

С 346.4
Л-93

23 ✓



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Л. Любошиц

1587

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ π -МЕЗОНОВ
ПО ДАННЫМ ФАЗОВОГО АНАЛИЗА p - p РАССЕЙНИЯ
ПРИ ЭНЕРГИИ 660 МЭВ

Дубна 1964

В.Л. Любошиц

1587

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ π -МЕЗОНОВ
ПО ДАННЫМ ФАЗОВОГО АНАЛИЗА p - p РАССЕЙЯНИЯ
ПРИ ЭНЕРГИИ 680 МЭВ

23/2/2 48

Дубна 1964

Недавно в Дубне был выполнен фазовый анализ упругого рассеяния протонов в области 660 Мэв^{/1-4/}. При этом использовались не только экспериментальные данные об упругом рассеянии, но также значения полных сечений мезонообразования $\sigma(\pi^+ d)$, $\sigma(\pi^+ pp)$ и $\sigma(pp \pi^0)$.

В настоящее время пока еще остается открытым вопрос, из каких состояний происходит образование π -мезонов при p - p соударениях, это затрудняет фазовый анализ, так как решения, полученные в^{/1-4/}, существенно зависят от того, какие из фазовых сдвигов с самого начала полагаются комплексными.

Во всех работах по фазовому анализу p - p рассеяния в области 400-600 Мэв используется резонансная модель образования π -мезонов, предложенная Мандельштамом^{/5/}. Для фазового анализа является важным исходное предположение этой модели, согласно которому образование π -мезонов связано с каналами 1D_2 , ${}^3P_{0,1,2}$ и ${}^3F_{2,3}$ (S - и P -разлет^{/5/}). Что касается мнимых фазовых сдвигов, то они находятся непосредственно путем обработки экспериментальных данных.

Известно, что Мандельштам сумел получить удовлетворительное согласие с экспериментом, пренебрегая вкладом состояний 3F_2 и 3F_3 .

В рамках этих довольно жестких предположений Зулькарнеев и Силин^{/1,2/} получили фактически одно решение, согласно которому мезонообразование происходит в основном из состояний 1D_2 и 3P_2 .

Если учесть возможность того, что 3F -состояния также могут давать вклад в неупругие процессы, появляются новые решения^{/3,4/}. При этом оказывается, что вклад от 3F -состояний во всяком случае сравним с вкладом от 1D_2 и 3P .

Для проверки полученных в настоящее время решений следует сравнить их с экспериментальными данными, относящимися не только к упругому, но и к неупругому рассеянию. В частности, имеет смысл выяснить, в какой степени эти решения соответствуют угловому распределению π^0 -мезонов, усредненному по их спектру. Действительно, данные по угловому распределению π -мезонов не использовались непосредственно при самом фазовом анализе. Экспериментальная же информация об угловом распределении π -мезонов более или менее достоверна. Мы будем рассматривать процесс $pp + pp \pi^0$, так как вследствие тождественности протонов в конечном состоянии он описывается меньшим числом феноменологических параметров, чем процесс $pp + \pi^+ pp$.

Для нахождения углового распределения π -мезонов удобно использовать роузенфельдовскую классификацию переходов, при которой π -мезон выделен, а нуклоны объединяются в систему с определенным полным моментом, орбитальным моментом

и суммарным спином. Каждому резонансному переходу соответствует строго определенное угловое распределение π -мезонов, не зависящее от динамики процесса.

Резонансные переходы, которые допускаются резонансной моделью, можно объединить в таблицу:

Начальное состояние	Конечное состояние нуклонов и π -мезонов	Угловое распределение
1D_2	$({}^3S_1 p)_2$ ($\pi^+ pn$)	$1 + P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}(1 + 3\cos^2\theta)$
	$({}^3P_2 s)_2$ ($\pi^+ np$)	изотропное
3P_0	$({}^3P_1 p)_0$ (${}^1S_0 s$) ($\pi^+ pn$)	изотропное
	$({}^1P_1 p)_0$ ($\pi^+ pn$)	
3P_1	$({}^3P_0 p)_1$ ($\pi^+ pn$)	$1 - P_2(\cos\theta) = \frac{3}{2}(1 - \cos^2\theta)$
	$({}^3P_1 p)_1$ ($\pi^+ pn$)	$1 + \frac{1}{2}P_2(\cos\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta)$
	$({}^1P_1 p)_1$ ($\pi^+ pn$)	
	$({}^3P_2 p)_1$ ($\pi^+ pn$)	$1 - \frac{1}{10}P_2(\cos\theta) = \frac{21}{20}(1 - 0,14\cos^2\theta)$
	$({}^3S_1 s)_1$ ($\pi^+ pn$)	изотропное
3P_2	$({}^3S_1 d)_1$ ($\pi^+ np$)	$1 - \frac{1}{4}P_2(\cos\theta) = \frac{5}{4}(1 - 0,6\cos^2\theta)$
	$({}^3S_1 d)_2$ ($\pi^+ np$)	$1 + \frac{1}{2}P_2(\cos\theta) = \frac{1}{4}(1 + \cos^2\theta)$
	$({}^1S_0 d)_2$ ($\pi^+ np$)	$1 + P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}(1 + 3\cos^2\theta)$
	$({}^3P_1 p)_2$ ($\pi^+ np$)	$1 + \frac{7}{10}P_2(\cos\theta) = \frac{13}{20}(1 + 1,61\cos^2\theta)$
	$({}^1P_1 p)_2$ ($\pi^+ np$)	
	$({}^3P_2 p)_2$ ($\pi^+ np$)	$1 - \frac{7}{10}P_2(\cos\theta) = \frac{27}{20}(1 - 0,77\cos^2\theta)$
	$({}^3S_1 d)_2$ ($\pi^+ pn$)	$1 + \frac{4}{7}P_2(\cos\theta) + \frac{4}{7}P_4(\cos\theta) = \frac{13}{14}(1 - \frac{8}{13}\cos^2\theta + \frac{35}{13}\cos^4\theta)$
3F_2	$({}^1S_0 d)_2$ ($\pi^+ pn$)	$1 + \frac{8}{7}P_2(\cos\theta) + \frac{6}{7}P_4(\cos\theta) = \frac{13}{4}(1 - 2\cos^2\theta + 5\cos^4\theta)$
	$({}^3P_2 p)_2$ ($\pi^+ pn$)	$1 - \frac{8}{10}P_2(\cos\theta) = \frac{7}{5}(1 - 0,86\cos^2\theta)$
	$({}^3P_1 p)_2$ ($pn\pi^+$)	$1 + \frac{8}{10}P_2(\cos\theta) = \frac{13}{5}(1 + 2\cos^2\theta)$
	$({}^1P_1 p)_2$ ($pn\pi^+$)	
3F_3	$({}^3S_1 d)_3$ ($pn\pi^+$)	$1 + \frac{6}{7}P_2(\cos\theta) + \frac{1}{7}P_4(\cos\theta) = \frac{10}{13}(1 + 0,6\cos^2\theta + \cos^4\theta)$
	$({}^3P_2 p)_3$ ($pn\pi^+$)	$1 + \frac{13}{5}P_2(\cos\theta) = \frac{7}{10}(1 + 1,3\cos^2\theta)$

В рамках резонансной модели переходы из 1D_2 происходят по схеме ${}^1D_2 \rightarrow ({}^3P_{3/2} s)_2 \leftarrow ({}^3S_1 d)_2$ (S - разлет), а остальные по схеме $\rightarrow ({}^3P_{3/2,1,2} p)_2$ (P - разлет).

Здесь ${}^3P_{3/2}$ означает резонанс $\pi-N$ с $s = \frac{1}{2}$, $l = 1$, $J = 3/2$ и p - орбитальные моменты второго нуклона^{x/}.

Эксперимент показывает, что вероятность образования дейтона при P -разлете крайне мала (1%).

В теории Мандельштама к образованию дейтона при P -разлете приводят переходы, которым соответствует суммарный орбитальный момент $l = 2$.

Исключив из рассмотрения промежуточные состояния, для которых $s = 1$, $l = 2$, мы можем найти простые кинематические соотношения для некоторых парциальных сечений. В частности,

$$\sigma({}^3P_2 \rightarrow ({}^3P_1 p)_2) : \sigma({}^3P_2 \rightarrow ({}^3P_2 p)_2) = \frac{3}{5} \frac{W(112111)}{W(11211')} = 1:3, \quad (1)$$

$$\sigma({}^3P_1 \rightarrow ({}^3P_0 p)_1) : \sigma({}^3P_1 \rightarrow ({}^3P_1 p)_1) : \sigma({}^3P_1 \rightarrow ({}^3P_2 p)_1) =$$

$$= W(111110) : 3W(111111) : 5W(111112) = 1 : \frac{5}{4} : \frac{13}{4}.$$

Пользуясь (1), представим сечение образования π^0 -мезонов в следующем виде (вкладом 3F -состояний мы пока пренебрегаем):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{3P_2}^t (1 - \frac{7}{20}P_2(\cos\theta)) + \sigma_{3P_2}^s (1 + P_2(\cos\theta)) + \sigma_{3P_1}^t (1 - \frac{1}{4}P_2(\cos\theta)) + \sigma_{3P_0} + \sigma_{1D_2} + \sigma_{3P_2} + \dots \quad (2)$$

Интерференционные члены, которые входят в (2) с малыми коэффициентами, мы не выписываем. Если следовать решению^{1,2/}, то, как мы уже говорили, можно считать, что мезообразование происходит только из 1D_2 - и 3P_2 -состояний.

Заметим теперь, что для нейтральных мезонов переход ${}^1D_2 \rightarrow ({}^3S_1 p)_2$ запрещен, а переход ${}^1D_2 \rightarrow ({}^3P_2 s)_2$ является смещенным (в резонансной модели его вероятность стремится к нулю при $\frac{m_\pi}{m_N} \rightarrow 0$). Отсюда можно сделать вывод, что $\sigma_{1D_2} \rightarrow ({}^3P_2 s)_2$ мало или во всяком случае величины такого же порядка, как σ_{3P_0} и σ_{3P_1} .

Таким образом, если следовать решению^{1,2/}, угловое распределение можно записать в виде:

$$W = (1 - \frac{7}{20}P_2(\cos\theta)) + x(1 + P_2(\cos\theta)),$$

^{x/} При энергии 700-800 Мэв мало вероятно, чтобы вклад переходов с D -разлетом оказался значительным.

где
$$x = \frac{\sigma_{3P_2}^*}{\sigma_{3P_2}^i} \quad (3)$$

т.е. преимущественный вклад в $\sigma(p+p \rightarrow p+p+\pi^0)$ вносят резонансные переходы из 3P_2 - состояний. Дунайцев и Прокошкин нашли, что угловое распределение π^0 - мезонов при энергии 665 Мэв имеет вид ^{/8/}:

$$W = \frac{1}{2} + (0,1 \pm 0,03) \cos^2 \theta, \quad (4)$$

что соответствует значениям параметра x в формуле (3), равным $0,75 \pm 0,6$. Эти значения являются разумными, поскольку переход ${}^3P_2 \rightarrow ({}^1S_0 d)_2$, хотя и является смещенным, вследствие резонансного взаимодействия нуклонов может давать такой же вклад в угловое распределение, как и несмещенные Pp - переходы.

Таким образом, решение Зулькарнеева и Силина опытам Дунайцева и Прокошкина не противоречит.

Согласно решению Ажгирей и др. ^{/5/}, вклад от 3F - состояний в образование π - мезонов примерно в 6 раз больше вклада от 3P - состояний. Если сечение $\sigma_{3F_2} \rightarrow ({}^1S_0 d)_2$ ненамного меньше парциальных сечений, соответствующих переходам ${}^3F_2 \rightarrow ({}^3P_{1,2} p)_2$, ${}^3F_3 \rightarrow ({}^3P_2 p)_3$, в угловом распределении должен присутствовать член с большим коэффициентом при $\cos^4 \theta$. Как показывает эксперимент, коэффициент при $\cos^4 \theta$ близок к нулю и во всяком случае гораздо меньше 1. Таким образом, решение ^{/3/} можно привести в соответствие с экспериментом, если считать, что $\frac{\sigma({}^3F_2 \rightarrow ({}^1S_0 d)_2)}{\sum \sigma({}^3F \rightarrow Pp)} \ll 1$. Однако ввиду резонансного характера взаимодействия нуклонов в конечном состоянии $s-d$ переход в области 660 Мэв вряд ли может быть очень сильно подавлен по сравнению с остальными переходами из 3F_2 . В таком случае наиболее значительный вклад в поперечное сечение должен вносить переход ${}^3F_3 \rightarrow ({}^3P_2 p)_3$. Соответствующее ему угловое распределение, имеющее вид $(1 + 1,3 \cos^2 \theta)$, противоречит результатам ^{/6/}, причем анизотропия не может быть существенно снижена за счет малой примеси других переходов. Все это, на наш взгляд, в области энергий 660 Мэв свидетельствует в пользу решения Зулькарнеева и Силина. Следует однако подчеркнуть, что экспериментальная информация слишком недостаточна для того, чтобы делать определенные выводы.

Недавно были опубликованы результаты новых экспериментов по угловому распределению π^0 - мезонов в области 735 Мэв ^{/7/}. Авторы ^{/7/} получили угловое распределение π^0 - мезонов в виде

$$W = 1 + 0,33 \cos^2 \theta + 0,32 \cos^4 \theta. \quad (5)$$

Появление члена с $\cos^4 \theta$ свидетельствует о заметной роли перехода ${}^3F_2 \rightarrow ({}^1S_0 d)_2$

при энергии 735 Мэв. Но, как нетрудно видеть, относительный вклад этого перехода, согласно (5), не превышает 10%. Таким образом, угловое распределение (5) может быть объяснено переходами из состояния 3P_2 с малой примесью переходов из 3F_2 и 3F_3 - состояний. Естественно, что роль переходов из ${}^3F_{2,3}$ - состояний при энергии 735 Мэв должна быть большей, чем при энергии 660 Мэв, что и приводит к отличию углового распределения (7) от углового распределения (4).

Итак, решение Зулькарнеева и Силина ^{/1,2/}, на наш взгляд, согласуется с экспериментальными данными по угловому распределению π^0 - мезонов при более естественных предположениях, чем решение ^{/3,4/}. Для окончательного выбора необходима более подробная информация о процессах мезообразования при столкновениях протонов.

Автор выражает глубокую благодарность Л.И. Лапидусу за стимулирование настоящей работы и ценное обсуждение и Ю.Д. Прокошкину за важные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Р.Я. Зулькарнеев, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ Р-1206, Дубна, 1963; ЖЭТФ, 44, 1106 (1963).
2. Р.Я. Зулькарнеев, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ Р-1217, Дубна (1963); ЖЭТФ, 45, 664 (1963).
3. Л.С. Ажгирей, Н.П. Клеликов, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. Препринт ОИЯИ Р-1266, Дубна, 1963; ЖЭТФ, 45, 1174 (1963).
4. И. Быстрицкий, Р.Я. Зулькарнеев. Препринт ОИЯИ Д-1236, Дубна, 1963.
5. S. Mandelstam. Proc. Roy. Soc. A 244, 491 (1958).
6. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1656 (1959).
7. R.J. Cence, D.L. Lind, G.D. Mead and B.J. Moyer. Phys. Rev., vol. 131, 2713 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 февраля 1964 г.