

3
509
-24

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P - 509

В.С. Барашенков

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

УФН, 1960, т. 72, в. 1, с. 53-54.

Дополнение к статье см.: УФН, 1961,
т. 73, в. 3, с. 589

Дубна 1960 год

В.С. Барашенков

609/8 чр.

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал "Успехи физических наук".

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

С о д е р ж а н и е

	Стр.
1. Введение	3
2. Экспериментальные данные	4
2.1. Взаимодействие нуклонов	5
2.2. Взаимодействие $\bar{\kappa}$ -мезонов с нуклонами	12
2.3. Взаимодействие нуклонов с антинуклонами	18
2.4. Взаимодействие К-мезонов с нуклонами	22
2.5. Взаимодействие π и К-мезонов с $\bar{\pi}$ -мезонами	26
3. Теоретическая интерпретация экспериментальных данных	27
3.1. Постоянство сечений взаимодействия при больших энергиях	27
3.2. Равенство сечений взаимодействия частиц и античастиц	28
3.3. Зависимость сечений от изотопических спинов	30
3.4. Зависимость сечений от спинов сталкивающихся частиц	35
4. Заключительные замечания. Вопросы к экспериментаторам	36
Приложение	37

1. В в е д е н и е

В последние годы получено большое количество новых данных о сечениях взаимодействия частиц при больших энергиях. В основном эти данные получены на трех больших ускорителях: космотроне в Брукхэвене, бэватроне в Беркли и синхрофазотроне в Дубне. Максимальная энергия протонов, ускоренных в этих машинах, E_{\max} , составляет соответственно 3; 6, 2 и 10 Бэв, а максимальная энергия π -мезонов, генерируемых при столкновениях этих протонов с ядрами мишени, приблизительно 2, 5; 5,5 и 9 Бэв. Большие плотности пучков ускоренных частиц позволяют провести прецизионные измерения.

Лишь незначительная часть данных получена в опытах с космическими лучами. Трудности измерений обуславливают здесь сравнительно малую точность полученных результатов. Измеренные величины являются, как правило, усредненными по большим интервалам энергии. Однако эта малая часть данных имеет важнейшее значение, так как дает нам информацию о взаимодействии частиц при гигантских энергиях в сотни и тысячи Бэв. Если синхрофазотрон в Дубне дает возможность проникнуть вглубь вещества до расстояний $\lambda \sim 1/E_{\max}^{1/2} \approx 10^{-14}$ см, то опыты с космическими лучами, по-видимому, еще долго останутся единственным средством изучения пространственно-временных масштабов

$$\lambda \sim 10^{-15} \text{ см} \div 10^{-18} \text{ см.}$$

Экспериментальные данные о сечениях взаимодействия протонов и нейтронов с протонами при энергиях $E = /0,01 \div 6,2/$ Бэв собраны в обзоре Хесса^{1/1/}. Однако сейчас имеется много новых данных, особенно в области больших энергий $E \gg 1$ Бэв, позволяющих сделать некоторые важные теоретические заключения. Экспериментальные данные о сечениях взаимодействия частиц других сортов разбросаны по многим оригинальным статьям, что сильно затрудняет использование этих данных.

Далее будут подробно рассмотрены экспериментальные данные о сечениях взаимодействия частиц различных сортов при энергиях $E \gg 0,8$ Бэв и их теоретическая интерпретация. Мы ограничимся рассмотрением лишь области больших энергий; явления в этой области имеют ряд специфических особенностей, которые, однако, являются общими для взаимодействия частиц различных сортов.

2. Экспериментальные данные

В оригинальных работах используются различные определения сечений взаимодействия. Поэтому прежде чем перейти к рассмотрению экспериментальных данных условимся, что мы будем понимать под различными видами сечений взаимодействия, и введем необходимые обозначения.

Полное сечение взаимодействия σ_t складывается из сечения упругого рассеяния σ_{el} и сечения неупругих процессов σ_{in} :

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{in} .$$

В свою очередь

$$\sigma_{el} = \sigma_d + \sigma_p + \sigma_{ie} + \sigma_{dp} .$$

Здесь σ_d -сечение дифракционного рассеяния. Эта часть упругого рассеяния целиком определяется неупругими реакциями и обращается в нуль при $\sigma_{in} \rightarrow 0$.

σ_p - сечение упругого "потенциального рассеяния". Примером такого рассеяния может служить кулоновское рассеяние двух заряженных частиц или рассеяния нуклонов, обменявшихся мезоном. Существенно, что взаимодействующие частицы в каждый момент времени при этом сохраняют свою индивидуальность.

Первичные частицы могут также в процессе взаимодействия на какой-то момент времени потерять свою индивидуальность, образовав единую "компаунд-частицу", которая в частном случае может снова распасться на эти же частицы. Такое упругое рассеяние мы будем характеризовать сечением σ_{ie} , где индекс i отмечает "неупругое происхождение" этого рассеяния. В некоторых случаях /например, при расчете вероятностей распада компаунд-частицы/ оказывается необходимым включить σ_{ie} в сечение неупругих реакций σ_{in} . Однако в последующем всегда будет ясно, что понимается под сечениями σ_{el} и σ_{in} .

σ_{dp} - сечение рассеяния, обусловленного интерференцией между дифракционным и когерентной ему частью потенциального рассеяния. Понятно, что упругое рассеяние через компаунд-частицу некогерентно с дифракционным рассеянием.

Сечение неупругого взаимодействия σ_{in} складывается из сечений всех возможных неупругих каналов реакции

$$\sigma_{in} = \sum_j \sigma_{in}^{(j)}$$

Частным случаем неупругого рассеяния является "упругое рассеяние с перезарядкой", характеризуемое сечением σ_{ex} , и "упругое рассеяние с переворотом спинов" с сечением σ_s . Однако в области больших энергий все измеренные до сих пор сечения являются усредненными по спинам взаимодействующих частиц; в этом случае σ_s включается в экспериментальное значение сечения упругого рассеяния σ_{el} .

Перейдем теперь к рассмотрению экспериментальных данных.

2.1. Взаимодействие нуклонов

В таблицах I-III приведены экспериментальные данные о сечениях взаимодействия нуклонов, взятые из работ /1/-/30/ 1/.

Непосредственными измерениями взаимодействий нейтронов с протонами получены сечения / pn /-взаимодействий лишь при энергиях $E = 1,4$ и $4,5$ Бэв. Все другие значения сечений получены разностным методом из опытов с дейтерием и водородом. При этом учитывалось, что поглощение или рассеяние налетающего протона нуклоном дейтрона уменьшается, если этот нуклон попадает в область тени другого нуклона /эффект экранировки/ /54/. В области энергий $E \approx 1+3$ Бэв соответствующие поправки увеличивают полное сечение (pn) -взаимодействия $\sigma_t(pn) \approx \sigma_t(pd) - \sigma_t(pp)$ приблизительно на 20%, однако несколько меняются в зависимости от того или иного конкретного выбора волновой функции дейтрона. В таблице II приведены значения $\sigma(pn)$ уже с учетом поправок на экранировку.

1/ Ошибки в полном сечении $\delta\sigma_t$, если они не указаны авторами, считались равными сумме абсолютных ошибок сечений σ_{in} и σ_{el} . Аналогично вычислялись ошибки $\delta\sigma_{in}$ и $\delta\sigma_{el}$ (если были известны экспериментальные ошибки двух других сечений). Вычисленные таким образом ошибки отмечены в таблице звездочкой.

В таблице III приведены значения σ_t и σ_{in} , средние для /PP/- и /pH / -взаимодействий, полученные обработкой (в рамках оптической модели ядра) экспериментальных значений средних свободных пробегов протонов в фотоэмульсии и экспериментальных значений сечений взаимодействия протонов с ядрами из работ /24/, /28/- /30/ ^{2/}. (Подробнее см. приложение). Средняя энергия для трех последних интервалов вычислена с учетом энергетического спектра протонов в атмосфере. Как видно, полученные таким образом сечения хорошо согласуются со значениями σ_t и σ_{in} из таблиц I и II.

Для наглядности основные экспериментальные данные суммированы на рис. 1. Приведенные на этом рисунке кривые можно использовать для интерполяции экспериментальных данных.

Соображения зарядовой симметрии и инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению приводят к равенству сечений ^{3/}:

$$\sigma(pp) = \sigma(nn) = \sigma(\bar{p}\bar{p}) = \sigma(\bar{n}\bar{n});$$

$$\sigma(pn) = \sigma(\bar{p}\bar{n})$$

независимо от того, какое это сечение - σ_t , σ_{in} или σ_{el} .

Из приведенных экспериментальных данных видно, что с ростом энергии сечения /pp / -взаимодействий стремятся к постоянным значениям $\sigma_t \approx 30 \text{ мб}$, $\sigma_{in} \approx 22 \text{ мб}$; $\sigma_{el} \approx 8 \text{ мб}$. Как показывают измерения, выполненные в космических лучах, в пределах экспериментальных ошибок постоянство сечений взаимодействия нуклонов сохраняется вплоть до энергий в несколько сотен Бэв. Анализ экспериментальных данных по широким атмосферным ливням указывает, что постоянство сечений, по-видимому, сохраняется до энергий $E \sim 10^8$ Бэв.

^{2/} Приведенные в таблице ошибки соответствуют экспериментальным ошибкам в значениях среднего пробега и сечений взаимодействия протона с ядрами.

^{3/} Понятно, что при этом мы пренебрегаем электромагнитными взаимодействиями, что заведомо несправедливо при крайних периферических столкновениях, приводящих к рассеянию на малые углы. Однако такие столкновения дают очень малый вклад в сечения σ_t , σ_{in} , σ_{el} .

Т а б л и ц а I

/pp / - взаимодействие

Кинетическая энергия в лаборатор. системе E Бэв	Метод, которым получено сечение	$\sigma_{el} \text{ мб}$	$\sigma_{in} \text{ мб}$	$\sigma_{\text{мб}}$
0,8	счетчики /1,2/	$21,5 \pm 2,0$	$25,5 \pm 2,8$	47 ± 2
0,8	счетчики /3/	-	-	$47,5 \pm 2,2$
0,81	диффуз.кам. /4/	24 ± 3	24 ± 3	48 ± 3
0,83	счетчики /5/	-	-	$47,8 \pm 1,8$ $-1,2$
0,85	—	-	-	$47,6 \pm 1,7$ $-1,2$
0,91	счетчики /8/	-	-	$46,1 \pm 0,5$
0,92	счетчики /3/	-	-	$47,7 \pm 3,0$ $-1,1$
0,925	эмульсия /7/	17 ± 3	-	-
0,93	пузырек.кам. /8/	$25,9 \pm 1,9$	$20,8 \pm 1,5$	$47,7 \pm 3,4^x$
0,94	счетчики /9/	26 ± 3	23 ± 3	49 ± 5
0,98	диффуз.кам. /10/	26 ± 2	21 ± 2	47 ± 4^x
1,0	счетчики /1,2/	$19,2 \pm 2,3$	$28,8 \pm 3,2$	$48,0 \pm 3,5$
1,03	счетчики /3/	-	-	$46,5 \pm 2,0$ $-0,6$
1,075	счетчики /5/	-	-	$48,3 \pm 1,6$ $-1,1$
1,17	счетчики /3/	-	-	$46,3 \pm 3,2$ $-0,8$
1,275	счетчики /5/	-	-	$47,5 \pm 1,6$ $-1,2$
1,295	—	-	-	$49,4 \pm 1,6$ $-1,1$
1,3	счетчики /3/	-	-	$45,0 \pm 3,0$ $-1,0$
1,490	счетчики /5/	-	-	$47,2 \pm 2,6$ $-1,2$
1,5	диффуз.кам. /11/	20 ± 2	27 ± 3	47 ± 5^x

1,7	счетчики /3/	-	-	45,6 ^{+1,8} _{-0,7}
2,0	счетчики /5/	-	-	41,4 ^{+3,2} _{-1,4}
2,17	счетчики /3/	-	-	45,1 ^{+0,9} _{-0,5}
2,24	счетчики /1/, /12/	18,9 ^{+2,5}	-	-
2,8	счетчики /5/	-	-	41,6 ⁺⁴ _{-1,6}
2,75	диффуз.кам. /13/	15 ^{± 2}	26 ^{± 3}	41 ^{+5^{x/}}
2,75	счетчики /3/	-	-	43,3 ^{+0,6} _{-0,5}
3,0	счетчики /14/	8,9 ^{+1,0}	-	-
3,17	счетчики /3/	-	-	42,4 ^{± 0,8}
4,4	счетчики /1/, /12/	9,0 ^{+1,4}	-	-
5,3	диффуз.кам. /1/, /15/	5,6 ^{+2,3}	28,8 ^{+5,5}	32,4 ⁺⁶
5,7	эмульсия /16/	13 ^{± 6}	-	-
6,15	счетчики /1/, /12/	6,9 ^{+1,0}	-	-
6,2	эмульсия /17/	8,8 ⁺²	22,6 ^{+5,3}	31,4 ^{+7,3^{x/}}
6,2	эмульсия /18/	-	25	-
6,2	не указано /19/	8	-	-
8,5	эмульсия /20/	8,6 ^{+ 0,8}	-	-
9	эмульсия /21/	10 ^{± 3}	21	31 ^{± 3}

^{x/} /См.примечание 1/.

Т а б л и ц а II
/ рп / -взаимодействие^{х/}

Кинетическая энергия в лабораторной системе E Бэв	Метод, которым получено сечение	σ_t мб
0,8	счетчики /5/	32,5
0,91	счетчики /8/	39,2 \pm 3,1
0,98	диффуз.камера /10/	37,6 \pm 3
1,1	—"	37,4
1,3	—"	38,8
1,4	счетчики /22/	42,4 \pm 1,8
1,5	счетчики /5/	40,8
2,0	—"	40,9
2,6	—"	37,4
4,5	счетчики /23/	33,6 \pm 1,6

^{х/} При энергиях $E > 0,8$ Бэв известно всего лишь одно, измеренное в диффузионной камере, значение $\sigma_{el} = 15,5 \pm 3$ при $E=0,98$ Бэв^{110/}.

Т а б л и ц а III ,
/ рМ / - взаимодействие .

Кинетическая энергия в лабор. системе; Е Бэв		Пробег в эмульсии		
интервал энергии Бэв	средняя энергия Бэв	$L_{cm}^{x)}$	$\sigma_{in} \text{ мб}$	$\sigma_{\Sigma} \text{ мб}$
-	4,5 ^{/24/}	-	-	35 ± 3
-	5,7 ^{/16/}	37,6 ± 5,3	-	29, ± ¹⁶ ₇
-	6,2 ^{/25/}	34,7 ± 3,4	-	35 ± ^{13,5} _{6,5}
-	6,2 ^{/17/, /26/}	36,4	-	31
-	8 ^{/21/, /27/}	37,3 ± 0,3	-	30 ± 0,5
> 8	~20 ^{/28/}	-	-	32 ± 10
0,8 ÷ 34	20 ^{/28/}	-	-	32 ± 3
28 ÷ 58	37 ^{/30/}	-	28 ± 4	-
58 ÷ 121	77 ^{/30/}	-	21 ± 4	-
121 ÷ 387	178 ^{/30/}	-	25 ± ¹⁸ ₇	-
-	200 ^{/73/}	42 ± 10	-	22 ± ²⁴ ₁₃

x/ Как показали сравнительные расчеты, средние свободные пробеги в фотоэмульсии НИКФИ-Р и Ilford G-5 практически не различаются /подробнее см. приложение/.

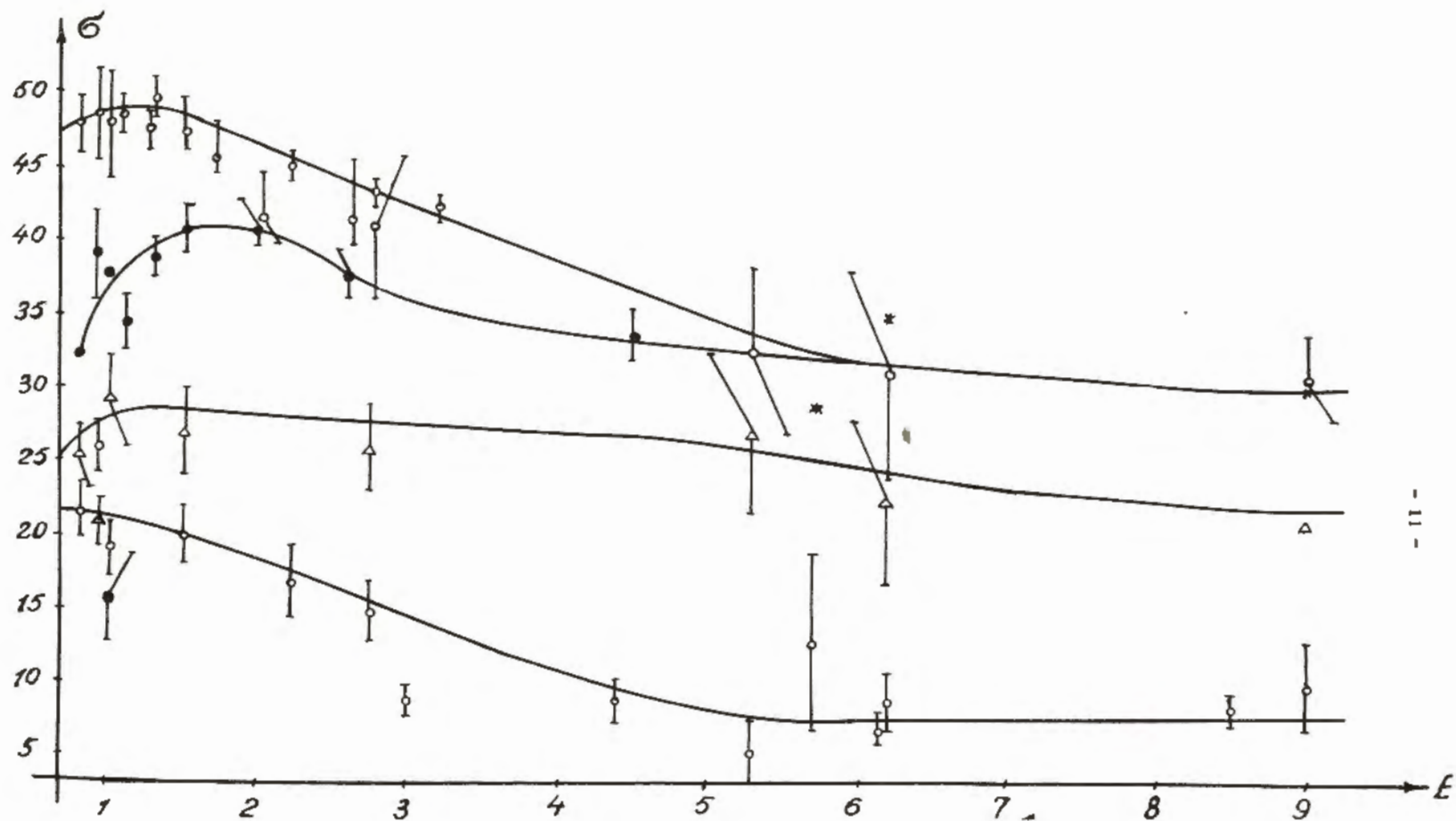


Рис. 1. Сечения взаимодействия нуклонов. Значения кинетической энергии нуклонов в лабораторной системе, координат E даны в Мэв, значения сечений - в единицах 10^{-27} см². Значками отмечены сечения $\sigma_t(pp)$ и $\sigma_{el}(pp)$; значками Δ - $\sigma_{in}(pp)$; значками \bullet - $\sigma_t(pn)$ и $\sigma_{el}(pn)$; значками $*$ - значения, $\sigma_t(pn)$ вычисленные по экспериментальным сечениям взаимодействия протонов с ядрами.

Из таблиц и из рис. 1 также видно, что с ростом энергии сравниваются по своей величине значения полных сечений σ_{pp} и σ_{pn} -взаимодействий. Можно думать, что будут равными при больших энергиях и сечения σ_{in} и σ_{ee} . Измерения Бренера и Вильямса^{130/} показали, что в интервале энергий от 28 Бэв до 387 Бэв сечения неупругого взаимодействия протонов и нейтронов с ядрами Fe в пределах экспериментальных ошибок $\sim 30\%$ не различаются, что указывает на равенство неупругих сечений σ_{pp} -и σ_{pn} -взаимодействий при этих энергиях.

2.2. Взаимодействие π -мезонов с нуклонами,

Экспериментальные значения сечений $\sigma_{\pi N}$ -взаимодействий представлены в таблицах $\overline{1Y} - \overline{Y1}$. Основные из них суммированы на рис. 2. Значения σ_t в таблице $\overline{Y1}$ вычислены по оптической теории из экспериментальных значений среднего свободного пробега π -мезонов в фотоэмульсии^{2/}.

Из соображений зарядовой симметрии и инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению для сечений $\sigma_t, \sigma_{in}, \sigma_{ee}$ следуют равенства:

$$\sigma(\pi^+p) = \sigma(\pi^-n) = \sigma(\pi^-\bar{p}) = \sigma(\pi^+\bar{n});$$

$$\sigma(\pi^-p) = \sigma(\pi^+n) = \sigma(\pi^+\bar{p}) = \sigma(\pi^-\bar{n});$$

$$\sigma(\pi^0p) = \sigma(\pi^0n) = \sigma(\pi^0\bar{p}) = \sigma(\pi^0\bar{n});$$

$$\sigma(\pi^0n) = \sigma(\pi^0p) = \sigma(\pi^0\bar{n}) = \sigma(\pi^0\bar{p});$$

кроме того,

$$\begin{aligned} \sigma_{ex}(\pi^0p) &= \sigma_{ex}(\pi^-p) = \sigma_{ex}(\pi^0n) = \sigma_{ex}(\pi^0\bar{p}) = \\ &= \sigma_{ex}(\pi^+n) = \sigma_{ex}(\pi^+\bar{p}) = \sigma_{ex}(\pi^-\bar{n}) = \sigma_{ex}(\pi^0n). \end{aligned}$$

Т а б л и ц а IV
/ π - p /-взаимодействие

Кинетическая энергия в лаб. системе Е Бэв	Метод, которым получено сечение	σ_{el} мб	σ_{ex} мб	σ_{in} мб*)	σ_t мб
1	2	3	5	6	7
0,8	счетчики [†]	18	8	10	45
0,8	пузырьк. кам. ^{/84/}	21 ± 1	10	32,3±1,5	53,3±2,4
0,819	счетчики ^{/31/}	-	-	-	47,8±1,8
0,84	— " —	-	-	-	54,6±2,1
0,86	счетчики ^{/32/}	-	-	-	40
0,868	счетчики ^{/31/}	-	-	-	58,6±2,4
0,89	— " —	-	-	-	57,8± 2,2
0,9	дифф.кам. ^{/35/}	18 ± 3	10±3	27,5+ 3	46,1±3
0,9	счетчики ^{/33/}	-	-	-	44,4±2,3
0,9	счетчики ^{/32/}	-	-	-	48,5
0,915	не указано ^{/84/}	-	-	-	-
0,918	счетчики ^{/31/}	-	-	-	54,5±2,4
0,94	счетчики ^{/32/}	-	-	-	51
0,943	счетчики ^{/31/}	-	-	-	50,4± 2,6
0,95	пузырьк.кам. ^{/38/}	19 ± 1,6	-	26 ± 2,5	45 ± 3
0,96	дифф.кам. ^{/35/}	20 ± 3	8±5	26,3±2	46,3±2,7
0,97	счетчики ^{/33/}	-	-	-	45± 2,7
0,97	счетчики ^{/32/}	-	-	-	49,5
0,972	счетчики ^{/31/}	-	-	-	44,7± 2,2
1,0	счетчики ^{/33/}	-	-	-	46, ± 3
1,014	счетчики ^{/31/}	-	-	-	39,6 ±2,0
1,03	счетчики ^{/32/}	-	-	-	40,5
1,076	счетчики ^{/31/}	-	-	-	35,9±2,0
1,08	счетчики ^{/33/}	-	-	-	36,3 ±2,8
1,08	счетчики ^{/32/}	-	-	-	37,5

1	2	3	5	6	7.
1,12	счетчики /32/	-	-	-	35
1,15	счетчики /31/	-	-	-	35,5 \pm 2,0
1,17	— /31/	-	-	-	33,5
1,25	счетчики /33/	-	-	-	29,2 \pm 3,7
1,3	пузырьк.кам. /37/	10 +0,8	-	19	-
1,35	счетчики /33/	-	-	-	30,1 \pm 2,8
1,37	дифф.кам. /38/	10,0 \pm 0,8	-	20,2 \pm 3,4 ^{+/}	30,3 \pm 2,5
1,38	счетчики /33/	-	-	-	30,8 \pm 2,8
1,4	эмульсия /39/	9 \pm 1	7 \pm 1	-	-
1,4	не указано /40/	10 \pm 2	-	24	-
1,47	—	-	-	-	31,4 \pm 1,8
1,5	—	-	-	-	30,0 \pm 2,0
1,67	—	-	-	-	31,4 \pm 3,9
1,85	дифф.кам. /44/	11,1 \pm 2,3	-	20,3 \pm 3	31,4 \pm 5,3 ^{+/}
1,9	счетчики /33/	-	-	-	31,3 \pm 1,6
4,3	счетчики /42/	-	-	-	28,7 \pm 2,6
4,4	счетчики /43/	-	-	-	30 \pm 5
4,5	эмульсия /44/	4,5 \pm 1	2 \pm 0,7	2:45 \pm 2,4	29 \pm 2,6
4,7	не указано /45/	6 \pm 1,5	-	22	-
5	дифф.кам. /46/	4,7 \pm 1,0	-	19,7 \pm 2 ^{xx/}	24,5 \pm 2,4 ^{xx/}
5,2	не указано /47/	-	-	-	29,1 \pm 2,9
6,8	пузырьк.кам. /48/	5,5 \pm 0,5	-	-	30 \pm 5

*/ Сечение σ_{ex} включено в σ_{in} .

xx/ Значение $\sigma_{ex} = 2,5 \mu\delta$ взято из работы /44/.

+ / σ_t получено интерполяцией данных из работы /31/. Соответствующие сечения σ_{el} , σ_{ex} , σ_{in} вычислены по данным работ /32/ и /33/.

++/ См. примечание 1/.

Т а б л и ц а II
/ π^+p /-взаимодействие

Кинетическая энергия в лаб. системе E Бэв	Метод, которым получено сечение	σ_t мб
1	2	3
0,8	Счетчики /32/	17
0,827	счетчики /31/	21,36 \pm 0,81
0,847	—"	22,42 \pm 0,83
0,872	—"	21,85 \pm 0,86
0,95	счетчики /32/	21,5
1,0	счетчики /33/	23,5 \pm 1,4
1,07	—"	27,3 \pm 3,7
1,1	счетчики /32/	27,5
1,15	счетчики /33/	31,3 \pm 1,7
1,23	счетчики /49/	30 \pm 1,3
1,25	счетчики /33/	38,8 \pm 2,5
1,28	счетчики /49/	33 \pm 1,2
1,33	—" /49/	34,9 \pm 1,1
1,36	—"	37,2 \pm 1,4
1,38	счетчики /33/	41,4 \pm 3,0
1,4	счетчики /3/	39,4 \pm 0,6
1,46	—"	39,1 \pm 0,8
1,46	счетчики /49/	38,5 \pm 1,4
1,50	счетчики /33/	35,3 \pm 2,5
1,58	счетчики /49/	38,2 \pm 1,2
1,60	счетчики /3/	35,8 \pm 0,9
1,67	счетчики /33/	32,6 \pm 1,8
1,67	счетчики /49/	36 \pm 0,7
1,73	счетчики /3/	30,1 \pm 0,5
1,89	счетчики /3/	28,4 \pm 0,6
2,05	—"	27,8 \pm 0,6
2,47	—"	29,0 \pm 0,6

1	2	3
2,76	счетчики /50/	28 ± 4
2,97	счетчики /3/	29,2 ± 0,5
3,58	счетчики /3/	29,2 ± 0,4
4,00	счетчики /3/	29,3 ± 0,4
4,3	счетчики /42/	28 ± 4

Таблица VI
/ П-Н / - взаимодействие

Кинетическая энергия в лабораторной системе E Бэв	Пробег в фото- эмульсии L см x/	σ_{\pm} мб
1,0 /51/	38 ± 3	29 ± ₅ ⁸
1,5 /52/	35 ± 1	35 ± 2,5
3 /16/	35,5 ± 5	34 ± ₁₁ ^{18,5}
4,2 /74/	38,7 ± 3,5	27 ± ₅ ⁸
4,3 /75/	33,7 ± 4,7	39 ± ₁₂ ²¹
5,7 /78/	41 ± 6	24 ± ₆ ¹¹
6,8 /53/	≈ 40	≈ 25
50 /77/	37 ± 6	30 ± ₈ ²⁰

【Средняя по интервалу
/1 ÷ 200/ Бэв】

609/8 up.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

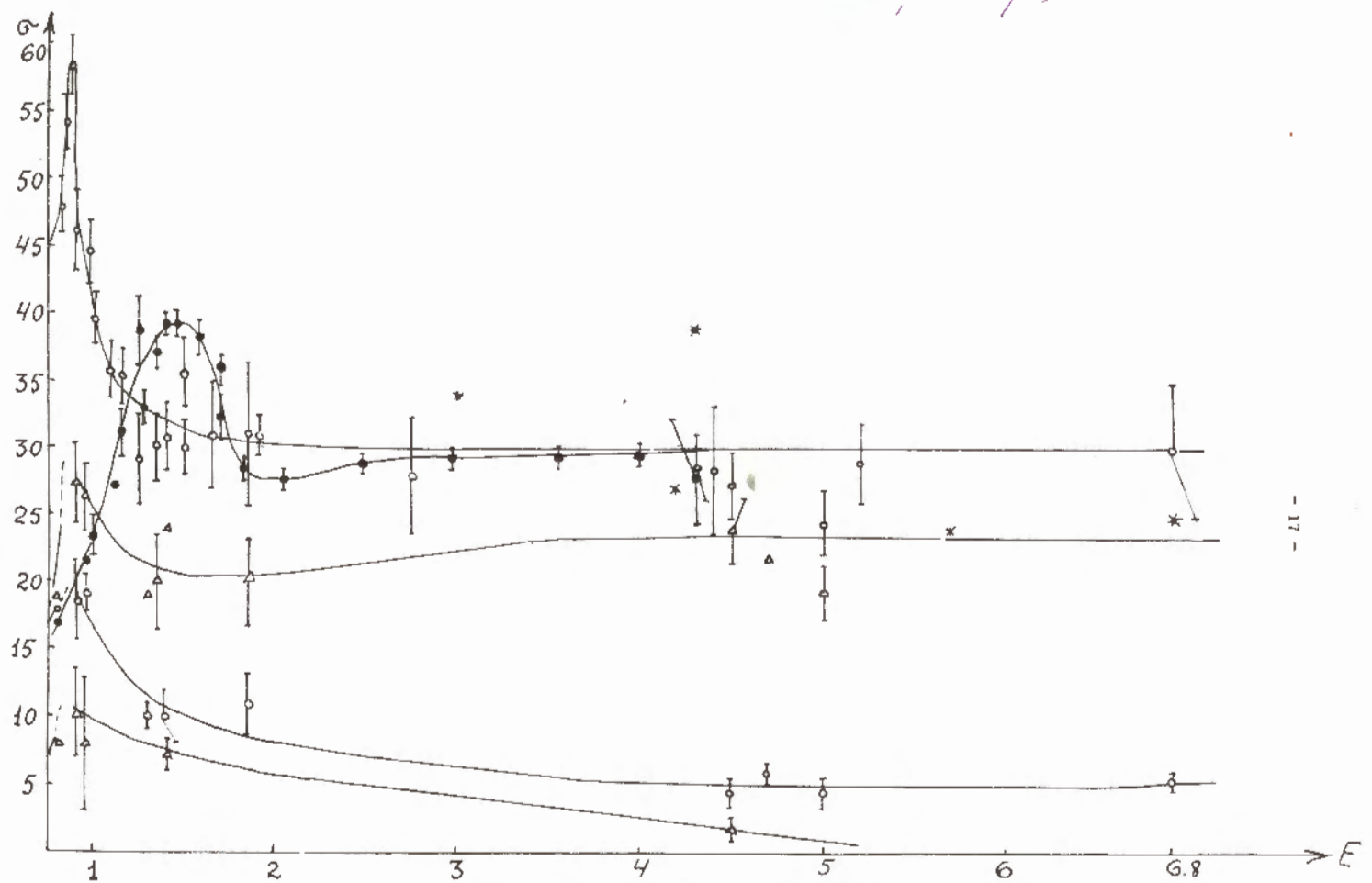


Рис. 2. Сечения взаимодействия π -мезонов с нуклонами. Значения кинетической энергии π -мезонов в лабораторной системе координат E даны в Бэв, значения сечений - в единицах 10^{-27} см², значками \circ отмечены сечения $\sigma_{\Sigma}(\bar{\pi}^+p)$ и $\sigma_{\Sigma}(\bar{\pi}^-p)$; значками Δ - $\sigma_{in}(\pi^+p)$ и $\sigma_{ex}(\pi^-p)$; значками \bullet - $\sigma_{\Sigma}(\pi^+p)$; значками $*$ - значения $\sigma_{\Sigma}(\pi^+N)$, вычисленные по средним свободным пробегам π -мезонов в фотоэмульсии.

Как видно из таблиц и рис. 2, значения сечений для (π^+p) - и (π^-p) -взаимодействий сравниваются между собой и становятся независимыми от энергии практически уже при энергиях $E \approx 1/2 \div 3/$ Бэв. При этом в пределах экспериментальных ошибок предельное значение σ_{\pm}^{π} совпадает с соответствующим значением для (NN) -взаимодействий; предельное значение σ_{el}^{π} по-видимому, несколько ниже, а предельное значение σ_{in}^{π} - выше, чем для $/ NN /$ -взаимодействий. Для окончательных заключений необходимы более точные измерения.

В настоящее время нет прямых экспериментальных данных о взаимодействии π^0 -мезонов с нуклонами при больших энергиях. Однако величину полного сечения взаимодействия можно определить из соображений зарядовой симметрии:

$$\sigma_{\pm}^{\pi^0} = \frac{1}{2} [\sigma_{\pm}^{\pi^-} + \sigma_{\pm}^{\pi^+}]$$

Из рис. 5 видно, что при больших энергиях это сечение очень близко к сечениям взаимодействия заряженных π -мезонов с нуклонами. На основе теоретических соображений о слабой зависимости взаимодействий при больших энергиях от изотопических спинов /см.далее/ следует ожидать, что сечения $\sigma_{in}^{\pi^0}$ и $\sigma_{el}^{\pi^0}$ также будут близки к соответствующим сечениям для взаимодействия π^{\pm} -мезонов с протонами.

2.3. Взаимодействие нуклонов с антинуклонами

Экспериментальные данные для взаимодействия антинуклонов с нуклонами более бедны, чем для (NN) - и (πN) - взаимодействий и ограничены областью энергий $E \leq 2$ Бэв. В таблице VII и на рис. 3 представлены известные в настоящее время значения сечений $/ p\bar{p} /$ - взаимодействий по данным работ ^{/9/} и ^{/53/}. По соображениям зарядовой симметрии, очевидно,

$$\sigma(p\bar{p}) = \sigma(n\bar{n})$$

Измерения ^{/55/} показывают, что в области энергий $E \approx 1/0,5 \div 1,1/$ Бэв полное сечение взаимодействия антипротонов с дейтронами остается приблизительно постоянным и равным $/170 \div 180/ \mu\text{Б}$. Отсюда, если пренебречь эффектом экранировки нуклонов в дейтоне, $\sigma_{\pm}^{\pi}(p\bar{n}) = \sigma_{\pm}^{\pi}(p\bar{d}) - \sigma_{\pm}^{\pi}(p\bar{p}) \approx (70 \div 80) \mu\text{Б}$.

Т а б л и ц а VII

/ $\bar{p}p$ / - взаимодействие

Кинетическая энергия в лаб. системе Е Бэв	Метод, которым получено сечение	σ_{pp} мб	σ_{ex} мб	σ_{in}^{*1} мб	σ_{Σ} мб
0,81	счетчики /9/	37 \pm 5	7 \pm 2	67 \pm 7 ^{xx/}	105 \pm 6
0,95	" "	33 \pm 3	8 \pm 2	64 \pm 5 ^{xx/}	96 \pm 3
1,0	не указано /55/	33	8	69	102 \pm 3
1,07	счетчики /9/	30 \pm 3	7 \pm 1	65 \pm 4 ^{xx/}	96 \pm 4
1,25	не указано /55/	-	8	-	90 \pm 3
2,0	" "	23	7	60	83 \pm 3

x/ В сечение σ_{in} включено σ_{ex} .

xx/ См. примечание 1/.

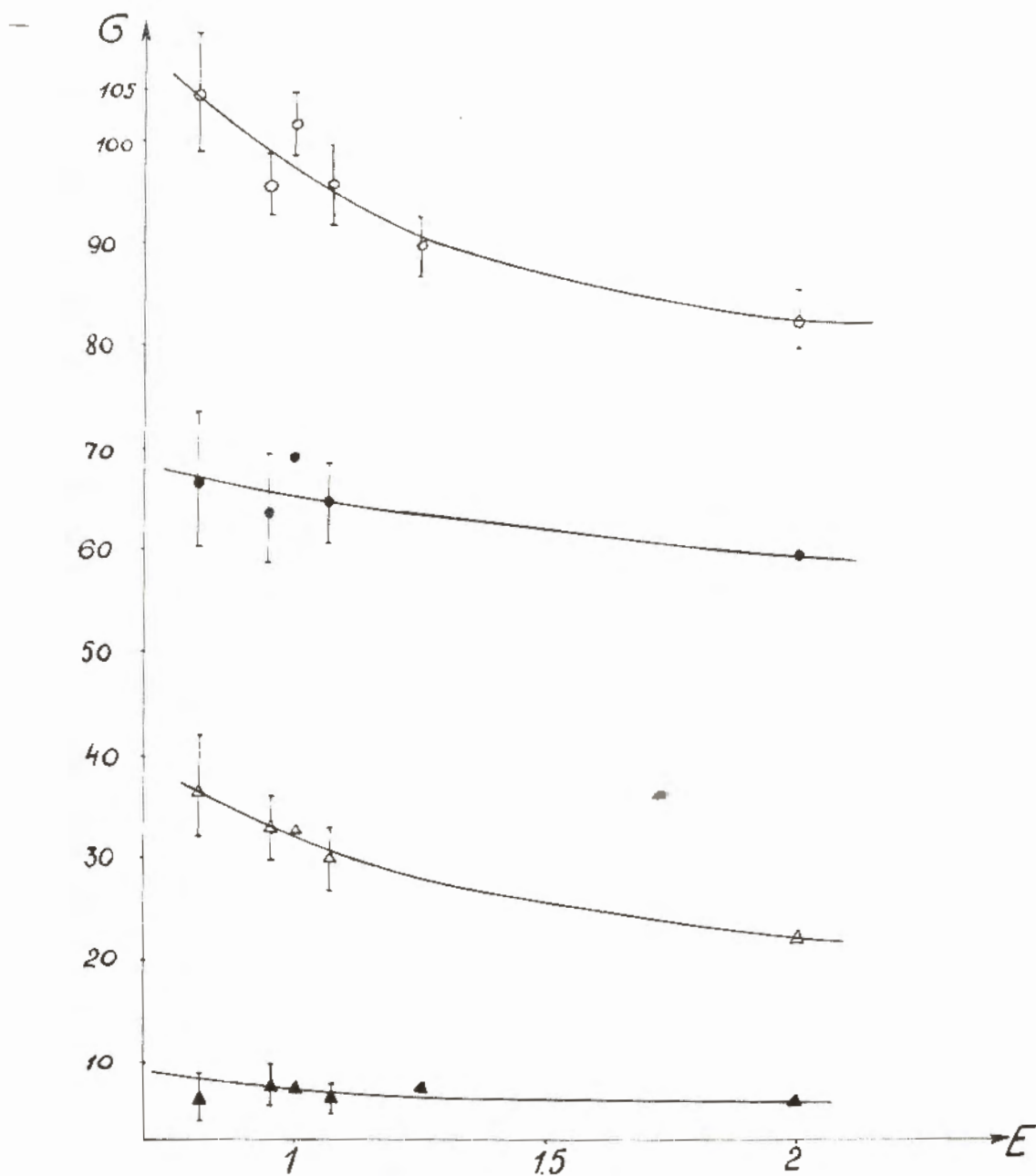


Рис. 3. Сечения взаимодействия антипротонов с протонами. Значения кинетической энергии антипротонов в лабораторной системе координат E даны в Бэв, а значения сечений - в единицах 10^{-27} см². Значками \circ ; \bullet ; \triangle ; \blacktriangle отмечены соответственно сечения $\sigma_t(\bar{p}p)$; $\sigma_{el}(\bar{p}p)$; $\sigma_{ex}(\bar{p}p)$.

Учет поправок на экранировку увеличивает это значение на $10 \div 20\%$. Значения сечений $\sigma_{\xi}(\bar{p}p)$ и $\sigma_{\xi}(\bar{p}n)$ оказываются при этом близкими по своей величине.

Из приведенных данных видно, что при энергии в несколько Бэв значения сечений $/\bar{p}p/$ - взаимодействия значительно превосходят сечения $/pp/$ - взаимодействий. Это можно пояснить следующими соображениями.

Так как антинуклон во многих отношениях подобен нуклону, то его, как и нуклон, можно представить состоящим из плотного ядра и сравнительно рыхлой мезонной оболочки. С точки зрения такой модели естественно предположить, что аннигиляция происходит при столкновении ядер нуклона и антинуклона. Такие столкновения будут характеризоваться большим поглощением и, следовательно, большим сечением, чем в случае $/NN/$ - взаимодействий. При столкновении ядер с периферическим мезонным облаком также, как и в случае $/NN/$ - столкновений, происходит упругое или неупругое, сопровождающееся рождением новых частиц, рассеяние нуклона и антинуклона. В области энергий, не превышающих нескольких сотен Мэв, такой модели $(\bar{N}N)$ - столкновений соответствует потенциал взаимодействия, который на расстояниях $r > 2a$ ($a = \hbar/Mc = 2 \cdot 10^{-14}$ см - характерный размер ядра) лишь знаком отличается от известного (NN) потенциала Гартенхауза-Сигведа-Маршака^{/56/}, а на малых расстояниях $r \lesssim a$ характеризуется сильным поглощением. Как показали оценки Коба и Такеда^{/57/} и более точные расчеты Болла, Чу и др.^{/58/}, экспериментальные данные хорошо объясняются такой феноменологической теорией.

Для больших энергий пока еще нет теории, позволяющей вычислить сечения взаимодействия нуклонов и антинуклонов. Однако следует ожидать, что с ростом энергии сечения $(\bar{N}N)$ - и (NN) - взаимодействий будут сравниваться /ср. 3.2/. Одной из причин этого является быстрое увеличение с ростом энергии числа неупругих каналов, возможных при столкновении двух нуклонов, /т.е., другими словами — увеличение "черноты" ядра нуклона/.

⁴ / Напомним, что π -мезонные заряды нуклона и антинуклона различаются знаком. Поэтому при обмене нечетным числом π -мезонов знаки потенциалов (NN) - и $(\bar{N}N)$ - взаимодействий также различаются знаком.

2.4. Взаимодействие K-мезонов с нуклонами

В таблицах У111 - IX и на рис. 4 приведены экспериментальные значения сечений взаимодействия заряженных K-мезонов с нуклонами по данным работ /59/ и /60/.

Величина сечений взаимодействия K⁺-мезонов с нейтронами получена разностным методом из измерений взаимодействия K⁺-мезонов с дейтерием и водородом. Значения сечений в таблице IX приведены без учета поправок на экранировку нуклонов в дейтоне. Однако, эти поправки невелики. Кривая на рис. 4, аппроксимирующая сечения $\sigma_{\epsilon}(K^+p)$ и $\sigma_{\epsilon}(K^-p)$, взята из доклада Альвареса /60/.

Из соображений зарядовой симметрии и инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению полные сечения, а также сечения упругих и неупругих взаимодействий должны быть равны:

$$\sigma(K^+p) = \sigma(K^0n) = \sigma(K^-\bar{p}) = \sigma(\bar{K}^0\bar{n});$$

$$\sigma(K^+n) = \sigma(K^0p) = \sigma(K^-\bar{n}) = \sigma(\bar{K}^0\bar{p});$$

$$\sigma(K^-p) = \sigma(\bar{K}^0n) = \sigma(K^+\bar{p}) = \sigma(K^0\bar{n});$$

$$\sigma(K^-n) = \sigma(\bar{K}^0p) = \sigma(K^+\bar{n}) = \sigma(K^0\bar{p});$$

При больших энергиях зарядовая симметрия и инвариантность при зарядовом сопряжении для K-мезонов экспериментально еще не проверены, однако, представляются очень вероятными.

Из приведенных экспериментальных данных видно, что сечения взаимодействия K⁺ и K⁰-мезонов с протонами в области энергий E ≳ 1 Бэв в пределах экспериментальных ошибок не различаются, что говорит о слабой зависимости взаимодействий от изотопического спина. При больших энергиях становятся близкими также сечения взаимодействия K⁺ и K⁻-мезонов с протонами. Значения сечений при этом почти на треть меньше соответствующ-

ших сечений / NN / и / \overline{NN} / - взаимодействий. Однако неясно, будет ли существенно изменяться величина этих сечений при энергиях $E > 2,5$ Бэв.

Т а б л и ц а У111

/ K^+p / - взаимодействие

Кинетическая энергия в лаб. системе E Бэв	Метод, которым получено сечение	σ_t мб
0,96	счетчики /59/	$18,8 \pm 0,8$
1,1	—	$16,4 \pm 0,7$
1,1	счетчики /60/x/	$17,5 \pm 1,3$
1,23	счетчики /59/	$18,3 \pm 0,8$
1,28	счетчики /60/	$18,5 \pm 1,3$
1,45	счетчики /59/	$15,7 \pm 0,7$
1,45	счетчики /60/	$18,75 \pm 0,6$
1,6	счетчики /59/	$15,5 \pm 1,1$
1,76	—	$18,3 \pm 0,8$
1,95	счетчики /59/	13 ± 1
1,95	счетчики /60/	$15,4 \pm 0,6$
2,26	—	$15 \pm 1,50$
2,42	—	$13,1 \pm 0,8$

x/ Нам неизвестно, существует ли связь между данными, приведенными в работе /59/ и в обзорном докладе Альвареса /60/.

Т а б л и ц а IX
/K⁺n/ - взаимодействие

Кинетическая энергия в лаб. системе E Бэв	Метод, которым получено сечение	σ_t мб
0,9	счетчики /59/	16,4 ± 2
1,2	—	16,8 ± 3,7
1,4	—	18,2 ± 4
1,9	—	12,5 ± 3,5

Т а б л и ц а X
/K⁻p/ - взаимодействие

Кинетическая энергия в лабор. системе E Бэв	Метод, которым получено сечение	σ_t мб
0,9	счетчики /60/	52 ± 9
0,94	счетчики /59/	36 ± 5
1,17	пузырьк. кам. /60/	48 ± 5
1,23	счетчики /59/	44 ± 5
1,4	счетчики /60/	36 ± 5
1,7	—	44 ± 5
2,8	—	20 ± 5

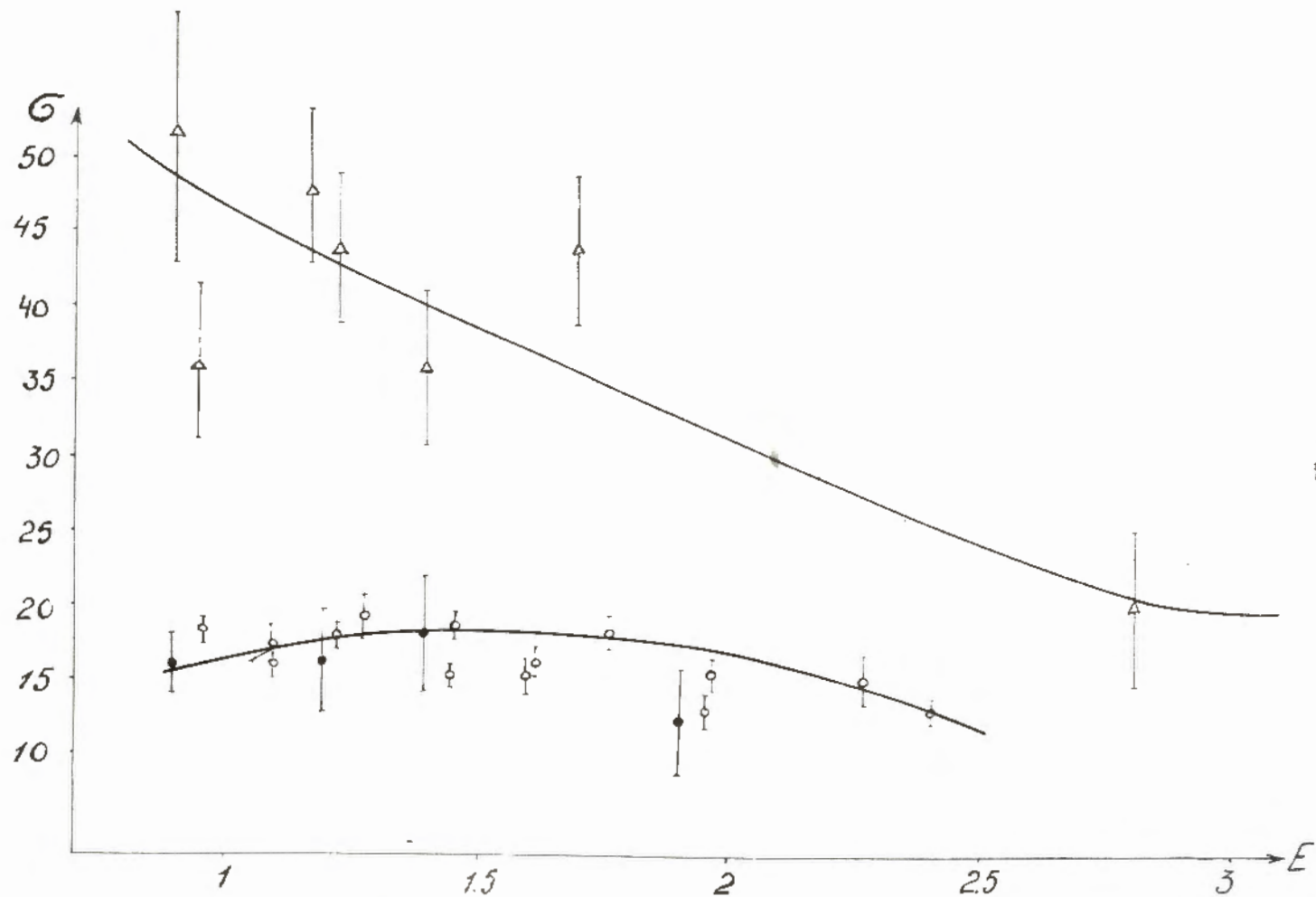


Рис. 4. Полные сечения σ_t взаимодействия К-мезонов с нуклонами. Значения кинетической энергии К-мезонов в лабораторной системе координат E даны в Бэв; значения сечений - в единицах 10^{-27} см². Знаками \circ , \bullet , Δ отмечены соответственно сечения $\sigma_t(K^+p)$, $\sigma_t(K^+n)$, $\sigma_t(K^-p)$.

2.5. Взаимодействие $\bar{\pi}$ - и K -мезонов с $\bar{\pi}$ -мезонами

В настоящее время сведения об этих взаимодействиях можно получить лишь из анализа косвенных экспериментальных данных.

Фазовый анализ / $\bar{\pi}N$ / и (NN) -взаимодействий дает для сечения / $\bar{\pi}\bar{\pi}$ /-взаимодействия величину, близкую к сечениям / $\bar{\pi}N$ / и / NN / - взаимодействий. К такому же выводу приводит анализ угловой асимметрии частиц, рождающихся при столкновении быстрых $\bar{\pi}$ -мезонов с нуклонами^{/61/}, а также изучение множественного рождения частиц в космических лучах при очень больших энергиях^{/62/}.

Эти результаты можно иллюстрировать следующими грубо качественными соображениями. Представим сечения неупругих / NN / - и / $\bar{\pi}N$ / - взаимодействий в виде:

$$\sigma(NN) = 4\pi z_N^2 ;$$

$$\sigma(\bar{\pi}N) = \pi(z_N + z_{\bar{\pi}})^2.$$

При больших энергиях, когда длина волны взаимодействующих частиц очень мала / $\lambda \ll z_N; z_{\bar{\pi}}$ /, величины z_N и $z_{\bar{\pi}}$ можно рассматривать как эффективные размеры нуклона и мезона. Так как при $E > 1$ Бэв $\sigma(NN) \approx \sigma(\bar{\pi}N)$, то $z_{\bar{\pi}} \approx z_N$ и сечение неупругих $(\bar{\pi}\bar{\pi})$ -взаимодействий

$$\sigma(\bar{\pi}\bar{\pi}) \approx 4\pi z_N^2 \approx \sigma(\bar{\pi}N).$$

Близкими будут и сечения упругого рассеяния $\sigma_{el} \approx \sigma_d$. (Напомним, что дифференциальное рассеяние целиком определяется неупругими процессами).

Как отмечено в работе^{/72/}, нижнюю оценку сечения / $\bar{\pi}\bar{\pi}$ /-взаимодействия $\sigma_{in}(\bar{\pi}\bar{\pi}) > 5\mu\delta$ можно получить, если рассматривать $\bar{\pi}$ -мезон, состоящим из точечных /"голых"/ нуклона и антинуклона. Учет эффективных размеров этих виртуальных частиц увеличивает величину сечения в несколько раз /ср.^{/88/}.

Недавно Мандельштаму и Чу на основе двойных дисперсионных соотношений удалось сформулировать систему уравнений, определяющих амплитуду упругого / $\bar{\pi}\bar{\pi}$ /-рассеяния вплоть до энергий $E \approx 0,5$ Бэв^{/63/}. Однако результаты решения этой системы уравнений еще не опубликованы.

Что касается взаимодействий π - и K -мезонов, то информация здесь еще более бедная. Само существование взаимодействий такого рода является в настоящее время проблемой.

В работах ^{/64/} и ^{/65/} показано, что учет взаимодействия вида

$$H_{int} = \lambda (\bar{K}^+ K^+ + \bar{K}^0 K^0) (\pi^+ \pi^- + \pi^- \pi^+ + \pi^0 \pi^0),$$

где π , K , \bar{K} - операторы полей соответствующих частиц, а λ - постоянная связи, дает возможность объяснить ряд экспериментальных фактов о взаимодействии K -мезонов с нуклонами и ядрами при низких энергиях.

Если K^+ и K^0 -мезоны имеют различную четность, то, в принципе, возможно тройное взаимодействие вида $H_{int} = \lambda \bar{K} \pi K$.

В области больших энергий можно надеяться получить сведения о взаимодействии K - и π -мезонов из изучения периферических взаимодействий быстрых K -мезонов с нуклонами ^{/88/}, а также из анализа углового распределения частиц, рождающихся при столкновении очень быстрых π -мезонов с нуклонами ^{/61/}. Взаимодействие π - и K -мезонов должно приводить в последнем случае к определеному виду угловой асимметрии рождающихся странных частиц. Предварительные результаты, полученные группой Ван Ган-чана при энергии $E = 6,8$ Бэв ^{/67/}, указывают на наличие такой асимметрии, хотя, конечно, интерпретация этих предварительных результатов еще очень неоднозначна.

3. Теоретическая интерпретация экспериментальных данных

3.1. Постоянство сечений взаимодействия при больших энергиях

Из приведенных выше экспериментальных данных видно, что во всяком случае для NN и πN - взаимодействий сечения σ_t , σ_{in} , σ_{el} при больших энергиях становятся постоянными.

Следует подчеркнуть, что этот вывод верен лишь в пределах экспериментальных ошибок, тем более, что как эксперименту, так и теории доступна хотя и все увеличивающаяся, однако ограниченная область энергий.

В настоящее время нет строгой теории, объясняющей поведение сечений даже при тех больших энергиях, которые доступны современному эксперименту. Более того, постоянство сечений взаимодействия при $E \gg 1$ Бэв кажется противоречащим современной теории поля, где при вычислении многих физических величин /массы частиц, магнитные моменты и т.д./ приходится делать различные предположения для подавления взаимодействий при больших энергиях. Однако можно привести примеры /см., например, /68/, когда даже очень слабые взаимодействия при возрастании энергии приводят к большим значениям сечений. Ослабление взаимодействий в этом случае может компенсировать возрастание сечений взаимодействия. Возможно, аналогичное положение имеет место и в общем случае.

Теоретический анализ свойств функций распространения в локальной теории поля при очень общих предположениях дает для энергетической зависимости сечений взаимодействия π -мезонов с нуклонами в лабораторной системе координат граничные оценки /69/

$$\frac{\text{const}}{E} < \sigma_{\pi}(E) < E \cdot \text{const},$$

что не противоречит экспериментальным результатам.

3.2. Равенство сечений взаимодействия частиц и античастиц

Предположив, что сечение взаимодействия протонов постоянно при больших энергиях, можно показать равенство полных сечений / pp / и / $\bar{p}p$ / - взаимодействий. Аналогичное заключение верно для полных сечений взаимодействия π^+ и π^- -мезонов с протонами; полных сечений / K^+p / и / K^-p / - взаимодействий и т.д. - в общем случае для взаимодействий, в которых один раз участвует частица, в другой раз - соответствующая ей античастица, /70/

Чтобы доказать эту теорему, рассмотрим дисперсионное соотношение для амплитуды упругого рассеяния $A(E)$ на угол $\theta = 0$:

$$\text{Re}A(E) = \frac{(E-E_0)^2}{4\pi^2} P \int_0^{\infty} \frac{dE'}{\lambda'} \left[\frac{\sigma_{\pi}(E')}{(E'-E)(E'-E_0)^2} + \frac{\bar{\sigma}_{\pi}(E')}{(E'+E)(E'+E_0)} \right] + a + bE,$$

где α и β — постоянные коэффициенты, ^{/71/} λ — длина волны нуклона, E_0 — произвольно выбранное значение энергии ^{5/}. Существенно, что в дисперсионный интеграл всегда входят как сечение взаимодействия частиц σ_t , так и античастиц $\bar{\sigma}_t$.

При $E \rightarrow \infty$ получим, сохраняя лишь наибольшие члены

$$\operatorname{Re} A(E) \sim E^2 \rho \int_2^{\infty} \frac{dE'}{E'} \left[\frac{\sigma_t(\infty)}{E' - E} + \frac{\bar{\sigma}_t(\infty)}{E' + E} \right],$$

где значение энергии E выбрано таким образом, что $E \gg E_0$ и при $E' \gg E$ $\sigma_t(E') = \sigma_t(\infty)$; $\bar{\sigma}_t(E') = \bar{\sigma}_t(\infty)$.
После вычисления интеграла

$$\operatorname{Re} A(E) \sim E \ln E \cdot [\bar{\sigma}_t(\infty) - \sigma_t(\infty)]. \quad /1/$$

Однако амплитуда упругого рассеяния $A(E)$ не может возрастать как $E \ln E$. Действительно, при больших энергиях, когда $e \gg 1$,

$$|A(E)| = \left| \frac{\lambda}{2} \sum_{e=0}^{\infty} (2e+1) (1 - e^{2i\eta_e}) \right| \leq$$

$$\leq \frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} \rho d\rho |1 - e^{2i\eta(\rho/\lambda)}| \leq E \cdot \text{const}, \quad /2/$$

так как $1/\lambda \sim E$ и $|1 - e^{2i\eta(\rho/\lambda)}| \leq 2$. /ср. /72/ /.

Очевидно соотношения /1/ и /2/ не противоречивы, лишь если

$$\sigma_t(\infty) = \bar{\sigma}_t(\infty). \quad /3/$$

^{5/} Для простоты мы не будем учитывать спиновую и изотопическую зависимости в амплитуде $A(E)$. Все рассуждения легко повторить и в общем случае. Мы не будем также рассматривать электромагнитные взаимодействия, учет которых вносит лишь малые поправки.

Иногда утверждается, что это равенство сечений является следствием лишь свойств дисперсионных соотношений. Однако из приведенного вывода видно, что равенство /3/ получено на основе эквивалентного ему предположения о постоянстве сечений взаимодействия при $E \rightarrow \infty$. Если равенство /3/ рассматривать как основное, то из дисперсионного соотношения получим, что сечения σ_t и $\bar{\sigma}_t$ постоянны при $E \rightarrow \infty$ ^{6/}.

Если отклонения от постоянных значений сечений, например, медленное убывание, будет происходить лишь при экстремально больших энергиях $E \gg 100 \div 1000$ Бэв, то в области меньших энергий это даст лишь малые поправки к дисперсионным соотношениям и все приведенные выше рассуждения и, в частности, равенство /3/ останутся при энергиях $E \lesssim 100 \div 1000$ Бэв приближенно справедливыми.

3.3. Зависимость сечений от изотопических спинов

При энергиях $E \lesssim 1$ Бэв взаимодействия частиц существенно зависят от их изотопических спинов. Это видно из рис. 5 и 6, где представлена энергетическая зависимость экспериментальных сечений взаимодействия π -мезонов и нуклонов для состояний с определенными значениями изотопического спина.

Однако с ростом энергии быстро возрастает число возможных каналов неупругих реакций, в то время как сечение $\sigma_{in} \rightarrow const$ или, во всяком случае, не возрастает. Сечение каждого из неупругих каналов, в том числе и канала рассеяния с перезарядкой σ_{ex} , становится при этом все более и более малым: $\sigma_{ex}/\sigma_{el} \rightarrow 0$ ^{7/}. Другими словами, вклад взаимодействий, связанных с перерезарядкой изотопических спинов сталкивающихся частиц становится пренебрежимо малым. Это приводит к тому, что сечения при больших энергиях становятся независимыми от изотопических спинов.

^{6/} Я благодарен Д.В.Ширкову, который обратил мое внимание на этот вопрос.

^{7/} При этом, конечно, предполагается, что сечение перезарядки не имеет резонансного характера при больших энергиях. Это согласуется с современными представлениями о механизме взаимодействия частиц при энергиях $E \gg 100, 175$ $\gg 1500$

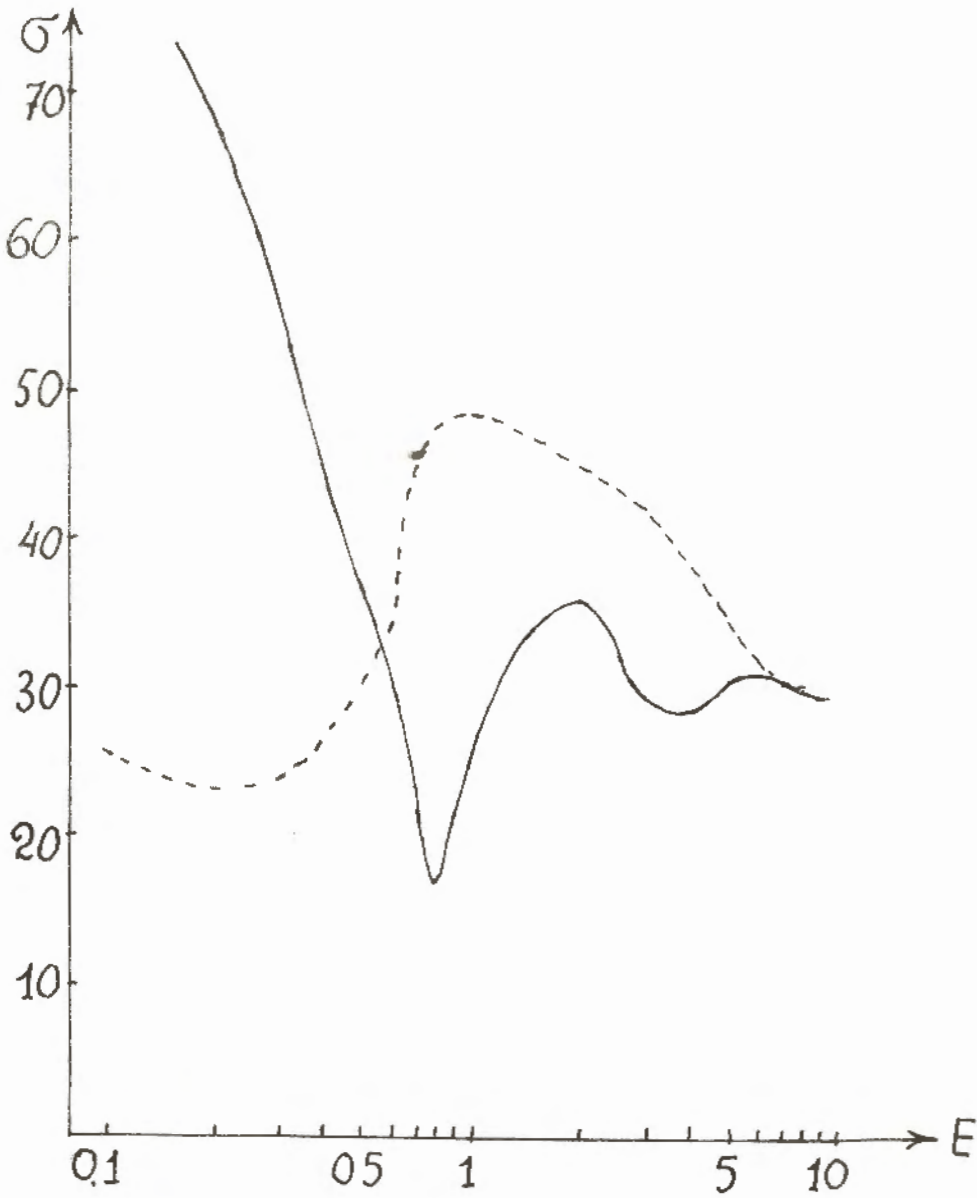


Рис. 5. Полные сечения взаимодействия π -мезонов с нуклонами в состоянии с изотопическим спином $T=3/2$ /сплошная кривая/ и в состоянии с изотопическим спином $T=1/2$ /пунктирная кривая/. Штрих-пунктирная кривая - соответствующее сечение $\sigma_t(\pi^0 p)$. Сечения приведены в единицах 10^{-27} см^2 ; кинетическая энергия π -мезонов в лабораторной системе координат E - в Бэв.

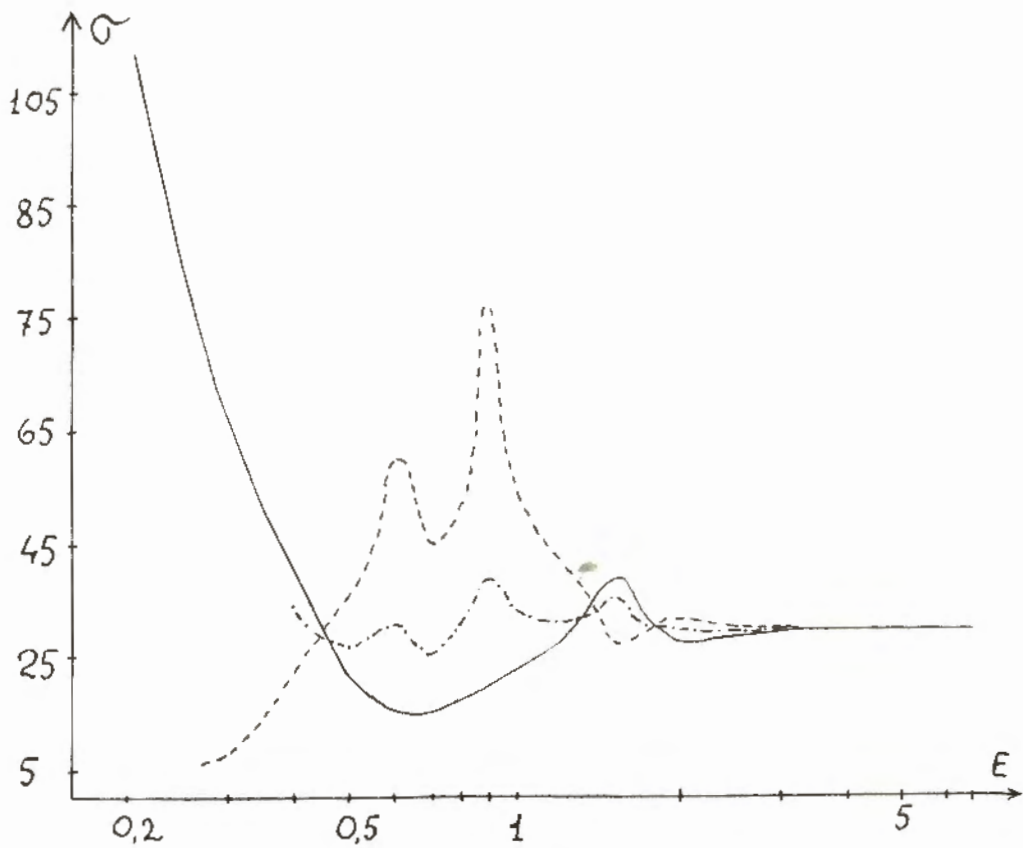


Рис. 6. Полные сечения взаимодействия нуклонов в состоянии с изотопическим спином $T=0$ /сплошная кривая/ и в состоянии с изотопическим спином $T=1$ /пунктирная кривая/. Сечения приведены в единицах 10^{-27} см², кинетическая энергия \overline{M} мезонов в лабораторной системе координат E - в Бэв.

Поясним эти соображения на примере рассеяния \bar{K} -мезонов и нуклонов на нуклонах^{178/}.

Если F_1 и F_3 - амплитуды рассеяния π -мезонов на протоне в состояниях с изотопическим спином $T=1/2$ и $T=3/2$, то дифференциальные сечения рассеяния π -мезонов запишутся в виде :

$$\sigma_1 \equiv \sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^+p) = |F_3|^2 ;$$

$$\sigma_2 \equiv \sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^0p) = \frac{1}{9} |2F_3 + F_1|^2 ;$$

$$\sigma_3 \equiv \sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+n) = \frac{2}{9} |F_3 - F_1|^2 ;$$

$$\sigma_4 \equiv \sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^-p) = \frac{1}{9} |F_3 + 2F_1|^2 ;$$

$$\sigma_5 \equiv \sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0n) = \sigma_3 .$$

Из условия обращения в нуль сечений перезарядки $\sigma_3 = \sigma_5 = 0$ следует, что $F_1 = F_3$, т.е.

$$\sigma_1 \approx \sigma_2 \approx \sigma_4. \quad /4/$$

Как видно из рис. 2 и 6, в пределах экспериментальных ошибок сечения становятся независимыми от изотопических спинов уже при энергиях $/2 \div 3/$ Бэв.

Так как при больших энергиях равенство /4/ выполняется для любого угла рассеяния θ , то равными оказываются и соответствующие фазы ζ_e амплитуды рассеяния

$$A(\theta) = \frac{\lambda}{2i} \sum_{e=0}^{\infty} (2e+1)(1 - e^{2i\zeta_e}) P_e(\cos \theta). \quad 8/$$

8/ В этом легко убедиться, если равенство /4/ переписать для амплитуд рассеяния, помножить его на полином Лежандра и проинтегрировать по всем значениям $\cos \theta$ от -1 до +1. Отметим, что равенство /4/ может нарушаться в области очень малых углов $\theta \sim 0$, где дают вклад далекие периферические столкновения с малой передачей энергии. Однако с ростом энергии вклад таких столкновений быстро уменьшается.

Отсюда, в частности, следует равенство сечений σ_{in} и σ_t .

В случае рассеяния протонов на нуклонах дифференциальные сечения можно записать в виде:

$$\sigma_1 \equiv \sigma(pp \rightarrow pp) = |F_1|^2;$$

$$\sigma_2 \equiv \sigma(pn \rightarrow pn) = \frac{1}{4} |F_1 + F_0|^2;$$

$$\sigma_3 \equiv \sigma(pn \rightarrow np) = \frac{1}{4} |F_1 - F_0|^2,$$

где F_1 и F_0 - амплитуды рассеяния в состояниях с изотопическим спином $T=1$ и $T=0$.

Из условия $\sigma_3 \approx 0$ следует, что $F_1 = F_0$, т.е.

$$\sigma_1 \approx \sigma_2.$$

Равными становятся также фазы амплитуды упругого рассеяния δ_e , сечения σ_{in} и σ_t .

Из рис. 1 и 5 видно, что в пределах точности опытов зависимость сечений взаимодействия от изотопических спинов исчезает при энергиях $E > 15 \div 16$ Бэв. Эта энергия приблизительно в два раза выше, чем соответствующая энергия для случая (πN) - взаимодействий.

Аналогично можно рассмотреть и взаимодействие частиц других сортов. Для взаимодействия антинуклонов с нуклонами зависимость сечений от изотопического спина становится несущественной, по-видимому, при нескольких больших энергиях, чем для $/NN/$ - взаимодействий. При $E = 2$ Бэв сечение перезарядки $/p\bar{p} \rightarrow n\bar{n}/$ составляет еще около 30% от сечения упругого рассеяния.

Как видно из рис. 4, при энергиях $E \geq 1$ Бэв нет заметной изотопической зависимости взаимодействий K^+ -мезонов с нуклонами.

3.4. Зависимость сечений от спинов сталкивающихся частиц

При больших энергиях, когда главную роль играют орбитальные числа $l \gg 1$, фаза амплитуды упругого рассеяния зависит лишь от энергии и от суммарного спина сталкивающихся частиц S , так как

$$\gamma = |e-s|; \dots; |e+s| \approx e \quad \text{и} \quad e' = |J-s|; \dots; |J+s| \approx J \approx e:$$

$$\zeta_{ee'}(E; J; S) \approx \zeta_e(E; S).$$

В области энергий $E \gtrsim 1$ Бэв до настоящего времени не известно ни одного опыта с поляризованными частицами. Поэтому у нас нет прямой экспериментальной информации о зависимости взаимодействий быстрых частиц от их спинов. Однако можно ожидать, что спиновая зависимость взаимодействий при энергиях $E \gg 1$ Бэв будет несущественной.

В случае взаимодействия частиц различных сортов /например, \bar{p} - или K -мезонов с нуклонами/ это можно пояснить теми же соображениями, что и для изотопических спинов. Сечение рассеяния с переворотом спина σ_S в этом случае будет быстро уменьшаться с ростом энергии.

Подобные рассуждения не применимы к взаимодействию нуклонов, где нет переходов между синглетным и триплетным состояниями и $\sigma_S = 0$ ^{10/}. Однако, с точки зрения современных представлений о механизме неупругих взаимодействий при больших энергиях (модель компаунд-частицы^{180/} статистическая теория центральных и периферических столкновений^{172/} и ^{179/}) следует ожидать, что и в этом случае $\zeta_e(E; S) = \zeta_e(E)$. /Напомним, что при $E \gtrsim 1$ Бэв $\sigma_{ee} = \sigma_d$ и целиком определяется неупругими процессами/.

Понятно, что все рассуждения о спиновой и изотопической зависимости применимы также и для взаимодействия с ядрами. /Ср. ^{181/}/.

^{10/} В случае / pp / - взаимодействий /как и вообще, в случае взаимодействия двух любых тождественных частиц/ $\sigma_S = 0$ в силу закона сохранения четности в системе тождественных частиц; в случае / pn / - взаимодействий - в силу зарядовой симметрии /ср. ^{182/}/.

4. Заключительные замечания. Вопросы к экспериментаторам

Из приведенных экспериментальных и теоретических данных следует довольно ясная качественная картина поведения сечений взаимодействия нуклонов, антинуклонов, π и K -мезонов с нуклонами в области энергий $E \approx 1 \div 10$ Бэв. Однако количественные данные во многих случаях еще недостаточны. Особенно это относится к взаимодействию антинуклонов и K -мезонов с нуклонами. Во всех случаях плохо исследовано взаимодействие частиц с нейтронами; белым пятном является взаимодействие поляризованных частиц. Более точные измерения представляют самостоятельный интерес, а также важны для количественной проверки теоретических схем и моделей. Понятно, что огромный интерес представляет любая информация, касающаяся $\pi\pi$ -взаимодействия, взаимодействия π - и K -мезонов, взаимодействия гиперонов.

По-видимому, качественная картина останется той же и далее, в интервале еще нескольких десятков Бэв.

Можно указать во всяком случае на два вопроса, исследование которых при больших энергиях частиц представляет принципиальный интерес. Это, во-первых, исследование, насколько далеко при $E \rightarrow \infty$ остаются постоянными сечения σ_t , σ_{in} , σ_{el} . Если это постоянство, как и подсказывает опыт, сохранится до очень больших энергий, то при столкновении сверхэнергичных частиц могут образоваться ливни, где масса вновь родившихся частиц может достигнуть макроскопической величины. Образно выражаясь, в этом случае могут рождаться звезды не в смысле, как их понимают сейчас в фотоэмульсионной лаборатории, а в том смысле, как их понимают астрономы^{/33/}. Наоборот, изменение асимптотического поведения сечений взаимодействия также привело бы к очень важным теоретическим заключениям.

Единственным источником информации о взаимодействии сверхэнергичных частиц являются в настоящее время и, по-видимому, останутся в ближайшем будущем опыты с космическими лучами.

Вторым принципиальным вопросом является исследование возможных нарушений равенства сечений взаимодействия частиц и античастиц $\sigma = \bar{\sigma}$.

Такие нарушения указывали бы на несправедливость дисперсионных соотношений и положенных в их основу принципов, в первую очередь — принципа причинности в малых областях пространства-времени. Возможно, существенные результаты в этом направлении удастся получить при энергиях, достижимых на ускорителях.

П р и л о ж е н и е

Обычно при анализе следов быстрых частиц в фотоэмульсии не фиксируются случаи упругого рассеяния этих частиц на ядрах. Упругое рассеяние при больших энергиях является почти целиком дифракционным и происходит на очень малые углы, которые тем меньше, чем больше размер ядра. Нужна специальная методика, чтобы фиксировать малое искривление треков при упругом ядерном рассеянии /ср.^{186/ /.}

Во всех случаях взаимодействия нуклонов и π -мезонов с фотоэмульсией, для которых в таблицах III и IУ приведены значения пробега, кроме неупругих взаимодействий учитывалось лишь происходящее на сравнительно большие углы упругое рассеяние на водороде^{11/}. Средний свободный пробег в этих случаях равен:

$$L = 1 / \left\{ \sum_i N_i \sigma_{in}^i + N_H \sigma_t \right\}, \quad /A/$$

где N_H — число ядер водорода в 1 см^3 фотоэмульсии; N_i — число ядер других элементов в 1 см^3 фотоэмульсии /см. таблицу XI/; σ_t — полное сечение взаимодействия первичной частицы с водородом; σ_{in}^i — сечения неупругих взаимодействий этой частицы с другими ядрами.

При больших энергиях, когда длина волны частиц, взаимодействующих с фотоэмульсией, много меньше размеров ядер, хорошо применима оптическая модель^{127/, /72/}:

^{11/} Конечно, те случаи упругого рассеяния на водороде, когда частицы разлетаются под очень малыми углами, токи не фиксируются. Однако, как показывают оценки, вклад таких неучтенных взаимодействий не может заметно изменить величины среднего свободного пробега. При энергиях $E > /10 \div 15/ \text{ Бэв}$ в /A/ надо заменить σ_t на σ_{in} .

Т а б л и ц а X I

Состав эмульсии (число ядер в см^3 1см^3 $N_i \cdot 10^{-22}$)

Элемент эмульсия	H	C	N	O	Bz	Ag
НИКФИ-Р	2,93	1,39	0,37	1,06	1,02	1,02
Iford G-5	3,37	1,36	0,29	1,02	1,02	1,02

$$\sigma_{in}^i = 2\pi \int_0^{\infty} z [1 - e^{-2\kappa_i \int_0^{\infty} S(\sqrt{z^2+s^2}) ds}] dz. \quad / В /$$

Здесь

$$S_i(z) = 1 / \{ 1 + \exp[(z - c_i) / z_i] \}$$

— распределение вещества в ядре i -го сорта; коэффициенты c_i и z_i определены в опытах с рассеянием быстрых электронов на ядрах ^{/87/}.

Коэффициент поглощения $\kappa_i = d_i \sigma_t$, где

$$d_i = A_i / \int S_i(z) d^3x$$

— средняя плотность нуклонов в ядре с атомным номером A_i /см. таблицу /

Формула /В/ верна при энергиях $E \gtrsim 1$ Бэв. С ростом энергии применимость этой формулы улучшается.

На рис. 7 приведены вычисленные значения L в зависимости от величины сечения σ_t ^{10/}. Как показали расчеты, различие пробегов $L(\sigma_t)$ в фотоэмульсиях типа Ilford G-5 и НИКФИ-Р ничтожно ^{/88/}. Кривая на рис. 7 применима для обоих типов эмульсии. Значения сечений σ_t , приведенные в таблицах III и IV, получены с помощью этой кривой.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 марта 1960 года.

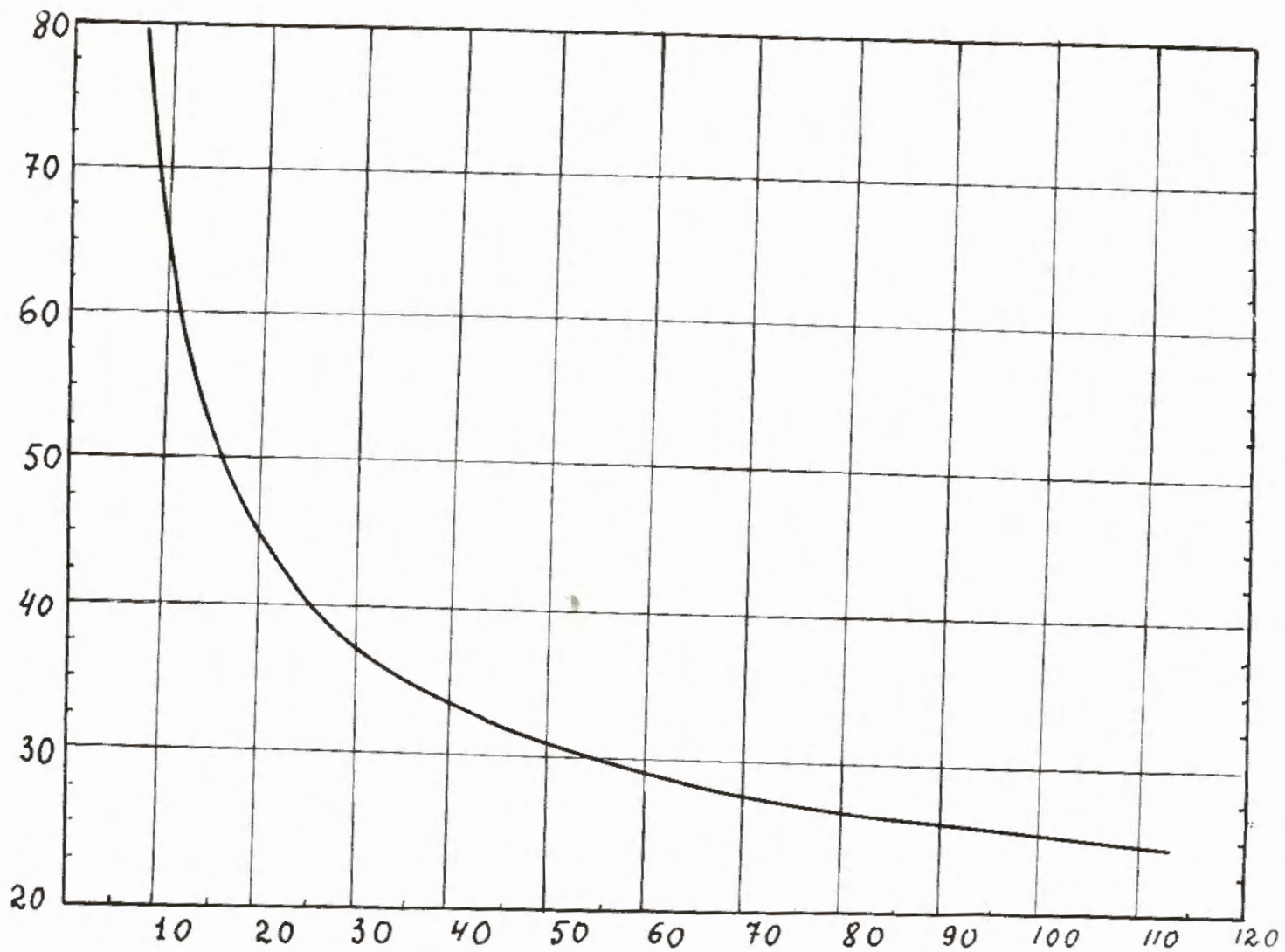


Рис. 7. Зависимость среднего свободного пробега частиц в фотозмультисии L от величины полного сечения взаимодействия этих частиц с нуклонами σ_t . По оси ординат отложены значения L в см, по оси абсцисс - значения сечения σ_t в единицах 10^{-27} см².

Л и т е р а т у р а

1. W.N. Hess, Rev.Mod.Phys., 30, 368 (1958).
2. Smith, McReynolds, Snow.Phys.Rev., 97, 1186 (1955).
3. M.I. Longo, I.A. Helland, W.N. Hess, B.I. Mayer, V. Perez-Mendez. Phys.Rev.Lett., 3, 568 (1959).
4. Morris, Fowler, Garrison. Phys.Rev., 103, 1472 (1956).
5. F.F. Chen, C.P. Leavitt, A.M. Shapiro. Phys.Rev., 103, 211 (1956).
6. M.E. Low, G.W. Hutchinson, D.H. White. Nucl.Phys., 9, 600 (1958/59).
7. P.I. Duce, W.O. Lock, P. March, W.M. Gibson, I.G. McEwen, L.S.Hughes, H.Muirhead. Phil.Mag. 2, 204 (1957).
8. I. Dowell, W. Frisken, G. Martinelli, B. Musgrave, CERN, Symposium, 1958.
9. T. Elioff, L. Agnew, O. Chamberlain, N. Steiner, G. Wirgand, T. Ypsilantis. Phys.Rev., Lett., 3, 285 (1959).
10. A.P. Batson, B.B. Culwick, I.G. Klepp, L. Riddiford. CERN, Symposium, 1958.
11. Fowler, Shutt, Thorndike, Whittemore. Phys.Rev. 103, 1479 (1956).
12. Cork, Wentzel, Causey. Phys.Rev., 107, 859 (1957).
13. Block, Harth, Cocconi, Hart, Fowler, Shutt, Thorndike, Whittemore. Phys. Rev., 103, 1484 (1956).
14. Cester, Hoang, Kernan. Phys.Rev., 103, 1443 (1956).
15. Wrioth, Saphiz, Powell, Maenchen, Fowler. Phys.Rev., 100, 1802 (1955).
16. R.E. Cavananch, D.M. Haskin, M. Schein. Phys.Rev., 100, 1263 (1955);
M. Schein, D.M. Haskin, R.G. Glasser, Nuovo Cim., 3, 131 (1956).
17. R. Kalbach, I. Lord, T. Tsao. Phys.Rev., 113, 325, 330 (1959).
18. R. Daniel, N. Kamesware Rao, P. Mathotza, Y. Tsuzuki.
Материалы 9 ежегодной конференции по физике высоких энергий; Киев, 1959.
19. Wentzel, CERN, Symposium, 1958.
20. П.К.Марков, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Б.А.Шахбазян. Препринт ОИЯИ, Д-452, 1960.
21. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, И.М.Граменицкий, В.Б.Любимов, Ю.П.Мереков, М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, Д.Тувендорж. ЖЭТФ, 37, 1225 /1959/.
В.И.Векслер. Доклад на 9 ежегодной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959 г.

22. Coor, Hill, Hornyak, Smith, Snow. Phys.Rev., 98, 1369 (1955).
23. V. Perez-Mendez, I.H. Atkinson, W.N.Hess, R.W. Wallace; Bull.Amer.Phys.Soc., 4, 253 (1959).
24. I.H. Atkinson, W.N. Hess, V. Perez-Mendez, R.W. Wallace. Phys.Rev. Lett. 2, 168 (1959).
25. M.V.K. Appa Rao, R.R. Daniel, K.A. Neelakantan. Proc. Ind. Acad. SC. 18, 181 (1956).
26. G. Williams, Master's Thesis, University of Washington, 1958. /цитируется по /17/ /.
27. В.С. Барашенков, Хуан Нян-инн. ЖЭТФ, 36, 1319 /1959/.
В.С. Барашенков. Труды Всесоюзной межвузовской конференции по квантовой теории поля и теории элементарных частиц, 1958.

28. К.И. Алексеев, Н.А. Григоров. ДАН, 117, 593 /1957/.
29. Р.Б. Бержанов. ЖЭТФ, 34, 775 /1958/.
30. L.E. Brenner, R.W. Williams. Phys.Rev., 106, 1020 (1957).
31. I.C. Brisson, I. Detoeuf, P. Falk-Vaizant, L. van Rossum, G. Valladas, Luce C.L.Yuan. Phys.Rev. Lett, 3, 561 (1959).
32. H.C. Burrowes, D.O. Caldwell, D.H. Frisch, D.A. Hill, D.M. Ritson, R.A. Schlutez, M.A. Wahlig. Phys.Rev. Lett. 2, 119 (1959).
33. R. Cool, O. Piccioni, D. Clark. Phys.Rev. 103, 1082 (1956).
34. B. McCormica, L. Baggett. CERN, Sumposium, 1958.
35. W.D. Walker, F. Hushfar, W.D. Shephard. Phys.Rev., 104, 526 (1956).
36. A.R. Erwin, J.K. Kopp. Phys.Rev., 109, 1364 (1958).
37. M. Chretien, I. Leitner, N. Samies, M. Schwarty, I. Steinberger. Phys.Rev., 108, 383 (1957).
CERN, Sumposium, 1958.
38. L.M. Etaberg, W.B. Fowler, P.M. Lea, W.D. Shephard, R.P. Shutt, A.M. Thorndice, W.L. Whittemore. Phys.Rev. 97, 797 (1955).
39. R.R. Crettenden, I.H. Scanderett, W.S. Shephard, W.D. Walker, Phys.Rev. Lett. 2, 121 (1959).
40. Scutt et al., CERN, Sumposium, 1958.
41. R.C. Whitten, M.M. Block. Phys.Rev., 111, 1676 (1958).
42. N.F. Wikner. UCRL-3639,1957 /цитируется по /48/ /.
43. Bandtel, Bostick, Moyer, Wallace, Winner. Phys.Rev. 99, 673 (1955).
44. W.D. Walker. Phys.Rev. 108, 872 (1958).
- ✓ 45. G. Maenchen et al. CERN, Sumposium . 1958.
46. G. Maenchen, W.B. Fowler, W.M. Powell, R.W. Wright. Phys.Rev., 108, 850 (1957).
47. R.G. Thomas. UGRL - 8965, 1959 /цитируется по /3/ /.
48. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, 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.Шафранова. Препринт ОИЯИ,Р-383, 1958 г.

49. Devlin et. al. /цитируется по /3/ /.
50. И. Лихачев, В. Ставинский, Чжан Най-сянь. Материалы 9 ежегодной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1959 г.
51. W.D. Walker, F. Hushfar, W.D. Shephard Phys.Rev., 104, 526 (1956).
52. I.D. Crew, R.D. Hill. Phys.Rev. 110, 177 (1958). W.D. Walker, I. Crussard. Phys.Rev., 98, 1416 (1955).
53. В. Беляков, В. Глаголев и др. /частное сообщение/ *
54. R.I. Glauber. Phys.Rev., 100, 242 (1955).
55. E. Segre — доклад на 9 ежегодной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1959 год.
56. S. Gartenhaus. Phys.Rev., 100, 900 (1955). P. Signell, A. Marshak. Phys.Rev., 109, 1229 (1958).
57. Z. Koba, G. Takeda. Prog.Theor.Phys.
58. I.S. Ball. G.F. Chew, Phys.Rev., 109, 1385 (1958).
59. H.C. Burrowes, D.O. Caldwell, D.H. Frish, D.A. Hill, D.M. Ritson, R.A. Schluter. Phys.Rev.Lett, 2, 117 (1959).
60. Alvarez, — доклад на 9 ежегодной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959 г.
61. В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ, Р-368, 1959 год.
62. Z. Koba. Prog.Theor.Phys. 15, 461 (1956).
63. G.F. Chew, S. Mandelstam — препринт
64. Y. Yamaguchi — доклад на конференции по физике π -мезонов и вновь открытых частиц, Венеция, 1957 год.
65. S. Barshay. Phys.Rev. 109, 2160 (1958); 110, 743 (1958).
66. Чжоу Гуан-чжао; препринт ОИЯИ, Д-452, 1960 г.
67. Ван Ган-чан, и др. Материалы 9 ежегодной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959 год.
68. Д.И. Блохинцев. УФН, 62, 38, /1957/.
- М.А. Марков "Гипероны и K -мезоны", Гос. физ. мат. издат., Москва, 1958.
69. K. Symanzik. Nuovo Cim., 5, 659 (1957). R. Arnowitt, G. Feldman. Phys.Rev., 108, 144, (1957).
70. Н.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 /1958/.
71. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. "Введение в теорию квантованных полей", Гос. тех. теор. издат., Москва, 1957 г.
72. Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов. УФН, 88, 417 /1959/.

73. M.W. Teucher, E. Lohrmann. Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. 11, 5, 24 (1960).
74. I.O. Clarke, S.V. Maior, Phil. Mag. 2, 37 (1957).
75. A. Marques, N. Margem, G.A.B. Garnier. Nuovo Cim., 5, 291 (1957)..
76. D.I. Holthulzer, B. Jongejans. Nuovo Cim., 14, Suppl., 2, 429 (1959).
77. A. Debenedetti, C.M. Garelli, L. Tallone, M. Vigone, Nuovo Cim., 4, 1442 (1956).
78. И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 30, 423 /1956/.
Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424 /1956/.
С.З. Беленький. ЖЭТФ, 33, 1248 /1957/.
79. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, E.K. Mihul. Nucl.Phys. 13, 583 (1959).
В.С. Барашенков, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ, Р-433.
80. Д.И. Блохинцев. УФН, 61, 137 /1957/.
V.S. Barashenkov, V.M. Barbashev, E.I. Bubelev. Nuovo Cim., 7, Suppl. 1, 117 (1958).
81. В.Н. Стрельцов. Препринт ОИЯИ, Р-378.
82. Д.Блатт, В.Вейскопф. "Теоретическая ядерная физика", ИЛ, Москва, 1954.
83. Д.И. Блохинцев. УФН, 69, 3 /1959/.
- ✓ 84. Bergia, Borelli, V. Lavatelli, Manguzzi, B. Rausti,, Woloschek, P. Zoboli, V. Barutti, Chersovana, Tosì. CERN, Symposium, 1958.
- ✓ 85. Glaser, Rollig, CERN, Symposium, 1958.
86. Б.П. Банник, В.Г. Гришин, М.Я. Даныш, В.Б. Любимов, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-377, 1958 г.
87. R. Hofstater. Annal Rev. Nucl. Sciens, 7, 231 (1957).
88. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, Э.К. Михул, подготовлено к печати.
89. Riazuddin. Phys.Rev., 114, 1184 (1959).