

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В π^-p И pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Е. Н. Кладницкая

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Приведены экспериментальные данные, полученные при изучении π^-p - и pp -взаимодействий с рождением K^0 -мезонов, Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов при импульсах первичных частиц в интервале 12—405 ГэВ/с и их сравнение с некоторыми моделями. Представлены сечения инклюзивных реакций с образованием K_s^0 , Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -частиц, средние множественности этих частиц и энергетическая зависимость средних множественностей K_s^0 -мезонов, Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов. Рассмотрены также зависимости средних множественностей K_s^0 -, Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -частиц от числа заряженных частиц в событии. Приведены дифференциальные инвариантные и неинвариантные сечения инклюзивных реакций с рождением K_s^0 -мезонов, Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов и зависимости этих сечений от энергии в различных кинематических областях. Рассмотрена поляризация Λ -гиперонов.

Experimental data obtained in a study of π^-p - and pp -interactions with K_s^0 , Λ and $\tilde{\Lambda}$ production at primary particle momenta of 12—405 GeV/c and their comparison with some models are presented. In section 1 are presented K_s^0 , Λ and $\tilde{\Lambda}$ inclusive cross sections, average multiplicities of these particles and an energy dependence of the K_s^0 , Λ and $\tilde{\Lambda}$ average multiplicities. Dependences of the K_s^0 , Λ and $\tilde{\Lambda}$ average multiplicities on the number of charged particles in an event are also considered. Differential invariant and noninvariant cross sections of the inclusive reactions with K_s^0 , Λ and $\tilde{\Lambda}$ production are presented in section 2. Dependences of these cross sections on energy in different kinematic regions are considered.

The last section is devoted to Λ -hyperon polarization.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы изучение процессов с рождением нейтральных странных частиц продвинулось в область высоких энергий до 360 ГэВ в пучках π^- -мезонов и до 405 ГэВ — в протонных пучках. Появилась возможность исследовать характеристики этих процессов в более широком энергетическом интервале и сравнить экспериментальные данные с предсказаниями, следующими из гипотез автомодельности [1], масштабной инвариантности [2] и предельной фрагментации [3], а также с предсказаниями кварковых и других моделей.

В настоящий обзор включены результаты изучения рождения нейтральных странных частиц в π^- -протонных взаимодействиях в интервале импульсов 15—360 ГэВ/с [4—16] и в протон-протонных взаимодействиях при 12—405 ГэВ/с [17—28], полученные с помощью пузырьковых камер.

Цель обзора — систематизировать экспериментальные данные по этой теме, проследить эмпирические закономерности и сравнить их с предсказаниями моделей.

Относительно малые сечения реакций с рождением K_s^0 -, Λ - и $\bar{\Lambda}$ -частиц и трудности их обработки нашли свое отражение в малой (по сравнению с π -мезонами) статистике V^0 -событий, зарегистрированных в пузырьковых камерах (табл. 1).

Таблица 1. Статистика K_s^0 -, Λ -, $\bar{\Lambda}$ -частиц, зарегистрированных в π^-p - и pp -взаимодействиях с помощью пузырьковых камер

$P_{\text{лаб.}}$ ГэВ/с	π^-p				pp				
	$N_{K_s^0}$	N_{Λ}	$N_{\bar{\Lambda}}$	Литература	$P_{\text{лаб.}}$ ГэВ/с	$N_{K_s^0}$	N_{Λ}	$N_{\bar{\Lambda}}$	Литература
15	4523	2850	111	[4]	12,4	204	411	—	[17]
16	3634	1926	63	[5]	19	2859	3529	17	[18]
18,5	2723	1359	77	[6]	69*	482	409	29	[21]
40	754	411	51	[9]	100	223	135	11	[22]
100	846	391	55	[16]	102	105	76	6	[22]
102	102	60	4	[12]	147	382	272	32	[23]
147	505	238	32	[13]	205	333	139	11	[24]
200	366	148	26	[16]	300	705	270	45	[26]
205	248	118	25	[14]	303	197	91	14	[25]
250	624	362	82	[15]	405	488	242	28	[27]
360	1188	488	74	[16]	400	201	120	14	[28]

* В pp -взаимодействиях при 24 ГэВ/с зарегистрировано несколько тысяч V^0 событий [19], однако в этой работе не сообщаются конкретные числа K_s^0 -, Λ - и $\bar{\Lambda}$ -частиц.

В большинстве случаев в экспериментах использовали водородные пузырьковые камеры. Данные при 100, 200 и 360 ГэВ/с [16], а также при 147 ГэВ/с [13] для π^-p -взаимодействий получены с помощью гибридной системы, состоящей из 30-дюймовой водородной пузырьковой камеры и нескольких широкозасорных оптических искровых камер. В эксперименте при 40 ГэВ/с применяли двухметровую пропановую пузырьковую камеру.

Обзор полученных ранее экспериментальных данных по рождению K^0 -мезонов, Λ - и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в инклюзивных реакциях можно найти в работах [29—33].

1. СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ И МНОЖЕСТВЕННОСТИ K_s^0 -МЕЗОНОВ Λ -И $\tilde{\Lambda}$ -ГИПЕРОНОВ

Сечения образования нейтральных странных частиц в инклюзивных реакциях:

$$\pi^- + p \rightarrow K_s^0 + \dots; \quad (1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda (\Sigma^0) + \dots; \quad (2)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \tilde{\Lambda} (\tilde{\Sigma}^0) + \dots; \quad (3)$$

$$p + p \rightarrow K_s^0 + \dots; \quad (4)$$

$$p + p \rightarrow \Lambda (\Sigma^0) + \dots; \quad (5)$$

$$p + p \rightarrow \tilde{\Lambda} (\tilde{\Sigma}^0) + \dots \quad (6)$$

определены в широком интервале импульсов падающих частиц, что позволяет исследовать энергетическую зависимость этих сечений. Сечения рождения K_s^0 -мезонов в реакциях (1) и (4) в зависимости от импульса пучковой частицы даны на рис. 1. В обеих реакциях наблюдается значительный рост сечений в рассматриваемом интервале импульсов. При $P_{\text{лаб}} \geq 100$ ГэВ/с отношение $\sigma_{K_s^0}^{pp}/\sigma_{K_s^0}^{\pi^-p}$ равно отношению сечений неупругих pp - и π^-p -взаимодействий ($\sim 3/2$) (табл. 2). Этот факт свидетельствует о том, что при высоких энергиях мала доля K^0 -мезонов, образованных от фрагментации взаимодействующих частиц. Аппроксимация энергетической зависимости $\sigma_{K_s^0}$ выше 20 ГэВ/с логарифмическими функциями дала удовлетворительные результаты:

$$\sigma_{K_s^0}^{\pi^-p} = (-1,81 \pm 0,57) +$$

$$+ (0,93 \pm 0,11) \ln S, \quad \chi^2 = 1,45^*;$$

$$\sigma_{K_s^0}^{pp} = (-8,13 \pm 1,35) +$$

$$+ (2,34 \pm 0,25) \ln S, \quad \chi^2 = 0,56$$

(см. рис. 1). (S — квадрат полной энергии в с. ц. м.)

Инклюзивные сечения рождения Λ -гиперонов [реакции (2) и (5)] растут с импульсом первичных частиц гораздо медленней (см. рис. 2, а), а для $P_{\text{лаб}} \geq 100$ ГэВ/с практически не зависят от него как в π^-p - (до 360 ГэВ/с) [12—16], так и в pp -взаимодей-

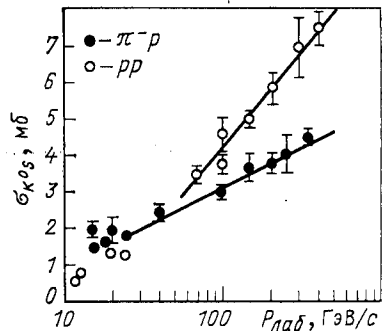


Рис. 1. Энергетическая зависимость инклюзивных сечений K_s^0 -мезонов для π^-p - и pp -взаимодействий:

прямые — результат аппроксимации экспериментальных данных логарифмическими функциями $\sigma_{K_s^0} = a + b \ln S$ (значения параметров a и b даны в тексте)

* Здесь и далее приводятся значения χ^2 на одну степень свободы.

Таблица 2. Отношение инклюзивных сечений K_s^0 -мезонов в pp - и π^-p -взаимодействиях

$P_{\text{лаб}}, \text{ГэВ}/c$	100	200	300	400
$\sigma_{K_s^0}^{pp}/\sigma_{K_s^0}^{\pi^-p}$	$1,55 \pm 0,17$	$1,55 \pm 0,22$	$1,62 \pm 0,29$	$1,63 \pm 0,12$

ствиях (до 405 ГэВ/с) [22—28]. Выше 405 ГэВ/с инклюзивное сечение Λ -гиперонов медленно растет. Об этом свидетельствуют значения σ_{Λ} , полученные в экспериментах на встречных пучках протонов в ЦЕРНе [34]:

$\sigma_{\Lambda} = 4,4 \pm 0,2 \text{ мб}$ при $P_{\text{лаб}} = 1500 \text{ ГэВ}/c$ ($\sqrt{S} = 52 \text{ ГэВ}$) и $\sigma_{\Lambda} = 4,7 \pm 0,2 \text{ мб}$ при $2100 \text{ ГэВ}/c$ ($\sqrt{S} = 62 \text{ ГэВ}$). Заметим для сравнения, что при 405 ГэВ/с $\sigma_{\Lambda} = 4,01 \pm 0,35 \text{ мб}$.

Инклюзивные сечения $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов [реакции (3) и (6)] растут в диапазоне импульсов 12—405 ГэВ/с (рис. 2, б). В pp -взаимодействиях рост $\sigma_{\tilde{\Lambda}}$ прослеживается до $P_{\text{лаб}} = 2100 \text{ ГэВ}/c$, где $\sigma_{\tilde{\Lambda}} = 1,3 \pm 0,5 \text{ мб}$ [34]. Погрешности в определении $\sigma_{\tilde{\Lambda}}$ еще

велики (см. рис. 2, б) и трудно говорить о какой-либо определенной зависимости $\sigma_{\tilde{\Lambda}}$ от $P_{\text{лаб}}$. Можно лишь отметить некоторые общие

черты в поведении $\sigma_{\tilde{\Lambda}}$ и $\sigma_{K_s^0}$. Инклюзивное сечение $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов, как и инклюзивное сечение K_s^0 -мезонов, растет быстрее в pp -взаимодействиях. Однако соотношение

$$\sigma_{\tilde{\Lambda}}^{pp}/\sigma_{\tilde{\Lambda}}^{\pi^-p} = \sigma_{\text{in}}^{pp}/\sigma_{\text{in}}^{\pi^-p}$$

еще не выполняется в исследуемом интервале импульсов, по крайней мере до 300 ГэВ/с.

Сравнение энергетических зависимостей $\sigma_{K_s^0}$ и σ_{Λ} показывает, что $\sigma_{K_s^0} > \sigma_{\Lambda}$ при импульсах выше 15 ГэВ/с в π^-p - и выше 69 ГэВ/с в pp -взаимодействиях, и это неравенство усиливается с ростом энергии первичных частиц. Здесь мы имеем наглядное доказательство того, что с возрастанием энергии первичных частиц все больший вклад в инклюзивное сечение K_s^0 -мезонов дают K_s^0 -ме-

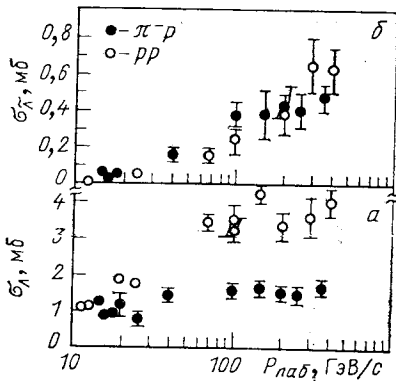


Рис. 2. Энергетическая зависимость инклюзивных сечений:

а — Λ -гиперонов; б — $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов

Таблица 3. Инклюзивные сечения $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов и сечения образования $\tilde{\Lambda}\Lambda$ -пар в π^-p -взаимодействиях

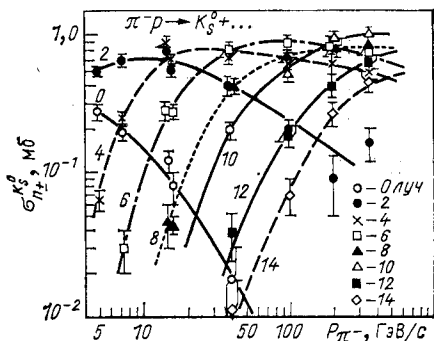
$P_{\text{дв}}^{\text{аб}},$ ГэВ/с	15 [4]	16 [5]	40 [9]	205 [14]	250 [15]
$\sigma_{\tilde{\Lambda}},$ мб	$0,048 \pm 0,005$	$0,040 \pm 0,005$	$0,17 \pm 0,03$	$0,59 \pm 0,23$	$0,41 \pm 0,09$
$\sigma_{\tilde{\Lambda}\Lambda},$ мб	$0,020 \pm 0,005$	$0,016 \pm 0,005$	$0,021 \pm 0,012$	$0,18^{+0,17}_{-0,10}$	$0,15 \pm 0,06$

зоны от $K^0\tilde{K}$ -пар, Λ -гипероны образуются в пределах погрешностей равновероятно в паре с K^0 - и K^+ -мезонами [5, 8, 9, 15, 21]. Статистика зарегистрированных $\tilde{\Lambda}\Lambda$ - и $\tilde{\Lambda}K_s^0$ -пар очень мала, но и она позволяет сделать вывод, что образование $\tilde{\Lambda}\Lambda$ -пар не является преимущественным механизмом образования $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов [4, 5, 9, 10, 14, 28] (табл. 3).

Энергетические зависимости полуинклюзивных сечений образования K_s^0 -мезонов и Λ -гиперонов для π^-p -соударений показаны на рис. 3 и 4. При импульсах π^- -мезонов до 40 ГэВ/с основной вклад в инклюзивные сечения дают малолучевые события ($n_{\pm} = 2 \div 4$). С повышением импульса первичных пионов быстро растет вклад от событий с большой множественностью и довольно медленно (кроме 0-лучевых) убывает вклад от малолучевых событий. Значения $\sigma_{n_{\pm}}^{K_s^0}$ в максимуме слабо зависят от n_{\pm} , в то время как максимальные значения $\sigma_{n_{\pm}}^{\Lambda}$ явно уменьшаются для больших множественностей.

В энергетической зависимости полуинклюзивных сечений образования K_s^0 - и Λ -частиц для pp -взаимодействий наблюдаются те же самые закономерности.

Средние множественности K_s^0 -мезонов, $\tilde{\Lambda}$ - и Λ -гиперонов. Одна из важных характеристик адрон-адронных взаимодействий — средняя множественность вторичных частиц. Поведение средней


 Рис. 3. Энергетическая зависимость полуинклюзивных сечений K_s^0 -мезонов для π^-p -взаимодействий (кривые проведены от руки)

множественности частиц с энергией весьма критично для многих моделей (см., например, [35—37]).

Зависимость средней множественности K_s^0 -мезонов ($\langle n_{K_s^0} \rangle = \sigma_{K_s^0}/\sigma_{\text{ин}}$) в реакциях (1) и (4) от импульса первичной частицы представлена на рис. 5. Видно, что до 100 ГэВ/с $\langle n_{K_s^0} \rangle$ в pp -взаимодействиях растет с энергией быстрее, чем в π^-p -взаимодействиях,

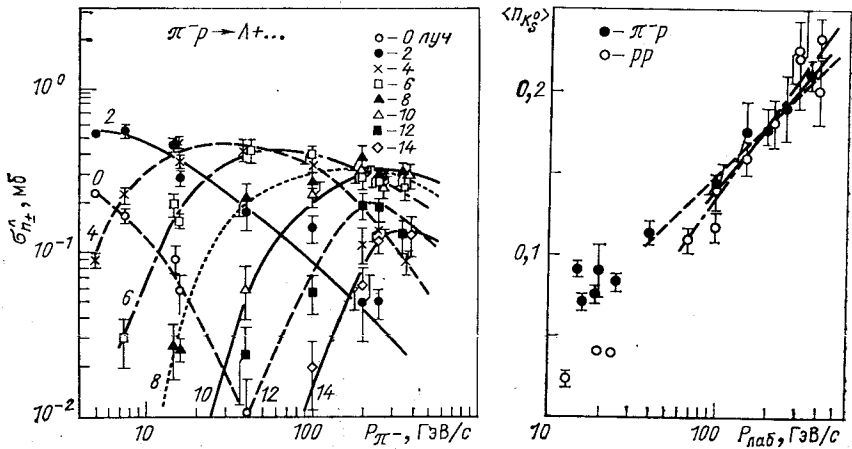


Рис. 4. Энергетическая зависимость полуинклюзивных сечений Λ -гиперонов для π^-p -взаимодействий

Рис. 5. Зависимость средней множественности K_s^0 -мезонов от импульса первичной частицы для π^-p - и pp -взаимодействий:

прямые — результат аппроксимации зависимостей $\langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^-p}$ (— — —) и $\langle n_{K_s^0} \rangle^{pp}$ (— . . —) от $P_{\text{лаб}}$ логарифмической функцией $\langle n_{K_s^0} \rangle = a + b \ln S$; сплошная прямая — результат аппроксимации энергетической зависимости $\langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^-p, pp}$ в интервале 100—405 ГэВ/с логарифмической функцией. Значения параметров приведены в тексте

но в том и другом случаях рост $\langle n_{K_s^0} \rangle$ хорошо описывается функцией вида $\langle n_{K_s^0} \rangle = a + b \ln S$ с параметрами, приведенными в табл. 4 (см. рис. 5). Неплохое описание зависимости $\langle n_{K_s^0} \rangle$ от энергии дает и степенная функция вида $\langle n_{K_s^0} \rangle = aS^b$. Так, для π^-p -взаимодействий в интервале 16—360 ГэВ/с

$$\langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^-p} = (0,023 \pm 0,002) S^{(0,35 \pm 0,02)}, \chi^2 = 0,8,$$

а для pp -взаимодействий в интервале 69—405 ГэВ/с

$$\langle n_{K_s^0} \rangle^{pp} = (0,016 \pm 0,006) S^{(0,41 \pm 0,05)}, \chi^2 = 0,64.$$

Таблица 4. $\langle n_{\nu 0} \rangle = a + b \ln S$

$\langle n_{\nu 0} \rangle$	a	b	Интервал $P_{\text{лаб}}$, ГэВ/с	χ^2
$\langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^- p}$	$-0,082 \pm 0,023$	$0,044 \pm 0,005$	40—360	0,59
$\langle n_{K_s^0} \rangle^{pp}$	$-0,21 \pm 0,05$	$0,067 \pm 0,009$	69—405	0,22
$\langle n_{\Lambda} \rangle^{\pi^- p}$	$0,060 \pm 0,020$	$0,0023 \pm 0,0035$	40—360	0,44
$\langle n_{\Lambda} \rangle^{pp}$	$0,084 \pm 0,030$	$0,0063 \pm 0,0053$	69—405	1,9
$\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle^{\pi^- p}$	$-0,025 \pm 0,005$	$0,0075 \pm 0,0010$	40—360	0,74
$\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle^{pp}$ [27]	$-0,044 \pm 0,018$	$0,010 \pm 0,003$	100—405	0,77
$\langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^- p, pp}$	$-0,15 \pm 0,04$	$0,055 \pm 0,006$	100—405	0,29

Довольно большие погрешности в определении $\langle n_{K_s^0} \rangle$ при высоких энергиях и ограниченный энергетический интервал не позволяют отдать предпочтение ни одной из рассмотренных зависимостей. Следует обратить внимание на область $P_{\text{лаб}} \geq 100$ ГэВ/с, где средние множественности K_s^0 -мезонов в пределах погрешности совпадают для исследуемых типов взаимодействий. Естественно ожидать, что эта особенность в образовании K_s^0 -мезонов сохранится и при более высоких энергиях и можно будет говорить о независимости средней множественности K_s^0 и, в конечном счете, процессов образования K_s^0 -мезонов в адронных взаимодействиях от типа первичной частицы (π^- , p). Для ограниченного диапазона импульсов (100—400 ГэВ/с) получается следующая зависимость:

$$\langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^- p, pp} = (-0,15 \pm 0,04) + (0,055 \pm 0,006) \ln S, \quad \chi^2 = 0,29$$

(сплошная линия на рис. 5). Среднее число Λ -гиперонов ($\langle n_{\Lambda} \rangle = \sigma_{\Lambda} / \sigma_{\text{ин}}$) увеличивается примерно в 2 раза в интервале импульсов 20—100 ГэВ/с, а выше 100 ГэВ/с в пределах погрешности не меняется до 360 ГэВ/с в $\pi^- p$ - и 405 ГэВ/с в pp -взаимодействиях (рис. 6). Среднее число Λ -гиперонов в pp -взаимодействиях остается постоянным и при более высоких энергиях, поскольку увеличение инклюзивного сечения Λ -гиперонов в интервале 400—2100 ГэВ/с происходит при таком же росте сечения неупругих pp -взаимодействий (примерно на 10%) в этом интервале импульсов.

Следует заметить, что в интервале 100—400 ГэВ/с $\langle n_{\Lambda} \rangle^{pp} = 1,4 \langle n_{\Lambda} \rangle^{\pi^- p}$, а не $2 \langle n_{\Lambda} \rangle^{\pi^- p}$. Это свидетельствует о том, что образование Λ -гиперонов идет не только через фрагментацию протонов. Если предположить, что среднее число Λ -гиперонов, образовавшихся не от фрагментации протонов, равно среднему числу $\bar{\Lambda}$ -ги-

Таблица 5. Средние множественности фрагментационных Λ -гиперонов в pp - и π^-p -взаимодействиях и их отношение в интервале импульсов 100–400 ГэВ/с

$P_{\text{лаб}}, \text{ГэВ/с}$	100 [16, 22]	200 [16, 24]	300 [15, 26]	400 [16, 27]
$\langle n_{\Lambda} \rangle_{\text{ФР}}^{pp} = \langle n_{\Lambda} \rangle^{pp} - \langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle^{pp}$	$0,101 \pm 0,012$	$0,091 \pm 0,012$	$0,09 \pm 0,02$	$0,105 \pm 0,009$
$\langle n_{\Lambda} \rangle_{\text{ФР}}^{\pi^-p} = \langle n_{\Lambda} \rangle^{\pi^-p} - \langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle^{\pi^-p}$	$0,057 \pm 0,005$	$0,052 \pm 0,007$	$0,050 \pm 0,009$	$0,053 \pm 0,006$
$\langle n_{\Lambda} \rangle_{\text{ФР}}^{pp} / \langle n_{\Lambda} \rangle_{\text{ФР}}^{\pi^-p}$	$1,77 \pm 0,25$	$1,75 \pm 0,33$	$1,80 \pm 0,29$	$1,99 \pm 0,28$

перонов (не обязательно через $\Lambda\tilde{\Lambda}$ -пары), то получим отношение:

$$\frac{\langle n_{\Lambda} \rangle_{\text{ФР}}^{pp}}{\langle n_{\Lambda} \rangle_{\text{ФР}}^{\pi^-p}} = \frac{\langle n_{\Lambda} \rangle^{pp} - \langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle^{pp}}{\langle n_{\Lambda} \rangle^{\pi^-p} - \langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle^{\pi^-p}} \approx 2$$

для $100 < P_{\text{лаб}} \leq 400$ (табл. 5), т. е. средняя множественность фрагментационных Λ -гиперонов в pp -реакциях в 2 раза больше, чем в π^- -протонных, как и следовало ожидать. Средние множественности $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов растут с энергией (рис. 7). До $P_{\text{лаб}} \approx 200$ ГэВ/с $\langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle^{\pi^-p}$ превышает $\langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle^{pp}$. В интервале 300–400 ГэВ/с

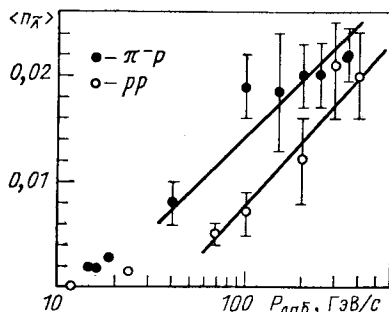
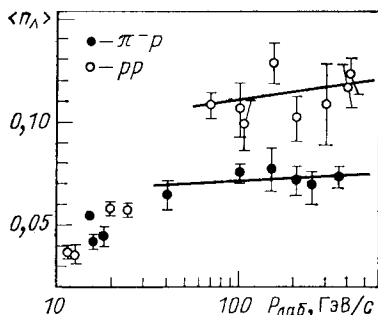


Рис. 6. Зависимость средней множественности Λ -гиперонов от импульса первичной частицы для π^-p - и pp -взаимодействий: прямые — результат аппроксимации экспериментальных данных логарифмическими функциями: $\langle n_{\Lambda} \rangle = a + b \ln S$

Рис. 7. Зависимость средней множественности $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов от импульса первичной частицы для π^-p - и pp -взаимодействий: прямые — результат аппроксимации экспериментальных данных логарифмическими функциями $\langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle = a + b \ln S$

средние множественности $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в реакциях (3) и (6) совпадают. Аппроксимация энергетических зависимостей $\langle n_{\Lambda} \rangle$ и $\langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle$ логарифмической функцией дает результаты, показанные на рис. 6 и 7 и в табл. 4.

При высоких энергиях отношение коэффициентов b , найденных при аппроксимации энергетических зависимостей $\langle n_{K_s^0} \rangle$, $\langle n_{\Lambda} \rangle$, $\langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle$, характеризует отношение сечений K_s^0 -, Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -частиц в центральной области ($x, y^* = 0$). Так, для π^-p -взаимодействий (40—360 ГэВ/с) получаем отношение $b_{K_s^0} : b_{\Lambda} : b_{\tilde{\Lambda}} = 1 : (0,05 \pm 0,08) : (0,17 \pm 0,03)$, а для pp -взаимодействий (69—400 ГэВ/с) — $b_{K_s^0} : b_{\Lambda} : b_{\tilde{\Lambda}} = 1 : (0,10 \pm 0,08) : (0,15 \pm 0,04)$, оба результата находясь в хорошем согласии между собой.

Расчеты по аддитивной кварковой модели [37] для π^-p - и pp -взаимодействий, а они справедливы выше 50—70 ГэВ/с, дают следующие зависимости от энергии для средних множественностей нейтральных странных частиц [38]:

$$\langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^-p(pp)} = 0,19 (-0,22) + 0,067 \ln S;$$

$$\langle n_{\Lambda} \rangle^{\pi^-p, pp} = -0,1 + 0,029 \ln S;$$

$$\langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle^{\pi^-p(pp)} = -0,12 (-0,15) + 0,029 \ln S.$$

Сравнение экспериментальных результатов (см. табл. 4) с этими предсказаниями показывает, что энергетическая зависимость среднего числа K_s^0 -мезонов в pp -соударениях при $P_{\text{лаб}} \geq 69$ МэВ/с совпадает с расчетной. Близка к расчетной и $\langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^-p, pp}$ при $P_{\text{лаб}} \geq 100$ ГэВ/с. Средние же множественности Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов растут с энергией гораздо медленнее, чем ожидается по модельным представлениям, отсюда и отношение $b_{K_s^0}^{\text{теор}} : b_{\Lambda}^{\text{теор}} : b_{\tilde{\Lambda}}^{\text{теор}} = 1 : 0,43 : 0,43$ не согласуется с экспериментальным.

Анализируя энергетическую зависимость средних множественностей K_s^0 -мезонов, следует отметить, что $\langle n_{K_s^0} \rangle$ возрастает с энергией быстрее, чем средняя множественность π^0 -мезонов $\langle n_{\pi^0} \rangle$ (о $\langle n_{\pi^0} \rangle^{\pi^-p}$ см. [13, 16, 39, 40] и о $\langle n_{\pi^0} \rangle^{pp}$ см. [17, 18, 22, 24, 28, 41—43]), примерно до 100 ГэВ/с в π^-p - и в pp -взаимодействиях (рис. 8, б). Выше 100 ГэВ/с отношение $\langle n_{K_s^0} \rangle / \langle n_{\pi^0} \rangle$

становится постоянным ($\approx 0,05$) в π^-p - и в pp -реакциях. Отношение $\langle n_{K_s^0} \rangle^{pp} / \langle n_{\pi^-} \rangle^{pp}$ тоже не зависит от энергии в интервале 100—400 ГэВ и равно примерно 0,065 [44—46] (рис. 8, а). В качестве

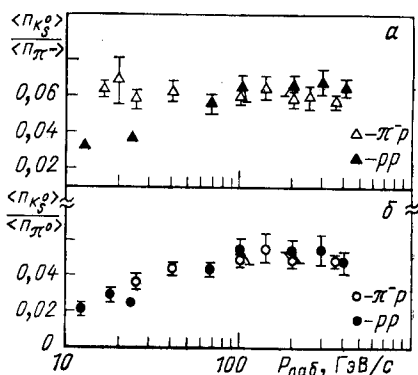


Рис. 8. Зависимость отношения средних множественностей от $P_{\text{лаб}}$: а — K_s^0 - и π^- -мезонов; б) — K_s^0 - и π^0 -мезонов в π^-p - и pp -взаимодействиях

средней множественности π^- -мезонов в π^-p -взаимодействиях [12, 15, 39, 47—51] использовали величину ($\langle n_- \rangle - 1$), которая ближе соответствует средней множественности вновь образовавшихся π^- -мезонов, и постоянство $\langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^-p} / \langle n_{\pi^-} \rangle^{\pi^-p}$ сохраняется во всем исследуемом интервале импульсов. Расчеты соответствующих отношений средних множественностей K_s^0 , π^0 - и π^- -мезонов по аддитивной кварковой модели [38] хорошо согласуются с экспериментом (табл. 6).

Таблица 6. Сравнение экспериментальных отношений $\langle n_{K_s^0} \rangle / \langle n_{\pi^0} \rangle$ и $\langle n_{K_s^0} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$ для π^-p - и pp - взаимодействий в интервале 100—400 ГэВ/с с расчетами по кварковой модели [38]

$P_{\text{лаб}}$, ГэВ/с	$\langle n_{K_s^0} \rangle / \langle n_{\pi^0} \rangle$		$\langle n_{K_s^0} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$	
	Эксперимент	Модель	Эксперимент	Модель
π^-p 100 147 200 360	$0,049 \pm 0,003$	0,054	$0,060 \pm 0,003$	0,053
	$0,056 \pm 0,008$	0,056	$0,065 \pm 0,004$	0,056
	$0,050 \pm 0,004$	0,058	$0,059 \pm 0,004$	0,058
	$0,049 \pm 0,003$	0,061	$0,058 \pm 0,003$	0,062
pp 100 200 300 400	$0,054 \pm 0,007$	0,053	$0,065 \pm 0,007$	0,066
	$0,054 \pm 0,006$	0,058	$0,068 \pm 0,005$	0,070
	$0,055 \pm 0,008$	0,060	$0,069 \pm 0,007$	0,072
	$0,048 \pm 0,006$	0,061	$0,066 \pm 0,004$	0,073

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные по энергетической зависимости инклюзивных сечений и средних множественностей K_s^0 -мезонов при высоких энергиях не противоречат логарифмической зависимости (см. рис. 1, 5), предсказываемой гипотезой масштабной инвариантности [2] для высоких энергий, а также мультипериферической и кварковой моделями (см., например, [36, 38, 53, 54]). Постоянство отношений $\langle n_{K_s^0} \rangle / \langle n_{\pi^0} \rangle$ и $\langle n_{K_s^0} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$ в интервале $P_{\text{лаб}} \geq 100$ ГэВ/с хорошо воспроизводится в аддитивной кварковой модели [38, 55].

Зависимость среднего числа K_s^0 -мезонов, Λ и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов от числа заряженных частиц в событии. Изучение зависимости среднего числа нейтральных частиц от числа заряженных частиц в событии позволяет исследовать корреляции между ними. Так, изучение зависимости среднего числа π^0 -мезонов от числа отрицательных частиц привело к обнаружению линейной корреляции $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_-} = \alpha_{\pi^0} + \beta_{\pi^0} n_-$ до $n_- \approx 2 \langle n_- \rangle$ в π^-p - и pp -взаимодействиях в интервале импульсов выше 20 ГэВ/с [29, 33, 40, 53, 54,

56]. Эти корреляции практически не зависят от типа сталкивающихся частиц, демонстрируя тем самым универсальный характер процессов множественного рождения пионов.

Посмотрим, какова ситуация с K_s^0 -мезонами, Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонами. Зависимости $\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_{\pm}}$ и $\langle n_{\Lambda} \rangle_{n_{\pm}}$ от n_{\pm} для π^-p - и pp -взаимодействий показаны на рис. 9 и 10. При наименьших импульсах (16 для π^-p - и 12,4 ГэВ/с для pp -взаимодействий) корреляции между $\langle n_{V^0} \rangle$ и n_{\pm} обусловлены законами сохранения энергии — импульса. С ростом энергии первичных частиц роль кинематических корреляций уменьшается (кроме больших n_{\pm}) и начинают проявляться динамические корреляции. Они заметны при $P_{\text{лаб}} \geq 100$ ГэВ/с для K_s^0 -мезонов (рис. 9) и при $P_{\text{лаб}} > 300$ ГэВ/с для Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в pp -взаимодействиях [27] (рис. 10). Характерная особенность динамических корреляций — линейный рост $\langle n_{V^0} \rangle$ с увеличением n_{\pm} до $n_{\pm} \approx 2 \langle n_{\pm} \rangle$:

$$\langle n_{V^0} \rangle_{n_{\pm}} = \alpha_{V^0} + \beta_{V^0} n_{\pm}.$$

Таблица 7. $\langle n_{K_s^0} \rangle = \alpha_{K_s^0} + \beta_{K_s^0} n_{\pm}$

$P_{\text{лаб}}, \text{ ГэВ/с}$	π^-p			Интервал n_{\pm}
	$\alpha_{K_s^0}$	$\beta_{K_s^0}$	$\beta_{K_s^0} / \langle n_{K_s^0} \rangle^{\pi^-p}$	
100	$0,10 \pm 0,02$	$0,015 \pm 0,005$	$0,11 \pm 0,04$	1—5
200	$0,044 \pm 0,016$	$0,041 \pm 0,004$	$0,23 \pm 0,03$	1—5
250	$0,032 \pm 0,020$	$0,039 \pm 0,006$	$0,20 \pm 0,04$	1—6
360	$0,088 \pm 0,025$	$0,033 \pm 0,008$	$0,16 \pm 0,04$	1—5
$P_{\text{лаб}}, \text{ ГэВ/с}$	pp			Интервал n_{\pm}
	$\alpha_{K_s^0}$	$\beta_{K_s^0}$	$\beta_{K_s^0} / \langle n_{K_s^0} \rangle^{pp}$	
100	$0,082 \pm 0,027$	$0,029 \pm 0,011$	$0,20 \pm 0,02$	0—5
205 [24]	$0,10 \pm 0,08$	$0,036 \pm 0,013$	$0,20 \pm 0,07$	0—4
300	$0,095 \pm 0,037$	$0,045 \pm 0,014$	$0,20 \pm 0,08$	1—5
405 [27]	$0,076 \pm 0,016$	$0,047 \pm 0,006$	$0,20 \pm 0,03$	0—9

Данные по $\alpha_{K_s^0}$ и $\beta_{K_s^0}$ приведены в табл. 7. Можно видеть, что $\beta_{K_s^0}$ для π^-p - и pp -взаимодействий близки между собой при соответствующих энергиях. При анализе корреляций в pp -взаимодействиях при 405 ГэВ/с [27] замечено, что параметры наклона для K_s^0 -, Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -частиц пропорциональны средним множественностям этих частиц при данной энергии. При нормировке на $\langle n_{V^0} \rangle$

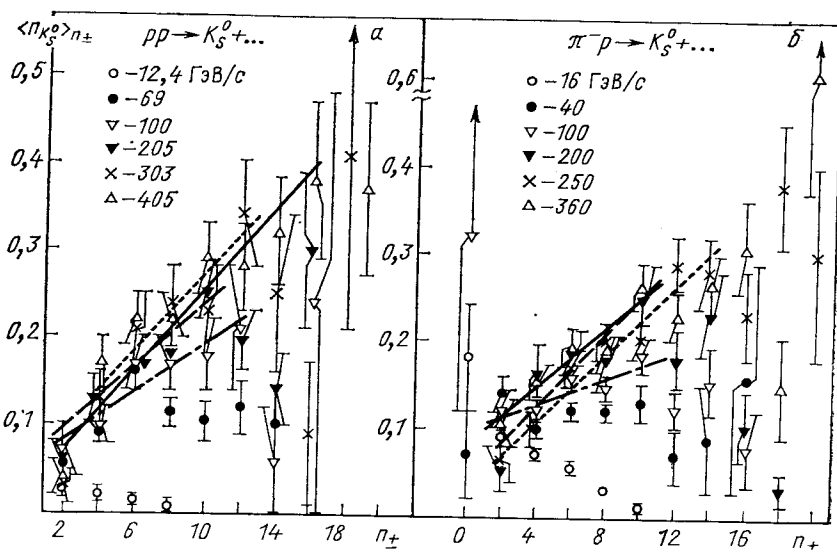


Рис. 9. Зависимость средней множественности K_S^0 -мезонов от числа заряженных частиц в событии при различных импульсах первичных частиц: а — для pp -взаимодействий; б — для π^-p -взаимодействий; прямые $\langle n_{K_S^0} \rangle_{n_{\pm}} = \alpha + \beta n_{\pm}$ при 100 (— · — · — · —), 200 (— — —), 250 и 300 (-----), 360 и 405 ГэВ/с (————)

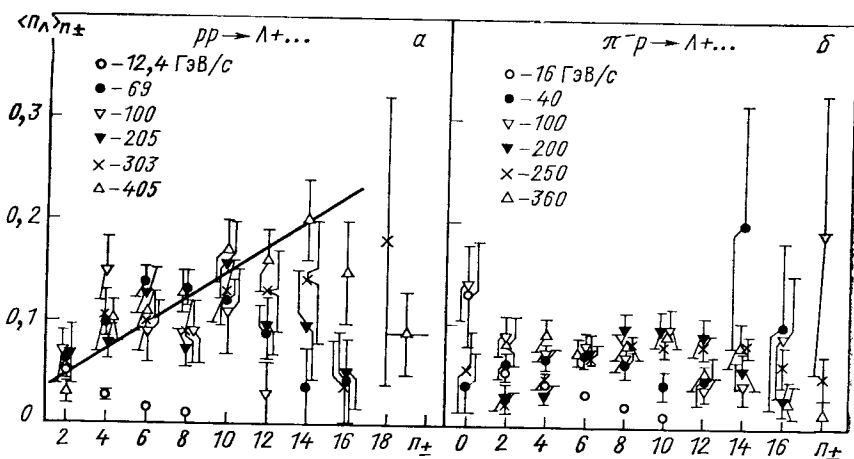


Рис. 10. Зависимость средней множественности Λ -гиперонов от числа заряженных частиц в событии при различных импульсах первичных частиц: прямая — $\langle n_{\Lambda} \rangle_{n_{\pm}} = \alpha + \beta n_{\pm}$ для pp -взаимодействий при 405 ГэВ/с

получено:

$$\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_-} / \langle n_{K_s^0} \rangle = (0,33 \pm 0,07) + (0,20 \pm 0,03) n_- \quad (n_- \leq 9);$$

$$\langle n_{\Lambda} \rangle_{n_-} / \langle n_{\Lambda} \rangle = (0,38 \pm 0,09) + (0,20 \pm 0,03) n_- \quad (n_- \leq 7);$$

$$\langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle_{n_-} / \langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle = (0,34 \pm 0,44) + (0,20 \pm 0,14) n_- \quad (n_- \leq 8).$$

Этот результат указывает на то, что топологические сечения для K_s^0 , Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -частиц ($\sigma_n^{V^0}$) имеют общую функцию распределения $\sigma_n^{V^0} / \langle n_{V^0} \rangle = (0,35 \pm 0,20 n_-) \sigma_n$, где σ_n — топологическое сечение для заряженных частиц.

Постоянство отношения $\beta_{K_s^0} / \langle n_{K_s^0} \rangle$ наблюдается в интервале 100—400 ГэВ/с для pp - и 200—360 ГэВ/с для π^-p -взаимодействий (см. табл. 7), т. е. корреляции между $\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_-}$ и n_- в этих интервалах импульсов растут пропорционально средней множественности K_s^0 -мезонов и не зависят от типа первичных частиц (π^- , p). Если эта закономерность сохранится и при более высоких энергиях, будем иметь еще одно доказательство универсальности процессов множественного рождения частиц.

Для исследования энергетической зависимости корреляций между $\langle n_{\Lambda} \rangle_{n_{\pm}}$ и $\langle n_{\tilde{\Lambda}} \rangle_{n_{\pm}}$ и заряженными частицами необходимы данные при энергиях выше 400 ГэВ/с.

Объяснению корреляций между нейтральными и заряженными частицами посвящено много теоретических работ. Они были рассмотрены в рамках мультитериферических [57, 58], кластерных [59—62], модели критической жидкости [63], в аддитивной кварковой модели [55] и т. п. В большинстве из них рассмотрены корреляции между π^0 -мезонами и заряженными частицами.

В аддитивной кварковой модели [38, 55] пропорциональная зависимость $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_-}$ и $\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_-}$ от n_- объясняется образованием этих частиц через кварк-антикварковые пары, и при отсутствии резонансов зависимости $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_-}$ и $\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_-}$ от n_- должны совпадать с зависимостями средних множественностей π^0 - и K_s^0 -мезонов ($\langle n_{\pi^0} \rangle$ и $\langle n_{K_s^0} \rangle$) от среднего числа отрицательных частиц в соответствующих неупругих адрон-адронных взаимодействиях. В противном случае зависимости $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_-}$ и $\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_-}$ от n_- ослабляются. Экспериментальная зависимость $\langle n_{K_s^0} \rangle$ от $\langle n_- \rangle$ более сильная ($\langle n_{K_s^0} \rangle \approx 0,065 \langle n_- \rangle$), чем зависимость $\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_-}$ от n_- ($\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_-} \sim 0,040 n_-$) (см. табл. 6 и 7), что служит указанием на образование резонансов в адронных взаимодействиях (π^-p , pp) с точки зрения аддитивной кварковой модели.

Известно, что резонансы, распадающиеся на K^0 - и π^{\pm} -мезоны, обнаружены экспериментально (см., например, [26, 27] и ссылки в них).

Характерной особенностью зависимостей $\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_{\pm}}$ от n_{\pm} является спад $\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_{\pm}}$ при множественностях $n_{\pm} \approx 2 \langle n_{\pm} \rangle$ и подъем при больших n_{\pm} . Правда, последние точки в рассматриваемых распределениях статистически плохо обеспечены, но вместе с тем указанная особенность наблюдается и в π^-p - и pp -взаимодействиях при $P_{\text{лаб}} > 40$ ГэВ/с (см. рис. 9 настоящей работы и рис. 18, в из [13]). Возможное объяснение такой особенности предложено в [64] на основе кластерной модели.

Энергетическая зависимость среднего числа заряженных частиц, сопровождающих рождение K^0 -мезонов, Λ и $\tilde{\Lambda}$ гиперонов. Изучению множественности заряженных частиц в π^-p - и pp -взаимодействиях посвящено большое число работ (см. обзоры [29, 31, 53, 54, 65, 66]). Показано [11, 65], что в интервале ускорительных энергий (5—250 ГэВ/с) рост средней множественности $\langle n_{\pm} \rangle$ в π^-p -взаимодействиях можно описать следующими функциями:

$$\langle n_{\pm} \rangle^{\pi p} = (-0,83 \pm 0,05) + (1,47 \pm 0,03) \ln S, \quad \chi^2 = 1,2; \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \langle n_{\pm} \rangle^{\pi p} = & (-1,94 \pm 0,43) + (1,65 \pm 0,07) \ln S + \\ & + (2,9 \pm 1,0) S^{-1/2}, \quad \chi^2 = 2,1. \end{aligned} \quad (8)$$

Для описания энергетической зависимости $\langle n_{\pm} \rangle$ в pp -взаимодействиях в широком интервале энергий ($3 \leq \sqrt{S} \leq 152$) требуется добавление члена с $S^{-1/2}$ [65]:

$$\begin{aligned} \langle n_{\pm} \rangle^{pp} = & (-4,55 \pm 0,20) + (1,99 \pm 0,04) \ln S. + \\ & + (8,16 \pm 0,42) S^{-1/2}, \quad \chi^2 = 1,6 \end{aligned} \quad (9)$$

(рис. 11) и только для $P_{\text{лаб}} > 50$ ГэВ/с получается удовлетворительная аппроксимация роста $\langle n_{\pm} \rangle$ логарифмической функцией $\langle n_{\pm} \rangle^{pp} = A + B \ln S$ [54, 65, 67]. Например, для $10 \leq \sqrt{S} \leq 152$ $A = (-3,19 \pm 0,30)$ и $B = (1,81 \pm 0,05)$ [65]. Как влияет (и влияет ли) рождение нейтральных странных частиц на среднюю множественность заряженных частиц и ее энергетическую зависимость? На этот вопрос могут ответить экспериментальные результаты, приведенные на рис. 11 и 12.

Видно, что при малых энергиях вместе с K^0 -мезонами и Λ -гиперонами образуется в среднем меньше заряженных частиц, чем во всех адронных π^-p -, pp -взаимодействиях. Это обусловлено тем, что энергия, которая может пойти на образование заряженных частиц в реакциях с K^0 - и Λ -частицами, заметно меньше, чем в реакциях $\pi^-(p) + p \rightarrow n_{\pm} + \dots$. В интервале $20 < P_{\text{лаб}} \leq 200$ ГэВ/с $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}$ совпадают с $\langle n_{\pm} \rangle$, а выше 200 ГэВ/с $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}$ превышает $\langle n_{\pm} \rangle$ в π^-p -взаимодействиях (рис. 12). Для pp -взаимодействий превышение $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}$ над $\langle n_{\pm} \rangle$ наступает при $P_{\text{лаб}} \geq 100$ ГэВ/с (рис. 11).

Аналитически энергетическую зависимость средних множественностей заряженных частиц в π^-p -событиях с K_s^0 -мезонами и Λ -гиперонами в интервале импульсов пионов от 16 до 360 ГэВ/с можно представить логарифмическими функциями:

$$\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}^{\pi^-p} = (-2,75 \pm 0,07) + (1,83 \pm 0,02) \ln S, \chi^2 = 1,1; \quad (10)$$

$$\langle n_{\pm} \rangle_{\Lambda}^{\pi^-p} = (-2,34 \pm 0,09) + (1,73 \pm 0,03) \ln S, \chi^2 = 2,2. \quad (11)$$

Видно, что $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}^{\pi^-p}$ и $\langle n_{\pm} \rangle_{\Lambda}^{\pi^-p}$ возрастают с энергией быстрее, чем средняя множественность заряженных частиц в π^-p -взаимодействиях [см. (7)]. Функции (7), (10), (11) представлены на рис. 12.

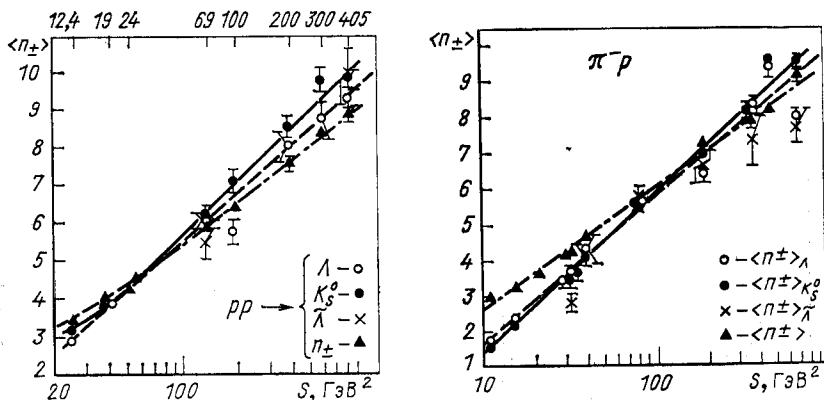


Рис. 11. Зависимость среднего числа заряженных частиц от S для pp -взаимодействий с рождением K_s^0 -, Λ -, $\bar{\Lambda}$ -частиц и всех неупругих pp -взаимодействий: кривые — результат аппроксимации зависимостей $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}$ (сплошная кривая); $\langle n_{\pm} \rangle_{\Lambda}$ (штриховая); $\langle n_{\pm} \rangle$ (штрихпунктир) от S функцией $\langle n_{\pm} \rangle = a + b \ln S + cS^{-1/2}$

Рис. 12. Зависимость среднего числа заряженных частиц от квадрата полной энергии в с. ц. м. для π^-p -событий с рождением K_s^0 -, Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц и всех неупругих π^-p -взаимодействий: прямые — результат аппроксимации зависимостей $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}$ (сплошная линия); $\langle n_{\pm} \rangle_{\Lambda}$ (штриховая); $\langle n_{\pm} \rangle$ (штрихпунктир) от S функцией $\langle n_{\pm} \rangle = A + B \ln S$

Для pp -взаимодействий только средняя множественность заряженных частиц в событиях с Λ -гиперонами растет с энергией логарифмически ($12 < P_{\text{лаб}} \leq 400$ ГэВ/с):

$$\langle n_{\pm} \rangle_{\Lambda}^{pp} = (-2,98 \pm 0,24) + (1,85 \pm 0,06) \ln^2 S, \chi^2 = 1,28.$$

Для описания энергетической зависимости $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}^{pp}$, так же как и для $\langle n_{\pm} \rangle^{pp}$, лучше подходит функция вида

$$\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}^{pp} = a + b \ln S + cS^{-1/2} \quad (12)$$

с $a = (-5,9 \pm 1,8)$, $b = (2,38 \pm 0,26)$, $c = (6,8 \pm 1,9)$, $\chi^2 = 0,65$. Сравнение этих параметров с a , b и c из (9) позволяет сделать вывод о более быстром увеличении $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}^{pp}$ с энергией по сравнению с $\langle n_{\pm} \rangle^{pp}$ в интервале 12,4—400 ГэВ/с (см. также рис. 11).

Превышение средней множественности заряженных частиц в событиях с K_s^0 -мезонами над $\langle n_{\pm} \rangle$ для всех неупругих взаимодействий качественно можно объяснить в мультипериферической модели за счет усиления роли ветвлений при высоких энергиях. В событиях с большим числом ветвлений, с одной стороны, более вероятно обнаружить такое редкое событие, как рождение K^0 -мезона, с другой — в этих событиях больше множественность заряженных частиц.

Для сравнения энергетических зависимостей средних множественностей заряженных частиц в π^-p - и pp -событиях используют зависимость $\langle n_{\pm} \rangle$ от доступной энергии E_a [53, 65], которая определяется как $E_a = \sqrt{S} - (m_a + m_b)$, где m_a и m_b — массы сталкивающихся частиц. Зависимость $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0}$ от E_a^2 для π^-p - и pp -взаимодействий показана на рис. 13.

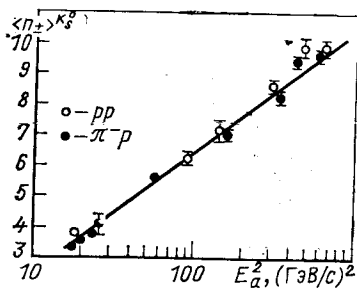


Рис. 13. Зависимость средней множественности заряженных частиц от E_a^2 в π^-p - и pp -событиях с рождением K_s^0 -мезонов:

прямая — результат аппроксимации логарифмической функцией (см. текст)

Видна общая для обоих типов взаимодействий зависимость от E_a^2 , при описании которой логарифмической функцией получаем $\langle n_{\pm} \rangle_{K_s^0} = (-1,52 \pm 0,10) + (1,74 \pm \pm 0,03) \ln E_a^2$, $\chi^2 = 4,6$ в интервале 15—405 ГэВ/с.

Определение средней множественности π^0 -мезонов в событиях с K_s^0 - и Λ -частицами посвящена только одна работа [40]. Относительно высокая ($\approx 20\%$) эффективность

регистрации e^+e^- -пар от конверсии γ -квантов в пропановой камере позволила выполнить эту работу. Найдено, что в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с среднее число π^0 -мезонов * одинаково в событиях с K_s^0 мезонами и без них: $\langle n_{\pi^0} \rangle_{K_s^0}^{\pi^-p} = 2,63 \pm 0,20$, $\langle n_{\pi^0} \rangle^{\pi^-p} = 2,55 \pm 0,04$. С событиями, в которых образуются Λ -гипероны, в среднем ассоциируется больше γ -квантов, чем со всеми π^-p -взаимодействиями ($\langle n_{\gamma} \rangle^{\pi^-p} = 5,10 \pm 0,07$, а $\langle n_{\gamma} \rangle_{\Lambda}^{\pi^-p} = 5,76 \pm 0,57$). Это превышение естественно объяснить появлением γ -квантов от распада Σ^0 -гиперонов.

* Предполагалось, что все γ -кванты — от распада π^0 -мезонов.

2. ИНКЛЮЗИВНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Анализ инклюзивных дифференциальных сечений позволяет исследовать образование вторичных частиц в различных областях фазового объема. В последние годы, проверяя предсказания гипотез масштабной инвариантности [2] и предельной фрагментации [3], предсказания, вытекающие из обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже [68], а также кварковых моделей [37, 69], физики чаще всего анализируют поведение дифференциальных сечений в центральной области и областях фрагментации сталкивающихся частиц. Центральная область определяется соотношением $|x| \leq 2m_{\perp}/\sqrt{S}$, где $x = P^*/P_{\text{макс}}^*$ или $x = 2P^*/\sqrt{S}$ при $S \rightarrow \infty$, $m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$; m — масса инклюзивной частицы; P_{\perp} — поперечный; P_{\parallel}^* — продольный импульс в с. ц. и. Области фрагментации определяются условием $|x| \geq 2m_{\perp}/\sqrt{S}$.

Дифференциальные сечения по x . Выше отмечалось, что $\sigma_{K_s^0}$, σ_{Λ} и $\sigma_{\bar{\Lambda}}$ растут с увеличением энергии первичной частицы в π^-p - и в pp -взаимодействиях. Интересно посмотреть, какие области по x определяют этот рост инклюзивных сечений. Дифференциальные сечения $d\sigma^{K_s^0}/dx$ при различных энергиях для π^-p -взаимодействий показаны на рис. 14, $d\sigma^{K_s^0}/dx$ при 12,4, 205 и 405 ГэВ/с для pp -взаимодействий показаны на рис. 23, а. Видно, что величина $d\sigma^{K_s^0}/dx$ растет в области $0 \leq |x| \leq 0,3$, причем в большей степени в центральной области ($|x| \leq 0,1$). При переходе к более высоким энергиям уменьшается доля K_s^0 -мезонов от фрагментации сталкивающихся частиц. Распределения $d\sigma^{\Lambda}/dx$ при тех же импульсах приведены на рис. 15, а и 26, а.

В обоих типах взаимодействий $d\sigma^{\Lambda}/dx$ растут в широком интервале по x , включающем центральную область и области фрагментации протонов, в отличие от $d\sigma^{K_s^0}/dx$. Поведение $d\sigma^{\bar{\Lambda}}/dx$ с энер-

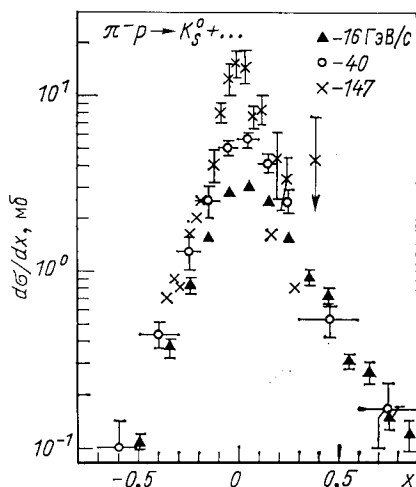


Рис. 14. Распределения по x для K_s^0 мезонов из π^-p -взаимодействий при 16, 40 и 147 ГэВ/с

* В ряде работ по изучению рождения V^0 -частиц в pp -взаимодействиях распределения сложены относительно $x = 0$ для улучшения статистической точности; $|x|$ означает, что такое сложение было произведено.

гией для π^-p -взаимодействий показано на рис. 15, б. Как и для K_s^0 -мезонов, наблюдается преимущественный рост $d\sigma^{\tilde{\Lambda}}/dx$ в центральной области. То же самое можно сказать о $d\sigma^{\tilde{\Lambda}}/dx$ для pp -взаимодействий (см., например, рис. 10, а в [27]).

Таким образом, продолжающийся вплоть до 400 ГэВ/с рост инклюзивных сечений K_s^0 -мезонов и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в π^-p - и pp -взаимодействиях обусловлен в основном процессами, происходящими в центральной области. Увеличение инклюзивного сечения

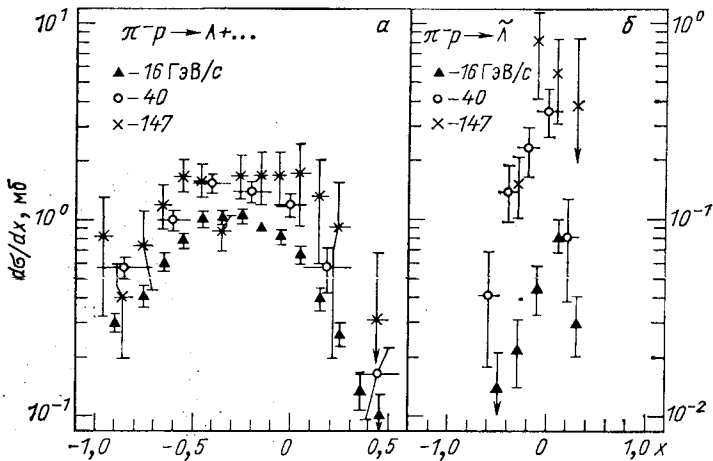


Рис. 15. Распределения по x для Λ^+ (а), $\tilde{\Lambda}$ (б)-гиперонов из π^-p -взаимодействий

Λ -гиперонов в интервале 20—100 ГэВ/с связано с процессами фрагментации протонов и с рождением Λ -гиперонов в центральной области.

Дифференциальные сечения по y^* . Распределения по продольной быстрой в с. д. м. [$y^* = 1/2 \ln(E^* + P_{||}^*) / (E^* - P_{||}^*)$] позволяют более подробно посмотреть особенности рождения вторичных частиц в центральной области. Напомним, что $d\sigma/dy^*$ представляет собой проинтегрированную по поперечным импульсам инклюзивной частицы инвариантную функцию распределения (структурную функцию), умноженную на π :

$$\frac{d\sigma}{dy^*} = \pi \int f(S, y^*, P_{\perp}^2) dP_{\perp}^2 = \pi \int \frac{d^2\sigma}{\pi^2 dy^* dP_{\perp}^2} dP_{\perp}^2.$$

Распределения $d\sigma^{K_s^0}/dy^*$ приведены на рис. 16 (π^-p — 16, 40, 250 ГэВ/с) и рис. 17 (pp — 24, 205 и 405 ГэВ/с). Распределения

$d\sigma^{K_s^0}/dy^*$ для π^-p -взаимодействий становятся заметно пологими в центральной области: при 16 ГэВ/с — в области $|y^*| < 0,5$, при 250 ГэВ/с — в области $|y^*| \leq 1$. В pp -взаимодействиях похожее поведение $d\sigma^{K_s^0}/dy^*$ наблюдают до 100 ГэВ [21], а при

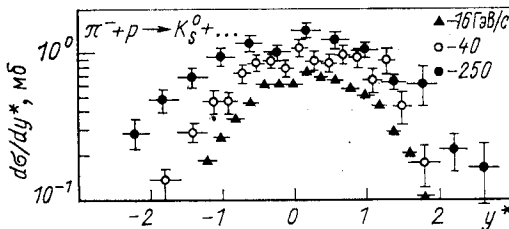


Рис. 16. Распределения по быстроте в с. ц. м. для K_s^0 -мезонов из π^-p -взаимодействий при 16, 40 и 250 ГэВ/с

более высоких энергиях в центральной области имеем минимум (см. рис. 17). Отметим, что $d\sigma^{K_s^0}/dy^*$ продолжают расти в центральной области как в π^-p -, так и pp -взаимодействиях до 400 ГэВ/с [16, 27], не обнаруживая постоянного по высоте плато [$f(y^*) = \text{const}$], существование которого следует из гипотезы масштабной инвариантности при высоких энергиях ($S \rightarrow \infty$).

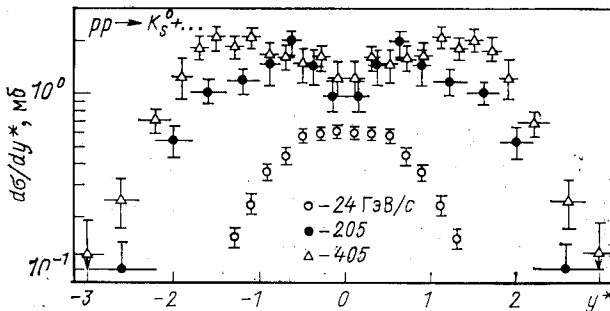


Рис. 17. Распределения по быстроте для K_s^0 -мезонов из pp -взаимодействий при 24, 205 и 405 ГэВ/с: $d\sigma^{K_s^0}/dy^*$ для $y^* > 0$ получены отражением $d\sigma^{K_s^0}/dy^*$ для $y^* < 0$ относительно оси $y^* = 0$

Иначе, чем распределения $d\sigma^{K_s^0}/dy^*$, выглядят распределения $d\sigma^\Lambda/dy^*$ (рис. 18 и 19). Распределение по y^* для Λ -гиперонов из π^-p -взаимодействий имеет максимум, который смещается в сторону отрицательных значений с увеличением импульса первичных π^- -мезонов, указывая на смещение области фрагментации протона с увеличением фазового объема. Значение инвариантного сечения

Λ -гиперонов в максимуме в пределах погрешности не зависит от энергии в интервале 40—360 ГэВ [9, 16]. Аналогичную картину

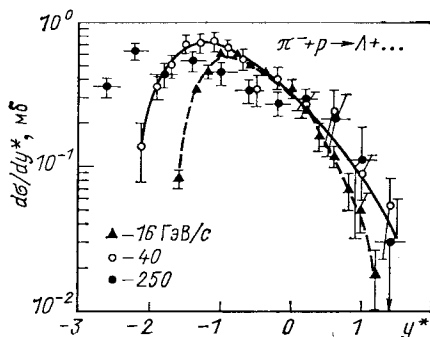


Рис. 18. Распределения по быстроте для Λ -гиперонов из π^-p -взаимодействий при 16, 40 и 250 ГэВ/с (кривые проведены от руки)

(360 и 405 ГэВ/с) появились указания на уменьшение инвариантных сечений Λ -гиперонов при $y^* \approx 0$. В обоих случаях погрешности велики и необходимы новые данные при этих и более высоких энергиях для заключения о поведении $d\sigma^\Lambda/dy^*$ $|_{y^*=0}$ при $P_{\text{лаб}} > 300$ ГэВ/с.

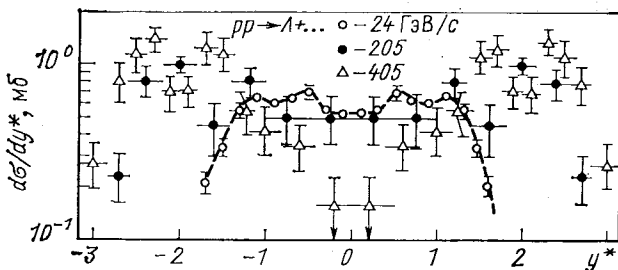


Рис. 19. Распределения по быстроте для Λ -гиперонов из pp -взаимодействий при 24, 205 и 405 ГэВ/с:

$d\sigma^\Lambda/dy^*$ для $y^* > 0$ получены так же, как и $d\sigma^{K_s^0}/dy^*$ для $y^* > 0$ (см. рис. 16); кривая проведена от руки

Распределения инвариантных сечений по быстроте для $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов (рис. 20 и 21) демонстрируют рост этих сечений в центральной области. При этом распределения становятся пологими при высоких энергиях. Отношение инвариантных сечений K_s^0 -мезонов,

Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в центральной области ($|y^*| \leq 0,5$) для π^-p -взаимодействий при 360 ГэВ/с [16] составляет $1 : (0,14 \pm \pm 0,04) : (0,16 \pm 0,04)$ и находится в согласии с отношением $b_{K_s^0} : b_{\Lambda} : b_{\tilde{\Lambda}}$ (см. разд. 1). Для pp -взаимодействий при 405 ГэВ/с [27] соответствующее отношение инвариантных сечений K_s^0 -, Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -частиц

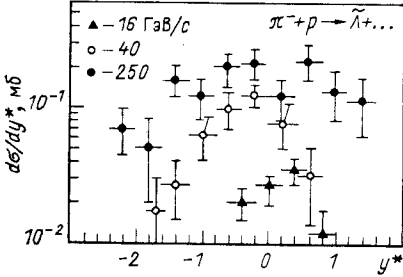


Рис. 20. Распределения по быстрой для $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов из π^-p -взаимодействий при 16, 40, 250 ГэВ/с

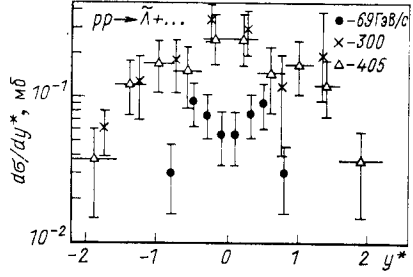


Рис. 21. Распределения по быстрой $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов из pp -взаимодействий при 69, 300 и 405 ГэВ/с:

$d\sigma_{\tilde{\Lambda}}/dy^*$ для $y^* > 0$ при 69 и 405 ГэВ/с получены так же, как $d\sigma_{K_s^0}/dy^*$ для $y^* > 0$

в центральной области ($|y^*| < 1,2$) равно $1 : (0,19 \pm \pm 0,04) : (0,13 \pm 0,03)$. Как видим, отношения выходов K_s^0 -мезонов, Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в центральной области согласуются для π^-p - и pp -взаимодействий.

Инвариантные структурные функции $F(x)$. Инвариантная структурная функция $F(x)$ представляет собой проинтегрированную по поперечным импульсам инклюзивной частицы инвариантную структурную функцию $f(S, x, P_{\perp}^2)$:

$$F(x) = \int_{\perp} f(S, x, P_{\perp}^2) dP_{\perp}^2 = \int \frac{2E^* d^2\sigma}{\pi \sqrt{S} dx dP_{\perp}^2} dP_{\perp}^2.$$

Именно функция $F(x)$ и используется при изучении масштабных свойств сильных взаимодействий. По гипотезе масштабной инвариантности $F(x)$ должна достигать предельного, не зависящего от энергии значения при $S \rightarrow \infty$.

Структурные функции K_s^0 -мезонов для реакции (1) при 16, 40, 250 и 360 ГэВ/с показаны на рис. 22. С увеличением импульса пучковой частицы от 16 до 360 ГэВ/с $F_{K_s^0}(x)$ растет в центральной области и убывает в области фрагментации π^- -мезона. В области фрагментации протона ситуация неоднозначна. При 250 ГэВ/с [15] заметно уменьшение $F_{K_s^0}(x)$ по сравнению со значениями при меньших энергиях для $x < -0,2$. Однако экспериментальные

результаты, полученные при 360 ГэВ/с [16], указывают на слабый рост $F^{K_s^0}(x)$ в этой области. Во всяком случае, $F^{K_s^0}(x)$ в области фрагментации протона изменяется гораздо слабее, чем в области фрагментации π^- -мезона.

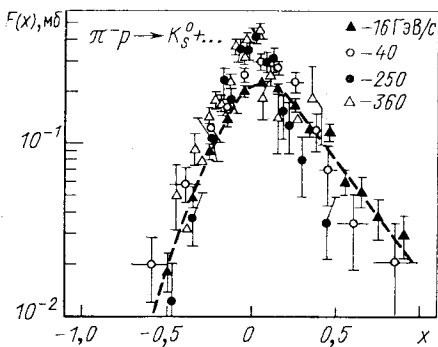


Рис. 22. Зависимость структурных функций K_s^0 -мезонов от x для π^-p -взаимодействий при 16, 40, 250 и 360 ГэВ/с (кривая проведена от руки)

$F^{K_s^0}(x)$ для pp -взаимодействий тоже растет в центральной области с увеличением $P_{\text{лаб}}$ до 405 ГэВ/с (рис. 23, б). В области $|x| > 0,2$ значения $F^{K_s^0}(x)$ при 69 и 405 ГэВ/с совпадают.

Таким образом, структурная функция $F^{K_s^0}(x)$ для π^-p -взаимодействий не достигает предельного значения ни в центральной области, ни в областях фрагментации сталкивающихся частиц до 360 ГэВ/с. Для pp -взаимодействий $F^{K_s^0}(x)$ в центральной области тоже не достигает предельного значения. В об-

ласти $|x| > 0,2$ инвариантное сечение K_s^0 -мезонов в pp -взаимодействиях не зависит от энергии в интервале 69—400 ГэВ/с. Более наглядное представление о поведении структурной функции в области фрагментации протона дает распределение $d\sigma^{K_s^0}/dy_{\text{лаб}}$ (рис. 24).

Что касается распределений $F^\Lambda(x)$, в них наблюдается довольно широкий диапазон по x , включающий центральную область и область фрагментации протона, в котором эти распределения не зависят от $P_{\text{лаб}}$ (рис. 25 и 26, б). Так, для π^-p -взаимодействий распределение $F^\Lambda(x)$ в интервале $-0,7 < x < 0,1$ сохраняет свой вид при увеличении импульса π^- -мезонов от 5 до 250 ГэВ/с [9, 15, 74]. При 360 ГэВ/с [16] значения $F^\Lambda(x)$ в области $x > -0,1$ ниже значений, полученных при более низких энергиях. Однако авторы [16] не исключают влияния статистической флуктуации. Для pp -взаимодействий структурная функция Λ -гиперонов не зависит от энергии в интервале 69—405 ГэВ [21—24, 26, 27] практически по всей области изменений x .

Полученные на встречных пучках протонов ($\sqrt{s} = 53$ и 62 ГэВ) [34] инвариантные дифференциальные сечения Λ -гиперонов для области фрагментации протонов ($0,3 < x < 0,96$) совпадают с соответствующими сечениями при $P_{\text{лаб}} = 300$ ГэВ/с. Следовательно, можно говорить о независимости от энергии (скейлинге) структурной функции Λ -гиперонов в области фрагментации

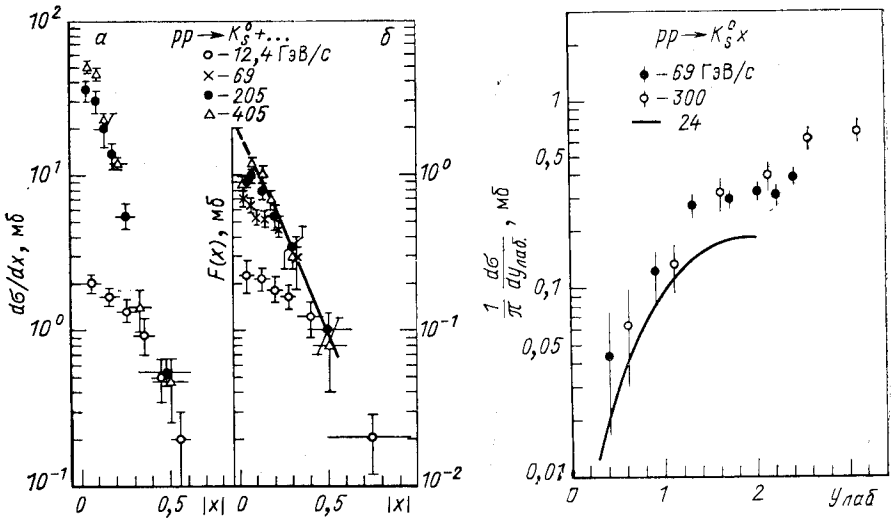


Рис. 23. Зависимость неинвариантных (а) и инвариантных (б) сечений K_s^0 -мезонов от $|x|$ для pp -взаимодействий при 12,4; 69; 205 и 405 ГэВ/с: кривая — результат расчета по модели СИМ (см. текст)

Рис. 24. Распределения по быстройте в лабораторной системе для K_s^0 -мезонов из pp -взаимодействий при 24, 69 и 300 ГэВ/с [21]

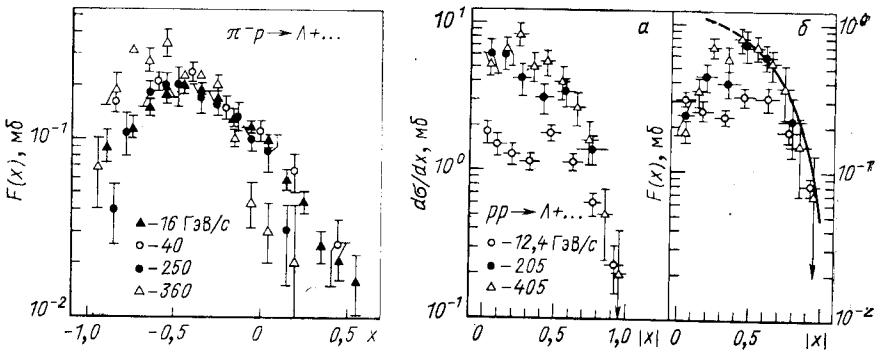


Рис. 25. Зависимость структурных функций Λ -гиперонов от x для π^-p -взаимодействий при 16, 40, 250 и 360 ГэВ/с

Рис. 26. Зависимость неинвариантных (а) и инвариантных (б) сечений Λ -гиперонов от $|x|$ при 12,4; 205 и 405 ГэВ/с: кривая — результат расчета по модели СИМ (см. текст)

протонов в интервале от 69 до 2100 ГэВ/с. Структурная функция $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов возрастает в области $x \approx 0$ при переходе к более высоким энергиям в π^-p - и pp -взаимодействиях (рис. 27 и 28). Следует отметить, что скейлинговое поведение инвариантного дифференциального сечения Λ -гиперонов в интервале $-0,7 < x < 0,1$ для π^-p -взаимодействий наблюдается в условиях роста $d\sigma^\Delta/dx$ в этом интервале по x (до 100 ГэВ/с) (рис. 2, а, 15, а).

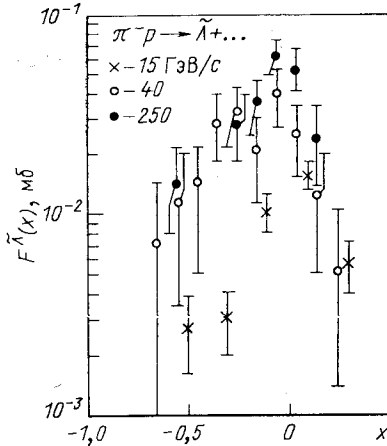


Рис. 27. Зависимость структурных функций $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов от x для π^-p -взаимодействий при 15, 40 и 250 ГэВ/с

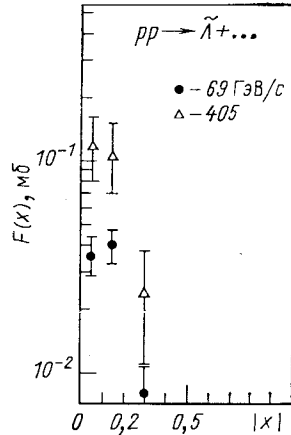


Рис. 28. Зависимость структурных функций $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов от $|x|$ для pp -взаимодействий при 69 и 405 ГэВ/с

Таким образом, можно сделать вывод, что при увеличении полной энергии в с. ц. м. (π^-p) энергия Λ -гиперонов растет медленнее, компенсируя рост инклюзивного сечения. Для pp -взаимодействий, кажется, нет такой особенности: скейлинговое поведение $F^\Lambda(x)$ наблюдается в диапазоне импульсов 69—405 ГэВ/с, где инклюзивное сечение Λ -гиперонов не меняется с энергией * (см. рис. 2, а).

Анализируя изменение с энергией нормированных инвариантных дифференциальных сечений частиц в центральной области, можно установить экспериментальную закономерность их подхода к масштабному пределу. Теоретические предсказания относительно скорости приближения инвариантных сечений к масштабному пределу связаны с обобщенной оптической теоремой и моделью

* В настоящее время нет данных по рождению Λ -гиперонов в pp -взаимодействиях при энергиях 30—60 ГэВ, где указанная особенность могла бы проявиться.

полюсов Редже [31, 68]. В частности, для центральной области ($y^* = 0$) на основе двухреджеонного формализма предсказывается зависимость [31] вида

$$f(0, m_{\perp}, S) = \Phi_{pp}(m_{\perp}) + A(0, m_{\perp}) S^{-1/4} + B(0, m_{\perp}) S^{-1/2}, \quad (13)$$

где $\Phi_{pp}(m_{\perp})$ зависит только от типа инклюзивной частицы.

Авторы работы [31] показали, что для описания энергетической зависимости инвариантных сечений в центральной области в интервале ускорительных энергий последним членом в (13) пренебречь нельзя (рис. 29, кривые взяты из [31]). Экспериментальные данные для инвариантных инклюзивных сечений K_s^0 -мезонов (π^-p - и pp -взаимодействия) согласуются с зависимостью (13) и не противоречат существованию масштабного предела, не зависящего от вида сталкивающихся частиц (см. также рис. 19 в [31]).

Распределения инвариантных сечений K_s^0 - и Λ -частиц по x в областях фрагментации протонов хорошо согласуются с предсказаниями модели СИМ (constituent interchange model) [69, 70], рассматривающей взаимодействие частиц на кварковом уровне (см. рис. 23, б, 26, б). По этой модели $E^* d^3\sigma/dP^3 = R(1-x)^F$ для $P_{\perp} \approx 0$, где F — минимальное число спектаторных кварков; $F = 2n - 3$; n — число валентных кварков для ($a\bar{c}$); a — падающая частица; c — вторичная инклюзивная частица. Для реакции (4)

$$E^* d\sigma^{K_s^0}/d|x| \propto [(1 - |x|^3) + 2(1 - |x|^7)]$$

в предположении $\sigma_{K_0} \approx \sigma_{\tilde{K}_0}$ [27]. Первый член определяет спектр K_s^0 -мезонов от распада K^0 , а второй от распада \tilde{K}^0 .

Распределения инвариантных сечений Λ - и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов описываются, соответственно, зависимостями [27]:

$$E^* d\sigma^{\Lambda}/d|x| \propto (1 - |x|);$$

$$E^* d\sigma^{\tilde{\Lambda}}/d|x| \propto (1 - |x|^9).$$

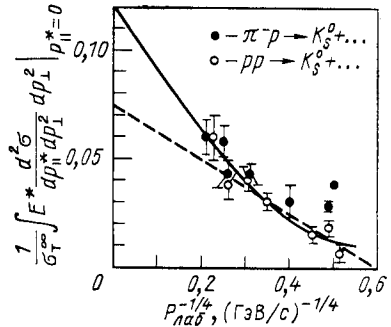


Рис. 29. Энергетическая зависимость нормированных структурных функций K_s^0 -мезонов в центральной области для π^-p - [и pp -взаимодействий:

штриховая линия представляет зависимость структурной функции $\sim A P_{\text{лаб}}^{-1/4}$; сплошная $\sim (A P_{\text{лаб}}^{-1/4} + B P_{\text{лаб}}^{-1/2})$ (см. текст)

Хорошее согласие этой модели с экспериментом получено в [71] при описании инвариантных сечений K_s^0 , Λ , $\tilde{\Lambda}$ и нейтронов от фрагментации первичных частиц во взаимодействиях π^- , K^- , \bar{p} и протонов с бериллием при 200 ГэВ/с.

Дифференциальные сечения по p_{\perp}^2 . Распределения инклюзивных сечений K_s^0 -мезонов по квадрату поперечного импульса для π^-p -взаимодействий при 16, 40, 360 ГэВ/с показаны на рис. 30.

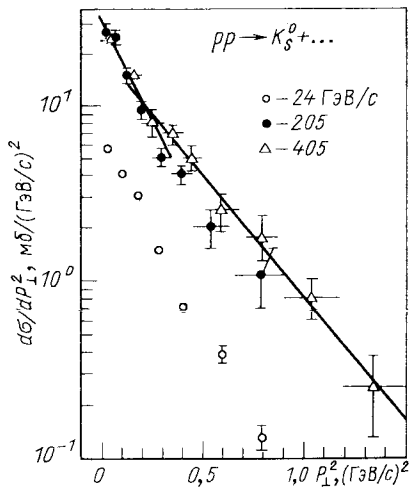
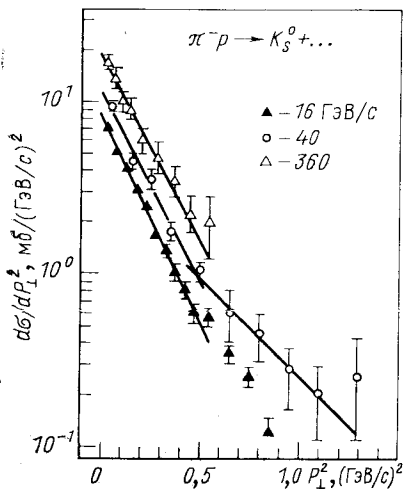


Рис. 30. Распределения по квадрату поперечного импульса для K_s^0 -мезонов из π^-p -взаимодействий при 16, 40, 360 ГэВ/с:

прямые — результат аппроксимации экспериментальных данных функциями $d\sigma K_s^0/dp_{\perp}^2 = A \exp(-Bp_{\perp}^2)$

Рис. 31. Распределения по квадрату поперечного импульса для K_s^0 -мезонов из pp -взаимодействий при 24, 205 и 405 ГэВ/с:

прямые — результат аппроксимации экспериментальных данных при 405 ГэВ/с функцией $d\sigma K_s^0/dp_{\perp}^2 = A \exp(-Bp_{\perp}^2)$

Обращают на себя внимание изломы в распределениях при $p_{\perp}^2 \approx 0,5$ (ГэВ/с)² при всех энергиях. Зависимости $d\sigma/dp_{\perp}^2$ хорошо описываются функциями вида $d\sigma/dp_{\perp}^2 \approx A \exp(-Bp_{\perp}^2)$ до $p_{\perp}^2 \approx 0,5$ (ГэВ/с)² и в области $p_{\perp}^2 > 0,5$ (ГэВ/с)². Показатели наклона экспонент до $p_{\perp}^2 \approx 0,5$ не зависят от энергии первичного π^- -мезона в рассматриваемом интервале импульсов (табл. 8). После излома наклоны уменьшаются с ростом энергии от 16 до 40 ГэВ*,

* При более высоких импульсах нет опубликованных данных о $d\sigma K_s^0/dp_{\perp}^2$ в области $p_{\perp}^2 > 0,5$ (ГэВ/с)².

что указывает на возрастание доли K^0 -мезонов с большими поперечными импульсами.

Две экспоненты (рис. 31) нужны и для описания распределений $d\sigma_{K_s^0}/dp_{\perp}^2$ в pp -взаимодействиях при $P_{\text{лаб}} > 24$ ГэВ/с [21—24, 26, 27]. Изломы наблюдаются около $p_{\perp}^2 \approx 0,3$ (ГэВ/с)². Показатели экспонент B для $p_{\perp}^2 \leq 0,3$ (ГэВ/с)² при импульсах 200—400 ГэВ/с совпадают с B , характеризующими наклон распределений $d\sigma_{K_s^0}/dp_{\perp}^2$ при более низких энергиях [19, 21]. Сравнение с соответствующими распределениями для π^-p -взаимодействий показывает, что наклоны до изломов совпадают в этих типах взаимодействий (см. табл. 8). Видимо, имеет место одинаковый механизм образования K^0 -мезонов в этой кинематической области ($p_{\perp}^2 \leq 0,3 \div 0,5$).

Таблица 8. Параметры наклона распределений K_s^0 и Λ -частиц по p_{\perp}^2 для π^-p - и pp -взаимодействий в интервале импульсов 15—405 ГэВ/с

$P_{\text{лаб}}$, ГэВ/с	Частица	Интервал p_{\perp}^2 , (ГэВ/с) ²	B , (ГэВ/с) ⁻²	χ^2	Частица	Интервал p_{\perp}^2 , (ГэВ/с) ²	B , (ГэВ/с) ⁻²	χ^2		
π^-p	15	K_s^0	0—0,5	$5,34 \pm 0,27$	3% достоверность	Λ	0—0,5	$3,83 \pm 0,19$		
		K_s^0	0,5—1,0	$3,70 \pm 0,27$		Λ	0—0,5	$4,27 \pm 0,21$		
	16	K_s^0	0—0,5	$5,47 \pm 0,15$		0,22	Λ	0—0,5	$4,27 \pm 0,21$	2,7
		K_s^0	0,5—1,3	$4,25 \pm 0,27$		0,21	Λ	0—1,4	$3,76 \pm 0,10$	1,9
			0—1,0	$4,59 \pm 0,11$		Λ	0—1,0	$3,62 \pm 0,13$	65% достоверность	
	40	K_s^0	0—0,5	$5,04 \pm 0,32$		3,0	Λ	0—1,0	$4,14 \pm 0,30$	1,8
360	K_s^0	0,5—1,3 0—0,5	$2,78 \pm 0,61$ $4,90 \pm 0,46$	0,14 0,37	Λ	0—1,0	$3,97 \pm 0,30$	0,8		
pp	205	K_s^0	0—1,0	$4,4 \pm 1,6$	Λ	0—1,0	$2,8 \pm 0,8$			
	300	K_s^0			Λ	0—1,2	$3,1 \pm 0,4$			
	405	K_s^0	0—0,3	$4,96 \pm 0,71$	0,6	Λ	0—0,6	$3,72 \pm 0,49$	0,6	
0,3—1,5			$3,12 \pm 0,34$	0,6	Λ	0,6—1,5	$1,16 \pm 0,70$	0,6		

Распределения инклюзивных сечений Λ -гиперонов по квадрату поперечного импульса в π^-p -столкновениях аппроксимируются одной экспонентой в области $p_{\perp}^2 \leq 1$ (ГэВ/с)² (рис. 32 и табл. 8).

В отличие от π^-p -событий распределения $d\sigma_{\Lambda}/dp_{\perp}^2$ для pp -взаимодействий обнаруживают излом около $p_{\perp}^2 \approx 0,5 \div 0,6$ (ГэВ/с)² при $P_{\text{лаб}} \geq 200$ ГэВ/с (рис. 33). Показатели B для распределений

$d\sigma^{\Lambda}/dp_{\perp}^2$ в π^-p - и pp -взаимодействиях (до излома) в пределах погрешности совпадают. Интересно отметить, что подобные распределения по квадрату поперечного импульса с $B = 4,2 \pm 0,3$ получены для Λ -гиперонов с $p_{\perp}^2 < 0,8$ (ГэВ/с)² при изучении реакции $e p \rightarrow e \Lambda + x$ [72]. Распределения $d\sigma^{\Lambda}/dp_{\perp}^2$ также имеют экспоненциальный характер (рис. 34 и 35), но из-за ограниченной статистики велики неопределенности в определении показателей B . Так, для π^-p -взаимодействий при 16 [5] и 40 [9] ГэВ/с B_{Λ} равны соответственно $2,59^{+0,43}_{-0,39}$ и $4,18 \pm 1,46$.

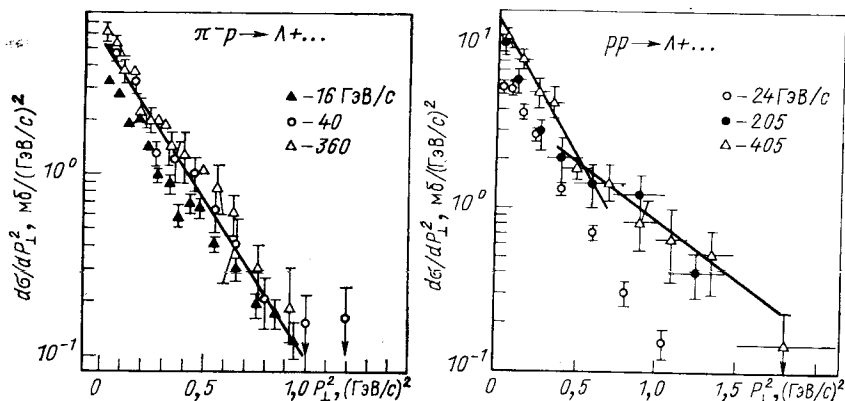


Рис. 32. Распределения по квадрату поперечного импульса для Λ -гиперонов из π^-p -взаимодействий при 16, 40 и 360 ГэВ/с:

прямая — результат аппроксимации экспериментальных данных при 40 ГэВ/с функцией $d\sigma^{\Lambda}/dp_{\perp}^2 = A \exp(-Bp_{\perp}^2)$

Рис. 33. Распределения по квадрату поперечного импульса для Λ -гиперонов из pp -взаимодействий при 24, 205 и 405 ГэВ/с:

прямые — результат аппроксимации экспериментальных данных при 405 ГэВ/с двумя экспонентами

Анализ дифференциальных сечений по квадрату поперечного импульса для K_s^0 -мезонов, Λ - и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в π^-p - и pp -реакциях обнаруживает ряд закономерностей. Для описания распределений K_s^0 -мезонов по квадрату поперечного импульса при $P_{\text{лаб}}^{\pi^-} > 10$ ГэВ/с и $P_{\text{лаб}}^p > 24$ ГэВ/с нужны две экспоненты, что указывает на существование по крайней мере двух механизмов образования K^0 -мезонов. Одним из них является прямое рождение K^0 -мезонов, вторым может быть распад короткоживущих возбужденных состояний (резонансов) [73]. Наклон первой экспоненты [$p_{\perp}^2 \leq 0,3 \div 0,5$ (ГэВ/с)²] с 10–15%-ной погрешностью не зависит от энергии и типа сталкивающихся частиц (π^- , p). Наклон второй

экспоненты меньше, чем первой, и, по-видимому, уменьшается с энергией, что свидетельствует об увеличении доли K^0 -частиц с большими поперечными импульсами с ростом импульса первичной частицы.

В экспериментах в Батавии и ЦЕРНе было установлено, что инклюзивные сечения заряженных K -мезонов с $p_{\perp} > 1$ ГэВ/с много

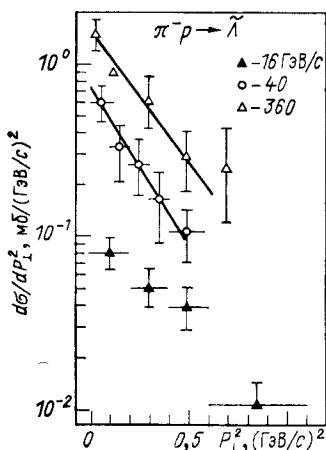


Рис. 34. Распределения по квадрату поперечного импульса для Λ -гиперонов из π^-p -взаимодействий при 16, 40 и 360 ГэВ/с:

прямые — результат аппроксимации экспериментальных данных функцией $d\sigma^{\Lambda}/dp_{\perp}^2 = A \exp(-Bp_{\perp}^2)$

около 10% не зависит от энергии и сорта первичных частиц (π^- , p). Наклон распределений $d\sigma/dp_{\perp}^2$ (до излома) существенно зависит от типа инклюзивной частицы, уменьшаясь с увеличением массы частицы: $B_{\pi} > B_{K_s^0} > B_{\Lambda}$ (о B_{π} см., например, [53]). Поперечные импульсы K_s^0 -мезонов в среднем меньше импульсов Λ -гиперонов во всем исследуемом интервале импульсов первичных частиц и медленно растут с энергией.

3. Поляризация Λ -гиперонов

В ряде работ, посвященных изучению процессов с рождением Λ -гиперонов методикой пузырьковых камер, исследовали поляризацию этих частиц. Полученные результаты для π^-p - [4, 16, 75] и pp -взаимодействий [17, 21, 24, 25] приведены на рис. 36.

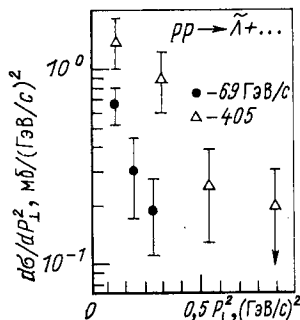


Рис. 35. Распределения по p_{\perp}^2 для Λ -гиперонов из pp -взаимодействий при 69 и 405 ГэВ/с

больше, чем ожидалось из экстраполяции данных при $p_{\perp} < 1$ ГэВ/с, и увеличиваются с ростом энергии сталкивающихся частиц [53, 54, 66].

Распределения Λ -гиперонов по квадрату поперечного импульса ($p_{\perp}^2 < 1$ ГэВ/с) до 400 ГэВ описываются одной экспонентой с показателем B , который с погрешностью

Видно, что поляризация Λ -гиперонов не превышает 10—20% в обоих типах взаимодействий. Нужно иметь в виду, что в этих экспериментах определяли, как правило, поляризацию и прямо рожденных Λ -гиперонов, и Λ от распада Σ^0 -гиперонов и резонансов. Для Λ -гиперонов от распада Σ^0 $\mathcal{P}_\Lambda = -\mathcal{P}_{\Sigma^0}/3$, что приводит к уменьшению поляризации, усредненной по всем Λ -гиперонам.

К интересным результатам привело исследование зависимости поляризации Λ -гиперонов от их поперечного импульса. Оказалось,

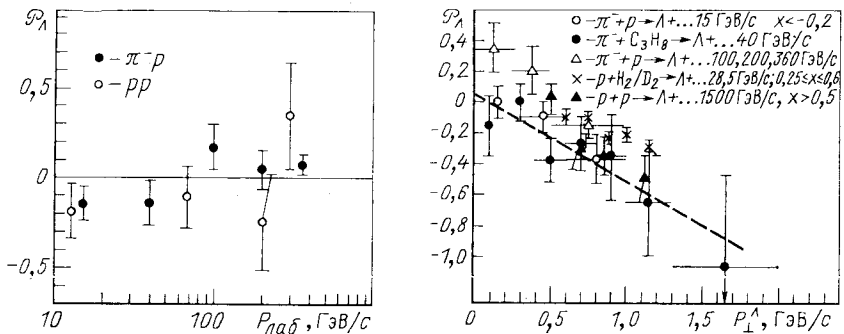


Рис. 36. Зависимость поляризации Λ -гиперонов от импульса первичной частицы для π^-p - и pp -взаимодействий

Рис. 37. Зависимость поляризации Λ -гиперонов от поперечного импульса в π^-p - (15, 100, 200, 360 $\text{ГэВ}/c$), π^- -пропан-(40 $\text{ГэВ}/c$) и pp - (28,5 и 1500 $\text{ГэВ}/c$) взаимодействиях. Прямая — аппроксимация данных при 40 $\text{ГэВ}/c$ функцией $\mathcal{P}_\Lambda = a + b P_\perp^\Lambda$

что поляризация минимальна для Λ -гиперонов с малыми поперечными импульсами и линейно возрастает с увеличением импульса (рис. 37). Например, $\mathcal{P}_\Lambda = (0,06 \pm 0,13) - (0,57 \pm 0,23) p_\perp^\Lambda$ при 40 $\text{ГэВ}/c^*$. Экспериментальных данных слишком мало, чтобы проследить, как меняется зависимость поляризации Λ -гиперонов от их поперечного импульса с ростом энергии первичных частиц, а также от типа этих частиц. По-видимому, увеличение поляризации Λ -гиперонов с ростом p_\perp^Λ слабо зависит от энергии налетающих частиц (см. данные для pp -взаимодействий при 28,5 [76] и 1500 [77] $\text{ГэВ}/c$ на рис. 37). Кроме того, в экспериментах по изучению реакций с рождением Λ -гиперонов было обнаружено, что Λ , вылетающие в переднюю полусферу в с. ц. м. (π^-p), поляризованы сильнее, чем Λ -гипероны, вылетающие в полусферу мишени [6, 75].

* При 40 $\text{ГэВ}/c$ представлена зависимость поляризации Λ -гиперонов от p_\perp^Λ для π^- -пропан-взаимодействий, поскольку зависимости \mathcal{P}_Λ от p_\perp^Λ в π^-p - и π^-c -событиях оказались в пределах погрешности одинаковыми.

Предполагается, что это неожиданное явление (зависимость \mathcal{P}_Λ от p_\perp^Λ) обусловлено механизмом жесткого соударения партонов [78]. В этом представлении удалось получить зависимость поляризации Λ -гиперонов от их поперечного импульса в следующем виде:

$$\mathcal{P}_\Lambda \approx 2m_\Lambda p_\perp^\Lambda / (p_\perp^{\Lambda^2} + m_\Lambda^2),$$

т. е. ожидается, что поляризация Λ -гиперонов должна расти с увеличением p_\perp^Λ до значений $p_\perp^\Lambda \sim m_\Lambda$, а далее убывать. Зависимость поляризации Λ -гиперонов от поперечного импульса в виде

$$\mathcal{P}_\Lambda \approx 2m_\Lambda p_\perp^\Lambda / (4m_\Lambda^2 + p_\perp^{\Lambda^2})$$

получена в работе [79].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное сравнение экспериментальных данных, полученных при исследовании π^-p - и pp -взаимодействий с образованием нейтральных странных частиц в интервале импульсов 12—400 ГэВ/с, позволяет сделать ряд выводов.

1. Средние множественности K_s^0 -мезонов растут с энергией и с погрешностью $\approx 10\%$ одинаковы в π^-p - и pp -взаимодействиях при $P_{\text{лаб}} \geq 100$ ГэВ/с. Хорошее описание энергетических зависимостей $\langle n_{K_s^0} \rangle$ дают как логарифмическая ($\langle n_{K_s^0} \rangle = a + b \ln S$), так и степенная ($\langle n_{K_s^0} \rangle = AS^B$) функции. Значения параметров a и b для $\langle n_{K_s^0} \rangle^{pp}$ согласуются с предсказанием аддитивной кварковой модели [38].

2. Средняя множественность K_s^0 -мезонов линейно возрастает с увеличением числа отрицательных частиц в событии до $n_- \approx 2 \langle n_- \rangle$ ($\langle n_{K_s^0} \rangle_{n_-} = \alpha_{K_s^0} + \beta_{K_s^0} n_-$) при энергиях первичных частиц выше 70 ГэВ. При этом отношение $\beta_{K_s^0} / \langle n_{K_s^0} \rangle$ не зависит от энергии (200—400 ГэВ) и типа первичной частицы (π^- , p).

3. Отношение средних множественностей K_s^0 и π^0 -мезонов с погрешностью $\leq 10\%$ постоянно в интервале 100—400 ГэВ/с и не зависит от типа сталкивающихся частиц (π^-p , pp). Такая же особенность имеет место для отношения $\langle n_{K_s^0} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$. Постоянство отношений средних множественностей K_s^0 , π^0 - и π^- -мезонов при высоких энергиях (100—400 ГэВ) находится в согласии с предсказаниями кварковой модели [38].

4. Инвариантные сечения K_s^0 -мезонов и $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в центральной области продолжают расти вплоть до 400 ГэВ/с, не достигая предельного значения в π^-p - и pp -взаимодействиях. Приближение нормированных инвариантных сечений K_s^0 -мезонов при $x \approx 0$ к масштабному пределу согласуется с зависимостью, полученной на основе двухреджеонного формализма (см. рис. 29) [31].

5. Инвариантные сечения Λ -гиперонов в центральной области с погрешностью $\leq 20\%$ не зависят от энергии в pp -взаимодействиях при энергиях первичных протонов от 12 до 400 ГэВ/с.

6. Структурные функции Λ -гиперонов в π^-p -взаимодействиях не зависят от энергии в области ($-0,7 < x < 0,1$) в широком интервале импульсов первичных частиц (5—250 ГэВ/с).

7. Структурные функции K_s^0 -мезонов и Λ -гиперонов в областях фрагментации протонов (pp -взаимодействия 69—400 ГэВ/с) в пределах погрешности не зависят от энергии первичных частиц. Поведение структурных функций K_s^0 - и Λ -частиц в областях фрагментации хорошо описывается моделью СИМ [69, 70] (см. рис. 23, б, 26, б).

8. Структурная функция K_s^0 -мезонов в π^-p -взаимодействиях убывает с энергией в области фрагментации π^- -мезона и слабо растет в области фрагментации протона.

9. Наклоны распределений K_s^0 -мезонов и Λ -гиперонов по квадрату поперечного импульса ($p_{\perp}^2 \leq 0,3 \div 0,5$ для K_s^0 и $p_{\perp}^2 \leq 0,6 \div 1,0$ для Λ) с погрешностью $\approx 10\%$ не зависят от энергии и типа взаимодействий (π^-p , pp). Наклоны уменьшаются с увеличением массы инклюзивной частицы.

10. Поляризация Λ -гиперонов из π^-p - и pp -взаимодействий растет с увеличением их поперечного импульса до $p_{\perp} \leq 1,5$ ГэВ/с. В итоге можно сказать, что с ростом энергии первичных частиц уменьшается или вовсе исчезает зависимость от энергии и типа первичных частиц некоторых величин и распределений, характеризующих рождение вторичных частиц. Адрон-адронные взаимодействия становятся более универсальными при высоких энергиях в соответствии с предсказаниями, следующими из гипотез масштабной инвариантности, мультипериферической и кварковых моделей.

Автор благодарен В. В. Анисовичу, В. Г. Гришину, Е. М. Левину, В. М. Поповой, Г. П. Тонеевой, Ю. М. Шабельскому за обсуждение результатов и полезные советы, А. Х. Будиловой, И. И. Зайцевой, И. А. Первушиной за помощь в оформлении рисунков и рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. Preprint JINR E2-5962, Dubna, 1971; Preprint JINR E2-6638, Dubna, 1972.
2. Feynman R. P.— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1415.
3. Benecke J. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 2159.
4. Barreiro F. e.a.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 669.
5. Balea E. e.a.— Nucl. Phys. B, 1980, v. 163, p. 21.
6. Stuntebeck P. H. e.a.— Phys. Rev. D, 1974, v. 9, p. 608.
7. Balea E. e.a.— Rev. Roum. Phys., 1970, v. 15, p. 587.
8. Waters J. W. e.a.— Nucl. Phys. B, 1970, v. 17, p. 445.
9. Джмухадзе С. В. и др. Препринт ОИЯИ Р4-10704, Дубна, 1977; Ядер-

- ная физика, 1978, т. 27, с. 680; Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р-81-05, Дубна, 1981; Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 1234.
10. Джмухадзе С. В. и др. Препринт ОИЯИ Р1-12617, Дубна, 1979; Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 403.
 11. Джмухадзе С. В., Кладницкая Е. Н., Попова В. М. Препринт ОИЯИ Р1-9675, Дубна, 1976; Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 103.
 12. Berger E. L. e.a. Preprint CERN (D.Ph.II) Phys. 74-27, 1974; Nucl. Phys. B, 1974, v. 77, p. 365.
 13. Brick D. e.a.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 2123.
 14. Ljung D. e.a.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3163.
 15. Bogert D. e.a.— Phys. Rev. D, 1977, v. 16, p. 2098.
 16. Biswas N. N. e.a.— Nucl. Phys. B, 1980, v. 167, p. 41.
 17. Jaeger K. e.a.— Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 1756.
 18. Boggild H. e.a.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 57, p. 77; Alpgard K. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 103, p. 234.
 19. Blobel V. e.a.— Nucl. Phys. B, 1974, v. 69, p. 454.
 20. Oh B. Y., Smith G. A.— Nucl. Phys. B, 1972, v. 49, p. 14.
 21. Ammosov V. V. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 115, p. 269.
 22. Chapman J. W. e.a.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 465; Alston-Garn-jost M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 142.
 23. Brick D. e.a.— Nucl. Phys. B, 1980, v. 164, p. 1.
 24. Jaeger K. e.a.— Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 2405; Charlton G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 574.
 25. Sheng A. e.a.— Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 1733.
 26. Brody A. e.a.— Phys. Rev. D, 1980, v. 22, p. 573.
 27. Kochimi H. e.a.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 37.
 28. Kass R. D. e.a.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 605.
 29. Whitmore J.— Phys. Reports C, 1974, v. 10, p. 273.
 30. Whitmore J.— Phys. Reports C, 1976, v. 27, p. 188.
 31. Лиходед А. К., Шляпников П. В.— Успехи физ. наук, 1978, т. 124, с. 3; Chlyarnikov P. V.— In: Proc. XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.
 32. Giacomelli G.— In: Proc. XIX Intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978, p. 53.
 33. Будагов Ю. А. и др.— ЭЧАЯ, 1980, т. 11, вып. 3, с. 687.
 34. Erhan S. W. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 85, p. 447.
 35. Фейнберг Е. Л.— Успехи физ. наук, 1971, т. 104, с. 540; Fein-berg E. L.— Phys. Reports, 1972, v. 5C, p. 237.
 36. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— В кн.: Материалы восьмой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л., 1973, с. 5.
 37. Anisovich V. V., Shekhter V. M.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 55, p. 455.
 38. Anisovich V. V. e.a. Preprint LNPI N 631. L., December 1980.
 39. Elbert J. W. e.a.— Nucl. Phys. B, 1970, v. 19, p. 85.
 40. Абдурахимов А. У. и др. Препринт ОИЯИ Р1-6928, Дубна, 1973; Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 1235; Джмухадзе С. В. и др. Препринт ОИЯИ Р1-80-849, Дубна, 1980; Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 1245.
 41. von Holt K. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 103, p. 221.
 42. Boratav M. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 111, p. 529.
 43. Kafka T. e.a.— Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 76.
 44. Bromberg C. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1563; Erwin J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 254.
 45. Charlton G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 515; Barish S. e.a.— Phys. Rev. D, 1974, v. 9, p. 2689.
 46. Firestone A. e.a.— Phys. Rev. D, 1974, v. 10, p. 2080.
 47. Honecker R. e.a.— Nucl. Phys. B, 1969, v. 13, p. 571.
 48. Balea E. e.a.— Rev. Roum. Phys., 1969, v. 14, p. 693.

49. Ангелов Н. и др. Препринт ОИЯИ Р1-9785, Дубна, 1976; Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 591.
50. Fong D. G. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 102, p. 386.
51. Bogert D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1271.
52. Ammosov V. V. e.a.— Phys. Lett. B, 1972, v. 42, p. 549.
53. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М., Атомиздат, 1974.
54. Гришин В. Г.— ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 3, с. 595; 1979, т. 10, вып.3, с. 608.
55. Guman V. N., Shekhter V. M.— Nucl. Phys. B, 1975, v. 99, p. 523.
56. Dao F. T., Whitmore J.— Phys. Lett. B, 1973, v. 46, p. 252.
57. Caneshi L., Schwimmer A.— Phys. Lett. B, 1970, v. 33, p. 577.
58. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 519.
59. Гришин В. Г. и др. Препринт ОИЯИ Р1-6950, Д2-7180, Дубна, 1973; Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 1281.
60. Дремин И. М. и др.— УФН, 1970, т. 101, с. 385; Dremin I. M., Dunaevsky A. M.— Phys. Reports C. 1975, v. 18, p. 159.
61. Burger E. L. e.a.— Phys. Rev. D, 1973, v. 7, p. 1412.
62. Baier R., Vopp F.— Nucl. Phys. B, 1975, v. 85, p. 264.
63. Thomas G. H.— Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 3042.
64. Kirschner R.— Nucl. Phys. B, 1975, v. 101, p. 507.
65. Albini E. e.a.— Nuovo cimento A, 1976, v. 32, p. 101.
66. Giacomelli G., Jacob M.— Phys. Reports, 1979, v. 55, p. 1.
67. Шабельский Ю. М. Препринт ЛИЯФ № 144, Л., 1975; № 161, Л., 1975.
68. Müller A. H.— Phys. Rev. D, 1970, v. 2, p. 2963.
69. Brodsky S. J.— Phys. Rev. D, 1974, v. 10, p. 2973.
70. Brodsky S. J.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 848.
71. Edwards R. T. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. 18, p. 76.
72. Cohen I. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1614.
73. Whitmore J.— In: Proc. XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Токуо, 1978.
74. Амаглобели Н. С. и др.— Препринт ОИЯИ Р1-10713, Дубна, 1977; Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1212.
75. Джмухадзе С. В. и др.— Препринт ОИЯИ Р1-80-370, Дубна, 1980; Ядерная физика, 1981, т. 33, с. 160.
76. Raychaudhuri K. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 90, p. 319.
77. Erhan S. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 82, p. 301.
78. Ефремов А. В.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 166.
79. Amado R. D. e.a.— Preprint BNL-27052. 1980.