

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 346.5а + С 346.4в

Д - 419

3890/2-77

26/IX-77

PI - 10704

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

ИНКЛЮЗИВНЫЕ  
И ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ,  
ОБРАЗОВАННЫХ В  $\pi^+p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 4,9;7,5 И 40 ГэВ/с

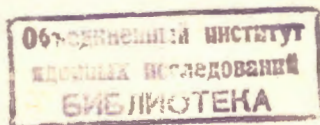
**1977**

P1 - 10704

С.В.Джмухадзе,<sup>1</sup> Е.Н.Кладницкая, В.М.Попова,<sup>2</sup>  
Г.П.Тонеева<sup>2</sup>

ИНКЛЮЗИВНЫЕ  
И ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ,  
ОБРАЗОВАННЫХ В  $\pi^-p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 4,9;7,5 И 40 ГэВ/с

*Направлено в ЯФ*



<sup>1</sup>Тбилисский государственный университет.

<sup>2</sup>Филиал НИИЯФ МГУ, Дубна.

Инклюзивные и полунклюзивные распределения нейтральных странных частиц, образованных в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 4,9; 7,5 и 40 ГэВ/с

В работе представлены результаты исследования инклюзивных и полунклюзивных распределений  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц, образованных в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при импульсах 4,9; 7,5 и 40 ГэВ/с. Показано, что инклюзивное сечение рождения  $K^0$ -мезонов растет с энергией в основном в центральной области, а инклюзивное сечение  $\Lambda$ -гиперонов — в области фрагментации протона мишени. Нормированные структурные функции  $\Phi(x)$  для  $K^0$ -мезонов не достигают скейлинга в рассматриваемом диапазоне энергий, тогда как  $\Phi(x)$  для  $\Lambda$ -гиперонов имеет скейлинг в широком интервале по  $x$ :  $-0,5 \leq x \leq 0,1$ , начиная с 4,9 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Inclusive and Semi-Inclusive Distributions of Neutral Strange Particles Produced in  $\pi^-p$  Interactions at 4.9, 7.5, and 40 GeV/c

The results are presented obtained in investigations of the inclusive and semi-inclusive distributions of  $\Lambda$  and  $K^0$  particles produced in  $\pi^-p$  interactions at 4.9, 7.5, and 40 GeV/c. The inclusive cross section of  $K^0$  meson production is shown to increase with energy, in general, in the central region, while the inclusive cross section of  $\Lambda$  hyperon increases in the fragmentation region of target proton. The normalized structure functions  $\Phi(x)$  for  $K^0$  mesons do not reach the scaling in the energy range considered; as to  $\Lambda$  hyperon, their  $\Phi(x)$  have scaling in a wide range on  $x$ :  $-0.5 \leq x \leq 0.1$  beginning with 4.9 GeV/c.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

## 1. Введение

В данной работе проводится анализ инклюзивных и полунклюзивных распределений нейтральных странных частиц из реакций

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \dots, \quad /1/$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \dots, \quad /2/$$

и

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + p_{\pm} + \dots, \quad /3/$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + p_{\pm} + \dots \quad /4/$$

при импульсах первичных пионов 4,9; 7,5 и 40 ГэВ/с. Выясняется, какой вклад вносят в инклюзивные распределения реакции с различным числом заряженных частиц  $p_{\pm}$  и как изменяется этот вклад с энергией первичной частицы.

В табл. 1 приводятся числа наблюдаемых странных частиц и даны ссылки на ранние работы, где описана методика их выделения. Будут рассмотрены инклюзивные

\* Здесь и везде в этой статье символ  $\Lambda$  относится как к  $\Lambda$ , так и к  $\Sigma^0$ -гиперонам, обозначение  $K^0$  относится к  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезонам.

и полуинклюзивные распределения нейтральных странных частиц:

1/ по продольной скорости в системе центра масс

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E^* + p_{||}^*}{E^* - p_{||}^*},$$

где  $E^*$  и  $p_{||}^*$  - энергия и продольный импульс исследуемой частицы;

2/ по фейнмановской переменной

$$x = \frac{p_{||}^*}{p_{\max}^*},$$

где  $p_{\max}^*$  - максимально возможный импульс исследуемой частицы; при высоких энергиях

$$x = \frac{2p_{||}^*}{\sqrt{s}};$$

3/ по квадрату поперечного импульса странной частицы  $p_{\perp}^2$ .

Данные об инклюзивных распределениях по  $x$  и  $p_{\perp}^2$  для  $K^0$ - и  $\Lambda$ -частиц, полученные на меньшей статистике, были опубликованы ранее /5/.

Таблица 1

$p_{\perp}^{LAB.} (ГэВ/c)$	$N_{\Lambda}$	$N_{K^0}$	Ссылки
4.9	952	1082	[1],[2]
7.5	398	567	[3],[4]
40	291	504	[5],[6]

## 2. Сечения и средние множественности

В табл. 2 приведены инклюзивные топологические ( $\sigma_{n_{\pm}^{V^0}}$ ) и полные ( $\sigma^{V^0}$ ) сечения образования странных частиц и их средние множественности  $\langle n_{V^0} \rangle$ .

Инклюзивные сечения рождения  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов возрастают при увеличении импульса первичных пионов от 4,9 до 40  $ГэВ/c$ , причем  $\sigma^{K^0}$  растет быстрее, чем  $\sigma^{\Lambda/2,3,10,11,5/}$ .

Для более высоких энергий /7-9/ продолжается значительный рост  $\sigma^{K^0}$ , а возрастание  $\sigma^{\Lambda}$  замедляется. Все это говорит о том, что при высоких энергиях основной вклад в инклюзивное сечение рождения  $K^0$ -мезонов дают  $K^0$ -мезоны от  $K^0\bar{K}$ -пар. Сечение неупругих  $\pi^-p$ -взаимодействий мало меняется при переходе от 4,9 к 40  $ГэВ/c$ , и потому увеличение инклюзивных сечений  $\sigma^{K^0}$  и  $\sigma^{\Lambda}$  в этом диапазоне энергий приводит к увеличению среднего числа  $V^0$ -событий  $\langle n_{K^0} \rangle$  и  $\langle n_{\Lambda} \rangle$  на одно  $\pi^-p$ -взаимодействие /см. табл. 2/.

Таблица 2

$n_{\pm}$	4.9 $ГэВ/c$				$n_{\pm}$	40 $ГэВ/c$			
	$\sigma_{n_{\pm}^{K^0}} (\mu b)$	$\langle n_{K^0} \rangle$	$\sigma_{n_{\pm}^{\Lambda}} (\mu b)$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$		$\sigma_{n_{\pm}^{K^0}} (\mu b)$	$\langle n_{K^0} \rangle$	$\sigma_{n_{\pm}^{\Lambda}} (\mu b)$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$
0	0.53 ± 0.06	0.407 ± 0.023	0.228 ± 0.014	0.175 ± 0.022	0	0.06 ± 0.06	0.46 ± 0.46		
2	0.99 ± 0.04	0.116 ± 0.005	0.535 ± 0.022	0.063 ± 0.005	2	0.80 ± 0.16	0.24 ± 0.05	0.25 ± 0.06	0.072 ± 0.019
4	0.13 ± 0.02	0.044 ± 0.001	0.092 ± 0.009	0.010 ± 0.002	4	1.42 ± 0.22	0.23 ± 0.04	0.42 ± 0.08	0.068 ± 0.013
ВСЕ	1.65 ± 0.05	0.072 ± 0.002	0.852 ± 0.025	0.037 ± 0.001	6	1.00 ± 0.17	0.18 ± 0.03	0.39 ± 0.09	0.073 ± 0.016
	7.5 $ГэВ/c$				8	0.92 ± 0.16	0.27 ± 0.05	0.30 ± 0.07	0.085 ± 0.021
0	0.38 ± 0.04	0.48 ± 0.10	0.17 ± 0.01	0.21 ± 0.05	10	0.31 ± 0.09	0.23 ± 0.06	0.068 ± 0.031	0.045 ± 0.021
2	1.19 ± 0.07	0.20 ± 0.02	0.56 ± 0.04	0.09 ± 0.02	12	0.11 ± 0.05	0.20 ± 0.09	0.048 ± 0.030	0.097 ± 0.050
4	0.47 ± 0.04	0.05 ± 0.01	0.23 ± 0.02	0.02 ± 0.01	14	0.08 ± 0.02	0.12 ± 0.14 0.10	0.019 ± 0.017	0.122 ± 0.108
6	0.06 ± 0.02	0.02 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0.009 ± 0.006	16	0.03 ± 0.03	0.40 ± 0.33 0.25		
ВСЕ	2.10 ± 0.08	0.088 ± 0.005	0.99 ± 0.05	0.044 ± 0.002	ВСЕ	4.67 ± 0.50	0.224 ± 0.024	1.49 ± 0.19	0.071 ± 0.004

### 3. Распределения по продольной быстрой

Распределения  $d\sigma/dy^* = f(y^*)$  приведены на рис. 1. Видно, что при всех энергиях для  $K^0$ -мезонов /рис. 1а,б,в/ происходит сужение интервала быстрот при росте множественности заряженных частиц, сопровождающих их рождение.  $K^0$ -мезоны в реакциях с малыми  $p_{\pm}$  вылетают в основном вперед в системе центра масс.

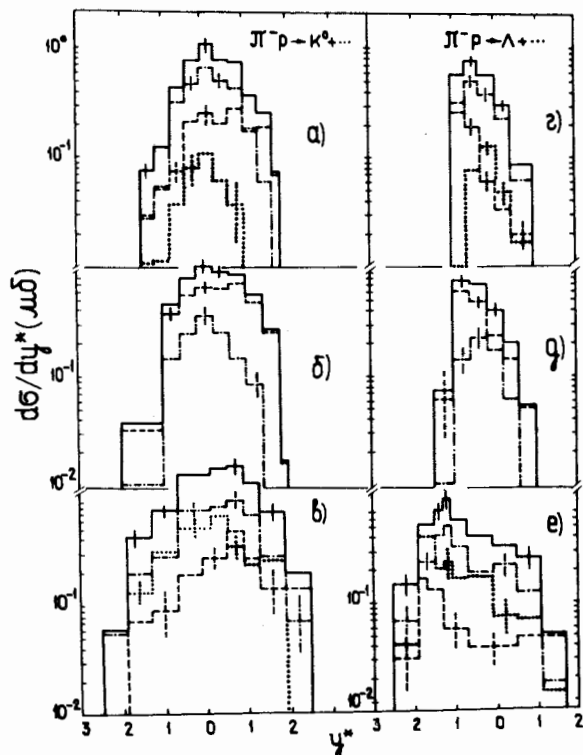


Рис. 1. Зависимость сечения рождения  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов от продольной быстрой  $y^*$ : а/ и г/ при 4,9 ГэВ/с, — все множественности, - - - - 0-лучевые, - - - - 2-лучевые, ..... 4-лучевые события; б/ и д/ при 7,5 ГэВ/с, — все множественности, - - - - 0-лучевые, - - - - 4÷6-лучевые события; в/ и е/ при 40 ГэВ/с, — все множественности, - - - - 0-лучевые, - - - - 4÷6-лучевые, ..... события с числом лучей  $\geq 8$ .

Эту же тенденцию можно проследить по данным табл. 4, в которой приведены значения коэффициентов асимметрии  $A = N_f / N_b$ , где  $N_f(N_b)$  - число странных частиц, вылетающих в переднюю /заднюю/ полусферу в системе ц.м. С ростом множественности распределения становятся более узкими и симметричными.

Это нашло отражение в изменении величин  $\langle y^* \rangle^{K^0}$ , приведенных в табл. 3. С ростом множественности при всех энергиях происходит уменьшение среднего значения продольной быстрой  $K^0$ -мезонов. С увеличением энергии значение  $\langle y^* \rangle^{K^0}$  имеет тенденцию к уменьшению.

Распределения по продольной быстрой для  $\Lambda$ -гиперонов /рис. 1г,д,е/ выглядят иначе. При всех энергиях  $\Lambda$ -гипероны вылетают преимущественно назад в системе ц.м. При низких энергиях распределения  $d\sigma/dy^*$  резко асимметричны для событий с малыми  $p_{\pm}$ . При возрастании множественности асимметрия уменьшается /см. также табл. 3 и 4/. Что касается  $\Lambda$ -гиперонов, образующихся при 40 ГэВ/с, то распределения  $d\sigma/dy^*$  для них тоже отличаются друг от друга в событиях с разным

Таблица 3

$\langle y^* \rangle$	$K^0$ - МЕЗОНЫ											
	4.9				7.5			40				
	0	2	4	ВСЕ	0+2	4+6	ВСЕ	0+2	4+6	$\geq 8$	ВСЕ	
$\langle X \rangle$	0.84±0.01	0.07±0.01	0.04±0.01	0.00±0.01	0.14±0.01	0.03±0.01	0.11±0.01	0.11±0.01	0.08±0.01	0.08±0.01	0.03±0.01	
$\langle Y \rangle$	0.10±0.01	0.14±0.01	0.07±0.01	0.03±0.01	0.06±0.01	0.04±0.01	0.05±0.01	0.09±0.01	0.08±0.01	0.07±0.01	0.07±0.01	
$\langle Y^2 \rangle$	0.00±0.01	0.17±0.01	0.03±0.01	0.17±0.01	0.03±0.01	0.09±0.01	0.02±0.01	0.02±0.01	0.07±0.01	0.03±0.01	0.07±0.01	
	$\Lambda$ - ГИПЕРОНЫ											
$\langle X \rangle$	0.30±0.01	0.06±0.01	0.02±0.01	0.01±0.01	0.46±0.01	0.09±0.01	0.05±0.01	0.34±0.01	0.30±0.01	0.08±0.01	0.09±0.01	
$\langle Y \rangle$	0.20±0.01	0.00±0.01	0.01±0.01	0.03±0.01	0.03±0.01	0.06±0.01	0.04±0.01	0.04±0.01	0.07±0.01	0.07±0.01	0.07±0.01	
$\langle Y^2 \rangle$	0.00±0.01	0.01±0.01	0.01±0.01	0.01±0.01	0.02±0.01	0.01±0.01	0.01±0.01	0.01±0.01	0.01±0.01	0.01±0.01	0.01±0.01	

Таблица 4

$\langle A \rangle$	4.9				7.5			40			
	0	2	4	ВСЕ	0+2	4+6	ВСЕ	0+2	4+6	$\geq 8$	ВСЕ
$\langle A \rangle$	2.37±0.08	1.58±0.15	0.96±0.11	1.68±0.11	1.67±0.17	1.22±0.19	1.70±0.13	2.5±0.35	1.39±0.18	1.2±0.17	1.48±0.18
$\langle A \rangle$	0.15±0.02	0.30±0.03	0.41±0.09	0.26±0.04	0.00±0.04	0.07±0.06	0.22±0.03	0.51±0.15	0.30±0.05	0.04±0.06	0.31±0.04

$n_{\pm}$ . Однако величины  $\langle y^* \rangle^{\Lambda}$  и  $A^{\Lambda}$  в пределах ошибок от множественности  $n_{\pm}$  не зависят. С ростом энергии  $\langle y^* \rangle^{\Lambda}$  все более смещаются в область отрицательных значений.

Посмотрим теперь, как изменяются инклюзивные и полуинклюзивные распределения по  $y^*$  для странных частиц в зависимости от энергии первичного пиона. На рис. 2 приведены в зависимости от  $y^*$  проинтегрированные по  $p_{\perp}^2$  структурные функции, нормированные на величину неупругого сечения при данной энергии

$$\phi^{V^0}(y) = \frac{1}{\sigma_{in}} \int \frac{d^2\sigma^{V^0}}{dy^* dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2 \quad /5/$$

для реакций /1/ и /2/ и аналогичные полуинклюзивные функции

$$\phi_{n_{\pm}}^{V^0} = \frac{1}{\sigma_{n_{\pm}}} \int \frac{d^2\sigma^{V^0}}{dy^* dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2 \quad /6/$$

для реакций /3/ и /4/.

В /5/ и /6/  $\sigma_{in}$  и  $\sigma_{n_{\pm}}$  - полное и топологическое сечения неупругих  $\pi^-p$ -взаимодействий, а  $\sigma^{V^0}$  и  $\sigma_{n_{\pm}}^{V^0}$  - инклюзивное и полуинклюзивные сечения рождения странных частиц соответственно.

Известно, что распределения по  $y^*$  хороши для изучения частиц, образующихся в центральной области. Видно, что для  $|y^*| \leq 0,5$  значение  $\phi^{K^0}(y^*)$  сильно растет с увеличением энергии /рис. 2в/. Этот рост обусловлен увеличением  $\phi^{K^0}(y^*)$  в 4- и 6-лучевых событиях /рис. 2б/, а  $\phi_{0-2}^{K^0}(y^*)$  /рис. 2а/ близки между собой в интервале энергий 5-40 ГэВ при  $|y^*| \leq 0,5$ .

Изменение функций  $\phi(y^*)$  с энергией отражает изменение средних множественностей  $V^0$ -частиц, поскольку

$$\langle n_{V^0} \rangle = \int \phi^{V^0}(y^*) dy^* \quad /7/$$

На рис. 2а, б, в можно видеть распределение  $\langle n_{K^0} \rangle(y^*)$  по  $y^*$  для разных  $n_{\pm}$  при импульсах 4,9; 7,5 и 40 ГэВ/с.

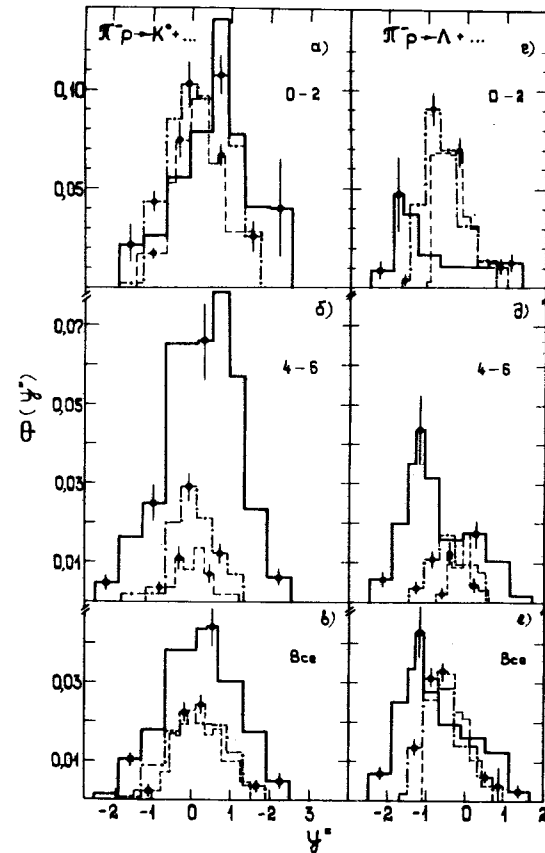


Рис. 2. Распределения по продольной быстрой функции  $\phi^{K^0}(y^*)$  и  $\phi^{\Lambda}(y^*)$ : - - - - 4,9 ГэВ/с, - · - · - - 7,5 ГэВ/с, ———— 40 ГэВ/с; а/ и г/ для 0- и 2-лучевых событий; б/ и д/ для 4- и 6-лучевых событий; в/ и е/ для всех событий.

Рис. 2а показывает, что слабый рост среднего числа  $K^0$ -мезонов с энергией в 0- и 2-лучевых событиях происходит за счет роста  $\langle n_{K^0} \rangle(y^*)$  в области  $y^* > 0,5$ . С увеличением множественности картина меняется. В 4- и 6-лучевых событиях  $\langle n_{K^0} \rangle(y^*)$  сильно растет с энергией при всех значениях  $y^*$ . Для  $\Lambda$ -гиперонов функция  $\phi^{\Lambda}(y^*)$  не за-

висит от энергии в области  $y^* \approx 0$  /рис. 2e/. Значение  $\phi_{0-2}^{\Lambda}(y^*)$  в области  $|y^*| \leq 0,5$  падает при переходе от 4,9 к 40 ГэВ/с /рис. 2г/. Здесь следует заметить, что среднее число  $\Lambda$ -гиперонов на одно 0- и 2-лучевое событие мало изменяется в интервале импульсов 4,9 - 40 ГэВ/с, а происходит перераспределение  $\langle n_{\Lambda} \rangle(y^*)$  по  $y^*$  с увеличением кинематически допустимой области изменения  $y^*$ . При этом доля  $\Lambda$ -гиперонов, родившихся в центральной области, падает с ростом энергии.

Значение  $\phi_{4-6}^{\Lambda}(y^*)$  в центральной области возрастает в 1,5-2 раза при переходе от 4,9 к 40 ГэВ/с. Среднее число  $\Lambda$ -гиперонов в 4-6-лучевых событиях увеличивается с ростом энергии в том же интервале значительно сильнее, и можно заключить, что относительная доля  $\Lambda$ -гиперонов, рождающихся в центральной области, уменьшается с ростом энергии также и при  $n_{\pm} = 4$  и 6.

#### 4. Распределения по $x$

Рассмотрение распределений по переменной  $x$  позволяет лучше понять закономерности рождения  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов в областях фрагментации сталкивающихся частиц. На рис. 3 приведены зависимости  $d\sigma/dx = f(x)$  при трех энергиях для  $K^0$ -мезонов /3а/ и  $\Lambda$ -гиперонов /3б/. Из рис. 3а видно, что рост инклюзивного сечения рождения  $K^0$ -мезонов приходится в основном на область  $|x| \leq 0,3$ . Для  $\Lambda$ -гиперонов картина иная. С увеличением энергии с 5 до 40 ГэВ сечение их образования возрастает главным образом при  $x < 0$ .

Распределения функций  $\phi(x)$  для инклюзивных и полунклюзивных реакций /1/ - /4/ даны на рис. 4.

$$\phi^{V^0}(x) = \frac{1}{\sigma_{in}} \int \frac{E^* d^2 \sigma^{V^0}}{\pi p_{max}^* dx dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2, \quad /8/$$

$$\phi_{n_{\pm}}^{V^0}(x) = \frac{1}{\sigma_{n_{\pm}}} \int \frac{E^* d^2 \sigma_{n_{\pm}}^{V^0}}{\pi p_{max}^* dx \cdot dp_{\perp}^2}. \quad /9/$$

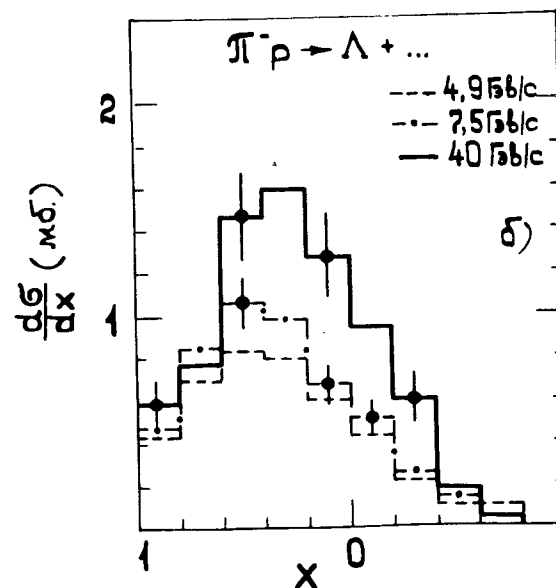
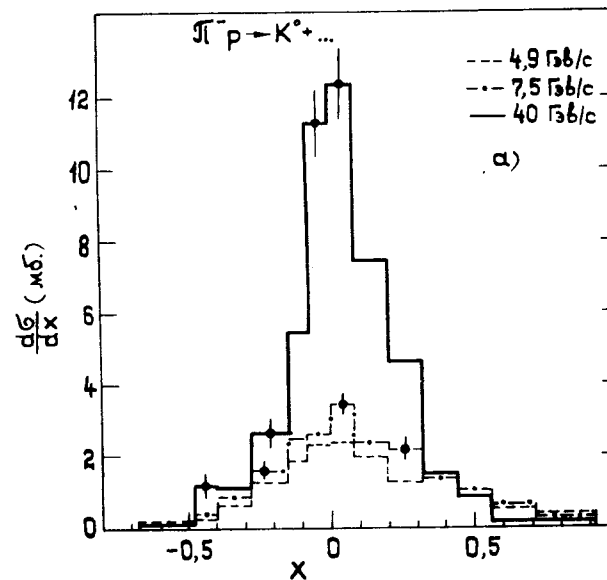


Рис. 3. Зависимость сечения рождения странных частиц от переменной  $x$ : а/ для  $K^0$ -мезонов, б/ для  $\Lambda$ -гиперонов.

Кроме наших данных, здесь для сравнения приведены распределения  $\phi(x)$  для странных частиц, рождающихся в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $p_{\pi^-} = 250 \text{ ГэВ}/c$  /9/ - самом высоком значении импульса первичного пиона среди опубликованных данных. Распределения  $\phi^{K^0}(x)$  в области  $x < -0,3$  совпадают в интервале энергий  $4,9 \div 40 \text{ ГэВ}$  /рис. 4в/. Для области  $|x| < 0,3$  наблюдается

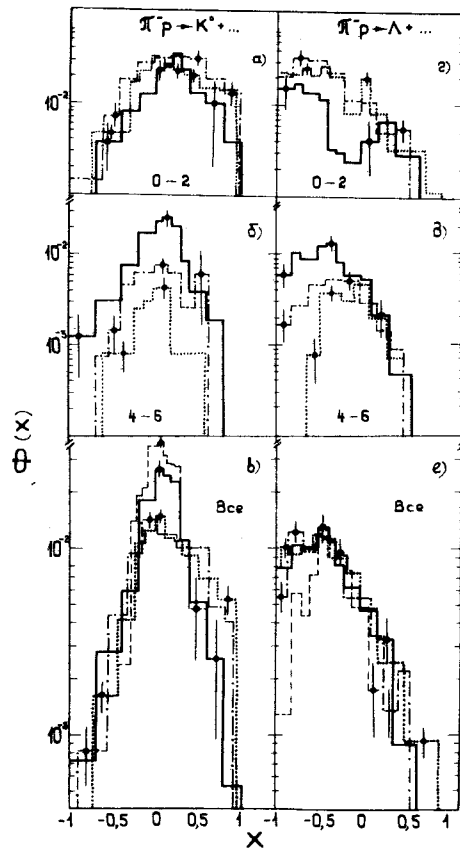


Рис. 4. Распределения  $\phi^{K^0}(x)$  и  $\phi^{\Lambda}(x)$  по переменной  $x$ : ..... 4,9 ГэВ/с, - - - - - 7,5 ГэВ/с, \_\_\_\_\_ 40 ГэВ/с, - - - - - 250 ГэВ/с; а/ и г/ для 0- и 2-лучевых событий, б/ и д/ для 4- и 6-лучевых событий, в/ и е/ для всех событий.

рост  $\phi^{K^0}(x)$  с энергией вплоть до 250 ГэВ, а для  $x > 0,4$  - падение.

Посмотрим, как ведут себя в зависимости от энергии структурные функции для полуинклюзивных реакций. Значение  $\phi_{0-2}^{K^0}(x)$  не меняется в узкой области  $|x| < 0,2$  и уменьшается в остальной области изменения  $x$  /рис. 4а/, а  $\phi_{4-6}^{K^0}(x)$  /рис. 4б/ растет практически при всех значениях  $x$ . Следовательно, структурная функция  $K^0$ -мезонов  $\phi(x)$  растет с энергией в центральной области за счет многолучевых событий.

Что касается распределений  $\phi^{\Lambda}(x)$ , то видно /рис. 4е/, что при всех энергиях от 4,9 до 250 ГэВ  $\phi^{\Lambda}(x)$  совпадают при  $-0,5 < x < 0,1$ , что указывает на скейлинг в этой области. Рассмотрение распределений  $\phi_{0-2}^{\Lambda}(x)$  по  $x$  при разных энергиях показывает, что поведение  $\phi_{0-2}^{\Lambda}(x)$  при 40 ГэВ существенно отличается от поведения  $\phi_{0-2}^{\Lambda}(x)$  при меньших энергиях. Совпадение этих функций имеет место только в области  $x > 0$ . Значения  $\phi_{4-6}^{\Lambda}(x)$  в областях центральной и фрагментации налетающей частицы совпадают при всех исследуемых энергиях, а в области фрагментации протона мишени наблюдается рост  $\phi_{4-6}^{\Lambda}$  с энергией.

### 5. Распределения по квадрату поперечного импульса

На рис. 5 представлены распределения  $d\sigma/dp_{\perp}^2 = f(p_{\perp}^2)$ . Видно, что для  $K^0$ -мезонов /рис. 5а, б, в/ при  $p_{\perp}^2 \leq 0,5 \text{ ГэВ}/c$  с ростом множественности распределения становятся более крутыми. В спектрах  $\Lambda$ -гиперонов этого не наблюдается /рис. 5г, д, е/.  $K^0$ -мезоны с  $p_{\perp}^2 > 0,5 \text{ ГэВ}/c$  образуются преимущественно в событиях с малыми величинами  $n_{\perp}$ . Средние значения  $p_{\perp}^2$  для  $K^0$ -мезонов уменьшаются с ростом множественности при всех исследуемых энергиях /см. табл. 3/. Величина  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  для  $\Lambda$ -гиперонов в пределах ошибок от множественности не зависит. Средние значения квадрата поперечного импульса с ростом энергии возрастают как для  $K^0$ -мезонов, так и для  $\Lambda$ -гиперонов.



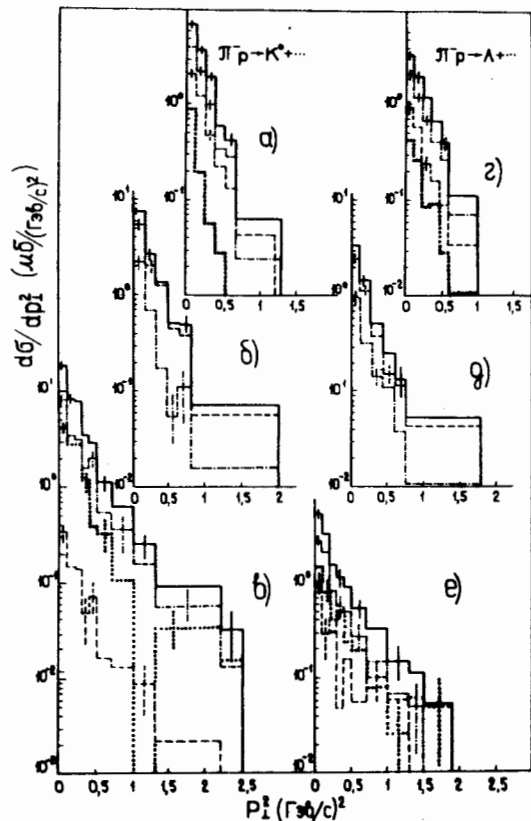


Рис. 5. Зависимость сечения рождения странных частиц от  $p_{\perp}^2$ : а/ и г/ при 4,9 ГэВ/с, — все множественности, --- О-лучевые, - - - - 2-лучевые, . . . . 4-лучевые события; б/ и д/ при 7,5 ГэВ/с, — все множественности, --- О-лучевые, - - - - 4-лучевые события; в/ и е/ при 40 ГэВ/с, — все множественности, --- О-лучевые, - - - - 4-лучевые, . . . . события с числом лучей  $\geq 8$ .

Посмотрим теперь, как ведут себя структурные функции для инклюзивных и полуинклюзивных реакций /1/ - /4/, проинтегрированные по  $x$ :

$$\phi_{\perp}^{V^0}(p_{\perp}^2) = \frac{1}{\sigma_{in}} \int \frac{E^*}{\pi p_{max}^*} \frac{d^2 \sigma^{V^0}}{dx dp_{\perp}^2} dx, \quad /9/$$

и

$$\phi_{n\pm}^{V^0}(p_{\perp}^2) = \frac{1}{\sigma_{n\pm}} \int \frac{E^*}{\pi p_{max}^*} \frac{d^2 \sigma^{V^0}}{dx dp_{\perp}^2}. \quad /10/$$

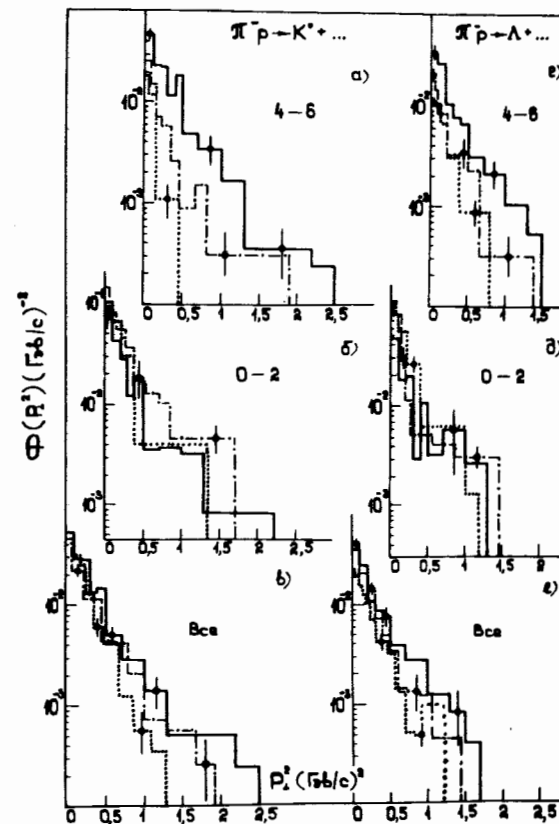


Рис. 6. Распределения  $\phi_{K^0}(p_{\perp}^2)$  и  $\phi_{\Lambda^0}(p_{\perp}^2)$  по  $p_{\perp}^2$ . . . . . 4,9 ГэВ/с, - - - - - 7,5 ГэВ/с, — 40 ГэВ/с; а/ и г/ для 4- и 6-лучевых событий, б/ и д/ для 0- и 2-лучевых событий, в/ и е/ для всех событий.

Из рис. 6в видно, что  $\phi^{K^0}(p_{\perp}^2)$  для  $K^0$ -мезонов совпадают в пределах ошибок в области  $p_{\perp}^2 \leq 0,2 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$  для  $p_{\perp}^2$ -лаб = 4,9; 7,5 и 40  $\text{ГэВ}/\text{с}$ . Для  $\Lambda$ -гиперонов значения  $\phi^{\Lambda}(p_{\perp}^2)$  растут с энергией, особенно для  $p_{\perp}^2 > 0,5 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$  / рис. 6е/. В рассматриваемом диапазоне энергий функции  $\phi^{K^0}(p_{\perp}^2)$  близки между собой при  $p_{\perp}^2 \leq 0,5 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$ , а  $\phi_{4-6}^{K^0}(p_{\perp}^2)$  различаются при всех значениях  $p_{\perp}^2$ . Для  $\Lambda$ -гиперонов как  $\phi_{0-2}^{\Lambda}(p_{\perp}^2)$ , так и  $\phi_{4-6}^{\Lambda}(p_{\perp}^2)$  отличаются при всех трех энергиях.

Проводилась аппроксимация инклюзивных и полуклюзивных распределений экспонентой вида

$$\phi(p_{\perp}^2) = a \exp(\beta p_{\perp}^2)$$

для двух крайних энергий при следующих условиях: 1/  $p_{\perp}^2 \leq 0,5 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$  и 2/  $p_{\perp}^2 \leq 1 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$ . В табл. 5 приведены значения подобранных коэффициентов.

Таблица 5

	$P_{x^-}^{\text{лаб}}(\text{ГэВ}/\text{с})$	4.9			40		
		$\alpha$	$\beta$	$\chi^2/\text{нст.св.}$	$\alpha$	$\beta$	$\chi^2/\text{нст.св.}$
$K^0$	$P_{\perp}^2 \leq 0,5(\text{ГэВ}/\text{с})^2$	$0,064 \pm 0,003$	$-5,1 \pm 0,3$	1,5	$0,060 \pm 0,005$	$-3,8 \pm 0,4$	3,3
	$P_{\perp}^2 \leq 1(\text{ГэВ}/\text{с})^2$	$0,062 \pm 0,003$	$-4,9 \pm 0,2$	1,2	$0,060 \pm 0,004$	$-3,9 \pm 0,2$	2,1
$\Lambda$	$P_{\perp}^2 \leq 0,5(\text{ГэВ}/\text{с})^2$	$0,027 \pm 0,001$	$-4,8 \pm 0,3$	0,80	$0,046 \pm 0,005$	$-4,7 \pm 0,5$	1,6
	$P_{\perp}^2 \leq 1(\text{ГэВ}/\text{с})^2$	$0,026 \pm 0,001$	$-4,6 \pm 0,2$	0,88	$0,040 \pm 0,004$	$-3,9 \pm 0,3$	2,3

В обоих интервалах изменения  $p_{\perp}^2$  распределения  $\phi^{K^0}(p_{\perp}^2)$  и  $\phi^{\Lambda}(p_{\perp}^2)$  удовлетворительно описываются одной экспонентой, коэффициенты наклона  $|\beta|$  для  $\phi^{K^0}(p_{\perp}^2)$  и  $\phi^{\Lambda}(p_{\perp}^2)$  имеют тенденцию к уменьшению с ростом энергии от 4,9 до 40  $\text{ГэВ}$ .

## 6. Выводы

1. Инклюзивное сечение рождения  $K^0$ -мезонов в  $\pi^-p$ -взаимодействиях возрастает в три раза в интер-

вале импульсов  $\pi^-$ -мезонов от 4,9 до 40  $\text{ГэВ}/\text{с}$ . Рост сечения  $K^0$ -мезонов происходит главным образом в центральной области.

2. Наблюдается значительный рост сечения рождения  $K^0$ -мезонов в событиях с числом заряженных частиц  $\geq 4$ . В малолучевых событиях  $n_{\pm} = 0$  и  $2/\sigma^{K^0}$  уменьшается с ростом энергии первичной частицы, однако это не приводит к уменьшению среднего числа  $K^0$ -мезонов в них.

3. Структурная функция  $\phi(x)$  для  $K^0$ -мезонов не обнаруживает скейлингового поведения вплоть до 250  $\text{ГэВ}/\text{с}$  как в центральной области, так и в областях фрагментации сталкивающихся частиц.

4. Инклюзивное сечение рождения  $\Lambda$ -гиперонов в  $\pi^-p$ -взаимодействиях возрастает медленнее, чем сечение  $K^0$ -мезонов в интервале 4,9 - 40  $\text{ГэВ}/\text{с}$ . Следовательно, с увеличением энергии растет вклад  $K^0$ -мезонов от  $K^0\bar{K}^0$ -пар в инклюзивное сечение рождения  $K^0$ -мезонов.

5. Рост сечения  $\Lambda$ -гиперонов наблюдается как в области фрагментации протона - мишени, так и в центральной области.

6. С увеличением импульса первичного  $\pi^-$ -мезона от 4,9 до 40  $\text{ГэВ}/\text{с}$  значительно растет  $\sigma^{\Lambda}$  в многолучевых  $n_{\pm} \geq 4$  и падает в 0- и 2-лучевых событиях, при этом среднее число  $\Lambda$ -гиперонов на одно малолучевое событие практически не меняется.

7. Структурная функция  $\phi(x)$  для  $\Lambda$ -гиперонов имеет скейлинговое поведение в широкой области по  $x$   $-0,5 < x < 0,1$  для интервала импульсов первичной частицы 4,9 - 250  $\text{ГэВ}/\text{с}$ .

8. Распределения инклюзивных функций  $\phi(p_{\perp}^2)$  для  $\Lambda$ -гиперонов и  $K^0$ -мезонов хорошо аппроксимируются одной экспонентой как в интервале  $p_{\perp}^2 \leq 0,5$ , так и в интервале  $p_{\perp}^2 \leq 1$ .

9. С увеличением энергии показатели наклона экспоненты имеют тенденцию к уменьшению.

В заключение авторы благодарят участников Сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за обсуждение результатов, А.А.Куракину за помощь в расчетах, И.А.Первушину, Н.В.Матасову и Е.И.Наумову за помощь в оформлении рисунков и таблиц.

### Литература

1. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, 1-7884, Дубна, 1974.
2. Глаголев В.В. и др. ЯФ, 1975, 21, 1933; ОИЯИ, P1-8147, Дубна, 1974.
3. Кладницкая Е.Н. Автореферат диссертации. ОИЯИ, 1-983, Дубна, 1965.
4. Биргер Н.Г. и др. ЖЭТФ, 1961, 41, 1461.
5. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, 18, 1251; ОИЯИ, P1-7267, Дубна, 1973; Nucl. Phys., 1974, B79, 57.
6. Джмухадзе С.В., Кладницкая Е.Н., Попова В.М. ОИЯИ, P1-9675, Дубна, 1976; ЯФ, 1977, 25, 103.
7. Berger E.L. e.a. CERN/D.Ph.II/Phys. 74-27 (1974).
8. Ljung D. e.a. Fermilab-Pub-76/42-EXP 7200. 137 (1976).
9. Bogert D. e.a. Preprint Fermilab, March, 1976.
10. Stuntebeck P.H. e.a. Phys.Rev., 1974, D9, 608.
11. Balea E. e.a. Nucl.Phys., 1973, B54, 189.

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 мая 1977 года.