

1163

1163

8

1524



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В.С. Барашенков, И. Патера

P - 1163

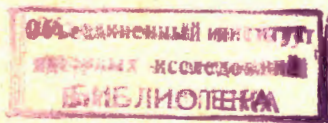
РОЖДЕНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
Fortschr. Phys., 1963, т 11, n10,
p. 479-501.

Дубна 1962 год

В.С. Барашенков, И. Патера

P - 1163

РОЖДЕНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ



Дубна 1962 год

54
18581

А н н о т а ц и я

Собраны и теоретически проанализированы все известные в настоящее время экспериментальные данные по сечениям рождения пар K -мезонов и гиперонов в нуклон-нуклонных, пион-нуклонных столкновениях при аннигиляции антинуклонов. Приведены таблицы и интерполяционные кривые.

V.S. Barashenkov, I. Patera

STRANGE PARTICLE PRODUCTION

The available experimental data on the cross sections for the production of K - mesons and hyperons in nucleon-nucleon, pion-nucleon collisions by the antinucleon annihilation have been collected and analysed theoretically. The tables are given and the interpolation curves are drawn.

Исследованию процессов рождения странных частиц посвящено огромное количество работ. Однако, большая часть полученных результатов является очень неточной и может рассматриваться лишь как грубая, предварительная оценка.

Далее мы подробно рассмотрим ту часть экспериментальной информации, которая касается сечений рождения странных частиц.

Наиболее точно в настоящее время известны сечения рождения гиперонов в пион-нуклонном взаимодействиях при энергии $T < 1,5 \text{ Бэв}^x)$ и относительные вероятности рождения пар К-мезонов при аннигиляции антинуклонов. В других случаях прямых измерений сечений рождения странных частиц выполнено еще мало и заключения о величине этих сечений можно получить лишь на основе косвенных данных.

Далее мы будем использовать следующие сокращенные обозначения методов, с помощью которых получены экспериментальные данные:

В-ПК и П-ПК - соответственно водородная и пропановая пузырьковые камеры;

В-ДК, Д-ДК - водородная и дейтериевая диффузионные камеры;

С - счетчики;

Ф - анализ взаимодействий первичных частиц в фотоэмульсии;

ВФ - частицы, образовавшиеся при облучении водородной мишени, детектируются в фотоэмульсии;

Н - метод измерений не указан.

В тех случаях, когда при определении сечений существенно использовались какие-либо теоретические предположения, эти предположения будут указаны в соответствующих примечаниях.

Мы будем приводить те же ошибки, что указаны в экспериментальных работах. Если сечения определены на основе косвенных данных, приводимые ошибки характеризуют лишь точность использованных экспериментальных данных; истинные ошибки сечений в этих случаях заметно больше указанных, однако такого же порядка величины. В тех случаях, когда ошибки пересчета значительно больше экспериментальных, будет указываться лишь порядок величины сечений.

1. Двухчастичные реакции

Для проверки выводов различных теоретических моделей, описывающих рождение странных частиц, особый интерес представляют сечения двухчастичных реакций со странными частицами. Теоретические расчеты в этом случае значительно упрощаются.

х) Здесь и везде далее T - кинетическая энергия частиц в лабораторной системе координат.

Известные в настоящее время экспериментальные сечения таких реакций приведены в таблицах 1-5. В этих таблицах приведены также относительные вероятности

$$W_x = \frac{\sigma_x}{\sigma_{in}} \pm \frac{\sigma_x}{\sigma_{in}} \left(\frac{\delta \sigma_x}{\sigma_x} + \frac{\delta \sigma_{in}}{\sigma_{in}} \right), \quad (1)$$

где полное сечение неупругих реакций $\sigma_{in} \pm \delta \sigma_{in}$ получено интерполяцией известных экспериментальных данных /1/.

В таблицах указаны значения пороговой энергии $T_{п}$.

Для наглядности основные экспериментальные данные суммированы на рис. 1-2. При этом в тех случаях, когда для одной и той же энергии T известно N независимых измерений различных авторов, на рисунках указаны средние значения:

$$\sigma \pm \delta \sigma = \frac{\sum_{n=1}^N \sigma_n \prod_{\substack{k=1 \\ k \neq n}}^{N-1} (\delta \sigma_k)^2}{\sum_{n=1}^N \prod_{\substack{k=1 \\ k \neq n}}^{N-1} (\delta \sigma_k)^2} \pm \frac{\prod_{k=1}^N \delta \sigma_k}{\sqrt{\sum_{n=1}^N \prod_{\substack{k=1 \\ k \neq n}}^{N-1} (\delta \sigma_k)^2}} \quad (2)$$

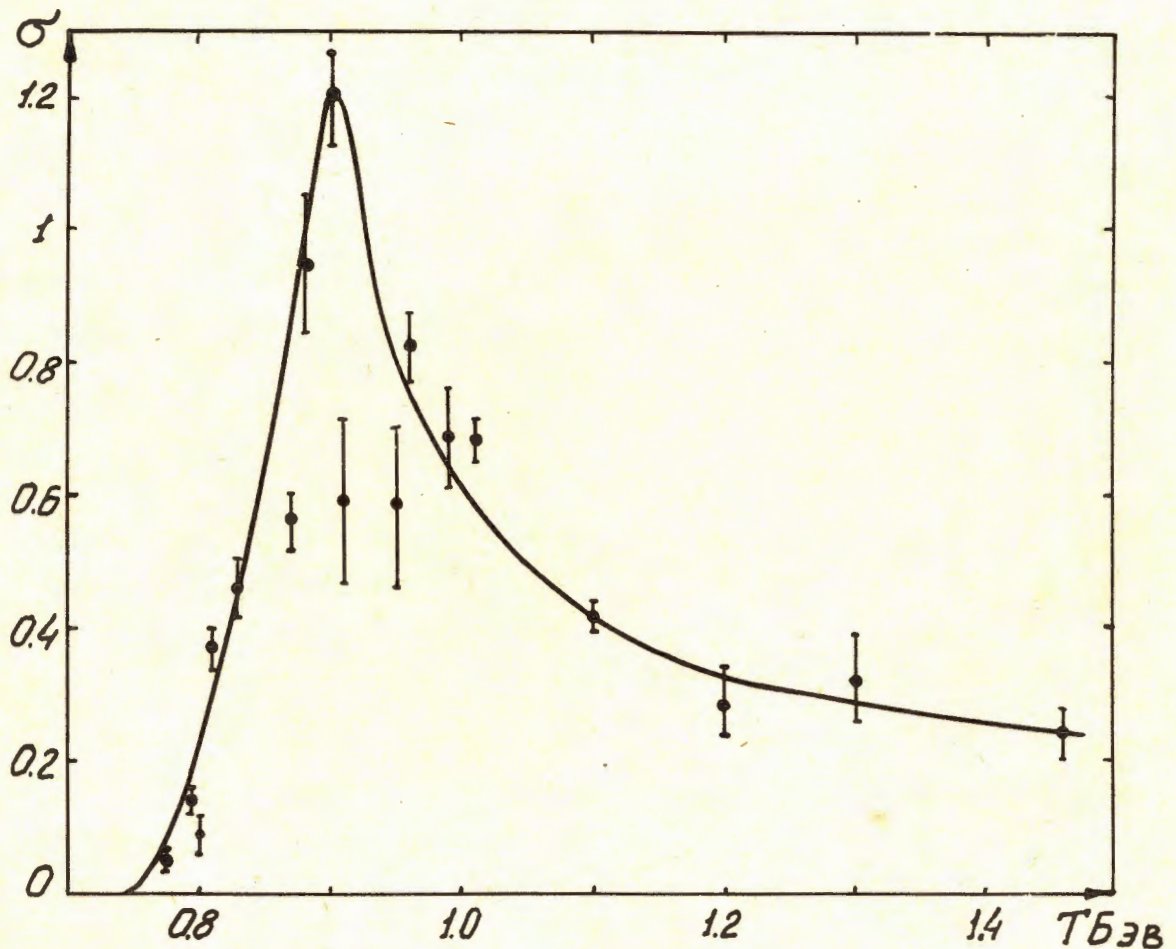


Рис. 1. Сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ (в единицах 10^{-27} см^2).

Таблица 1
Сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$

$T, \text{БэВ}$	Метод	$\sigma_{\Lambda K^0}, 10^{-27} \text{см}^2$	$(\sigma_{\Lambda K^0} / \sigma_{in}) \%$
$T_n = 0,74$	—	0	0
0,775	В-ПК ²	$0,056 \pm 0,015$	$0,8 \pm 0,1$
0,798	В-ПК ²	$0,14 \pm 0,02$	$0,9 \pm 0,2$
0,8	В-ПК ³	$0,09 \pm 0,03$	$0,6 \pm 0,2$
0,81	В-ПК ⁴	$0,37 \pm 0,08$	$2,3 \pm 0,8$
0,829	В-ПК ²	$0,43 \pm 0,04$	$2,4 \pm 0,3$
0,871	В-ПК ²	$0,56 \pm 0,04$	$2,9 \pm 0,4$
0,88	В-ПК ⁶	$0,95 \pm 0,1$	$4,7 \pm 0,9$
0,90	В-ПК ⁴	$1,20 \pm 0,07$	$6,0 \pm 1,0$
0,91	П-ПК ⁷	$0,59 \pm 0,12$	$3,0 \pm 0,8$
0,95	В-ПК ⁸	$0,58 \pm 0,12$	$3,0 \pm 0,8$
0,96	В-ПК ⁷	$0,82 \pm 0,13$	$4,0 \pm 0,8$
0,96	В-ПК ⁴	$0,90 \pm 0,07$	$4,3 \pm 0,9$
0,96	В-ПК ⁹	$0,58 \pm 0,12$	$2,8 \pm 0,8$
0,99	В-ПК ⁸	$0,85 \pm 0,10$	$4,1 \pm 0,9$
0,99	В-ПК ¹⁰	$0,49 \pm 0,11$	$2,3 \pm 0,8$
1,01	В-ПК ⁴	$0,68 \pm 0,08$	$3,2 \pm 0,6$
1,1	П-ПК ³	$0,27 \pm 0,04$	$1,5 \pm 0,4$
1,1	П-ПК ³	$0,26 \pm 0,04$	$1,4 \pm 0,4$
1,1	В-ПК ⁴	$0,52 \pm 0,02$	$3,1 \pm 0,7$
1,1	П-ПК ¹¹	$0,22 \pm 0,06$	$1,2 \pm 0,4$
1,2	П-ПК ⁷	$0,29 \pm 0,05$	$1,8 \pm 0,5$
1,3	П-ПК ⁷	$0,32 \pm 0,06$	$1,6 \pm 0,4$
1,46	В-ПК ¹²	$0,238 \pm 0,041$	$1,2 \pm 0,3$
4,85	В-ПК ¹³ *	$\leq 0,12$	$\leq 0,6$
15,86	В-ПК ¹⁴ *	$< 0,34 \pm 0,05$	$< 1,5 \pm 0,4$
23,86	В-ПК ¹⁴ *	$< 0,39 \pm 0,07$	$< 1,7 \pm 0,5$

* Приведенное значение является суммарным сечением реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0 + n\pi$, где $n = 0, 1, 2 \dots$. Это значение получено в предположении, что $\sigma_{\Lambda K^0 + n\pi} \sim \sigma_{\Sigma^0 K^0 + n\pi}$

Таблица 2
Сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$

$T, \text{БэВ}$	Метод	$\sigma_{\Sigma^0 K^0}, 10^{-27} \text{см}^2$	$(\sigma_{\Sigma^0 K^0} / \sigma_{in}) \%$
$T_n = 0,86$	—	0	0
0,95	В-ПК ³	$0,35 \pm 0,09$	$1,7 \pm 0,7$
0,96	В-ПК ⁷	$0,25 \pm 0,10$	$1,2 \pm 0,6$
0,96	В-ПК ⁴	$0,34 \pm 0,07$	$1,6 \pm 0,5$
0,96	В-ПК ⁹	$0,35 \pm 0,09$	$1,7 \pm 0,7$
0,99	В-ПК ³	$0,41 \pm 0,07$	$2,0 \pm 0,6$
0,99	В-ПК ¹⁰	$0,19 \pm 0,04$	$0,9 \pm 0,3$
0,99	В-ПК ⁴	$0,34 \pm 0,04$	$1,6 \pm 0,4$
1,09	В-ПК ¹⁵	$0,39 \pm 0,04$	$2,2 \pm 0,6$

1,1	П-ПК ³	0,16 ± 0,04	0,9 ± 0,4
1,1	П-ПК ^{I1}	0,21 ± 0,06	1,2 ± 0,6
1,2	П-ПК ⁷	0,12 ± 0,04	0,8 ± 0,4
1,3	П-ПК ⁷	0,24 ± 0,06	1,2 ± 0,5
1,46	В-ПК ^{I2}	0,106 ± 0,021	0,5 ± 0,2
4,85	В-ПК ^{I3} *	≤ 0,12	≤ 0,5
15,86	В-ПК ^{I4} *	< 0,34 ± 0,5	< 1,5 ± 0,4
23,86	В-ПК ^{I4} *	< 0,38 ± 0,7	< 1,7 ± 0,5

*) Приведенное значение является суммарным сечением реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0 + n\pi$, где $n = 0, 1, 2 \dots$. Это значение получено в предположении, что $\sigma_{\Sigma^0 K^0 + n\pi} \sim \sigma_{\Lambda K^0 + n\pi}$.

Таблица 3

Сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$

T, Бэв	Метод	$\sigma_{\Sigma^- K^+}, 10^{-27} \text{ см}^2$	$(\sigma_{\Sigma^- K^+} / \sigma_{in}) \%$
$T_n = 0,86$	—	0	0
0,88	В-ПК ^{I6}	0,05 ± 0,03 - 0,02	0,3 ± 0,1
0,89	В-ПК ^{I6}	0,16 ± 0,05	0,8 ± 0,3
0,90	В-ПК ^{I6}	0,16 ± 0,05	0,8 ± 0,3
0,92	В-ПК ^{I6}	0,10 ± 0,04	0,5 ± 0,3
0,93	В-ПК ^{I6}	0,16 ± 0,05	0,8 ± 0,3
0,94	В-ПК ^{I6}	0,23 ± 0,06	1,1 ± 0,4
0,95	В-ПК ^{I6}	0,14 ± 0,05	0,7 ± 0,3
0,95	В-ПК ⁸	0,09 ± 0,04	0,4 ± 0,2
0,96	В-ПК ⁷	0,25 ± 0,07	1,2 ± 0,5
0,96	В-ПК ⁷	0,24 ± 0,06	1,1 ± 0,4
0,96	В-ПК ⁵	0,09 ± 0,04	0,4 ± 0,2
0,97	В-ПК ^{I6}	0,23 ± 0,05	1,1 ± 0,4
0,98	В-ПК ^{I6}	0,17 ± 0,05	0,8 ± 0,3
0,99	В-ПК ³	0,22 ± 0,03	1,0 ± 0,3
0,99	В-ПК ^{I0}	0,22 ± 0,03	1,0 ± 0,3
0,99	В-ПК ^{I6}	0,25 ± 0,07	1,2 ± 0,5
1	В-ПК ^{I6}	0,21 ± 0,06	1,0 ± 0,4
1,01	В-ПК ^{I6}	0,31 ± 0,07	1,5 ± 0,5
1,02	В-ПК ^{I6}	0,29 ± 0,07	1,4 ± 0,5
1,04	В-ПК ^{I6}	0,26 ± 0,07	1,3 ± 0,5
1,05	В-ПК ^{I6}	0,25 ± 0,07	1,2 ± 0,5
1,06	В-ПК ^{I6}	0,25 ± 0,07	1,2 ± 0,5
1,09	В-ПК ^{I5}	0,27 ± 0,03	1,5 ± 0,4
1,09	Д-ДК ^{I7}	0,200 ± 0,028	1,1 ± 0,3
1,09	Д-ДК ^{I7} *	0,177 ± 0,033	1,0 ± 0,3

1,1	П-ПК ¹¹	0,17 ± 0,04	0,9 ± 0,4
1,2	П-ПК ⁷	0,13 ± 0,03	0,8 ± 0,3
1,3	П-ПК ⁷	0,23 ± 0,04	1,1 ± 0,3
1,46	В-ПК ¹²	0,238 ± 0,029	1,1 ± 0,2
4,85	В-ПК ¹³ †	< 0,05	< 0,02
15,86	В-ПК ¹⁴ †	< 0,29 ± 0,04	< 1,3 ± 0,3

*) Получено из условия изотопической инвариантности.

†) Приведенное значение является суммарным сечением реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+ + n\pi$, где $n = 0, 1, 2 \dots$. Это значение получено в предположении, что $\sigma_{\Sigma^- K^+ + n\pi} \sim \sigma_{\Sigma^- K^0 + n\pi}$.

Таблица 4
Сечение реакции $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$

T, Бэв	Метод	$\sigma_{\Sigma^+ K^+}, 10^{-27} \text{ см}^2$	$(\sigma_{\Sigma^+ K^+} / \sigma_{in}) \%$
T _n = 0,86	—	0	0
0,91	В-ПК ¹⁸	0,033 ± 0,018 - 0,012	0,3 ± 0,2
0,91	В-ПК ¹⁹	0,067 ± 0,005	0,6 ± 0,2
0,98	В-ПК ¹⁸	0,088 ± 0,026	0,6 ± 0,2
0,99	В-ПК ²⁰	0,19 ± 0,09 - 0,07	1,4 ± 0,7
0,99	В-ПК ²¹	0,16 ± 0,08 - 0,06	1,1 ± 0,6
1	В-ПК ³	0,41 ± 0,21	2,9 ± 1,6
1	П-ПК ²²	0,08	0,6
1,03	В-ПК ²³	0,205 ± 0,014	1,0 ± 0,2
1,09	В-ПК ¹⁸	0,25 ± 0,02	1,6 ± 0,3
1,09	Д-ДК ¹⁷	0,171 ± 0,031	1,1 ± 0,3
1,09	Д-ДК ¹⁷ *	0,185 ± 0,035	1,2 ± 0,4
1,1	П-ПК ¹¹	0,15 ± 0,05	0,9 ± 0,4
1,26	В-ПК ¹⁸	0,42 ± 0,07	1,8 ± 0,5
4,85	В-ПК ¹³ †	< 0,05	< 0,2
15,86	В-ПК ¹⁴ †	< 0,36 ± 0,06	< 1,6 ± 0,5

*) Получено из условия изотопической инвариантности.

†) Приведенные значения являются суммарным сечением реакции $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+ + n\pi$, где $n = 0, 1, 2 \dots$. При этом предположено, что $\sigma_{\Sigma^+ K^+ + n\pi} \sim \sigma_{\Sigma^+ K^0 + n\pi}$.

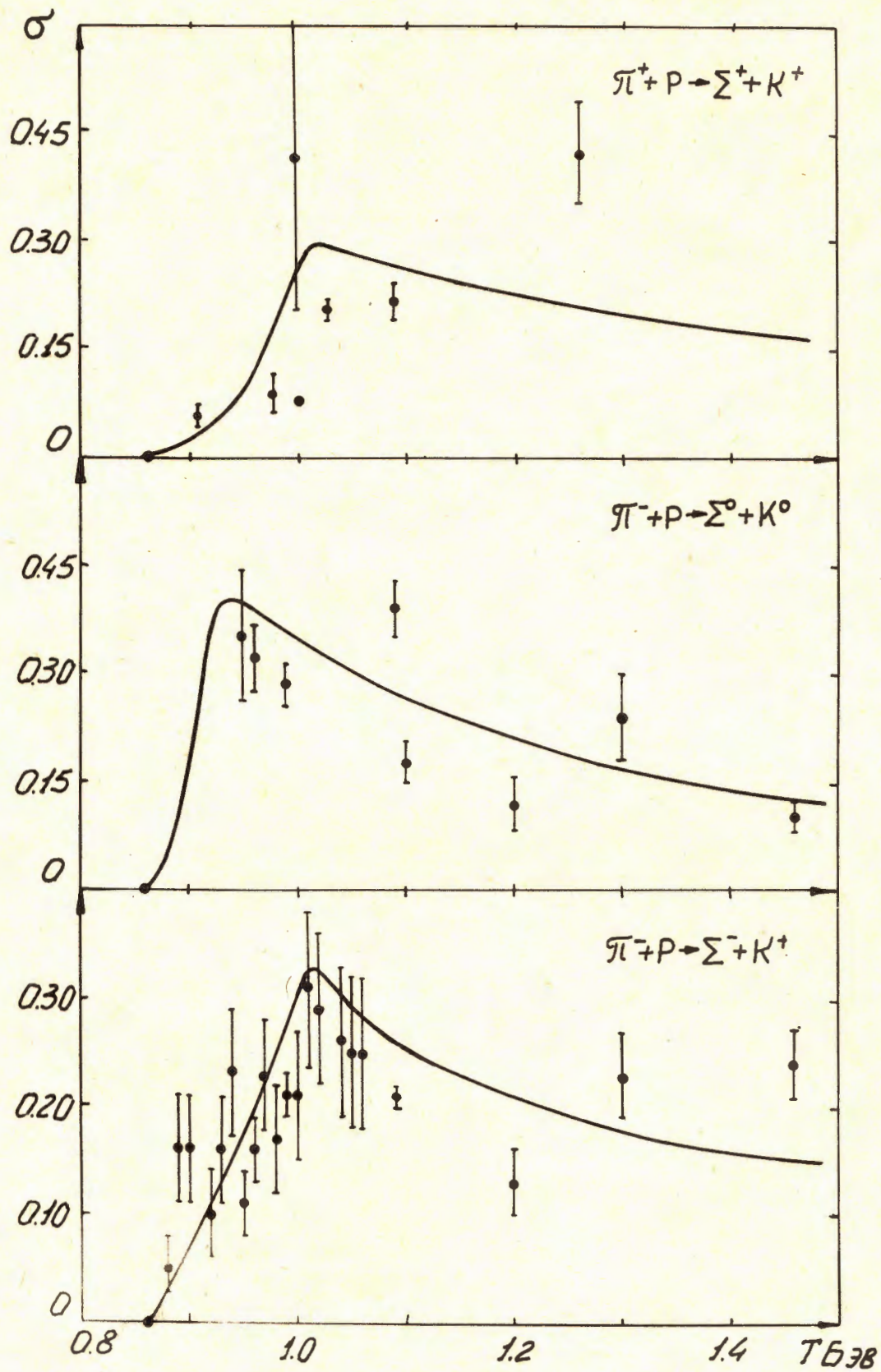
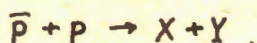


Рис.2. Сечения рождения Σ -гиперонов в двухчастичных реакциях (в единицах 10^{-27} см^2).

Таблица 5

Сечения двухчастичной аннигиляции антинуклонов



$X+Y$	T , БэВ	Метод	σ , 10^{-30} см^2	$(\sigma/\sigma_{in}) \%$
$K^+ + K^-$	0,92	В-ПК ²⁴	55 ± 18	$0,09 \pm 0,04$
$K^0 + \bar{K}^0$	0,92	В-ПК ²⁴	< 50	$< 0,1$
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	0,92	В-ПК ^{24,25}	57 ± 18	$0,10 \pm 0,04$
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	1,26	В-ПК ²⁵	55 ± 40	$0,10 \pm 0,08$
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	1,29	В-ПК ²⁵	~ 40	$\sim 0,08$
$\Lambda + \bar{\Sigma}^0$ $\bar{\Lambda} + \Sigma^0$	1,29	В-ПК ²⁵	~ 40	$\sim 0,08$
$\Sigma^+ + \bar{\Sigma}^+$	2,25	В-ПК ²⁶	38 ± 7	$0,085 \pm 0,025$
$\Sigma^- + \bar{\Sigma}^-$	2,25	В-ПК ²⁶	8 ± 8	$0,018 \pm 0,009$
$\Xi^- + \bar{\Xi}^-$	2,25	В-ПК ²⁶	$4 \pm 2,5$	$0,089 \pm 0,07$
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	2,5	В-ПК ²⁷	94 ± 20	$0,21 \pm 0,06$
$\bar{\Lambda} + \Sigma^0$	2,5	В-ПК ²⁷	~ 30	$\sim 0,067$
$\Lambda + \bar{\Sigma}^0$	2,5	В-ПК ²⁷	~ 20	$\sim 0,045$
$\Sigma^\pm + \bar{\Sigma}^\pm$	2,5	В-ПК ²⁷	~ 15	$\sim 0,033$
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	2,55 (2,25-2,85)	В-ПК ²⁶	$78,5 \pm 23$	$0,17 \pm 0,07$
$\bar{\Lambda} + \Sigma^0$ $\Lambda + \bar{\Sigma}^0$	2,55 (2,25-2,85)	В-ПК ²⁶	91 ± 25	$0,2 \pm 0,008$
$\Sigma^+ + \bar{\Sigma}^+$	2,85	В-ПК ²⁶	45 ± 12	$0,1 \pm 0,04$
$\Sigma^- + \bar{\Sigma}^-$	2,85	В-ПК ²⁶	$7 \pm 3,5$	$0,015 \pm 0,009$

Пороговая энергия рождения пар гиперонов $\Lambda + \bar{\Lambda}$, $\bar{\Lambda} + \Sigma$, $\bar{\Sigma} + \Sigma$, и $\Xi + \bar{\Xi}$, составляет соответственно 0,745, 0,94, 1,13 и 1,88 БэВ.

Для рождения пары К-мезонов $T_n = 0$.

Обращает на себя внимание ясно выраженное резонансное поведение сечения рождения пары $\Lambda + \bar{\Sigma}^0$ вблизи $T \approx 0,9$ Бэв. В резонансной точке сечение $\sigma_{\Lambda \bar{\Sigma}^0}$ возрастает в 4-6 раз. Ширина резонансного пика составляет приблизительно 50-100 Мэв.

Возрастание сечений в области $T \approx 1$ Бэв наблюдается и для реакций с рождением Σ^- -гиперонов. Однако возрастание сечения в этих случаях является менее сильным, чем для реакций с рождением Λ^- -гиперона; возможно, что это возрастание имеет чисто кинематическое происхождение: рост сечения вблизи пороговой энергии $T = T_{\Pi}$ и спад при энергиях $T > 1 - 1,5$ Бэв, обусловленный быстрым увеличением числа возможных каналов неупругой реакции. (Напомним, что сечение σ_{in} при $T \geq 1$ Бэв изменяется очень слабо, см. /1/). Именно последним обстоятельством обусловлено уменьшение сечений всех двухчастичных реакций при энергиях $T \gg 1$ Бэв.

Вблизи порога $T \approx T_{\Pi}$ экспериментальные сечения двухчастичных реакций хорошо аппроксимируются функцией /87/:

$$\sigma(T) = a(T - T_{\Pi})^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} a &= (0,045 \pm 0,004) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ Мэв} && \text{для реакции } \pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0; \\ a &= (0,038 \pm 0,002) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ Мэв} && \text{для реакции } \pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+; \\ a &= (0,0082 \pm 0,0006) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ Мэв} && \text{для реакции } \pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+. \end{aligned}$$

При $T \gg 1$ Бэв прямые измерения сечений двухчастичных /4/ реакций еще не выполнены. В качестве крайней верхней оценки этих сечений можно использовать экспериментальные данные по сечениям реакций с рождением пар странных частиц $\Lambda + \bar{K}$ и $\Sigma + \bar{K}$ в сопровождении различного числа π^- -мезонов. (См. примечание к таблице 1-4). Следует ожидать, что сечения двухчастичных реакций намного меньше таких суммарных сечений. (Это подтверждается также расчетами относительной величины сечений различных каналов по статистической теории множественного рождения частиц).

2. Рождение пар К-мезонов

Кроме двухчастичных реакций большой интерес представляют также реакции с рождением пары К-мезонов, так как механизм образования таких пар может быть иным, чем механизм рождения странных частиц в реакциях с гиперонами^{х)}. Кроме того, отдельное изучение реакций с парами К-мезонов и реакций с рождением гиперонов очень важно для выбора параметров в статистической теории множественного рождения частиц /28/, /29/.

Однако, если не считать аннигиляции антинуклонов, где при энергиях, не превышающих несколько Бэв, вероятность рождения гиперонов очень мала и сечение рождения пар К-мезонов σ_{KK} совпадает с полным сечением рождения странных частиц, то непосредственные

х) При аннигиляции антинуклонов пара К-мезонов может рождаться в двухчастичной реакции. Однако сечение такой реакции очень мало (см. табл. 5), так как в большинстве случаев К-мезоны рождаются в сопровождении нескольких π^- -мезонов.

измерения σ_{KK} имеются лишь в редких случаях. В большинстве случаев можно получить лишь оценки, основанные на более или менее оправданных предположениях.

Известные в настоящее время значения σ_{KK} , полученные на основе прямых и косвенных экспериментальных данных, собраны в таблице 6.

Некоторые из приведенных в этой таблице значений σ_{KK} определены из экспериментальных данных о выходе K^- -мезонов в бериллиевой и алюминиевой мишенях. Так как в области ускорительных энергий вероятность одновременного рождения нескольких пар K^- -мезонов чрезвычайно мала, то среднее число рождающихся K^- -мезонов,

$$\bar{n}_{K^-} = \sum_i n_{K^-i} w_i = \frac{\sigma_{KK^-}}{\sigma_{in}}, \quad (4)$$

где w_i - вероятность i -го канала неупругой реакции. Следовательно, сечение рождения пары K^- -мезонов

$$\sigma_{KK} \approx 2\sigma_{KK^-} = 2 \left(\frac{\bar{n}_{K^-}}{\bar{n}_{\pi^-}} \right) \bar{n}_{\pi^-} \cdot \sigma_{in}. \quad (5)$$

При этом мы учли, что при больших энергиях странные частицы рождаются в сопровождении нескольких π^- -мезонов, поэтому различные зарядовые состояния пары K^+K^- приблизительно равновероятны и $\sigma_{KK} \approx 2\sigma_{KK^-}$.

Экспериментальные отношения чисел рождающихся K^- и π^- -мезонов приведены в таблице 7. Эти отношения мало изменяются при переходе от Be к Al . Это говорит о том, что экспериментальные данные таблицы 7 характеризуют первичное $p-N$ взаимодействие, а не последующие внутриядерные взаимодействия. (При переходе от ядра Be^9 к ядру Al^{27} число внутриядерных столкновений увеличивается приблизительно вдвое $(44/45)$). В среднем в области значений p и θ , указанных в таблице 7, величина $\bar{n}_{K^-}/\bar{n}_{\pi^-} \approx 0,01$ при $T=6$ Бэв и порядка 0,01 и 0,05 при $T=10$ и $20-30$ Бэв. Однако, расчеты, выполненные с помощью статистической теории множественного рождения частиц показали, что в рассматриваемой области p и θ импульсные и угловые распределения π^- и K^- -мезонов значительно различаются. Поэтому данные таблицы 7 приводят к завышенной величине отношения средних чисел $\bar{n}_{K^-}/\bar{n}_{\pi^-}$ и могут дать представление лишь о величине порядка σ_{KK} ; более точно

$$\left(\frac{\bar{n}_{K^-}}{\bar{n}_{\pi^-}} \right) \approx \frac{1}{3} \left(\frac{\bar{n}_{K^-}}{\bar{n}_{\pi^-}} \right). \quad (6)$$

Полученные таким образом сечения σ_{KK} согласуются с другими данными, приведенными в таблице 6.

Для наглядности основные экспериментальные данные суммированы на рис. 3+5. (При этом в ряде случаев указаны усредненные значения сечений (2)).

3. Сечения рождения каскадных Ξ^- -гиперонов

Рождение каскадных гиперонов наблюдалось во многих работах, однако число зарегистрированных событий в большинстве случаев было крайне мало; поэтому оценки сечения

Таблица 6
Сечение рождения пар К-мезонов.

Взаимодействие	T, Бэв	Метод	$\sigma_{\text{кк}} \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$	$(\sigma_{\text{кк}} / \sigma_{\text{in}}) \%$
p-p	23	В-ПК ^{I4++}	$4,2 \pm 0,6$	$13 \pm 2,5$
p-n	4 (1 + 6)	П-ПК ³⁰⁺	$< 0,2 \pm 0,1$	$< 0,9 \pm 0,5$
N-N	4 (1 + 6)	П-ПК ³⁰⁺	$0,15 \pm 0,07$	$0,7 \pm 0,08$
	6	* *)	$\leq 0,8$	$\leq 0,1$
	9	ϕ^{31}	$\sim 0,1$	$\sim 0,8$
	10	* *)	$\sim 0,8$	~ 1
	20 → 30	* *)	~ 8	~ 10
\bar{p} -p	~0	H ³²	++)	8 ± 1
	~0	ϕ^{33}	++)	4 ± 2
	0,08 (0 + 0,23)	П-ПК ³⁴	$4,4 \pm 1,5$	4 ± 1
	0,47	П-ПК ³⁵	$5,6 \pm 2,2$	8 ± 2
	0,92	В-ПК ³⁶	6 ± 1	$10,3 \pm 1,1$
	1,26	В-ПК ³⁶	$7,4 \pm 2,1$	13 ± 3
\bar{p} -n	~0	H ³²	++)	3
"	0,47	П-ПК ³⁵	$5,6 \pm 2,2$	8 ± 2
\bar{p} -N	0,14 (0 + 0,23)	ϕ^{38+}	$3,1 \pm 1,7^v$	$3,5 \pm 1,5$
π^- -p	1,46	В-ПК ^{I2}	$\sim 0,031$	$\sim 0,15$
	1,85	В-ПК ³⁹⁺	$\sim 0,1$	$\sim 0,5$
	4,7	В-ДК ⁴⁰⁺	$\sim 0,6$	$\sim 2,5$
	4,85	В-ПК ^{I3+}	$\sim 0,7$	~ 3
	6,65	П-ПК ⁴¹⁺	$1,6 \pm 0,4$	$7,0 \pm 2,6$
	9,86	В-ПК ⁸⁶	$2,0 \pm 0,8$	$9,1 \pm 2,2$
	15,7	В-ПК ⁴²⁺	$2,21 \pm 0,25$	$9,7 \pm 1$
	15,86	В-ПК ^{I4+}	2,3	10
π^- -N	4,3	ϕ^{43}	$\geq 0,8$	≥ 4

Пороговая энергия рождения пары К-мезонов $T_n = 2,47, 0$ и $1,34$ Бэв соответственно для случая $N-N$, $\bar{N}-N$ и $\bar{\pi}-N$ взаимодействий.

*) Получено в предположении, что $\sigma_{\text{ак}^+ + \pi^+ \text{к}^+} \approx \sigma_{\text{ак}^0 + \pi^0 \text{к}^0}$.

†). При этом предполагалось, что различные зарядовые состояния пары К-мезонов равновероятны.

* *) Оценка, полученная по средним числам рождающихся K^- - мезонов.

+ †). Сечение $\sigma_{\text{in}}(\bar{N}N)$ при $T \sim 0$ неизвестно.

∇). При условии, что $\sigma_{\text{in}}(\bar{p}N) = \sigma_{\text{in}}(\bar{p}p)$.

Таблица 7

Отношение средних чисел K^- -и Λ^- - мезонов, рождающихся при столкновении протонов с ядрами.

p - импульс рождающихся частиц

θ - угол, под которым эти частицы вылетают к направлению пучка первичных протонов.

Лабораторная система координат.

T, Бэв	Ядро	θ (град.)	p , Бэв/с	n_{K^-} / n_{Λ^-}
6	полиэтилен ⁴⁶	0	1,12	0,007
"	Be ⁴⁶	0	1,7	0,02
"	"	"	2	0,014
"	"	"	2,8	0,014
10	Be ⁴⁷	9	3	0,087 ± 0,011
"	"	"	5,9	0,0069 ± 0,0020
20	Be ⁴⁷	4,75	8,1	0,081 ± 0,008
"	"	"	8,8	0,028 ± 0,002
"	"	"	10,5	0,018 ± 0,002
"	"	9	3	0,067 ± 0,013
"	"	"	5,9	0,042 ± 0,005
"	"	"	8,9	0,024 ± 0,004
24	Al ⁴⁸⁻⁵⁰	6	5	0,066 ± 0,020
"	"	"	6	0,054 ± 0,007
"	"	"	8	0,039 ± 0,007
"	"	16	2	0,12
30	Be ⁴⁷	4,75	11,7	0,040 ± 0,005
"	"	9	3	0,074 ± 0,019
"	"	"	3,9	0,055 ± 0,006
"	"	"	4,9	0,079 ± 0,008
"	"	"	5,9	0,069 ± 0,007
"	"	"	8	0,074 ± 0,006
"	"	"	1,25	0,012 ± 0,005
"	"	"	2,5	0,088 ± 0,009
"	"	"	3	0,088 ± 0,010
"	Al ⁴⁷	4,75	5,4	0,036 ± 0,004
"	"	"	6,4	0,057 ± 0,015
"	"	"	7,5	0,059 ± 0,007
"	"	"	8,8	0,051 ± 0,004
"	"	"	10,7	0,050 ± 0,008
"	"	"	11,3	0,050 ± 0,006
"	"	"	12,3	0,043 ± 0,004
"	"	"	14,3	0,034 ± 0,006
"	"	"	16,3	0,024 ± 0,008
"	"	9	10	0,079 ± 0,017
"	"	13	6	0,062 ± 0,010
"	"	"	9	0,048 ± 0,010
38	Al ⁵¹	13,25	2	(8,9 ± 1,3) 10 ⁻²
"	"	"	2,5	(8,5 ± 1,3) 10 ⁻²

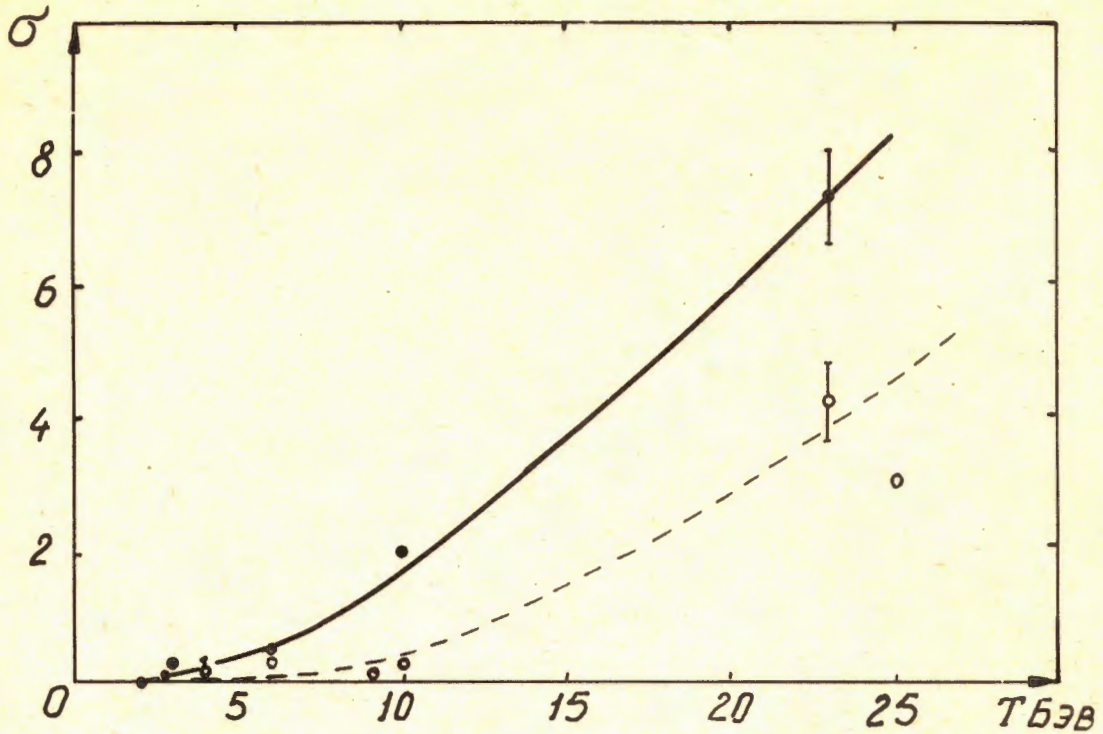


Рис. 3. Сечение рождения странных частиц у неупругих $N-N$ -взаимодействиях (в единицах 10^{-27}см^2). Значками \bullet и \circ отмечены соответственно значения σ_{st} и σ_{KK}

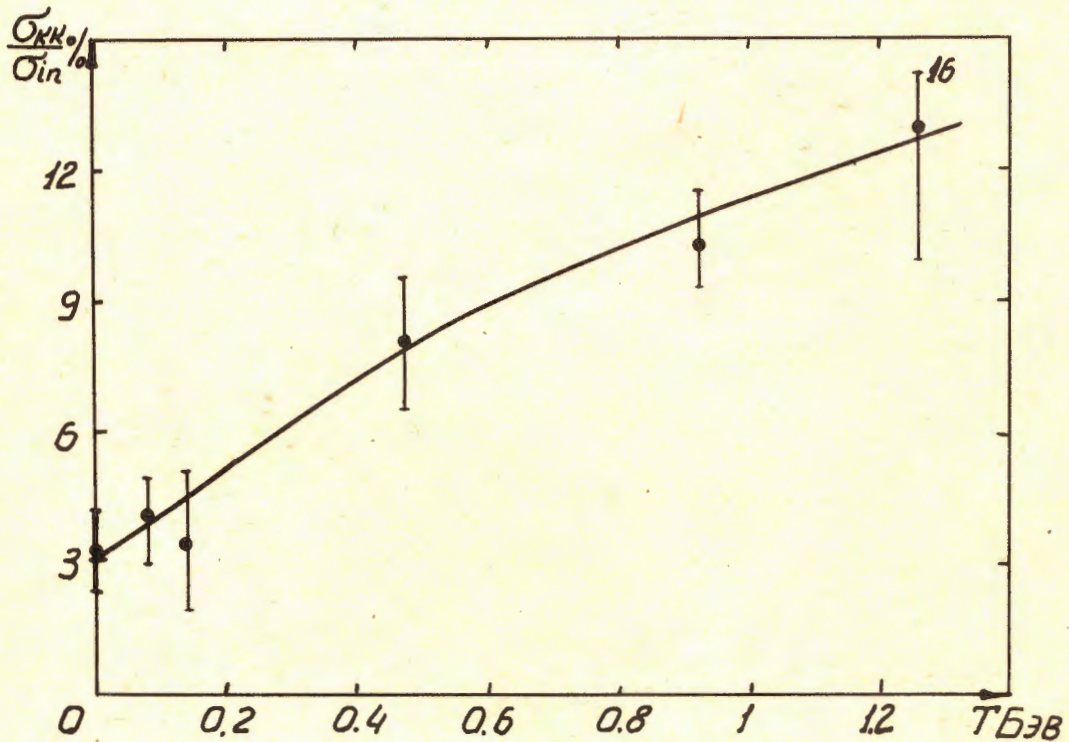


Рис. 4. Вероятность рождения странных частиц $(\frac{\sigma_{st}}{\sigma_{in}}) = (\frac{\sigma_{KK}}{\sigma_{in}})$ в неупругих $\bar{N}-N$ взаимодействиях.

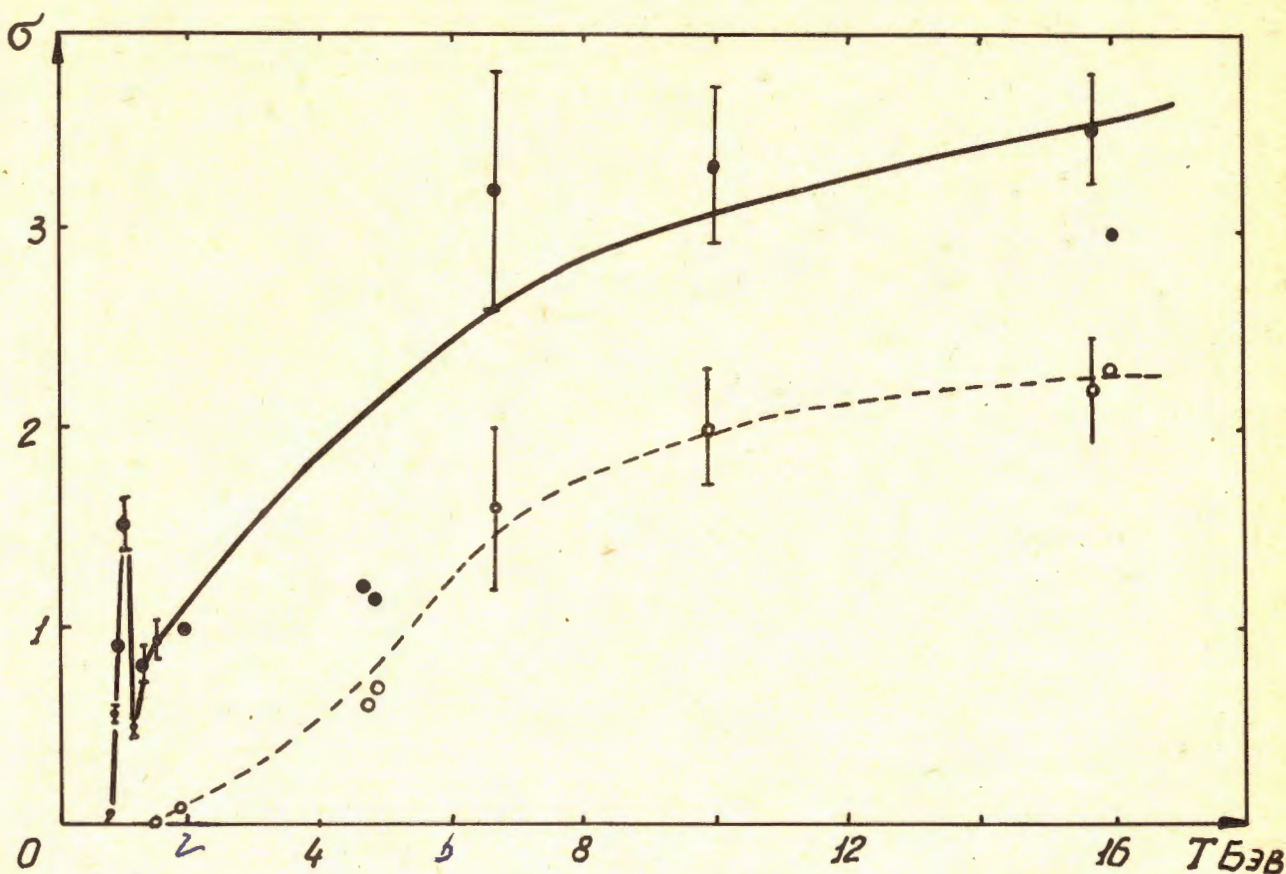


Рис. 5. Сечения рождения странных частиц в неупругих $\pi - N$ взаимодействиях. Все обозначения те же, что и на рис. 3.

σ_{Ξ} имеются всего лишь в нескольких точках (см. табл. 8 и рис. 6). При этом часть оценок получена из анализа взаимодействий с ядрами. Конечно, полученные таким образом значения следует рассматривать лишь как грубо ориентировочные. Ошибки $\delta \sigma_{\Xi}$, указанные для этих случаев, характеризуют лишь статистическую обеспеченность измерений.

В области энергий, доступных исследованию на ускорителях, сечение рождения Ξ - гиперонов, во всяком случае для $\pi - N$ взаимодействий, очень быстро возрастает. Это обстоятельство в значительной степени обусловлено высокой пороговой энергией T_{π} .

Обращает на себя внимание относительно большая величина сечения σ_{Ξ} при $K - N$ взаимодействии; рождение гиперонов в этом случае оказывается значительно более вероятным, чем при $\pi - N$ взаимодействиях.

4. Генерация антигиперонов

Что касается рождения антигиперонов в $\pi - N$ и $N - N$ взаимодействиях, то в настоящее время известны лишь единичные случаи таких событий и количественные заключения о сечениях очень затруднительны. В области энергий, не превышающих двух-трех десятков Бэв, сечение рождения антигиперонов, по-видимому, такого же порядка величины

Таблица 8
Сечение рождения Ξ^- - гиперонов

Взаимодействие ^{*)}	T, Бэв	Метод	$\sigma_{\Xi}, 10^{-30} \text{ см}^2$	$(\sigma_{\Xi} / \sigma_{in})\%$
P-P (Ξ^-)	23	B-ПК ^{I4}	< 50	< 0,2
P-P (Ξ^-)	2,25	B-ПК ²⁶	$4 \pm 2,5$	$0,008 \pm 0,005$
Я-P (Ξ^-)	4,85	B-ПК ^{I3}	~ 6	$\sim 0,03$
"	9,86	B-ПК ⁸⁶	$14,3 \pm 4,8$	$0,068 \pm 0,03$
"	15,7	B-ПК ⁴²	≤ 20	$\leq 0,1$
"	15,86	B-ПК ^{I4}	< 60	< 0,3
Я-N (Ξ^-)	5,35	П-ПК ⁵²⁺	$\sim 2,3 \pm 3,1$ $1,6$	$\sim 0,01 \pm 0,014$ $0,008$
"	6,65	П-ПК ⁵³⁺	$\sim 3,6 \pm 2,5$ $2,1$	$\sim 0,016 \pm 0,012$ $0,010$
"	7,85	П-ПК ⁵³⁺	$\sim 10,6 \pm 4,4$ $3,2$	$\sim 0,047 \pm 0,017$ $0,014$
K-P (Ξ^-)	0,76	П-ПК ⁵⁴	≤ 14	$\leq 0,08 \pm 0,01$
K-N (Ξ^-)	0,76	П-ПК ⁵⁵	18 ± 5	$0,1 \pm 0,05$
K-P (Ξ^0)	0,76	П-ПК ⁵⁴	~ 24	$\sim 0,14 \pm 0,02$
K-P (Ξ^-)	1,8	B-ПК ³⁸	$21,8 \pm 20$	$0,14 \pm 0,16$

Пороговая энергия рождения Ξ^- -гиперона $T_n = 3,71, 2,19, 0,654$ соответственно для случая $N-N$, $\pi-N$, $K-N$ взаимодействий.

*) В скобках указано, какой тип Ξ^- -гиперона исследовался в данной работе.

+) Грубая оценка, полученная из анализа взаимодействий с ядрами углерода.

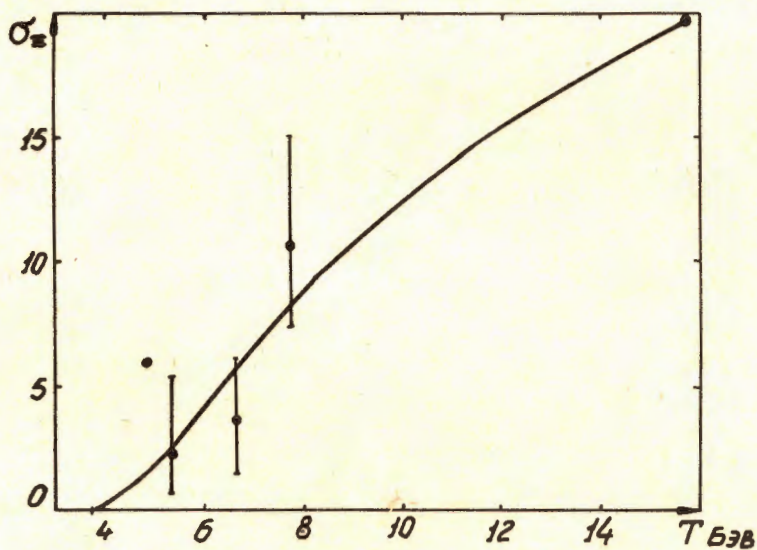


рис. 8. Сечение рождения Ξ^- -гиперонов в $\pi-N$ взаимодействиях (в единицах 10^{-30} см^2).

как и сечение рождения антинуклонов, или несколько меньше, и составляет лишь очень малую часть полного сечения рождения странных частиц. Так в работе ^{/56/} для сечения рождения $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в $\pi^- - p$ взаимодействиях при $T=7$ Бэв получена оценка:

$$\sigma_{\bar{\Lambda}}^- = (3 \pm 5 \mp 3) \cdot 10^{-30} = (1,3 \pm 2 \mp 1,3) \cdot 10^{-2} \% \sigma_{in}.$$

Это значение близко к оценке сечения $\sigma_{\bar{N}}^- \approx 10^{-30} \text{ см}^2$, полученной в этой же лаборатории ^{/57/}. Приблизительно такое же значение $\sigma_{\bar{\Lambda}}^-$ получено в $\pi^- - p$ взаимодействиях при энергии $T=10$ Бэв ^{/86/}:

$$\sigma_{\bar{\Lambda}}^- = (5,2 \pm 3,2) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 = (2,3 \pm 1,4) \% \sigma_{in}.$$

(водородная пузырьковая камера).

В работе ^{/42/} при анализе 60000 фотографий взаимодействия 16-бэвных π^- -мезонов в водородной пузырьковой камере найден всего лишь один случай рождения антигиперона $\bar{\Lambda}$. Для сечения рождения $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в этой работе получена верхняя оценка:

$$\sigma_{\bar{\Lambda}}^- \leq 2 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2 \approx 0,08 \% \sigma_{in}.$$

Близкая оценка сечения $\sigma_{\bar{\Lambda}}^-$ получена для $p - p$ взаимодействий при $T=23$ Бэв ^{/14/}

$$\sigma_{\bar{\Lambda}}^- \approx 3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2 \approx 0,1 \% \sigma_{in}.$$

Это приблизительно на порядок меньше сечения рождения антинуклонов $\sigma_{\bar{N}}$ при этой энергии (см. ^{/58/}).

Вполне возможно, что при очень больших энергиях $T \gg 10$ Бэв сечение рождения антигиперонов будет намного превосходить сечение $\sigma_{\bar{N}}$ (см. подробнее в ^{/58/}).

Недавно были получены количественные оценки величины $\sigma_{\bar{\Lambda}}^-$ и $\sigma_{\bar{\Sigma}}^-$ при аннигиляции антинуклонов (см. табл. 5). При энергиях $T \leq 1$ Бэв это сечение составляет около одного процента от полного сечения рождения странных частиц и приблизительно столько же от сечения рождения антинуклонов. Столь малая величина $\sigma_{\bar{\Lambda}}^-$ и $\sigma_{\bar{\Sigma}}^-$ объясняется, по-видимому, близостью к пороговой энергии.

При больших энергиях становятся существенными реакции, в которых антигипероны рождаются в сопровождении π - и K -мезонов. В настоящее время известна всего лишь одна работа ^{/27/}, в которой измерены сечения таких реакций:

$$\bar{p} + p \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \bar{\Lambda} + \Lambda + \pi^0, \\ \bar{\Sigma}^{\pm} + \Sigma^{\pm} + \pi^0, \end{array} \right. \quad \sigma = (41 \pm 17) \cdot 10^{-30},$$

$$\sigma = (3,5 \pm 2) \cdot 10^{-30},$$

при $T=2,25$ Бэв;

$$\Lambda + \bar{\Sigma}^- + \pi^- \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma = (24,3 \pm 6) \cdot 10^{-30}, \\ \Lambda + \bar{\Sigma}^- + \pi^+ \end{array} \right. ,$$

$$p + p \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \Lambda + \bar{\Sigma}^+ + \pi^+ \\ \Lambda + \bar{\Sigma}^+ + \pi^- \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma = (43 \pm 10) \cdot 10^{-30} \\ \sigma = (43 \pm 10) \cdot 10^{-30} \end{array} \right. ,$$

$$\bar{\Lambda} + N + K, \quad \sigma = (20 \pm 10) \cdot 10^{-30}$$

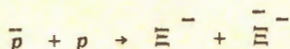
при $T = 2,55$ Бэв;

$$p + p \rightarrow \begin{cases} \bar{\Lambda} + \Lambda + \pi^0, & \sigma \approx 40 \cdot 10^{-30} \\ \bar{\Sigma}^{\pm} + \Sigma^{\pm} + \pi^0, & \sigma = (9,8 \pm 5) \cdot 10^{-30} \end{cases}$$

при $T = 2,85$ Бэв.

Как видно, эти сечения такого же порядка величины, как и сечения двухчастичных реакций в таблиц 5.

В работе /27/ также впервые измерено сечение рождения Ξ^{-} -гиперона.



(см. таблицу 8).

5. Полные сечения рождения странных частиц

В таблице 9 собраны известные в настоящее время экспериментальные данные по полным сечениям странных частиц.

В этой таблице нет данных для $\pi^{+}-p$ взаимодействий и для аннигиляции антинуклонов, так как в первом случае сечение $\sigma_{st} \approx \sigma_{\Sigma^{+}K^{+}}$ и приведено в таблице 4, а во втором случае $\sigma_{st} = \sigma_{KK}$ и указано в таблице 6. Конечно, при увеличении энергии с заметной вероятностью будет реализоваться много других каналов реакции и таблиц 4 и 6 будет уже недостаточно для определения сечения σ_{st} .

Значительная часть данных таблицы 9 является оценками, полученными на основе различных предположений. По характеру предположений эти оценки можно разделить в основном на три группы:

1. Оценки сечений, полученные с помощью предположений, связывающих сечения рождения заряженных и нейтральных частиц. Такие предположения выполняются тем точнее, чем выше энергия T и больше число рождающихся в реакции частиц.

Сюда же можно отнести оценки, основанные на предположениях, связывающих сечения рождения гиперонов и пар K -мезонов. Эти предположения, вообще говоря, выполняются лишь в определенных интервалах энергии и их следует рассматривать конкретно (см. примечания к таблице 9).

2. Определение сечений σ_{st} из анализа взаимодействий частиц с ядрами. Таким образом можно с хорошей точностью определить сечение σ_{st} в случае аннигиляции антинуклонов при малых энергиях. Все странные частицы рождаются в этом случае при взаимодействии с одним из нуклонов ядра. В последующих взаимодействиях внутри происходит лишь перезарядка родившихся странных частиц и изменение их импульсов. Поэтому

$$\left[\frac{\sigma_{st}}{\sigma_{in}} \right]_{\bar{N} + \text{ядро}} \approx \left[\frac{\sigma_{st}}{\sigma_{in}} \right]_{\bar{N} + N}$$

Таблица 9.
Сечение рождения странных частиц

Взаимо- действие	T Бэв	Метод	$\sigma_{st}, 10^{-27} \text{ см}^2$	$(\sigma_{st} / \sigma_{in}) \%$
P-P	2	В-ПК ^{59*}	$0,018 \pm 0,005$	$0,06 \pm 0,03$
"	2,75	В-ДК ⁶⁰	$0,1 \div 1,5$	$0,3 \div 0,5$
"	2,85	В-ПК ^{61**}	$\geq 0,130 \pm 0,03$	$0,44 \pm 0,13$
"	3	ВФ ⁶²⁻⁶⁴⁺	$< 0,8$	< 3
"	3	ВФ ⁶⁵	$\sim 0,3$	~ 1
"	3	В-ДК ⁶⁶	$\sim 0,2$	$\sim 0,7$
"	3	В-ДК ⁶⁶	$< 0,4$	$< 1,3$
"	3	С ⁶⁷⁺⁺	$\sim 0,08 \pm 0,12$	$\sim 0,25 \pm 0,3$
"	9	Ф ⁸⁵	≥ 3	≥ 10
"	9	Ф ^{68▲}	$\geq 1,3$	≥ 4
"	23	В-ПК ^{14▲▲}	$7,3 \pm 0,7$	23 ± 5
P-n	3	С ⁶⁷⁺⁺	$\sim 1,3$	~ 4
"	6	П-ПК ^{30▼}	$\sim 0,5$	~ 2
N-N	2,8	КВ(С ¹²) ⁶⁹	$> 0,09 \pm 0,06$	$0,3 \pm 0,2$
"	6	П-ПК ^{30▼}	$\sim 0,5$	$\sim 1,5$
"	6	***)	$\sim 0,5$	~ 2
"	9	Ф ^{70▼▼}	$\sim 0,5$	$\sim 1,5$
"	9	Ф ^{44,71■}	~ 3	~ 10
"	9	Ф ³¹	~ 1	~ 3
"	10	***)	~ 3	~ 10
"	20+30	***)	~ 10	~ 30
"	28 (10+100)	КВ(Аe ²⁷) ^{72▼}	~ 20	~ 60
"	150 (50+250)	МКВ(парафин) ^{73▼}	~ 10	~ 30
П ⁻ -P	0,775	В-ПК ²	$0,056 \pm 0,015$	$0,4 \pm 0,2$
"	0,793	В-ПК ²	$0,14 \pm 0,02$	$0,9 \pm 0,2$

"	0,8	В-ДК ³	0,09 ± 0,03	0,6 ± 0,3
"	0,929	В-ПК ²	0,43 ± 0,04	2,5 ± 0,4
"	0,871	В-ПК ²	0,56 ± 0,04	2,9 ± 0,5
"	0,91	П-ПК ⁷ ■■	~0,9	~4,5
"	0,95	В-ПК ⁸	1,02 ± 0,25	4,9 ± 1,9
"	0,96	В-ДК и Φ ⁷⁴	0,8 ± $\frac{1}{0,8}$	3,8 ± $\frac{6}{3,8}$
"	0,96	В-ПК ⁷	1,32 ± 0,18	6,3 ± 1,8
"	0,96	В-ПК ⁹	1,02 ± 0,2	4,9 ± 1,7
"	0,99	В-ДК ⁵	1,48 ± 0,13	7,0 ± 1,6
"	0,99	В-ПК ¹⁰	0,90 ± 0,12	4,3 ± 1,2
"	0,99	В-ПК ⁷⁵	0,9	4,3
"	1,1	П-ПК ³ Δ	>0,60 ± 0,07	>3,5 ± 1,0
"	1,1	П-ПК ¹¹ Δ	>0,60 ± 0,09	>3,5 ± 1,1
"	1,2	П-ПК ⁷ Δ	>0,54 ± 0,07	>3,4 ± 1,3
"	1,3	П-ПК ⁷ Δ	>0,79 ± 0,09	>4,0 ± 0,9
"	1,46	В-ПК ¹²	0,924 ± 0,095	4,4 ± 0,9
"	1,85	В-ПК ³⁹	>0,4	>1,9
"	1,9	В-ДК ⁷⁶	≈ 1	≈ 4,8
"	4,7	В-ДК ⁴⁰	~1,2	~5
"	4,85	В-ПК ¹³	1,14	5
"	6,65	П-ПК ⁴¹ ΔΔ	3,2 ± 0,6	14,0 ± 3,2
"	9,86	В-ПК ⁸⁶	3,3 ± 0,4	15,5 ± 1,3
"	15,86	В-ПК ¹⁴	3,6	16
"	16	В-ПК ^{77,78} □	~3	~13

π-N	1,5	KB(c ¹²) ⁷⁹	0,6	2,5
"	4,3	Φ ⁴³ ▽	~1,5	~6,6

K-P	1,8	В-ПК ⁸⁸ □□	0,18 ± 0,02	1,2 ± 0,4

*Приведено сечение реакции $p+p \rightarrow p+\Lambda+K^+$; сечение рождения Σ - гиперонов значительно меньше.

** Не учтен вклад пар K-мезонов. По-видимому, этот вклад очень мал, так как порог рождения пары $K+\bar{K}$ всего лишь на 0,5 Бэв меньше рассматриваемой энергии.

+) Оценка, полученная из экспериментальных данных с помощью статистической теории Ферми.

++) Получено в предположении, что $\sigma_{st} \sim 2(\sigma_{\Lambda} + \sigma_{\Sigma^0})$ и $\sigma_{\kappa\kappa} \ll \sigma_{st}$

▲) Грубая оценка, полученная в предположении, что сечения рождения Σ^0 , Σ^+ , Σ^- и Λ -гиперонов приблизительно равны. Сечение рождения пар К-мезонов не учтено.

▲▲) Кроме предположений, указанных в примечании к таблице 6, предполагалось, что сечения рождения заряженных и нейтральных гиперонов приблизительно равны.

▼) При этом предполагалось, что сечения рождения заряженных и нейтральных частиц приблизительно равны.

▼▼) Получено из анализа взаимодействий с ядрами фотоэмульсии в предположении, что сечение рождения пар К-мезонов того же порядка, что и сечение рождения гиперонов, а сечения рождения заряженных и нейтральных гиперонов приблизительно одинаковы. По-видимому, сечение σ_{Σ^+} , измеренное в работе /70/, является сильно заниженным.

***) Грубая оценка по средним числам рождавшихся K^{\pm} -мезонов.

■) Получено из анализа взаимодействий с ядрами фотоэмульсии в предположении, что $\sigma_{st} \approx 2\sigma_{\kappa\kappa^+}$. Так как на опыте изучались лишь K^+ -мезоны с энергиями $T \leq 0,14$ Бэв, то остальная часть сечения добавлена из сравнения с теоретическими спектрами, рассчитанными по статистической теории Ферми.

■■) Оценка, полученная при условии: $\sigma_{\Sigma^0} \approx \sigma_{\Sigma^-} = 0,16$ (ср. табл. 3).

▲) Сечение реакций с $\bar{\pi}$ -мезонами не учитывалось (пороговая энергия рождения $\bar{\pi}$ -мезонов $T_{\pi} \approx 1$ Бэв).

▲▲) При этом предполагалось, что рождение пар К-мезонов разных знаков заряда равновероятно, а сечения рождения заряженных и нейтральных гиперонов приблизительно равны.

□) Оценка, полученная в предположении, что сечение рождения пар К-мезонов приблизительно равно удвоенному сечению рождения гиперонов. (Ср. /42/).

□□) В случае $\kappa-N$ взаимодействий под сечением рождения странных частиц мы понимаем сечение реакций с рождением трех и более странных частиц, т.е. — сечение рождения дополнительной пары странных частиц.

При больших энергиях измерения на ядрах будут давать лишь нижнюю оценку σ_{st} , так как часть странных частиц будет рождаться при аннигиляции антинуклонов, уже замедлившихся вследствие взаимодействий внутри ядра (напомним, что сечение $\sigma_{st}(\bar{N}N)$ сильно зависит от энергии).

В применении к $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействиям анализ взаимодействий с ядрами также может дать достаточно точные значения сечения рождения странных частиц, если энергия частиц после внутриядерных взаимодействий не превосходит порога рождения странных частиц. Это видно, например, из таблицы 10, где приведен выход странных частиц $(\sigma_{st}/\sigma_{in})$, рождающихся при взаимодействии 1,5-бэвных π^- -мезонов с различными ядрами (по данным работы /79/). Энергия большинства частиц после первого $\pi^- - N$ взаимодействия в этом случае недостаточна для рождения странных частиц и величина $(\sigma_{st}/\sigma_{in})$ в широком интервале от C^{12} до Pb^{208} оказывается практически независимой от атомного номера ядра-мишени: $(\sigma_{st}/\sigma_{in})_{\pi^- + \text{ядро}} \approx 2,5\%$.

Таблица 10

Выход странных частиц при взаимодействии π^- -мезонов и протонов с ядрами (по отношению к полному сечению всех неупругих реакций на ядре): $\sigma/\sigma_{st} \%$.

Мишень	$\pi^- + \text{ядро}$ $T = 1,5 \text{ БэВ}$	$p + \text{ядро}$ $T = 2,8 \text{ БэВ}$
C^{12}	$2,57 \pm 0,36$	$0,333 \pm 0,118$
Zr^{56}	$2,25 \pm 0,41$	$0,246 \pm 0,085$
Pb^{208}	$2,17 \pm 0,18$	$0,668 \pm 0,161$

Это хорошо согласуется с усредненной величиной

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\sigma_{st}}{\sigma_{in}} \right)_{\pi^- + p} + \left(\frac{\sigma_{st}}{\sigma_{in}} \right)_{\pi^- + n} \right] = (3 + 1) \%$$

вычисленной по экспериментальным данным таблиц 4 и 9, тем более, что выход странных частиц в работе /79/ несколько занижен (странные частицы регистрировались по их распадам, при этом по условиям эксперимента часть распадов была пропущена). При больших энергиях существенную роль играют вторичные $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействия в ядре; в этом случае можно получить оценку лишь порядка величины σ_{st} . Особенно сильно

вторичные взаимодействия искажают сечение $\sigma_{st}(NN)$, так как при энергии порядка нескольких Бэв $\sigma_{st}(NN) \ll \sigma_{st}(\pi N)$. Так, при взаимодействии протонов с энергией 2,8 Бэв с ядрами углерода (40⁺²⁸₋₁₃)% всех странных частиц образуются в результате внутриядерных $\pi - N$ взаимодействий^{79/}; для ядер свинца эта величина еще больше:

(64⁺²¹₋₁₄)%^{79/}. Выход странных частиц в этом случае сильно зависит от вещества мишени (см. табл. 10).

3. Оценки сечения σ_{st} по выходу K^+ -мезонов из алюминиевой и бериллиевой мишеней.

Так как при энергиях, не превышающих нескольких десятков Бэв, вероятность одновременного рождения более чем одного K^+ -мезона невелика, то сечение реакций с рождением K^+ -мезонов

$$\sigma(K^+) \approx \sum_n n_{K^+} w_n \sigma_{in} \approx \bar{n}_{K^+} \sigma_{in} \approx \left(\frac{\bar{n}_{K^+}}{\bar{n}_{\pi^+}} \right) \bar{n}_{\pi^-} \sigma_{in} \quad (7)$$

и, следовательно,

$$\sigma_{st} \approx \sigma_{\pi K} + \sigma_{\pi K} \approx 2\sigma_{\pi K^+} + 2\sigma_{\pi K^-} = 2\sigma(K^+) \quad (8)$$

(ср. формулу (5)). Экспериментальные значения отношения (n_{K^+}/n_{π^+}) для различных углов и импульсов приведены в таблице 11. Из этой таблицы видно, что по порядку величины отношение средних чисел составляет приблизительно 0,02; 0,1; 0,2 соответственно для $T=6, 10$ и $20-30$ Бэв. При этом как и при вычислении сечения $\sigma_{\pi K}$ следует учитывать фактор $1/3$ (см. формулу (6)).

Из приведенных данных видно, что с ростом энергии сечение рождения странных частиц быстро увеличивается. Если при энергиях $T \approx 1$ Бэв сечения $\sigma_{st}(\pi N)$ и $\sigma_{st}(NN)$ составляют лишь около одного процента от полного сечения всех неупругих каналов, то при энергии $T \approx 20 - 30$ Бэв это сечение возрастает в десять - двадцать раз. Особенно быстрый рост наблюдается в случае аннигиляции антинуклонов; выход странных частиц увеличивается здесь приблизительно втрое на интервале энергии $\Delta T \approx 1$ Бэв.

Если известные в настоящее время экспериментальные данные экстраполировать в область очень больших энергий, то можно ожидать, что при энергиях в несколько сотен Бэв, и выше сечение σ_{st} будет практически совпадать с сечением σ_{in} и рождение странных частиц станет преобладающим процессом. С экспериментальной точки зрения это предположение в настоящее время нельзя подтвердить или опровергнуть^{х)}. Для этого нужна значительно более богатая и чистая экспериментальная информация. В частности, присутствие большого числа гиперонов в стволах широких атмосферных ливней, вызванных космическими частицами сверхвысоких энергий, должно приводить к целому ряду характерных явлений:

^{х)} Предположение о большом сечении рождения странных частиц $\sigma_{st} \approx \sigma_{in}$ не противоречит экспериментальным данным о том, что доля тяжелых частиц (т.е. в том числе и всех странных частиц) при очень больших энергиях не превышает 20-30% от полного числа рождающихся частиц (см. ^{758/}), так как рождение странных частиц может сопровождаться рождением большого числа π -мезонов. (Например, при взаимодействии 16-бэвных π^- -мезонов с протонами в реакциях со странными частицами рождается в среднем 4,5 π^- -мезона^{742/}).

Таблица II

Отношение средних чисел K^+ — и \bar{K}^+ -мезонов, рождающихся при столкновении протонов с ядрами (лабораторная система).

Обозначения те же, что и в таблице 7.

T, Бэв	Ядро	θ (град)	P, Бэв / c	$n_{K^+} / n_{\bar{K}^+}$
6	Si ⁸²	0	0,505	$(1,4 \pm 0,4) 10^{-2}$
"	"	30	0,52	$(2,9 \pm 0,9) 10^{-2}$
"	"	60	0,49	$(4,4 \pm 1,3) 10^{-2}$
"	"	90	0,46	$(3,6 \pm 1,4) 10^{-2}$
10	Be ⁴⁷	4,75	3,3	$0,050 \pm 0,011$
"	"	"	4,6	$0,13 \pm 0,01$
"	"	"	7	$0,14 \pm 0,01$
"	"	9	3	$0,17 \pm 0,03$
"	"	"	5,9	$0,15 \pm 0,03$
"	Si ⁸³	~ 0	4,75	0,077
20	Be ⁴⁷	4,75	4,6	$0,082 \pm 0,005$
"	"	"	5	$0,091 \pm 0,008$
"	"	"	5,5	$0,11 \pm 0,02$
"	"	"	6	$0,099 \pm 0,007$
"	"	"	7	$0,12 \pm 0,01$
"	"	"	9,2	0,13
"	"	"	11,2	$0,20 \pm 0,01$
"	"	"	13	$0,18 \pm 0,02$
"	"	9	3	$0,15 \pm 0,02$
"	"	"	5,9	$0,22 \pm 0,02$
"	"	"	8,9	$0,27 \pm 0,03$
24	Al ⁴⁸⁻⁵⁰	3	18	0,40
"	"	6	5	0,26
"	"	"	6	0,19
"	"	"	8	0,19
"	"	16	2	0,25

30	Be ⁴⁷	4,75	3,3	0,072 ± 0,013
"	"	"	3,9	0,094 ± 0,013
"	"	"	4,6	0,12 ± 0,01
"	"	"	5,5	0,12 ± 0,01
"	"	"	6,4	0,11 ± 0,01
"	"	"	6,9	0,11 ± 0,01
"	"	"	7,5	0,15 ± 0,03
"	"	"	7,9	0,14 ± 0,01
"	"	"	9,3	0,15 ± 0,01
"	"	"	11,4	0,15 ± 0,01
"	"	"	13,8	0,18 ± 0,03
"	"	"	15,2	0,16 ± 0,03
"	"	9	8	0,26 ± 0,02
"	"	"	10	0,27 ± 0,03
"	"	"	11,9	0,28 ± 0,05
"	"	20	1,25	0,027 ± 0,012
"	"	"	2,5	0,230 ± 0,012
"	Ac ⁴⁷	9	3	0,14 ± 0,02
"	"	"	3,9	0,15 ± 0,01
"	"	"	4,9	0,20 ± 0,01
"	"	"	5,9	0,26 ± 0,02
"	"	13	3	0,27 ± 0,02
"	"	"	6	0,29 ± 0,05
"	"	"	9	0,31 ± 0,04

33	Ac ⁵¹	13,5	2	0,22 ± 0,02
----	------------------	------	---	-------------

различию энергетических спектров электронно-фотонной компоненты в плотной среде и в атмосфере при очень больших энергиях, избытку μ^- -мезонов над μ^+ -мезонами в космических лучах под землей и т.п. ^{/80/, /81/}. Некоторые из этих явлений действительно наблюдаются на опыте, однако точность экспериментов невелика и можно высказать лишь качественное утверждение, что при очень больших энергиях $T \gg 10$ Бэв рождается много гиперонов.

С другой стороны, экспериментальные данные, полученные на ускорителях, указывают, что при очень больших энергиях, возможно, более вероятным будет рождение пар К-мезонов. При увеличении энергии сечение σ_{KK} возрастает быстрее, чем сечение рождения гиперонов σ_{YK} . Это хорошо видно в случае $\pi^- - N$ взаимодействий (см. рис. 7) и, по-видимому, имеет место также и в случае $N - N$ взаимодействий, хотя точность измерений здесь очень низка.

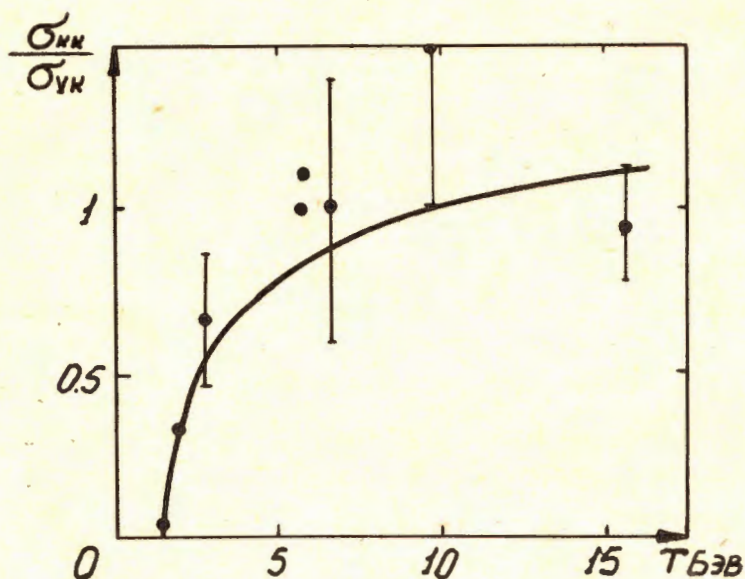


Рис. 7. Относительная величина сечений рождения пар К-мезонов и гиперонов; $\pi^- - p$ - взаимодействие.

Возможно, что различие энергетического поведения сечений σ_{KK} и σ_{YK} указывает на различный механизм реакций с рождением пар К-мезонов и гиперонов. В работе ^{/84/} показано, что рождение пары $K + \bar{K}$ сопровождается сравнительно малой передачей импульса нуклону отдачи; в подавляющем большинстве случаев этот нуклон в лабораторной системе координат остается медленным. Среднее число π^- -мезонов в реакциях с парой К-мезонов также оказывается заметно меньшим, чем в реакциях с гиперонами; например, для $\pi^- - p$ взаимодействий при $T = 16$ Бэв эти числа соответственно составляют $4,0 \pm 0,1$ и $4,9 \pm 0,1$ ^{/42/, /77/}. Эти результаты можно было бы объяснить, если предположить, что взаимодействия, при которых рождаются гипероны, являются более "центральными", т.е. происходят с меньшими параметрами удара, чем взаимодействия с рождением пары К-мезонов.

Из таблиц 6 и 9 видно, что при энергиях порядка нескольких Бэв в $N-N$ взаимодействиях рождается значительно меньше странных частиц, чем при взаимодействии π -мезонов с нуклонами. Например, при $T=2$ Бэв $\sigma_{st}(NN)/\sigma_{st}(\pi N) \approx 2\%$ при $T=6$ Бэв это отношение составляет около 10%. Лишь при энергиях $T \geq 20$ Бэв оба сечения становятся одного порядка.

В заключение отметим, что приведенные выше сечения не изменяются, если заменить все участвующие в реакции частицы на соответствующие им античастицы ($p \rightarrow \bar{p}$, $n \rightarrow \bar{n}$, $\pi^{\pm} \rightarrow \pi^{\mp}$, $\pi^0 \rightarrow \pi^0$, $K^+ \rightarrow K^-$ и т.д.) или одновременно изменить на обратные направления изотопических спинов всех частиц ($p \rightarrow n$, $\pi^+ \rightarrow \pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \pi^+$, $K^+ \rightarrow K^0$ и т.д.).

Л и т е р а т у р а

1. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, Fortschritte d. Phys. 2, 549 (1961).
2. L.Bertanza, P.L.Connolly, B.B.Culwick, F.R.Eisler, T.Morris, R.Palmer, A.Prodell, N.P.Samios; Phys. Rev. Lett. 8, 332 (1962).
3. J.Steinberger, Proc. of the 8-th Intern. Conf. on High-Energy Phys., CERN, 1958.
4. F.S.Crawford, M.Cresti, R.L.Douglass, M.L.Good, G.R.Kalbfleisch, M.L.Stevenson, H.K.Ticho, цитируется по ^{15/}.
5. J.Steinberger; Proc. of the 9-th Intern. Conf. on High-Energy Phys., Kiev, 1959.
6. J.Keren, M.Schwartz, S.Wolf, Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 468 (1962).
7. F.Eisler, R.Plano, A.Pradell, N.Samios, M.Schwartz, J.Steinberger, P.Bassi, V.Borelli, G.Puppi, H.Tanaka, P.Woloschek, V.Zoboli, M.Conversi, P.Franzini, I.Maunelli, R.Santangelo, V.Silvestrini; Nuovo Cim. 10, 468 (1958).
8. A.R.Erwin, Jr., J.K.Kopp; Phys. Rev. 109, 1364 (1958).
9. L.B.Leipuner, R.K.Adair; Phys. Rev. 109, 1358 (1958).
10. F.S.Crawford, Jr., Cresti, M.L.Good, K.Gottstein, E.M.Lyman, F.T.Solmitz, M.L.Stevenson, H.K.Ticho. Bull. Amer. Phys. Soc; 3, 25(1958).
11. J.L.Brown, D.A.Glaser, D.I.Meyer, M.L.Pearl, J.L.Velde, J.W.Cronin; Phys. Rev. 107, 906 (1957).
12. A.Rogozinski; Proc. of the Aix-en-Provence Intern. Conf. on Elem. Particles, 1961.
13. L.Bertanza, B.B.Culwick, I.S.Mitra, N.P.Samios, A.M.Thordike, S.S.Yamamoto; Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 49 (1962).
14. H.Filthuth; Proc. of the Aix-en-Provence Intern. Conf. on Elem. Particles, 1961.
15. F.S.Crawford, Jr., R.L.Douglas, M.L.Good, G.R.Kalbfleisch, M.L.Stevenson, H.K.Ticho; Phys.Rev. Lett. 3, 394 (1959).
16. M.A.Altson, J.A.Anderson, R.G.Burke, D.D.Camony, F.S.Crawford, N.Schmitz, S.E.Wolf; Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High-Energy Phys.; Rochester, 1960.
17. R.Kraemer, M.Nussbaum, L.Madansky, A.Pevsner; Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High-Energy Phys. CERN, 1962.
18. C.Beltay, H.Courant, W.J.Fickinger, E.C.Fowler, H.L.Kraybill, J.Sandweiss, J.R.Sanford, D.L.Stonebill, H.D.Taft; Rev. Mod. Phys. 33, 374 (1961).

19. F.Gard, G.A.Smith; Phys. Rev. 127, 607 (1962).
20. J.K.Kopp, A.M.Shapiro, A.R.Erwin; Phys. Rev. Lett. 6, 327 (1961).
21. A.R.Erwin, Jr., J.K.Kopp; Phys. Rev. 115, 669 (1959).
22. W.H.Hannum, H.Courant, E.C.Fowler, H.L.Kraybill, J.Sandweiss, J.Sanford; Phys. Rev. 118, 577 (1960).
23. F.S.Crawford, Jr., F.Gard, G.A.Smith; Phys. Rev. Lett. 9, No. 4, Abstr. 11 (1962).
24. G.R.Lynch; Rev. Mod. Phys. 33, 395 (1961).
25. J.Button, P.Eberhard, G.R.Kalbfleisch, J.E.Lannutti, G.R.Lynch, B.G.Maglic, M.L.Stevenson, N.H.Xuing; Phys. Rev. 121, 1788 (1961).
26. R.Armenteros, E.Fett, B.French, L.Montanet, V.Nikitin, M.Szeptycka, Ch. Peyrou, R.Bock, A.Schapira, J.Badier, L.Blaskovicz, B.Equer, B.Gregory, F.Müller, S.J.Goldsack, D.H.Miller, C.C.Butler, B.Tallini, J.Kinson, L.Rid-diford, A.Leveque, J.Meyer, A.Verglas, S.Zylberach; Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High-Energy Phys., CERN CERN, 1962.
27. C.Baltay, E.C.Fowler, J.Sandweiss, J.R.Sanford, H.D.Taft, B.B.Culwick, W.B.Fowler, J.K.Kopp, R.I.Luottit, R.P.Shutt, A.M.Thordike, M.S.Webster; Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High-Energy Phys., CERN, 1962.
28. V.S.Barashenkov, E.K.Mihul, Huang Tzu-tzan; Acta Phys. Pol. 20, 657 (1961).
29. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, Huang Tzu-tzan; Acta Phys. Polonica (
30. C.O.Dechand; Phys. Rev. 115, 1730 (1959).
31. V.A.Beljakov, V.V.Glagolev, L.D.Kirillova, N.N.Melnikova, Ч.Сук, К.Д.Толстов; Proc. of the 9-th Intern. Conf. on High-Energy Phys., Kiew, 1959.
32. E.Segre; Proc. of the 9-th Intern. Conf. on High-Energy Phys., Kiew, 1959.
33. E.Amaldi, G.Baroni, G.Bellettini, C.Castagnoli, M.Ferro-Luzzi, A.Manfredini; Nuovo Cim. 14, 977 (1959).
34. L.E.Agnew, Jr., T.Elioff, W.B.Fowler, R.L.Lander, W.M.Powell, E.Segre, H.M.Steiner, H.S.White, C.Weigand, T.Ypsilantis; Phys. Rev. 118, 1371 (1960).
35. S.Goldhaber, G.Goldhaber, W.M.Powell, R.Silberberg; Phys. Rev. 121, 1525 (1961).
36. G.R.Lynch, не опубликовано, цитируется по ^{137/}.
37. G.R.Kalbfleisch; Phys. Rev. 127, 971 (1962).
38. O.Chamberlain, G.Goldhaber, L.Janunian, T.Kalageropoulos, E.Segre, Phys. Rev. 113, 1615 (1959).
39. R.H.March, A.R.Erwin, G.A.Hoyer, W.D.Walker, T.P.Wangler; Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 295 (1962).
40. G.Maenchen, W.B.Fowler, W.M.Powell, R.W.Wright; Phys. Rev. 108, 850 (1957).
41. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, В.И.Векслер, Дин Да-цао, В.Г.Иванов, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, М.И.Соловьев, Чен Лин-янь, ЖЭТФ, 40, 464 (1961).
42. J.Bartke, R.Budde, W.A.Cooper, H.Filthuth, Y.Goldschmidt-Clermont, G.R.MacLeod, A. de Marco, A.Minguzzi-Ranzi, L.Montanet, D.R.O.Morrison, S.Nilsson, C.Peyron, S.Sosnowski, A.Bige, R.Carrara, C.Franzineti, I.Mannelli, G.Brautti, M.Ceschia, L.Chersovani; Preprint CERN, 1962.
43. C.Besson, J.Crussard, V.Feuche, J.Hennessy, G.Koyas, V.R.Párikh, G.Trilling; Nuovo Cim. 6, 1168 (1957).
44. V.S.Barashenkov, V.A.Beljakov, V.V.Glagolev, N.Dalkhazhav, Yao Tsyng-Se, L.F.Kirillova, R.M.Lebedev, V.M.Maltsev, P.K.Markov; Nucl. Phys. 14, 522 (1959).
45. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, E.K.Mihul; Nucl. Phys. 24, 642 (1961).
46. Ч.К.Тичо; Proc. of the Intern. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrumentation, CERN, 1959.

47. W.F.Baker, R.L.Cool, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, S.J.Lindenbaum, W.A.Love, D.Luers, J.A.Niederer, S.Ozaki, A.L.Read, J.J.Russell, L.C.L.Yan; *Phys. Rev. Lett.* 7, 101 (1961).
48. G.Cocconi. *Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High-Energy Phys.*, Rochester, 1960.
49. V.T.Cocconi, T.Fazzini G.Fidecaro, M.Legros, N.H.Lipman, A.W.Merrison; *Phys. Rev. Lett.* 5, 19 (1960).
50. G von Dardel, R.M.Mermond, G.Weber, R.Winter, *Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High-Energy Phys.* Rochester, 1960.
51. V.I.Fitch, S.L.Meyer, P.A.Piroué. *Phys. Rev.* 126, 1849 (1962).
52. W.B.Fowler, W.M.Powell, J.I.Shonle; *Nuovo Cim.* 11, 428 (1959).
53. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, Н.М.Вирясов, Дин Да-цао, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, А.Михул, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, М.И.Соловьев. *ЖЭТФ*, 40, 734 (1961).
54. L.Alvarez; *Proc. of the 9-th Intern. Conf. on High-Energy Phys.* Kiew, 1959.
55. W.B.Fowler, R.W.Birge, P.Eberhard, R.Ely, M.L.Good, W.M.Powell, H.K.Ticho; *Phys. Rev. Lett.* 6, 134 (1961).
56. В.А.Беляков, Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, И.Врана, Ду Юань-цай, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, А.Михул, Нгуен Дин Ты, И.Патера, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев, Т.Хофмоклъ, Чен Лин Янь, М.Шнеебергер. *ЖЭТФ* (в печати).
57. *Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High-Energy Phys.* CERN, 1962.
57. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, Дин Да-цао, В.Г.Иванов, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, С.З.Отвиновский, М.И.Соловьев. *ЖЭТФ*, 38, 1010 (1960).
58. В.С.Барашенков, И.Патера. *УФН* (в редакции).
59. W.J.Fickinger, E.Pickup, D.K.Robinson, E.O.Salant; *Phys. Rev.* 125, 2082 (1962).
60. 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, J.D.Garrison, T.W.Morris; *Phys. Rev.* 103, 1489 (1956).
61. R.L.Luottit, T.W.Morris, D.C.Rahm, R.R.Rau, A.M.Thorndike, W.J.Willis; *Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High-Energy Phys.* Rochester, 1960.
62. P.Bäumel, G.Harris, J.Orear, S.Taylor; *Phys. Rev.* 108, 1322 (1957).
63. V.S.Varashenkov, V.M.Maltsev; *Acta Phys. Polonica*, 17, 397 (1958).
64. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев. *ЖЭТФ*, 36, 933 (1959).
65. J.Hombostel, E.O.Salant, G.T.Zom; *Phys. Rev.* 112, 1311 (1958).
66. R.L.Cool, T.W.Morris, R.R.Rau, A.M.Thordike, W.L.Whittemore; *Phys. Rev.* 108, 1048 (1957).
67. D.Berley, G.V.Collins; *Phys. Rev.* 112, 614 (1958).
68. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, Ю.П.Мерексов, В.М.Сидоров. *ДАН СССР*, 121, 617 (1958).
69. T.Bowen, J.Hardy, Jr., G.T.Reynolds, G.Tagliaferri, A.E.Werbrouck, W.H.Moore; *Phys. Rev.* 112, 2041 (1960).
70. Л.П.Джанелидзе, Д.К.Копылова, Ю.Б.Королевич, Н.И.Костанашвили, К.В.Мандрицкая, Н.И.Петухова, М.И.Подгореккий, Д.Тувдендорж, О.А.Шахулашвили, Чжен Пу-ин. *ЖЭТФ*, 39, 1237 (1960).
71. В.С.Барашенков, В.А.Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Далхажав, Л.Ф.Кириллова, Р.М.Лебедев, В.М.Мальцев, П.К.Марков, К.Д.Толстов, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Яо Цин-се. *Атомная энергия*, 7, 376 (1959).

72. E.R.T.Awunor—Renner, L.Blaskovitch, B.R.French, C.Ghesquiere, I.B. de Minvielle—Devaux, W.W.Neale, C.Pelletier, P.Rivet, A.B.Sahiar, I.O.Skillicorn; *Nuovo Cim.* 17, 134 (1960).
73. L.Montanet, J.A.Newth, G.Petrucci, R.A.Salmeron, A.Zichichi, *Nuovo Cim.* 17, 166 (1960).
74. W.D.Walker, F.Hushfar, W.D.Shephard; *Phys. Rev.* 104, 526 (1956).
75. W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thordike, W.L.Whittemore. *Phys. Rev.*; 98, 121 (1955).
76. G.G.Slaughter, E.M.Harth, M.M.Block; *Phys. Rev.* 102, 2111 (1958).
77. J.Bartke, R.Bock, W.A.Cooper, H.Filthuth, Y.Goldschmidt—Clermont, F.Grad, G.R.MacLeod, A.Minguzzi—Ranzi, L.Montanet, W.G.Moorhead, D.R.O.Morrison, S.Nilsson, C.Peyrou, B.W.Powell, J.Trembley, D.Wiskott, I.Bertanza, C.Franzinetti, I.Manelli, V.Silvestrini, G.Brautti, M.Ceschia, L.Chervosani, *Phys. Rev. Lett.* 6, 303 (1961).
78. G.Cocconi, *Proc. of the Intern. Conf. on the Theor. Aspects of very High—Energy Phenomena*, CERN, 1961.
79. T.Bowen, J.Hardy, Jr., G.T.Reynolds, C.R.Sun, G.Tagliaferri, A.E.Werbrouck, W.H.Moore; *Phys. Rev.* 119, 2030 (1960).
80. B.Peters. *Nuovo Cim.*; 23, 88 (1962).
81. V.S.Barashenkov, I.Petera; *Fortschr. d. Phys.*
82. L.Van Rossum, L.T.Korth; *Bull. Amer. Phys. Soc.* 1, 385 (1956).
83. В.С.Ставинский; частное сообщение.
84. Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Ду Юань-цай, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, А.Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. *ЖЭТФ*, 43, 815 (1962).
85. В.А.Кобзев, Ю.Т.Лукин, Ж.С.Такибаев, Г.Р.Цадикова, Е.В.Шалагина. *ЖЭТФ*, 41, 747 (1961).
86. A.Bigi, S.Brandt, R.Carrara, W.A.Cooper, A. de Marco, G.R.MacLeod, Ch. Peyrou, R.Sosnowski, A.Wroblewski; *Proc. of the 11—th Intern. Conf. on High—Energy Phys.*, CERN, 1962.
87. J.A.Anderson, F.S.Crawford, B.B.Crawford, R.L.Colden, F.Grad, L.J.Lloyd, G.W.Meisner, L.R.Price, G.A.Smith; *Proc. of the 11—th Intern. Conf. on High—Energy Phys.*, CERN, 1962.
88. L.Bertanza, V.Brisson, P.L.Connolly, E.L.Hart, I.S.Mitra, G.C.Moneti, R.R.Rau, N.P.Samios, I.O.Skillicorn, S.S.Yamamoto, M.Goldberg, L.Gray, J.Leither, S.Lichtman, J.Westgard; *Proc. of the 11—th Intern. Conf. on High—Energy Phys.*, CERN, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1962 года.