

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



8955

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P1 - 8955

Ю.А.Щербаков, Т.Ангелеску, М.М.Кулюкин,  
В.И.Ляшенко, Р.Мах, А.Михул, Нгуен Минь Као,  
Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво, М.Г.Сапожников,  
В.К.Сарычева, М.Семерджиева, Т.Трошев,  
Н.Трошева, И.В.Фаломкин, Ф.Балестра, Л.Буссо,  
Р.Гарфаньини, Г.Пираджино

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  $\pi^+$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ  
 ${}^3\text{He}$  В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 68-208 МЭВ

**1975**

Ю.А.Щербаков, Т.Ангелеску, М.М.Кулюкин,  
В.И.Ляшенко, Р.Мах, А.Михул, Нгуен Минь Као,  
Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво, М.Г.Сапожников,  
В.К.Сарычева, М.Семерджиева, Т.Трошев,  
Н.Трошева, И.В.Фаломкин, Ф.Балестра,\* Л.Буссо,\*  
Р.Гарфаньини,\* Г.Пираджино\*

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  $\pi^+$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ  
 $^3\text{He}$  В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 68-208 МЭВ

Направлено в "Nuovo Cimento"  
и на 6 Международную конференцию по физике  
высоких энергий и структуре ядра (США, 1975)



\* Институт физики Туринского университета.  
Национальный институт ядерной физики - Туринская  
секция.

Впервые исследование упругого рассеяния пионов на ядрах гелия-3 было выполнено в работах /1,2/. Ниже приводятся данные по измерению дифференциальных сечений упругого рассеяния на гелиевой стримерной камере высокого давления, управляемой сцинтилляционным годоскопом /3/.

Постановка опыта, параметры пучков и методы выделения событий упругого рассеяния описаны в работах /4,5/.

В табл. 1 приведены данные по дифференциальным сечениям при энергиях 68, 98, 120, 135, 145, 156 МэВ для положительных и отрицательных пионов, а при энергиях 198 и 208 МэВ только для отрицательных пионов. Диапазон углов, в котором производилось измерение дифференциальных сечений, указан в системе центра масс для каждого распределения. В отличие от ранее опубликованных данных для дифференциальных сечений на гелии-4, измерения для гелия-3 выполнены с меньшей статистикой и носят предварительный характер. Измерения с гелием-3 более трудоемки, поскольку по сравнению с гелием-4 сечение взаимодействия оказывается меньшим.

В табл. 1 мы приводим не публиковавшиеся ранее значения дифференциальных сечений при 98 МэВ, а также уточненные данные при энергии 156 МэВ (ранее принявшийся нами за 154 МэВ). При дифференциальном сечении мы приводим только величину статистической ошибки.

В табл. 2 приведены данные по энергетической зависимости полного сечения упругого рассеяния положительных и отрицательных пионов на ядрах гелия-3.

Таблица 1а

Дифференциальные сечения упругого рассеяния  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов на ядрах  ${}^3\text{He}$  при энергии 98, 120, 135, 145, 156 МэВ,  $\pi^-$  мезонов на ядрах  ${}^3\text{He}$  при энергии 198 и 208 МэВ и  $\pi^+$  мезонов при энергии 68 МэВ

68 MeV		98 MeV	
$\pi^+ {}^3\text{He}$		$\pi^+ {}^3\text{He}$	
$\Theta$ С.М. $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\epsilon$ mb/sr	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\epsilon$ mb/sr	$\Theta$ С.М. $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\epsilon$ mb/sr	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\epsilon$ mb/sr
45.3	3.39	32.3	13.05
55.7	0.88	43.0	6.66
73.8	0.42	53.5	3.21
91.5	0.82	64.0	1.33
104.0	2.04	74.3	0.39
113.8	2.22	84.5	0.56
123.5	2.77	94.5	1.67
133.1	2.86	104.5	1.63
142.6	3.52	114.3	2.02
152.0	3.34	123.9	1.89
163.7	2.96	133.4	2.94
		142.9	2.77
		152.2	3.43
		161.5	2.00
			0.31
			7.93
			6.35
			3.02
			1.56
			0.94
			0.81
			0.64
			1.06
			1.01
			1.73
			1.78
			1.24
			1.07
			1.04
			0.75
			0.50
			0.31
			0.22
			0.17
			0.16
			0.14
			0.19
			0.18
			0.24
			0.25
			0.21
			0.20
			0.19

Таблица 1б

120 MeV		135 MeV	
$\pi^+ {}^3\text{He}$		$\pi^+ {}^3\text{He}$	
$\Theta$ С.М. $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\epsilon$ , mb/sr	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\epsilon$ , mb/sr	$\Theta$ С.М. $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\epsilon$ , mb/sr	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\epsilon$ , mb/sr
49.9	19.30	2.71	15.47
35.2	20.86	2.21	11.78
40.6	15.01	1.66	8.14
45.9	11.17	1.26	5.71
51.2	5.24	0.80	5.27
56.5	3.43	0.63	2.56
59.1	2.17	0.56	1.60
64.4	0.64	0.13	0.61
69.6	1.64	0.27	0.92
82.3	1.86	0.35	0.28
87.3	2.22	0.39	0.65
102.4	1.67	0.34	0.22
109.7	1.61	0.27	0.83
114.6	1.07	0.20	0.25
124.2	1.07	0.20	0.25
131.3	1.07	0.20	0.25
133.7	1.07	0.20	0.25
145.4	1.07	0.20	0.25
157.0	1.07	0.20	0.25
161.6	1.07	0.20	0.25
			3.92
			2.68
			1.98
			1.47
			1.32
			0.64
			0.51
			0.20
			0.28
			105.1
			112.4
			122.0
			131.5
			136.2
			154.8
			157.1
			30.0
			35.4
			40.8
			46.1
			51.4
			56.7
			59.4
			67.2
			72.4
			82.6
			87.7
			97.7
			105.1
			112.4
			122.0
			131.5
			136.2
			154.8
			157.1
			27.03
			19.92
			12.08
			10.96
			4.80
			2.31
			1.28
			0.48
			0.87
			0.32
			0.44
			0.44
			1.19
			1.50
			0.66
			0.49
			0.26
			5.90
			3.98
			2.73
			2.32
			1.45
			0.73
			0.44
			0.48
			0.75
			0.23
			0.82
			0.24
			1.31
			0.31
			0.48
			0.15
			0.38
			0.12

Таблица 1в

145 MeV						156 MeV					
$\pi^+ {}^3\text{He}$			$\pi^- {}^3\text{He}$			$\pi^+ {}^3\text{He}$			$\pi^- {}^3\text{He}$		
$\Theta_{\text{С.М.}}$	$d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$	$d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$	$\Theta_{\text{С.М.}}$	$d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$	$d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$	$d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$
30.1	22.08	3.65	13.50	2.60	30.2	37.65	4.83	18.57	1.93		
35.5	28.15	3.20	9.33	1.68	35.6	25.40	3.26	13.58	1.32		
40.9			7.58	1.32	41.0	15.08	2.14	11.28	1.05		
43.6	10.60	1.16			46.4	12.23	1.79	5.52	0.68		
46.2			5.95	1.07	51.7	6.34	1.26	3.47	0.51		
51.6	3.70	0.89	3.37	0.77	57.0	3.89	0.99	2.77	0.44		
56.9	2.43	0.72			62.3			1.66	0.34		
64.7			0.73	0.18	67.5	1.69	0.39				
67.3	1.03	0.28			70.1			0.84	0.17		
					83.0	0.73	0.25	0.63	0.13		
82.8	0.66	0.22	0.43	0.17	98.0	1.11	0.32	0.35	0.10		
					112.7	1.38	0.35	0.53	0.12		
97.8	1.06	0.29	0.40	0.16	127.1	1.51	0.38	0.58	0.12		
110.2			0.99	0.32	141.1	1.08	0.31				
112.6					148.0			0.16	0.05		
122.2			0.36	0.16							
126.9	0.69	0.24			159.5	0.42	0.16				
138.7	1.26	0.40	0.42	0.15							
150.3	0.53	0.21									
159.5			0.42	0.14							
164.1	0.24	0.15									

Таблица 1г

198 MeV			208 MeV		
$\pi^- {}^3\text{He}$			$\pi^- {}^3\text{He}$		
$\Theta_{\text{С.М.}}$	$d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$	$\Theta_{\text{С.М.}}$	$d\sigma/d\Omega, \text{mb/sr}$	$\epsilon, \text{mb/sr}$
30.5	18.13	2.38	30.6	17.96	2.32
36.0	13.08	1.59	36.1	11.92	1.57
41.5	7.65	1.07	41.6	7.48	1.12
46.9	4.58	0.72	47.0	4.57	0.83
52.3	3.61	0.59	52.4	2.67	0.64
57.6	2.01	0.43	57.8	0.60	0.31
68.1	0.64	0.13	68.3	0.73	0.20
83.6	0.52	0.13	83.8	0.15	0.09
105.9	0.11	0.05	106.1	0.09	0.05
145.8	0.02	0.02	145.9	0.06	0.03

Таблица 2

[MeV]	$\Pi^- \text{ } ^3\text{He}$		$\Pi^+ \text{ } ^3\text{He}$	
	$\sigma_{\text{el}}$ [mb]	nr of events	$\sigma_{\text{el}}$ [mb]	nr of events
68			$22 \pm 3$	206
98	$30 \pm 2$	757	$45 \pm 4$	828
120	$37 \pm 4$	149	$60 \pm 5$	621
135	$46 \pm 5$	276	$67 \pm 7$	157
145	$33 \pm 4$	203	$67 \pm 7$	305
156	$44 \pm 4$	488	$84 \pm 9$	346
198	$36 \pm 4$	319		
208	$41 \pm 4$	348		

В этой таблице приведены также данные об общем количестве событий, зарегистрированных в интервале измерявшихся углов. Величины полных сечений даются в диапазоне углов  $0^\circ - 180^\circ$  и получены путем интегрирования кривых, проведенных по экспериментальным данным с помощью полиномов Лежандра. С привлечением критериев F и  $\chi^2$  находилось оптимальное число членов в полиномах Лежандра.

При значении сечения указывается ошибка, которая учитывает как статистику, так и возможную неопределенность, связанную с процедурой интегрирования. Как показывают оценки, область интерференции с кулоновским взаимодействием располагается ниже диапазона регистрируемых углов и вследствие этого не могла давать значительного вклада в величину полного сечения сильного взаимодействия.

#### Обсуждение результатов

На рис. 1,2,3,4 показаны величины дифференциальных сечений, полученные экспериментально, а также расчетные кривые, вычисленные на основе оптической модели с учетом спина и изоспина /6/. По аналогии с этой работой, мы использовали распределение плотности ядерного вещества в виде распределения Гаусса с радиусом, соответствующим электромагнитному радиусу ядра гелия-3, получаемому из опыта по рассеянию электронов /7/ ( $R_{\text{He}} = 1,88$  фм). Было использовано два вида оптического потенциала:

Кисслингера:

$$\langle \vec{r} | V_k \phi \rangle = \{ V_c(r) + V_\rho(r) + C(-\vec{\nabla} \rho(r) \vec{\nabla} + \frac{\pi}{3M} \nabla^2 \rho(r) + V_\sigma(r) \} \langle \vec{r} | \phi \rangle$$

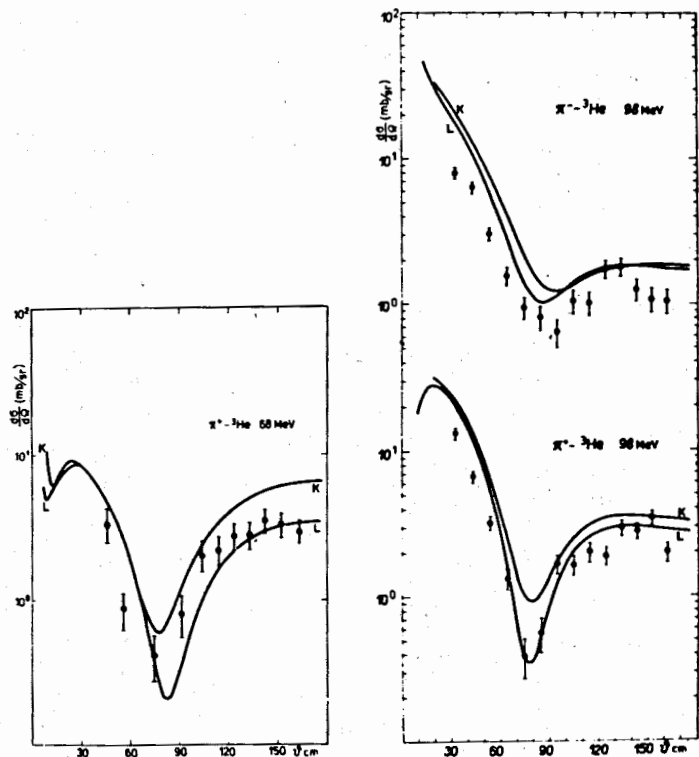


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния пионов на ядрах гелия-3 при различных энергиях. Кривые, показанные на рисунке, являются результатами расчетов по оптической модели с потенциалами Кислингера (кривая К) и Лапласа (кривая Л). На рисунке представлены энергии 68 и 98 МэВ.

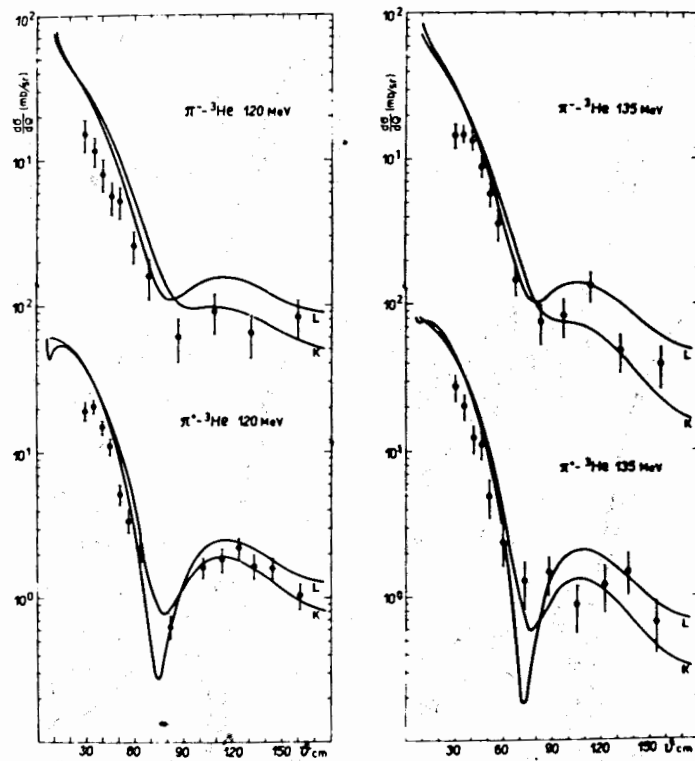


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для энергий 120 и 135 МэВ.

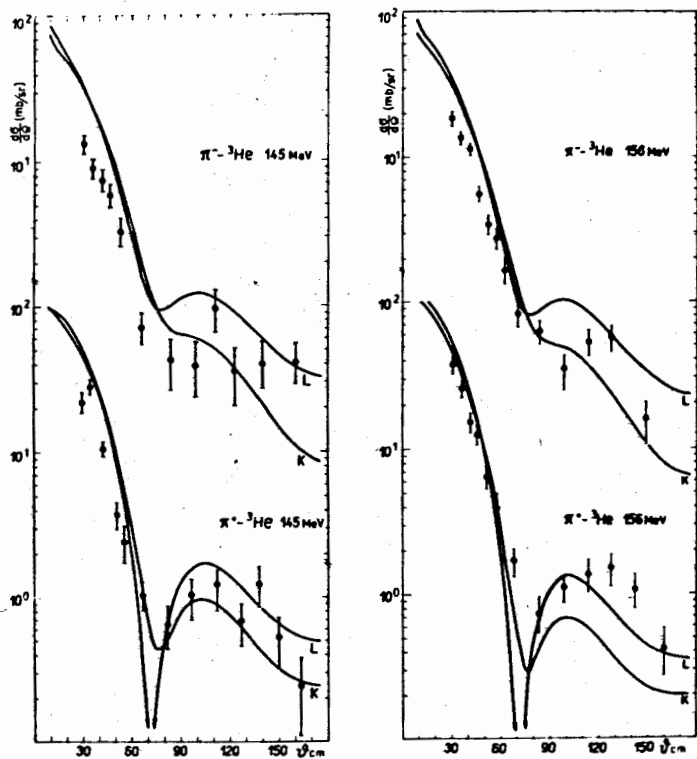


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для энергий 145 и 156 МэВ.

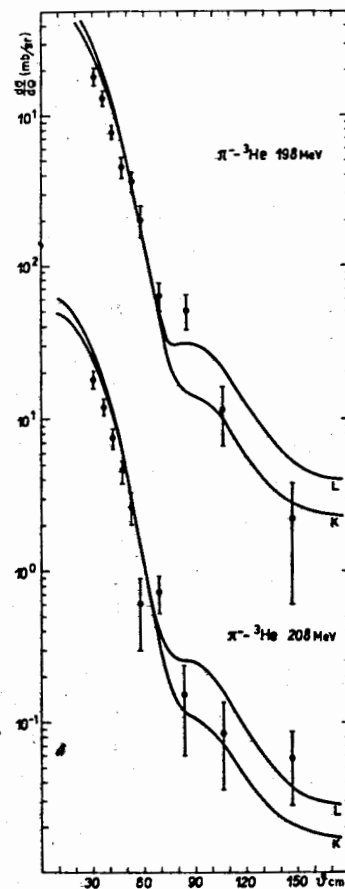


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, но для энергий 198 и 208 МэВ.



и Лапласа:

$$\langle \vec{r} | \mathbf{V}_L \phi \rangle = \{ \mathbf{V}_c(r) + (B + P_{ACM}^2 \cdot C) \rho(r) + \frac{1}{2} \frac{\mathcal{M}^2}{\mu^2} (\nabla^2 \rho(r)) + \mathbf{V}_\sigma(r) \} \langle \vec{r} | \phi \rangle,$$

$$\mathbf{V}_\sigma(r) = -\frac{2}{3} \vec{J} \cdot \vec{\ell} \cdot D \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{\mathcal{M}}{M} \right) \frac{1}{2} \frac{\partial \rho(r)}{\partial r}.$$

Здесь

$$B = B_0 + \frac{2}{3} \vec{t} \cdot \vec{T} \cdot B_1$$

$$C = C_0 + \frac{2}{3} \vec{t} \cdot \vec{T} \cdot C_1$$

$$D = D_0 - 2 \vec{t} \cdot \vec{T} \cdot D_1,$$

$$^a \mathbf{V}_c(r) = 8\pi \mathcal{M} t_3 \left( \frac{1}{2} + \frac{T_3}{3} \right) e^2 \int \frac{\rho_c(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r',$$

представляет собой модифицированный кулоновский потенциал. Операторы  $\vec{J}$ ,  $\vec{T}$  и  $\vec{t}$  действуют в ядерном спиновом и изоспиновом, а также в изоспиновом пространстве пиона, соответственно. Через  $\vec{\ell}$  обозначен оператор орбитального момента системы пион-ядро. Коэффициенты  $B_i$ ,  $C_i$  и  $D_i$  ( $i = 0, 1$  и т.д.) связаны обычным образом с пион-нуклонными фазовыми сдвигами<sup>/8/</sup>. Далее,  $M$  и  $\mu$  представляют собой, соответственно, массу нуклона и приведенную массу системы пион-ядро;  $\mathcal{M}$  — релятивистский аналог приведенной массы для системы пион-ядро. В расчетах принималось, что волновая функция основного состояния ядра представляет собой только чисто симметричное  $S$ -состояние, учитывались только  $S$  и  $P$ -волны, фазовые сдвиги брались из работы<sup>/9/</sup>.

Как видно из сопоставления экспериментальных данных с расчетами, между ними имеется довольно хорошее согласие. Это более заметно в случае рассеяния положительных мезонов.

Экспериментальные и теоретические данные заметно расходятся в области малых углов. В области же больших углов, где наиболее сильное различие между потенциалами Лапласа и Кисслингера, статистических данных недостаточно для того, чтобы отдать предпочтение какому-либо потенциалу. Предсказываемое теорией различие глубин первых минимумов для положительных и отрицательных пионов (глубже для положительных) качественно согласуется с экспериментальными данными.

На рис. 5 показаны энергетические зависимости полных сечений упругого рассеяния пионов на ядрах гелия-3 для пионов обоих знаков. Диапазон энергий, соответствующий положению резонанса  $3/2-3/2$ , перекрыт нами только в измерениях с отрицательными пионами. В соответствии с изотопическими соотношениями, величина сечения упругого рассеяния для отрицательных пионов оказывается значительно меньшей, чем для положительных.

Очень пологий характер кривой в случае рассеяния отрицательных пионов, а также недостаточная точность не позволяет достоверно установить положение максимума в энергетической зависимости сечения упругого рассеяния для ядра гелия-3. В случае положительных пионов измерения проведены только до 156 МэВ. Сечение в этом случае продолжает нарастать, но, к сожалению, не имелось возможности провести измерения при более высоких энергиях.

На этом же рисунке приведены результаты вычисления полных сечений упругого рассеяния по оптической модели для положительных и отрицательных пионов. Экспериментальные значения оказываются значительно ниже теоретических оценок с любым из двух потенциалов. Однако наблюдаемое на опыте различие в величинах сечения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов качественно согласуется с тем, что следует из соотношения:

$$\left( \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\langle \sigma \rangle} \right)_{\text{эксп.}} \approx \left( \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\langle \sigma \rangle} \right)_{\text{теор.}}$$

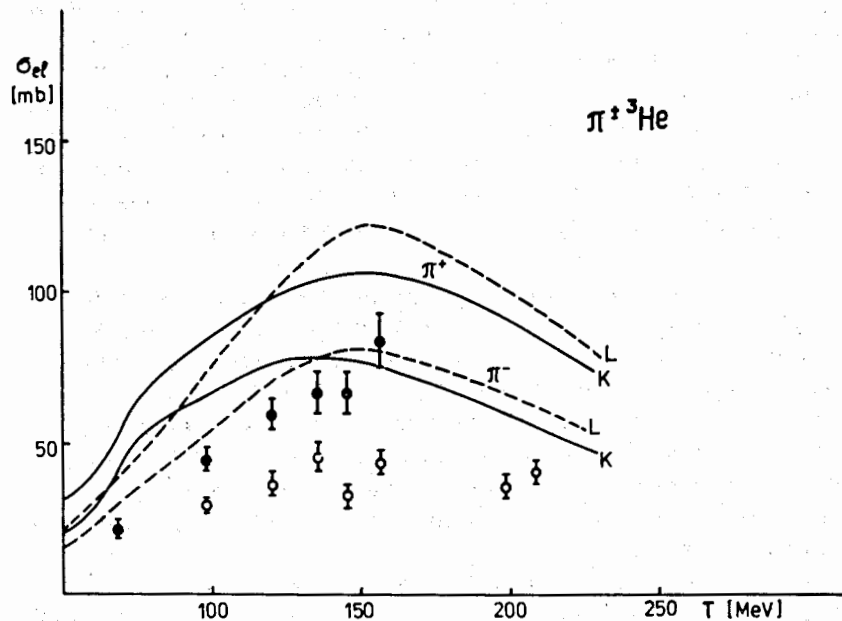


Рис. 5. Энергетические зависимости полных сечений упругого рассеяния пионов на ядрах гелия-3. ● - экспериментальные точки в случае  $\pi^+$ -мезонов, ○ - экспериментальные точки в случае  $\pi^-$ -мезонов. Кривые, показанные на рисунке, являются результатами расчетов по оптической модели с потенциалами Кисслингера (кривые К) и Лапласа (кривые Л).

где  $\langle \sigma \rangle$  - среднее для  $\pi^+$  и  $\pi^-$  -мезонов значение сечения упругого рассеяния.

Полученные нами экспериментальные данные по дифференциальным сечениям мы попытались использовать для определения константы взаимодействия  $f^2(\pi \ ^3\text{He} \ ^3\text{H})$ . В отличие от предлагавшегося ранее способа<sup>10</sup>, мы применили метод Чью и Лоу<sup>11</sup>, в котором оказалось возможным использовать не отдельные угловые распределения, а все имевшиеся в нашем распоряжении экспериментальные данные. Для извлечения величины константы были вычислены фазовые сдвиги с использованием оптической модели (потенциал Кисслингера). Вычисленные фазовые сдвиги, как показывает сравнение экспериментальных дифференциальных сечений с расчетными, не дают удовлетворительного согласия теории с экспериментом. Не имея необходимых данных для проведения полного фазового анализа, мы провели некоторую процедуру, которая позволила, на наш взгляд, получить более реалистичский набор фазовых сдвигов. Для получения согласия между расчетными угловыми распределениями и измеренными на опыте в расчетный набор фазовых сдвигов (кроме фаз для амплитуд  $S_3$  и  $P_{33}$ ) был введен нормировочный коэффициент, который оказался практически постоянным во всем диапазоне рассматриваемых энергий (его величина составляла  $\sim 0,67$ ). Затем фазы были зафиксированы на этих значениях и было произведено варьирование фаз для амплитуд  $S_3$  и  $P_{33}$ , доминирующих в пион-ядерном взаимодействии вблизи резонанса  $3/2, 3/2$ . При этом было получено наименьшее значение  $\chi^2$ . Следует отметить, что фитирование производилось одновременно для  $\pi^+$  и  $\pi^-$  -мезонов. Значение  $\chi^2$ , приходящееся на одну точку, составило  $\sim 1,4$ . При анализе были использованы только экспериментальные данные при энергиях 98, 120, 135 и 156 МэВ. На рис. 6 показана энергетическая зависимость фазовых сдвигов для  $P_{33}$  - волны как расчетная (оптическая модель с потенциалом Кисслингера), так и полученная из условия наилучшего соответствия расчетных дифференциальных сечений с экспериментальными данными.

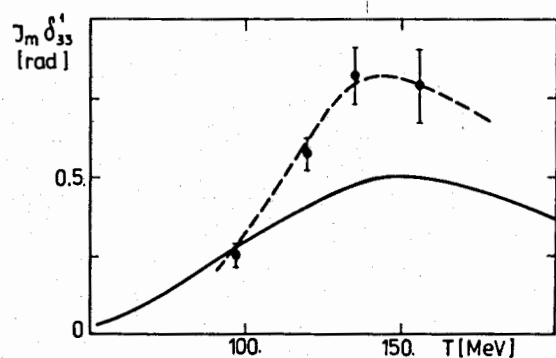
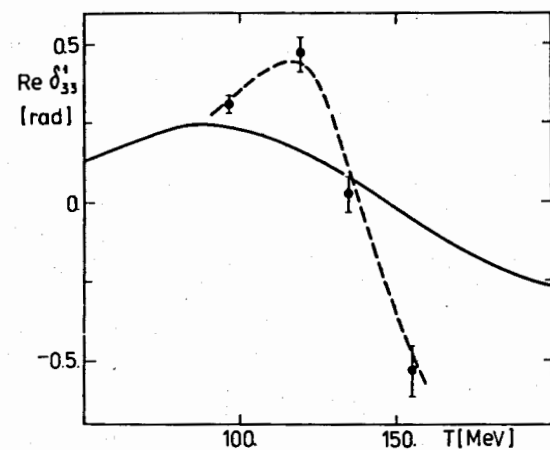


Рис. 6. Энергетическая зависимость фазовых сдвигов для  $P_{33}$ -волны ( $\text{Re} \delta_{33}^1$  и  $\text{Im} \delta_{33}^1$ ). Сплошные кривые получены из расчетов по оптической модели с потенциалом Кислингера, экспериментальные точки и проведенная через них пунктирная кривая соответствуют значениям фаз, дающим наилучшее согласие с экспериментальными дифференциальными сечениями.

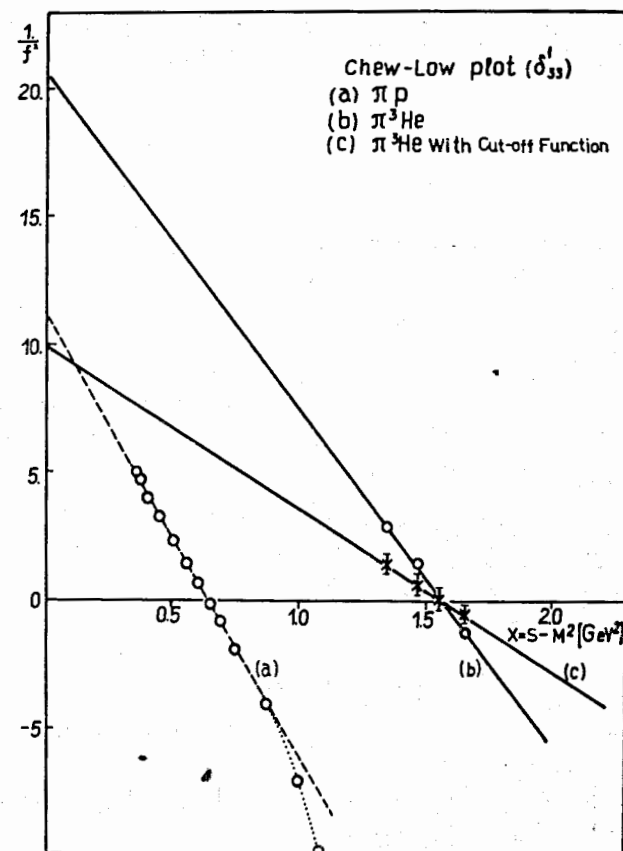


Рис. 7. Экстраполяция по теории Чью и Лоу фазы  $\delta_{33}^1$ , выраженной в терминах константы связи, в полюс.

На рис. 7 приведен результат экстраполяции в полюс при  $S=M^2$  (здесь  $M$  - масса трития, а  $S$  - полная энергия пион-ядро  ${}^3\text{He}$ ), сделанной на основе найденных фазовых сдвигов. На графике указаны данные как без введения "функции обрезания", так и с введением  $e^{-12}$ . Функция обрезания очень важна при использовании теории Чью и Лоу для  $\pi$ -ядерного рассеяния. В последнем случае для величины константы взаимодействия  $f^2(\pi {}^3\text{He} {}^3\text{H})$  мы получаем значение:

$$f^2 = 0,101 \pm 0,018.$$

Данное значение константы можно сопоставить с результатами, предсказанными в работе<sup>/13/</sup>:

$$f^2 = 0,08,$$

а также в работе<sup>/14/</sup>:

$$f^2 = 0,16,$$

и с оценками, сделанными на основе дисперсионных соотношений для ряда других ядер<sup>/15,16/</sup>:

$$f_{\pi}^2 \text{Li} \approx f_{\pi}^2 \text{Be} \approx 0,06.$$

На рис. 7 приведены также данные по экстраполяции в случае  $\pi p$ -рассеяния с использованием фазовых сдвигов из работы<sup>/9/</sup>. Как видно величина константы  $f_{\pi p}^2$  оказывается равной 0,088.

Авторы благодарны В.П.Джелепову и Л.И.Липидусу за поддержку данной работы и В.Б.Беляеву и Б.З.Копелиовичу за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Р.Гарфаньини и др. Препринт ОИЯИ Р1-6692, Дубна, 1972.
2. М.Альбу и др. Препринт ОИЯИ Р1-7742, Дубна, 1974.
3. В.М.Королев и др. Препринт ОИЯИ Р13-6691, Дубна, 1972.
4. М.М.Кулюкин и др. Препринт ОИЯИ Р1-6131, Дубна, 1971.
5. М.Альбу и др. Препринт ОИЯИ, Р1-7628, Дубна, 1973.
6. R.Mach et al. Preprint JINR E4-3200. Dubna 1974. Phys. Lett., B53, 133 (1974).
7. J.S.McCarthy et al. Phys. Lett., 25 (1970) 884.
8. E. H. Auerbach, D. M. Fleming, M. M. Sternheim. Phys. Rev., 162 (1967) 1683.
9. S. Almehed, C. Lovelace. Nucl. Phys., B40 (1972) 157.

10. O.V.Dumbrais, F.Nichitiu, Yu.A.Shcherbakov. Preprint JINR E2-6962, Dubna 1973.
11. G.Chew, F.Low. Phys. Rev., 101 (1956) 1570.
12. W.M.Layson. Nuovo Cim., 20 (1961) 1207.
13. T.E.O.Ericson, M.P.Locher. Nucl. Phys., B148 (1970) 1.
14. B.Z.Kopeliovich, ЯФ, 18, 1157 (1973).
15. P.Osland. Nucl. Phys., B56 (1973) 303.  
C.Wilkin et al. Nucl. Phys., B62 (1973) 61.
16. G.T.A.Squir et al. Phys. Rev. Lett., 31 (1973) 389.  
M.Ericson, M.Krell. Preprint LYCEN 7457 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 июня 1975 года.