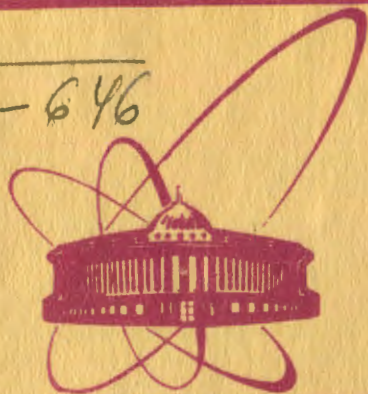


A-646



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

2321 / 2-81

11/5-81

P1-81-5

Н.С.Ангелов, С.В.Джмухадзе, Е.Н.Кладницкая,
В.М.Попова, Г.П.Тонеева

ОБРАЗОВАНИЕ K^0 -МЕЗОНОВ, Λ И $\bar{\Lambda}$ -
ГИПЕРОНОВ В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 40 ГэВ/с

Направлено в ЯФ

1981

ВВЕДЕНИЕ

В работе приводятся окончательные результаты, полученные при изучении рождения V^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ - гиперонов в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с.

Обработка π^-p -событий с V^0 , идентификация V^0 -событий, анализ неоднозначно идентифицированных V^0 , а также различные поправки описаны в первой части статьи. Во второй части даны инклюзивные сечения и средние множественности K_s^0, Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц. В третьей части представлены распределения дифференциальных сечений K_s^0, Λ и $\bar{\Lambda}$ частиц по кинематическим переменным x, y, p_{\perp}^2 и рассмотрены энергетические зависимости этих распределений в интервале импульсов 5-360 ГэВ/с.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для изучения рождения нейтральных странных частиц использовано около 100 тыс. фотографий, полученных при облучении двухметровой пропановой камеры^{/1/} ЛВЭ ОИЯИ в пучке π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе в Серпухове.

Просмотр снимков и отбор π^-p -взаимодействий с образованием V^0 -частиц и γ -квантов проводился на больших просмотрных столах с увеличением $m=1,3$ к натуральному размеру камеры. Критерии отбора π^-p -событий среди взаимодействий π^- -мезонов в пропане даны в работе^{/2/}. Эффективность двухкратного просмотра для π^-p -взаимодействий равна 99,9% /кроме 0-и 2-лучевых событий*, а для e^+e^- -пар и V^0 - 99%. Измерения выполнены на полуавтоматических приборах ПУОС-2, работавших на линии с ЭВМ БЭСМ-4.

Геометрическая реконструкция событий и кинематический анализ V^0 велись с помощью программы ГЕОФИТ^{/3/}.

После обсчета 1800 π^-p -взаимодействий с V^0 -событиями, отобранных при просмотре, 10% оказались вне эффективной области для звезды^{/4/}. Критериям отбора нейтральных странных частиц $|\chi^2| \leq 11$ и координаты точек распада находятся в эффективной

* Эффективности двойного просмотра 0-и 2-лучевых событий равны, соответственно, 84% и 97,5%.

области /4/ / удовлетворяли 68,6% измеренных V^0 -событий, 20,9% имели $\chi^2 > 11$ для трех степеней свободы, 5,5% не попали в выбранную эффективную область и 5% оказались либо e^+e^- -парами, либо двухлучевыми звездами. Однозначно идентифицированными ($K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}$) считались частицы, которые удовлетворяли либо одной гипотезе с $\chi^2 \leq 11$, либо двум гипотезам с $\chi^2 \leq 11$, но могли быть разделены по ионизации или энергии δ -электронов на следах продуктов распада. Все V^0 -события, удовлетворявшие одновременно двум гипотезам: V^0 и γ , были отнесены к γ -квантам /5/.

Для разделения неоднозначно идентифицированных ($\Lambda \sim K_s^0$) и ($\bar{\Lambda} \sim K_s^0$) частиц использовались распределения по поперечным импульсам продуктов распада (p_{\perp}^{π}) в системе покоя K_s^0 ($\Lambda, \bar{\Lambda}$) относительно направления K_s^0 ($\Lambda, \bar{\Lambda}$) в лаб. системе. Незаделенные $\Lambda \sim K_s^0$ -частицы были отнесены к K_s^0 -мезонам, если p_{\perp}^{π} превышали 105 МэВ/с /рис. 1/, и оставлены в группе неоднозначно идентифицированных частиц в случае $p_{\perp}^{\pi} < 105$ МэВ/с.

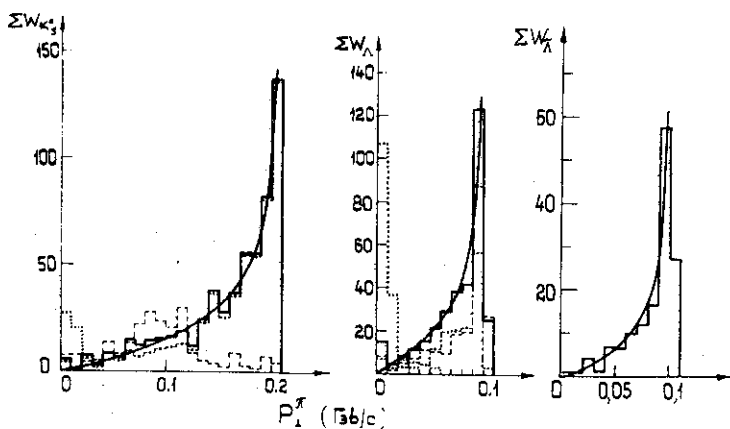


Рис. 1. Распределения по поперечным импульсам π -мезонов от распада K_s^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в системе покоя V^0 .
 - - - - - распределения для неоднозначно идентифицированных частиц, - - - - - распределения для ($\Lambda \sim K_s^0$) частиц, - распределения для $K_s^0 \sim \gamma$ и $\Lambda \sim \gamma$ частиц, ————— - результирующие распределения с учетом вклада K_s^0 и Λ из группы ($K_s^0 \sim \Lambda$) частиц.

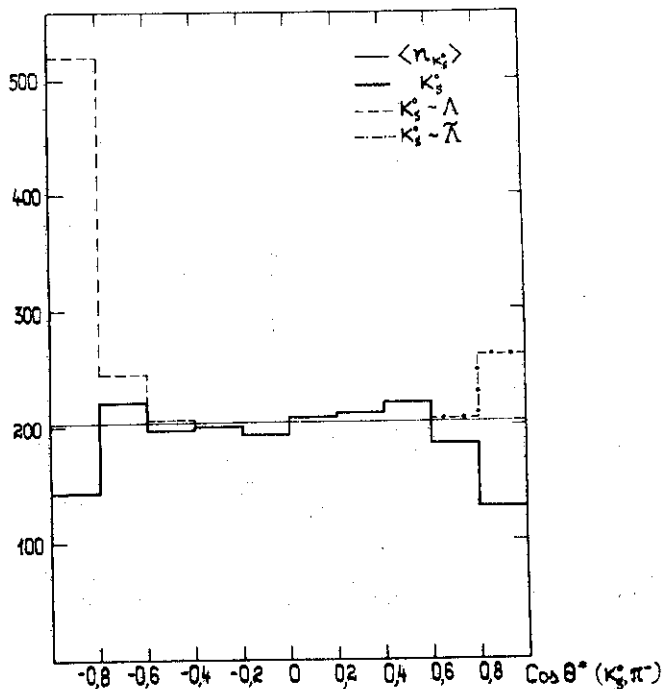


Рис. 2. Угловое распределение отрицательных пионов от распада K_s^0 -мезонов в системе покоя K_s^0 .

Статистический анализ группы Λ - K_s^0 -частиц по углу вылета π^- -мезона в системе покоя K_s^0 относительно направления K_s^0 в лаб. системе показал, что эта группа на $85 \pm 3\%$ состоит из Λ -гиперонов /рис. 2/. Спектры эффективных масс ($p\pi^-$) и ($\pi^+\pi^-$) для Λ , K_s^0 и (Λ - K_s^0) показаны на рис. 3.

К $\bar{\Lambda}$ -гиперонам были отнесены однозначно идентифицированные $\bar{\Lambda}$ -частицы и частицы из группы ($\bar{\Lambda}$ - K_s^0) с $p_{\pi^+}^{\pi^-} < 105$ МэВ/с и $1110 \leq M_{p\pi^+} < 1122$ МэВ/с² /рис. 1 и 3/. В итоге в статистику $\bar{\Lambda}$ -гиперонов вошло $35 \pm 5\%$ частиц из группы ($\bar{\Lambda}$ - K_s^0). Это значение находится в хорошем согласии с оценкой доли $\bar{\Lambda}$ среди ($\bar{\Lambda}$ - K_s^0) частиц, полученной при статистическом разделении $\bar{\Lambda}$ и K_s^0 с помощью углового распределения π^- -мезонов от распада K_s^0 в системе покоя K_s^0 /рис. 2/.

Результаты идентификации V^0 -событий приведены в табл. 1. Распределения K_s^0 -мезонов, Λ ($\bar{\Lambda}$)-гиперонов по $\pi^-\bar{p}$ -взаимодействиям с различным числом лучей даны в табл. 2, 3, 4. Там же приводятся полные числа (N_{V^0}) нейтральных странных частиц

* Спектры K_s^0 и Λ -частиц получены на неполной статистике.

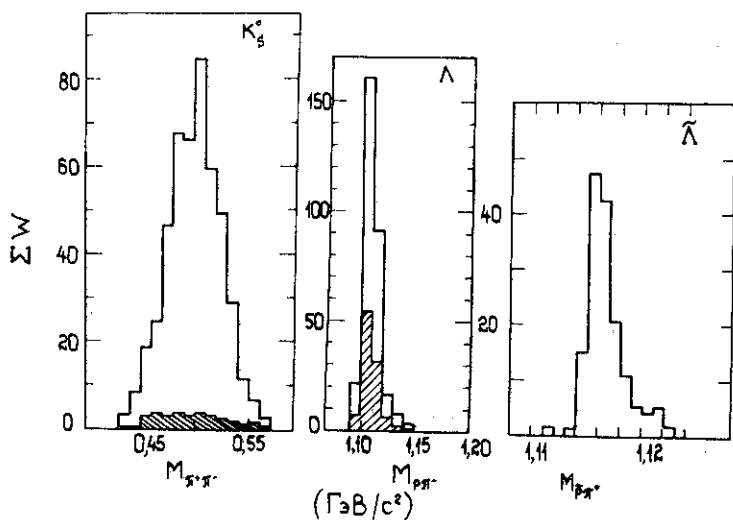


Рис.3. Спектры масс K_s^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц. Заштрихован вклад от неразделенных $\Lambda - K_s^0$ событий.

с учетом различных поправок. Для каждой V^0 -частицы вводилась поправка на вероятность распада в эффективном объеме камеры. При этом средние "веса" оказались следующими: $\langle W \rangle_{K_s^0} = 1,24 \pm 0,03$, $\langle W \rangle_{\Lambda} = 1,25 \pm 0,05$, $\langle W \rangle_{\bar{\Lambda}} = 1,29 \pm 0,08$.

Кроме того, учтены потери V^0 вблизи вершины звезды /до 2 см/, в направлении ко дну камеры и из-за распада по нейтральным каналам. Введены также поправки на эффективность просмотра, на неизмеримые V^0 события и V^0 от взаимодействий в пропане, тип которых не удалось установить. Полное число K_s^0 -мезонов со всеми поправками $N_{K_s^0}$ дано в табл. 2, N_{Λ} и $N_{\bar{\Lambda}}$ - соответственно в табл. 3 и 4.

Таблица 1

$n_{K_s^0}$	n_{Λ}	$n_{\Lambda - K_s^0}$	$n_{\bar{\Lambda}}$	n_{V^0}
732	288	145	51	1216

Таблица 2

n_{\pm}	$n_{K_s^{\circ}}$	$n_{\Lambda \sim K_s^{\circ}}$	$N_{K_s^{\circ}}$	$\sigma_{K_s^{\circ}}$	$\langle n_{K_s^{\circ}} \rangle$
0	4	I	12	$0,018 \pm 0,012$	$0,07 \pm 0,05$
2	95	14	282	$0,40 \pm 0,06$	$0,14 \pm 0,02$
4	196	49	450	$0,64 \pm 0,07$	$0,10 \pm 0,01$
6	208	37	494	$0,71 \pm 0,07$	$0,12 \pm 0,01$
8	145	29	281	$0,40 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,02$
10	63	11	134	$0,19 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,02$
12	14	2	27	$0,038 \pm 0,014$	$0,07 \pm 0,03$
14	4	2	8	$0,011 \pm 0,008$	$0,09 \pm 0,06$
16	3	-	5	$0,008 \pm 0,007$	$0,16 \pm 0,13$
все n_{\pm}	732	145	1693	$2,42 \pm 0,15$	$0,113 \pm 0,007$

Таблица 3

n_{\pm}	n_{Λ}	$n_{\Lambda \sim K_s^{\circ}}$	N_{Λ}	σ_{Λ}	$\langle n_{\Lambda} \rangle$
0	3	I	7	$0,010 \pm 0,007$	$0,042 \pm 0,029$
2	43	14	124	$0,18 \pm 0,04$	$0,060 \pm 0,011$
4	90	49	299	$0,43 \pm 0,06$	$0,067 \pm 0,010$
6	90	37	300	$0,43 \pm 0,07$	$0,071 \pm 0,011$
8	35	29	153	$0,22 \pm 0,05$	$0,063 \pm 0,013$
10	12	11	44	$0,062 \pm 0,021$	$0,041 \pm 0,013$
12	7	2	17	$0,024 \pm 0,012$	$0,046 \pm 0,023$
14	6	2	19	$0,028 \pm 0,017$	$0,20 \pm 0,12$
16	2	-	4	$0,005 \pm 0,004$	$0,10 \pm 0,08$
все n_{\pm}	288	145	967	$1,38 \pm 0,12$	$0,065 \pm 0,006$

Таблица 4

n_{\pm}	$n_{\bar{\Lambda}}$	$N_{\bar{\Lambda}}$	$\sigma_{\bar{\Lambda}}$	$\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle$
2	7	14,7	$0,021 \pm 0,010$	$0,007 \pm 0,004$
4	13	29,6	$0,042 \pm 0,013$	$0,007 \pm 0,002$
6	15	40,1	$0,057 \pm 0,015$	$0,009 \pm 0,003$
8	9	23,2	$0,033 \pm 0,012$	$0,009 \pm 0,003$
10	6	11,5	$0,016 \pm 0,008$	$0,010 \pm 0,005$
12	1	2,7	$0,004 \pm 0,004$	$0,008 \pm 0,008$
все	n_{\pm}	51	$0,173 \pm 0,030$	$0,008 \pm 0,002$

2. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ

При определении сечений образования K_s^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в π^-p -взаимодействиях использовалось соотношение:

$$\sigma_{K^0}^{\pi^-p}(\Lambda, \bar{\Lambda}) = \frac{3\sigma_{in}^{\pi^-C} + 8\sigma_{in}^{\pi^-p}}{N_{C_3H_8}} \cdot \frac{\alpha}{8} N_{K_s^0}(\Lambda, \bar{\Lambda}),$$

где $\sigma_{in}^{\pi^-C}$ и $\sigma_{in}^{\pi^-p}$ - сечения неупругих взаимодействий π^- -мезонов с углеродом и водородом, соответственно, $\sigma_{in}^{\pi^-C} = 179 \pm 2$ мб /6/, $\sigma_{in}^{\pi^-p} = 21,38 \pm 0,16$ мб /7/, $N_{C_3H_8}$ - полное число событий в пропане в выбранном эффективном объеме камеры, $N_{K_s^0}(\Lambda, \bar{\Lambda})$ - полное число $K_s^0(\Lambda, \bar{\Lambda})$ частиц, образовавшихся в π^-p -взаимодействиях, отобранных по критериям, указанным в работе /2/. Коэффициент α / $\alpha = 0,557 \pm 0,014$ / определяет долю взаимодействий π^- -мезонов со свободными протонами среди отобранных π^-p -взаимодействий /8/.

Полученные значения инклюзивных и полуинклюзивных сечений даны в табл. 2-4. Величины сечений для K_s^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в пределах ошибок согласуются с сечениями, определенными ранее на меньшей статистике /5,9,10/.

По числу зарегистрированных ΛK_s^0 , $K_s^0 K_s^0$, $\bar{\Lambda} K_s^0$ и $\bar{\Lambda} \Lambda$ пар в π^-p -реакциях найдены сечения:

$$\begin{aligned} \sigma_{\Lambda K_s^0} &= 0,40 \pm 0,06 / \text{мб}, & \sigma_{K_s^0 K_s^0} &= 0,39 \pm 0,06 / \text{мб} \\ \sigma_{\bar{\Lambda} K_s^0} &= 0,044 \pm 0,015 / \text{мб}, & \sigma_{\bar{\Lambda} \Lambda} &= 0,021 \pm 0,012 / \text{мб}. \end{aligned}$$

Полученные данные показывают, что основным источником K^0 -мезонов в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с служит образование K^0K -пар. Доля K^0 -мезонов от ΛK^0 и $\bar{\Lambda} K^0$ -пар составляет менее 20% среди всех K^0 -мезонов.

Число зарегистрированных в нашем эксперименте $\bar{\Lambda} K^0$ и $\bar{\Lambda}\Lambda$ -пар мало, но и оно позволяет сделать вывод о том, что рождение $\bar{\Lambda}$ -гиперонов происходит преимущественно в паре с K -мезонами, а не с Λ -гиперонами.

На рис. 4 показана энергетическая зависимость инклюзивных сечений рождения K_s^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц в интервале от 5 до 360 ГэВ/с $^{11-20}$. σ_{Λ} возрастает примерно в два раза в интервале импульсов π^- -мезонов от 25 до 100 ГэВ/с, а далее до 360 ГэВ остается в пределах ошибок постоянным. Рост $\sigma_{K_s^0}$ и $\sigma_{\bar{\Lambda}}$ продолжается вплоть до самой высокой энергии π^- -мезонов.

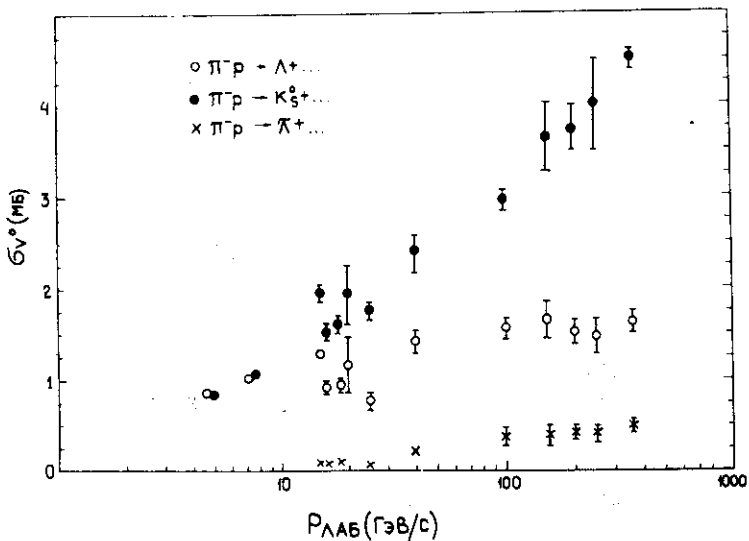


Рис. 4. Зависимости инклюзивных сечений K_s^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов от импульса первичного π^- -мезона.

В табл. 2-4 приведены значения среднего числа K_s^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, приходящихся на одно неупругое π^-p -взаимодействие с разным числом лучей. Можно видеть, что при нашей энергии $\langle n_{K_s^0} \rangle$, $\langle n_{\Lambda} \rangle$ и $\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle$ в пределах ошибок не зависят от числа заряженных частиц в событии. Аппроксимация этой зависимости линейной функцией дает следующие результаты:

$$\langle n_{K_s^0} \rangle = 0,104 \pm 0,016 / + 0,0016 \pm 0,0027 / n_{\pm} \quad \chi^2 / N_{ст. сб.} = 0,86,$$

$$\langle n_{\Lambda} \rangle = 0,057 \pm 0,012 / + 0,0014 \pm 0,0024 / n_{\pm} \quad \chi^2 / N_{ст. сб.} = 0,26.$$

Энергетическая зависимость $\langle n_{K^0} \rangle$ в интервале импульсов 5-360 ГэВ/с хорошо аппроксимируется функцией вида $\langle n_{K^0} \rangle = a + b \ln s / s$ - квадрат полной энергии в с.ц.и. $\pi^- p / c$ параметрами

$$a = -0,051 \pm 0,004 \quad / \frac{\chi^2}{N_{\text{ст.св.}}} = 0,5 / \quad / \text{см. рис. 5/}$$

$$b = 0,037 \pm 0,002$$

Можно сказать, что логарифмически растет с энергией и $\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle$ в интервале 16-360 ГэВ/с:

$$\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle = -0,025 \pm 0,005 / + 0,0075 \pm 0,0010 / \ln s \quad / \frac{\chi^2}{N_{\text{ст.св.}}} = 0,74 /$$

Для $\langle n_{\Lambda} \rangle$ нет линейной зависимости от $\ln s$ в рассматриваемом интервале импульсов π^- -мезонов. Проведенная на рис. 5 прямая характеризует зависимость $\langle n_{\Lambda} \rangle$ от $\ln s$ для $p_{\text{лаб.}}^{\pi^-} \geq 40$ ГэВ/с

$$\langle n_{\Lambda} \rangle = 0,060 \pm 0,020 / + 0,0023 \pm 0,0035 / \ln s \quad / \frac{\chi^2}{N_{\text{ст.св.}}} = 0,44 /$$

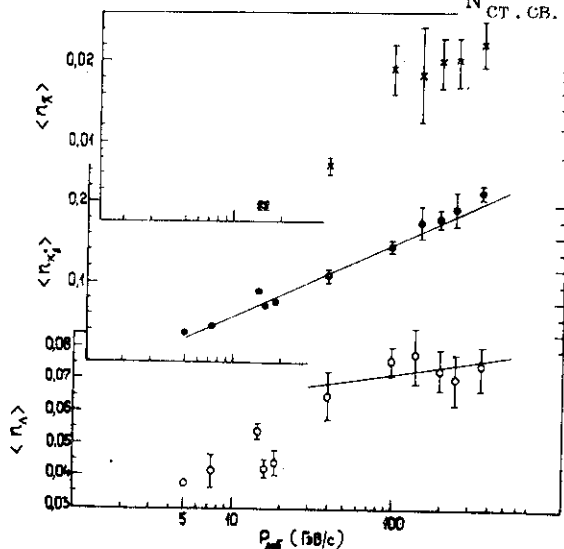


Рис. 5. Зависимости $\langle n_{K^0} \rangle$, $\langle n_{\Lambda} \rangle$ и $\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle$ от импульса первичного π^- -мезона.

При 40 ГэВ/с образование K^0 -мезонов Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в $\pi^- p$ -взаимодействиях сопровождается в среднем одинаковым числом заряженных частиц /см. рис. 6/:

$$\langle n_{\pm} \rangle_{K^0} = 5,57 \pm 0,09,$$

$$\langle n_{\pm} \rangle_{\Lambda} = 5,60 \pm 0,13,$$

$$\langle n_{\pm} \rangle_{\bar{\Lambda}} = 5,74 \pm 0,40,$$

которое совпадает с $\langle n_{\pm} \rangle = 5,62 \pm 0,04$ для всех $\pi^- p$ -событий /7/.

3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Импульсные спектры K_S^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов показаны на рис. 7. Обращает на себя внимание тот факт, что сечения образования K_S^0 и Λ -частиц близки между собой в интервале

импульсов до 3 ГэВ/с, а с увеличением $P_{\text{лаб.}} \frac{d\sigma}{dP_{\text{лаб.}}}$ падает быстрее, чем $\frac{d\sigma_{K_S^0}}{dP_{\text{лаб.}}}$, и в целом импульсный спектр K_S^0 -мезонов более жесткий.

Угловое распределение K_S^0 -мезонов в с.ц.м. асимметрично относительно $\cos\theta^*=0$ с превышением числа /рис. 8/ K_S^0 -мезонов в полусфере налетающего π^- -мезона.

Угловое распределение Λ -гиперонов в с.ц.м. /рис. 8/ указывает на преимущественное рождение их в полусфере мишени и при этом в узком интервале углов.

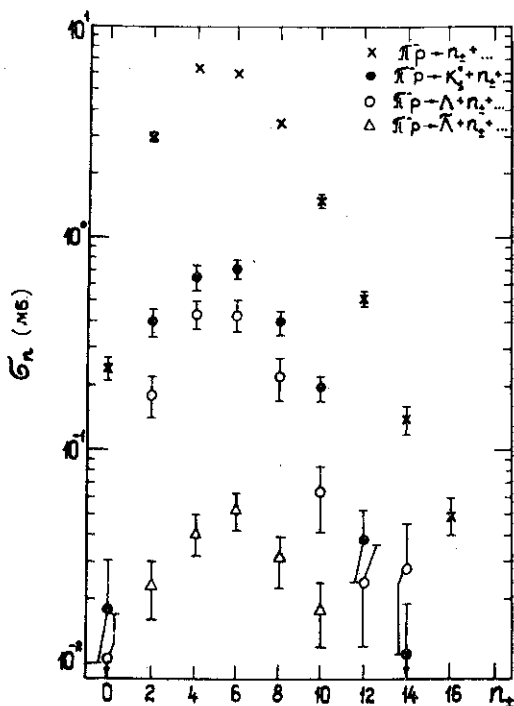


Рис. 6. Топологические сечения всех π^-p -взаимодействий и взаимодействий с образованием K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц.

Асимметрично и угловое распределение $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в с.ц.м. /рис. 8/. Асимметрия угловых распределений K_S^0 и Λ -частиц наибольшая в ноль-лучевых событиях и уменьшается с ростом числа частиц в событии^{9/}. Средние значения импульсов изучаемых частиц даны в табл. 5. Там же приведены парциальные коэффициенты неупругости K , определенные для K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ в лаб.

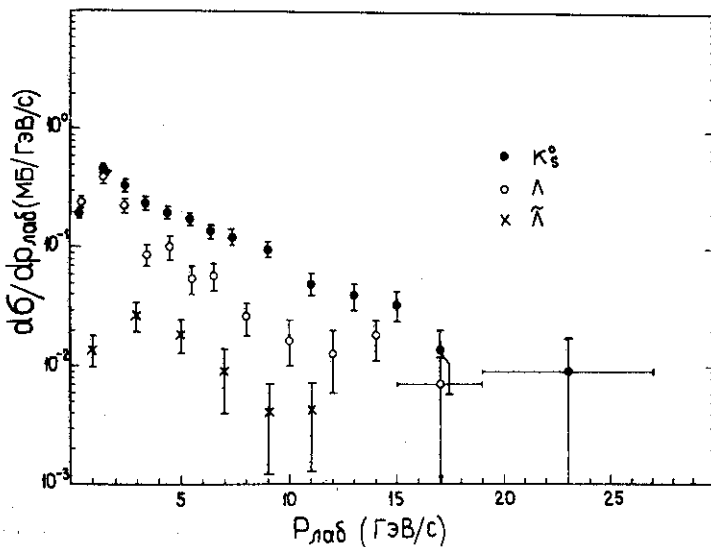


Рис.7. Импульсные спектры K_s^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ - гиперонов.

системе. Можно видеть, что средняя доля энергии, уносимая нейтральными странными частицами в π^-p -взаимодействиях, мала. Предположив, что $K_L^0 = K_s^0$, получим $K_{\nu^0} = 0,034 \pm 0,002$ в согласии с K_{ν^0} , определенной ранее [21].

Таблица 5

	$\langle P_{\text{лаб.}} \rangle$ /ГэВ/с/	$\langle P_{\perp} \rangle$ /ГэВ/с/	$K_{\text{лаб}}$
K_s^0	$5,00 \pm 0,13$	$0,438 \pm 0,008$	$0,014 \pm 0,001$
Λ	$3,56 \pm 0,16$	$0,468 \pm 0,013$	$0,0056 \pm 0,0007$
$\bar{\Lambda}$	$4,36 \pm 0,31$	$0,432 \pm 0,033$	$0,0009 \pm 0,0002$

На рис. 9 и 10 представлены дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{dy^*}$ и $\frac{d\sigma}{dx}$ ($y^* = \frac{1}{2} \frac{E^* + p^*}{E^* - p^*}$, $x = \frac{2p^*}{\sqrt{s}}$) K^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, которые дают наглядное представление о том, в каких кинематических областях по y^* и x образуются эти частицы. Видно, что K^0 -мезоны образуются в основном в центральной области и в пределах ошибок, равновероятно, в области $|y^*| < 0,8$. Однако

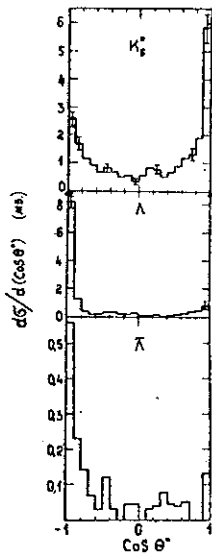


Рис. 8. Угловые распределения K_S^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов.

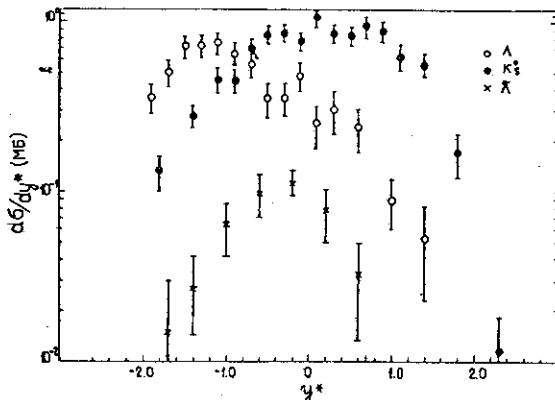


Рис. 9. Распределения по быстройте в с.ц.и. для K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц.

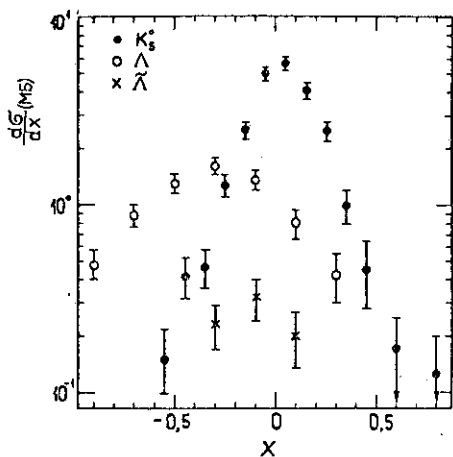


Рис. 10. Распределения K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц по x .

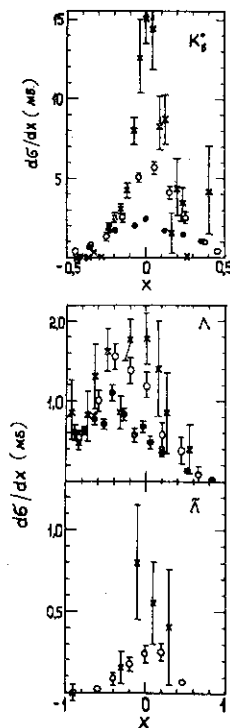


Рис. 11. Распределения по x для K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц при 5 (●); 40 (○) и 147 (×) ГэВ/с.

вклад в инклюзивное сечение K_s^0 -мезонов из областей фрагментации π^- -мезона и протона не мал /~ 40%. Λ -гипероны образуются преимущественно в области фрагментации протона с максимумом в распределении $\frac{d\sigma^\Lambda}{dx}$ около - 0,3. Распределения $\bar{\Lambda}$ -гиперонов имеют максимумы вблизи нуля /рис. 9, 10/ и в большинстве своем образуются в центральной области.

Выше отмечалось, что $\sigma_{K_s^0}$ и σ^Λ растут с энергией вплоть до 360 ГэВ/с. Наблюдается рост σ^Λ в интервале $p_{\text{лаб.}} > 25$ ГэВ/с.

Рис. 11 показывает, какие области по x ответственны за рост сечений K_s^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ -частиц. Для K_s^0 -мезонов и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов это в большей степени центральная область, для Λ -гиперонов - область фрагментации протона и центральная область.

Дифференциальные сечения $\frac{d\sigma_{K_s^0(\Lambda, \bar{\Lambda})}}{dp_\perp^2}$ показаны на рис. 12. Виден характерный излом при $p_\perp^2 \approx 0,4$ в распределении $\frac{d\sigma_{K_s^0}}{dp_\perp^2}$. Аналогичное поведение наблюдалось для $\frac{d\sigma_{K_s^0}}{dp_\perp^2}$ в π^- -p-взаимодействиях при 16 ГэВ/с^{14/} и в интервале импульсов от 100 до 360 ГэВ/с^{18-20/}.

Таблица 6

	$p_{\text{лаб}}$ (ГэВ/с)	p_\perp^2 /ГэВ/с ²	A	B /ГэВ/с ⁻²	$\chi^2/N_{\text{ст.св.}}$
K_s^0	15	0 - 0,5	9,95±0,59	5,34±0,27	
		0,5 - 1,0		3,70±0,27	
	16	0, - 0,5	7,92±0,23	4,47±0,15	0,22
		0,5-1,3	5,59±1,12	4,25±0,27	0,21
	40	0 - 0,5	11,2±0,8	5,04±0,32	3,0
		0,5-1,3	4,12±0,65	2,78±0,61	0,2
Λ	15	0 - 0,5	4,56±0,20	3,83±0,19	
	16	0 - 1,4	3,32±0,12	3,76±0,10	1,9
	40	0-1,0	5,29±0,48	4,14±0,30	1,8
$\bar{\Lambda}$	15	0 - 0,4	0,24±0,02	5,35±0,49	
	16	0 - 1,1	0,11±0,02	2,59±0,43 -0,39	1,1
	40	0 - 0,5	0,70±0,21	4,18±1,46	0,7

Проведена аппроксимация распределений $\frac{d\sigma_{K_s^0(\Lambda, \bar{\Lambda})}}{dp_{\perp}^2}$ экспонентами вида $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} = A e^{-B p_{\perp}^2}$. В табл. 6 даны значения коэффициентов A и B , полученные для распределений при 40 ГэВ/с, а также при $15^{13/}$ и $16^{14/}$ ГэВ/с.

Для интервала $p_{\perp}^2 < 0,4$ /ГэВ/с² показатель наклона экспоненты $B_{K_s^0}$ не зависит от импульса π^- -мезонов в интервале 15-40 ГэВ/с. Не зависит от p_{π^-} и коэффициент $B_{\Lambda}(p_{\perp}^2 < 1$ (ГэВ/с)²).

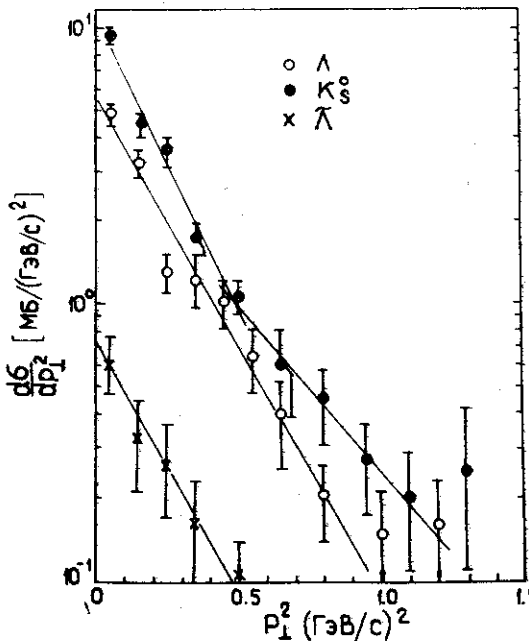


Рис.12. Распределения K_s^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов по квадрату поперечного импульса. Объяснения в тексте.

Структурные функции $F_1(x)$ для K_s^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов показаны на рис. 13-15. Для сравнения там же приведены $F_1(x)$ для нейтральных странных частиц из $\pi^- p$ -взаимодействий при 5,250 и 360 ГэВ/с.

Можно видеть /рис. 13/, что структурная функция $F_1^{K_s^0}(x)$ не имеет скейлингового поведения вплоть до 360 ГэВ/с как в центральной области, так и в областях фрагментации сталкивающихся частиц. По мере увеличения импульса π^- -мезонов от 5 до 360 ГэВ/с $F_1^{K_s^0}(x)$ растет в центральной области и падает в области фрагментации π^- -мезона. В области фрагментации протона наблюдается слабый рост $F_1^{K_s^0}(x)$ /20/. Что касается распреде-

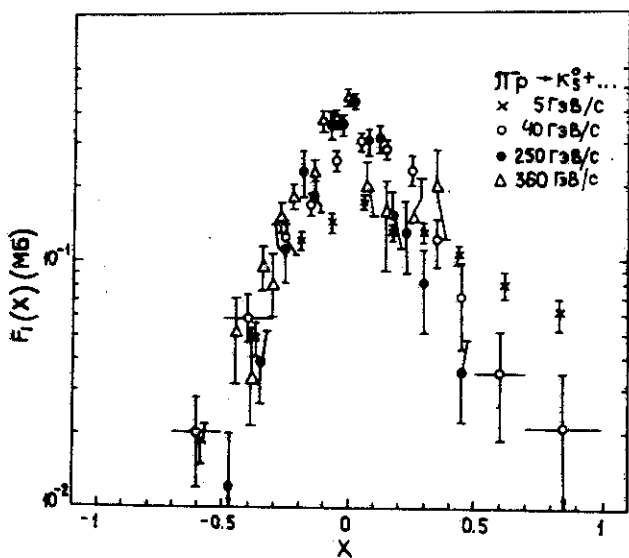


Рис.13. Энергетическая зависимость структурных функций $F_1^{K_S^0}(x)$.

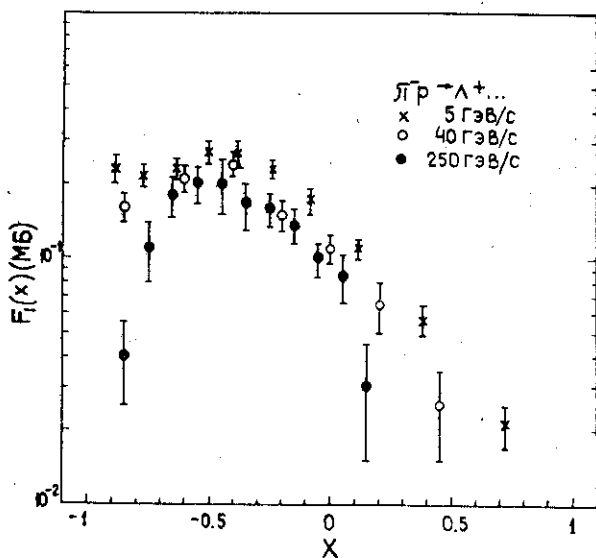


Рис.14. Энергетическая зависимость структурных функций $F_1^{\Lambda}(x)$.

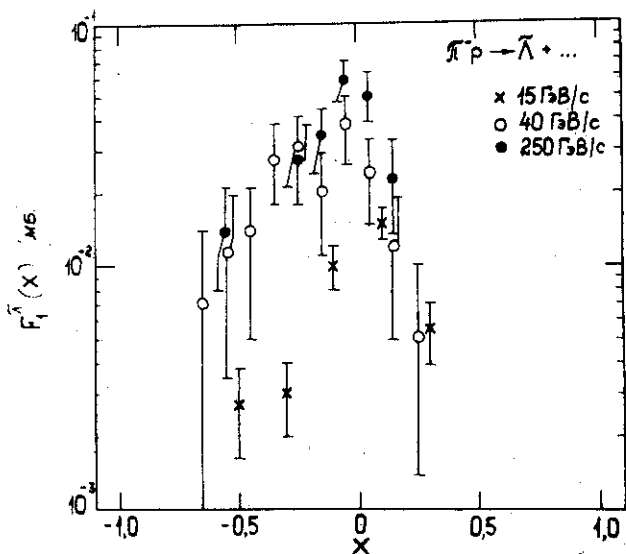


Рис.15. Энергетическая зависимость структурных функций $F_1^\Lambda(x)$.

лений $F_1^\Lambda(x)$ /рис. 14/, то при всех энергиях от 5^* до 250 ГэВ/с они совпадают в интервале $-0,6 \leq x < 0,1$, что указывает на скейлинг в этой области.

Распределения $F_{1s}^{K_s^0(\Lambda)}(x)$ для разных топологий при 40 ГэВ/с приведены в работе [9]. $F_1^\Lambda(x)$ растет с энергией при $x \approx 0$ вплоть до 250 ГэВ/с.

Авторы выражают благодарность В.Г.Гришину, Л.А.Диденко, И.А.Ивановской, Т.Канареку, В.Б.Любимову, Н.Н.Мельниковой, А.Н.Соломину, М.И.Соловьеву, М.К.Сулейманову, Ю.В.Тевзадзе, Д.Тувдендоржу, Э.Т.Цивцивадзе, А.И.Шкловской и Л.М.Щегловой за участие в получении экспериментального материала и обсуждение результатов, Ю.М.Шабельскому за полезные обсуждения, коллективу лаборантов за просмотр и измерения событий, К.А.Горячевой, Е.И.Наумовой, И.А.Первушиной - за помощь в оформлении рисунков.

* Следует иметь в виду, что $\sigma_{in}^{\pi^- p}$ при 5 ГэВ/с больше $\sigma_{in}^{\pi^- p}$ при 40 ГэВ/с - на 10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Balandin M.P., Soloviev M.I., Shkobin Yu.N. Nucl. Instr. and Methods, 1963, 20, p. 110.
2. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, P1-6326, Дубна, 1972.
3. Абдурахимов А.У., Нгуен Дин Ты, Пенев В.Н. ОИЯИ, 1-5140, Дубна, 1970.
4. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
5. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, P1-7267, Дубна, 1973; ЯФ, 1973, 18, с. 1251; Nucl. Phys., 1974, B79, p. 57.
6. Аллаби Д.В. и др. ЯФ, 1970, 12, с. 538.
7. Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, P1-9785, Дубна, 1976; ЯФ, 1977, 25, с. 591.
8. Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, P1-9209, Дубна, 1975; ЯФ, 1976, 24, с. 732.
9. Джмухадзе С.В. и др. ОИЯИ, P1-10704, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с. 680.
10. Джмухадзе С.В. и др. ОИЯИ, P1-12617, Дубна, 1979; ЯФ, 1980, 31, с. 403.
11. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, P1-8147, Дубна, 1974; ЯФ, 1975, 21, с. 1933.
12. Кладницкая Е.Н. ОИЯИ, 1-983, Дубна, 1965.
13. Barreiro F. et al. Phys. Rev., 1978, D17, p. 669.
14. Balea E. et al. HE-96-79, Bucharest, 1979. Nucl. Phys., 1980, B163, p. 21.
15. Stuntebeck P.H. et al. Phys. Rev., 1974, D9, p. 608.
16. Balea E. et al. Nucl. Phys., 1973, B54, p. 189.
17. Waters J.W. et al. Nuovo Cim., 1970, B17, p. 445.
18. Brick D. Phys. Rev., 1979, D20, p. 2123.
19. Bogert D. et al. Phys. Rev., 1977, D16, p. 2098.
20. Biswas R.N. et al. Nucl. Phys., 1980, B167, p. 41.
21. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1976, 23, с. 365.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 января 1981 года.