

+
A-61

535



Лаборатория ядерных проблем
Лаборатория теоретической физики

Н.С.Амаглобели, Ю.М.Казаринов, С.Н.Соколов, И.Н.Силин

D-535

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ
П-МЕЗОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ СЕЧЕНИЯМ
УПРУГОГО n - p - РАССЕЯНИЯ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 90, 380-400, 630 МЭВ
ЖЭТФ, 1960, т 39, в 4(10), с 948-953.

Дубна 1960 года

Н.С.Амаглобели, Ю.М.Казаринов, С.Н.Соколов, И.Н.Силин

D-535

705/8 мф.
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ
P-МЕЗОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ СЕЧЕНИЯМ
УПРУГОГО n-p - РАССЕЯНИЯ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 90, 380-400, 630 МЭВ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

С целью определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия проведена обработка экспериментальных данных по n - p -рассеянию при энергиях 90, 380-400, 630 Мэв с учетом существования двух полюсов в действительной части амплитуды n - p -рассеяния. Показано, что имеющиеся данные в пределах ошибок экспериментов не противоречат значению $f^2 = 0,08$.

N.S. Amaglobeli, Yu.K. Kazarinov, S.N. Sokolov
and I.N. Silin



Метод определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия f , предложенный Чу^{/1/}, основан на предположении о том, что вблизи границ физической области зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния $\sigma_{np}(\vartheta)$ в значительной степени определяется теми членами $\sigma_{np}(\vartheta)$, которые имеют полосы второго порядка при $\Delta^2 = -\mu^2$ и $\Delta^2 = 4k^2 + \mu^2$. Δ - переданный при столкновении импульс, μ - масса π -мезона, k - импульс частицы в системе центра масс/. В этом случае вблизи $\vartheta = 180^\circ$ функция $\sigma_{np}(\vartheta)(4k^2 - \Delta^2 + \mu^2)^2$, которую для определения f необходимо аналитически продолжить в нефизическую область^{/1/}, должна меняться слабо, и аналитическое продолжение может быть выполнено достаточно точно даже при сравнительно высоких ошибках эксперимента. В действительности, однако, оказывается, что произведение $\sigma_{np}(\vartheta)(4k^2 - \Delta^2 + \mu^2)^2$ в этой области углов изменяется довольно сильно. Это вынуждает при определении константы f либо использовать $\sigma_{np}(\vartheta)$ в очень узком интервале углов вблизи $\vartheta = 180^\circ$ /2/ /3/, либо брать для аналитического продолжения весьма сложные выражения^{/4/}. Все это накладывает жесткие ограничения на точность экспериментальных данных. Возможно, что именно в силу этого обстоятельства применение метода Чу к экспериментальным данным $\sigma_{np}(\vartheta)$ в широком интервале энергий от 90 до 630 Мэв^{/4,2,3/} дает для f^2 значения, несколько меньшие, чем величина $f^2 = 0,08$, полученная из опытов по π -p-рассеянию. В то же время известно, что данные по p-p-рассеянию как при высоких энергиях /300 Мэв/^{/5/}, так и при низких^{/6/} хорошо удовлетворяют значению $f^2 = 0,08$.

Следует указать также, что величины f^2 , полученные методом Чу^{/1/} из данных о рассеянии "вперед" / $0^\circ \leq \vartheta < 90^\circ$ / и "назад" / $90^\circ < \vartheta \leq 180^\circ$ / будут заметно отличаться друг от друга. Это легко увидеть, например, если взять $\sigma_{np}(\vartheta)$ / при энергии 90 Мэв^{/7/}. При этой энергии, как известно, $\sigma_{np}(\vartheta)$ симметрична относительно $\vartheta = 90^\circ$, а вычеты амплитуды рассеяния в точках $\Delta^2 = -\mu^2$ и $\Delta^2 = 4k^2 + \mu^2$ отличаются в два раза. Эту разницу в величинах f^2 , по-видимому, трудно объяснить только ошибками эксперимента. Примерно такая же ситуация и при энергии 630 Мэв.

Указанные обстоятельства заставили нас провести обработку всех известных в настоящее время данных по n-p-рассеянию при энергиях 90, 380-400

и 630 Мэв^{12/},^{13/} с целью определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия с учетом обоих полюсов в действительной части амплитуды $n-p$ -рассеяния /справа и слева от границ физической области/.

Метод обработки экспериментальных данных

Если учесть, что в действительной части амплитуды $n-p$ -рассеяния существуют полюса при $\Delta^2 = -\mu^2$ и $\Delta^2 = 4k^2 + \mu^2$ ^{11/}, то дифференциальное сечение $\sigma_{np}(\vartheta)$ в этом интервале изменений Δ^2 может быть представлено в виде:

$$\sigma_{np}(\vartheta) = a_1 b^2 \left[\frac{1}{(x_0 - x)^2} + \frac{4}{(x_0 + x)^2} \right] + \frac{a_2}{x_0 - x} + \frac{a_3}{x_0 + x} + \sum_{n=0}^{n_{\max}} a_n x^n \quad /1/$$

$$x = 1 + \frac{\mu^2}{2k^2}; \quad x = \cos \vartheta; \quad b = \frac{\mu^2}{2k^2}; \quad a_1, a_2, a_3, a_n -$$

- неопределенные коэффициенты. При этом ряд $\sum_n a_n x^n$ должен сходиться быстро, так как остальные особенности $\sigma_{np}(\vartheta)$ находятся достаточно далеко от интересующего нас интервала $-x_0 \leq x \leq x_0$ ^{18/}. Заметим, что индекс n_{\max} в /1/ не совпадает с удвоенным максимальным моментом "2 l_{\max} ". Если разложить первые три члена в ряд по степеням x , то можно убедиться, что при энергиях 90 Мэв и выше "2 l_{\max} " в несколько раз должно превышать n_{\max} .

Формула /1/ может быть легко получена, если воспользоваться разложением $\sigma_{np}(\vartheta)$ в ряд Лорана вблизи точек $x = \pm x_0$. Следует заметить также, что подобная же зависимость $\sigma_{np}(\vartheta)$ получается также с помощью дисперсионных соотношений^{16,9/}.

В предположении, что вблизи точек $x = \pm x_0$ рассеяние хорошо описывается "одномезонной" диаграммой Фейнмана^{11/} /точнее полюсным членом, содержащимся в этой диаграмме/, коэффициент a_1 может быть выражен через константу f

$$a_1 b^2 = \frac{m^4 f^4}{4k^4(k^2 + m^2)},$$

где m - масса нуклона.

Выражение 1 было использовано для аппроксимации экспериментальных данных при энергиях 90, 380-400^{/7/}, 630^{/2/} Мэв. Коэффициенты a определялись методом наименьших квадратов. Для этого искался минимум выражения

$$\sum_i w_i [y_i - \sigma(x_i)]^2 + [\sigma_{ex} - \sigma_t]^2 \quad /2/$$

где σ_t - расчетное значение полного сечения, σ_{ex} - экспериментальное значение полного сечения, y_i - экспериментальное значение $\sigma_{np}(\vartheta)$, $\sigma(x_i)$ - перенормированные расчетные значения $\sigma_{np}(\vartheta)$, w - вес. $\sigma(x_i) = N_k \sigma_{np}(\vartheta_i) / N_k$ нормы, с которыми представлены данные отдельных опытов. Введение норм оказалось необходимым вследствие того, что измерения $\sigma_{np}(\vartheta)$ проводятся в относительных единицах. Можно показать^{/10/}, что при этом, если с нормами N_k обращаться как с дополнительными параметрами, все выражения для ошибок в стандартной технике метода наименьших квадратов получаются автоматически правильными^{x/}.

Коэффициент a_1 , полученный минимизацией формы /2/, будет содержать в себе всю экспериментальную информацию относительно величины вычетов в полюсах амплитуды при $X = \pm X_0$ и при условии, что на коэффициенты не наложено никаких теоретических связей. Если бы такие связи были известны, то их следовало бы учесть, усложнив соответственно выражение /1/.

При обработке использовались следующие величины полных сечений

$$\sigma_{ex} = /78,3 \pm 2/ \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

$$\sigma_{ex} = /33, \pm 1,3/ \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

$$\sigma_{ex} = /26, \pm 4,5/ \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

$$E_n = 90 \text{ Мэв} \quad /7/$$

$$E_n = 380 - 400 \text{ Мэв} \quad /7/$$

$$E_n = 630 \text{ Мэв} \quad /2/$$

Из соображение удобства значения сечений в /2/ нормировались таким образом, чтобы коэффициент a_1 в /1/ был равен f^4 . Система уравнений для определения a решалась на электронно-счетной машине методом последовательных приближений. Число коэффициентов a_n в выражении /1/ для

^{x/} При этом предполагается, что относительные ошибки норм малы.

$\sigma_{np}(f)$ выбиралось таким образом, чтобы при положительном a_1 наилучшим образом удовлетворить критерию Гаусса.

По соображениям, изложенным ниже, были проведены также расчеты коэффициентов при фиксированном значении $a_1 = f^4 = 0,0084$.

Результаты

Найденные величины коэффициентов приведены в таблице 1. Ниже в скобках указаны цифры, показывающие как сильно данный коэффициент a коррелирован со всеми остальными. Приведенные факторы корреляции указывают во сколько раз уменьшится дисперсия данного коэффициента a , если фиксировать значения всех остальных x . В таблице 2 приведены нормы отдельных измерений.

Найденные значения f^2 по данным опытов при энергиях 90, 380-400 и 630 Мэв составляют $0,06 \pm 0,006$, $0,065 \pm 0,007$ и $0,044 \pm 0,012$, соответственно, и в пределах ошибок опытов, по-видимому, удовлетворительно согласуются друг с другом. К сожалению, значительные (особенно в последнем случае) ошибки эксперимента и необходимость сливать отдельные относительные измерения сильно затрудняют решение поставленной задачи. Дело в том, что коэффициенты a сильно коррелированы друг с другом. Это приводит к тому, что с увеличением коэффициентов резко возрастают их корреляции и ошибки, и вследствие этого при существующей точности эксперимента весьма трудно установить высшую степень X в выражении 1. В то же время число членов в $\sum_n a_n x^n$ заметно влияет на величину первого коэффициента $a_1 = f^4$. Возможно, именно это приводит к тому, что полученные значения f^2 отличаются от величины 0,08. Для проверки того, насколько рассмотренные экспериментальные данные удовлетворяют значению $f^2 = 0,08$ было проведено определение коэффициентов a_2, a_3, a_n при фиксированном значении $a_1 = f^4 = 6,4 \cdot 10^{-3}$.

^{x/} Например, если имеется только два параметра, а коэффициент их корреляции ρ равен 95%, то фактор корреляции $K = \frac{1}{1-\rho^2} = 10$

Таблица 3

Энергия Е МэВ	$\alpha_1 \cdot 10^3 = \int^4 \cdot 10^3$	$\alpha_2 \cdot 10^3$	$\alpha_3 \cdot 10^3$	$\alpha_n \cdot 10^3$						$\frac{M}{M_{\text{опт}}}$	
				n=0	n=1	n=2	n=3	n=4	n=5		n=6
90(7)		-1,05±0,34 (100)	-7,96±0,18 (110)	11,23±0,34 (100)	-5,31±0,31 (30)	9,28±0,54 (64)					1,41
380- 400(7)	6,4 (фиксирован.)	-0,592±0,135 (44)	-1,22±0,06 (27)	3,89±0,82 (36)	1,14±0,17 (7,7)	3,98±0,48 (38)	3,15±0,64 (39)	4,82±0,10 (86)			1,54
630(2)		-0,065±0,345 (296)	-1,36±0,10 (93)	3,46±0,35 (145)	-0,08±0,52 (76)	4,33±1,19 (222)	0,54±1,6 (257)	2,71±3,63 (1020)	-6,65±2,85 (487)		1,43
		-0,37±0,20 (86)	-1,09±0,03 (38)	2,96±0,22 (74)	1,03±0,37 (42)	7,53±0,93 (151)	-3,59±1,72 (405)	-16,87±3,14 (1147)	2,36±2,76 (783)	26,79±3,74 (1303)	

Таблица 4

Е МэВ	\mathcal{N}_1	\mathcal{N}_2	\mathcal{N}_3	\mathcal{N}_4	\mathcal{N}_5
90(7) x/	1,000±0,026(Н3)	0,961±0,027 (56)	1,016±0,031 (w2)	0,961±0,025 (S.7)	0,930±0,03 (F2)
380-400(7)	0,963±0,036(Н4) 0,984±0,040	0,935±0,043(Д9) 0,950±0,045			
630	0,890±0,90(2)	0,921±0,064(2)	0,913±0,0476(3)		

разлож. до χ^2
разлож. до χ^2

Таблица 1

Энергия E МэВ	$\alpha_1 \cdot 10^3 = \int^4 10^3$	$\alpha_2 \cdot 10^3$	$\alpha_3 \cdot 10^3$	$\alpha_n \cdot 10^3$						$\frac{M}{M_{\text{ож}}}$	
				n=0	n=1	n=2	n=3	n=4	n=5		n=6
90(7)	3,58±0,74 (1,1·10 ³)	0,89±0,60 (3,20·10 ²)	-3,26±1,23 (5,3·10 ³)	6,37±1,3 1,5·10 ³	-3,86±0,52 (8,3·10 ⁻²)	5,29±1,11 (2,8·10 ²)					1,20
380(7) -400	4,16±0,83 (1,1·10 ²)	-0,332±0,16 (6,5·10)	-0,608±0,24 (6,3·10 ²)	3,0±0,37 1,6·10 ²	1,29±0,18 (9,0)	4,01±0,47 (35,0)	-2,43±0,67 (46,0)	2,16±1,4 (1,6·10 ²)			1,35
630(2)	1,94±1,01 (5,0·10 ²)	0,05±0,20 (1·10 ²)	-0,174±0,2 (2,2·10 ³)	1,58±0,42 (3,2·10 ²)	1,41±1,26 (6,5·10)	3,80±1,26 (3;4·10 ²)	-3,80±1,64 (4,5·10 ²)	-5,07±3,78 (2,0·10 ³)	3,77±2,55 (8,2·10 ³)	9,39±5,07 (3,10 ³)	1,15

Таблица 2

E МэВ	\mathcal{N}_1	\mathcal{N}_2	\mathcal{N}_3	\mathcal{N}_4	\mathcal{N}_5
90(7)х/	1,008±0,027(Н3)	0,974±0,028(S6)	1,057±0,033(W2)	0,072±0,026(S7)	0,950±0,032(F2)
380-400(7)х/	0,993±0,040(Н.4)	0,963±0,047(D9)			
630	1,028±0,190(2)	0,018±0,180(2)	0,017±0,186(3)		

х/ Обозначения данных соответствуют работе (7).

Найденные при этом коэффициенты a , факторы их корреляции и нормы приведены в таблице 3 и 4. Соответствующие кривые показаны на рис. 1.

Полученные результаты показывают, что современные экспериментальные данные по рассеянию нейтронов протонами при энергиях 90, 380-400 и 630 МэВ в пределах ошибок опытов не противоречат значению константы π -мезон-нуклонного взаимодействия $f^2 = 0,08$ /коэффициенты $\frac{M}{M_{\text{ож}}} \approx 1/$.

Из сравнения коэффициентов a_1, a_2, a_3 с остальными видно, что члены, имеющие особенность при $X = \pm X_0$, дают весьма малый вклад в сечение рассеяния. В силу этого обстоятельства для более строгой проверки справедливости выражения 1 для $b_{np}(\vartheta)$, по-видимому, крайне желательно значительное увеличение точности экспериментальных данных.

Для выяснения вопроса о том, при каких именно углах следует в первую очередь наращивать точность экспериментальных данных, чтобы лучше определить константу f , было проведено сравнение коридоров ошибок для случая, когда a_1 включалось и не включалось в число варьируемых параметров. Область углов, в которых коридоры ошибок в этих двух случаях различаются наиболее сильно, участвуют в определении f^2 наиболее активно; кривая здесь показана на рис. 1 пунктирной линией.

Следует обратить внимание на то, что часть дифференциального сечения, которая не содержит особенностей при $X = \pm X_0$, хорошо описывается сравнительно небольшим числом полиномов Лежандра. Это, как нам кажется, может облегчить фазовый анализ $n-p$ /- рассеяния.

Авторы признательны проф. Я.А.Сморозинскому и проф. Поиткорво за интересное обсуждение результатов и весьма благодарны И.Н.Кухтинной за помощь в работе.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 мая 1960 года.

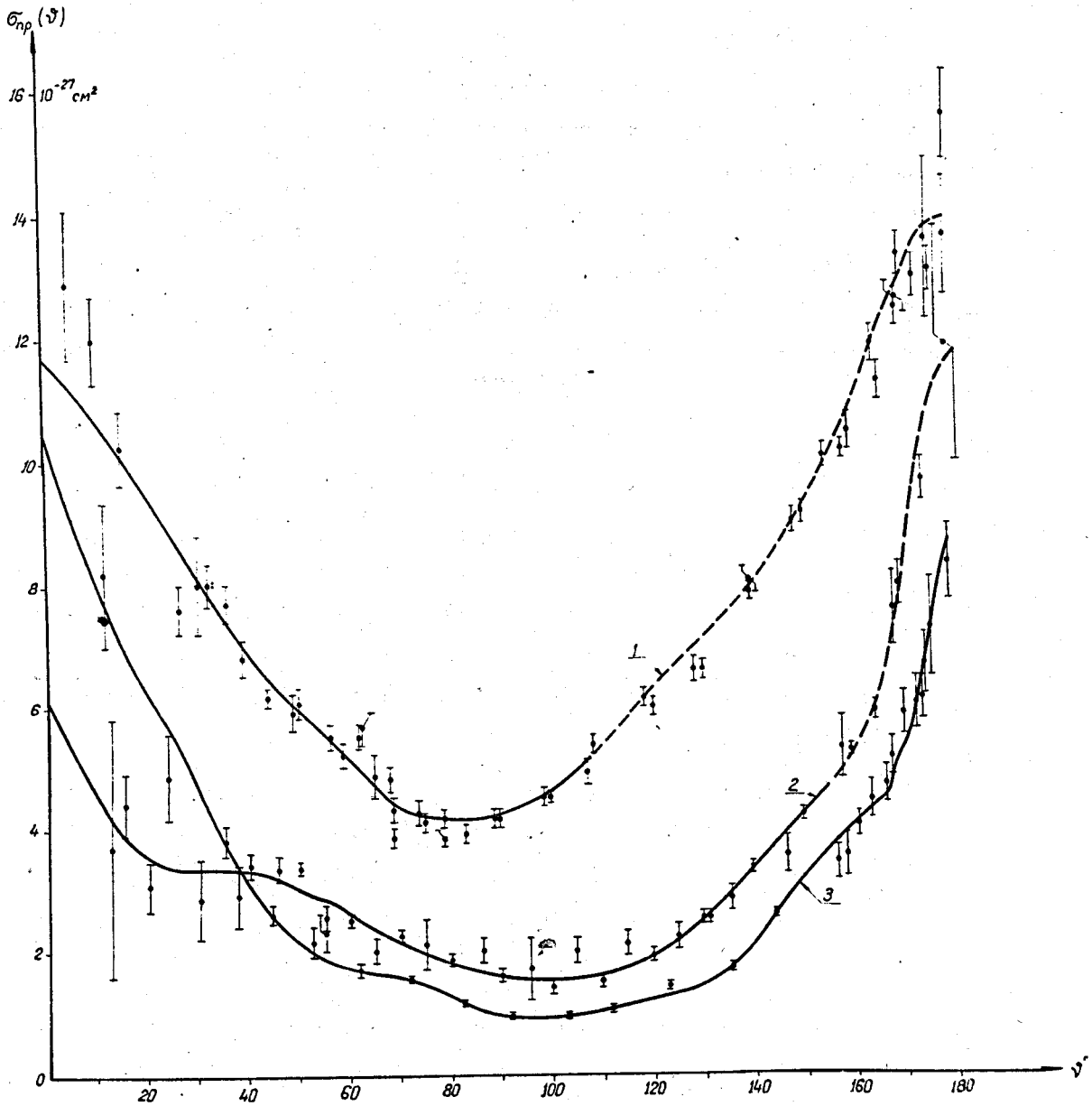


Рис. 1. Зависимость дифференциальных сечений от угла рассеяния.
 1 - $E_n = 90^{/7/}$, 2 - $E_n = 380-400^{/7/}$, 3 - $E_n = 630^{/2/}$.
 Кривые рассчитаны при $f^2 = 0,08$, пунктирные участки кривых
 соответствуют области углов, в которой для более точного
 определения f^2 желательно увеличить точность эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. G.F. Chew, Phys.Rev. 112, 1380, 1958.
2. Н.С.Амаглобели, Ю.М.Казаринов. ЖЭТФ, 37, 1587, 1959 г.
3. Н.С.Амаглобели, Б.М.Головин, Ю.М.Казаринов, С.В.Медведь, Н.М.Полев. ЖЭТФ, 38, 660, 1960 г.
4. P. Cziffra and M.I. Moravcsik, Phys.Rev. 116, 226, 1959.
5. P. Cziffra, H. Malcolm, MacGregor, M.I. Moravcsik and H.P. Stapp, Phys.Rev. 114, 880, 1959.
6. I.M. Cini, S. Fubini, A. Stangellini, Phys.Rev. 114, 1633, 1959.
7. W.H. Hess, Rev.Mod. Phys. 30, 368, 1958.
8. H. Lehman, Nuovo Cim. 10, 579, 1958.
9. M.L. Goldberger, Y.Nambu and R. Oehme, Ann. Phys. 2, 226, 1957.
10. С.Н.Соколов /будет опубликовано/.