

817

157



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Лаборатория теоретической физики

---

В.С. Барашенков

P-317

УПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ЧАСТИЦ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Дубна 1961 год

В.С. Барашенков

P-817

УПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ЧАСТИЦ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

1386/8 38.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
Библиотека

## 1. Введение

В работах <sup>/1,2/</sup> были подробно рассмотрены экспериментальные и теоретические данные по сечениям взаимодействия элементарных частиц. Однако в этих работах речь шла лишь об интегральных величинах  $\sigma_{in}$ ,  $\sigma_{ef}$ ,  $\sigma_t$ , просуммированных по углам и по всем возможным каналам реакций:

$$\sigma_t = \sigma_{ef} + \sigma_{in} ; \quad \sigma_{in} = \sum_j \sigma_{in}^{(j)} ; \quad \sigma_{ef} = \int \sigma_{ef}(\theta) d\Omega .$$

Значительно более детальную информацию о взаимодействиях элементарных частиц можно получить из анализа парциальных сечений  $\sigma_{in}^{(j)}$  и угловых распределений упругого рассеяния частиц  $\sigma_{ef}(\theta)$ . Отсюда можно получить сведения и о внутреннем строении частиц.

В настоящее время нет теории, которая бы последовательно описывала взаимодействия при больших энергиях. В этой области энергий основную роль играют состояния с большим числом взаимодействующих частиц, для описания которых известные методы теории поля либо не применимы, либо связаны с огромными математическими трудностями. Поэтому используемые для описания экспериментальных данных теории имеют модельный, феноменологический характер и содержат параметры, значения которых подбираются из сравнения с опытом.

Очень большой интерес представляет исследование упругого и неупругого взаимодействия быстрых электронов с протонами и дейтонами. Из экспериментальных данных в этом случае удается получить много важных заключений об электромагнитной структуре протона и нейтрона. Подробный анализ и теоретическую интерпретацию этих экспериментов можно найти в обзорных работах <sup>/3-5/</sup>.

Большой интерес проявляется в настоящее время также к исследованию "слабых взаимодействий" при больших энергиях. Сечения таких взаимодействий быстро возрастают при увеличении энергии частиц и становятся доступными экспериментальному изучению, а малая величина постоянной взаимодействия позволяет надеяться на успешное построение теории. Подробному обсуждению этой проблемы посвящен сборник работ <sup>/6/</sup>. Экспериментальных данных здесь пока еще нет.

Далее будут подробно рассмотрены экспериментальные и теоретические данные, касающиеся упругого рассеяния сильно взаимодействующих частиц  $\pi$  и  $k$ -мезонов, нуклонов и антинуклонов.

Мы ограничимся взаимодействиями при больших энергиях, когда длины де'бройлевских волн в несколько раз меньше, чем геометрические размеры взаимодействующих частиц. Общей чертой всех таких взаимодействий является сильное влияние внутренней структуры частиц. В качестве нижней границы выберем энергию  $T \approx 1$  Бэв, при которой длины де'бройлевских волн уже в 4 - 5 раз меньше, чем характерный размер мезонного облака в нуклоне  $\hbar/mc = 1,4 \cdot 10^{-13}$  см (см.рис.1).

## II. Экспериментальные данные

Мы будем далее использовать те же определения сечения упругого рассеяния и его составных частей, что и в работах <sup>/1,2/</sup>. При этом полное сечение упругого рассеяния на единицу телесного угла  $\Omega$  будем обозначать как  $\sigma(\theta)$ , опуская для краткости индекс "el".

При анализе спиновой и изотопической зависимостей упругого рассеяния из полного сечения  $\sigma(\theta)$  оказывается необходимым выделить сечение упругого рассеяния с переворотом спинов  $\sigma_s(\theta)$  и сечение перезарядки  $\sigma_{ex}(\theta)$ . В некоторых случаях из  $\sigma(\theta)$  необходимо также выделить сечение упругого некогерентного рассеяния  $\sigma_{ic}(\theta)$ . Во всех таких случаях будет специально оговорено, что следует понимать под сечением упругого рассеяния.

Так же как в работе <sup>/2/</sup>, условимся использовать следующие сокращенные обозначения методов, с помощью которых получены экспериментальные данные: В-ПК - водородная пузырьковая камера; Д-ПК - дейтериевая пузырьковая камера; П-ПК - пропановая пузырьковая камера; В-ДК - водородная диффузионная камера; Д-ДК - дейтериевая диффузионная камера; С - счетчики; Ф - анализ взаимодействий первичных частиц в фотоэмульсии; ВФ - первичные частицы, рассеянные на водородной мишени, детектируются фотоэмульсией; Н - метод измерений не указан.

В тех случаях, когда при одном и том же значении  $\theta$  в эксперименталь-

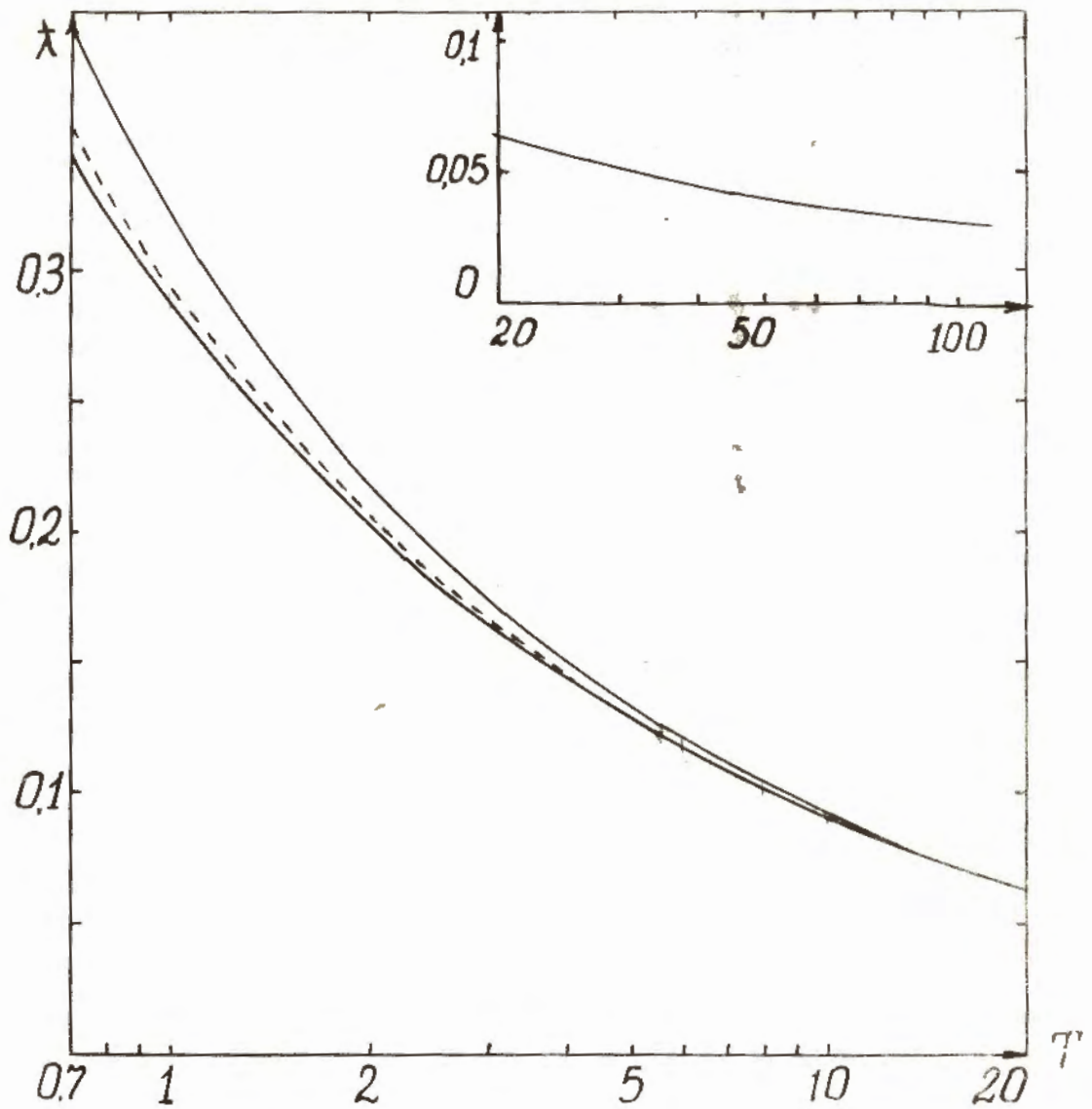


Рис. 1. Длина де'бройлевской волны в системе центра масс.  
 Верхняя кривая -  $\pi$ -N ; пунктирная кривая -  $k$ -N ; нижняя кривая - N-N.  
 Значения  $\lambda$  даны в единицах  $10^{-13}$  см,  $T$  - кинетическая энергия падающих  $\pi$ -,  $k$  - мезонов и нуклона в лабораторной системе координат в Бэв.

ной работе имеется два (или несколько) независимых результатов измерений, будем приводить усредненное значение  $\sigma(\theta) \pm \delta\sigma(\theta)$  :

$$\sigma = \frac{\sigma_1 (\delta\sigma_2)^2 + \sigma_2 (\delta\sigma_1)^2}{(\delta\sigma_1)^2 + (\delta\sigma_2)^2} ; \delta\sigma = \frac{\delta\sigma_1 \delta\sigma_2}{\sqrt{(\delta\sigma_1)^2 + (\delta\sigma_2)^2}} . \quad (1)$$

Если в экспериментальной работе не указаны ошибки  $\delta\sigma(\theta)$  , будем приводить средние статистические ошибки

$$\delta\sigma(\theta) = \sigma(\theta) \left( \frac{\sqrt{N(\theta)}}{N(\theta)} + \frac{\sqrt{N}}{N} \right) , \quad (2)$$

где  $N = \int N(\theta) d\Omega$  , а  $N(\theta)$  - число упруго рассеянных частиц, зарегистрированное под углом  $\theta$  . Экспериментальные данные будут приведены без ошибок, если в соответствующей оригинальной работе ничего не сказано о числе зарегистрированных событий.

### 2.1. Взаимодействие нуклонов

В таблицах I и II приведены экспериментальные данные о сечениях упругого р-р и р-п взаимодействий. Для удобства теоретической интерпретации все данные приведены в системе центра масс сталкивающихся частиц.

В случае р-р-взаимодействия в силу тождественности частиц

$$\sigma(\theta) = \sigma(\pi - \theta) . \quad (3)$$

Поэтому все экспериментальные данные, полученные в оригинальных работах для углов  $\theta > 90^\circ$  , в таблице I приведены соответственно для углов  $180^\circ - \theta \leq 90^\circ$  .

Угловые распределения, приведенные в таблицах I и II, нормированы на те же значения сечения  $\sigma_{el}$  , что и в соответствующих оригинальных работах. Однако в настоящее время известны более точные значения  $\sigma_{el}$  , поэтому угловые распределения следует перенормировать:

$$\sigma(\theta)_{\text{перенорм.}} = k \sigma(\theta) . \quad (4)$$

В таблицах приведены значения коэффициента перенормировки

$$k = \frac{\sigma_{el}^\circ}{\sigma_{el}} , \quad (5)$$

Таблица I

P - P взаимодействие

Кинетическая энергия в лабор. сист. Т БЭВ	Метод; коэффициент перенормировки	Угол рассеяния $\theta$ (градусы)	$\sigma(\theta) \frac{MB}{\text{Стр}}$
0,8	C/10; II/ K=26/21,5	28,5	7,60 $\pm$ 0,2
		49,8	3,44 $\pm$ 0,1
		90,0	0,89 $\pm$ 0,05
0,81	В-Дж/12; 13/ K=25,8/24	0 + 16,25	11,4 $\pm$ 2,8
		16,25 + 23,1	16,4 $\pm$ 3,7
		23,1 + 32,9	9,3 $\pm$ 3,3
		32,9 + 36,9	4,3 $\pm$ 1,5
		36,9 + 40,5	5 $\pm$ 1,7
		40,5 + 47,2	2,9 $\pm$ 1,1
		47,2 + 50,2	1,8 $\pm$ 0,7
		50,2 + 53,1	4,3 $\pm$ 1,8
		53,1 + 55,9	1,8 $\pm$ 0,7
		55,9 + 58,7	1,0 $\pm$ 0,5
		58,7 + 61,3	4,3 $\pm$ 1,8
		61,3 + 63,9	1,0 $\pm$ 0,5
		63,9 + 66,4	2,9 $\pm$ 1,1
		66,4 + 73,7	0
		73,7 + 76,1	1,0 $\pm$ 0,5
76,1 + 78,5	0		
78,5 + 87,7	1,0 $\pm$ 0,5		
87,7 + 90,0	2,9 $\pm$ 1,1		
0,92	C/13/ K= ?*	49,4	3,3
		72,1	0,76
		88,3	0,45

0,925	$\Phi$ /I5/ K=25,3/I7	0 + 33,5	8,9 ± 1,3
		33,5 + 48,25	4,6 ± 0,9
		48,25 + 60	1,0 ± 0,4
		60 + 70,5	0,8 ± 0,4
		70,5 + 80,5	0,4 ± 0,3
		80,5 + 90	0,4 ± 0,3
0,93	II-III/I6/ K=25,3/21,6	0 + 12	16 ± 4
		12 + 24	9,4 ± 1,7
		24 + 36	5,7 ± 1
		36 + 48	5 ± 0,8
		48 + 60	3 ± 0,5
		60 + 70	2 ± 0,4
		70 + 80	1 ± 0,3
80 + 90	0,8 ± 0,3		
0,97	II-III/I7/ K=25/25,9	0 + 10	14 ± 3,7
		10 + 20	18,5 ± 3
		20 + 30	8 ± 1,5
		30 + 40	5,8 ± 1
		40 + 50	3 ± 0,7
		50 + 60	2,5 ± 0,6
		60 + 70	2 ± 0,5
		70 + 80	0,5 ± 0,2
80 + 90	0,4 ± 0,1		
0,97	B-III/I8/ K=25/25,8	0 + 13	13 ± 2
		13 + 25	13,6 ± 1,2
		25 + 37	8,4 ± 0,8
		37 + 49	4,9 ± 0,5
		49 + 60	2,4 ± 0,3
		60 + 71	1,6 ± 0,2
		71 + 81	1,4 ± 0,2



		8I + 90	1,2 ± 0,2
I,0	C/10;11/ K=24,7/19,2	36,5	5,66 ± 0,10
		41,3	4,54 ± 0,10
		53,7	2,44 ± 0,07
		64,0	1,33 ± 0,05
		77,0	0,79 ± 0,05
		90,0	0,62 ± 0,05
I,0I	C/19/ K=24,7/20,8	0	16,30 <sup>†</sup>
		18,5	11,80 ± 0,26
		24,6	10,40 ± 0,33
		30,7	7,89 ± 0,18
		36,7	5,76 ± 0,09
		41,5	4,11 ± 0,09
		48,5	2,718 ± 0,051
		60	1,546 ± 0,041
		71,1	0,922 ± 0,029
		79,8	0,739 ± 0,037
		90	0,608 ± 0,030
I,5	B-ДК/13;20/ K=20/20	0 + 16,25	18 ± 5,4
		16,25 + 23,1	24,5 ± 6,8
		23,1 + 28,3	22,3 ± 6,3
		28,3 + 36,9	4 ± 2,7
		36,9 + 40,5	2 ± 1,3
		40,5 + 43,9	4 ± 2
		43,9 + 53,1	2 ± 1,3
		53,1 + 55,9	4 ± 2,7
		55,9 + 78,5	0
		78,5 + 80,8	2 ± 1,3
		80,8 + 90	0

2,24	$C^{21/}$	14,75	20,8 ± 1,2	
		23,6	11,6 ± 0,6	
		$K=16,9/16,9$	29,2	6,64 ± 0,61
		44,0	1,12 ± 0,098	
		57,6	0,428 ± 0,060	
		70,3	0,255 ± 0,034	
		86,5	0,1455 ± 0,00280	
2,75	$B-ДК/13;22/$	0 + 16,25	28 ± 6,5	
		16,25 + 23,1	21 ± 5	
	$K=16/16$	23,1 + 28,3	5 ± 2	
		28,3 + 32,9	7 ± 2,5	
		32,9 + 47,2	0	
		47,2 + 50,2	2,5 ± 1,2	
		50,2 + 53,1	0	
		53,1 + 55,9	1,1 ± 0,7	
		55,9 + 71,3	0	
		71,3 + 73,7	1,0 ± 0,6	
73,7 + 90	0			
2,85	$B-ДК/23/$	11,8 + 14,8	30 ± 3	
		14,8 + 16,8	27 ± 3	
	$K=15/17,3$	16,8 + 18,8	23 ± 3	
		18,8 + 20,4	19 ± 2	
		20,4 + 22	16 ± 2	
		22 + 25,1	13,2 ± 1,7	
		25,1 + 29,5	7 ± 0,7	
		29,5 + 35,3	3,5 ± 0,5	
		35,3 + 45,5	1,0 ± 0,2	
		45,5 + 54,7	0,4 ± 0,1	
		54,7 + 90	0,08 ± 0,02	

2,9	$\varnothing/24/$  K=I4,7/I2,5	2,5	+ 5,5	60	$\pm$ 12
		5,5	+ 8,5	49	$\pm$ 10
		8,5	+11,5	26	$\pm$ 6
		11,5	+14,5	29	$\pm$ 6
		14,5	+17,5	23	$\pm$ 5
		17,5	+20,5	8	$\pm$ 2,5
		20,5	+23,5	4	$\pm$ 2
		23,5	+26,5	2,5	$\pm$ 1,5
		26,5	+29,5	2	$\pm$ 1,5
		29,5	+32,5	1,3	$\pm$ 1
		3	$\varnothing/25/$  K=I4/89	0	+25,8
25,8	+36,9			6	$\pm$ 4,1
36,9	+45,6			0	
45,6	+53,1			1,5	$\pm$ 1,6
53,1	+90			0	
3	BE/26/  K=?*	1,61		155	$\pm$ 17,5
		1,96		86,4	$\pm$ 9,7
		2,18		79,6	$\pm$ 9,7
		2,54		64,0	$\pm$ 7,8
		2,83		64,0	$\pm$ 7,8
		3,47		59,2	$\pm$ 7,0
		4,49		51,4	$\pm$ 5,8
		4,56		47,6	$\pm$ 6,0
		5,84		48,1	$\pm$ 3,8**
		6,13		40,8	$\pm$ 4,9
		7,38		40,1	$\pm$ 3,1**
		8,99		31,3	$\pm$ 2,9
		10,3		34,0	$\pm$ 3,8
11,8		30,0	$\pm$ 2,1**		
13,5		27,0	$\pm$ 3,0		

3,49	$C/27/$ $K=?*$		34,2	1,7
			49,2	0,26
			64,4	0,07
			78,5	0,06
4,4	$C/21/$ $K=10/9$		10,6	20,5 $\pm$ 1,1
			14,2	18,3 $\pm$ 1,4
			17,5	12,73 $\pm$ 0,90
			21,3	6,01 $\pm$ 0,52
			24,5	2,96 $\pm$ 0,33
			28,5	1,99 $\pm$ 0,23
			37,4	0,473 $\pm$ 0,063
			53,2	0,100 $\pm$ 0,029
			69,0	0,0382 $\pm$ 0,0156
6,15	$C/21/$ $K=9/9^{++}$		7,6	27,7 $\pm$ 2,8
			11,6	24,6 $\pm$ 2,2
			15,2	10,1 $\pm$ 1,3
			20,0	5,51 $\pm$ 1,10
			20,8	3,06 $\pm$ 0,70
			23,6	1,31 $\pm$ 0,31
			27,6	0,651 $\pm$ 0,293
6,2	$\Phi/28/$ $K=9/8,8$	0	+ 12,83	40,4 $\pm$ 10,4
		12,83	+ 18,2	12,7 $\pm$ 4,1
		18,2	+ 22,33	1,3 $\pm$ 0,8
		22,33	+ 25,8	1,4 $\pm$ 0,8
		25,8	+ 28,95	0,6 $\pm$ 0,5
		28,95	+ 90	0
6,2	$\Phi/29/$ $K=9/9,5$	1,32	+ 2,5	143 $\pm$ 36
		2,5	+ 5,5	87 $\pm$ 11
		5,5	+ 8,5	51 $\pm$ 6,5
		8,5	+ 11,5	19 $\pm$ 4

8,2	$\Phi/31/$	1,5	+ 2,5	149	$\pm$ 27	
		2,5	+ 4,5	120	$\pm$ 13	
		K= 9/874	4,5	+ 6,5	93	$\pm$ 9,6
			6,5	+ 8,5	59	$\pm$ 6,3
			8,5	+10,5	35,9 $\pm$	5,5
			10,5	+12,5	13,3 $\pm$	2,9
			12,5	+14,5	6,5 $\pm$	2,1
			14,5	+ 16,5	4,0 $\pm$	1,5
			16,5	+18,5	1,0 $\pm$	0,7
18,5	+20,5	0,5 $\pm$	0,5			
8,5	$\Phi/30/$	1	+ 2,5	101	$\pm$ 72	
		K=9/86	2,5	+ 5,5	70,5 $\pm$	31,5
			5,5	+ 8,5	55,5 $\pm$	21
			8,5	+11,5	22,3 $\pm$	11,2
			11,5	+14,5	21,5 $\pm$	9,6
			14,5	+17,5	3,5 $\pm$	3,5
			17,5	+20,5	600 $\pm$	4,2
			20,5	+23,5	2,6 $\pm$	2,6
24	B-III/32/	1,71	+ 2,23	450	$\pm$ 260	
		2,23	+ 3,71	517	$\pm$ 130	
		K=9/9	3,71	+ 5,20	490	$\pm$ 110
			5,20	+ 6,68	198	$\pm$ 56
			6,68	+ 8,16	139	$\pm$ 33
			8,16	+ 9,64	87	$\pm$ 34

\* Сечение  $\sigma_{el}$ , на которое нормировано  $\sigma(\theta)$ , не известно. Поэтому коэффициент K остается неопределенным.

\*\* Усреднено по результатам двух независимых измерений из<sup>/26/</sup> (см. (I)).

+ Получено экстраполяцией экспериментальных данных.

++ Получено интегрированием экспериментальной кривой. При этом значение  $\sigma(0) = 83,7$  мб получено по оптической теореме.

Таблица II

P- $\pi$  взаимодействие

Кинетическая энергия в лаборат. сист. T Бэв	Метод, коэффициент перенормировки	Угол рассеяния $\Theta$ (градусы)	$\sigma(\Theta) \frac{mb}{сфер}$
0,97	Д-ДК/17/	0 + 25,5	4,8 $\pm$ 2
		25,5 + 48	2,5 $\pm$ 0,9
	K=16,2/16,2	48 + 69	0,7 $\pm$ 0,4
		69 + 108	0,3 $\pm$ 0,2
		108 + 126	1,0 $\pm$ 0,5
		126 + 141	1,3 $\pm$ 0,6
		141 + 162	3,8 $\pm$ 1,5
		162 + 180	0

где  $\sigma_{el}^0$  - значение сечения упругого рассеяния, снятое с кривой  $\sigma_{el} = \sigma_{el}^0 / 2$  (Т) наилучшим образом аппроксимирующей экспериментальные значения  $\sigma_{el}$ .

Как видно, наиболее точные результаты получены с помощью счетчиков. Камерные и фотоэмульсионные данные содержат значительно большие ошибки; кроме того, даже при одной и той же энергии экспериментальные данные, как правило, указаны для различающихся угловых интервалов, что затрудняет суммирование статистики и теоретическую обработку.

Часть перенормированных экспериментальных данных приведена на рис. 2 и 3. Из этих рисунков хорошо видно, что с увеличением энергии упругое рассеяние концентрируется в области все меньших и меньших углов. Картина рассеяния становится типично дифракционной. Такое поведение упругого рассеяния является характерным не только для нуклонов, но и для взаимодействий частиц других сортов (см. далее).

Все сечения  $p-p$  рассеяния, приведенные в таблице II, получены из анализа квазиупругого рассеяния протонов на нейтронах в ядрах дейтерия. Часть данных по упругому  $p-p$  рассеянию также получена из анализа взаимодействий протонов с дейтерием. Так как эти данные хорошо согласуются с результатами непосредственных измерений  $p-p$  рассеяния в водороде (различие заметно лишь в области больших углов), то можно ожидать, что сечения квазиупругого  $p-p$  рассеяния в таблице II также будут близки к сечениям упругого  $p-p$  рассеяния.

Из соображений зарядовой симметрии можно получить связь сечений упругого  $p-p$  и  $p-n$  рассеяния  $\sigma_{pp}(\theta)$  и  $\sigma_{pn}(\theta)$  с сечением "упругого рассеяния с перезарядкой"  $\sigma_{ex}(\theta)$ :

$$[\sqrt{\sigma_{pp}(\theta)} - \sqrt{\sigma_{pn}(\theta)}]^2 \leq \sigma_{ex}(\theta) \leq [\sqrt{\sigma_{pp}(\theta)} + \sqrt{\sigma_{pn}(\theta)}]^2. \quad (6)$$

(Подробности вывода см., например, в [9]).

Если использовать оптическую теорему

$$\sigma(\theta) \leq \left( \frac{\sigma_t}{4\pi k} \right)^2 \quad (7)$$

1381/8 38

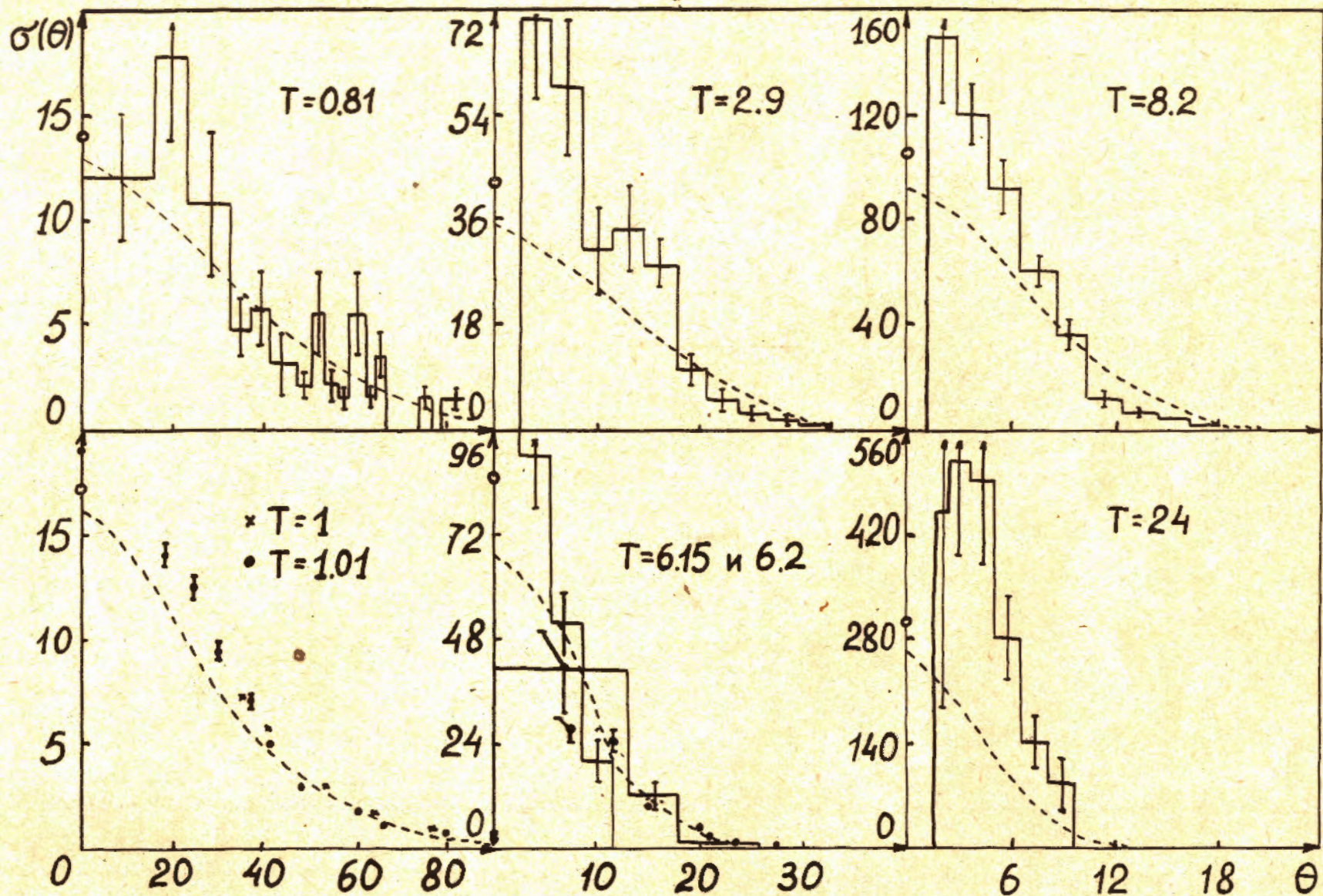


Рис. 2. Угловые распределения протонов при упругом рассеянии (перенормированные). Пунктиром указаны угловые распределения, вычисленные для чисто мнимых фаз (см. § 8,2). Значком  $\circ$  при  $\theta=0$  отмечены оптические точки  $\sigma(0) = (\sigma_0 / 4\pi\lambda)^2$ .



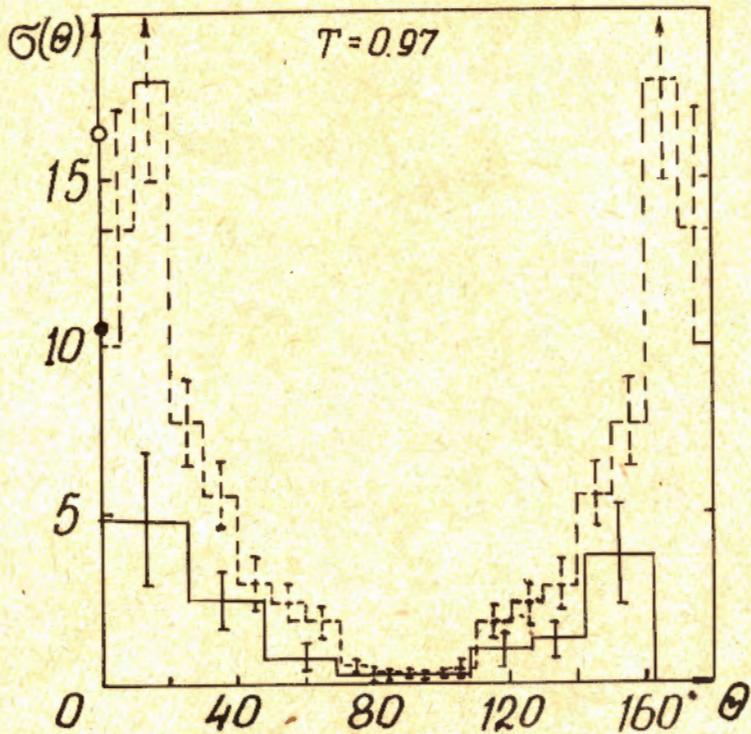


Рис. 3. Угловое распределение протонов при упругом  $p-p$  рассеянии. Для сравнения пунктиром указано угловое распределение квазиупругого  $p-p$  рассеяния в дейтерии. Значками  $\circ$  и  $\bullet$  при  $\theta=0$  отмечены оптические точки  $\sigma(0) = (\sigma_t / 4\pi\lambda)^2$  соответственно для  $p-p$  и  $p-n$  рассеяния. Кинетическая энергия первичных протонов  $T=0,97$  Бэв. Система центра масс.

( $\lambda$  - длина дебройлевской волны протона), то в частном случае рассеяния на нулевой угол это соотношение можно записать в виде:

$$[\sigma_t(pp) - \sigma_t(pn)]^2 \leq 16\pi^2 \lambda^2 \sigma_{ex}(0) \leq [\sigma_t(pp) + \sigma_t(pn)]^2. \quad (8)$$

В приложениях часто оказывается полезной также формула

$$\sigma_{np}(\pi/2) \geq \frac{1}{4} \sigma_{pp}(\pi/2), \quad (8)$$

которую легко получить из предыдущего неравенства, если учесть, что рассеяние с перезарядкой можно рассматривать как упругое рассеяние в заднюю полусферу:

$$\sigma_{ex}(\theta) = \sigma_{pn}(\pi - \theta). \quad (10)$$

Экспериментальные данные в таблице II удовлетворяют неравенству (7).

Из таблиц и из рисунков видно, что угловые распределения протонов, упруго рассеянных на нейтронах и на протонах при  $T \sim 1$  Бэв, сильно различаются. Большое число наблюдаемых случаев, когда протон после  $p-p$ -столкновения вылетает в заднюю полусферу  $\theta > 90^\circ$ , указывает, что при энергиях в несколько Бэв велико упругое рассеяние с перезарядкой. Зависимость взаимодействий от изотопического спина остается при этих энергиях еще очень заметной. Однако с ростом энергии сечение  $\sigma_{ex}$  быстро уменьшается. Так, при  $T=10$  Бэв в работе <sup>/37/</sup> получена верхняя оценка  $\sigma_{ex} < 0,07 \sigma_{el}$ <sup>1)</sup>; оценки величины  $\sigma_{el}$  при  $T=24$  Бэв, выполненные недавно в CERN <sup>/32/</sup>, дали в два раза меньшее значение. Быстрое уменьшение величины  $\sigma_{ex}$  видно также из формулы (8), если для полных сечений использовать экспериментальные значения, приведенные в таблицах I и IV работы <sup>/2/</sup>.

Отметим, что соотношения (8) - (10) остаются справедливыми, если сделать замену

$$p \rightarrow n; \quad n \rightarrow p, \quad (11a)$$

или

$$p \rightarrow \bar{p}; \quad n \rightarrow \bar{n}, \quad (11b)$$

что является прямым следствием зарядовой симметрии и инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению. (Ср. равенства сечений в § 2.1 работы <sup>/2/</sup>).

В настоящее время еще очень мало известно о спиновой зависимости упругих взаимодействий при больших энергиях. В этой области имеются лишь раз-

1) Следует подчеркнуть, что оценка величины  $\sigma_{ex}$  в работе <sup>/37/</sup> основана на ряде предположений.

розенные данные с большими экспериментальными ошибками. Из общих теоретических соображений можно ожидать, что с ростом энергии зависимость взаимодействий от спинов будет ослабляться (подробнее см. § 3.5 в <sup>/2/</sup>). Однако при энергиях  $T \sim 1$  Бэв эта зависимость остается еще существенной. Так, при  $T = 1,7$  Бэв максимальное значение поперечной поляризации протона в упругом р-р рассеянии составляет еще около двух третей от максимальной поперечной поляризации, наблюдаемой при меньших энергиях <sup>/33/</sup>. Имеются также указания на заметную поляризацию в р-р рассеянии при энергии  $T = 2,85$  Бэв <sup>/23/</sup>.

Недавно в Дубне была сделана попытка обнаружить поляризацию рассеянных протонов при энергии  $T = 9$  Бэв <sup>/34/</sup>. В этих опытах протоны отдачи с энергией  $T = 135$  Мэв, образовавшиеся при упругом рассеянии первичного пучка протонов на водородной мишени, детектировались в фотоэмульсии. Среди всех зарегистрированных звезд отбирались случаи упругого рассеяния на ядрах фотоэмульсии, для которых измерялась асимметрия

$$\xi(\theta) = \frac{\sigma(\theta)_{\text{правое}} - \sigma(\theta)_{\text{левое}}}{\sigma(\theta)_{\text{правое}} + \sigma(\theta)_{\text{левое}}}$$

Так как поляризация протонов с энергией  $T = 135$  Мэв при рассеянии на ядрах фотоэмульсии  $P_{\text{эм}}$  известна <sup>/35/</sup>, то отсюда можно вычислить поляризацию протонов в первом р-р рассеянии  $P = \xi/P_{\text{эм}}$ . Таким способом были проанализированы 100 звезд, удовлетворявших всем критериям упругого рассеяния. К сожалению, большая статистическая ошибка не позволяет пока сделать каких-либо определенных заключений.

Экспериментальные значения поперечной поляризации протона в упругом р-р рассеянии при энергиях  $T \geq 0,8$  Бэв собраны в таблице III и на рис. 4. Все данные относятся к системе центра масс и  $\theta \leq 90^\circ$  (ср.(3)).

Что касается поляризации в р-п рассеянии, то при энергиях  $T \geq 1$  Бэв не выполнено еще ни одного такого измерения.

## 2.2. Взаимодействие антииуклонов с нуклонами

Экспериментальные данные по угловому распределению антипротонов, упруго рассеянных на протонах, приведены в таблице IV и на рис. 5. Все данные приведены в системе центра масс. Указаны значения коэффициента перенормировки  $K$  (см. формулы (4) и (5)).

Таблица III  
поляризация в Р-Р рассеянии

Кинетическая энергия в лаб. системе ГБЭВ	Угол рассеяния $\theta$ (градусы)	$P(\theta)$
0,97/36/ж	23,75	-0,066 $\pm$ 0,06
	26,9	0,06 $\pm$ 0,05
	30,6	0,24 $\pm$ 0,05
	36,25	0,3 $\pm$ 0,08
	48,75	0,42 $\pm$ 0,16
	60	0,45 $\pm$ 0,15
	70,6	0,18 $\pm$ 0,17
	82,5	0,20 $\pm$ 0,23
1,7/33/	8,75	0,161 $\pm$ 0,042
	14,25	0,121 $\pm$ 0,042
	20	0,118 $\pm$ 0,047
	28	0,186 $\pm$ 0,031**
	38,25	0,337 $\pm$ 0,039**
	45,25	0,266 $\pm$ 0,045
	53,75	0,313 $\pm$ 0,063
	68,75	0,026 $\pm$ 0,097
	72,1	-0,061 $\pm$ 0,182
9/34/	13,4 + 17,4	0,34 $\pm$ 0,36

ж Приведенная ошибка является суммой средней статистической ошибки и ошибки из-за неточности в определении осевой линии  $\Delta\theta \approx 0,1^\circ$  (см. рис. 3 в<sup>/36/</sup>).

Поляризация пучка протонов после первого рассеяния принята равной 0,33.

жж Усреднено по результатам двух независимых измерений из<sup>/33/</sup> (см. формулы (I)).

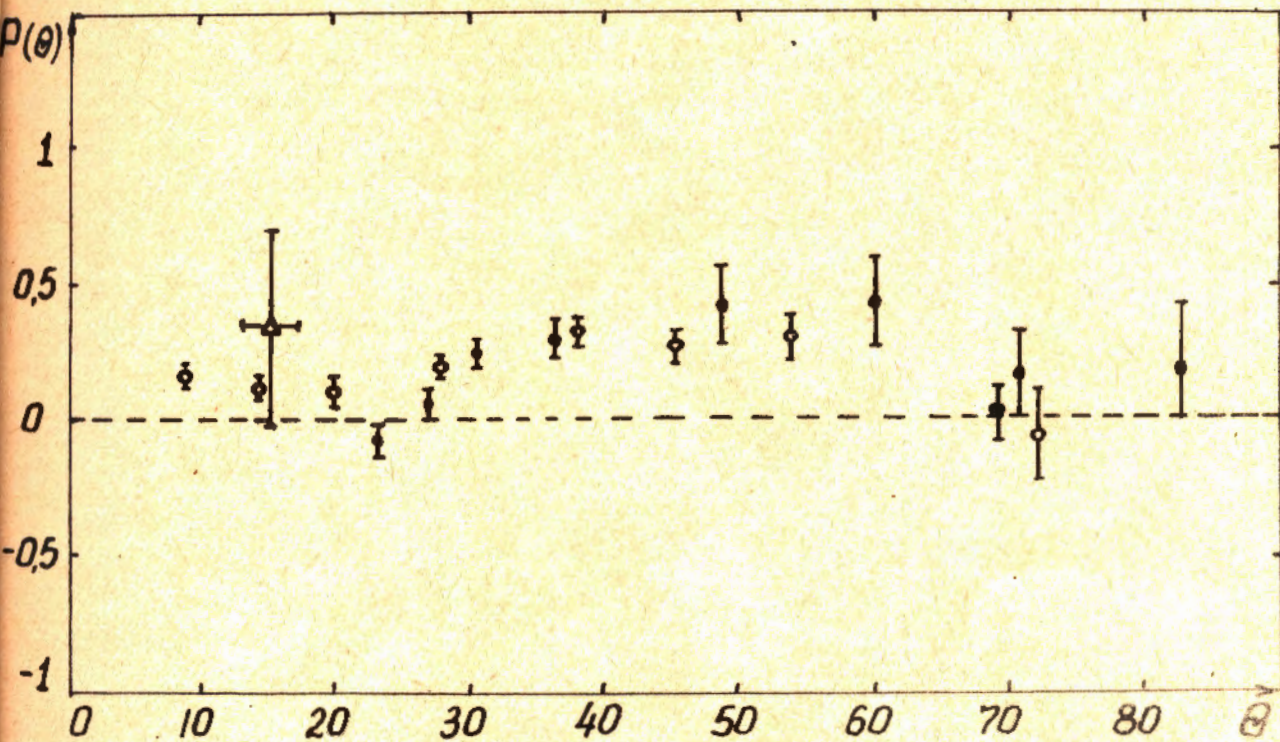


Рис. 4. Поляризация протонов в упругом  $p$ - $p$  рассеянии. Значками ●, ○ и △ отмечены соответственно значения для энергии протонов  $T=0,97$ ; 1,7 и 8 Бэв. Система центра масс.

Таблица IV

P-P взаимодействие

Кинетическая энергия в лаб. системе Г БэВ	Метод коэффициент перенормировки	Угол рассеяния $\theta$ (градусы)	$\sigma(\theta) \frac{\text{мб}}{\text{стер}}$
0,96	В-IIIK/38/ K=33/33	10 + 24	29 ± 1
		24 + 38	14 ± 0,8
		38 + 52	3 ± 0,3
		52 + 66	1,5 ± 0,3
		> 66	2 ± 0,7
1,0	C/39/ K=32/33	7	68 ± 34
		11	62 ± 13,6
		14	35 ± 10,7
		17	33,6 ± 5
		22	17,9 ± 2,1
		34	5,7
		43	1,4
		52	0
		63	0
		71	0
84	0		
1,25	C/39/ K=28/28	8	61 ± 47
		11	59 ± 21
		15	43 ± 14,3
		19	28 ± 7,9
		24	14,3 ± 3,6
		34	3,6 ± 1,4
		44	0
		53	0

		64	0
		72	0
		84	0
<hr/>			
2	C/39/ K=25/25	12	76 ± 30,7
		16	26 ± 24,3
		20	20 ± 13,6
		29	4,3 ± 3,6
		40	1,4
		50	0
		60	0
		70	0
		82	0
<hr/>			

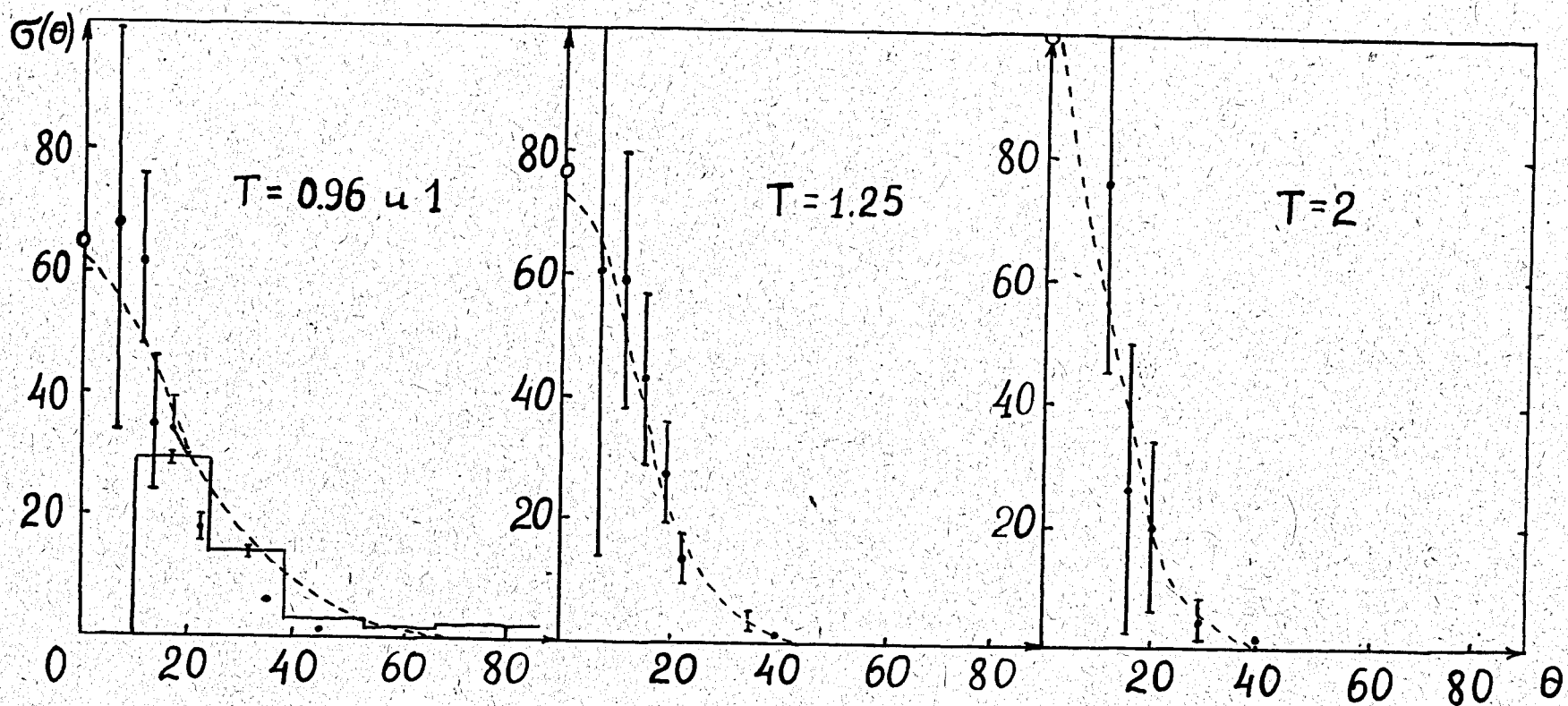


Рис. 5. Угловые распределения антипротонов при упругом  $\bar{p}$ - $p$  рассеянии (перенормированные).

Пунктиром указаны угловые распределения, вычисленные для чисто мнимых фаз (см. § 8.2). Значком  $\circ$  при  $\theta=0$  отмечены оптические точки.

$T$  - кинетическая энергия первичных антипротонов в Бэв.  
Система центра масс.



Как и в случае упругого  $N-N$  рассеяния, угловое распределение антипротонов в основном сосредоточено в области малых углов: при  $T=0,96$  Бэв в заднюю полусферу рассеивается всего лишь 1 - 2 % от всех антипротонов, при больших энергиях рассеяния назад вообще не наблюдалось.

Из соображений зарядовой симметрии легко получить связь между сечениями:

$$[\sqrt{\sigma_{\bar{p}p}(\theta)} - \sqrt{\sigma_{\bar{p}n}(\theta)}]^2 \leq \sigma_{ex}(\theta) \leq [\sqrt{\sigma_{\bar{p}p}(\theta)} + \sqrt{\sigma_{\bar{p}n}(\theta)}]^2 \quad (12)$$

В частном случае  $\theta = 0$  это соотношение можно записать в виде, аналогичном (8). Соотношения между сечениями сохраняют силу, если сделать замену

$$\bar{p} \rightarrow \bar{n} ; \quad p \rightarrow n ; \quad n \rightarrow p \quad (13a)$$

или поменять местами частицы и античастицы:

$$p \rightarrow \bar{p} ; \quad n \rightarrow \bar{n} \quad (13b)$$

При энергиях порядка нескольких Бэв сечение  $\sigma_{ex}$  составляет еще около четверти от сечения  $\sigma_{el}$  (см. таблицу У11 в /2/), что указывает на заметную зависимость  $\bar{N}-N$  взаимодействий от изотопических спинов.

Угловое распределение антипротонов при рассеянии с перезарядкой также сосредоточено преимущественно в области малых углов, однако зависимость от угла является в этом случае более плавной. Например, при  $T=0,9$  Бэв сечения  $\sigma_{ex}(\theta)$  и  $\sigma_{el}(\theta)$  сравнимы по своей величине уже при  $\theta \geq 45^\circ$  (см. рис. 6).

При энергиях  $T \approx 1$  Бэв оказывается существенной и спиновая зависимость  $\bar{N}-N$  взаимодействий. В недавней работе /38/ из анализа двукратного  $p-p$  рассеяния в большой водородной пузырьковой камере при  $T=0,96$  Бэв для поперечной поляризации антипротонов получены значения:

$$P(\theta) = 0,05 \pm 0,19 ; \quad \theta = 3^\circ \div 6^\circ ;$$

$$P(\theta) = 0,49 \pm 0,08 ; \quad \theta = 6^\circ \div 25^\circ$$

(в системе центра масс).

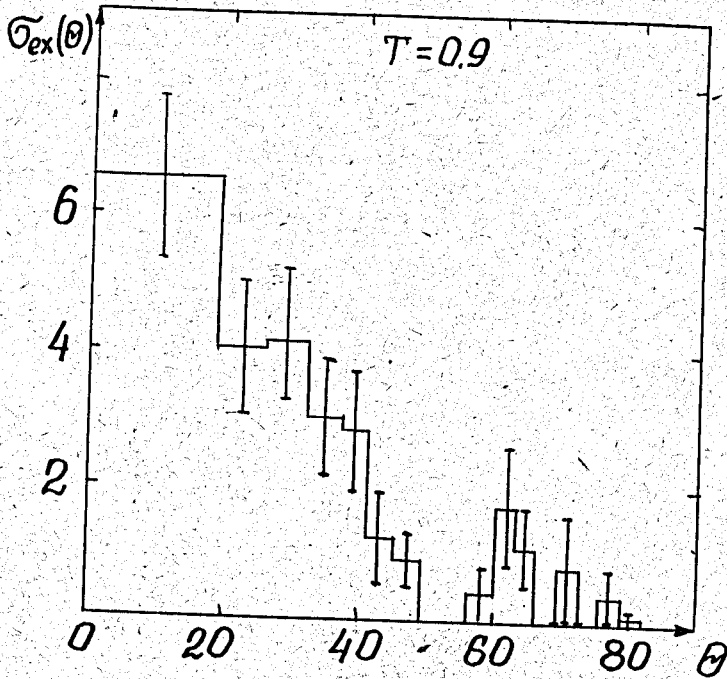


Рис. 6. Угловое распределение антипротонов при упругом  $\bar{p} - p$  рассеянии с перезарядкой. Сечение  $\sigma_{ex}(\theta)$  дано в мб, угол рассеяния  $\theta$  - в градусах. Кинетическая энергия антинейтронов  $T=0,9$  Бэв. Система центра масс.

### 2.3. Взаимодействие $\pi$ -мезонов с нуклонами

Экспериментальные данные об упругих взаимодействиях  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов с протонами приведены в таблицах У и У1 (углы и сечения указаны в системе центра масс). В таблицах приведены также значения коэффициента перенормировки  $K = \sigma_{el}^0 / \sigma_{el}$ . Часть перенормированных данных представлена на рис.7 и 8.

При больших энергиях угловые распределения имеют типично дифракционный характер.

Таблица У

П-Р взаимодействие

Кинетическая энергия в лаб. системе Т БЭВ	Метод; коэффициент перенормировки	Угол рассеяния $\theta$ (градусы)	$\sigma(\theta) \frac{\mu\text{Б}}{\text{Стер}}$
0,81	H/40/ K=?*	0	15 ± 4
0,9	Ф/42/ K=26,5/18,6	0	17 <sup>+</sup>
		0 + 18,2	17,7 ± 3,4
		18,2 + 25,8	9,5 ± 2
		25,8 + 36,9	4,2 ± 1,1
		36,9 + 53,1	1,45 ± 0,6
		53,1 + 66,4	0,25 ± 0,2
		66,4 + 78,5	0,66 ± 0,37
		78,5 + 101,5	0
		101,5 + 113,6	0,25 ± 0,2
		113,6 + 126,9	0,88 ± 0,37
		126,9 + 143,1	1,18 ± 0,56
		143,1 + 180	0,88 ± 0,37
0,9	С/43/ K=26 /26,5	38,55	3,92 ± 0,050
		57,83	0,405 ± 0,017
		63,70	0,203 ± 0,027
		74,93	0,218 ± 0,063
		87,72	0,273 ± 0,026
		95,92	0,351 ± 0,022
		103,53	0,461 ± 0,019
		111,53	0,726 ± 0,022
		123,30	1,409 ± 0,031
		137,30	2,069 ± 0,034
		146,30	2,019 ± 0,044
0,915	П-ПК/44/	0	13,06 ± 0,42 <sup>+</sup>

		25,8	7,8 ± 0,24
K=25,4/I9,8		36,9	4,3 ± 0,16
		45,6	2,14 ± 0,12
		53,1	0,9 ± 0,08
		60	0,28 ± 0,05
		66,4	0,05 ± 0,03
		72,6	0,018 ± 0,026
		78,5	0,08 ± 0,03
		84,25	0,16 ± 0,03
		90	0,23 ± 0,04
		95,7	0,3 ± 0,05
		101,5	0,39 ± 0,06
		107,5	0,54 ± 0,07
		113,6	0,77 ± 0,08
		120	1,08 ± 0,09
		126,9	1,43 ± 0,1
		134,4	1,73 ± 0,12
		143,1	1,8 ± 0,15
		154,2	1,36 ± 0,19
		180	0,03 ± 0,24
0,95	B-IIIK/45/	0	12,5 ± 1,5 <sup>+</sup>
		0 + 25,8	9,9 ± 1,2
		25,8 + 36,9	6,5 ± 0,9
K=22,5/I9,1		36,9 + 45,6	3,1 ± 0,5
		45,6 + 53,1	1,0 ± 0,3
		53,1 + 60	0,5 ± 0,18
		60 + 66,4	0,4 ± 0,16
		66,4 + 72,5	0,3 ± 0,13
		72,5 + 78,5	0,15 ± 0,09
		78,5 + 84,3	0,2 ± 0,11

84,3	+ 90	0,4 ± 0,16
90	+ 95,7	0,4 ± 0,16
95,7	+101,5	0,4 ± 0,16
101,5	+107,5	0,3 ± 0,13
107,5	+113,6	0,8 ± 0,23
113,6	+120	0,7 ± 0,21
120	+126,9	0,8 ± 0,23
126,9	+134,4	1,2 ± 0,29
134,4	+143,1	1,3 ± 0,31
143,1	+152,2	1,3 ± 0,31
154,2	+180	1,2 ± 0,29

0,96 В-ДК/42/

0

16<sup>+</sup>

K=21,4/20

0	+ 12,8	16,3 ± 3,75
12,8	+ 21,6	10,7 ± 2,0
21,6	+ 31,8	8,2 ± 1,31
31,8	+ 45,6	3,5 ± 0,59
45,6	+ 53,1	1,4 ± 0,4
53,1	+ 60	0,29 ± 0,22
60	+ 66,4	0,74 ± 0,29
66,4	+ 72,5	0,14 ± 0,13
72,5	+ 78,5	0
78,5	+ 84,3	0,44 ± 0,22
84,3	+ 90	0,14 ± 0,13
90	+ 95,7	0,14 ± 0,13
95,7	+101,5	0
101,5	+107,5	0
107,5	+113,6	0,14 ± 0,13
113,6	+120	0,93 ± 0,37
120	+126,9	1,1 ± 0,4
126,9	+134,4	0,74 ± 0,35

	I34,4 + I43,I	1,25 ± 0,44
	I43,I + I54,2	0,93 ± 0,37
	I54,2 + I80	0,66 ± 0,44
<hr/>		
I,01	B-III <sup>46/</sup>	
	K=18/22	
	0 + 18,2	9 ± 1,44
	18,2 + 25,8	15,5 ± 1,94
	25,8 + 36,9	6,6 ± 0,88
	36,9 + 45,6	4 ± 0,75
	45,6 + 53,1	2,1 ± 0,45
	53,1 + 60	1,6 ± 0,38
	60 + 66,4	0,12 ± 0,12
	66,4 + 72,5	0,25 ± 0,22
	72,5 + 78,5	0,26 ± 0,23
	78,5 + 84,3	0,4 ± 0,25
	84,3 + 90	0,25 ± 0,12
	90 + 95,7	0
	95,7 + 101,5	0,6 ± 0,25
	101,5 + 107,5	0,25 ± 0,12
	107,5 + 113,6	0,4 ± 0,25
	113,6 + 120	1,4 ± 0,44
	120 + 126,9	1 ± 0,4
	126,9 + 134,4	1,25 ± 0,44
	134,4 + 143,1	1 ± 0,2
	143,1 + 154,2	1,75 ± 0,5
	154,2 + I80	0,5 ± 0,25
<hr/>		
I,02	C <sup>43/</sup>	
	K=17/16	
	40	3,00 ± 0,064
	59,6	0,345 ± 0,019
	65,67	0,200 ± 0,034
	77,07	0,204 ± 0,046
	89,87	0,365 ± 0,025
	98,1	0,351 ± 0,035

105,67	0,392 ± 0,022
113,58	0,441 ± 0,026
125,1	0,745 ± 0,050
138,77	1,102 ± 0,044
147,47	1,030 ± 0,043
155,5	0,792 ± 0,043
163,93	0,297 ± 0,041

1,2	Π-IIIK/47/	0	10,2 ± 1,6*
		15,2 + 25,85	6,71 ± 0,49
	K=12/12	25,85 + 31,78	4,48 ± 0,46
		31,78 + 36,87	2,92 ± 0,37
		36,87 + 41,42	2,03 ± 0,31
		41,42 + 45,57	1,65 ± 0,28
		45,57 + 49,47	1,65 ± 0,28
		49,47 + 53,13	0,85 ± 0,20
		53,13 + 60	0,35 ± 0,08
		60 + 66,42	0,26 ± 0,07
		66,42 + 72,55	0,09 ± 0,04
		72,55 + 78,47	0,04 ± 0,02
		78,47 + 84,27	0,16 ± 0,05
		84,27 + 90	0,18 ± 0,06
		90 + 95,73	0,37 ± 0,08
		95,73 + 101,53	0,32 ± 0,07
		101,53 + 107,45	0,34 ± 0,08
		107,45 + 113,58	0,23 ± 0,06
		113,58 + 120	0,25 ± 0,07
		120 + 126,87	0,25 ± 0,07
		126,87 + 134,43	0,66 ± 0,13
		134,43 + 143,13	0,51 ± 0,11
		143,13 + 154,15	0,49 ± 0,11
		154,15 + 180	0,54 ± 0,11

I,3	П-ПК/48/ K=10,6/10	0 + 25,8	4,7	+1,3 -1,0
		25,8 + 31,8	3,7	+0,8 -0,6
		31,8 + 36,9	2,2	+0,5 -0,4
		36,9 + 41,4	2,3	+0,4 -0,3
		41,4 + 45,6	1,4	+0,3 ±0,3
		45,6 + 49,4	1,0	±0,2
		49,4 + 53,1	0,7	±0,15
		53,1 + 60	0,3	±0,1
		60 + 66,4	0,25	±0,1
		66,4 + 78,5	0,1	±0,1
		78,5 + 84,3	0,2	±0,1
		84,3 + 95,7	0,25	±0,15
		95,7 + 101,5	0,35	±0,2
		101,5 + 107,5	0,5	±0,2
		107,5 + 120	0,3	±0,2
		120 + 126,9	0,4	±0,2
		126 + 134,4	0,35	±0,2
		134,4 + 143,1	0,5	±0,2
		143,1 + 154,2	0,5	±0,2
		154,2 + 180	0,4	±0,2
I,37	В-ДК/49/ K=9,8/10	10 + 20	9,3	±1,5
		20 + 40	4	±0,5
		40 + 60	0,75	±0,2
		60 + 90	0,1	±0,1
		90 + 120	0,3	±0,1
		120 + 150	0,4	±0,1
		150 + 180	0,3	±0,1
I,5	Ф/50/ K=9,2/9	0 + 12,8	5,4	±1,9
		12,8 + 18,2	6,8	±1,9
		18,2 + 25,8	4,7	±1,7



		25,8 + 45,6	1,7 ± 0,9
		45,6 + 53,1	1 ± 0,6
		53,1 + 60	0
		60 + 66,4	0,3 ± 0,3
		66,4 + 72,5	0,7 ± 0,5
		72,5 + 78,5	1 ± 0,6
		78,5 + 84,3	0,7 ± 0,5
		84,3 + 90	0
		90 + 95,7	0,3 ± 0,3
		95,7 + 101,5	0,7 ± 0,5
		101,5 + 113,6	0,7 ± 0,5
		113,6 + 180	0
I,72	В-ДК/5I/	0 + 18,2	13,7 ± 2,6
	К=8,7/II,I	18,2 + 25,8	7,2 ± 2,0
		25,8 + 31,8	3,8 ± 1,4
		31,8 + 36,9	2,2 ± 1,1
		36,9 + 41,4	1,4 ± 0,8
		41,4 + 45,6	0,5 ± 0,5
		45,6 + 49,4	1,0 ± 0,6
		49,4 + 56,6	0
		56,6 + 63,4	0,5 ± 0,5
		63,4 + 66,4	1 ± 0,6
		66,4 + 69,5	0,5 ± 0,5
		69,5 + 75,5	0
		75,5 + 78,5	0,5 ± 0,5
		78,5 + 81,4	1,1 ± 0,7
		81,4 + 84,3	0,5 ± 0,5
		84,3 + 92,9	0
		92,9 + 98,6	0,5 ± 0,5
		98,6 + 138,6	0

		138,6 + 143,1	0,5 ± 0,5
		143,1 + 180	0
1,81	С/60/	0	11,9 ± 2,0 <sup>+</sup>
		9,38	10,5 ± 2
		11,5	9,2 ± 1,8
	K=?*	13,75	6,2 ± 0,9
		16,25	5,6 ± 1,3
		17,5	6,8 ± 1,2
		20	4,5 ± 1,0
		21,8	4,5 ± 0,6
		24,2	2,5 ± 0,5
		26,25	2,2 ± 0,3
		29,2	1,7 ± 0,5
		30,5	1,0 ± 0,5
		32,5	1,0 ± 0,5
		34,3	0,5 ± 0,2
		37,25	0 ± 0,3
		39	1,2 ± 0,3
		41,25	0,4 ± 0,2
4,7	В-ДК/53/	0 + 9,6	9,3 ± 3,1
	K=6/4,7	9,6 + 16,3	12,4 ± 3,9
		16,3 + 19,9	8 ± 2,7
		19,9 + 24,4	2,8 ± 1,2
		24,4 + 30,6	0,6 ± 0,4
		30,6 + 180	0
5,03	П-ПК/54/	8,88	18 ± 1,5
	K=6/5,6	15,63	8,4 ± 0,9
		19,43	3,8 ± 0,6
		22,63	2,2 ± 0,5
		25,45	0,5
		28,0	0,1

		30,9	1,1
		33,07	0,2
6,65	П-ПК/55/	5,08 + 8,07	20,6 <sup>+3,6</sup> <sub>-5,6</sub>
	K = 6 / 6	8,07 + 11,45	20,8 <sup>±3</sup>
		11,45 + 14,03	13,8 <sup>+1,6</sup> <sub>-2,4</sub>
		14,03 + 16,20	10,8 <sup>+1,6</sup> <sub>-2</sub>
		16,20 + 18,15	7 <sup>± 1,4</sup>
		18,15 + 20,00	2,4 <sup>± 1</sup>
		20,00 + 21,53	2 <sup>± 0,8</sup>
		21,53 + 23,02	1,6 <sup>± 0,7</sup>
		23,02 + 26,00	0,6 <sup>± 0,4</sup>
		26,00 + 28,30	0,4 <sup>± 0,2</sup>
		28,30 + 180	0

\* Сечение  $\sigma_{el}$ , на которое нормировано  $\sigma(\theta)$ , неизвестно.  
Поэтому коэффициент K остается неопределенным.

+ Получено экстраполяцией экспериментальных значений  $\sigma(\theta)$ .

Таблица УІ

 $\pi^+$ -взаимодействие

Кинетическая энергия в лаб. системе Т БэВ	Метод, коэффициент перенормировки	Угол рассеяния $\theta$ (градусы)	$\sigma(\theta)$ $\frac{\text{мб}}{\text{фер}}$
0,99	В-ПК/56/  K = 11 / 15,3	36,5 + 45,3	3,26 $\pm$ 0,25
		45,3 + 53,1	2,5 $\pm$ 0,2
		53,1 + 59,6	2,05 $\pm$ 0,17
		59,6 + 66,2	1,24 $\pm$ 0,11
		66,2 + 71,3	1,45 $\pm$ 0,13
		72,3 + 78,3	0,90 $\pm$ 0,09
		78,3 + 90	0,47 $\pm$ 0,06
		90 + 101,4	0,25 $\pm$ 0,04
		101,4 + 113,4	0,38 $\pm$ 0,05
		113,4 + 126,5	0,35 $\pm$ 0,05
		126,5 + 143,1	0,38 $\pm$ 0,05
		143,1 + 180	0,25 $\pm$ 0,04
		1,1	В-ПК/57,58/  K=12,5/12,3
36,9 + 53,1	1,87 $\pm$ 0,15		
53,1 + 66,4	1,12 $\pm$ 0,12		
66,4 + 78,5	0,53 $\pm$ 0,08		
78,5 + 90	0,39 $\pm$ 0,07		
90 + 101,5	0,33 $\pm$ 0,07		
101,5 + 113,6	0,47 $\pm$ 0,08		
113,6 + 126,9	0,44 $\pm$ 0,08		
126,9 + 143,1	0,42 $\pm$ 0,08		
143,1 + 180	0,51 $\pm$ 0,08		

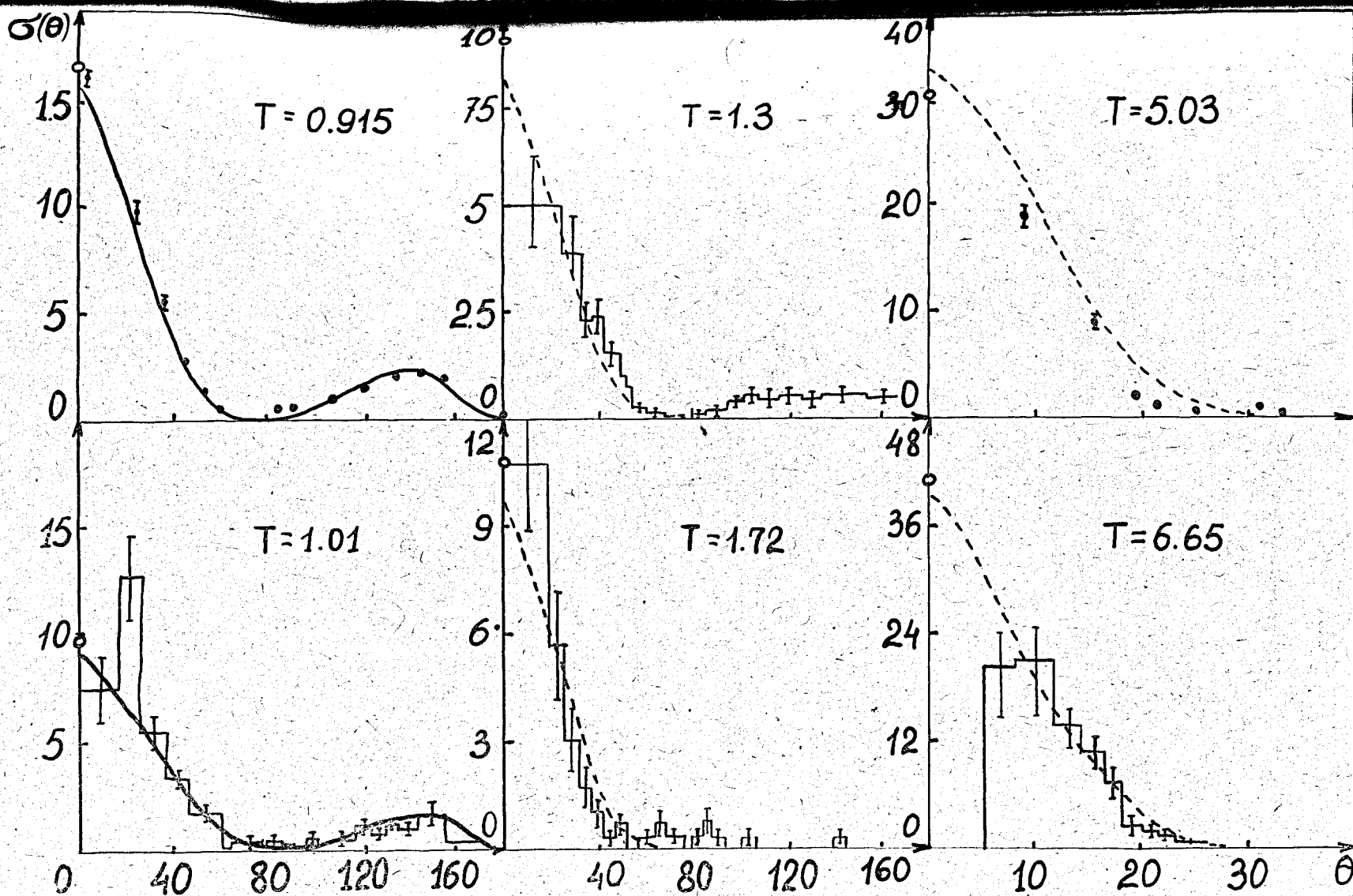


Рис. 7. Угловые распределения  $\pi$ -мезонов при упругом рассеянии (перенормированные).

Сплошными кривыми и пунктиром указаны угловые распределения, вычисленные для чисто мнимых фаз (см. § 8.2). Значками  $\circ$  и  $\times$  при отмечены оптические точки.

$T$  — кинетическая энергия первичных  $\pi$ -мезонов в Бэв.  
Система центра масс.

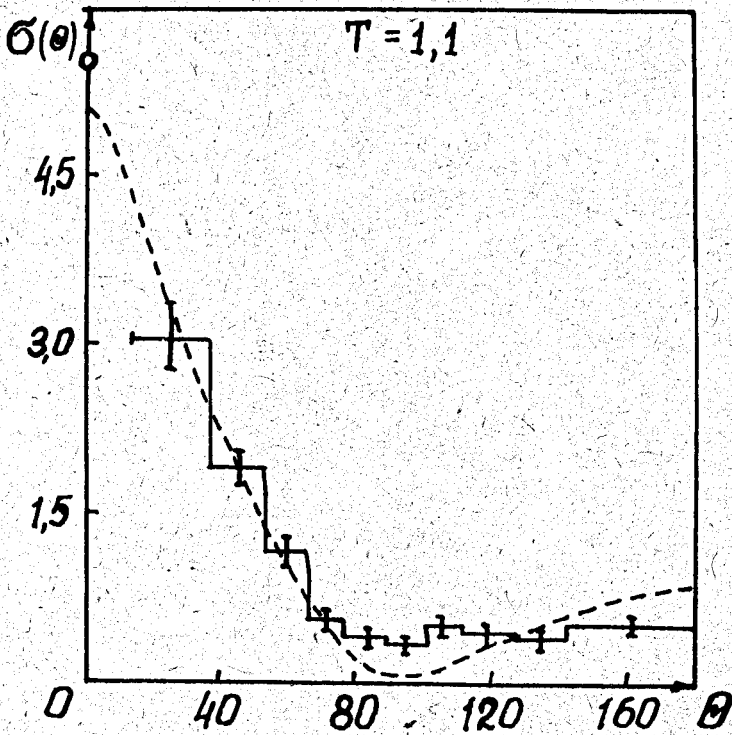


Рис. 8. Угловые распределения  $\pi^+$ -мезонов при упругом рассеянии (перенормированные).

Пунктиром указано угловое распределение, вычисленное для чисто мнимых фаз (см. § 6.2). Значком  $\circ$  при  $\theta=0$  отмечена оптическая точка. Кинетическая энергия первичных  $\pi^+$ -мезонов  $T=1,1$  Бэв. Система центра масс.

Соображения зарядовой симметрии приводят к следующим соотношениям между дифференциальными сечениями упругого рассеяния  $\sigma_{\pm} = \sigma(\pi^{\pm}p)$ ,  $\sigma_0 = \sigma(\pi^0p)$  и сечением перезарядки  $\sigma_{\text{exo}} = \sigma_{\text{ex}}(\pi^0p)$ :

$$\sigma_{\text{exo}}(\theta) = \sigma_+(\theta) + \sigma_-(\theta) - 2\sigma_0(\theta) \quad ; \quad (14)$$

$$[\sqrt{\sigma_+(\theta)} - \sqrt{\sigma_-(\theta)}]^2 \leq \frac{1}{2} \sigma_{\text{exo}}(\theta) \leq [\sqrt{\sigma_+(\theta)} + \sqrt{\sigma_-(\theta)}]^2 \quad (15)$$

Используя оптическую теорему (7), для частного случая нулевого угла рассеяния  $\theta = 0$  эти соотношения можно преобразовать к виду, подобному (8). Для угла  $\theta = 0$  кроме того выполняется равенство:

$$\sigma_{ex-}(0) = \frac{1}{2} (D_+ - D_-)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{4\pi\lambda} \right)^2 (\sigma_{t+} - \sigma_{t-})^2, \quad (16)$$

где

$$D_{\pm} = \sqrt{\sigma_{t\pm} - (\sigma_{t\pm} / 4\pi\lambda)^2} \quad (17)$$

- реальная часть амплитуды упругого  $\pi^{\pm}$ -р рассеяния на нулевой угол;  
 $\sigma_{t\pm} \equiv \sigma_t(\pi^{\pm}p)$ ;  $\sigma_{ex-} \equiv \sigma_{ex}(\pi^-p)$ ;  $\lambda$  - длина дебройлевской волны  $\pi^-$ -мезона.

Формулы (14) - (16) останутся справедливыми, если в них сделать замену (11а) или (11в) и одновременно везде заменить

$$\pi^+ \rightarrow \pi^-; \quad \pi^0 \rightarrow \pi^0. \quad (18)$$

(ср. равенства сечений в § 2.3 работы /2/).

В области энергий около 1 Бэв экспериментальные угловые распределения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов еще заметно различаются. Однако следует ожидать, что при больших энергиях это различие будет очень мало. Действительно, уже при  $T=2-3$  Бэв сечения  $\sigma_t(\pi^+p)$  и  $\sigma_t(\pi^-p)$  становятся очень близкими по своей величине, а сечение перезарядки  $\sigma_{ex} \ll \sigma_{el}$  /2/, что говорит о слабой зависимости взаимодействий от изотопического спина.

Экспериментальных данных о спиновой зависимости  $\pi-N$  взаимодействий при больших энергиях в настоящее время не имеется.

#### 2.4. Взаимодействие $k^-$ -мезонов с нуклонами

Известные в настоящее время экспериментальные данные по упругому взаимодействию  $k^-$ -мезонов с нуклонами приведены в таблице У11 и на рис. 9. Как видно, экспериментальная информация еще очень бедна.

Если предположить зарядовую независимость  $k-N$  взаимодействий, то можно установить связь дифференциальных сечений перезарядки  $\sigma_{ex+} \equiv \sigma(k^+n)$  и  $\sigma_{ex-} \equiv \sigma(k^-n)$  с сечениями рассеяния  $\sigma_{\pm n} \equiv \sigma(k^{\pm}n)$  и  $\sigma_{\pm p} \equiv \sigma(k^{\pm}p)$ :

Таблица УП

K<sup>-</sup>-p взаимодействие

Кинетическая энергия в лаб. системе Т БэВ	Метод, коэффициент перенормировки	Угол рассеяния $\theta$ (градусы)	$\sigma(\theta) \frac{mb}{сфер}$
1,5	с/60/	0	13,5 ± 1,1*
		10	14,5 ± 3,4
	K=8/8 <sup>+</sup>	12	16,2 ± 1,5
		14	10,5 ± 1
		16	8,3 ± 0,7
		18	7 ± 0,5
		20	6,8 ± 0,35
		22	6,25 ± 0,3
		24	4,5 ± 0,25
		27	3,6 ± 0,35
		30	3,9 ± 0,35
		32	2,8 ± 0,2
		34	2,1 ± 0,2
		37	1,5 ± 0,3
		39	1,5 ± 0,2
		41	1,6 ± 0,3
		43	0,8 ± 0,2
		45	0,7 ± 0,2
48	0,2 ± 0,2		
51	0,8 ± 0,4		
53	1,2 ± 0,3		
56	1 ± 0,3		
58	0,25 ± 0,25		

\* Получено экстраполяцией экспериментальных значений.

+ Получено интегрированием экспериментальных значений  $\sigma(\theta)$ .



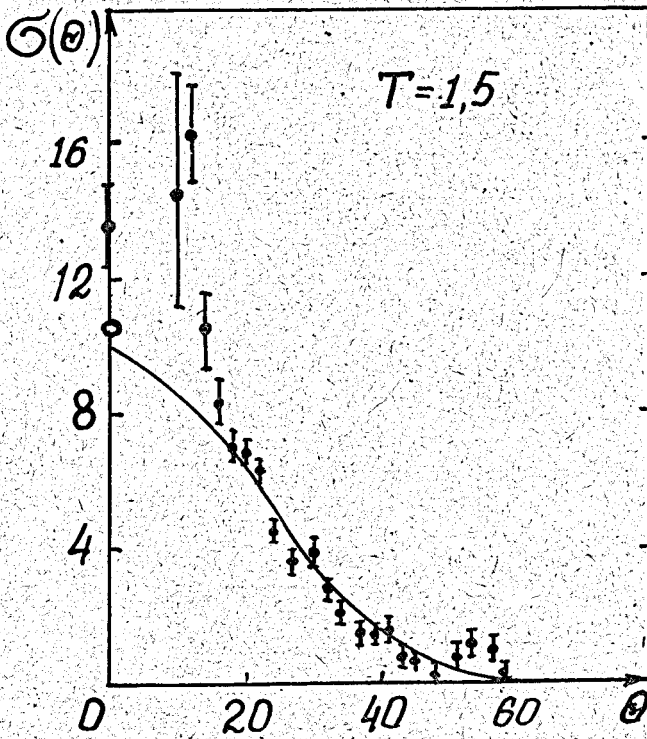


Рис. 9. Угловое распределение  $K^-$ -мезонов при упругом рассеянии. Сплошной кривой указано угловое распределение, вычисленное для чисто мнимых фаз. Значком  $o$  при  $\theta=0$  отмечена оптическая точка. Кинетическая энергия первичных  $K^-$ -мезонов  $T=1,5$  Бэв. Система центра масс.

$$[\sqrt{\sigma_{+p}} - \sqrt{\sigma_{+n}}]^2 \leq \sigma_{\text{ex}+} \leq [\sqrt{\sigma_{+p}} + \sqrt{\sigma_{+n}}]^2; \quad (19a)$$

$$[\sqrt{\sigma_{-p}} - \sqrt{\sigma_{-n}}]^2 \leq \sigma_{\text{ex}-} \leq [\sqrt{\sigma_{-p}} + \sqrt{\sigma_{-n}}]^2. \quad (19b)$$

Эти соотношения сохраняют свою силу при заменах

$$k^+ \rightarrow k^0 ; p \rightarrow n ; n \rightarrow p ; \quad (20a)$$

$$k^- \rightarrow \bar{k}^0 ; p \rightarrow n ; n \rightarrow p ; \quad (20b)$$

$$k^\pm \rightarrow k^\mp ; p \rightarrow \bar{p} ; n \rightarrow \bar{n} . \quad (20c)$$

(ср. равенства сечений в § 2.6 работы /2/).

Используя значения полных сечений взаимодействия  $K$ -мезонов с нуклонами (см. /2/), из соотношения (19) можно получить нижнюю оценку сечений  $\sigma_{\text{ex} \pm}(\eta)$ . В области энергий порядка нескольких Бэв. эта оценка составляет еще заметную величину.

Перейдем теперь к анализу и теоретической интерпретации экспериментальных данных.

### III. Амплитуда упругого рассеяния при больших энергиях

В области больших энергий, когда число неупругих каналов реакции велико, спиновая и изотопическая зависимость взаимодействий не очень существенна и при решении многих вопросов этой зависимостью можно пренебречь /2/. Сечение упругого рассеяния на угол  $\theta$  в этом случае запишется в простом виде:

$$\sigma(\theta) = |F(\theta)|^2 ; \quad (21)$$

$$F(\theta) = \frac{\lambda_1}{2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) (1 - e^{2i\eta_\ell}) P_\ell(\cos\theta) . \quad (22)$$

Здесь  $\eta_\ell = \delta_\ell + i\chi_\ell$  — зависящая от энергии комплексная фаза.

Простой вид имеют также сечения  $\sigma_{\text{el}}$ ,  $\sigma_{\text{in}}$ ,  $\sigma_t$ ;

$$\sigma_{\text{el}} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) |1 - e^{2i\eta_\ell}|^2 , \quad (23)$$

$$\sigma_{in} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) (1 - e^{-4X_{\ell}}), \quad (24)$$

$$\sigma_t = 2\pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) (1 - e^{-2X_{\ell} \cos 2\delta_{\ell}}). \quad (25)$$

Учет спинов и изотопических спинов значительно усложняет формулы для сечений. Фазы в этом случае характеризуются большим числом индексов, по которым производится суммирование. Подробнее этот вопрос рассмотрим в § 6.4 и 8.4 (см. также /61/).

Еще более сложный вид имеют формулы при рассеянии тождественных частиц, когда детектируется как рассеивающаяся частица, так и частица-мишень.

В этом случае

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) &= |F(\theta)|^2 + |F(\pi - \theta)|^2 \pm \\ &\pm \frac{1}{2S+1} [F(\theta)^* F(\pi - \theta) + F(\pi - \theta)^* F(\theta)], \end{aligned} \quad (26)$$

где верхний знак следует выбрать для целого, нижний - для полуцелого спина  $S$ . Однако при больших энергиях  $T \geq 1$  Бэв основная часть упругого рассеяния сосредоточена в области малых  $\theta$ , соответственно, - в области больших углов (в системе центра масс). Интерференционные члены в формуле (26) при этом пренебрежимо малы и можно снова пользоваться выражениями (21) - (25).

Учитывая конечный радиус действия ядерных сил, нетрудно показать, что при  $T \rightarrow \infty$  амплитуда упругого рассеяния по абсолютной величине не может возрастать быстрее чем  $T$ :

$$|F(T; \theta)| \leq T \text{ Const} \quad (27)$$

(см. § 3.3 в /2/). Понятно, что это справедливо также для ее реальной и мнимой частей  $D \equiv \text{Re} F$  и  $I \equiv \text{Im} F$ .

Для рассеяния на нулевой угол

$$I(T; 0) = \frac{\alpha(T)}{4\pi\lambda^2};$$

в этом случае при больших энергиях, когда  $\lambda = 1/T$  и  $\sigma(T) \rightarrow \text{Const}$  /2/, в соотношении (27) следует выбрать знак равенства.

Чтобы получить более определенные заключения об асимптотическом поведении амплитуды, выразим  $D$  и  $I$  через фазы  $\eta_\ell$ :

$$D(T; \theta) = \lambda/2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) e^{-2\chi_\ell \text{Sin } 2\delta_\ell} P_\ell(\text{Cos } \theta), \quad (28)$$

$$I(T; \theta) = \lambda/2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) (1 - e^{-2\chi_\ell \text{Cos } 2\delta_\ell}) P_\ell(\text{Cos } \theta). \quad (29)$$

Учитывая конечный радиус действия ядерных сил (т.е.  $\eta_\ell = 0$  при  $l > R$ ), эти выражения с помощью теоремы о среднем значении можно представить в виде:

$$\begin{aligned} D(T; \theta) &= 1/\lambda \int_0^{\infty} \rho e^{-2\chi(\rho)} \text{Sin } 2\delta(\rho) J_0(T\rho \text{Sin } \theta) d\rho = \\ &= 1/\lambda \int_0^R \rho e^{-2\chi(\rho)} \text{Sin } 2\delta(\rho) J_0(T\rho \text{Sin } \theta) d\rho = \text{Const } J_0(T\rho' \text{Sin } \theta) \text{Sin } 2\bar{\delta} e^{-2\bar{\chi}} T; \end{aligned} \quad (30)$$

$$I(T; \theta) = \text{Const } J_0(T\rho' \text{Sin } \theta) (1 - e^{-2\bar{\chi}} \text{Cos } 2\bar{\delta}) T, \quad (31)$$

где

$$\bar{\chi} \equiv \chi(T; \rho'); \quad \bar{\chi}' \equiv \chi(T; \rho''); \quad \bar{\delta} \equiv \delta(T; \rho');$$

$\rho = \lambda R$  - параметр удара;  $R$  - такое конечное значение  $\rho$ , при котором интеграл от  $R$  до  $\infty$  составляет пренебрежимо малую величину по сравнению с остальной частью интеграла;  $\rho'$  и  $\rho'' \in [0; R]$ .

При этом мы учли, что при больших энергиях, когда основной вклад дают большие значения  $\ell = \rho/\lambda = \rho T$ , можно заменить:

$$\sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \dots \rightarrow 2 \int_0^{\infty} \ell d\ell \dots \quad P_\ell(\text{Cos } \theta) \rightarrow J_0(\ell \text{Sin } \theta), \quad (32)$$

Для определения энергетической зависимости средних значений фаз в (30) и (31) рассмотрим сечение упругого рассеяния (23)

$$\sigma_{el} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) (1 - e^{-2\chi_{\ell}})^2 + 4\pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) e^{-2\chi_{\ell}} \text{Sin}^2 \delta_{\ell}. \quad (33)$$

Здесь первая группа членов целиком обусловлена неупругими процессами ( $\chi_{\ell} \neq 0$ ) и представляет собой сечение чисто дифракционного рассеяния

$$\sigma_{d_i}(T) = 2\pi \int_0^{\infty} \rho (1 - e^{-2\chi(T;\rho)})^2 d\rho \quad (34)$$

а вторая группа членов является сечением недифракционного рассеяния

$$\sigma_{nd}(T) = 8\pi \int_0^{\infty} \rho e^{-2\chi(T;\rho)} \text{Sin}^2 \delta(T;\rho) d\rho = \text{Const} e^{-2\bar{\chi}} \text{Sin}^2 \bar{\delta}. \quad (35)$$

Сечение недифракционного рассеяния складывается из сечения потенциального рассеяния  $\sigma_p$ , его интерференции с дифракционным рассеянием  $\sigma_{pd}$  и сечения "упругого рассеяния через неупругий канал"  $\sigma_{ie}$  (подробное определение этих сечений см. в /2/). Потенциальное рассеяние в основном определяется взаимодействиями с малой передачей импульса, при которых неупругие процессы еще маловероятны. С ростом энергии такие взаимодействия сдвигаются в область все более далекой периферии и очень малых углов рассеяния и сечения  $\sigma_p$  и  $\sigma_{pd}$  быстро уменьшаются. Сечение  $\sigma_{ie}$  с ростом энергии также быстро уменьшается, так как полное сечение неупругих реакций  $\sigma_{in}$  при больших энергиях остается постоянным или, во всяком случае, не возрастает /2/, а число возможных каналов неупругих реакций быстро увеличивается (см. таблицу УIII). Поэтому следует ожидать, что при больших энергиях  $\sigma_{nd} \rightarrow 0$  и все упругое рассеяние становится чисто дифракционным.

Таким образом, не только сечение  $\sigma_{in}$ , но и сечения  $\sigma_{d_i}$  и  $\sigma_{el}$  при больших энергиях зависят лишь от мнимых частей фаз  $\eta_{\ell}$ . Из опыта известно, что при  $T \gg 1$  Бэв сечения  $\sigma_{in}$ ,  $\sigma_{el}$ ,  $\sigma_{d_i}$  становятся не зависящими от энергии. Это может быть лишь в том случае, если фазы  $\chi(T;\rho)$ , а, следовательно, и средние значения  $\bar{\chi}$ ,  $\bar{\chi}'$  и т.д. также становятся не зависящими от энергии, или являются функциями, очень резко изменяющимися в области действия ядерных

Таблица УШ

Отношение сечений  $\sigma_{ie}/\sigma_{in}^*$ 

$T$ БэВ	$N-N$	$\pi-N$
5	$5 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-4}$
7	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
10	$2,5 \cdot 10^{-4}$	

\* Вычислено по статистической теории Ферми с учетом резонансного  $\pi-N$  взаимодействия в конечном состоянии.

сил. Так как взаимодействующие частицы имеют пространственную структуру и фазы  $\chi(T; \rho)$  являются некоторыми усредненными величинами (ср. гл. УШ), то вторая возможность представляется невероятной. Сильную зависимость от  $\rho$  можно ожидать лишь в области взаимодействия "кernов" частиц  $\rho \rightarrow 0$ , где в малом объеме могут рождаться виртуальные частицы различных масс и градиент плотности ядерного вещества может быть очень большим. Однако эта область дает очень малый вклад в сечения  $\sigma_d$ ,  $\sigma_{in}$ ,  $\sigma_t$ . (См. подробнее § 6.2 и 8.3).

Если  $\chi(T; \rho) \approx \chi(\rho)$ , то из выражения (35) следует, что при больших энергиях фаза  $\delta \rightarrow 0$ .

Подставляя полученные результаты в выражения (30) и (31), получим асимптотические соотношения:

$$\left. \begin{aligned} D(T; \theta) &< \text{Const } J_0 (T \rho' \sin \theta) T; \\ I(T; \theta) &= \text{Const } J_0 (T \rho' \sin \theta) T; \\ \sigma(T; \theta) &= |F(T; \theta)|^2 = \text{Const } J_0^2 (T \rho' \sin \theta) T^2 \end{aligned} \right\} \quad (36a)$$

Для рассеяния на нулевой угол  $J_0 (T \rho' \sin \theta) = 1$ , а для  $\theta > 0$

$$\left. \begin{aligned} |D(T; \theta)| &< \text{Const } \sqrt{\frac{T}{\sin \theta}}; \\ |I(T; \theta)| &\leq \text{Const } \sqrt{\frac{T}{\sin \theta}}; \\ \sigma(T; \theta) &< \text{Const } \frac{T}{\sin \theta}. \end{aligned} \right\} \quad (36b)$$

Из сравнения формул (30) и (35) следует, что в области больших энергий можно приближенно записать:

$$D(T; \theta) = \text{Const } T \sigma_{nd}^{1/2}(T) J_0 (T \rho' \sin \theta). \quad (37)$$

К сожалению, степень убывания сечения  $\sigma_{nd}(T)$  в настоящее время еще неизвестна. Представление об энергетической зависимости  $\sigma_{ie}$  можно получить из статистических теорий (см. таблицу УIII), однако для оценки потенциальной части  $\sigma_{nd}$  нет удовлетворительных методов.

Следует подчеркнуть, что все приведенные выше рассуждения основаны на экстраполяции известных экспериментальных данных в область очень больших энергий и с этой точки зрения не являются математически строгими. Такое положение в настоящее время является характерным для физики высоких энергий.

Экстраполяция в область очень больших энергий может быть оправдана, если поведение физических величин в этой области не сильно сказывается на результатах расчетов при меньших энергиях. В этом случае отклонения от законов, предположенных для области очень больших энергий, не слишком существенны. В противном случае необходимы специальные способы для исключения вклада от этой области<sup>2)</sup>.

х) Например, в дисперсионных соотношениях вклад области очень больших энергий удастся исключить ценой введения нескольких постоянных, значения которых определяются из опыта.

### 1У. Упругое рассеяние под нулевым углом

Еще более детальные сведения о поведении амплитуды  $F(T; \theta)$  в области больших энергий можно получить с помощью дисперсионных соотношений. Рассмотрим прежде всего рассеяние на нулевой угол. В этом случае как мнимую, так и действительную часть амплитуды удастся выразить через полное сечение  $\sigma_t(T)$ , первую - с помощью оптической теоремы, вторую - с помощью дисперсионного соотношения. Однако, как увидим далее, даже в этом самом простом случае для получения численных расчетов необходима, вообще говоря, дополнительная теоретическая или экспериментальная информация.

#### 4.1. Упругое рассеяние нуклонов и антинуклонов на нуклонах

В лабораторной системе координат действительная часть амплитуды упругого  $p$ - $p$  и  $\bar{p}$ - $p$  рассеяния определяется дисперсионным соотношением

$$D_{\pm}(E) = \frac{1}{2} (D_{+}^{\circ} + D_{-}^{\circ}) + E/2M (D_{\pm}^{\circ} - D_{\mp}^{\circ}) + \frac{f^2}{\mu^2} \frac{k^2}{M - (\mu^2/2M) \mp E} + \quad (38)$$

$$+ \frac{k^2}{4\pi^2} p \int_0^{\infty} \frac{dE'}{k'} \left[ \frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' - E} + \frac{\sigma_{\mp}(E')}{E' + E} \right];$$

где  $D_{\pm}^{(E)} \equiv D_{\pm}(T; 0)$ ;  $D_{\pm}^{\circ} \equiv D_{\pm}(M)$ ;  $E = T + M$  - полная энергия рассеивающегося протона (антипротона);  $k^2 = E^2 - M^2$ ;  $\mu$  - масса  $\pi$ -мезона  $\sigma_{\pm} \equiv \sigma_{\pm}(pp)$ ;  $\sigma_{-} \equiv \sigma_{\pm}(\bar{p}p)$ . Индекс (+) везде относится к  $p$ - $p$  рассеянию, индекс (-) к  $\bar{p}$ - $p$  рассеянию;  $\hbar = c = 1$ .

Это дисперсионное соотношение описывает взаимодействие неполяризованных частиц <sup>(3)</sup>.

Предполагая, что при больших энергиях  $\sigma_{\pm}(E) \rightarrow \sigma_{\pm} = \text{Const}$ , соотношение (38) можно разложить в ряд по степеням  $E$ :

<sup>3)</sup> В общем случае взаимодействия поляризованных частиц амплитуда  $N-N$  рассеяния определяется десятью независимыми коэффициентами, для каждого из которых можно написать дисперсионное соотношение <sup>(64)</sup>. Амплитуда  $D_{\pm}(T)$  в дисперсионном соотношении (38) является комбинацией этих коэффициентов.



$$D_{\pm}(E) = A_{\pm} E \ln E + B_{\pm} E + R_{\pm}(E), \quad (39)$$

где в соответствии с асимптотическими условиями (36)

$$A_{\pm} \equiv \frac{1}{4\pi^2} (\sigma_{\mp} - \sigma_{\pm}) = 0; \quad (40)$$

$$B_{\pm} \equiv (1/2M)(D_{\pm}^{\circ} - D_{\mp}^{\circ}) \mp \frac{f^2}{\mu^2} - \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{dE}{k} [\sigma_{\pm}(E) - \sigma_{\mp}(E)] = 0; \quad (41)$$

$$R_{\pm}(E) / E \rightarrow 0 \quad E \rightarrow \infty. \quad (42)$$

Учет равенства (41) чрезвычайно важен при вычислении значений  $D_{\pm}(E)$ . Если не вычесть члена  $B_{\pm} E$  из дисперсионного соотношения (38), то даже небольшая неточность в экспериментальных данных, вследствие которой  $B_{\pm}$  будет отличаться от нуля на очень малую величину  $\alpha$ , даст в значение  $D_{\pm}(E)$  вклад  $\Delta D_{\pm} = \alpha E$ . При больших энергиях этот вклад может быть намного больше истинных значений  $D_{\pm}(E)$  (62, 63/).

После вычитания члена  $B_{\pm} E$  дисперсионное соотношение (38) может быть записано в удобном для численных расчетов виде:

$$D_{\pm}(E) = \frac{1}{2} (D_{\pm}^{\circ} + D_{\mp}^{\circ}) - \frac{f^2}{\mu^2} \frac{M^2 \mp E(M - \mu^2/2M)}{M - (\mu^2/2M) \mp E} + \frac{\sigma k \ln | \frac{p+k}{p-k} |}{4\pi^2} + \quad (43)$$

$$+ \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\xi} \frac{dE'}{k'} \left[ \frac{E'E - M^2}{E' - E} \sigma_{\pm}(E') - \frac{E'E + M^2}{E' + E} \sigma_{\mp}(E') \right];$$

где  $p = \sqrt{\xi(\xi + 2M)}$ , а энергия  $\xi$  определяется условием:  $\sigma_{+}(E) = \sigma_{-}(E') = \sigma$  при  $E' \geq \xi$ .

Чтобы определить асимптотическое поведение функций  $R_{\pm}(E)$ , необходимо знать энергетическую зависимость  $\sigma_{nd}(E)$  (см. выше), либо сделать определен-

ные предположения о том, каким образом сечения  $\sigma_{\pm}(E)$  стремятся к своему предельному значению  $\sigma$ . Если, например, предположить, что при больших энергиях

$$\sigma_{\pm}(E) = \sigma + \frac{C_{\pm}}{E^{\alpha}} + Q(E), \quad (44)$$

где  $Q(E)/E^{\alpha} \rightarrow 0$  при  $E \rightarrow \infty$  и  $\alpha > 1$ ,

то из разложения дисперсионных соотношений (38) и (43) по степеням  $E$  получим:

$$\begin{aligned} D_{+}(\infty) &= D_{-}(\infty) = \\ &= \frac{1}{2}(D_{+}^{0} + D_{-}^{0}) - \frac{f^2}{\mu^2} (M - \mu^2/2M) + \frac{\sigma}{2\pi^2} (\xi + M) - \\ &\quad - \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{E dE}{k} [\sigma_{+}(E) + \sigma_{-}(E)]. \end{aligned} \quad (45)$$

Другие предположения о  $\sigma_{\pm}(E)$  приводят к возрастающим значениям  $D_{\pm}(E)$ ; например, если в (44) степень  $\alpha = 1$ , то при  $E \rightarrow \infty$

$$D_{\pm}(E) \sim \ln E; \quad (47)$$

если же  $0 < \alpha < 1$ , то

$$D_{\pm}(E) \sim E^{1-\alpha}. \quad (48)$$

Недавно И.И. Левинтову с сотрудниками удалось показать<sup>/65/</sup>, что необходимым условием постоянства  $D_{\pm}(E)$  при  $E \rightarrow \infty$  является сходимость интеграла

$$\int_0^{\infty} [\sigma_{+}(E) + \sigma_{-}(E) - 2\sigma] dE = C(E_0) < \infty. \quad (49)$$

Аналогичное заключение получено также Леманом<sup>/66/</sup>.

Из формулы (37) следует, что соответственно трем рассмотренным выше предположениям об асимптотическом виде  $\sigma_{\pm}(E)$  сечение недифракционного рассеяния

$$\sigma_{nd}(T) \sim \begin{cases} T^{-2} \\ (\ln T/T)^2 \\ T^{-2\alpha} \end{cases}, \quad (50a)$$

т.е. во всех случаях

$$\sigma_{nd}(T) \geq \frac{\text{Const}}{T^2}. \quad (50b)$$

Так как зависимость  $\sigma_{ie}(T)$  является значительно более сильной (см. табл. УIII), то при больших энергиях сечение  $\sigma_{nd}$  в основном определяется потенциальным рассеянием.

Численные расчеты  $D_{\pm}(E)$  по формуле (43) осложнены тем обстоятельством, что значения сечений  $\sigma_{\pm}(E)$  в нефизической области энергий  $E < M$  нам неизвестны. Однако при больших энергиях вклад этой области с точностью до членов порядка  $(aM/E)$ , где  $a < 1$  сводится к постоянной:

$$\int_0^{\infty} \rightarrow C + O(aM/E).$$

В принципе, знаки и величину этой постоянной можно определить из опыта при некоторой энергии  $E \gg M$ . К сожалению, точность известных в настоящее время экспериментальных данных еще очень мала и можно лишь утверждать, что при больших энергиях  $|D_{\pm}| \ll I_{\pm}$ .

На рис. 10 приведены вычислительные значения  $\{D_{\pm}(T) + C_{\pm}\}$ <sup>4)</sup>. Исползованное при расчетах сечение  $\sigma_{\pm}(T)$  в области энергий  $T > 5$  Мэв было получено среднеквадратичной интерполяцией экспериментальных значений<sup>/2/</sup>; для меньших энергий  $\sigma_{\pm}(T)$  вычислялось по теории эффективного радиуса (см. § 3.1 в<sup>/2/</sup>). Сечение  $\sigma_{-}(T)$  неизвестно в области малых энергий  $T \leq 0,1$  Бэв и при  $T > 10$  Бэв. Так как вклад интеграла от  $\sigma_{-}$  по области малых энергий с хорошей точностью (это подтверждено расчетами) можно заменить постоянной, то значения  $\sigma_{-}$  здесь выбирались весьма произвольно. Значения  $\sigma_{-}$  для  $T > 10$  Бэв получены экстраполяцией экспериментальных сечений; при этом предполагалось, что  $\sigma_{+} = \sigma_{-} = 40$  мб при  $T \geq 15$  Бэв. В промежуточной области  $\sigma_{-}$  получено среднеквадратичной интерполяцией экспериментальных значений<sup>/2/</sup>.

Постоянная  $C_{+}$  на рис. 10 определена из условия, что  $D_{+} = 0$  при  $T = 3$  Бэв в соответствии с экспериментальными данными<sup>/26/</sup>. Этим условием определяется также и постоянная  $C_{-}$ , так как при нашем выборе асимптотики  $\sigma_{\pm}(E)$  постоянные  $C_{+}$  и  $C_{-}$  равны (ср. (45)).

4) Приведенные в работе<sup>/63/</sup> значения  $D_{\pm}(T)$  вычислены с асимптотическим сечением  $\sigma = 30$  мб. Однако более позднее измерение показали, что это значение  $\sigma$  следует увеличить приблизительно на 10 мб<sup>/2/</sup>.

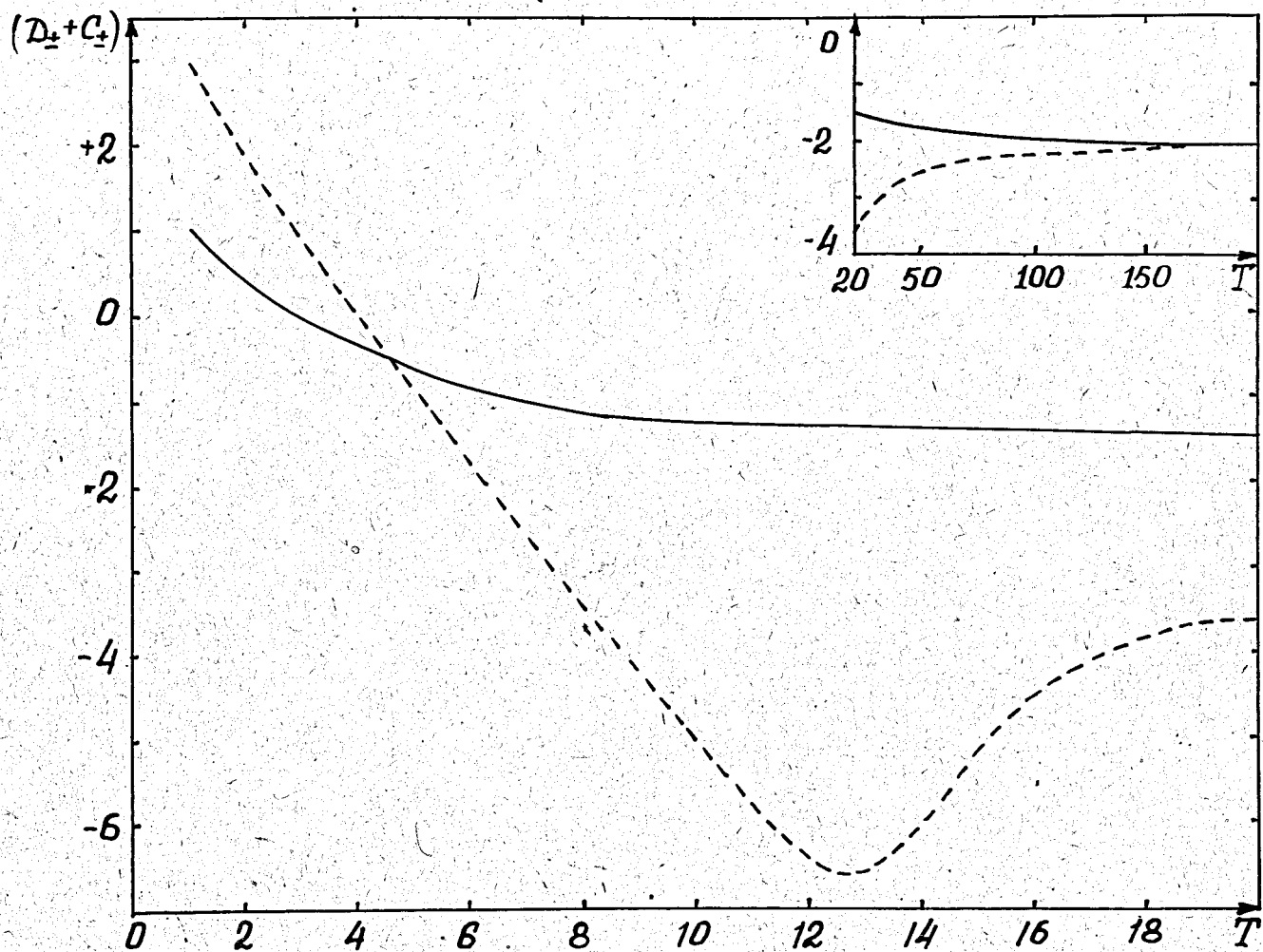


Рис. 10. Энергетическая зависимость действительной части амплитуды упругого  $p$ - $p$  и  $\bar{p}$ - $p$  рассеяния (соответственно, сплошная и пунктирные кривые).  
 $C_{\pm} = -D_{\pm}$  (3)  
 Значения  $D_{\pm}(T)$  даны в единицах  $10^{-13}$  см.  
 $T$  - кинетическая энергия рассеивающихся частиц в Бэв.  
 Лабораторная система координат.

Так как подынтегральное выражение в (43) имеет большую величину и разные знаки вблизи точки  $E = E'$ , то при вычислении главного значения может происходить большая потеря точности. Чтобы исключить это неприятное обстоятельство, главное значение вычислялось через производную в точке  $E' = E$ :

$$\begin{aligned} & \int_M^{\xi} \frac{f(E')}{E' - E} dE' = p \int_M^{\xi} \frac{f(E') - f(2E - E')}{E' - E} dE' + \int_{2E}^{\xi} \frac{f(E')}{E' - E} dE' = \\ & = \int_M^{E-A} \frac{f(E') - f(2E - E')}{E' - E} dE' + \int_{2E}^{\xi} \frac{f(E')}{E' - E} dE' + 2 \left( \frac{df}{dE'} \right)_{E' = E} ; \end{aligned} \quad (51)$$

где  $f(E') = (E'E - M^2) \sigma_{\pm}(E') / k'$ , а величина  $\Delta$  выбиралась настолько малой, чтобы дальнейшее ее уменьшение не изменяло величины интеграла в пределах заданной точности.

Из рис. 10 видно, что  $D_+(T)$  очень медленно изменяется с энергией и отрицательно при больших энергиях. Значение  $D_-(T)$  имеет минимум в области  $T \approx 13$  Бэв, однако величина и положение этого минимума заметно изменяются в зависимости от способа экстраполяции сечения  $\sigma_{\pm}$  при  $T > 10$  Бэв.

При  $T \rightarrow \infty$

$$D_+(\infty) = D_-(\infty) \approx -2 \cdot 10^{-13} \quad (52)$$

В системе центра масс

$$D_{\pm}^C(T) = \frac{\lambda_0}{\lambda_c(T)} \frac{\mu}{k} D_{\pm}(T) \rightarrow \sqrt{\frac{M}{2T}} D_{\pm}(\infty) \approx -\frac{1,4}{\sqrt{T}} 10^{-13} \text{ см} \quad (53)$$

( $\lambda_0 = 1,41 \cdot 10^{-13}$  см;  $\lambda_c(T)$  — де Бройлевская длина волны, рассеивающейся частицы в системе центра масс). Результаты расчетов приведены в таблице IX и на рис. 11, 12.

Как видно, при больших энергиях вклад реальной части амплитуды в сечение  $\sigma(0)$  очень мал.

Следует подчеркнуть, что все численные результаты приведены для определенного выбора постоянных  $C_{\pm}$  и справедливы лишь с точностью до отброшенных членов  $O(\alpha M/E)$ . Если будут известны более точные экспериментальные дан-

Таблица IX

Действительная часть амплитуды упругого P-P и  $\bar{P}$ -P  
рассеяния в системе центра масс

Кинетическая  
энергия в лаб.  
системе

$T$ БэВ	$D_+^c \cdot 10^{13}$ см	$D_-^c \cdot 10^{13}$ см
I	0,41	1,19
1,5	0,24	0,89
2	0,13	0,63
2,5	0,05	0,41
3	0	0,26
3,5	-0,05	0,12
4	-0,08	-0,01
4,5	-0,12	-0,11
5	-0,15	-0,22
5,5	-0,18	-0,32
6	-0,21	-0,42
6,5	-0,22	-0,50
7	-0,23	-0,58
7,5	-0,25	-0,67
8	-0,26	-0,73
8,5	-0,26	-0,80
9	-0,27	-0,86
9,5	-0,26	-0,92
10	-0,25	-1,00
11	-0,24	-1,11
12	-0,23	-1,17
13	-0,23	-1,15
14	-0,22	-1,02
15	-0,22	-0,85
20	-0,21	-0,53
25	-0,20	-0,41
30	-0,20	-0,35
50	-0,17	-0,23
100	-0,13	-0,15
200	-0,10	-0,10

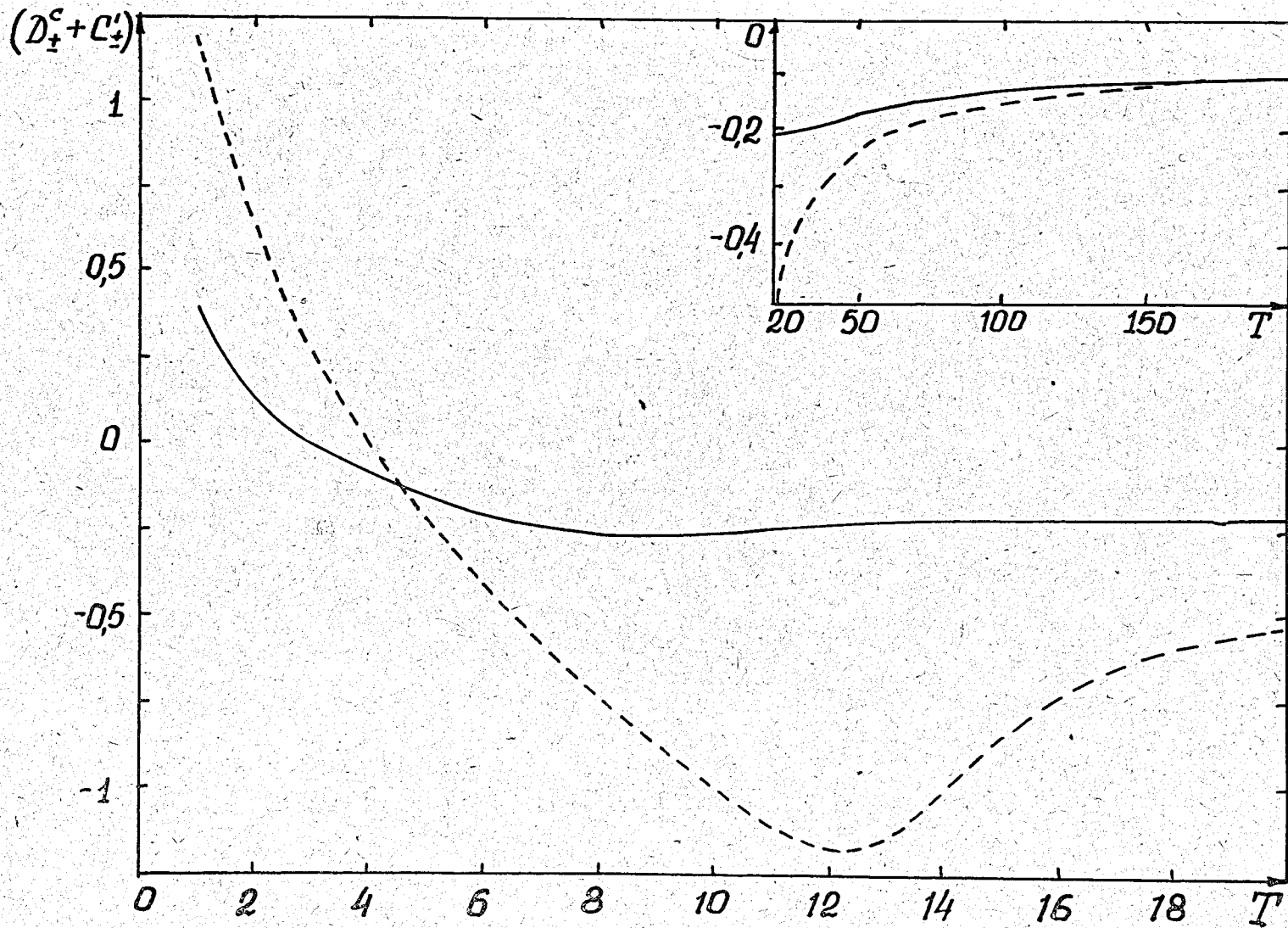


Рис. 11. То же самое, что и на рис. 10.  
Система центра масс.

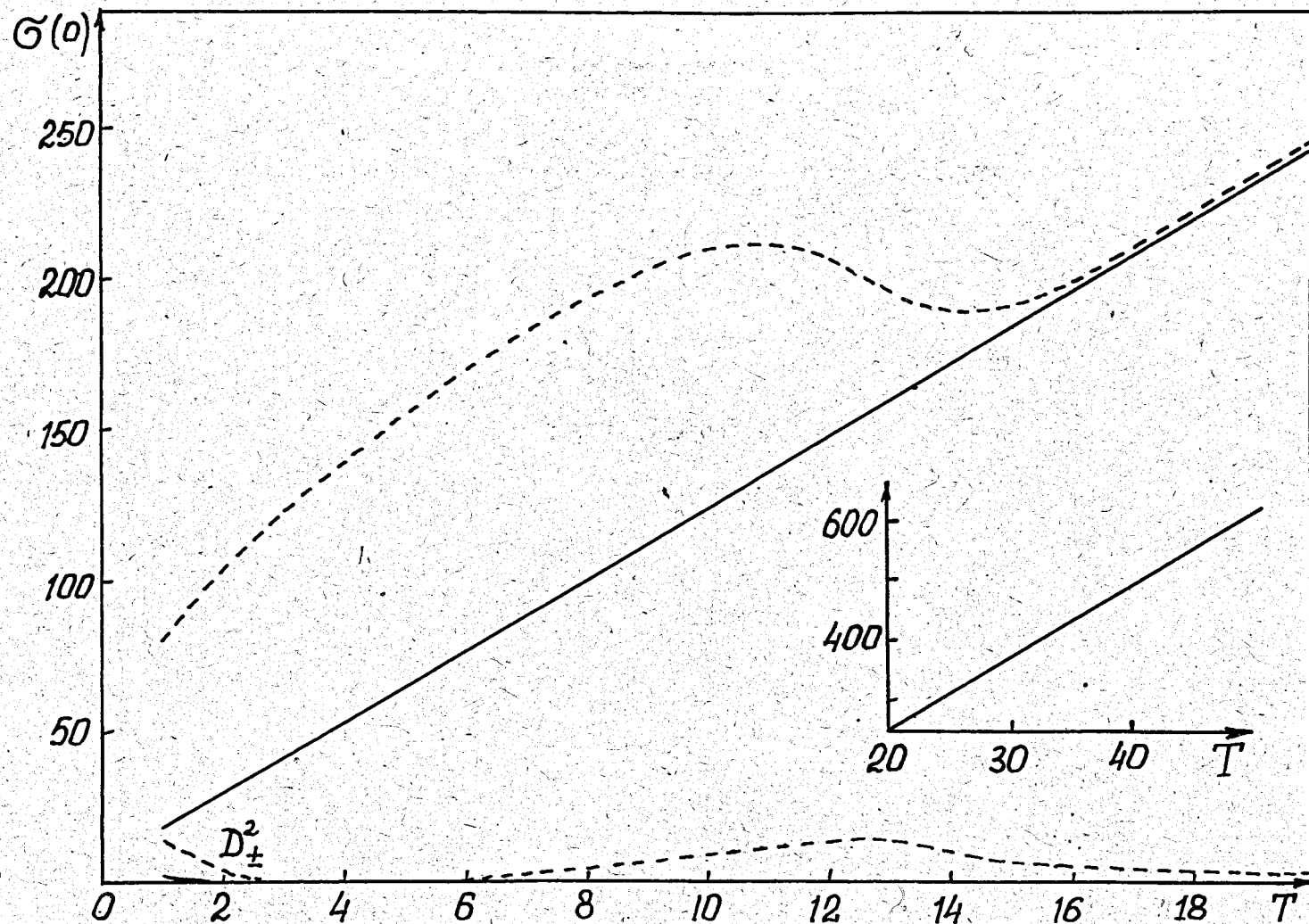


Рис. 12. Дифференциальное сечение упругого  $p$ - $p$  и  $\bar{p}$ - $p$  рассеяния  $\sigma_{\pm}(0) \equiv D_{\pm}^2 + I_{\pm}^2$  (соответственно сплошной и пунктирная кривые). Отдельно указан вклад действительной части  $D_{\pm}^2$ .  
 Значения  $\sigma$  и  $D$  даны в мб.  $T$  - кинетическая энергия, рассеиваемой частицы в Бэв.  
 Система центра масс.



ные, то приведенные в таблице 1X и на рис. 10-12 величины легко перенормировать. При этом величина постоянных  $C_{\pm}$  может значительно измениться, если при  $T=3$  Бэв в интеграл  $\int_0^M$  значительный вклад дают члены  $O(\alpha M/E)$ .

Недавно из анализа опытов по упругому рассеянию протонов на углероде при энергии  $T=665$  Мэв М.Г. Мешеряков с сотрудниками получили для усредненной по спидам и изотопическим спидам реальной части амплитуды упругого N-N рассеяния величину  $D_{+} = -0,45 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>/5). Если значения  $D_{+}$  при p-p и p-n рассеянии не сильно различаются, то этот результат означает, что в области энергий порядка нескольких Бэв вклад отброшенных членов  $O(\alpha M/E)$  является очень существенным. Абсолютная величина постоянных  $C_{\pm}$ , а вместе с тем и значения  $D_{\pm}$  для  $T \gg 1$  Бэв уменьшаются при этом приблизительно на  $1,5 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>.

Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Дисперсионные соотношения можно применять также и для исследования упругого рассеяния протонов и антипротонов на нейтронах. В этом случае полюсный член в (38) следует увеличить вдвое и, кроме того, ввести еще полюсный член от дейтонного состояния /64/.

#### § 4.2. Упругое рассеяние $\pi$ -мезонов на нуклонах

Действительная часть амплитуды упругого рассеяния  $\pi^{\pm}$ -мезонов на неполяризованных протонах в лабораторной системе координат определяется дисперсионным соотношением

$$D_{\pm}(E) = \frac{1}{2}(D_{+}^{\circ} + D_{-}^{\circ}) + \frac{E}{2\mu} (D_{\pm}^{\circ} - D_{\mp}^{\circ}) - \frac{2f^2}{\mu^2} \frac{k^2}{(\mu^2/2M) \mp E} + \frac{k^2}{4\pi^2} p \int_{\mu}^{\infty} \frac{dE'}{k'} \left[ \frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' - E} + \frac{\sigma_{\mp}(E')}{E' + E} \right]; \quad (54)$$

5)

Автор благодарен М.Г. Мешерякову за подробное обсуждение этих вопросов и ценные советы.

где  $D_{\pm}^0 \equiv D_{\pm}(\mu)$ ;  $E = T + \mu$  - полная энергия рассеивающегося  $\pi$ -мезона;  $k^2 = E^2 - \mu^2$ ,  $M$  и  $\mu$  - массы нуклона и  $\pi$ -мезона;  $f$  - перенормированная постоянная мезон-нуклонной связи;  $\sigma_{\pm} \equiv \sigma_{\pm}(\pi^{\pm} p)$ . Индекс (+) везде относится к  $\pi^+$ -р взаимодействию, индекс (-) к  $\pi^-$ -р взаимодействию;  $\pi = \sigma = 1$ .

Предполагая снова, что при больших энергиях  $\sigma_{\pm}(E) \rightarrow \sigma_{\pm} = \text{Const}$ , получим для первых коэффициентов асимптотического разложения  $D_{\pm}(E)$  (62, 63):

$$A_{\pm} \equiv \frac{1}{4\pi^2} (\sigma_{+} - \sigma_{-}) = 0 \quad (55)$$

$$B_{\pm} \equiv \frac{1}{2\mu} (D_{\pm}^0 - D_{\mp}^0) \pm \frac{2f^2}{\mu^2} - \frac{1}{4\pi^2} \int_{\mu}^{\infty} \frac{dE}{k} [\sigma_{\pm}(E) - \sigma_{\mp}(E)] = 0 \quad (56)$$

Из равенства (56) можно очень точно определить значение постоянной  $f^2$ . Расчеты, основанные на статистическом анализе экспериментальных данных для  $\sigma_{\pm}$ , показали (63), что

$$f^2 = 0,08 \pm 0,003.$$

После вычитания члена  $B_{\pm} E$ , дисперсионное соотношение (54) имеет вид:

$$D_{\pm}(E) = \frac{1}{2} (D_{+}^0 + D_{-}^0) \mp \left[ \frac{E^2 + 2M}{2ME_{\mp} \mu^2} \right] + \frac{\sigma k}{4\pi^2} \ln \left| \frac{p+k}{p-k} \right| + \quad (57)$$

$$+ \frac{1}{4\pi^2} p \int_{\mu}^{\xi} \frac{dE'}{k'} \left[ \frac{E'E - \mu^2}{E' - E} \sigma_{\pm}(E') + \frac{E'E + \mu^2}{E' + E} \sigma_{\mp}(E') \right],$$

где  $p = \sqrt{\xi(\xi + 2\mu)}$   $\sigma_{+}(E') = \sigma_{-}(E') = \sigma$   $E' \geq \xi$ .

Понятно, что все рассуждения об асимптотическом поведении  $D_{\pm}(E)$ , приведенные в предыдущем параграфе (см. формулы (44) - (50)), справедливы не только для  $N-N$  взаимодействий, но и для взаимодействий частиц других сортов, в частности - для  $\pi-N$  взаимодействий.

На рис. 13 приведены значения  $D_{\pm}(T)$ , вычисленные по формулам (57) и

(51). По сравнению с работой <sup>(163)</sup>, эти значения вычислены заново по более точным сечениям  $\sigma_{\pm}(T)$ , которые получены среднеквадратичной интерполяцией экспериментальных сечений из обзора <sup>(12)</sup>. При этом предполагалось, что при  $T \geq 4$  Бэв  $\sigma_{+} = \sigma_{-} = 29$ ;  $f^2 = 0,08$ ;  $D_{+}^{\circ} = -0,087 \cdot 10^{-13}$ ;  $D_{-}^{\circ} = 0,090 \cdot 10^{-13}$  <sup>(2,67)</sup>.

2 Так как при больших энергиях суммарный вклад членов с постоянными  $D_{\pm}^{\circ}$  и  $f$  мал, то возможные неточности в значениях этих постоянных очень мало изменяют величину  $D_{\pm}(E)$ . Однако, если для вычислений использовать дисперсионное соотношение (54), то даже небольшое изменение  $\Delta D_{\pm}^{\circ}$  и  $\Delta f^2$  может привести к существенным изменениям в величине  $D_{\pm}(E)$ . Именно этим объясняется, почему наши значения  $D_{\pm}(E)$  отличаются от вычисленных в работах <sup>(41; 68)</sup>.

Из рис. 13 видно, что величина  $D_{\pm}(T)$  быстро изменяется в области энергий до  $T = 2 - 3$  Бэв; при больших энергиях значения  $D_{\pm}(T)$  в соответствии с выбранной при расчетах асимптотикой сечений  $\sigma_{\pm}(T)$  монотонно стремятся к постоянному значению

$$\begin{aligned}
 D_{+}(\infty) &= D_{-}(\infty) = \\
 &= \frac{1}{2} (D_{+}^{\circ} + D_{-}^{\circ}) + \frac{f^2}{M} + \frac{\sigma}{2\pi^2} (\xi + \mu) - \\
 &- \frac{1}{4\pi^2} \int_{\mu}^{\infty} \frac{E dE}{k} [\sigma_{+}(E) + \sigma_{-}(E)] = \\
 &= -0,37 \cdot 10^{-13} \text{ см.}
 \end{aligned} \tag{58}$$

В системе центра масс

$$D_{\pm}^C(T) = \frac{\kappa_0}{\kappa_C(T)} \frac{\mu}{k} D_{\pm}(T) \xrightarrow{T \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{M}{2T}} D_{\pm}(\infty) = -\frac{0,25}{\sqrt{T}} \cdot 10^{-13} \text{ см.} \tag{59}$$

Результаты расчетов приведены в таблице X и на рис. 14, 15. Как видно при  $T > 15$  эв  $D_{\pm}^2 \ll \sigma_{\pm}(0)$ . Для сравнения на рис. 15 указаны экспериментальные значения  $\sigma_{\pm}(0)$ . (См. табл. У). Теория и эксперимент согласуются.

Используя вычисленные значения  $D_{\pm}(T)$ , по формуле (16) можно определить сечение перезарядки  $\sigma_{ex}(\pi^-p)$  для угла  $\theta = 0$ . (См. рис. 16). В области энергий

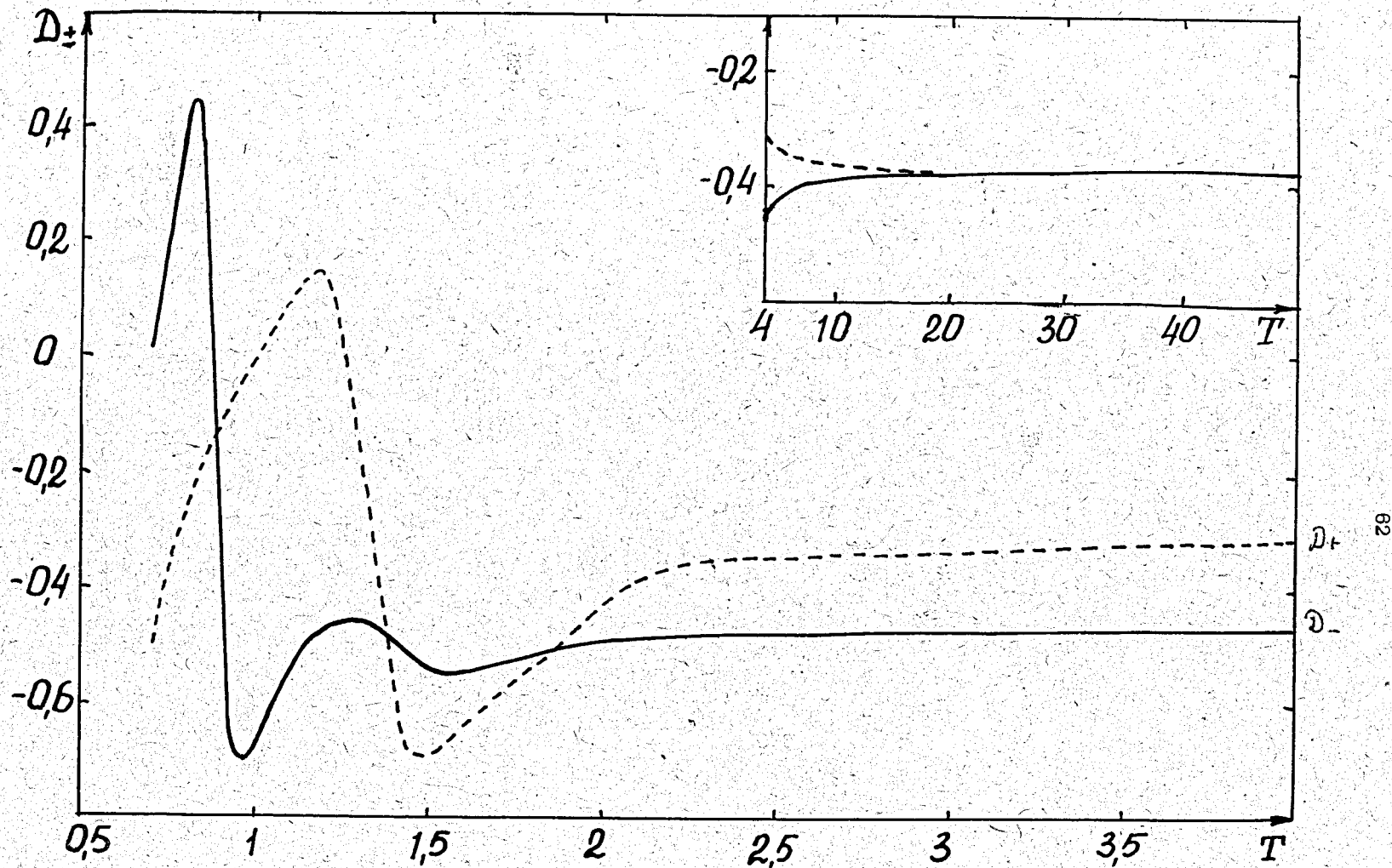


Рис. 13. Энергетическая зависимость действительной части амплитуды упругого  $\pi^-$ -р и  $\pi^+$ -р рассеяния (соответственно сплошная и пунктирная кривые). Значения  $D_{\pm}(T)$  даны в единицах  $10^{-13}$  см.  $T$  - кинетическая энергия рассеивающихся  $\pi$ -мезонов в Бэв. Лабораторная система координат.

Таблица X

Действительная часть амплитуды упругого  $T^{\pm}$ -рассеяния  
в системе центра масс

Кинетическая  
энергия в лаб.  
системе

$D_{+}^c \cdot 10^{13}$

$D_{-}^c \cdot 10^{13}$

T БЭВ

0,7	-0,297	0,010
0,725	-0,256	0,070
0,75	-0,220	0,130
0,775	-0,187	0,181
0,8	-0,157	0,228
0,825	-0,129	0,253
0,85	-0,105	0,188
0,875	-0,084	0,018
0,9	-0,066	-0,192
0,925	-0,046	-0,321
0,95	-0,032	-0,379
0,975	-0,016	-0,381
1,0	-0,005	-0,359
1,025	0,009	-0,338
1,05	0,023	-0,321
1,075	0,037	-0,304
1,1	0,048	-0,285
1,125	0,058	-0,267
1,15	0,068	-0,255
1,175	0,076	-0,247
1,2	0,070	-0,241
1,225	0,050	-0,235
1,25	0,016	-0,231
1,275	-0,030	-0,229
1,3	-0,082	-0,228
1,325	-0,137	-0,228
1,35	-0,177	-0,230

I,375	-0,206	-0,234
I,4	-0,259	-0,238
I,425	-0,311	-0,243
I,45	-0,328	-0,248
I,475	-0,333	-0,252
I,5	-0,330	-0,255
I,55	-0,320	-0,254
I,6	-0,302	-0,249
I,65	-0,286	-0,246
I,7	-0,270	-0,240
I,75	-0,253	-0,232
I,8	-0,238	-0,228
I,85	-0,225	-0,222
I,9	-0,212	-0,216
I,95	-0,197	-0,211
2,0	-0,182	-0,205
2,1	-0,164	-0,197
2,2	-0,150	-0,191
2,3	-0,144	-0,186
2,4	-0,144	-0,179
2,5	-0,139	-0,176
3	-0,124	-0,171
3,5	-0,107	-0,160
4	-0,101	-0,150
4,5	-0,100	-0,132
5	-0,100	-0,122
6	-0,093	-0,109
7	-0,087	-0,099
8	-0,082	-0,092
9	-0,077	-0,090
10	-0,075	-0,082
15	-0,063	-0,066
20	-0,055	-0,057
30	-0,045	-0,046
50	-0,035	-0,035

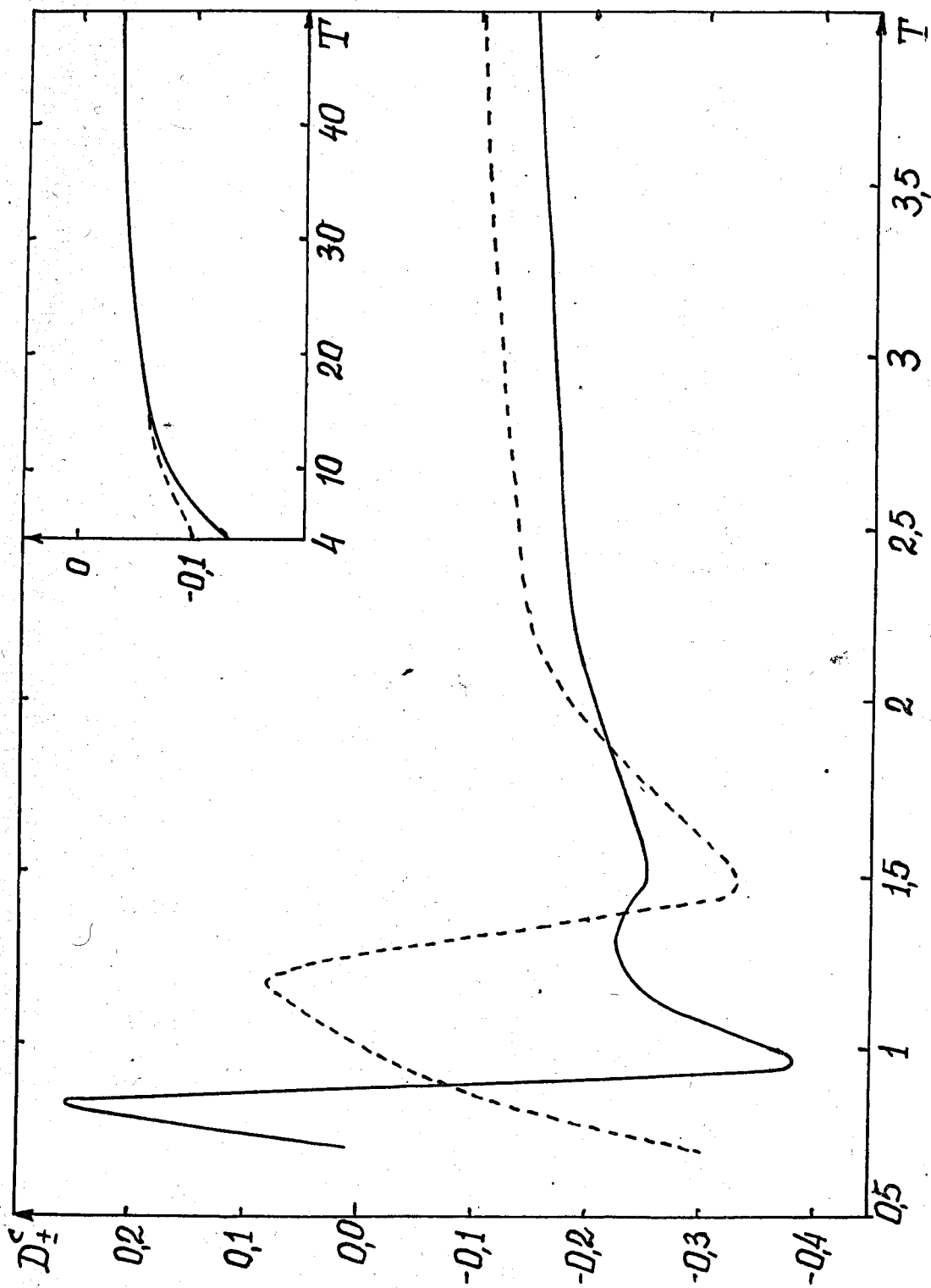


Рис. 14. То же самое, что и на рис. 13.  
Система центра масс.

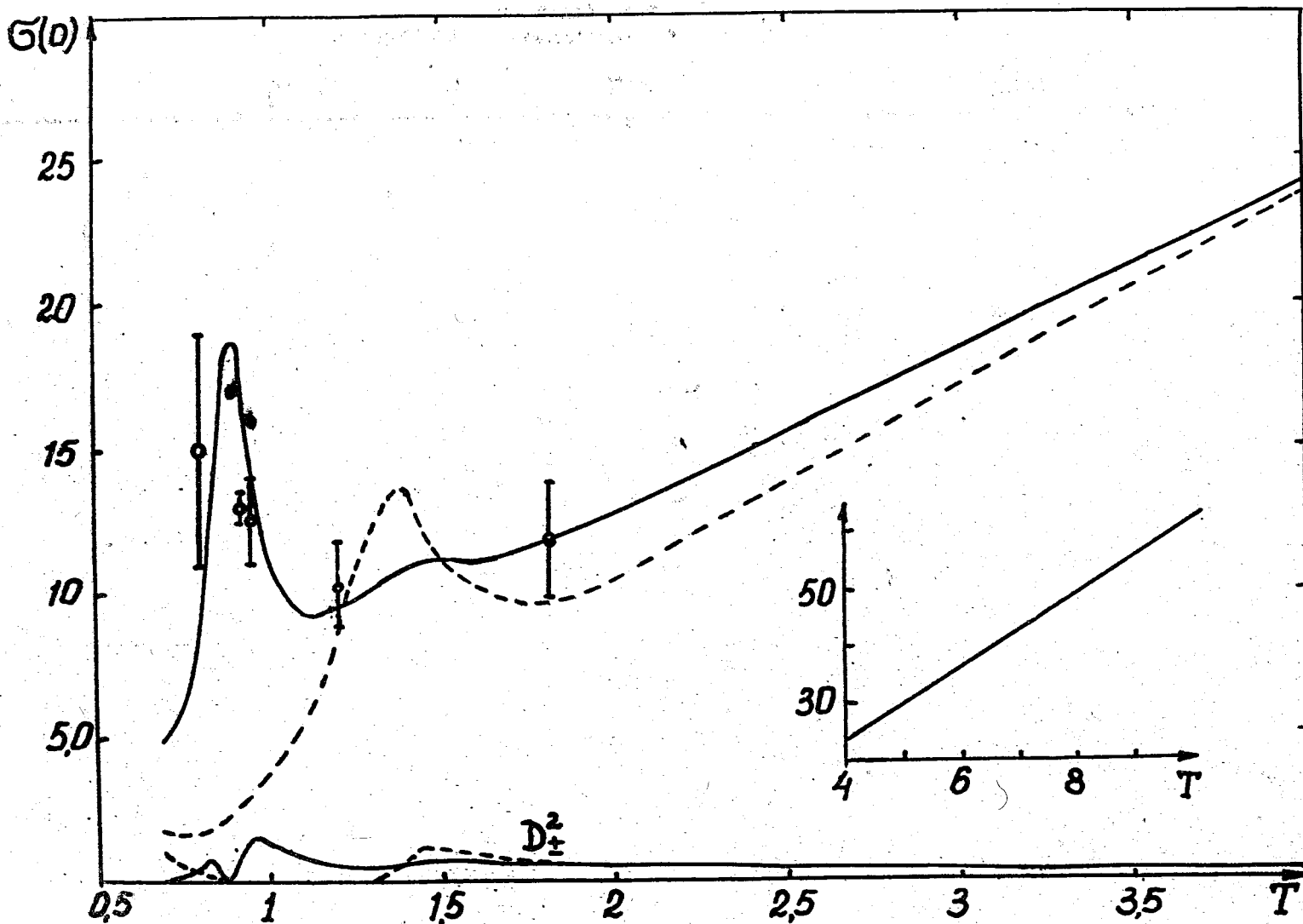


Рис. 15. Дифференциальное сечение упругого  $\pi^-$ -р и  $\pi^+$ -р рассеяния  $\sigma_{\pm}(0) \equiv D_{\pm}^2 + \Gamma_{\pm}^2$  (соответственно сплошная и пунктирная кривые). Отдельно указан вклад действительной части  $D_{\pm}^2$ .  
 Значения  $\sigma_{\pm}$  и  $D_{\pm}^2$  даны в мб.  
 $T$  - кинетическая энергия, рассеивающихся  $\pi^-$ -мезонов в Бэв.



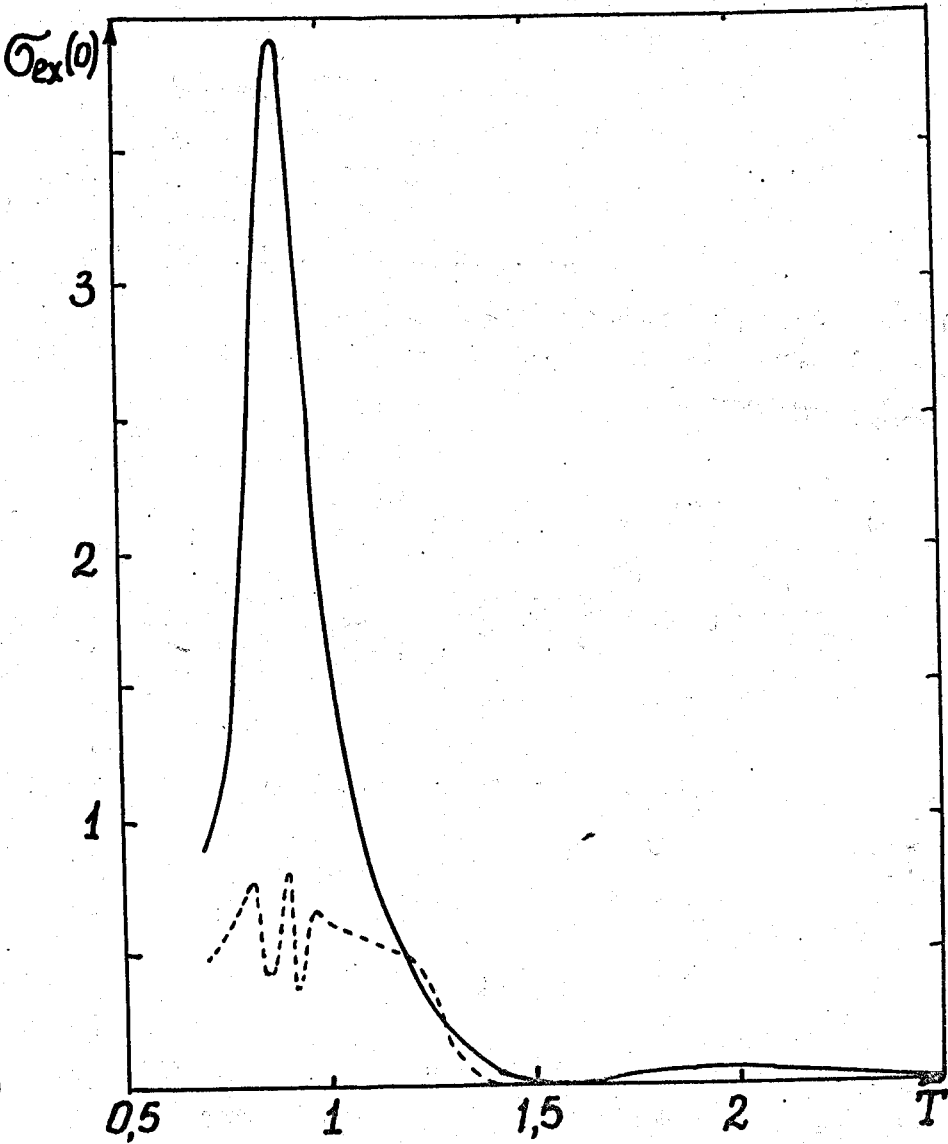


Рис. 16. Сечение упругого  $\pi^-p$ -рассеяния с перезарядкой на угол  $\theta=0$ .

Пунктиром отмечен вклад действительной части амплитуды.  
 $\Sigma^2 \equiv (D_+^c - D_-^c)^2$ .

Значения  $\sigma_{ex}$  и  $\Sigma^2$  даны в мб.

T-кинетическая энергия  $\pi^-$ -мезонов в Бэв.

Система центра масс.

$T=1-1,4$  Бэв это сечение очень чувствительно к величине  $D_{\pm}$ ; поэтому его измерение может быть одним из способов изучения  $D_{\pm}(T)$ .

#### § 4.3. Упругое рассеяние $k$ -мезонов на нуклонах

Дисперсионное соотношение для действительной части амплитуды упругого рассеяния  $k$ -мезонов на неполяризованных протонах в лабораторной системе координат может быть записано в виде:

$$D_{\pm}(E) = \frac{1}{2}(D_{+}^{\circ} - D_{-}^{\circ}) + \frac{E}{2m}(D_{\pm}^{\circ} - D_{\mp}^{\circ}) + G_{\Lambda} \frac{k^2}{E_{\pm} E_{\Lambda}} + G_{\Sigma} \frac{k^2}{E_{\pm} E_{\Sigma}} + \quad (60)$$

$$+ \frac{k^2}{4\pi^2} p \int_0^{\infty} \frac{dE'}{k'} \left[ \frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' - E} + \frac{\sigma_{\mp}(E')}{E' + E} \right];$$

где  $D_{\pm}^{\circ} \equiv D_{\pm}(m)$ ;  $E = T + m$  - полная энергия рассеивающихся  $k$ -мезонов;

$$k = \sqrt{E^2 - m^2};$$

$$G_Y = \pm \frac{g_Y^2}{8M_Y M} \frac{m^2 - (M_Y - M)^2}{m^2 - E_Y^2};$$

$$E_Y = \frac{1}{2M} (M_Y^2 - M^2 - m^2);$$

( $E_{\Lambda} \approx 0,107m$ ;  $E_{\Sigma} \approx 0,268m$ ;  $M_{\Lambda}, M_{\Sigma}, M, m, \mu$  - массы  $\Lambda$  и  $\Sigma$ -гиперонов, нуклона,  $k$  и  $\pi$ -мезонов;  $g_{\Lambda}^2$  и  $g_{\Sigma}^2$  - перенормированные постоянные  $\Lambda Nk$  и  $\Sigma Nk$ -взаимодействий;  $\sigma_{\pm} \equiv \sigma(k^{\pm} p)$ . Индекс (+) везде относится к  $k^{\pm} p$ , а индекс (-) к  $k^{-} p$  взаимодействиям.  $\hbar = c = 1$ ).

В (60) предположено, что четность  $\Sigma$  и  $\Lambda$ -гиперонов одинакова и обратна четности  $k$ -мезона (псевдоскалярный  $k$ -мезон). Чтобы перейти к случаю одинаковой четности частиц  $\Sigma$ ,  $\Lambda$  и  $k$ , в числителях полюсных членов в (60) следует сделать замену:  $(M_Y - M)^2 \rightarrow (M_Y + M)^2$ .

Дисперсионное соотношение (60) применимо также к упругому рассеиванию  $k^0$ - и  $\bar{k}^0$ -мезонов на протонах, если сделать замену

$$g_{\Lambda} \rightarrow 0 \quad \text{и} \quad g_{\Sigma} \rightarrow 2g.$$

Такая замена предполагает зарядовую независимость  $YNk$  - взаимодействий; в противном случае следует заменить

$$g_{\Lambda} \rightarrow 2g_{\Lambda}^0; \quad g_{\Sigma} \rightarrow 2g_{\Sigma}^0,$$

где  $g_{\Lambda}^0$  и  $g_{\Sigma}^0$  - постоянные  $YNk^0$ -взаимодействий, отличные от  $g_{\Lambda}$  и  $g_{\Sigma}$  /69/.

Учитывая асимптотические равенства

$$A_{\pm} \equiv \frac{1}{4\pi^2} (\sigma_{\mp} - \sigma_{\pm}) = 0, \quad (61)$$

$$B_{\pm} \equiv \frac{1}{2m} (D_{\pm}^0 - D_{\mp}^0) - G_{\Lambda} - G_{\Sigma} - \\ - \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{dE}{k} [\sigma_{\pm}(E) - \sigma_{\mp}(E)] = 0, \quad (62)$$

дисперсионное соотношение (60) можно представить в виде:

$$D_{\pm}(E) = \frac{1}{2} (D_{+}^0 + D_{-}^0) + \\ + G_{\Lambda} \frac{E_{\Lambda} E_{\pm} m^2}{E E_{\pm} E_{\Lambda}} + b_{\Sigma} \frac{E_{\Sigma} E_{\pm} m^2}{E_{\pm} E_{\Sigma}} + \frac{\sigma k}{4\pi^2} \ln \left| \frac{p+k}{p-k} \right| + \\ + \frac{1}{4\pi^2} p \int_0^{\infty} \frac{dE'}{k'} \left[ \frac{E' E_{\pm} - m^2}{E' - E} \sigma_{\pm}(E') - \frac{E' E_{\pm} + m^2}{E' + E} \sigma_{\mp}(E') \right], \quad (63)$$

где снова  $p = \sqrt{\xi(\xi + 2m)}$  и  $\sigma_{+}(E') \approx \sigma_{-}(E')$  при  $E' \geq \xi$ .

При больших энергиях, как и в случае  $N-N$  взаимодействий, вклад области нефизических энергий  $E < m$  можно приближенно заменить постоянными  $C_{\pm}$ . Эти постоянные учитывают также неточности в плохо известных постоянных  $g_{\Lambda}^2$  и  $g_{\Sigma}$  и в величине сечений  $\sigma_{\pm}$  при малых энергиях.

Значения  $\{D_{\pm}(T) + C_{\pm}\}$ , вычисленные по формулам (63) и (51), приведены на рис. 17. Исползованные при расчетах сечения  $\sigma_{\pm}(T)$  получены средне-квадратичной интерполяцией экспериментальных данных из обзора /2/; для энергий  $T \geq 12$  Бэв предположено, что  $\sigma_{+} = \sigma_{-} \approx 19$  мб. Это предположение

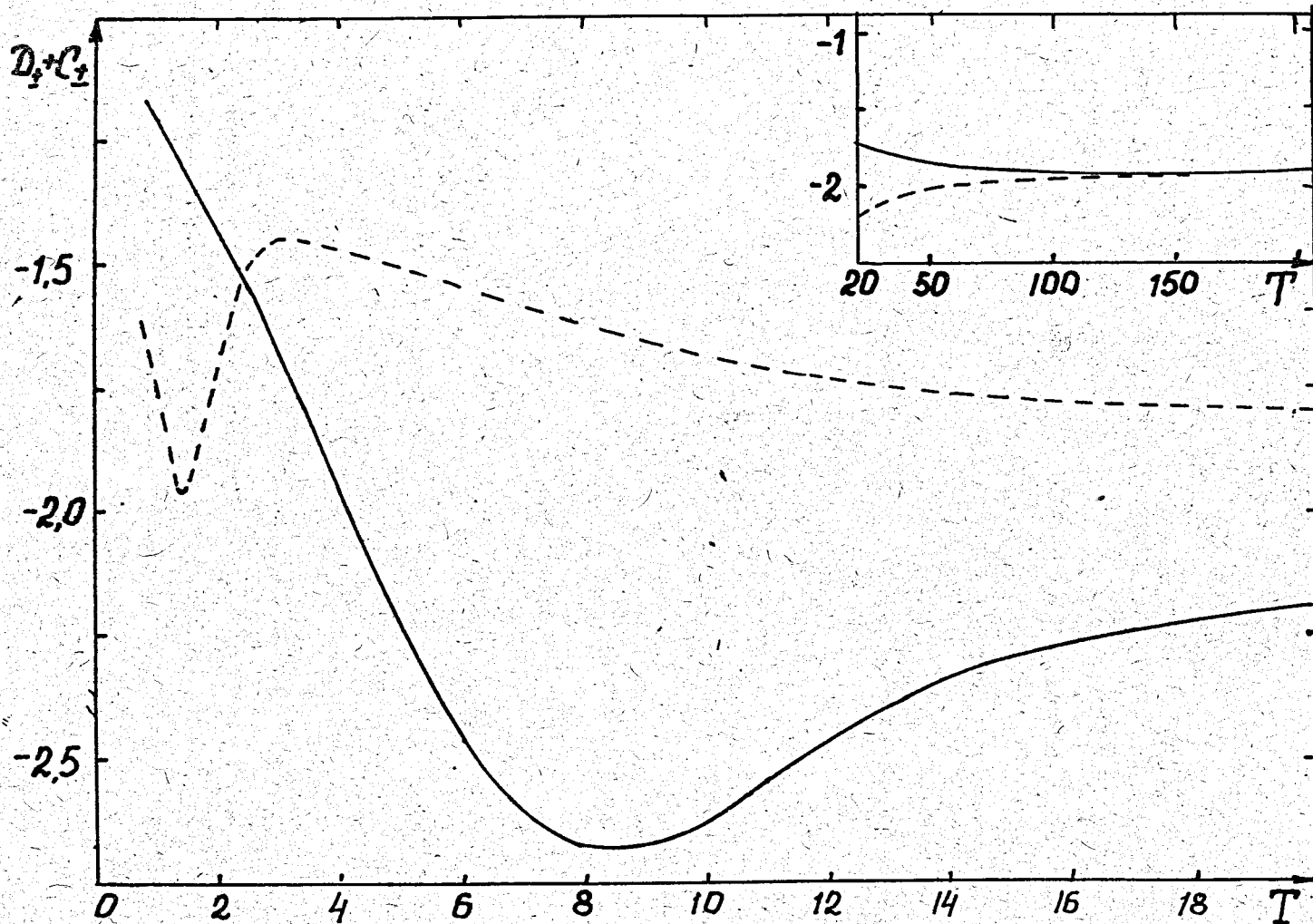


Рис. 17. Энергетическая зависимость действительной части амплитуды упругого  $k^-$ -ри  $k^+$ -р рассеяния (соответственно сплошная и пунктирная кривые).  
 $C_+ = -D(1,5) + 0,56$ .  
 Значения  $D_{\pm}(T)$  даны в единицах  $10^{-13}$  см.  
 $T$  - кинетическая энергия, рассеивающихся  $k^-$ -мезонов в Бэв.  
 Лабораторная система координат.

является весьма произвольным, так как при  $T=7,4$  Бэв  $\sigma_- - \sigma_+ = 4,9 \pm 2,2$  мб, а при больших энергиях сечения  $\sigma_{\pm}$  неизвестны. Поэтому к значениям  $D_{\pm}(T)$  на рис. 17 не следует относиться очень серьезно.

Постоянные  $C_{\pm}$  определены из условия, что  $D_- = -1,32 \cdot 10^{-13}$  см при  $T=1,5$  Бэв в соответствии с экспериментальной оценкой, полученной в работе /60/. Знак у  $D_-(1,5)$  выбран отрицательным (в работе /60/ определена лишь абсолютная величина  $D_-(1,5)$ ); при этом в области больших энергий  $D_{\pm}(T) < 0$  так же как и в случае  $\pi-N$  и  $N-N$  взаимодействий. (Выбор положительного знака у  $D_-(1,5)$  увеличивает все значения  $D_{\pm}(T)$  на  $\Delta D_{\pm} = 0,84 \cdot 10^{-13}$  см).

Асимптотически при  $T \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned}
 D_+(\infty) &= D_-(\infty) = \\
 &= \frac{1}{2} (D_+^0 + D_-^0) + \frac{\sigma}{2\pi^2} (\xi + m) \mp G_{\Lambda} E_{\Lambda} \mp G_{\Sigma} E_{\Sigma} - \\
 &\quad - \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\xi} \frac{E dE}{k} [\sigma_+(E) + \sigma_-(E)] \approx -1,9 \cdot 10^{-13}
 \end{aligned} \quad (64)$$

Понятно, что такое поведение  $D_{\pm}(T)$  при  $T \rightarrow \infty$  обусловлено нашим выбором асимптотики сечений  $\sigma_{\pm}(T)$ .

Значения  $D_{\pm}(T)$  в системе центра масс

$$D_{\pm}^c(T) = \frac{\lambda_0}{\lambda_c(T)} \frac{\mu}{k} D_{\pm}(T) \xrightarrow{T \rightarrow \infty} \frac{\sqrt{M}}{2T} D_{\pm}(\infty) = -\frac{1,3}{\sqrt{T}} 10^{-13} \text{ см.} \quad (65)$$

приведены в таблице X1 и на рис. 18. На рис. 19 приведены соответствующие значения сечения  $\sigma(\circ)$ .

#### У. Упругое рассеяние на угол $\Theta \neq 0$

Дисперсионные соотношения, в принципе, можно применять для вычисления  $D(T; \Theta)$  и при  $\Theta \neq 0$ . Однако результаты расчетов в этом случае очень неточны, так как при  $\Theta \neq 0$  нет оптической теоремы и значения  $I(T; \Theta)$  известны плохо. Более точно величину  $D(T; \Theta)$  можно оценить с помощью оптической модели (см. § 8.2).

Таблица XI

Действительная часть амплитуды упругого  $K^{\pm}$ - $\rho$  рассеяния  
в системе центра масс

Кинетическая энергия в лаб. системе $T$ БэВ	$\mathcal{D}_+^c \cdot 10^{13}$	$\mathcal{D}_-^c \cdot 10^{13}$
0,8	-0,81	-0,58
0,9	-0,82	-0,57
1	-0,83	-0,57
1,1	-0,84	-0,56
1,2	-0,85	-0,56
1,3	-0,85	-0,56
1,4	-0,84	-0,56
1,5	-0,82	-0,56
1,6	-0,80	-0,55
1,7	-0,77	-0,55
1,8	-0,73	-0,55
1,9	-0,69	-0,55
2	-0,66	-0,55
2,5	-0,54	-0,56
3	-0,49	-0,57
3,5	-0,46	-0,58
4	-0,44	-0,59
4,5	-0,43	-0,61
5	-0,42	-0,62
6	-0,40	-0,62
7	-0,38	-0,62
8	-0,37	-0,60
9	-0,36	-0,54
10	-0,35	-0,5
25	-0,25	-0,28
50	-0,18	-0,19
100	-0,13	-0,135
200	-0,092	-0,092

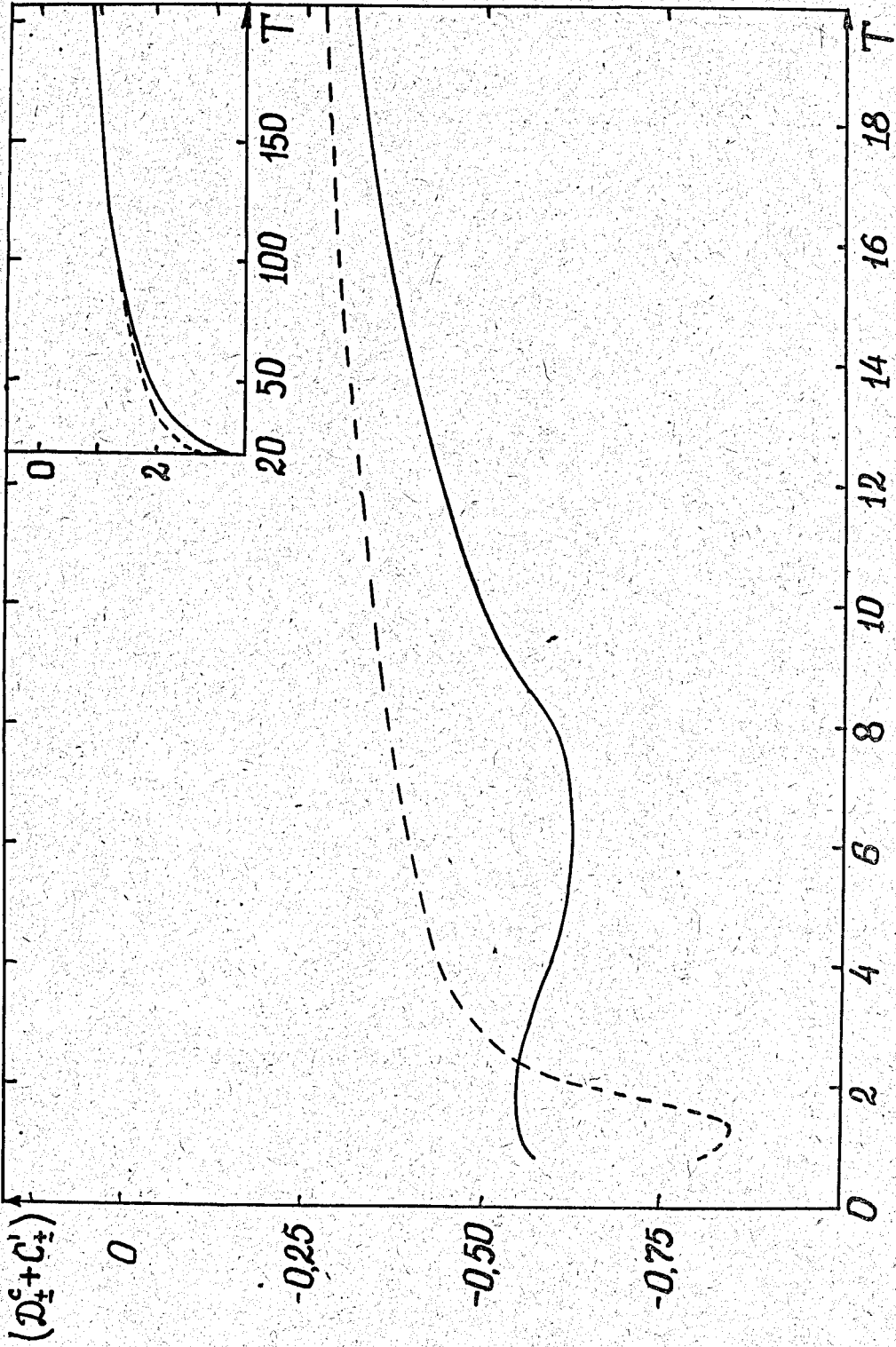


Рис. 18. То же самое, что и на рис. 17.  
Система центра масс.

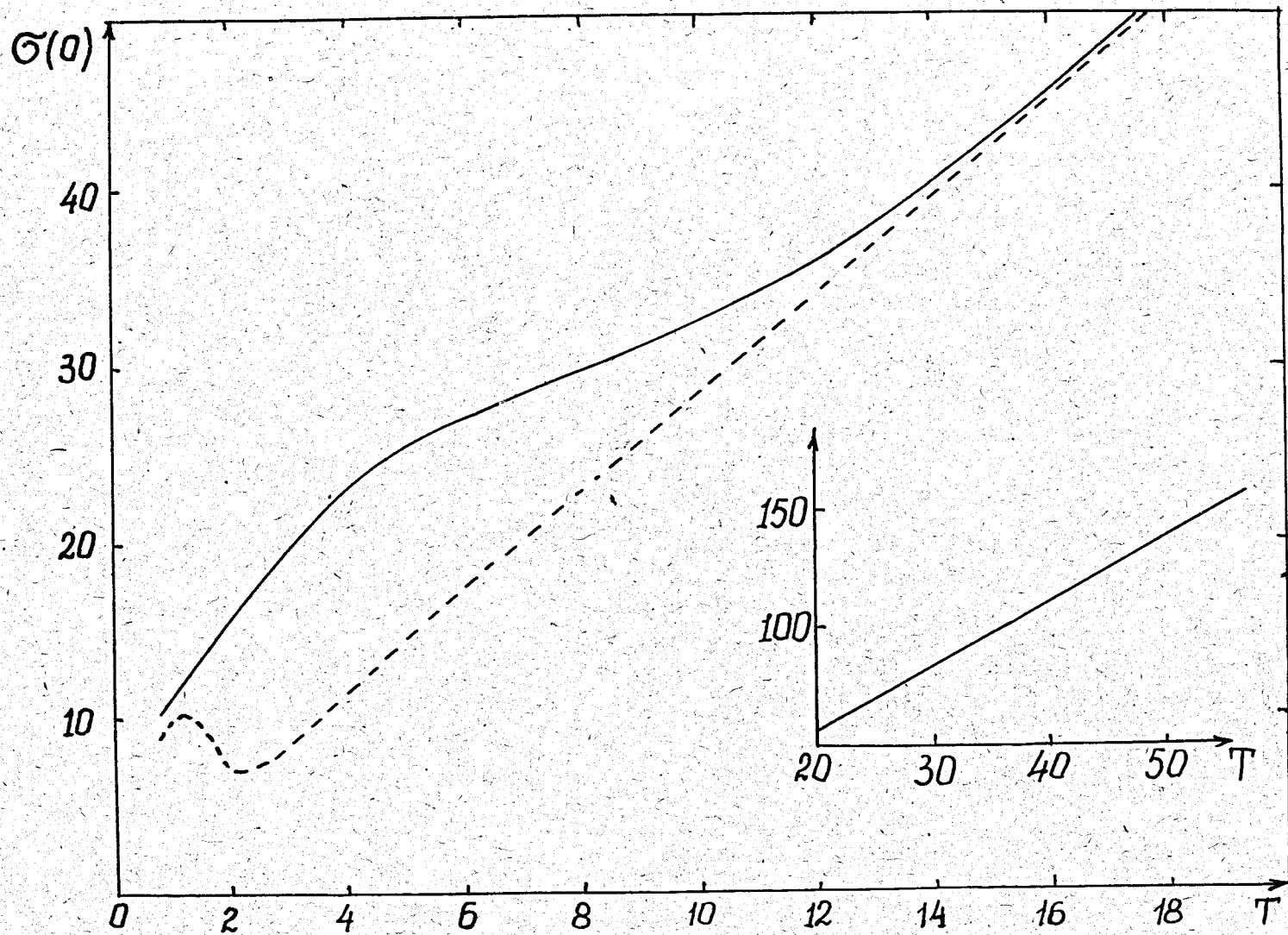


Рис. 19. Дифференциальное сечение  $k^-$ -р и  $k^+$ -р рассеяния  $\sigma_{\pm}(0) = D_{\pm}^2 + I_{\pm}^2$  (соответственно сплошная и пунктирная кривые). Отдельно указан вклад действительной части  $D_{\pm}^2$ .  
 Значения  $\sigma_{\pm}$  и  $D_{\pm}^2$  даны в мб.  
 $T$  - кинетическая энергия, рассеивающихся  $k$ -мезонов в Бэв.  
 Система центра масс.



В последнее время были предприняты попытки исследовать асимптотическое поведение амплитуды  $F(T; \theta)$  с помощью совместного рассмотрения условия унитарности и дисперсионных соотношений Мандельштама. Так в работах (70,71) получена асимптотика

$$F(T; \theta) \sim f(q) \cdot T \cdot \sigma_1(T) \cdot \ln T,$$

где  $q = 2k \sin \theta / 2$  - инвариантная передача импульса, а угловое распределение имеет дифракционный характер. Если не отказываться от конечного радиуса ядерных взаимодействий, то этот результат можно понять, лишь допустив, что

$$\sigma(T) \leq \frac{\text{const}}{\ln T}.$$

Однако вывод асимптотики  $F(T; \theta)$  в работах (70,71) основан на целом ряде предположений и в настоящее время еще не является убедительным.

#### У1. Фазовый анализ

По известным экспериментальным значениям  $\sigma(\theta)$  можно определить значения комплексных фаз  $\eta_\ell$ , т.е. выполнить фазовый анализ экспериментальных данных. Полный набор фаз полностью определяет взаимодействие частиц (ср. гл. III). При больших энергиях фазы  $\eta_\ell$  просто связаны также с величинами, характеризующими внутреннее строение частиц: их геометрическими размерами, плотностью ядерного вещества и т.д. Поэтому вычисление фаз по экспериментальным данным является одной из основных задач физики высоких энергий.

В общем случае вычисление  $\eta_\ell$  сводится к решению системы квадратных уравнений со многими неизвестными. Решение этой системы дает несколько возможных наборов фаз. Выделение наилучшего набора само по себе представляет сложную задачу. Даже при сравнительно низких энергиях порядка нескольких сотен Мэв, когда существенно лишь малое число фаз, фазовый анализ требует применения быстродействующих счетных машин. При увеличении энергии трудности быстро возрастают.

Расчеты на электронных машинах "Стрела" и "М-20" показали, что без учета изотопической и спиновой структуры возможно вычисление комплексных фаз  $\eta_\ell$  вплоть до  $\ell = 10$ . (Для выделения определенного набора фаз при этом использовались некоторые физические требования: непрерывный переход к черному

телу, условие  $\chi_\ell \geq 0$  и т.д.). Однако более эффективными оказываются приближенные методы (см. далее); особенно, если учесть сравнительно низкую точность известных в настоящее время экспериментальных данных.

### 6.1. Минимальное число фаз

При больших энергиях, когда длина дебройлевской волны значительно меньше размеров частицы-мишени и применимо квазиклассическое приближение, фаза  $\eta_\ell$  определяется в основном взаимодействиями, происходящими в цилиндрическом слое с радиусом  $\rho = \lambda \sqrt{\ell(\ell + 1/2)}$  и толщиной  $\Delta\rho \approx \lambda$  (см. рис. 20). Локализация взаимодействий в слое  $\Delta\rho \approx \lambda$  является тем более точной, чем меньше длина волны  $\lambda$ . Доказательство этого утверждения для нерелятивистского случая приводится, например, в известной книге Д.И.Блохинцева<sup>/72/</sup> или, более подробно, в монографии Мотта и Месси<sup>/73/</sup>. Доказательство можно обобщить и на случай взаимодействия релятивистских частиц.

К этому вопросу мы вернемся в гл. VIII в связи с рассмотрением оптической модели.

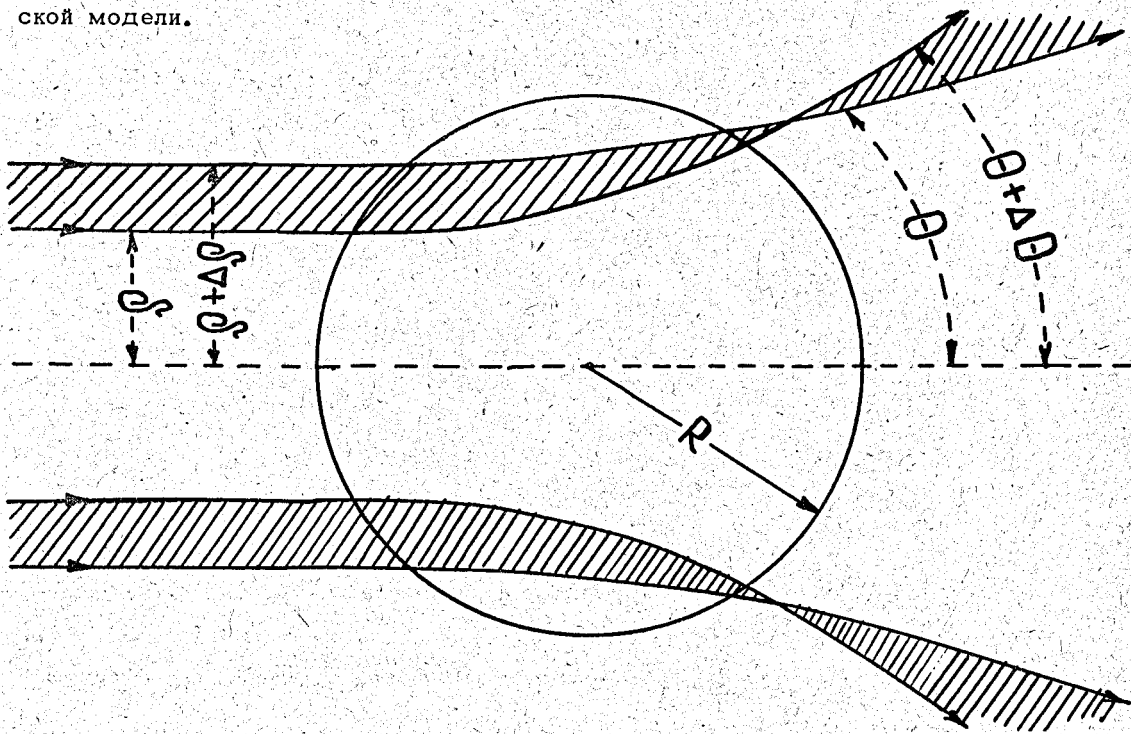


Рис. 20. Рассеяние частиц в квазиклассическом приближении. Частицы с параметром удара  $\rho$  рассеиваются на угол  $\theta$ .  $R$  — эффективный радиус ядерных сил.

В случае короткодействующих сил основной вклад дают взаимодействия с параметрами удара  $\rho \leq R$ , где  $R$  - эффективный радиус этих сил. Поэтому сечения (21) - (25) определяются в основном фазами  $\eta_\ell$  при  $\ell \leq L = R/\lambda$ .? Фазы с большими значениями  $\ell$  дают лишь малые поправки. Однако при анализе достаточно точных экспериментальных данных эти поправки следует учитывать. Оценка, минимального числа фаз, необходимых для полного описания экспериментальных данных (оценка снизу), впервые была получена Рарита и Шведом<sup>/74/</sup>:

$$L \geq \left[ \frac{\sigma_t}{\lambda \sqrt{4\pi} \sigma_{el}} - 1 \right]. \quad (66)$$

Несколько иная оценка получена в работе<sup>/75/</sup>:

$$\Sigma(L) \geq 4\pi \frac{\sigma(\theta)}{\sigma_{el}}, \quad (67)$$

где

$$\Sigma(L) \equiv \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1) P_\ell^2(\cos\theta) =$$

$$= \frac{(L+1)^2}{1 - \cos^2\theta} [P_L^2(\cos\theta) + P_{L+1}^2(\cos\theta) - 2\cos\theta P_L(\cos\theta) P_{L+1}(\cos\theta)].$$

Левая часть этого неравенства является монотонно возрастающей функцией  $L$ . Неравенство будет выполняться только при  $L$ , больших некоторого  $L_{\min}$ , которое и является минимальным числом фаз, необходимых для полного описания экспериментальных данных.

Для нулевого угла неравенство (67) упрощается:

$$L \geq \left\{ \sqrt{\frac{4\pi}{\sigma_{el}}} |F(0)| - 1 \right\}, \quad (68)$$

однако становится более сильным, чем при  $\theta \neq 0$ , так как для рассеяния на малые углы существенны фазы с большими значениями  $\ell$ .

Для ядерных взаимодействий при больших энергиях

$$|F(0)| \approx \text{Im } F(0) = \sigma_t / 4\pi\lambda.$$

Поэтому неравенство (66) непосредственно дает оценку числа фаз, определяющих сильное (ядерное) взаимодействие, в то время как неравенства (67) и (68) включают также вклад кулоновского рассеяния, для описания которого существенно

очень большое число фаз и разложение в ряд по полиномам Лежандра оказывается неудобным (см. гл.УИ).

Практически сечение  $\sigma(0)$  часто определяется экстраполяцией экспериментальных значений  $\sigma(\theta)$  из области углов, где кулоновское рассеяние еще не существенно; в этом случае неравенства (67) и (68) приводят к близким результатам. В других же случаях для оценки числа ядерных фаз следует использовать неравенство Рарита-Шведа (66)<sup>6)</sup>.

Более точно величину  $L_{\min}$  можно оценить с помощью соотношений, использующих экспериментальные значения  $\sigma(\theta)$  при нескольких углах  $\theta = \theta_1; \theta_2; \dots$ . Однако сложность расчетов при этом быстро возрастает. В следующем параграфе будет описан приближенный способ фазового анализа, при котором значение  $L_{\min}$  определяется автоматически.

## 6.2. Вычисление фаз при больших энергиях

Фазовый анализ значительно упрощается, если можно предположить, что реальные части фаз много меньше их мнимых частей:  $\delta_\ell \ll \chi_\ell$ . В этом случае амплитуда  $F(\theta)$  определяется непосредственно через экспериментальное сечение  $\sigma(\theta)$ :

$$F(\theta) = \sqrt{\sigma(\theta)}. \quad (69)$$

Разлагая это выражение по полиномам Лежандра, можно вычислить фазы  $\eta_\ell = \chi_\ell$

$$\chi_\ell = -\frac{1}{2} \ln \left\{ 1 - \frac{1}{\chi} \int_0^\pi \sqrt{\sigma(\theta)} P_\ell(\cos \theta) \sin \theta d\theta \right\}. \quad (70)$$

Наибольшее значение  $\ell$  ( $\equiv L_{\min}$ , ср. § 6.1) определяется при этом тем условием, что в пределах экспериментальных ошибок  $\chi_{e \geq L} = 0$ . Точность приближения проверяется сравнением с опытом сечений  $\sigma(\theta)$ ,  $\sigma_{\text{in}}$ ,  $\sigma_t$ , вычисленных по найденным значениям фаз  $\eta_\ell$ .

Как показано в предыдущих разделах, пренебрежение фазами  $\delta_\ell$  является хорошим приближением при больших энергиях. Более того, так как реальная часть

6) Вычисленное в /75/ по формуле (66) значение  $L_{\min}$  для р-р рассеяния при  $T=8,5$  Бэв является сильно заниженным, так как при расчете использовалось неверное значение  $\sigma_t$ .

амплитуды пропорциональна  $\sin \bar{\sigma}$ , а мнимая часть зависит от  $\cos \bar{\delta}$ , то  $D^2(\theta) \ll I^2(\theta)$  даже если фазы  $\delta_\ell$  заметно отличны от нуля. Поэтому формулой (70) можно пользоваться для вычисления значений  $\chi_\ell$  и при  $\delta_\ell \neq 0$ .

Если  $\ell \gg 1$ , то полином Лежандра в (70) удобно заменить функцией Бесселя (см. (32)).

Очень важно вычислить значения фаз при возможно большей энергии, так как при этом длина волны  $\lambda \rightarrow 0$  и из анализа можно получить более определенные сведения о структуре взаимодействующих частиц. Однако с ростом энергии упругое рассеяние сосредоточивается в области все меньших углов, где существенный вклад дает кулоновское взаимодействие и простые методы фазового анализа уже не пригодны (см. гл. VII). С этой точки зрения наилучшими в настоящее время являются значения фаз, приведенные в таблице XII. Эти значения вычислены по перенормированным сечениям  $\sigma(\theta) = k \sigma_0(\theta)$  из гл. II. В области малых углов сечения экстраполировались к оптическим точкам; использованные при этом значения  $\sigma_t$  получены среднеквадратичной интерполяцией экспериментальных данных из обзора <sup>/2/ 7)</sup>. Перенормированные и неперенормированные фазы связаны соотношением

$$\chi_e = -\frac{1}{2} \ln \{ 1 - \sqrt{k} [1 - e^{-2\chi_0} \ell] \} \quad (71)$$

В таблице XII приведены теоретические значения сечений  $\sigma_{el}$ ,  $\sigma_{in}$  и  $\sigma_t$ , вычисленные по фазам  $\chi_\ell$ . Как видно, вычисленные значения близки к экспериментальным. На рис. 2, 5, 7 и 9 приведены дифференциальные сечения  $\sigma(\theta)$ , восстановленные по фазам  $\chi_\ell$ . Эти сечения также хорошо согласуются с экспериментальными.

При уменьшении энергии точность формулы (70) ухудшается. Расчеты показали, что в случае  $p$ - $p$ -рассеяния при  $T < 5-6$  Бэв выражение под логарифмом в формуле (70) становится отрицательным для малых значений  $\ell$ , т.е. фазы  $\chi_\ell$  — комплексными <sup>/78-81/</sup>. Это видно, например, из таблицы XIII, где приведены результаты вычислений для  $S$ -фазы.

7) В работе <sup>/76/</sup> при вычислении фаз  $p$ - $p$ -рассеяния использовалось заниженное значение  $\sigma_t$ , поэтому результаты, полученные в этой работе, отличаются от данных таблицы XII. С другой стороны, значения фаз для  $\pi$ - $p$  рассеяния практически не отличаются от полученных в работе <sup>/77/</sup>.

Таблица XII

Фазы  $\xi_e$ 

$e$	$P-P$ $T=6,15 БэВ$	$\bar{P}-P$ $T=2 БэВ$	$\pi-P$ $T=6,65 БэВ$	$K-P$ $T=1,5 БэВ$
0	1,33	$\infty$	0,78	0,22
1	1,12	$\infty$	0,73	0,18
2	0,87	$\infty$	0,64	0,12
3	0,65	0,78	0,53	0,06
4	0,48	0,41	0,43	0,02
5	0,34	0,22	0,33	0,01
6	0,24	0,12	0,25	
7	0,16	0,066	0,18	
8	0,14	0,044	0,12	
9	0,085	0,037	0,08	
10	0,049	0,020	0,05	
11	0,025		0,02	
12	0,013		0,01	
13	0,007			
14	0,006			
<hr/>				
$\sigma_{\pm} \text{ мб}$				
теория	38	83	30,8	31
опыт*	$42 \pm 1$	$81 \pm 6$	$29,8 \pm 1$	$31 \pm 1$
<hr/>				
$\sigma_{in} \text{ мб}$				
теория	29	59	24,2	23,1
опыт*	$33 \pm 3$	$56 \pm 3$	$23,5 \pm 2$	$\sim 23$
<hr/>				
$\sigma_{el} \text{ мб}$				
теория	9	24	6,5	7,9
опыт*	$9 \pm 2$	$25 \pm 4$	$5,5 \pm 1$	$\sim 8$

\* Получено среднеквадратичной интерполяцией экспериментальных данных<sup>/2/</sup>.

Т а б л и ц а XIII.

S - волна при p-p рассеянии\*

$T$ Бэв	$e^{-2\chi_0}$
1,5	-0,5
2,24	-0,55
2,75	-0,4
4,4	-0,2
6,15	0,07

\* ) Вычислено по перенормированным сечениям  $\sigma(\theta)$ .

Проще всего этот результат можно было бы объяснить большим вкладом реальной части амплитуды  $D(T; \theta)$  /78-80/; однако анализ интерференции с кулоновским рассеянием при  $T=3$  Бэв показал, что  $D(T; \theta)$  в этой области очень мала /26/. (Ср. § 4.1 гл.УII). В настоящее время более вероятным представляется допустить, что при энергиях  $T \leq 5$  Бэв существенный вклад дает рассеяние с переворотом спина (см. § 6.4). Это подтверждается также экспериментальными данными по поляризации протонов.

Вычисленные по фазам  $\chi_\ell$  сечения  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{\uparrow\downarrow}$  и  $\sigma(\theta)$  тем не менее оказываются близкими к экспериментальным значениям /78-80/. По-видимому, ошибки в наиболее важных фазах не очень велики. Более точные результаты можно получить с помощью оптической модели (см. § 8.4).

В случае рассеяния  $\pi$ -мезонов на нуклонах точность формулы (70) оказывается лучшей (82-85), даже при  $T=1$  Бэв, вычисленные значения  $\chi_\rho$  действительны. (Например, при  $T=1,37$  Бэв  $e^{-2\chi_0} \approx 0,27$ ).

На рис. 7 для  $T=0,915$  и  $1,01$  Бэв приведены сечения  $\sigma(\theta)$ , восстановленные по чисто мнимым фазам. Как видно, эти сечения хорошо согласуются с экспериментальными.

Следует однако подчеркнуть, что точность экспериментальных данных еще очень низка, поэтому значения фаз определяются очень приближенно. Чтобы получить представление о величине ошибок  $\pm \Delta\chi_e$ , значения фаз были вычислены отдельно для случаев, когда экспериментальные сечения  $\sigma(\theta)$  аппроксимировались кривыми с наименьшей и наибольшей кривизной. (Ср. 84,85/). На рис.21 в качестве примера приведены результаты таких вычислений для  $T=6,65$  Бэв. Как видно, наиболее точно определяются фазы при средних значениях  $\theta$ . Так как именно эта часть фаз дает основной вклад в сечения (см. рис. 23), то результаты расчетов оказываются близки к экспериментальным данным.

О точности формулы (70) в случае  $k^-p$  и  $\bar{p}p$  взаимодействий еще трудно сказать что-либо определенное, так как очень велики ошибки измерений.

### 6.3. Зависимость фаз от энергии

В гл. III уже отмечалось, что при  $T \gg 1$  Бэв сечения  $\sigma_{el}$ ,  $\sigma_{in}$  и  $\sigma_t$  зависят от энергии только лишь через фазы  $\chi_\rho \equiv \chi(T; \rho)$ . То, что эти сечения становятся постоянными при больших энергиях, указывает на очень слабую зависимость фаз от энергии.

В случае  $\pi-N$  взаимодействий фазы  $\chi_\rho$  становятся практически независимыми от энергии уже при  $T \approx 2$  Бэв. Это хорошо видно, например, из рис. 22, где экспериментальные сечения  $\sigma(\theta)$  приведены в зависимости от  $(\sin \theta/\lambda)$ . Если  $\chi(T; \rho) \approx \chi(\rho)$ , то произведение  $\lambda^2 \sigma(\theta)$  зависит от энергии только через функцию Бесселя (ср. (22) и (32)) и сечения  $\sigma(\theta)$ , измеренные при различных энергиях, должны укладываться на одну и ту же кривую

$$[\lambda^2 \sigma(\theta)] = f\left(\frac{\sin \theta}{\lambda}\right). \quad (72)$$



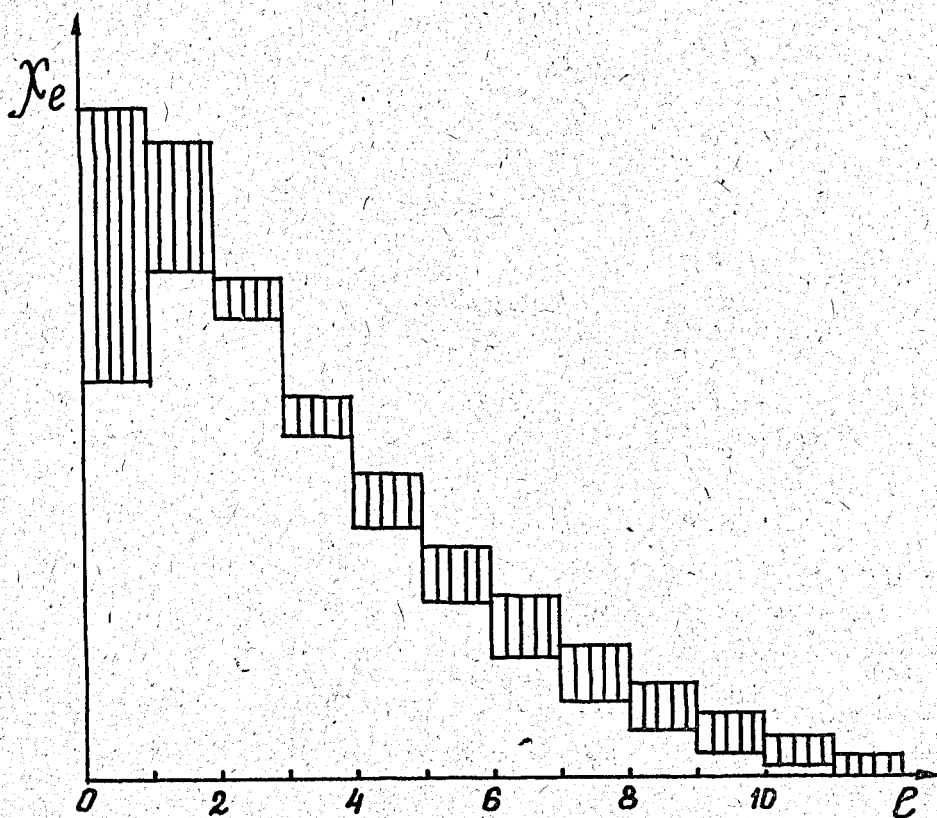


Рис. 21. Значения фаз, вычисленные для крайних значений  $\sigma(\theta)$ .  
 $\pi$ -р рассеяние.  $\Gamma = 6,65$  Бэв.

Как видно, отклонения наблюдаются лишь при небольших энергиях, когда сечения  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_t$  еще заметно изменяются с энергией.

Построение кривых (72) является удобным способом экспериментального исследования энергетической зависимости фаз  $\chi(T; \rho)$ .

Парциальные сечения  $\pi$ -N взаимодействий  $\sigma_{in}(\rho)$  и  $\sigma_{el}(\rho)$

$$(\sigma_{in} = \sum_{\rho} \sigma_{in}(\rho); \quad \sigma_{el} = \sum_{\rho} \sigma_{el}(\rho), \quad \rho = \lambda \sqrt{l(l+1/2)} \approx \lambda l)$$

также становятся практически независимыми от энергии, если  $\Gamma \approx 2$  Бэв. При этом основной вклад в сечения дают взаимодействия, происходящие в интервале  $\rho \in (0,2-0,8) \cdot 10^{-13}$  см (см. рис. 23). Для упругого взаимодействия среднее зна-

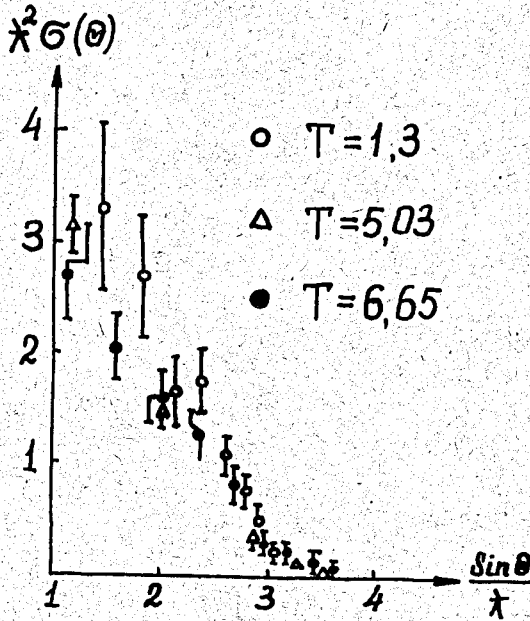


Рис. 22. Зависимость фаз  $\chi_e$  от энергии.  $\pi$ -p- взаимодействие. Экспериментальные данные при разных энергиях укладываются приблизительно на одну и ту же кривую.

$T$  - энергия рассеивающегося  $\pi$ -мезона.

чение  $\bar{\rho} \approx 0,4 \cdot 10^{-13}$  см, для неупругих взаимодействий  $\bar{\rho} \approx 0,6 \cdot 10^{-13}$  см; в последнем случае большую роль играют периферические взаимодействия. Это можно понять, если предположить, что при упругом взаимодействии существенны процессы с большим числом промежуточных мезонов, чем при неупругом взаимодействии.

Средняя величина  $\bar{\rho} \approx 0,6 \cdot 10^{-13}$  см является грубой оценкой геометрических размеров сталкивающихся частиц; ее можно использовать для оценки минимального числа фаз:

$$L_{\min} \approx 2\bar{\rho}/\lambda. \quad (73)$$

Что касается энергетической зависимости фаз при взаимодействии нуклонов, то с экспериментальной точки зрения ситуация здесь является менее ясной. Сечения  $\sigma_t$  и  $\sigma_{el}$  в этом случае становятся приблизительно постоянными лишь при

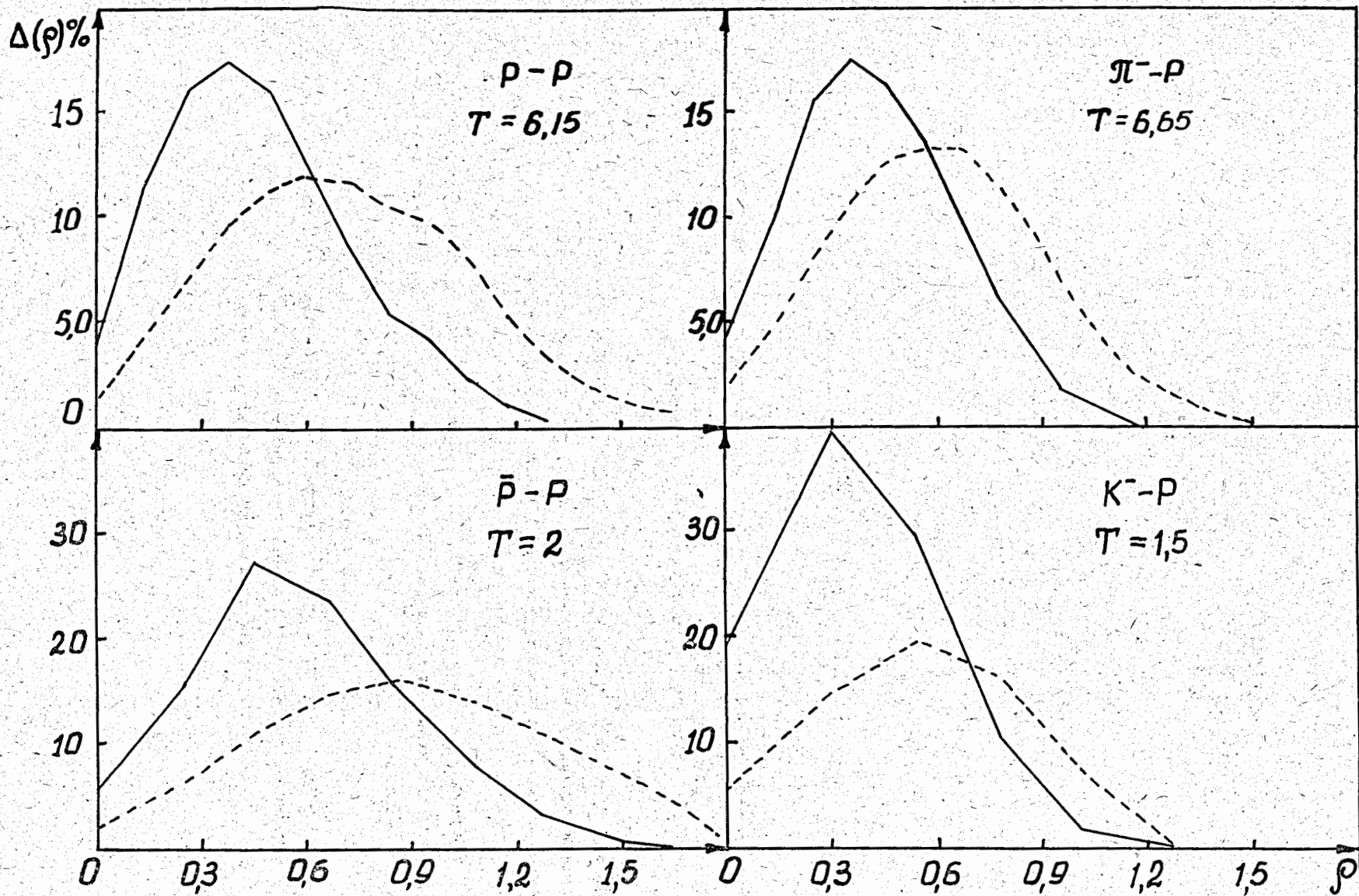


Рис. 23. Относительный вклад парциальных сечений  $\Delta_{el} = \sigma_{el}(\rho) / \sigma_{el}$  (сплошная кривая) и  $\Delta_{in} = q_{in}(\rho) / \sigma_{in}$  (пунктирная кривая).  
 $T$  - кривая энергии первичной частицы.

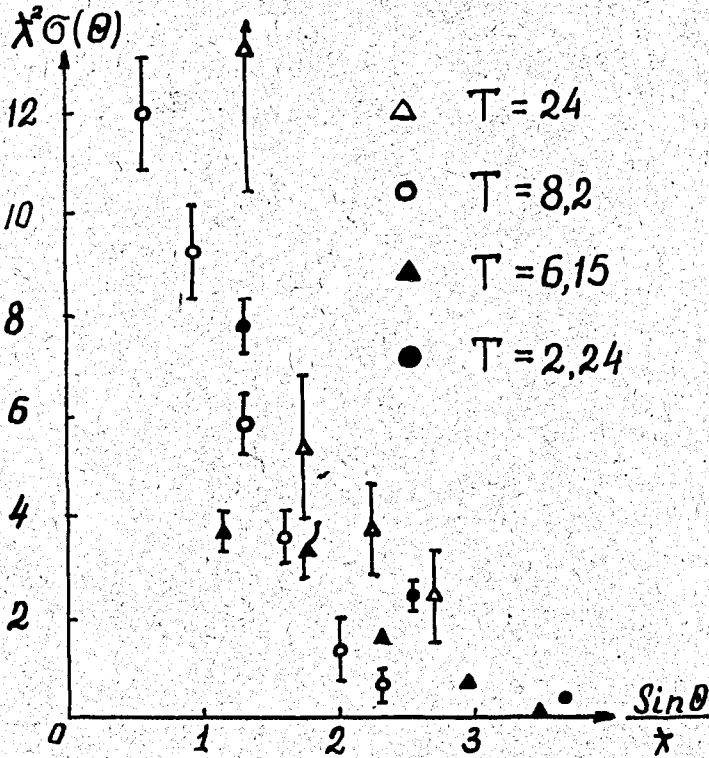


Рис. 24. Зависимость фаз  $\chi$  от энергии, р-р взаимодействие.  
 Экспериментальные данные, измеренные при разных энергиях, не укладываются на одну кривую.  
 $T$  - энергия рассеивающегося протона.

энергиях  $T \geq 10$  Бэв, когда частицы рассеиваются на очень малые углы и необходимо учитывать кулоновское рассеивание. Зависимость сечения  $\sigma(\theta)$  от энергии становится при этом более сложной (ср. гл.У11). Поэтому ни при малых, ни при больших энергиях экспериментальные сечения  $\sigma(\theta)$  нельзя описать одной кривой (72). Это хорошо видно из рис. 24. Для исследования энергетической зависимости ядерных фаз из экспериментальных данных необходимо прежде всего вычесть кулоновское рассеивание. К сожалению, известные в настоящее время экспериментальные данные слишком неточны, чтобы сделать какие-либо определенные заключения. Можно лишь утверждать, что эти данные не противоречат предположению о постоянстве фаз  $\chi(T; \rho) = \chi(\rho)$  при энергиях  $T \geq 10$  Бэв.

Из рис. 23 видно, что во всех случаях основной вклад дают взаимодействия с параметром удара  $\bar{r} \approx 0,6 \cdot 10^{-13}$  см. При этом для неупругих взаимодействий относительно больший вклад дают периферические взаимодействия.

#### 6.4. Спиновая и изотопическая зависимость фаз

В общем случае, когда учитываются спины и изотопические спины взаимодействующих частиц, амплитуда  $F(\theta)$  становится матрицей в спиновом и изотопическом пространствах. Например, спиновая зависимость амплитуды рассеяния частицы со спином  $S_1 = 1/2$  на частице со спином  $S_2 = 0$  имеет вид

$$F(\theta) = f(\theta) + \vec{\sigma} \cdot \vec{p} g(\theta) ; \quad (74a)$$

$$f(\theta) = \lambda/2i \sum_{\ell=0}^{\infty} \{(\ell+1) e^{2i\eta_{\ell}^+} + \ell e^{2i\eta_{\ell}^-} - (2\ell+1)\} P_{\ell}(\cos \theta) ; \quad (74b)$$

$$g(\theta) = \lambda/2 \sum_{\ell=0}^{\infty} \{e^{2i\eta_{\ell}^+} - e^{2i\eta_{\ell}^-}\} P_{\ell}^1(\cos \theta) , \quad (74c)$$

где  $\vec{p}$  - единичный вектор;  $P_{\ell}^1$  - присоединенный полином Лежандра первого порядка. Амплитуды  $f(\theta)$  и  $g(\theta)$  зависят от изотопических спинов.

Еще более сложный вид имеет амплитуда, если спин обеих частиц отличен от нуля.

Чтобы получить сведения о спиновой и изотопической зависимостях фаз  $\eta_l^\pm$ , необходимо знать экспериментальные значения сечений упругого рассеяния в различных спиновых и изотопических состояниях. Таких данных в настоящее время еще не имеется. В некоторых работах делались попытки получить сведения о спиновой зависимости фаз из экспериментальных данных для взаимодействия неполяризованных частиц. Однако такой подход неоднозначен и результаты вычислений надежны /86-88/.

Из общих соображений можно ожидать, что при  $T \gg 1$  Бэв зависимость взаимодействий от спинов и изотопических спинов будет несущественной /2, 89/. В частности, легко показать, что при больших энергиях, когда фазы становятся чисто мнимыми, поляризация рассеянных частиц обращается в нуль. Например, в рассмотренном выше случае взаимодействия частиц со спинами  $S_1 = 1/2$  и  $S_2 = 0$  поляризация

$$P = \frac{f g^* + f^* g}{|f|^2 + |g|^2}; \quad (75)$$

так как при чисто мнимых фазах

$$f^*(\theta) = -f(\theta) \quad \text{и} \quad g^*(\theta) = g(\theta),$$

то  $P(\theta) = 0$ . Аналогичное положение имеет место и в других случаях.

Пучок падающих частиц при учете спинов и изотопических спинов является смесью отдельных некогерентных между собой состояний. Если такой пучок после рассеяния переходит в некоторое конечное состояние  $k$ , то сечение такого перехода

$$d\sigma_k = \sum_l P_l d\sigma_{lk}, \quad (76)$$

где  $P_l$  - относительная доля  $l$ -го состояния в падающем пучке, а  $d\sigma_{lk}$  - сечение перехода из  $l$ -го в  $k$ -ое состояние. В частности, для рассеяния на нулевой угол

$$\begin{aligned} \sigma(0) &= \sum_l P_l \sigma_l(0) = \\ &= \sum_l P_l \{ I_l^2(0) + D_l^2(0) \} = \\ &= \sum_l P_l \left\{ \left( \frac{\sigma_{l,t}}{4\pi k} \right)^2 + D_l^2(0) \right\}. \end{aligned} \quad (77)$$

Здесь  $D_1(0)$  и  $I_1(0)$  - действительная и мнимая части амплитуды рассеяния частиц из 1-го состояния;  $\sigma_{1,t}$  - их полное сечение взаимодействия /90/.

Учитывая, что

$$\sum_1 P_1 \sigma_{1,t}^2 \geq (\sum_1 P_1 \sigma_{1,t})^2 = \sigma_t^2, \quad (78)$$

где  $\sigma_t$  - полное сечение взаимодействия, из равенства (77) можно получить общее выражение оптической теоремы /90/:

$$\sigma(0) > \left( \frac{\sigma_t}{4\pi\lambda} \right)^2. \quad (79)$$

Это выражение часто оказывается очень полезным при анализе экспериментальных данных.

## У11. Кулоновское рассеяние

При рассеянии заряженных частиц кроме ядерных сил действуют также кулоновские силы. Однако эти силы могут конкурировать с ядерными лишь в случае столкновений с большими параметрами удара. Поэтому влияние кулоновского рассеяния заметно лишь в области малых углов <sup>8)</sup>. С ростом энергии эта область все более сжимается, так как лишь при очень далеких столкновениях кулоновские силы успевают заметно отклонить быструю частицу.

Если пренебречь спинами, то влияние кулоновских сил можно учесть дополнительным сдвигом фаз  $\eta_{cl}$  в амплитуде упругого рассеяния:

$$\begin{aligned} F(\theta) &= \frac{\lambda_1}{2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) [1 - e^{2i(\eta_{cl} + \eta_{nl})}] P_{\ell}(\cos\theta) = \\ &= F_c(\theta) + \frac{\lambda_1}{2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) e^{2i\eta_{cl}} (1 - e^{2i\eta_{nl}}) P_{\ell}(\cos\theta), \end{aligned} \quad (80)$$

где  $F_c(\theta)$  - амплитуда чисто кулоновского рассеяния;  $\eta_{nl}$  - фаза ядерного рассеяния.

<sup>8)</sup> Конечно, при рассеянии тождественных частиц в силу их неразличимости влияние кулоновских сил будет существенным также и в области дополнительных углов  $(\pi - \theta)$ .

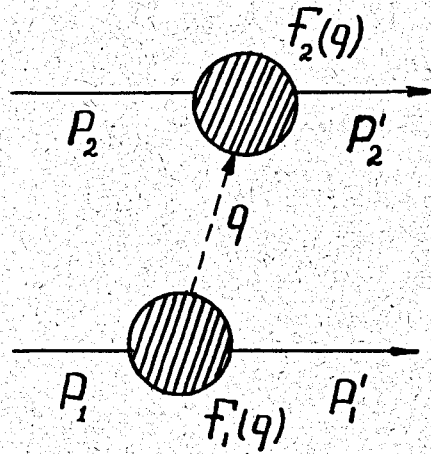


Рис. 25. Кулоновское взаимодействие двух частиц.

На рис. 25 изображена диаграмма Феймана для кулоновского взаимодействия двух частиц. Форм-факторы  $F_1(q)$  и  $F_2(q)$  описывают распределение электрического заряда в частицах. Из этой диаграммы видно, что полная амплитуда  $F(\theta)$  пропорциональна амплитуде рассеяния частиц с точечными зарядами  $F^0(\theta)$ :

$$F(\theta) = F^0(\theta) F(q); \quad (81)$$

где

$$F(q) = F_1(q) F_2(q);$$

$$q = (p'_1 - p_1) = -(p'_2 - p_2) = 2p_1 \sin \theta/2 \approx \theta/\lambda - \text{передача импульса.}$$

Так как при столкновениях с большими параметрами удара величина  $q$  мала, то

$$F_1(q) = 1 - 1/6 (\alpha_1 q)^2 + \dots$$

и результаты расчетов слабо зависят от конкретного вида форм-факторов; существенным является лишь выбор величины среднего квадратичного радиуса  $\alpha_1$ .

Из опытов с быстрыми электронами известно, что для протона  $\alpha_p \approx 0,8 \cdot 10^{-13}$  см. Размеры  $\pi$ -мезона в настоящее время известны очень плохо. Однако, по-видимому, мы не сделаем большой ошибки, если предположим, что  $\alpha_\pi \approx \alpha_p$ .

(Ср. § 2,5 из<sup>2/</sup>).



При малых углах рассеяния выражение (81) является хорошим приближением. При рассеянии на большие углы следует учитывать различие электрического и магнитного форм-факторов<sup>/3/</sup>, изменение фаз  $\eta_{cl}$  из-за экранировки зарядов<sup>/91/</sup> и релятивистские поправки<sup>/73; 92/</sup>.

Амплитуда кулоновского рассеяния на точечном заряде может быть просуммирована точно<sup>/73; 92/</sup>. В области малых углов хорошим приближением является выражение

$$F^{\circ}(\theta) = -\frac{e^2}{v} \frac{\chi}{2 \sin^2 \theta/2} e^{(2ie^2/v)(\ln \sin 2/\theta - 0,577)} =$$

$$= -2 \cdot e^2/v \cdot \chi/\theta^2 e^{(2ie^2/v)(0,116 - \ln \theta)} \quad (82)$$

где  $v$  - скорость, рассеивающейся частицы в лабораторной системе координат ( $v = p/E$ ), а  $\chi$  - де-Бройлевская длина волны в системе центра масс.

Для вычисления остальной части амплитуды удобно ввести средний сдвиг фаз  $\bar{\eta}_{nc}(\theta)$ :

$$F^{\circ}(\theta) = F_c^{\circ}(\theta) + e^{2i\bar{\eta}_{nc}(\theta)} F_n(\theta); \quad (83a)$$

$$\bar{\eta}_{nc}(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} F_{nl}(\theta) \eta_{cl} / F_n(\theta), \quad (83b)$$

где  $F_n(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} F_{nl}(\theta)$  - амплитуда чисто ядерного рассеяния. (См. формулу (22)). Величину  $\bar{\eta}_{nc}(\theta)$  можно вычислить по известным значениям ядерных фаз  $\bar{\eta}_{nl}$  и кулоновским фазам.

$$\eta_{cl} = \frac{e^2}{\pi v} \ln \ell \quad (84)$$

Для случая рассеяния протонов на легких ядрах Бете<sup>/91/</sup> получил формулу:

$$\eta_{nc} = \frac{e^2}{\pi v} \ln(\sqrt{2/3} \alpha/\chi), \quad (85)$$

где  $a$  — средний квадратичный радиус ядра. Эту формулу можно использовать для оценки величины  $\bar{\eta}_{nc}$  и в случае взаимодействия элементарных частиц, если вместо  $a$  подставить значение ядерного радиуса взаимодействующих частиц (напомним, что размер частиц всегда определяется по отношению к определенному виду взаимодействия<sup>/3/</sup>).

Так как при энергиях, достижимых на современных ускорителях, величина логарифма в формуле (85) порядка единицы, то

$$\bar{\eta}_{nc} \sim e^2/v \ll 1,$$

(при  $T > 1$  Бэв  $v \sim 1$ ). В рассматриваемом приближении средний сдвиг фаз  $\bar{\eta}_{nc}$  не зависит от угла  $\theta$ .

Вычисление амплитуды  $F(\theta)$  еще более упростится, если учесть, что в области малых углов, где только и заметно влияние кулоновских сил, ядерное рассеяние зависит от угла очень слабо:

$$F_n(\theta) \approx F_n(0). \quad (P_e(\cos\theta) \approx 1 \quad \theta \approx 0).$$

Окончательно сечение упругого рассеяния с учетом кулоновских сил в системе центра масс может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) &= F_n^2(\theta) \{ \sigma_n(0) + \sigma_c(\theta) - 2\sqrt{\sigma_c(\theta)} [D_n(\theta) \cos 2\eta_{nc}(\theta) + I_n(0) \sin 2\eta_{nc}(\theta)] \} = \quad (86) \\ &\approx \left[ 1 - 1/3 \left( \frac{\alpha\theta}{\lambda} \right)^2 \right] \left[ \sigma_n(0) + \frac{(2\alpha\lambda)^2}{\beta^2 \theta^2} - \frac{4\alpha\lambda}{\beta \theta^2} (D(0) - \frac{\alpha\sigma_t}{2\pi\beta\lambda} \ln \frac{\alpha\theta}{\lambda}) \right], \end{aligned}$$

где  $\sigma_n(0) = D_n^2(0) + I_n^2(0)$  — сечение чисто ядерного рассеяния;  $\sigma_t$  — полное сечение взаимодействия;  $\alpha = e^2/\hbar c$ ;  $\beta = v/c$ ;  $\alpha = [\sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}]$ ;  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — средние квадратичные электрические радиусы взаимодействующих частиц;  $a_n$  — их средний ядерный радиус.

В большинстве практически интересных случаев кулоновский сдвиг  $\eta_{nc}(\theta)$  очень мал и логарифмическим членом в выражении для  $\sigma(\theta)$  можно пренебречь.

Результаты расчетов по формуле (86) приведены на рис. 26–28. При вычислениях использованы сечения  $\sigma_t$ , полученные среднеквадратичной интерполяцией экспериментальных данных из обзора<sup>/2/</sup>; значения  $\sigma_n(0)$  и  $D_n(0)$  взяты из гл. 1У. Для радиусов  $a$  и  $a_n$  выбраны значения:  $a = \sqrt{2}a_p = 1,1 \cdot 10^{-13}$  см,  $a_n \approx 0,8 \cdot 10^{-13}$  см.

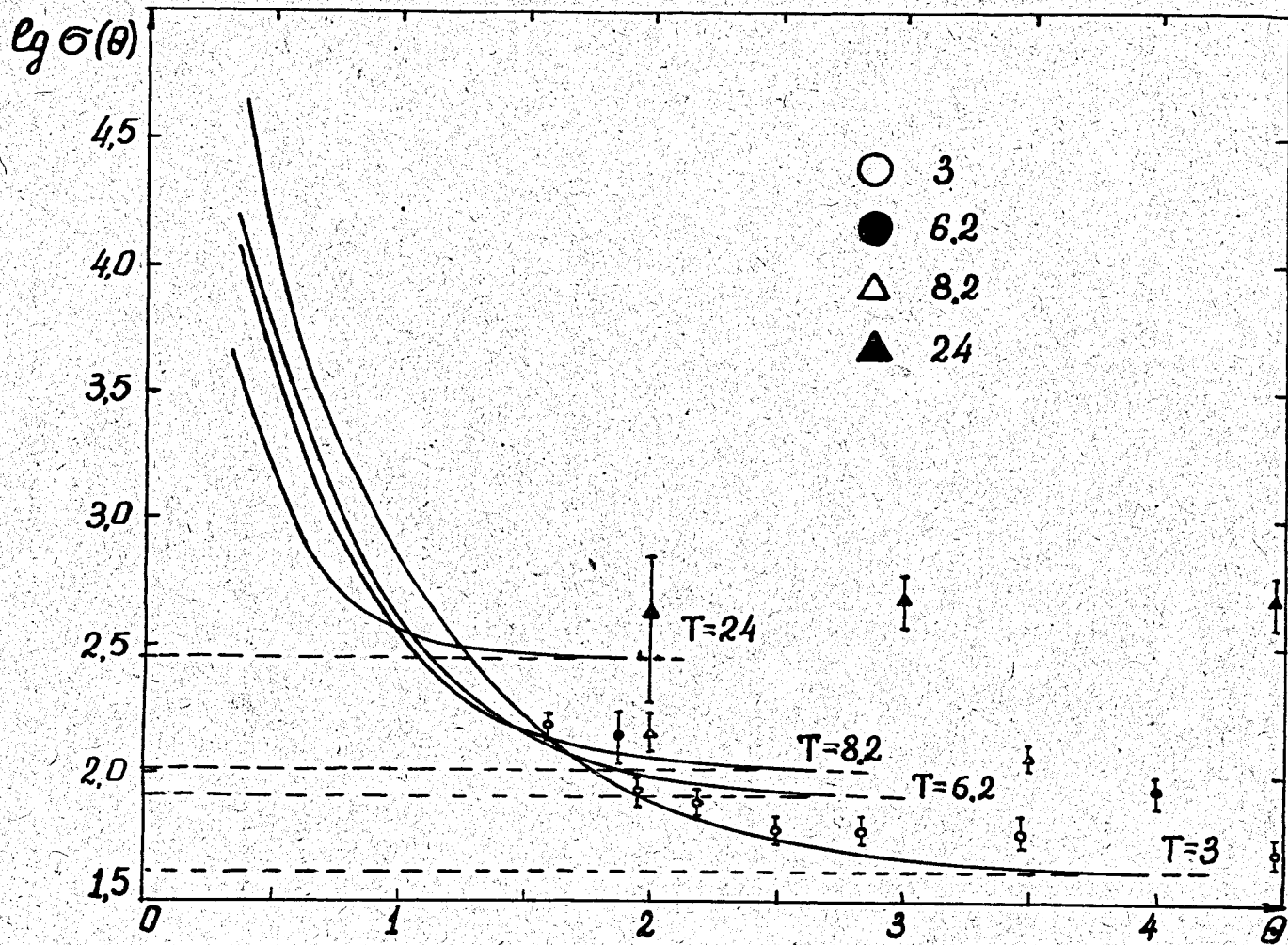


Рис. 26. Сечение упругого p-p-рассеяния с учетом кулоновского взаимодействия. Указана энергия первичного протона  $T$  в Бэв. Угол рассеяния  $\theta$  в градусах. Пунктиром отмечено сечение чисто ядерного рассеяния. Система центра масс.

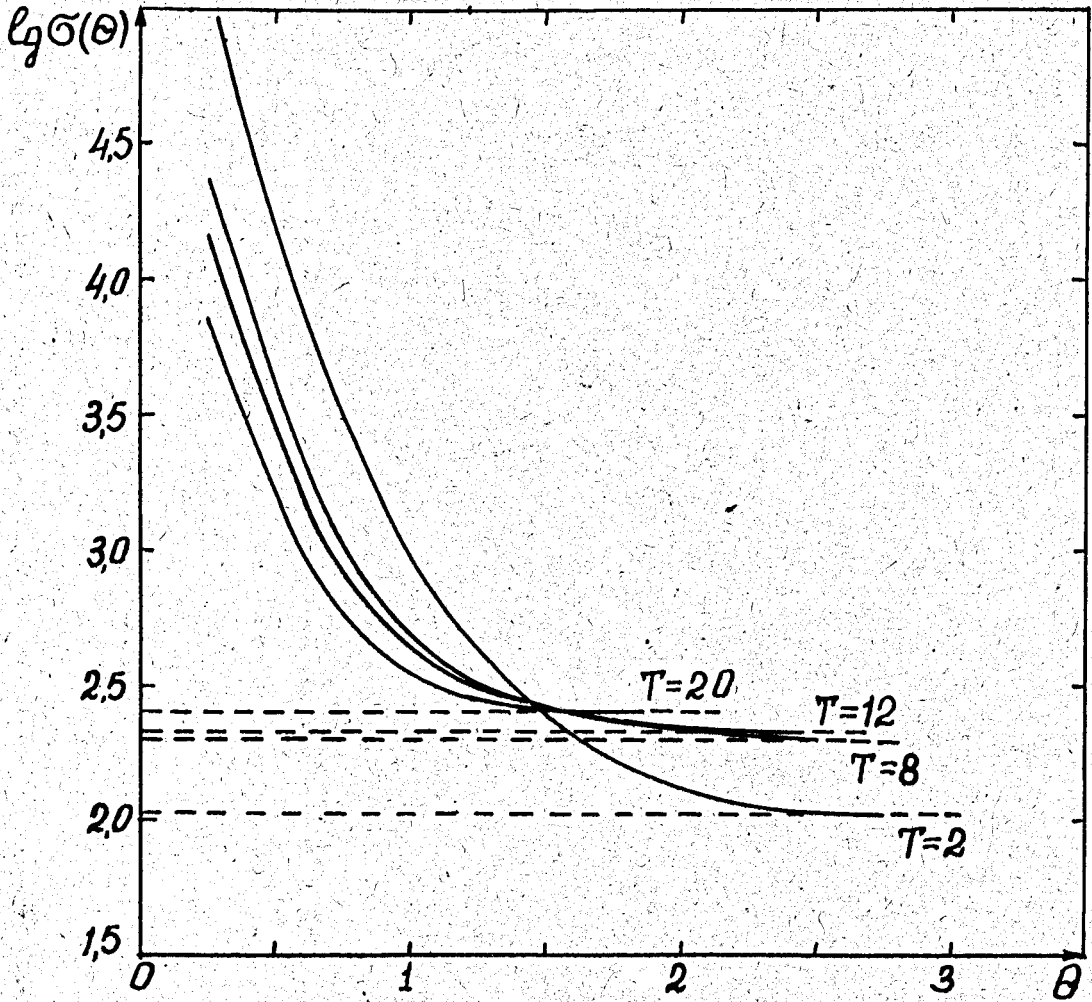


Рис. 27. Сечение упругого  $\bar{p}$ -р рассеяния с учетом кулоновского взаимодействия. Указана энергия первичного антипротона  $T$  в Бэв. Угол рассеяния  $\theta$  в градусах. Пунктиром отмечено сечение чисто ядерного рассеяния. Система центра масс.

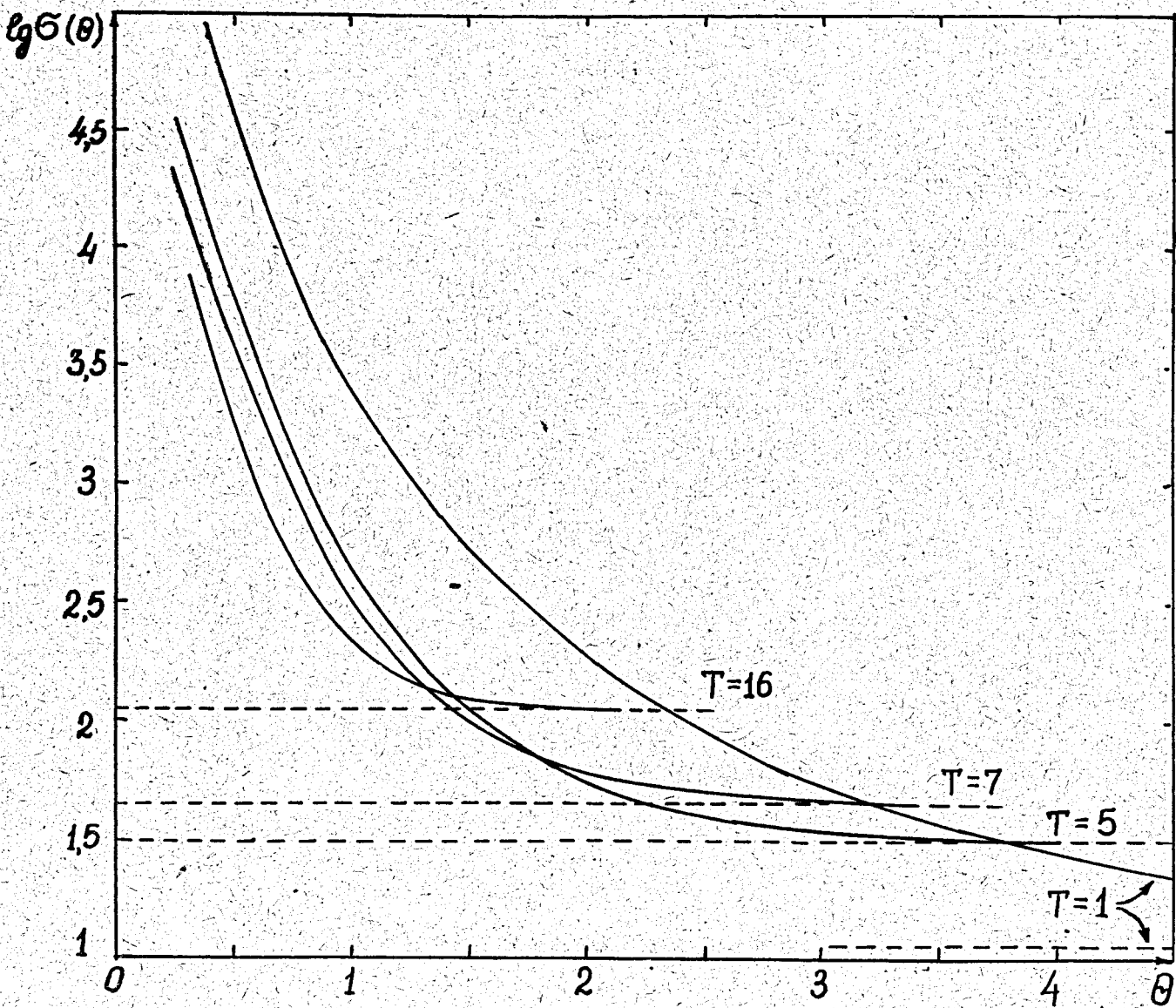


Рис. 28. Сечение упругого  $\pi^-$ -р рассеяния с учетом кулоновского взаимодействия. Указана энергия первичного  $\pi^-$ -мезона в Т в Бэв. Угол рассеяния  $\theta$  в градусах. Пунктиром отмечено сечение чисто ядерного рассеяния. Система центра масс.

Как видно, при малых углах рассеяния  $\sigma(\theta) \gg \sigma_n(\theta)$ . Приведенные на рис. 26 экспериментальные данные хорошо согласуются с вычисленными значениями  $\sigma(\theta)$ .

За исключением области очень малых углов, где основной вклад дает член с  $\theta^{-4}$  и изменения  $D_n(0)$  сказываются мало, сечение чувствительно к величине  $D_n(0)$ . Это может быть использовано для измерения  $D_n(0)$  на опыте. Кроме того, из анализа интерференционных членов можно получить оценку электрического радиуса  $a$ .

### У III. Оптическая модель

При больших энергиях, когда применимо квазиклассическое приближение, движение рассеивающейся частицы-мишени наглядно можно рассматривать как происходящее по траектории (по лучу) в среде с коэффициентами поглощения  $k(\bar{x})$  и преломления  $n(\bar{x})$ . Если изменения этих величин на протяжении длины волны  $\lambda$  малы,

$$\Delta k/k \ll 1; \quad \Delta n/n \ll 1, \quad (87)$$

то частицу-мишень можно рассматривать как оптически неоднородную среду с достаточно плавными изменениями ее свойств и применять к рассеянию частиц законы геометрической оптики. Фаза  $\eta_\rho$ , соответствующая параметру удара  $\rho = \lambda \sqrt{\ell(\ell + 1/2)} \approx \lambda \ell$ , в этом случае целиком определяется поглощением и рассеянием падающих частиц на их пути внутри частицы-мишени (см. рис. 29). Поэтому если через  $k(r)$  и  $n(r)$  обозначать коэффициенты поглощения и преломления на расстоянии  $r = \sqrt{\rho^2 + S^2}$  от центра частицы-мишени, то можно написать хорошо известные из оптики выражения:

$$\chi_\rho = \frac{1}{2} \int_0^\infty k(\sqrt{\rho^2 + S^2}) dS, \quad (88a)$$

$$\delta_\rho = \int_0^\infty n(\sqrt{\rho^2 + S^2}) dS, \quad (88b)$$

или

$$\eta(\rho) = \frac{1}{2} \int_0^\infty K(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - \rho^2}}, \quad (89)$$

где

$$K(r) = 2n(r) + ik(r).$$

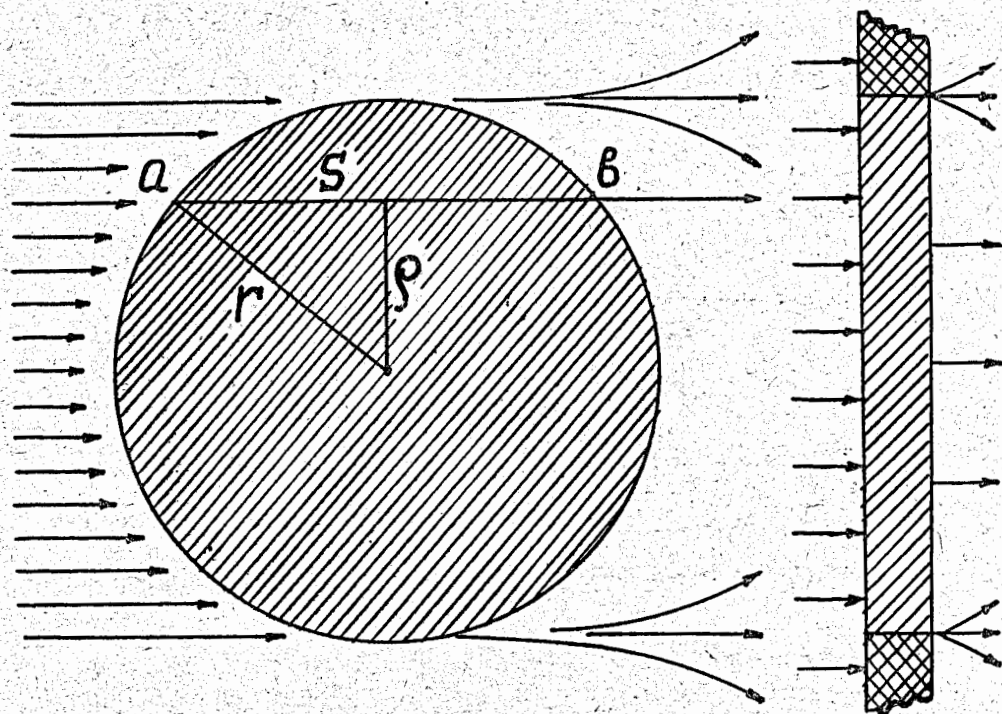


Рис. 29. Путь  $\pi$ -мезона внутри нуклона,  $\rho$  - параметр удара,  $r$  - расстояние до центра нуклона. На длине  $ab$  мезоны поглощаются. Прозрачность равна  $D(\rho) = \exp\{-2\eta(\rho)\}$ . Вне нуклона  $D(\rho) = 1$ . Дифракция, возникающая вследствие ограниченной прозрачности нуклона, в точности такая же, как и дифракция от отверстия в экране с прозрачностью  $D^*(s) = 1 - \exp\{-2\chi(s)\}$ .

(В оптике коэффициентом преломления обычно называется величина  $1 + n(r)$ ; Однако нам будет удобнее сохранить это название за  $n(r)$ ).

Из анализа экспериментальных данных можно определить коэффициенты  $n(r)$  и  $k(r)$  и получить сведения о пространственной структуре частицы-мишени по отношению к частице-лучу<sup>/3/</sup>; наоборот, задаваясь той или иной моделью внутреннего строения взаимодействующих частиц, можно георетически вычислить сечения  $\sigma_{el}$ ,  $\sigma_{in}$ ,  $\sigma_{el}$ ,  $\sigma(\theta)$ .

Предложение рассматривать частицу как поглощающую и преломляющую среду отличается прототипом и наглядностью, но вместе с тем не лишено и наивности. Во всяком случае это предложение нуждается в серьезном теоретическом обосновании.

### § 8.1. Условия существования комплексного потенциала

В настоящее время мы еще не располагаем общей теорией сильных взаимодействий. Поэтому нет вполне твердой теоретической базы для анализа значимости каких-либо приближенных методов, в частности оптической модели. Тем не менее возможны некоторые весьма общие заключения об условиях применимости этой модели, или, другими словами - комплексного потенциала взаимодействия<sup>9)</sup>. Для этого уравнение Шредингера для системы взаимодействующих частиц (для конкретности далее будем говорить о  $\pi$ -мезонах и нуклонах) запишем в виде цепочки релятивистски инвариантных уравнений в импульсном пространстве:

$$(E - H_0) \phi_i = \sum_{j \neq i} W_{ij} \phi_j, \quad (90)$$

где  $\phi_i \equiv \phi(\bar{k}_i; \bar{k}_2; \dots; \bar{k}_1)$  - волновая функция, описывающая возможное реальное или виртуальное состояние частиц при взаимодействии  $\pi$ -мезона с нуклоном;  $\bar{k}_i$  - импульсы частиц;  $E$  - полная энергия системы;  $H_0$  - гамильтониан невзаимодействующих частиц;  $W_{ij}$  - оператор взаимодействия, описывающий рождение (или поглощение) частиц при переходе  $i \rightarrow j$ .

Из всех функций  $\phi_i$  при рассмотрении оптической модели нас интересует лишь функция  $\phi_2 \equiv \psi(\bar{k}; \bar{p})$ , описывающая упругое рассеяние  $\pi$ -мезона с импульсом  $\bar{k}_1 \equiv \bar{k}$  на нуклоне с импульсом  $\bar{k}_2 \equiv \bar{p}$ . Для выделения этой функции перепишем систему уравнений (90) в виде:

$$(E - H_0) \psi = \sum_{j \neq 2} W_{2j} \phi_j, \quad (91)$$

$$(E - H_0) \phi_j = \sum_{k \neq j} W_{jk} \phi_k + W_{j2} \psi.$$

<sup>9)</sup> В изложении этого параграфа мы следуем работе /3/.



Деля второе уравнение на  $(E - H_0)$ , с помощью "элементарной матрицы рассеяния"  $\Gamma$ , равной

$$\Gamma = \delta^+ (E - H_0) W,$$

(о свойствах этой матрицы см. подробнее /93/), уравнение (91) можно представить в операторной форме:

$$\begin{aligned} (E - H_0) \psi &= W \\ \phi &= \Gamma \psi + \Gamma. \end{aligned} \quad (92)$$

Отсюда итерацией получим уравнение для интересующей нас функции  $\psi$ :

$$(E - H_0) \psi = W \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} \psi + (W \Gamma)^N \Big|_{N \rightarrow \infty}. \quad (93)$$

Если предположить, что

- а) все расходящиеся члены из этого уравнения исключены и
- б) остаточный член при  $N \rightarrow \infty$  стремится к нулю (см. /94/), то это уравнение может быть записано в виде:

$$\{E - \mathcal{G}(\bar{k}; \bar{p})\} \psi(\bar{k}; \bar{p}) = \int^{\Lambda} G(\bar{k}; \bar{p}; \bar{k}'; \bar{p}') \psi(\bar{k}'; \bar{p}') d^3(k'p'), \quad (94)$$

где оператор

$$\hat{G} = W \frac{\Gamma}{1 - \Gamma}.$$

Для реальных процессов  $E = H_0$  и матрица  $\Gamma$  из-за мнимости функции

$$\delta^+ (E - H_0) = \frac{1}{E - H_0} - i\pi \delta(E - H_0)$$

будет давать вклад в мнимую часть оператора  $\hat{G}$ . Таким образом, оператор  $\hat{G}$  является комплексным и эта комплексность обусловлена реальными неупругими процессами.

В системе центра масс  $\pi$ -мезона и нуклона, где  $\bar{k} + \bar{p} = 0$ , уравнение (94) имеет вид:

$$\{E - E_N(q) - E_{\pi}(q)\} \psi(q) = \int^{\Lambda} \hat{G}(q; q') \psi(q') d^3 q', \quad (95)$$

а в координатном представлении

$$\{E - H_N(\bar{x}) - H_\pi(\bar{x})\} \psi(\bar{x}) = \int \hat{F}(\bar{x}; \bar{x}') \psi(\bar{x}') d^3x', \quad (96)$$

где  $H_N(\bar{x})$  и  $H_\pi(\bar{x})$  - гамильтонианы свободного движения  $\pi$ -мезона и нуклона.

Взаимодействие этих частиц в общем случае определяется нелокальным оператором  $\hat{F}(\bar{x}; \bar{x}')$ . Однако, если исходная система уравнений (90) локальна, то нелокальность в (96) представляет собой лишь результат записи в координатном представлении того факта, что взаимодействие зависит от скоростей:

$$\int F(\bar{x}; \bar{x}') \psi(\bar{x}') d^3x' = F(\bar{x}; \nabla^2) \psi(\bar{x}),$$

где  $F$  - комплексный оператор взаимодействия, зависящий от скоростей частиц:

$$\begin{aligned} F(\bar{x}; \nabla^2) &= \sum_k 1/k! \int F(\bar{x}; \bar{x}') [(\bar{x}' - \bar{x}) \frac{\partial}{\partial \pi(\bar{x})}]^k d^3x' = \\ &= \sum_k 1/k! F_k(\bar{x}) \sqrt{\nabla^2}^k. \end{aligned} \quad (97)$$

Как видно, вообще говоря, не существует комплексного потенциала, который можно было бы связать с оптическими показателями преломления и поглощения  $\pi$ -мезонных волн внутри нуклона. Однако в случае применимости геометрической оптики

$$\psi(\bar{x}) = \psi_0(\bar{x}) e^{ikx} \quad \text{и} \quad \frac{\partial \psi(\bar{x})}{\partial x_i} = 0. \quad (98)$$

В этом случае оператор (97) сводится к зависящему от импульса частицы комплексному потенциалу

$$F(\bar{x}; \nabla^2) \rightarrow F(\bar{x}; \bar{k}),$$

т.е. условия применимости геометрической оптики совпадают с условием существования комплексного потенциала в уравнении Шредингера. В тех же областях нуклона, где амплитуда  $\pi$ -мезонной волны заметно меняется на протяжении длины волны  $\lambda$ , следует использовать более общие соотношения.

Применимость оптической модели улучшается при переходе к меньшим длинам-волн.

Другой подход к анализу ядерной структуры, основанный на аппарате матри-

цы рассеяния, недавно предложен в работе /85/. Структура взаимодействующих частиц при этом характеризуется некоторым эффективным потенциалом, который на больших расстояниях совпадает с комплексным потенциалом взаимодействия и его обычном понимании, а на малых расстояниях является некоторой формальной величиной не имеющей простого физического смысла.

### § 8.2. Вычисление оптических коэффициентов

Интегральное уравнение (89) определяет коэффициент  $K(r)$  через значения фаз  $\eta(\rho)$ . Заменой переменных  $r^2 = u \cdot \rho^2 = V$  и функций  $\eta(\sqrt{V}) = \eta^*(V)$ ,  $K^*(u) = K(\sqrt{u})$  это уравнение сводится к уравнению Абеля /74/:

$$\eta^*(V) = \frac{1}{4} \int_v^\infty K^*(u) \frac{du}{\sqrt{u-v}}$$

решение которого хорошо известно /86/:

$$K^*(t) = -4/\pi \int_t^\infty \frac{d\eta^*(v)}{dv} \frac{dv}{\sqrt{v-t}} = -4/\pi \int_{r^2}^\infty \frac{d\eta(\rho)}{d\rho} \frac{d\rho}{\sqrt{\rho^2 - r^2}} \quad (89)$$

Эта формула удобна в тех случаях, когда известно аналитическое выражение  $\eta = \eta(\rho)$  /10/; однако для вычисления  $K(r)$  по экспериментальным значениям фаз  $\eta_\ell$  более удобно численное решение интегрального уравнения (89) /84/. Для этого уравнения (89) заменяются системой линейных алгебраических уравнений "треугольной" формы:

$$\chi_\ell = \sum_{\ell'=0}^L k(r_{\ell'}) \Delta_{\ell\ell'}; \quad \ell = 0; 1; 2; \dots; L, \quad (100a)$$

$$\delta_\ell = 2 \sum_{\ell'=0}^L n(r_{\ell'}) \Delta_{\ell\ell'}; \quad \ell = 0; 1; 2; \dots; L, \quad (100b)$$

где

10) Формула (89) получена также сотрудниками Физического института в Будапеште Домокошем и Себастьяном. Я благодарен Г.Домокошу за ознакомление с результатами его неопубликованных вычислений. Аналитическое решение уравнения (89) рассматривалось также в работе /81/.

$$\Delta \rho_{\ell} = \frac{1}{2} \int_{\rho_{\ell}}^{\rho_{\ell+1}} \frac{r d^2}{\sqrt{r^2 - \rho_{\ell}^2}} = \sqrt{\rho_{\ell+1}^2 - \rho_{\ell}^2} - \sqrt{\rho_{\ell}^2 - \rho_{\ell}^2} ; \quad (101)$$

$$r_{\ell} = (\rho_{\ell+1} - \rho_{\ell}) / 2 ;$$

$L$  - полное число фаз.

Более мелкое разбиение интервала интегрирования не дает улучшения точности, так как из рассеяния частиц с длиной волны  $\lambda$  нельзя получить информацию о пространственных областях  $\Delta r < \lambda$ .

В таблице XIV и на рис. 30 приведены значения коэффициента поглощения  $k(r)$ , вычисленные по фазам из таблицы XII. Наиболее точно величина  $k(r)$  определяется в области средних значений  $r$ ; при малых и при больших  $r$  вычисленный коэффициент поглощения даже по порядку величины может не совпадать с истинным (ср. рис. 21). Для более точных заключений необходимо значительное увеличение точности измерений сечения  $\sigma(\theta)$ , и в первую очередь - в области больших углов.

В таблице XIV приведены также значения среднеквадратичных ядерных радиусов нуклона

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int r^2 k(r) d^3 x}{\int k(r) d^3 x} . \quad (102)$$

Величина этих радиусов оказывается приблизительно той же, что и величина "электрического" и "магнитного" радиусов протона  $\langle r_{e,m}^2 \rangle^{1/2} = (0,8 + 0,04) \cdot 10^{-13}$  полученных из опытов с рассеянием быстрых электронов. Однако в отличие от последнего случая, где геометрические размеры частицы-луча (электрона) намного меньше размеров нуклона, и из опытов с рассеянием можно непосредственно получить сведения о распределении электрического заряда и магнитного момента в нуклоне; в случае рассеяния ядерных частиц размеры рассеивающейся частицы одного порядка с размерами нуклона и коэффициент  $k(r)$  сложным интегральным образом зависит от плотностей ядерного вещества обеих взаимодействующих частиц.

Таблица XIV

Оптический коэффициент поглощения  $K(z)$ (в единицах  $10^{+13}$  см)

$z \cdot 10^{13}$ см	$\rho$ -р T=6,15 БэВ	$\bar{\rho}$ -р T=2 БэВ	$\pi$ -р T=6,65 БэВ	$\kappa$ -р T=1,5 БэВ
0,1	2,65	$\infty$	1,45	0,34
0,2	2	$\infty$	1,14	0,28
0,3	1,4	$\infty$	0,94	0,24
0,4	1	$\infty$	0,75	0,21
0,5	0,7	2,2	0,59	0,17
0,6	0,5	1,3	0,46	0,13
0,7	0,34	0,85	0,33	0,1
0,8	0,24	0,59	0,24	0,07
0,9	0,18	0,39	0,18	0,045
1,0	0,13	0,26	0,13	0,025
1,1	0,1	0,19	0,09	0,008
1,2	0,05	0,13	0,05	
1,3	0,03	0,09	0,025	
1,4	0,02	0,04	0,017	
1,5	0,01	0,02	0,007	
$\langle z^2 \rangle^{1/2} \cdot 10^{13}$ см	0,81	-	0,8	0,72

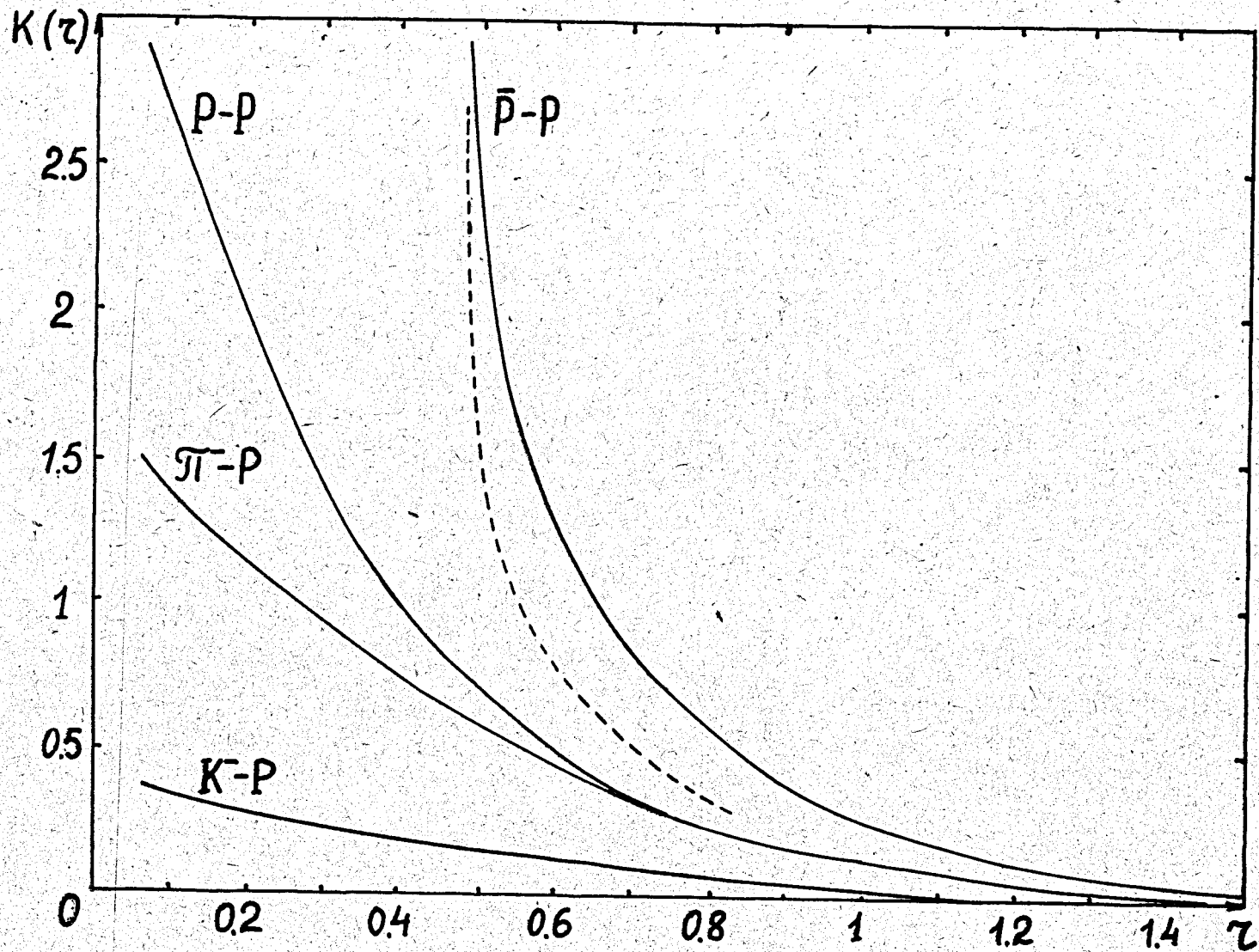


Рис. 30. Оптический коэффициент поглощения  $k(\tau)$ .  
 Пунктирной кривой указана разность  $k_{\bar{p}\rho}(\tau) = k_{\bar{p}\rho}(\tau) - k_{\rho\rho}(\tau)$ .  
 Значения  $k(\tau)$  даны в единицах  $10^{13}$  см.  
 $\tau$  - расстояние от центра нуклона в единицах  $10^{-13}$  см.

По своему физическому смыслу оптический коэффициент поглощения

$$k(r) = \sigma \rho(r), \quad (103)$$

где  $\rho(r)$  — некоторая усредненная плотность ядерного вещества, а  $\sigma$  — сечение поглощения падающей частицы, которое, вообще говоря, зависит от ее энергии.

Если частица-мишень неоднородна по своему составу (например, при малых параметрах удара следует учитывать керн нуклона), то  $k(r)$  определяется суммой членов типа (103):

$$k(r) = \sigma_1 \rho_1(r) + \sigma_2 \rho_2(r) + \dots \quad (104)$$

Так как точность известных в настоящее время экспериментальных данных невелика и значения  $k(r)$  в области малых  $r$  определяются очень плохо, то формулы (103) и (104) практически приводят к одинаковым результатам, если сечения взаимодействия с керном и периферией не сильно различаются по своей величине. Как показали расчеты, в случае  $p$ - $p$  взаимодействий, а также при взаимодействии протонов с  $\pi$  и  $k$ -мезонами формула (103) является хорошим приближением.

Аналогичное выражение является хорошим приближением также для коэффициента преломления:

$$n(r) = \sigma_{nd} \rho(r). \quad (106)$$

Из рис. 30 видно, что при  $r \geq 0,5 \cdot 10^{-13}$  см значения коэффициента  $k(r)$  в случае  $\pi$ - $p$  и  $p$ - $p$  взаимодействий практически совпадают. Это указывает на то, что сечение  $\sigma(\pi\pi)$  одного порядка величины с сечением  $\sigma(\pi N)$ . Различию коэффициентов  $k(r)$  при малых значениях  $r$  нельзя придавать серьезного значения, так как в этой области величина  $k(r)$  определяется очень неточно.

С точки зрения модели, в которой нуклон и антинуклон состоят из ядра и мезонной оболочки, следовало бы ожидать, что на больших расстояниях  $r \geq 10^{-13}$  см величина поглощения в случае  $p$ - $p$  и  $\bar{p}$ - $p$  взаимодействий будет приблизительно одинаковой (ср. § 2.2 из работы <sup>-/2/</sup>). Однако вычисленные значения  $k(r)$  различаются более чем вдвое. По-видимому, это связано с тем, что для расчетов использовались очень неточные значения дифференциального сечения  $\bar{p}$ - $p$  рассеяния.

На малых расстояниях поглощение антинуклонов значительно превосходит поглощение протонов и  $\pi$ -мезонов. Это можно объяснить большим сечением аннигиляции ядер протона и антипротона. Разность  $k_c(r) = k_{\bar{p}p}(r) - k_{pp}(r)$  характеризует структуру ядра. Из приведенных значений  $k(r)$  следует, что удвоенный радиус ядра  $2r_c \sim 0,4 \cdot 10^{-13}$  см, т.е.  $r_c \sim \hbar/MC$ .

Значения коэффициента  $k(r)$  в случае  $k-\rho$  взаимодействия значительно ниже, чем в других случаях. Возможно, это связано с тем, что сечение  $\sigma_{el}$ , на которое нормировано сечение  $\sigma(\theta)$  в работе /80/, является сильно заниженным. Если для нормировки использовать значение  $\sigma_{el}$ , полученное экстраполяцией из области меньших энергий, то коэффициенты  $k_{kp}(r)$  и  $k_{pp}(r)$  оказываются одного порядка величины. Однако не ясно, насколько такая экстраполяция сечения  $\sigma_{el}$  законна. Этот вопрос требует еще уточнения.

Выше отмечалось, что при  $T \gg 1$  Бэв энергетическая зависимость фаз  $\chi(\rho)$  становится очень слабой. С точки зрения оптической модели это означает, что при больших энергиях становятся не зависящими от энергии сечения  $\sigma$  в формулах (103) и (104). При меньших энергиях коэффициент поглощения можно приближенно записать в виде:

$$k(T; r) = \kappa(T) k^*(r), \quad (107a)$$

где  $\kappa(T) = \sigma(T) / \sigma(T^*)$ , а  $k^*(r) \equiv k(T^*; r)$  - коэффициент поглощения, известный из опытов при некоторой энергии  $T = T^*$ .

В таком же виде можно представить коэффициент преломления:

$$n(T; r) = \nu(T) k^*(r). \quad (107b)$$

Функции  $\kappa(T)$  и  $\nu(T)$  можно определить из сравнения с экспериментальными сечениями  $\sigma_t(T)$ ,  $\sigma_{in}(T)$ ,  $\sigma_{el}(T)$ . Для этого в формулах (23)-(25) следует положить

$$\chi_\rho(T) = \kappa(T) \chi_\rho^*; \quad \delta_\rho(T) = \nu(T) \delta_\rho^*, \quad (108)$$

где фазы  $\chi_\rho^*$  и  $\delta_\rho^*$  определены с помощью формул (88) по известным значениям  $k^*(r)$ .

На рис. 2, 5, 7 (пунктиром) указаны сечения  $\sigma(\theta)$ , вычисленные по определенным таким образом значениям  $\kappa(T)$ . Как видно, эксперимент и теория хорошо согласуются.



Однако, как показали расчеты /97/, значения  $\nu(T)$  таким способом определяются очень неточно; изменение величины сечений всего лишь на 1%-2% вызывает изменение  $\nu(T)$  порядка 50%.

В случае  $\pi-N$  взаимодействий можно получить значительно большую точность, если для определения  $\nu(T)$  использовать вычисленные с помощью дисперсионных соотношений значения реальной части амплитуды  $D(T;0)$ . К сожалению, в других случаях этим способом можно определить  $\nu(T)$  снова лишь по порядку величины, так как значения  $D(T;0)$  известны недостаточно точно.

Если значения  $\kappa(T)$  известны, то по формулам (22) и (28) нетрудно вычислить величину реальной части амплитуды  $D(T;\theta)$  (см.рис. 31) и сечение недифракционного рассеяния

$$\sigma_{nd}(\theta) = \sigma(\theta) - \sigma_d(\theta) \equiv \sigma(\theta) - \sigma(\theta) \Big|_{\delta_e=0} \quad (109)$$

для углов  $\theta > 0$ .

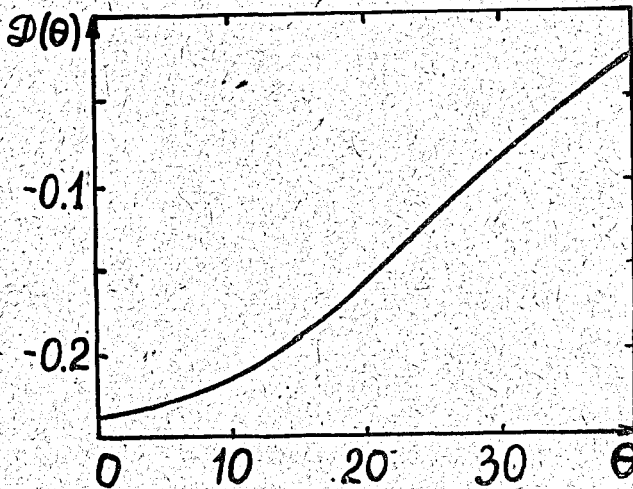


Рис. 31. Реальная часть амплитуды упругого  $\pi^-p$  рассеяния при энергии  $T=1,72$  Бэв (в единицах  $10^{-13}$  см).

### § 8.3. Возможный экспериментальный критерий существования элементарной длины

В последние годы неоднократно высказывалась мысль, что на самом деле может существовать предел применимости обычного пространственно-временного описания структуры частиц, связанный с существованием некоторой "элементарной длины"<sup>11)</sup>. Эта мысль нашла свое выражение в различных вариантах теории "нелокального поля" или "нелокального взаимодействия". (См., например, работы /98-100/, где приведена подробная библиография). С чисто эмпирической точки зрения можно было бы говорить о нелокальности, когда окажется невозможным использовать упругое рассеяние частиц как средство изучения их структуры.

Если при  $\lambda \rightarrow 0$  все упругое рассеяние некоторой внутренней области  $r < r_0$  будет стремиться к дифракционному рассеянию на "черном шарике" радиуса  $r_0$ , то упругое рассеяние уже не будет давать никакой информации о внутренней структуре этой области, и максимальная информация будет ограничена сведениями о внешних размерах "шарика". В этом случае вместо описания пространственно-временной структуры более важным станет вопрос о возможных каналах превращения частицы при ее взаимодействиях с частицей луча. Величина  $r_0$  с этой точки зрения и есть тот масштаб длины, который определяет истинную нелокальность, т.е. предел применимости пространственно-временного описания структуры частицы.

По смыслу сказанного, размер нелокальности  $r_0$  не должен являться какой-то универсальной мировой постоянной, а может зависеть от рода взаимодействия.

Таким образом, с чисто эмпирической точки зрения вопрос о нелокальности связан с асимптотическим поведением коэффициента  $k(r)$  (или более обще, фазы  $\eta_e$ ) при  $r \rightarrow 0$  и  $T \rightarrow \infty$ .

Из приведенного в предыдущем параграфе оптического анализа видно, что намечается тенденция к возникновению "черноты" в центральной области нуклона. Однако, каково будет поведение коэффициента поглощения при переходе к еще более малым значениям  $r$  ( $r_{\min} \approx \lambda$ ) еще совершенно неясно.

11) В изложении этого параграфа мы следуем работе /84/.

Из формулы (70) видно, что существование "черной" области  $\Gamma < \Gamma_0$  накладывает ограничение на сечение  $\sigma/\theta$ :

$$\int_0^\pi \sqrt{\sigma(\theta)} J_0\left(\frac{\Gamma \sin \theta}{\lambda}\right) \sin \theta d\theta \rightarrow \chi \quad (110)$$

при  $\Gamma < \Gamma_0$  и  $T \rightarrow \infty$ .

Дальнейшее изучение энергетической зависимости упругого рассеяния имеет принципиальное значение.

Минимальный масштаб пространственно-временного описания  $\Gamma_0$ , определяемый размером "черного шарика", может быть введен в теорию релятивистски-инвариантным образом. Для этого фазу рассеянной волны  $\eta_e$ , которая является инвариантом, будем рассматривать как функцию двух инвариантных величин

$$D = \frac{\Gamma_\mu \Gamma^\mu}{P_\mu P^\mu} \quad F = p_\mu p^\mu + \frac{(p_\mu P^\mu)^2}{P_\mu P^\mu} \quad (111)$$

где

$$\Gamma_\mu = \xi_{\mu\nu\alpha\beta} M_{\alpha\beta} P_\nu$$

$\xi_{\mu\nu\alpha\beta}$  — полностью антисимметричный единичный тензор четвертого ранга;  $M_{\alpha\beta}$  — антисимметричный тензор момента количества движения;  $P_\mu$  — четырехмерный вектор энергии-импульса всей системы в целом;  $p_\mu$  — такой же вектор для относительного движения рассеивающейся частицы и частицы-мишени<sup>12)</sup>.

С помощью этих инвариантов "черный шарик" можно определить как условие на фазу:

$$\eta_e = i\infty \quad , \quad \text{если} \quad D/F < \Gamma_0^2 ; \quad (112)$$

при  $D/F > \Gamma_0^2$  фаза  $\eta_e$  является конечной величиной.

В обоих случаях  $F \geq P_0^2$ , где  $P_0$  — некоторый достаточно большой импульс, определяющий наступление "черноты".

Величина  $D/F$  является оператором, поэтому неравенство (112) определено для его собственных значений. В системе центра масс, где  $P_\mu = 0$ ,

12) Инвариантные величины (111) впервые были рассмотрены в работах /101,102/.

$$\frac{D}{F} = \frac{M^2}{p^2} = \frac{\ell(\ell+1)}{p^2} \quad (113)$$

Здесь  $M$  - трехмерный момент количества движения, а  $p$ -трехмерный импульс относительного движения. Как видно, величина  $D/F$  релятивистски инвариантным образом определяет параметр столкновения.

#### 8.4. Спиновая и изотопическая зависимость оптических коэффициентов

Как уже отмечалось в § 6.3, при учете спинов и изотопических спинов амплитуда рассеяния имеет значительно более сложный вид, чем (22). Фазы рассеяния в этом случае зависят, вообще говоря, не только от орбитального числа падающей частицы  $\ell$ , но и от орбитального числа рассеянной частицы  $\ell' \neq \ell$ :  $\eta = \eta_{pp}(S; J)$ . ( $S$  - суммарный спин,  $J$  - момент сталкивающихся частиц <sup>161/</sup>). Однако для фаз можно по-прежнему использовать оптические выражения (88) и (89), если учесть, что параметр удара, а, следовательно, и поглощение падающих частиц внутри частицы-мишени, определяются орбитальным числом  $\ell$ ; значения  $\ell'$  следует рассматривать при этом как параметр, определяющий спиновую зависимость оптических коэффициентов. Кроме того, в формулах (88) и (89) добавится изотопический индекс  $\tau$ .

Если снова предположить, что для оптических коэффициентов справедливы приближенные выражения (107), то из сравнения с экспериментальными сечениями и данными по поляризации можно определить значения  $\kappa_{S, \tau}(T)$  и  $\nu_{S, \tau}(T)$ . К сожалению, известные в настоящее время экспериментальные данные очень неточны и, как показали расчеты, для их описания пригоден широкий интервал значений  $\kappa_{S, \tau}$  и  $\nu_{S, \tau}$ .

Нетрудно показать, что поляризация рассеянных частиц обращается в нуль, если  $n_{S, \tau} = 0$  или  $k_{S, \tau} \rightarrow \infty$ . (Ср. § 6.2 и работу <sup>103/</sup>).

#### IX. Заключительные замечания

Таким образом, все известные экспериментальные данные по упругим взаимодействиям быстрых частиц можно объяснить теоретически. Однако это обусловлено не столько качеством теории - как мы видели выше, теория упругих

взаимодействий при больших энергиях еще только начинает развиваться — сколько грубостью экспериментальных данных. Так как в настоящее время нет последовательной теории сильных взаимодействий, то объяснение экспериментальных данных по необходимости связано с построением полуфеноменологических модельных теорий, подобных описанной выше оптической теории. Для дальнейшего развития таких теорий нужны новые экспериментальные факты.

Если оставаться в пределах 10–20%-ых точностей, с которыми выполняется в настоящее время большинство измерений, то трудно ожидать, чтобы в области энергий порядка нескольких десятков Бэв удалось получить существенно новые результаты. Дальнейший прогресс прежде всего связан со значительным повышением точности измерений и улучшением их методики.

В настоящее время несравненно более важными являются повторные измерения при одной и той же энергии с целью набора статистики и исключения систематических ошибок, чем “10–20%-ые измерения” при нескольких энергиях.

Можно указать следующие вопросы, экспериментальное исследование которых представляет наибольший интерес:

1. Точные измерения сечения  $\sigma(\theta)$  при возможно большей энергии рассеивающихся частиц. Такие измерения дадут возможность уточнить наши сведения об оптических коэффициентах и определить точки, в которых оптическая теория не согласуется с опытом. Особый интерес представляют измерения в области больших углов, так как отсюда можно получить сведения о структуре центральных областей частиц — их ядрах.

2. Измерение угловых распределений при  $p-p$  и  $\bar{p}-p$  рассеянии в области энергий 5–10 Бэв, где сечения  $p-p$  и  $\bar{p}-p$  взаимодействий еще существенно различаются, а длина волны  $\lambda$  уже достаточно мала. (Можно ожидать, что при больших энергиях сечения  $\sigma(\theta)$  в случае  $p-p$  и  $\bar{p}-p$  будут одинаковы). Из сравнения угловых распределений можно получить сведения о ядрах нуклона и антинуклона, взаимодействием которых в основном обусловлены процессы аннигиляции. Особое внимание следует уделить области больших углов.

3. Для оценки величины сечения  $k-\pi$  взаимодействия очень важно знать точные значения сечения  $\sigma(\theta)$  для  $k-p$  рассеяния. Как мы видели выше,

точность измерений в настоящее время невелика и значения коэффициента поглощения  $k(r)$  определяются очень неточно.

4. Для вычисления реальных частей амплитуды упругого  $p-p$ ,  $\bar{p}-p$  и  $k-p$  рассеяния очень важно определить на опыте сечение  $\sigma(0)$  при каком-либо значении энергии  $T \gg 1$  Бэв. Так как в области малых углов большой вклад дает кулоновское рассеяние, то практически для этого необходимо выполнить достаточно точные измерения в неточном интервале углов около  $\theta=0$ . После вычитания кулоновского рассеяния это определит нормировочные постоянные в теоретических выражениях для  $D(T)$ . Дополнительные сведения можно получить из анализа интерференции кулоновского и ядерного рассеяния.

Для более точного определения  $D(T)$  необходимы измерения при нескольких энергиях  $T \geq 1$  Бэв.

5. В настоящее время почти ничего не известно о спиновой зависимости взаимодействий при больших энергиях. Поэтому измерение поляризации при  $T > 1$  Бэв также представляет значительный интерес.

Исследование всех этих вопросов позволит уточнить и детализировать теорию и подготовить программу дальнейших исследований.

Понятно, что огромный интерес представляют все измерения при энергиях  $T \gg 10$  Бэв. Возможно, что даже грубые измерения при таких больших энергиях могут дать качественно новые результаты. Однако точные измерения в области меньших энергий представляют в настоящее время особый интерес. Пока не будут выполнены такие измерения, трудно ожидать значительного прогресса в наших знаниях.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Д.И.Блохинцеву за многочисленные обсуждения и ценные советы. Мне приятно также поблагодарить В.Г.Гришина, Э.К.Михул, Э.Н.Цыганова и Б.А.Шах-базяна за полезные обсуждения и замечания.

Л и т е р а т у р а

1. В.С.Барашенков. УФН, 72, 53, 1960; 73, 589, 1961.
2. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев. препринт ЛТФ ОИЯИ Р-724, 1961 (направлено в Fortschr. d. Phys.) (учет)
3. Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов. УФН, 68, 417, 1959.
4. R. Hofstadter. Материалы 9-й Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1959 г.
5. L.I. Schiff. Материалы 9-й Международной конференции по физике высоких энергий, Киев 1959 г.
6. "К физике нейтрино высоких энергий", сборник статей под редакцией М.А.Маркова; препринт ОИЯИ, Д-577 (1960).
7. V.S.Barashenkov; Fortschr. d. Phys. 9, 49 (1961).
8. D.I.Blokhinzev, V.S.Barashenkov, Wang Dghunh, E.K.Mihul, Huang Tzu-tzan, Hu Shi-kei;
9. В.Г.Гришин, В.А.Никитин, М.И.Подгоревский. Препринт ОИЯИ, Р-480 (1960).
10. L.W.Smith, A.W. Mc Reynolds, G.Snow; Phys. Rev. 97, 1186 (1955).
11. W.N.Hess; Rev. Mod. Phys. 30, 368 (1958).
12. T.W.Morris, E.C.Fowler, I.D.Garrison; Phys. Rev. 103, 1472 (1956).
13. W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittemore, V.T.Cocconi, E.Hart, M.M.Block, E.M.Harth, E.C.Fowler, I.D.Garrison, T.W.Morris; Phys. Rev. 103, 1489 (1956).
14. C.W.Caysey; UCRL - 3413, 1956.
15. P.I.Duke, W.O.Lock, P.V.March, W.M.Gibson, I.C.Mc Ewen, I.S.Hughes, H.Mnrthead; Phys. Rev. 2, 204 (1957).
16. I.Dowell, W.Frisken, G.Martinell, B.Musgrave; Phys. Rev. Proc. Phys. Soc. 74, 625 (1959).  
(см. также материалы 9-й Международной конференции по физике высоких энергий, ЦЕРН, 1958 г.).
17. A.P.Batson, B.B.Cilwick, H.B.Klepp, L.Riddiford; Proc. Roy. Soc. 251, 233 (1959).
18. A.P.Batson, B.B.Culwick, I.G.Hill, L.Riddiford; Proc., Roy. Soc. 251, 218 (1959).
19. I.D.Dowell, W.R.Frisken, G.Martelli, B.Musgrave, H.B. van der Raay, R.Rubinstein; Nuovo Cim. 18, 818 (1960).

20. W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittemore; Phys. Rev. 103, 1479 (1956).
21. B.Cork, W.A.Wentzel, C.W.Causey; Phys. Rev. 107, 859 (1957).
22. M.M.Block, E.M.Harth, V.T.Cocconi, E.Hart, W.B.Fowler, P.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittemore; Phys.Rev. 103, 1484 (1956).
23. G.Smith, H.Conrant, E.Fowler, H.Kraybill, I.Sandwiss, H.Taft;  
Материалы 10-й Международной конференции по физике высоких энергий,  
Рочестер, 1960 год.
24. С.А.Азимов, Г.Г.Арушанов, А.А.Юлдашев. Докл. АН УзССР (в печати).
25. R.Cester, T.F.Hoang, A.Kernan; Phys. Rev. 103, 1443 (1956).
26. W.M.Preston, R.Wilson. I.C.Streel; Phys. Rev. 118 579 (1960).
27. C.W.Causey; UCRL - 3413, 1956.
28. R.M.Kalbach, I.L.Lord, C.H.Tsao; Phys. Rev. 113, 325 (1959).
29. А. Златева, П.К.Марков, А.Г.Плева, Л.Г.Христов, Х.М.Чернев. Докл. Болгарской АН (в печати).
30. Н.Богачев, С.Бунятов, Ю.Мерехов, В.Сидоров, В.Ярба. Материалы 9-й Международной конференции по физике высоких энергий, Киев 1959 г.
31. Л.Ф.Кириллова, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранов, Б.А.Шахбазян и др. Материалы 10-й Международной конференции по физике высоких энергий, Рочестер, 1960г.
32. V.T.Cocconi и др. Материалы Международной конференции по теоретическим аспектам явлений при очень высоких энергиях, ЦЕРН июнь 1961 г.
33. P.Bareure, I.F.Detoene, L.W.Smith, R.D.Tripp, L.Van.Rossum; Nuovo Cimento 20, 1049 (1961).
34. В.А.Никитин, В.А.Свиридов, К.Д.Толстов. Препринт ОИЯИ Р-677 (1961).
35. E.T.Feld, B.C.Maglic; Phys. Rev. Lett. 1, 10 (1958).
36. R.I.Homer, G.W.Hutchinson, W.K. McFarlane, A.W.O'Dell, R.Rubinstein, E.I.Sacharidis; Nuovo Cimento 16, 1132 (1960).
37. В.А.Никитин, Э.Н.Цыганов. Препринт ОИЯИ, Д-625 (1960).
38. I.Lannutti, G.Lynch, B.Maglic, M.L.Stwenson, Nguyen-h-Xuong;  
Материалы 10-й Международной конференции по физике высоких энергий,  
Рочестер, 1960 г.
39. R.Azmenteros, C.A.Coombes, B.Cork, G.R.Lambertson, W.A.Wentzel;  
Phys. Rev. 119, 2068 (1960).
40. L.Baggett; UCRL - 8302 (цитируется по /41/).
41. I.W.Cronin; Phys. Rev. 118, 824 (1960).



42. W.P.Walker, F.Hushfar, W.D.Shephard; Phys.Rev. 104, 526 (1956).
43. C.D.Wood, T.I.Devlin, I.A.Helland, M.S.Longo, B.I.Moger, V.Perez-Mendez; Phys.Rev.Lett. 6, 481 (1961).
44. S.Bergia, L.Bertocchi, V.Borelli, G.Brantti, L.Chersovani, L.Lavatelli, A.Minguzzi-Ranzi, R.Tosi, P.Waloschek, V.Zoboli; Nuovo Cimento 15, 551 (1960).
45. A.R.Erwin, Jr, I.K.Kopp; Phys. Rev. 109 1364 (1958).
46. I.Derado, N.Schmitz; Phys. Rev. 118, 309 (1960).
47. L.Bertanza, R.Carrara, A.Drago, P.Franzini, I.Manelli, G.V.Silvestrini, P.H.Stoker; Nuovo Cimento 19, 467 (1961).
48. M.Chretien, I.Leitner, N.P.Samios, M.Schwartz, I.Steinberger; Phys. Rev. 108, 383 (1957).
49. L.M.Eisberg, W.B.Foler, R.M.Lea, W.D.Shephard, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittemore; Phys. Rev. 97, 797 (1955).
50. W.D.Walker, I.Craussard; Phys.Rev. 98, 1416 (1953).
51. R.C.Whitten, M.M.Block; Phys. Rev. 11, 1676 (1958).
52. М.Г. Мешеряков. Частное сообщение.
53. G.Maenchen, W.B.Fowler, W.M.Powell, R.W.Wright; Phys. Rev. 108, 850 (1957).
54. R.G.Thomas, Jr; Phys.Rev. 120, 1015 (1960).
55. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао, В.Г.Иванов, Ю.В.Катышев, Е.Н.Кладницкая, Л.А.Кулюкина, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, С.З.Отвиновский, М.И.Соловьев, Р.Сосновский, М.Д.Шафранов. ЖЭТФ, 38, 426 (1960).
56. I.K.Kopp, A.M.Shapiro, A.R.Erwin; Phys. Rev. 123. 301 (1960).
57. L.O.Roellig; Dissertation, p. 349, University of Michigan, 1959.
58. L.O.Roellig, D.A.Ylaser; Phys. Rev. 116, 1001 (1959).
59. I.C.Brisson, I.F.Detoenf, P.Falk-Vairant, L. van Rossum, G.Valladas; preprint Saclay 1960.
60. V.Cook, B.Cork, T.Hoang, D.Keefe, L.Kerth, W.Wentzel, T.Zipf; Phys. Rev. 123, 320 (1961).
61. А.М.Балдин, В.И.Гольданский, И.Л.Розенталь. "Кинематика ядерных реакций", Физматгиз, Москва, 1959 г.
62. В.С.Барашенков, Сянь Дин-чан. ДАН СССР, 134, 65 (1960).
63. V.S.Barashenkov, Fortschr. d. Phys.9, 42 (1960).
64. M.L.Goldberger, Y.Nambu, R.Oehme; Ann. of Phys. 2, 226 (1957).