет в области эффективных масс дипиона $m_{\pi\pi}^2 \geq 4m_{\pi}^2$ вблизи физического порога $\pi\pi$ -рассеяния. Амплитуда процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ характеризуется при $m_{\pi\pi}^2 > 0$ быстрым ростом ее действительной части под порогом $\pi\pi$ -рассеяния. Такое поведение обусловлено вкладом диаграммы с пионной петлей и существенным образом определяется параметрами низкоэнергетического $\pi\pi$ -взаимодействия. Поэтому эксперименты по фотообразованию пионных пар в кулоновском поле ядра наряду с измерением поляризуемости заряженных и нейтральных пионов могут позволить также определить параметр нарушения киральной симметрии сильных взаимодействий, который входит в лагранжиан $\pi\pi$ -взаимодействия в киральной теории.

2. АМПЛИТУДА ПРОЦЕССА $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ В ТЕОРИИ НАРУШЕННОЙ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Процесс $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ описывается в теории нарушенной киральной симметрии диаграммами, приведенными на рис.1. Определим амплитуду процесса следующим образом:

$$(2\pi)^6 4\sqrt{q_1^0 q_2^0 p_1^0 p_2^0} \langle i_1 i_2 | S_{\pi\gamma} | \epsilon_{\lambda_1}^\mu, \epsilon_{\lambda_2}^\nu \rangle =$$

$$= I + i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2) \epsilon_{\lambda_1}^\mu \epsilon_{\lambda_2}^\nu T_{i_1 i_2}^{\mu\nu},$$

где p_1, p_2 и i_1, i_2 - соответственно 4-импульсы и изотопические индексы пионов, а q_1, q_2 и $\epsilon_{\lambda_1}^\mu, \epsilon_{\lambda_2}^\nu$ - 4-импульсы и поляризации γ -квантов. Борновская амплитуда процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ имеет вид^{/3/}:

$$(T_{\pi\gamma}^{(1)})^{\mu\nu}_{i_1 i_2} = 2e^2 (\delta_{i_1 i_2} \delta_{i_1 3} \delta_{i_2 3}) (g^{\mu\nu} + \frac{2p_1^\mu p_2^\nu}{(p_1 - q_1)^2 - m_\pi^2} + \frac{2p_1^\nu p_2^\mu}{(p_2 - q_1)^2 - m_\pi^2}) / 1/$$

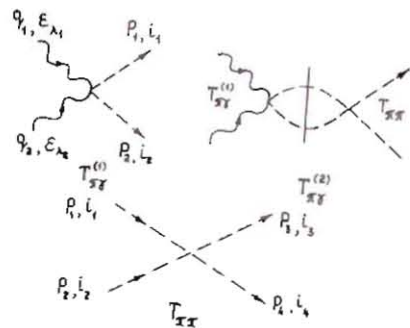


Рис. 1. Диаграммы, дающие вклад в процесс $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$: $T_{\pi\gamma}^{(1)}$ - борновское приближение; $T_{\pi\gamma}^{(2)}$ - однопетлевое приближение. Унитарное рассеяние однопетлевой диаграммы позволяет выразить соответствующую этой диаграмме амплитуду $T_{\pi\gamma}^{(2)}$ через борновскую амплитуду процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ ($T_{\pi\gamma}^{(1)}$) и борновскую амплитуду $\pi\pi$ -рассеяния ($T_{\pi\pi}$).

Унитарное рассеяние^{/4/} однопетлевой диаграммы позволяет выразить соответствующую амплитуду $T_{\pi\gamma}^{(2)}$ через борновские амплитуды процессов $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ ($T_{\pi\gamma}^{(1)}$) и $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ ($T_{\pi\pi}$):

$$(T_{\pi\gamma}^{(2)})^{\mu\nu}_{ab} = \frac{1}{i} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k + q_1)^2 - m_\pi^2} \frac{1}{(k - q_2)^2 - m_\pi^2} \times \frac{1}{2} \sum_{i_1 i_2} (T_{\pi\pi})_{i_1 i_2 ab} (T_{\pi\gamma}^{(1)})^{\mu\nu}_{i_1 i_2} \quad /2/$$

Борновская амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния $T_{\pi\pi}$ определяется следующим образом:

$$(2\pi)^6 4\sqrt{p_1^0 p_2^0 p_3^0 p_4^0} \langle i_1 i_2 | S_{\pi\pi} | i_3 i_4 \rangle = I + i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) (T_{\pi\pi})_{i_1 i_2 i_3 i_4}$$

и имеет вид^{/5/}

$$(T_{\pi\pi})_{i_1 i_2 i_3 i_4} = \delta_{i_1 i_2} \delta_{i_3 i_4} A(s, t, u) + \delta_{i_1 i_3} \delta_{i_2 i_4} A(t, s, u) +$$

$$+ \delta_{i_1 i_4} \delta_{i_2 i_3} A(u, t, s),$$

$$A(s, t, u) = \frac{1}{F_\pi^2} (s - \frac{1}{2}(1-\beta)4m_\pi^2) = \frac{1}{F_\pi^2} (s - 4m_\pi^2 \kappa), \quad /3/$$

$$\kappa = \frac{1}{2}(1-\beta); s = (p_1 + p_2)^2; t = (p_1 - p_3)^2; u = (p_1 - p_4)^2.$$

Здесь $F_\pi = 94$ МэВ - константа распада $\pi \rightarrow \mu\nu$, а β - параметр нарушения киральной симметрии, который может принимать разные значения в зависимости от способа нарушения киральной симметрии сильных взаимодействий. Так, $\beta = 1/2$ в σ -модели Вайнберга^{/6/}; $\beta = 1/3$ в экспоненциальной модели Гюрсея-Чанга^{/7/}; $\beta = 1/4$ в модели Швингера^{/8/}.

С помощью унитарного рассеяния пионной петли^{/2/}, используя борновские амплитуды^{/1/},^{/3/}, получим в однопетлевом приближении следующее выражение для амплитуды процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ при любом нарушении киральной симметрии:

$$(T_{\pi\gamma}^{(2)})^{\mu\nu}_{ab} = 2e^2 \frac{1}{(4\pi F_\pi)^2} \{ (\delta_{ab} - \delta_{a3} \delta_{b3}) (s - 4m_\pi^2 (4\kappa - 1)) + \delta_{a3} \delta_{b3} 2(s - 4m_\pi^2 \kappa) \} \frac{1}{2} \Lambda_{\mu\nu} \quad /4/$$

Здесь

$$\Lambda_{\mu\nu} = \frac{1}{i\pi^2} \int \frac{d^4 k}{((k + q_1)^2 - m_\pi^2)((k - q_2)^2 - m_\pi^2)} (g_{\mu\nu} - \frac{4k_\mu k_\nu}{k^2 - m_\pi^2}) = (g^{\mu\nu} - \frac{q_1^\nu q_2^\mu}{q_1 q_2}) [\frac{1}{2} f^2(\bar{s}) - 1],$$

где $\bar{s} = s/(4m_\pi^2)$,

$$f(\xi) = \begin{cases} \arctg(\frac{1}{\xi} - 1)^{-1/2}, & 0 < \xi < 1, \\ \frac{1}{2} i \ln \frac{1 + \sqrt{1 - 1/\xi}}{1 - \sqrt{1 - 1/\xi}} + \frac{\pi}{2}, & \xi > 1, \\ \frac{1}{2} i \ln \frac{1 + \sqrt{1 - 1/\xi}}{-1 + \sqrt{1 - 1/\xi}}, & \xi < 0, \end{cases}$$

причем

$$\Lambda_{\mu\nu}(\xi \rightarrow 0) = \frac{1}{8 m_\pi^2} (g^{\mu\nu} (q_1 q_2) - q_1^\nu q_2^\mu),$$

$$\Lambda_{\mu\nu}(\xi \rightarrow \infty) = - (g^{\mu\nu} - \frac{q_1^\nu q_2^\mu}{q_1 q_2}).$$

Полная амплитуда процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ с учетом борновской и одно-петлевой диаграмм имеет вид

$$\begin{aligned} T_{ab}^{\mu\nu} = & 2e^2 (\delta_{ab} - \delta_{a3} \delta_{b3}) \{ g^{\mu\nu} + \frac{2p_{1\mu} p_{2\nu}}{(p_1 - q_1)^2 - m_\pi^2} + \frac{2p_{1\nu} p_{2\mu}}{(p_2 - q_1)^2 - m_\pi^2} + \\ & + \frac{1}{(4\pi F_\pi)^2} (g^{\mu\nu} (q_1 q_2) - q_1^\nu q_2^\mu) \beta_\pm^{(\pi)}(m_{\pi\pi}^2) \} + \quad /5/ \\ & + 4e^2 \delta_{a3} \delta_{b3} \frac{1}{(4\pi F_\pi)^2} (g^{\mu\nu} (q_1 q_2) - q_1^\nu q_2^\mu) \beta_0^{(\pi)}(m_{\pi\pi}^2), \end{aligned}$$

где

$$\beta_\pm^{(\pi)}(m_{\pi\pi}^2) = \frac{m_{\pi\pi}^2}{2q_1 q_2} (1 - \frac{4\kappa - 1}{\bar{s}}) (\frac{1}{\bar{s}} f^2(\bar{s}) - 1),$$

$$\beta_0^{(\pi)}(m_{\pi\pi}^2) = \frac{m_{\pi\pi}^2}{2q_1 q_2} (1 - \frac{\kappa}{\bar{s}}) (\frac{1}{\bar{s}} f^2(\bar{s}) - 1),$$

а $\bar{s} = m_{\pi\pi}^2 / (4m_\pi^2)$. Первый член в выражении /5/ описывает процесс образования заряженных пионов $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$, а второй - нейтральных пионов $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Заметим, что борновская диаграмма не дает вклада в процесс $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$, амплитуда которого целиком определяется диаграммой с пионной петлей.

Следует подчеркнуть, что диаграмма с пионной петлей приводит к аномальному поведению амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ под порогом $\pi\pi$ -рассеяния. Для феноменологического описания амплитуд процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ к функциям $\beta_\pm^{(\pi)}(m_{\pi\pi}^2)$ и $\beta_0^{(\pi)}(m_{\pi\pi}^2)$ необходимо также добавить некоторые константы β_\pm^* и β_0^* , которые в киральных моделях связаны с учетом фермионных петель^{/3/} и резонансов^{/9/}. Теоретические и экспериментальные оценки^{/2/} приводят к значению $\beta_\pm^* \approx 2$, поэтому в выражении /5/ вместо $\beta_\pm^{(\pi)}$ следует подставить функцию $\beta_\pm(m_{\pi\pi}^2) = \beta_\pm^{(\pi)}(m_{\pi\pi}^2) + \beta_\pm^*$. В киральных моделях для константы β_0^* предсказывается значение, на порядок меньшее, чем для β_\pm^* . В резонансных моделях^{/9/} имеются неоднозначности. Фиксирование этих неоднознач-

ностей с помощью эксперимента^{/2/} также приводит к малому значению β_0^* , и этой константой в численных расчетах можно пренебречь.

3. ФОТООБРАЗОВАНИЕ $\pi\pi$ -ПАР В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА

Фотообразование $\pi\pi$ -пар в кулоновском поле ядра описывается диаграммой /рис.2/, где виртуальный фотон, соответствующий взаимодействию первичного γ -кванта с внешним стационарным полем, имеет нулевую энергию и переносит только импульс: $q_2 = (0, \vec{q}_2)$. Амплитуда интересующего нас процесса имеет вид

$$A_c = (4\pi)^{3/2} e \frac{2M_\pi Z \epsilon \lambda_1^\mu}{|\vec{q}_2|^2} T_{\mu 0}.$$

где M_π и Z - соответственно масса и заряд ядра. Амплитуда $T_{\mu 0}$ для фотообразования $\pi^0 \pi^0$ -пары имеет вид

$$T_{\mu 0} = \frac{4e^2}{(4\pi F_\pi)^2} (g_{\mu 0} (q_1 q_2) - q_{10} q_{2\mu}) (\beta_0^{(\pi)}(\bar{s}) + \beta_0^*),$$

а для фотообразования заряженных пионов

$$\begin{aligned} T_{\mu 0} = & 2e^2 [g_{\mu 0} - \frac{p_{1\mu} p_{20}}{p_1 q_1} - \frac{p_{10} p_{2\mu}}{p_2 q_1} + \\ & + \frac{1}{(4\pi F_\pi)^2} (g_{\mu 0} (q_1 q_2) - q_{10} q_{2\mu}) (\beta_\pm^{(\pi)}(\bar{s}) + \beta_\pm^*)]. \end{aligned}$$

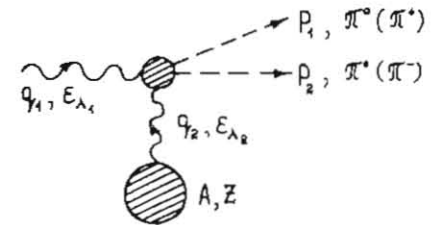


Рис.2. Фотообразование пионных пар в кулоновском поле ядра.

Заметим, что для малых передач импульса ядру мишени $|\vec{q}_2| \ll \epsilon$ /где ϵ - энергия первичного γ -кванта/ функции $\beta_0^{(\pi)}$ и $\beta_\pm^{(\pi)}$ можно записать в виде

$$\beta_0^{(\pi)}(\bar{s}) = (1 - \frac{\kappa}{\bar{s}}) (\frac{1}{\bar{s}} f^2(\bar{s}) - 1),$$

$$\beta_\pm^{(\pi)}(\bar{s}) = (1 - \frac{4\kappa - 1}{\bar{s}}) (\frac{1}{\bar{s}} f^2(\bar{s}) - 1).$$

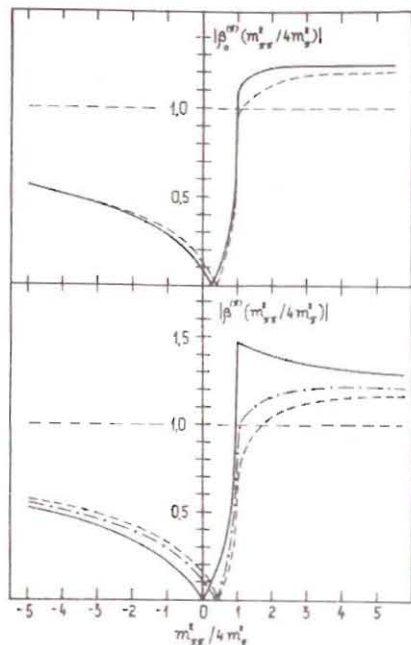


Рис. 3. Поведение функций $|\beta_0^{(\pi)}(\bar{s})|$ и $|\beta_{\pm}^{(\pi)}(\bar{s})|$ при различных значениях параметра нарушения киральной симметрии: сплошные линии - $\beta = 1/2$; штрихпунктирные - $\beta = 1/3$; штриховая - $\beta = 1/4$.

Функции $|\beta_0^{(\pi)}(\bar{s})|$ и $|\beta_{\pm}^{(\pi)}(\bar{s})|$ будем называть динамическими поляризуемостями. Их поведение при различных значениях параметра нарушения киральной симметрии β показано на рис. 3. Фотообразованию $\pi\pi$ -пар в кулоновском поле ядра соответствует область значений масс дипиона $\bar{s} = m_{\pi\pi}^2(4m_{\pi}^2) \geq 1$. Из рис. 3 видно, что амплитуда процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ обладает "аномальным" с точки зрения гипотез алгебры токов поведением и резко меняется на пороге рождения пионов. В связи с этим экспериментальные измерения должны приводить к различным значениям величины поляризуемости пионов в зависимости от области энергий, в которой изучается процесс $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$. Динамические поляризуемости нейтральных и заряженных пионов связаны с $\beta_0^{(\pi)}(\bar{s})$ и $\beta_{\pm}^{(\pi)}(\bar{s})$ соотношениями

$$a_{\pi^0} = 2 \frac{e^2}{m_{\pi}} \frac{1}{(4\pi F_{\pi})^2} (\beta_0^{(\pi)}(\bar{s}) + \beta_0') \frac{1}{4\pi},$$

$$a_{\pi^{\pm}} = \frac{e^2}{m_{\pi}} \frac{1}{(4\pi F_{\pi})^2} (\beta_{\pm}^{(\pi)}(\bar{s}) + \beta_{\pm}') \frac{1}{4\pi},$$

где $e^2/m_{\pi}(4\pi F_{\pi})^2 = 4,8 \times 10^{-10} \text{ МэВ}^{-3} = 3,7 \times 10^{-3} \text{ Фм} = 37 \times 10^{-43} \text{ см}^3$. Значения $\beta_0^{(\pi)}$ и $\beta_{\pm}^{(\pi)}$ для разных нарушений киральной симметрии при $\bar{s} = 0$ и $\bar{s} = 1$ приведены в табл. 1.

Дифференциальное сечение фотообразования пионных пар в кулоновском поле ядра равно

$$d\sigma = \frac{\delta^{(3)}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{q}_1 - \vec{q}_2) \delta(E_1 + E_2 - \epsilon)}{4\epsilon M_{\text{Я}} (2\pi)^5 8 E_1 E_2 M_{\text{Я}}} |A_c|^2 d^3\vec{q}_2 d^3\vec{p}_3 d^3\vec{p}_2,$$

где E_i, \vec{p}_i ($i = 1, 2$) - соответственно энергия и импульс рождающихся пионов. В случае фотообразования π^0 -мезонов при интегриро-

$\beta(\kappa)$	1/2 (1/4)	1/3 (1/3)	1/4 (3/8)
$\beta_0^{(\pi)}(0)$	0,08	0,11	0,13
$\beta_0^{(\pi)}(1)$	1,10	0,98	0,92
$\beta_{\pm}^{(\pi)}(0)$	0	0,11	0,17
$\beta_{\pm}^{(\pi)}(1)$	1,47	0,98	0,73

ванию по фазовому объему необходимо учитывать тождественность частиц с помощью фактора 1/2.

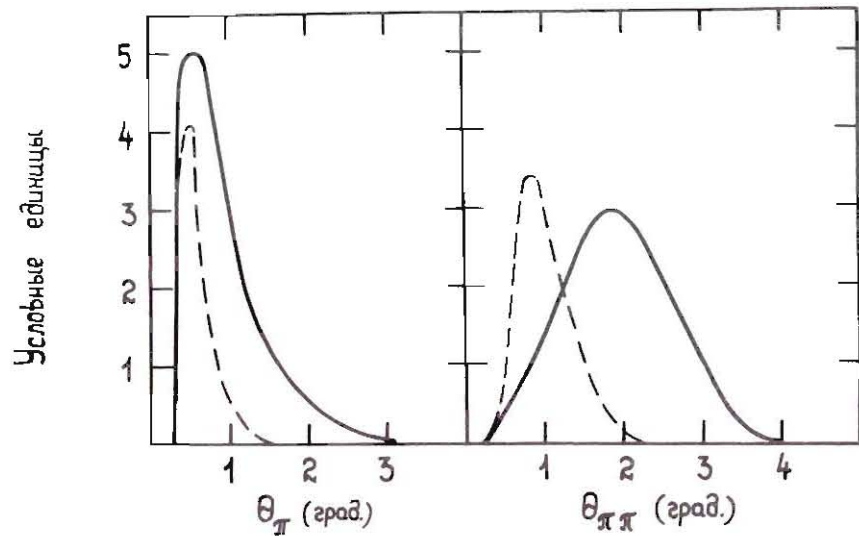
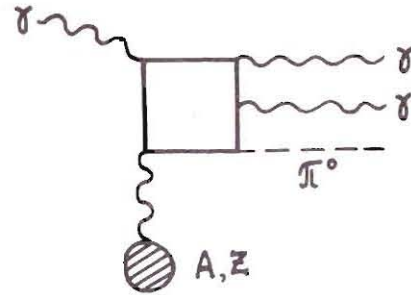
Методом Монте-Карло были проведены расчеты полных сечений фотообразования $\pi\pi$ -пар в кулоновском поле ядра углерода ($Z=8$). Для константы β_0' в расчетах взято нулевое значение. Важно отметить, что поскольку $q_2^{\text{max}} \ll \epsilon$, то эффективная масса $\pi\pi$ -системы при обрезании по передачам импульса q_2^{max} может принимать значения в пределах $4m_{\pi}^2 \leq m_{\pi\pi}^2 \leq (m_{\pi\pi}^2)^{\text{max}} = 2\epsilon q_2^{\text{max}}$. Результаты вычислений при энергиях первичного γ -кванта 20 и 40 ГэВ и различных q_2 приведены в табл. 2. Для процесса $\gamma A \rightarrow \pi^+ \pi^- A$ наряду с полными сечениями σ_{tot} рассчитаны также неборновская часть полной амплитуды процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и вклад σ_{int} интерференции борновской амплитуды $T_{\pi\gamma}^{(1)}$ с $T_{\pi\gamma}^{(2)}$. Результаты расчетов практически не зависят от значения параметра нарушения киральной симметрии β , поскольку они в основном определяются наличием в амплитуде большой постоянной добавки β_{\pm}' , которая, по существу, и была измерена в эксперименте ^{1/2}. Расчеты, проведенные для процесса $\gamma A \rightarrow \pi^0 \pi^0 A$, показали, что полные сечения этой реакции существенно зависят от выбора параметра нарушения киральной симметрии β .

Одним из преимуществ эксперимента по фоторождению пар нейтральных пионов является отсутствие фона, за исключением процесса $\gamma A \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma A$, обусловленного в киральных моделях диаграммой, приведенной на рис. 4. Модельные оценки показывают, что такой процесс должен быть подавлен по крайней мере на два порядка по сравнению с изучаемым процессом $\gamma A \rightarrow \pi^0 \pi^0 A$.

Для оценки апертуры возможной экспериментальной установки рассчитаны распределения по углу вылета π^0 -мезонов относительно пучка γ -квантов и распределения по углу разлета $\pi^0 \pi^0$ -пары в лабораторной системе координат. Результаты расчетов приведены на рис. 5. Малость углов вылета π^0 -мезонов, несомненно, также является одним из преимуществ предлагаемой постановки эксперимента.

Таблица 2

ϵ ГэВ	$\sigma(\gamma A \rightarrow \pi^+ \pi^- A) \times 10^{-32} \text{ см}^2$				$\sigma(\gamma A \rightarrow \pi^0 \pi^0 A) \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$				
	$q_2^{\text{max}} = 5 \text{ МэВ}$		$q_2^{\text{max}} = 10 \text{ МэВ}$		β	$q_2^{\text{max}} = 10 \text{ МэВ}$			
	σ_{tot}	$\sigma_{\pi\pi}$	σ_{tot}	$\sigma_{\pi\pi}$			σ_{int}	σ_{int}	
20	1,0	0,01	0,15	6,6	0,1	0,9	1/2	0,0029	0,053
							1/3	0,0014	0,026
							1/4	0,0009	0,016
40	1,9	0,03	0,32	7,3	0,16	1,1	1/2	0,016	0,107
							1/3	0,0075	0,061
							1/4	0,0048	0,039

Рис.4. Диаграмма фонового процесса $\gamma A \rightarrow \gamma\gamma\pi^0 A$. Сплошные линии соответствуют барионам.Рис.5. Распределения по углу вылета π^0 -мезонов относительно пучка γ -квантов и распределения по углу разлета $\pi^0 \pi^0$ -пары в лабораторной системе координат. Расчеты проведены для энергии пучка γ -квантов $\epsilon = 20$ ГэВ: сплошные линии — при обрезании $q_2^{\text{max}} = 10$ МэВ; штриховые — при обрезании $q_2^{\text{max}} = 5$ МэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты полных сечений реакции фотообразования пионных пар в кулоновском поле ядра показали, что эти процессы в настоящее время вполне доступны для экспериментального изучения на существующих пучках γ -квантов. Наибольший интерес представляет изучение фотообразования пар π^0 -мезонов. В этом процессе можно экспериментально измерить фундаментальный параметр

низкоэнергетической мезонной физики - поляризуемость нейтральных пионов.

Следует особо подчеркнуть, что речь идет об измерении порогового эффекта, связанного с аномальным поведением динамической поляризуемости вблизи порога образования пионной пары. Этот пороговый эффект обусловлен вкладом диаграмм с пионной петлей в амплитуду процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$. Поэтому измерение поляризуемости нейтральных пионов самым тесным образом связано с проблемой определения низкоэнергетических характеристик $\pi\pi$ -взаимодействия^{7,10/}, в частности, с проблемой определения параметра нарушения киральной симметрии сильных взаимодействий.

В настоящее время для получения экспериментальной информации о $\pi\pi$ -рассеянии используются косвенные методы, основанные на выделении из данных о различных процессах с участием π -мезонов вкладов диаграмм, связанных с $\pi\pi$ -взаимодействием /например, из распадов каонов либо из реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ /. Причем вклад этих диаграмм не является во всех этих процессах доминирующим, а сами методы их выделения требуют большой экспериментальной статистики и дополнительных модельных предположений. Для определения параметра нарушения киральной симметрии необходимо с высокой точностью измерить фазы $\pi\pi$ -рассеяния вблизи порога, где должна наблюдаться существенная зависимость s -волновых фаз от его величины. Однако область низкоэнергетического $\pi\pi$ -взаимодействия оказалась наиболее труднодоступной для экспериментального изучения косвенными методами, и параметр нарушения киральной симметрии до сих пор так и не определен однозначно.

Предлагаемая в настоящей работе постановка эксперимента по фоторождению нейтральных пионов в кулоновском поле ядра наряду с измерением поляризуемости π^0 -мезонов дает уникальную возможность определять параметры низкоэнергетического $\pi\pi$ -взаимодействия в наиболее чистой форме, без каких-либо дополнительных модельных аппроксимаций. Существует реальная возможность постановки экспериментов подобного рода на существующих пучках γ -квантов, например, на пучке ИФВ² /Серпухов/ со спектром γ -квантов до 40 ГэВ.

Авторы выражают благодарность С.Б.Нурушеву за консультации и поддержку настоящей работы, М.К.Волкову и А.В.Ефремову за обсуждения теоретических моделей, а также Г.В.Мицельмахеру за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гальперин А.С. и др. ЯФ, 1980, 32, с.1053.
2. Antipov Yu.M. et al. ИФВ, 82-120, SERP-E-143, Serpukhov, 1982.
3. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1975, 22, с.346.

4. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. "Наука", М., 1964, с.609.
5. Бельков А.А., Бунятов С.А., Первушин В.Н. ЯФ, 1979, 30, с.546.
6. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1967, 18, p.188.
7. Chang P., Gurvey F. Phys.Rev., 1967, 164, p.1752.
8. Schwinger J. Phys.Lett., 1967, 24B, p.473.
9. Волков М.К., Креопалов Д.В. ОИЯИ, P2-82-476, Дубна, 1982.
10. Бельков А.А., Бунятов С.А. ЗЧАЯ, 1982, 13, с.5.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 января 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бельков А.А., Первушин В.Н. P2-83-43
О возможности изучения низкоэнергетических характеристик пионов в экспериментах по фотообразованию пионных пар в кулоновском поле ядра

Рассматривается возможность проведения эксперимента по фоторождению пионных пар в кулоновском поле ядра. В рамках киральной теории вычислены полные сечения процессов фоторождения заряженных и нейтральных пионов и угловое распределение пионов. Результаты расчетов показывают, что эти процессы в настоящее время вполне достижимы для экспериментального изучения на существующих пучках γ -квантов. Предлагаемая постановка эксперимента по фоторождению нейтральных пионов в кулоновском поле ядра наряду с измерением поляризуемости π^0 -мезона дает уникальную возможность определения параметров низкоэнергетического пион-пионного взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Belkov A.A., Pervushin V.N. P2-83-43
On a Possibility of Studying Low Energy Characteristics of Pions in Experiments on Pion Pair Photoproduction in Nuclear Coulomb Field

A possibility of performing an experiment on the photoproduction of pion pairs in nuclear Coulomb field is considered. In the framework of chiral theory total cross sections of processes of charged and neutral pion photoproduction and pion angular distribution are calculated. The calculation results demonstrate that to date these processes are quite approachable for experimental study on standard beams of γ -quanta. The proposed experimental set-up to study neutral pion photoproduction in nuclear Coulomb field alongside with the measurement of π^0 -meson polarization provides for a unique possibility to determine the parameters of low energy pion-pion interaction.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.