

С 346.46

Б-435

3/11-65 N

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2178



Е. Богданович, Т. Добровольский, И.А. Ивановская,  
В.М. Мальцев, Г.И. Пенчев, А. Филипковский

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ  
С ИМПУЛЬСОМ 9 ГЭВ/С С ЯДРАМИ КСЕНОНА,  
СОПРОВОЖДАЕМЫХ РОЖДЕНИЕМ  $\Lambda^-$  - И  $K^0$ -ЧАСТИЦ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

P-2178

3394/3 ч.

Е. Богданович, Т. Добровольский, И.А. Ивановская,  
В.М. Мальцев, Г.И. Пенчев, А. Филипповский

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ  
С ИМПУЛЬСОМ 9 ГЭВ/С С ЯДРАМИ КСЕНОНА,  
СОПРОВОЖДАЕМЫХ РОЖДЕНИЕМ  $\Lambda^-$  - И  $K^0$ -ЧАСТИЦ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## 1. Введение

Целью настоящей работы было изучение механизма рождения странных частиц ( $\Lambda$  и  $K^0$ ) при взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов с ядрами ксенона и проверка на этом материале теории каскадного взаимодействия частиц с ядром.

## 2. Идентификация частиц

На 50000 снимков, полученных при облучении 24-литровой ксеноновой камеры  $\pi^-$ -мезонами с импульсом 9 Гэв/с, было отобрано 2778 взаимодействий  $\pi^-$ -мезонов с ядрами ксенона, удовлетворяющих следующим требованиям:

- 1) через камеру проходит не больше 5 первичных частиц;
- 2) взаимодействие происходит в пределах центральной области камеры размером  $260 \times 70 \times 70 \text{ мм}^3$ ;
- 3) на расстоянии ближе 200 мм от выбранного взаимодействия нет других взаимодействий.

Среди отобранных таким образом взаимодействий 309 сопровождалась  $V^0$ -событиями, т.е. распадами  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  и  $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ , или подобными им фоновыми случаями. Эффективность обнаружения  $V^0$ -событий составила 95%.

Найденные  $V^0$ -события измерялись на микроскопе, а затем с помощью электронно-счетной машины восстанавливались пространственные координаты событий и проводился кинематический анализ с целью идентификации  $\Lambda$  и  $K^0$ , а также определения их импульсов и углов вылета по отношению к первичным  $\pi^-$ -мезонам.  $V^0$ -события, идентифицируемые как распады  $\Lambda$  или  $K^0$ , должны были удовлетворять требованию компланарности с точкой взаимодействия, в которой была рождена распадающаяся частица. События считались компланарными, если отношение  $\frac{\beta}{\Delta\beta} \leq 2$ , где  $\beta$  - угол между плоскостью распада и направлением полета распадающейся частицы, а  $\Delta\beta$  - ошибка в  $\beta$ , которая вычислялась для каждого случая отдельно.

На рис. 1 приведено распределение по  $\beta$  всех случаев, идентифицированных как  $\Lambda$  или  $K^0$ . Из рисунка видно, что среднеквадратичная ошибка  $\Delta\beta = 1^\circ 40'$ .

Идентификация  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц производилась на основе измеренных пробегов и углов разлета продуктов распада относительно направления полета распадающейся частицы. В ряде случаев ( $\approx 20\%$ ) для идентификации привлекались дополнительные данные об ионизации, многократном рассеянии и знаке заряда продуктов распада. В резуль-

тате произведенного анализа 83 события оказались  $\Lambda$ -частицами, 91 -  $K^0$ -мезонами, 72 - не различимыми между  $\Lambda$  и  $K^0$  и 118 событий - либо некомпланарными, либо не удовлетворяющими кинематике ни  $\Lambda$ , ни  $K^0$  (в дальнейшем будем их называть "не  $V^0$ -события").

Была сделана попытка выяснить природу "не  $V^0$ -событий". Естественно предположить, что это либо двухлучевые звезды, образованные нейтронами, вылетевшими из рассматриваемых взаимодействий, либо  $V^0$  - подобные события, не связанные с этими взаимодействиями. Для проверки этих предположений был произведен поиск  $V^0$ -образных событий на кадрах без взаимодействий. Найденные события измерялись и обсчитывались как  $V^0$ -события, причем за точку взаимодействия принималась определенная точка в центральной области камеры. Аналогом двухлучевых звезд, вызванных нейтронами, мы считали трехлучевые звезды, вызванные протонами. Поэтому были отобраны трехлучевые вторичные взаимодействия и тоже измерены как  $V^0$ -события путем комбинирования лучей попарно. На рис. 2 приведены распределения по  $\beta$  для "не  $V^0$ -событий" (а) и для указанных фоновых событий (б). Фоновые события искались на части рабочих пленок, но приведенное распределение нормировано на весь материал (т.е. на 2778 кадров). Из рис. 2 видно, что "не  $V^0$ -события" как по количеству, так и по распределению по  $\beta$  согласуются с ожидаемыми фоновыми событиями. Кроме того, можно сделать вывод о том, что "не  $V^0$ -события" в области  $\beta < 4^\circ$  составляют небольшую часть от  $V^0$ -событий и, следовательно, возможная случайная примесь "не  $V^0$ -событий" среди  $\Lambda$ - и  $K^0$ -распадов незначительна. Это подтверждается и тем фактом, что среди 52 компланарных фоновых событий только 2 оказались удовлетворяющими кинематике  $\Lambda$ - или  $K^0$ -распадов.

На рис. 3 (пунктиром) и рис. 4 приведены распределения идентифицированных  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц по углу распада в системе покоя распадающейся частицы. В эти распределения внесена поправка на пропуск событий, у которых одна из частиц распада имеет очень короткий пробег: меньше 2 мм для протона или меньше 5 мм для  $\pi$ -мезона. Поправка составляет 5% для  $\Lambda$ -частиц и 1% для  $K^0$ . Эти распределения должны быть изотропными, что и наблюдается для  $K^0$ -частиц.

На рис. 5 приведены распределения по углу распада в системе покоя распадающейся частицы для неразличимых случаев: а) если неразличимые случаи считать  $\Lambda$ -частицами и б) если их считать  $K^0$ -частицами. Как видно из рисунка, предположение о том, что неразличимые случаи являются  $K^0$ -частицами, приводит к резкой анизотропии распределения в системе покоя для  $K^0$ -частиц. В опубликованных ранее работах<sup>1,2/</sup> также было показано, что 80% неразличимых случаев являются  $\Lambda$ -частицами. Поэтому неразличимые случаи мы отнесли к  $\Lambda$ -частицам, взяв их с весом 0,8.

На рис. 3 сплошной линией приведено суммарное распределение по углу распада в

системе покоя для идентифицированных  $\Lambda$ -частиц и неразличимых случаев. Как видно из рисунка, оно в пределах статистических флуктуаций изотропно.

По полученным нами экспериментальным данным были определены времена жизни  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц, которые оказались в пределах ошибок совпадающими с общепринятыми значениями, что также подтверждает правильность идентификации.

### 3. Экспериментальные результаты

Для определения истинного числа рожденных странных частиц были введены следующие поправки на эффективность регистрации:

1) геометрическая поправка - коэффициенты 1,31 для  $\Lambda$  и 1,25 для  $K^0$ ;

Геометрическая поправка - это поправка на распады вне камеры и на распады ближе 5 мм от родительской звезды. Она вычислялась для каждого случая отдельно по потенциальной длине пробега частицы в камере.

2) поправка на случаи, у которых одна из частиц распада имеет очень короткий пробег: меньше 2 мм для протона или меньше 5 мм для  $\pi$ -мезона - коэффициенты 1,05 для  $\Lambda$  и 1,01 для  $K^0$ .

3) поправка на эффективность просмотра - 1,05 для  $\Lambda$  и 1,05 для  $K^0$ ;

4) поправка на нейтральные каналы распада - 1,5 для  $\Lambda$  и 1,5 для  $K^0$ ;

5) поправка на существование долгоживущей компоненты  $K_2^0$  - 2,0 для  $K^0$ .

Общие поправочные коэффициенты оказались равными для  $\Lambda$  - 2,17, для  $K^0$  - 3,97. Неразличимые случаи были разделены между  $\Lambda$  и  $K^0$  в отношении 9 : 1.

После введения указанных поправок истинное число рожденных в данном эксперименте  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц оказалось равным соответственно 321 и 389.

Принимая полное сечение взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с ядром ксенона равным "геометрическому"  $\sigma_{\text{геом}} = 1200 \text{ мб}$ , получаем сечение рождения  $\Lambda$ -частиц на ядре ксенона при импульсе первичных  $\pi^-$ -мезонов 9 Гэв/с  $\sigma_{\Lambda} = (139 \pm 11) \text{ мб}$  и сечение рождения  $K^0$ -мезонов  $\sigma_{K^0} = (168 \pm 17) \text{ мб}$ . Ошибки указаны статистические.

На рис. 6 и 7 приведены импульсные и угловые распределения для  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц в лабораторной системе координат. При построении этих распределений учитывалась геометрическая поправка для каждого случая.

Были определены также средние поперечные импульсы для  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц, которые оказались равными  $\overline{p_{\perp}}^{\Lambda} = (448 \pm 36) \text{ Мэв/с}$  и  $\overline{p_{\perp}}^{K^0} = (410 \pm 43) \text{ Мэв/с}$ .

#### 4. Обсуждение результатов

а) Сеченне рождения  $\Lambda$  и  $K^0$ .

Полученные нами сечения рождения  $\Lambda$  - и  $K^0$  -частиц на ксеноне интересно сравнить с соответствующими сечениями для элементарного акта  $\pi^- + p$ . При этом следует иметь в виду, что под сечением рождения  $\Lambda$  -частиц мы понимаем сумму сечений реакций с рождением  $\Lambda K$  - пар, т.е.  $\sigma_{\Lambda} = \sigma(\Lambda K^0) + \sigma(\Lambda K^+) + \sigma(\Sigma^0 K^0) + \sigma(\Sigma^0 K^+) + \sigma(\Sigma^+ K^0) + \sigma(\Sigma^+ K^+) + 2\sigma(K^0 \bar{K}^0) + \sigma(\Lambda K^0) + \sigma(\Sigma^0 K^0) + \sigma(\Sigma^+ K^0) + \sigma(\Sigma^- K^0)$ .

Сечения  $\sigma_{\Lambda}$  и  $\sigma_{K^0}$  для взаимодействий с ядрами ксенона и водорода приведены в следующей таблице:

Т и п взаимодействия	Импульс $\pi^-$ -мезонов	$\sigma_{\Lambda}$ , mb	$\sigma_{K^0}$ , mb	Работа
$\pi^- + Xe$	9 Гэв/с	139 + 11	188 + 17	Настоящая работа
$\pi^- + p$	7 Гэв/с	0,80 + 0,25	2,2	/3/ (Дубна)
$\pi^- + p$	10 Гэв/с	0,94 + 0,10	2,7 + 0,26	/4,5/ (Церн)

Таким образом, вероятность рождения  $\Lambda$  -частицы в элементарном акте составляет приблизительно  $1/30^x$ , в то время как на ядре ксенона она равна  $1/9$ . Соответствующие вероятности для  $K^0$  -частиц  $1/11$  и  $1/7$ . Большая вероятность рождения странных частиц на ядре ксенона указывает, по-видимому, на существование вторичных взаимодействий внутри сложного ядра, приводящих к рождению этих частиц.

На рис. 8 и 9 приведена зависимость вероятности рождения  $\Lambda$  - и  $K^0$  -частиц от числа элементарных взаимодействий внутри ядра ксенона. Эта вероятность вычислялась как сумма вероятностей рождения  $\Lambda$  и  $K^0$  в каждом элементарном акте. При этом учитывалось уменьшение энергии вторичных частиц, вызывающих вторичные взаимодействия внутри ядра, и зависимость сечения рождения  $\Lambda$  и  $K^0$  в элементарном акте от энергии.

Зная из эксперимента вероятности рождения  $\Lambda$  и  $K^0$  на ядре ксенона, можно с помощью рис. 8 и 9 определить среднее число элементарных взаимодействий внутри ядра ксенона с энергией, достаточной для рождения  $\Lambda$  - и  $K^0$  -частиц. Это число получается равным  $3 + 1$ .

Как известно, для вычисления полного сечения взаимодействия с ядром при достаточно больших энергиях можно пользоваться формулой:

$$^x/ \text{ Полное сечение } \pi^- + p \text{ при } 10 \text{ Гэв/с } \sigma_{\pi^- p} = (28,5 \pm 0,5) \text{ mb } /8/$$

$$\sigma_{tot} = \pi r_0^2 A^{2/3}, \text{ где } A - \text{ атомный вес ядра, а}$$

$$r_0 = (1,2 - 1,4) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Однако при вычислении парциальных сечений, как следует из нашего эксперимента, необходимо учитывать число вторичных взаимодействий внутри ядра

$$\sigma_{par} = \pi r_0^2 A^{2/3} \frac{\sigma_{par}^e}{\sigma_{tot}^e} m,$$

где  $\frac{\sigma_{par}^e}{\sigma_{tot}^e}$  и  $\frac{\sigma_{tot}^e}{\sigma_{tot}^e}$  соответственно парциальное и полное сечения для элементарного акта, усредненные по энергии, а  $m$  - число взаимодействий внутри ядра, зависящее от размеров ядра, энергии первичной частицы и пороговой энергии для рассматриваемой реакции.

Тот факт, что большая доля  $\Lambda$  - и  $K^0$  -частиц рождается во вторичных взаимодействиях внутри ядра ксенона, не позволил нам определять сечения  $\sigma(\Lambda K^0)$  и  $\sigma(K^0 \bar{K}^0)$ , исходя из количества зарегистрированных пар  $\Lambda K^0$  и  $K^0 \bar{K}^0$ , поскольку мы не могли предполагать, что эти частицы родились в одном акте взаимодействия.

Для иллюстрации совместного рождения странных частиц на ядре ксенона приводим интересный случай одновременного рождения 4 нейтральных странных частиц (рис. 10).

б) Импульсные и угловые распределения.

На рис. 6 и 7 вместе с нашими экспериментальными данными приведены соответствующие распределения для  $\pi^- p$  взаимодействий, взятые из работы /3/. Как видно из сравнения этих распределений, импульсные спектры  $\Lambda$  - и  $K^0$  -частиц, рожденных на ядрах ксенона, "мягче", а угловые распределения "шире", чем соответствующие распределения для  $\Lambda$  и  $K^0$ , рожденных на водороде. Эти результаты также хорошо объясняются существованием вторичных взаимодействий внутри ядра.

Кроме того, было проведено сравнение полученных нами импульсных и угловых распределений для  $\Lambda$  - и  $K^0$  -частиц с теоретическими распределениями, рассчитанными методом Монте-Карло на основе каскадной модели взаимодействия частиц с ядром.

В качестве модели ядра служила модель равномерного по плотности ферми-газа, заполняющего сферу радиуса  $R = 6,15 f /7,8/$ . Расчет производился путем последовательного рассмотрения элементарных взаимодействий: сначала первичной частицы с одним из нуклонов ядра, а затем всех вторичных частиц с нуклонами того же ядра. В качестве вторичных частиц рассматривались нуклоны,  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезоны,  $\Lambda$  - и  $\Sigma$ -гипероны (другими частицами пренебрегали вследствие малого сечения их рождения). Различия во взаимодействиях, связанные с знаком заряда частиц, не принимались во внимание. В расчете учитывались: закон сохранения энергии в каждом элементарном акте, принцип Паули и фермиевское движение нуклонов внутри ядра. При выборке допустимых каналов реакции принимались во внимание законы сохранения числа барионов

1. В.И. Векслер, Н.М. Вирясов, И. Врана, Лям Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, М.И. Соловьев, Т. Хофмохль, Чен Ли-янь. Препринт ОИЯИ, Р-1040, Дубна, 1982.
2. И.А. Ивановская, Е.В. Кузнецов, А. Прокеш, И.В. Чувило. ЖЭТФ, 43, 785 (1982).
3. Ван Ган-чан, Ван Шу-цзэн, В.И. Векслер, И. Врана, Дин Да-цао, Нгуен Дин Ты, В.Г. Иванов, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Чен Ли-янь. ЖЭТФ, 40, 484 (1981).
4. A.Bigi, S.Brandt, A. de Marco-Trabucco, Ch. Peyrou, R.Sosnowski, A.Wroblewski. Nuovo Cim., 33, 1265 (1964).
5. A.Bigi, S.Brandt, A. de Marco-Trabucco, Ch. Peyrou, R.Sosnowski, A.Wroblewski. Nuovo Cim. 33, 1249 (1964).
6. G. von Dardel, D.Dekkers, R.Mermod, M.Vivargent, G.Weber, K.Winter. Phys. Rev. Let., 8, 173 (1962).
7. В.А. Беляков, А.В. Бояджиев, Н.М. Вирясов, В.М. Мальцев, Препринт ОИЯИ, Р-1452, Дубна, 1983.
8. В.А. Беляков, А.В. Бояджиев, Н.М. Вирясов, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ, Р-1584, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 мая 1985 г.

и странности. Сечения различных реакций, угловые и импульсные распределения вторичных частиц для элементарного акта брались из известных экспериментальных данных. В каскаде прослеживалось пять "поколений", т.е. частица считалась вышедшей из ядра, если она уже испытала пять взаимодействий.

Расчет производился для 8000 взаимодействий  $\pi^- + \text{Xe}$ . В результате расчета получены угловые и импульсные распределения для  $\Lambda^-$  и  $K^0$ -частиц. Теоретические распределения приведены на рис. 11 и 12 совместно с экспериментальными данными.

Сравнение теоретических и экспериментальных распределений показывает, что выбранная модель ядра в общих чертах правильно описывает картину процессов, происходящих внутри ядра. Однако наблюдаемое расхождение между рассчитанными и экспериментальными распределениями указывает, по-видимому, на необходимость уточнения некоторых параметров теории. В частности, для ядер ксенона необходимо проследивать больше пяти "поколений", а также более строго учитывать зависимость сечения рождения  $\Lambda^-$ -гиперонов от энергии.

#### В ы в о д ы

1. Получены сечения рождения  $\Lambda^-$  и  $K^0$ -частиц при взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 9 Гэв/с с ядрами ксенона:

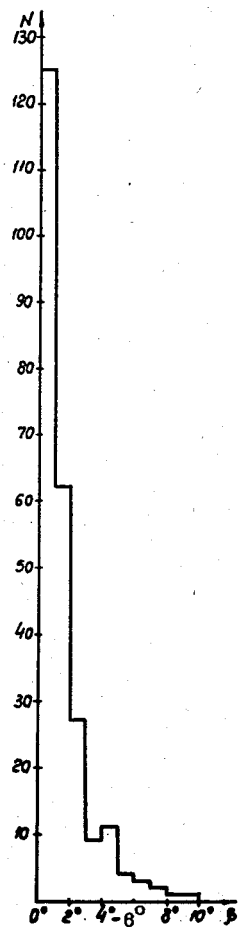
$$\sigma_{\Lambda} = (139 \pm 11) \text{ mb} \quad \text{и} \quad \sigma_{K^0} = (168 \pm 17) \text{ mb} .$$

2. Сравнение полученных сечений с соответствующими сечениями на водороде указывает на существенный вклад вторичных взаимодействий внутри ядра ксенона в сечения рождения странных частиц при энергии 9 Гэв.

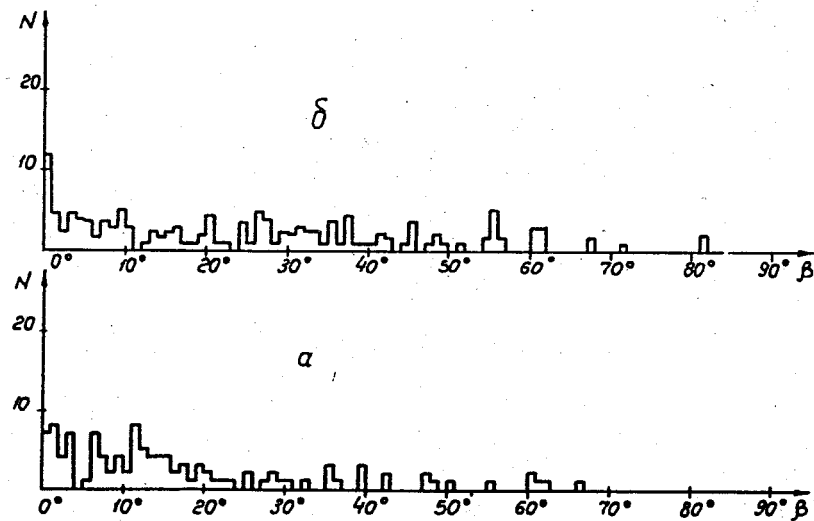
3. Импульсные спектры  $\Lambda^-$  и  $K^0$ -частиц, рожденных на ядрах ксенона, "мягче", а угловые распределения "шире", чем соответствующие распределения для водорода.

4. Каскадная модель взаимодействия частиц с ядром в общих чертах правильно описывает картину процессов, происходящих внутри ядра, однако нуждается в уточнении некоторых параметров.

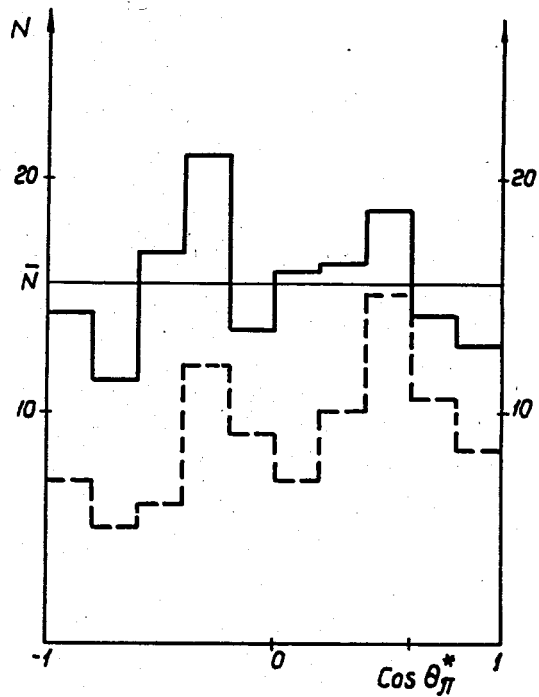
Авторы выражают благодарность И.М. Граменицкому, З. Стругальскому, Н.М. Вирясову, А.А. Кузнецову, Е.Н. Кладницкой за обсуждение результатов, Г.А. Ососкову и В.Е. Комоловой за помощь в проведении вычислений по каскадной модели и группе лаборантов: Р. Каплиной, М. Филипповской, Л.И. Масловой, И.А. Миролюбовой, А.Г. Чекмеевой за помощь в измерениях.



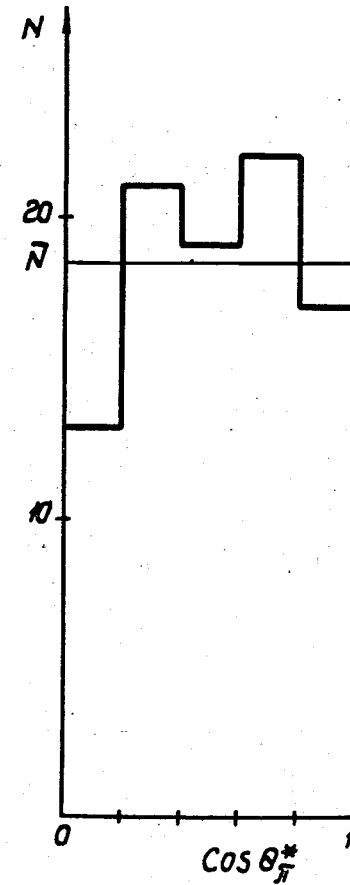
Р и с. 1. Распределение по "углу некомпланарности"  $\beta$  всех случаев, идентифицированных как  $\Lambda$  или  $K^0$ .



Р и с. 2. Распределение по  $\beta$  для "не  $V^0$ " - событий (а) и для фоновых событий (б).

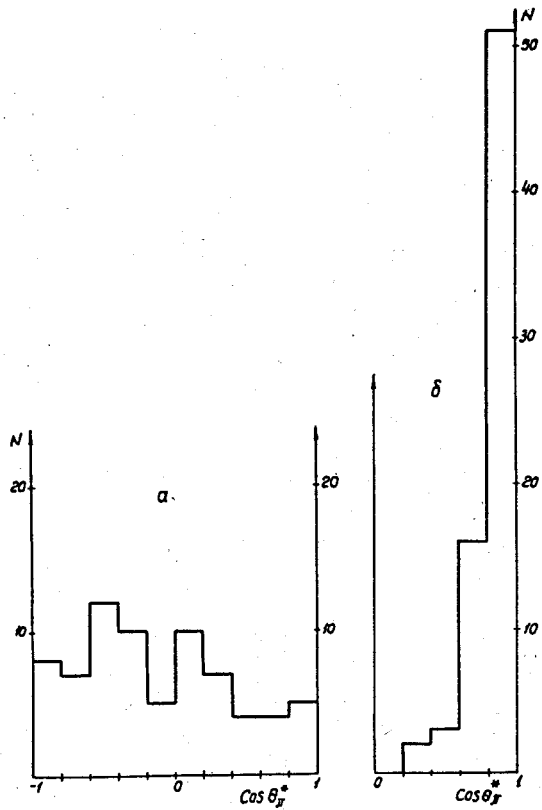


Р и с. 3. Распределение по углу распада в системе покоя распадающейся частицы для  $\Lambda$  (пунктиром) и суммарное для  $\Lambda$  и не различимых между  $\Lambda$  и  $K^0$  случаев (сплошная линия).

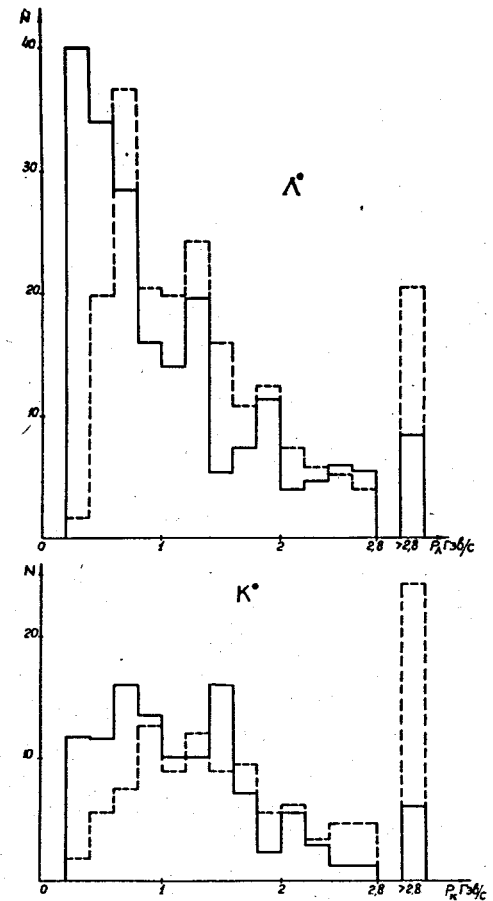


Р и с. 4. Распределение по углу распада в системе покоя распадающейся частицы для  $K^0$ .

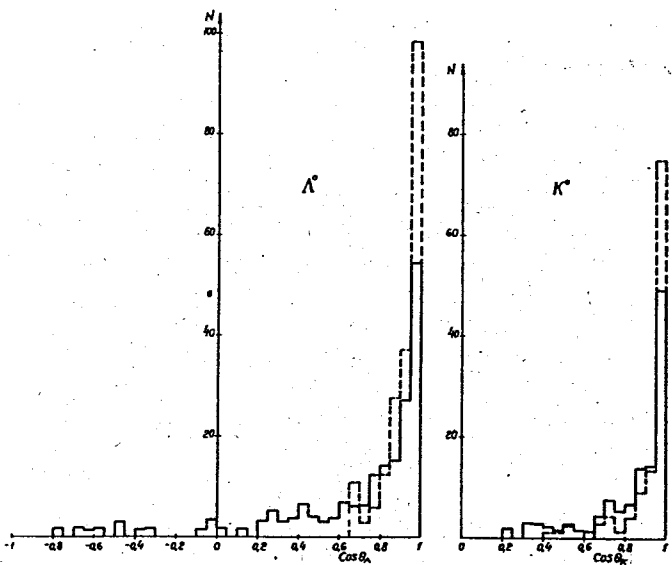




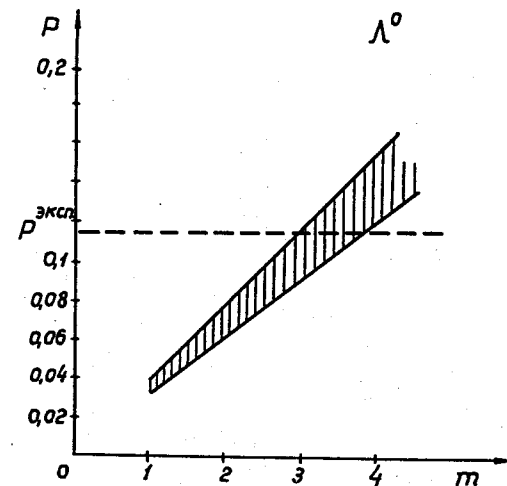
Р и с. 5. Распределения по углу распада в системе покоя распадающейся частицы для неразличимых случаев:  
 а) если неразличимые случаи считать  $\Lambda^-$ -частицами и  $K^0$ - частицами.  
 б) если неразличимые случаи считать  $K^0$  - частицами.



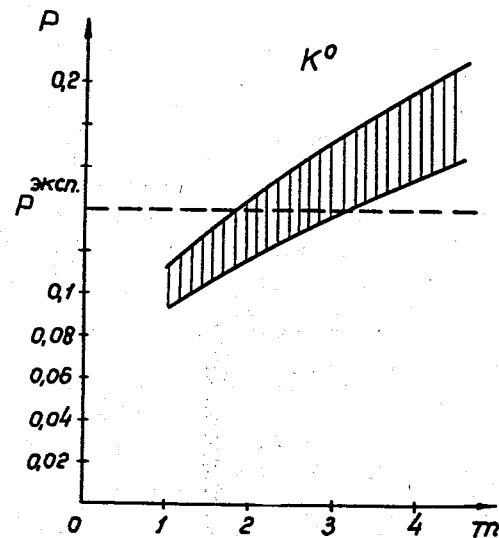
Р и с. 6. Импульсные спектры  $\Lambda^-$  и  $K^0$ -частиц в лабораторной системе координат. Пунктиром изображены соответствующие спектры для  $\pi^-$ -р взаимодействий, взятые из работы /3/.



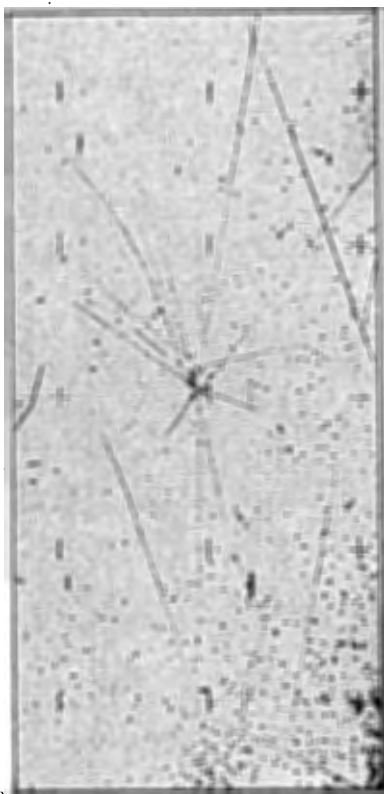
Р и с. 7. Угловые распределения  $\Lambda$ - и  $K^0$ -частиц в лабораторной системе координат. Пунктиром изображены соответствующие распределения для  $\pi^-$ - $p$  взаимодействий, взятые из работы [3].



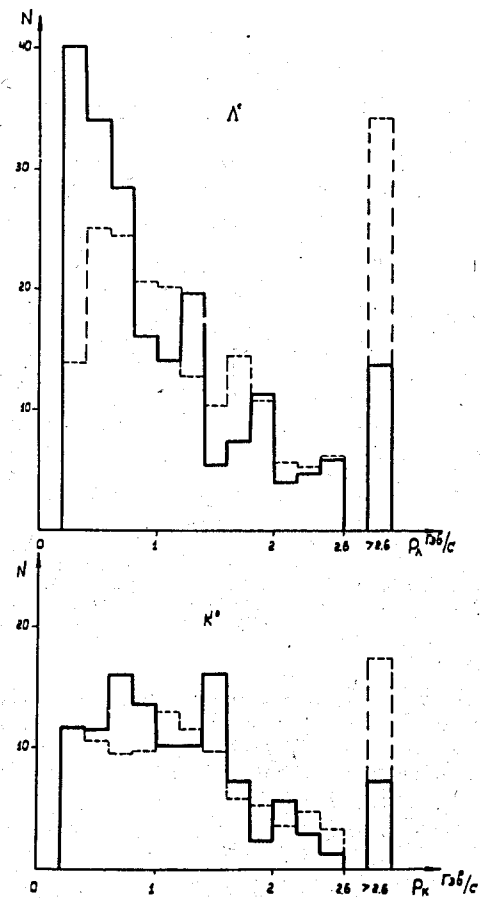
Р и с. 8. Зависимость вероятности рождения  $\Lambda$ -частиц от числа элементарных взаимодействий внутри ядра ксенона.



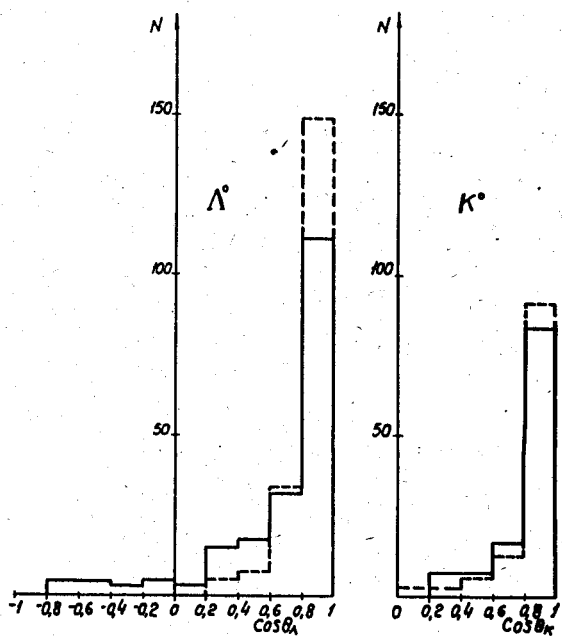
Р и с. 9. Зависимость вероятности рождения  $K^0$ -частиц от числа элементарных взаимодействий внутри ядра ксенона.



Р и с. 10. Случай одновременного рождения 4 нейтральных странных частиц на ядре ксенона.



Р и с. 11. Сравнение экспериментальных (сплошная линия) и теоретических (пунктирная линия) импульсных спектров для  $\Lambda^-$  и  $K^0$ -частиц. Теоретические спектры вычислены методом Монте-Карло на основе каскадной модели взаимодействия частиц с ядром.



Р и с. 12. Сравнение экспериментальных (сплошная линия) и теоретических (пунктирная линия) угловых распределений  $\Lambda^0$ - и  $K^0$ - частиц в лабораторной системе координат. Теоретические распределения вычислены методом Монте-Карло на основе каскадной модели взаимодействия частиц с ядром.