

C346

K-65

+


ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

"УТВЕРЖДАЮ"

ДИРЕКТОР ЛАБОРАТОРИИ ВЫСОКИХ

ЭНЕРГИИ ОИЯИ

 /В.И. ВЕКСЛЕР/

" 26 "  1959 года.

Б 1-800

С 346

К - 65

О Т Ч Е Т

"ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОСТАНОВИВШИХСЯ К⁻ - МЕЗОНОВ С
ЯДРАМИ ФОТОЗМУЛЬСИ".

Исполнители:

Д.К. Копылова

Д.Б. Королевич

Н.И. Петухова

Рукопись поступила
в издательский отдел

.. 28 .. IX .. 1959 г.

г. Дубна, 1959 г.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

68867

О Г Л А В Л Е Н И Е

- I. Введение
- II. Условия эксперимента;
поиск σ_K - звезд.
- III. Захват K^- - мезонов легкими и тяжелыми ядрами эмульсии
"Перехват" K^- - мезонов.
- IV. Гипероны и гиперфрагменты в σ_K - звездах
 - 1. Σ -гипероны и гиперфрагменты
 - 2. Λ^0 - частицы
- V. Двунуклонный захват K^- - мезонов
- VI. Образование криптофрагментов
 - Приложение I. Таблицы гиперонов
 - Приложение II. Эффективность регистрации распадов
 Λ^0 - частиц и геометрические поправки.
 - Приложение III. Изотопические соотношения для реакции
взаимодействия K^- - мезонов с ядрами.
 - Приложение IV. Быстрая α - частица.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящем отчете изложены результаты исследования взаимодействия остановившихся K^- - мезонов с ядрами эмульсии. Эмульсионная камера была облучена очищенным пучком K^- - мезонов на бэватроне в Беркли. Отдельные части камеры просматривались в Лаборатории высоких энергий и Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, а также в Институте ядерной физики в Варшаве.

В отчете приводятся результаты обработки данных, полученных при просмотре той части, камеры, которая находилась в Лаборатории высоких энергий. В некоторых разделах отчета привлекались также экспериментальные данные двух других групп. В этих случаях делается специальная оговорка. Экспериментальная часть работы закончена в феврале 1958 г., окончательная обработка - в декабре 1958 года.

II. Условия эксперимента, поиск σ_K - звезд.

Эмульсионная камера 600^м эмульсии Илфорд G-5 размером 10 x 10 см² была облучена K^- - мезонами с импульсом ~ 300 Мэв/с на бэватроне в Беркли. K^- - мезоны входили в камеру на протяжении всего края каждого эмульсионного слоя. Импульс мезонов не менялся в направлении переднего края камеры. Поиск звезд проводился при просмотре по площади полос, внутри которых ожидалось полное торможение практически всех K^- - мезонов пучка. (Рис.1). Опыт показал, что достаточно было просматривать полосы шириной 1,5 см. Действительно, из приведенного на рис. 2. распределения σ_K -звезд вдоль координаты X эмульсионных слоев следует, что вне выбранной полосы просмотра находится незначительное число σ_K - звезд.

Идентификация σ_K - звезд в процессе их поиска проводилась визуально либо по ряду признаков, присущих только σ_K -звездам (наличие гиперфрагментов, Σ -гиперонов или лучей с плотностью зерен, близкой к минимальной), либо по характеру изменения ионизации и рассеяния вдоль следа частицы. Визуальная идентификация неизбежно приводит к регистрации вместе с истинными σ_K - звездами некоторого числа σ_π - звезд. Выделение примеси σ_π - звезд проводилось следующим образом.

Было отобрано 24 заведомых K^- - мезона. На следах этих K^- - мезонов при различных остаточных пробегах проводился счет промежутков.

Считалось число промежутков $v_K(R)$ на отрезках следа длиной 78,4^м.

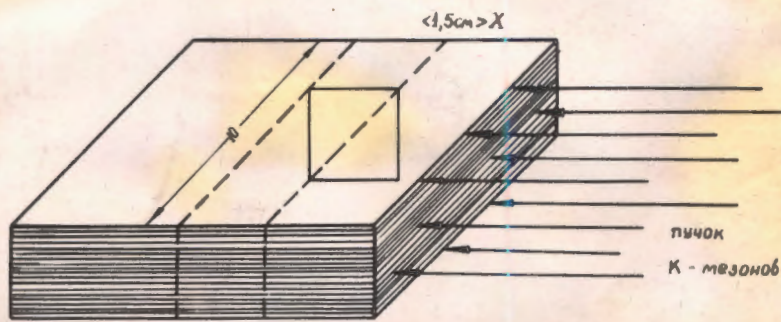


Рис. 1

Схема расположения ступки в пучке K-мезонов

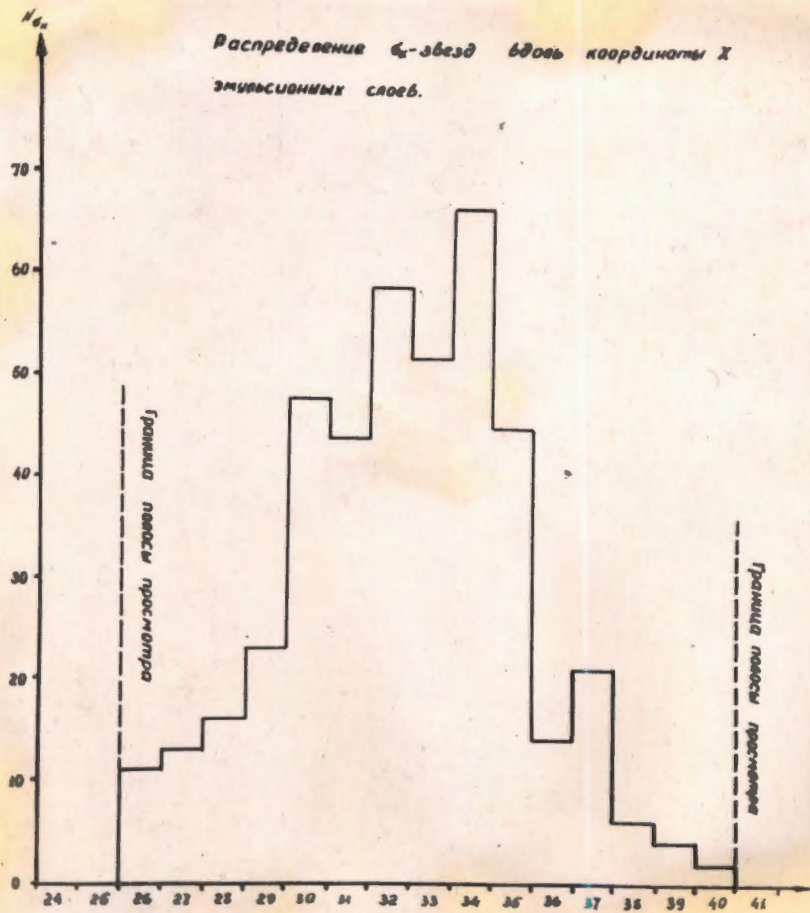


Рис. 2.

В результате измерений была построена кривая зависимости $\nu_K(R)$ от остаточного пробега (рис. 3). Это позволило определить ожидаемые значения числа промежутков на следах π -мезонов, $\nu_\pi(R)$, для различных значений остаточного пробега. Результаты приведены в таблице I. Там же приведены значения величины $10[\nu_\pi(R) - \nu_K(R)]$ и статистические ошибки в числе промежутков на отрезке следа длиной 784μ :

Таблица I: Плотность промежутков в следах π и K - мезонов

(мм)	Значение $\nu_K(R)$ при данном $R_{ост}$	Значение $\nu_\pi(R)$ при данном $R_{ост}$	$10[\nu_\pi(R) - \nu_K(R)]$; $\delta_K = \sqrt{10\nu_K(R)}$	$\delta_\pi = \sqrt{10\nu_\pi(R)}$	$\delta_K^2 + \delta_\pi^2$	$\frac{10[\nu_\pi(R) - \nu_K(R)]}{\sqrt{\delta_K^2 + \delta_\pi^2}}$	
$R_{ост}$	$R_{ост}$	$R_{ост}$					
0,5	19,8	28,4	86	14,10	16,86	482	3,9
0,7	21,8	31,4	96	14,88	17,74	532	4,2
0,75	22,2	31,6	94	14,90	17,80	538	4,1
0,8	22,5	31,1	96	15,02	17,95	546	4,1
1,0	24,1	33,6	95	15,55	18,37	577	4,0
1,5	27,0	35,2	82	16,45	18,79	622	3,3
2,0	29,4	34,8	54	17,15	18,70	642	2,1
2,5	31,2	33,4	22	17,42	18,18	646	0,9

Характер зависимости величины от остаточного пробега

$$\frac{10[\nu_\pi(R) - \nu_K(R)]}{\sqrt{\delta_K^2 + \delta_\pi^2}}$$

позволяет установить область остаточных пробегов, при которых наблюдается максимальное различие между плотностью промежутков в следах π и K - мезонов. Из рис. 4 следует, что наиболее выгодно проводить измерения при $R_{ост} \approx 750 \mu$. В дальнейшем число промежутков сосчитывалось на следах всех K^- - мезонов.

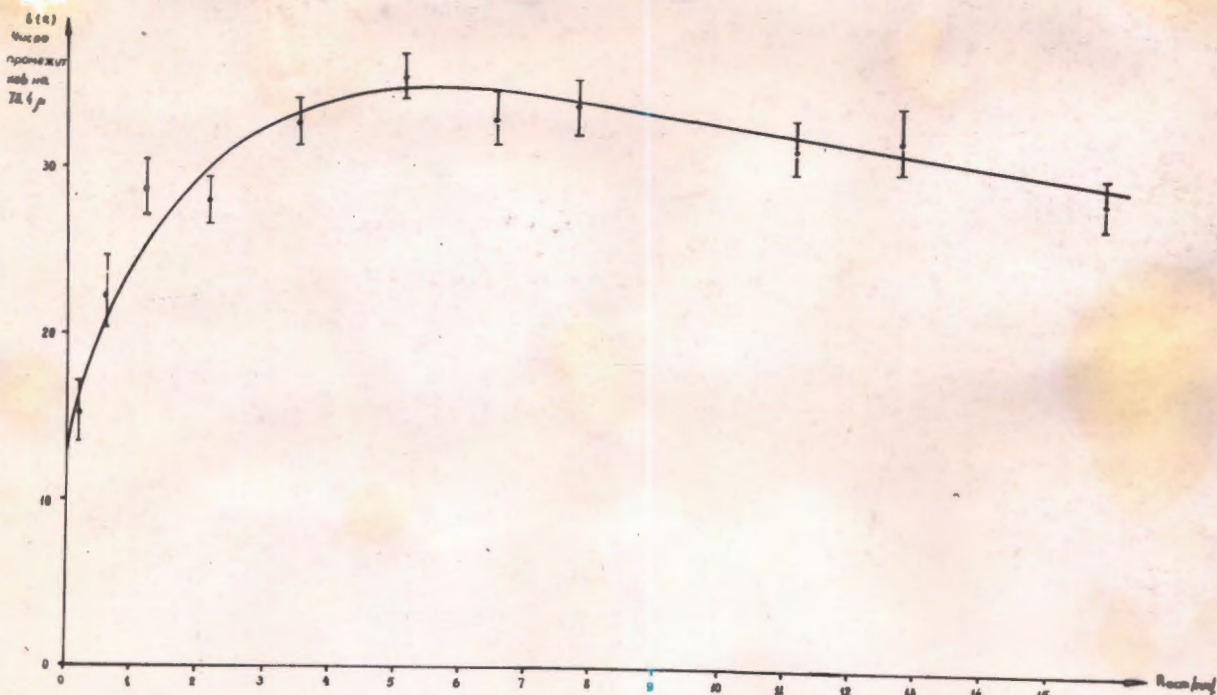


Рис. 3
 Зависимость числа промежутков в интервале следа длиной 78.4 м от остаточного пробега K^- мезона. Кривая построена по экспериментальным точкам.

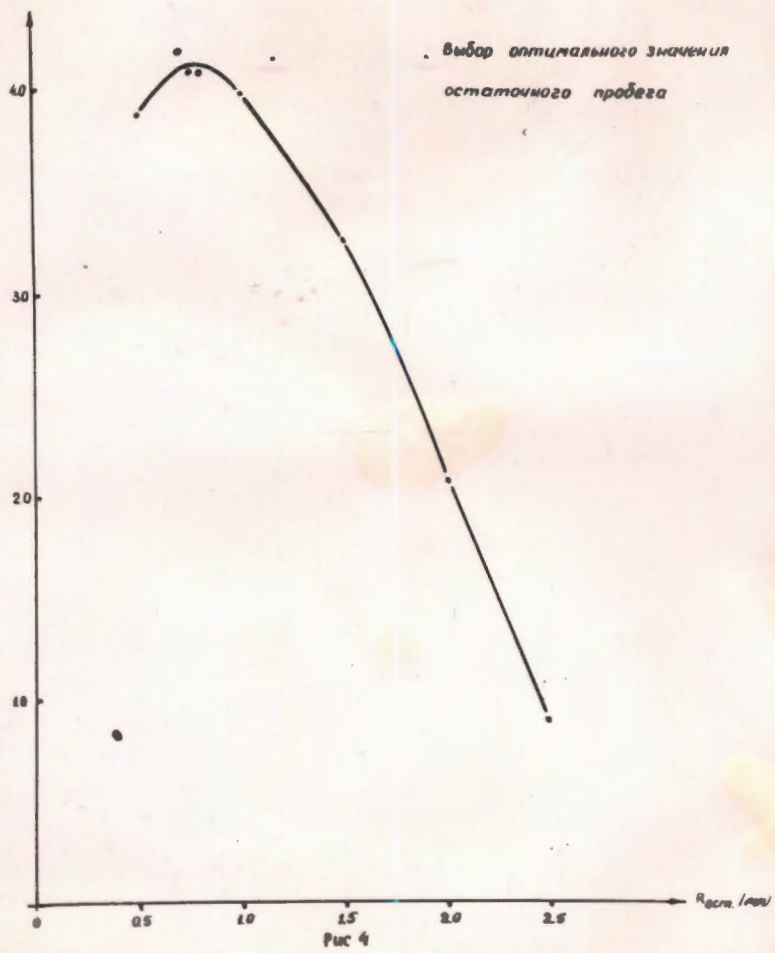


Рис 4

Счет проводился на двух отрезках следа длиной 392μ каждый, расположенных по обе стороны от точки следа, соответствующей

$R_{\text{сст}} \approx 750 \mu$. На рис. 5 приведены полученные результаты для случайно выбранной группы следов (113 следов, из них 24 заведомых K^- -мезона). Там же представлены результаты для 9 заведомых Π -мезонов идентифицированных по $\pi \rightarrow \mu e$ -распаду. Как видно, измерения показывают, что две частицы из 113 являются Π -мезонами.

В результате такого исследования всех следов K^- -мезонов было найдено, что примесь Π -мезонов составляет менее 3% (соответствующие случаи отброшены).

Всего в нашей части камеры было найдено 427 σ_k -звезд, содержащих один или более лучей. Регистрация безлучевых звезд (f_k -мезоны) не проводилась, поскольку применявшийся просмотр по площади не является в данном случае эффективным. Вводя поправку на f_k -мезоны по литературным данным [1, 2] получим, что полное число взаимодействий остановившихся K^- -мезонов составляет 508.

В найденных звездах все лучи с плотностью зерен $g > 1,5 g_0$ где g_0 - плотность зерен, соответствующая плато кривой ионизационных потерь, продолжались или до точки остановки частицы в камере, или до точки выхода частицы из камеры. Это позволяло получить наиболее полную информацию о каждой частице, входящей в состав

σ_k -звезды. Следы с ионизацией $Y \leq 1,5 Y_0$ считались π -мезонами, так как протоны с ионизацией $Y \leq 1,5 Y_0$ ($E \approx 420$ Мэв) не образуются при взаимодействии остановившихся K^- -мезонов с ядрами. Оценка g_0 проводилась путем счета зерен в следах электронов от $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ распада, найденных в камере. Отбирались

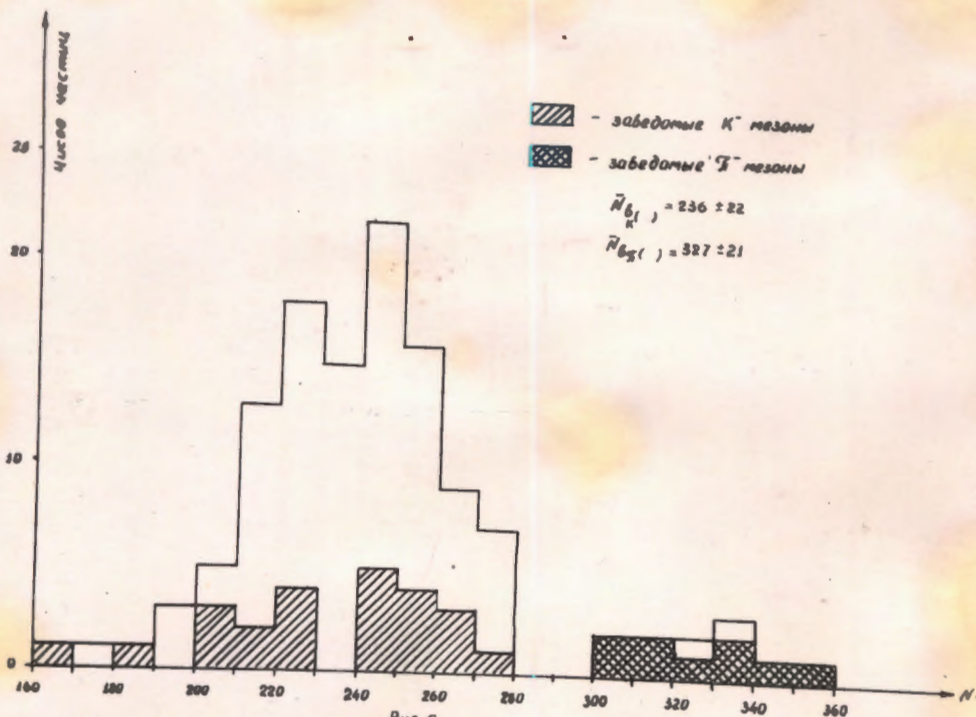


Рис 5.
 Результаты выделения Ξ - мезонов из случайно
 выбранной группы следов.

Прибеденные ошибки являются среднеквадратичными
 ошибками измерений.

только случаи с приблизительно горизонтальным расположением следа электрона. Среднее значение \bar{g}_0 оказалось равным $\bar{g}_0 = (17,3 \pm 0,24)$ зерен/100 μ .

Заранее можно было бы ожидать, что метод поиска σ_k -звезд основанный на просмотре определенной площадки каждого эмульсионного слоя будет связан, в противоположность ^{то} между просмотра вдоль следа K^- -мезона, с неодинаковой эффективностью регистрации звезд разного лучевого состава. Например, можно было бы ожидать, что звезды с малым числом лучей или звезды, содержащие только одну быструю частицу, будут пропускаться чаще больших звезд. Кроме того, эффективность регистрации даже больших звезд могла бы быть меньше 100%.

Эффективность регистрации оценивалась путем сравнения результатов просмотра одной и той же площади двумя наблюдателями. Зная число звезд, зарегистрированных каждым наблюдателем, и число звезд, которые были найдены и первым и вторым наблюдателями, т.е. были найдены дважды, можно оценить эффективность регистрации σ_k -звезд. Эффективность регистрации

σ_k -звезд с числом лучей ≥ 2 оказалось равной примерно 95%. Если принять во внимание и однолучевые звезды, эффективность регистрации оказывается равной примерно 82%. Однако следует отметить, что ошибки в определении значений эффективности весьма велики (20%). В связи с этим было приведено сравнение частоты наблюдения σ_k -звезд с разным числом лучей в данной камере с лучевым распределением σ_k -звезд, полученным в работе [1], где использовался метод просмотра вдоль следа. Результаты сравнения приведены в таблице II.

Таблица II: Сравнение лучевых распределений σ_k звезд, для двух методов просмотра^{х)}

Число лучей в σ_k звезде	1	2	3	4
Настоящая работа	(15,7 \pm 2,2)%	(22,2 \pm 2,4)%	(18,6 \pm 2,4)%	(14,7 \pm 2,3)%
[1]	(18,1 \pm 1,0)%	(25,1 \pm 1,3)%	(17,1 \pm 1,0)%	(13,1 \pm 0,9)%

Если считать, что метод просмотра вдоль следа не связан с предпочтительной выборкой звезд, какого-либо определенного лучевого состава, то, как видно из таблицы II, совокупность σ_k - звезд, найденных при просмотре настоящей камеры, также не подвержена какой-либо существенной экспериментальной выборке.

х) При расчете доли звезд с определенным числом лучей принимались во внимание f_k - мезоны.

III. Захват К - мезонов легкими и тяжелыми ядрами эмульсии.

"Перехват К-мезонов"

Известно "~~Перехват К-мезонов~~", что при изучении взаимодействия медленных, отрицательных π - мезонов в эмульсии было разработано несколько методов, позволивших в свое время установить частоту захвата мезонов легкими и тяжелыми ядрами, а также изучить некоторые характеристики σ_{π} -звезд, образованных при захвате мезонов легкими и тяжелыми ядрами. Часть методов основана на использовании или "слоенных" эмульсий [3], когда тонкий слой ²чистой желатины помещается между слоями эмульсии, или разбавленных эмульсий [4]. В обоих случаях удастся получить абсолютное значение частоты захвата мезонов легкими и тяжелыми ядрами и построить также лучевые распределения звезд, образованных при захвате π - мезонов в *Ag, Br* или в ядрах группы (*C, N, O*) Другие два метода, каждый из которых в отдельности не позволяет получить абсолютных данных, основаны на наблюдении в σ_{π} - звездах α - частиц или электронов *Оме*. Первый из них исходит из того, что значения энергии частиц, испущенных из тяжелых ядер (*Ag, Br*), должны иметь нижний предел, определяемый потенциальным барьером остаточного ядра. В качестве минимальных значений энергии, как следует из работ [3,5,6,7,8,9], разумно принять 4 Мэв для протонов и 9 Мэв для α - частиц. Это соответствует пробегам 120 μ и 50 μ . Однозарядные частицы, отличные от ^{протонов} ~~ячейков~~ (например, ^{дейтроны} нейтроны, или ^{триптоны} протоны), вылетевшие из тяжелого ядра также имеют пробеги, большие 50 μ .

Таким образом можно утверждать, что σ_{π} -звезды, содержащие частицы с пробегом $R < 50 \mu$ являются результатом захвата π -мезонов ядрами группы (C, N, O).

Второй метод исходит из предположения, что наличие в σ_{π} -звезде электрона Оке является указанием на захват мезона тяжелым ядром эмульсии. Иными словами предполагается, что при захвате π^- -мезонов легкими ядрами эмульсии практически не образуется электронов Оке. В работах [3, 6, 10, 11, 12, 13]

было показано, что при захвате μ и π мезонов это действительно имеет место. В частности, установлено, что захват μ и π мезонов в легких элементах сопровождается испусканием электрона Оке менее, чем в 5% случаев.

Из изложенного выше следует, что вопрос выделения захватов

π^- -мезонов легкими и тяжелыми ядрами эмульсии методически хорошо разработан и к настоящему времени получены надежные оценки частоты захвата π^- -мезонов в Ag, Br и ядрах группы (C, N, O) (61% и 39% соответственно) [3, 4, 7, 14].

Для K^- -мезонов аналогичных данных нет, хотя из общих соображений можно ожидать, что они не должны сильно отличаться от данных для π^- -мезонов.

Оценка частоты захватов K^- -мезонов легкими и тяжелыми ядрами, которая проводится в настоящем разделе, основана на использовании электронов Оке в качестве признака захвата K^- -мезонов тяжелыми ядрами и "подбарьерных" α -частиц в качестве признака захвата K^- -мезонов легкими ядрами. Очевидно, что использование в качестве признака "подбарьерных" α -частиц при классификации σ_K -звезд столь же законно, как и в случае σ_{π} -звезд. Трудно предполагать также, что при захвате K^- -мезонов должна измениться общая картина образования электронов Оке. Следует лишь отметить,

что при захвате мезонов более тяжелых, чем μ и π мезоны можно ожидать более частого появления электронов Оже, поскольку на ту же область энергии медленных электронов будет приходиться большее ^{число} мезоатомных переходов [15].

Для дальнейшего существенно иметь оценку числа ложных электронов Оже в σ_k -звездах. За след электрона Оже можно было бы принять или след медленного фонового электрона, начало которого случайно оказалось в непосредственной близости от центра звезды, или же след δ -электрона, образованного одной из частиц звезды в самом начале своего пробега. Эффект случайного совпадения начала следа фонового электрона с центром σ_k -звезды оценивался по результатам поиска медленных электронов на концах следов заведомо положительных частиц (например, - лучи в σ_k -звездах). На 250 просмотренных следов найдено 15 случаев с медленным электроном на конце. Таким образом можно ожидать, что в $(6 \pm 2, 5)\%$ σ_k -звезд будет наблюдаться ложный электрон Оже, принадлежащий в действительности к фону медленных электронов в эмульсии. Вклад электронов в образование ложных электронов Оже был оценен путем счета δ -электронов на участках длиной 16μ для всех следов частиц, входящих в состав σ_k -звезд. Эти участки выбирались на расстоянии 8μ от центра звезды, чтобы устранить возможность регистрации истинного электрона Оже. Всего было просмотрено 184 участка (лучи в 72 σ_k -звездах) и найдено 26 δ -электронов. Если считать, что центр σ_k -звезды представляет собой сферу с диаметром $\sim 3\mu$ (в действительности центр можно определить точнее), то можно показать, что ложные электроны Оже, образующиеся за счет δ -электронов будут наблюдаться не более чем у $(1,4 \pm 0,3)\%$ однолучевых σ_k -звезд. В n -лучевых σ_k -звездах число таких ложных электронов Оже будет в n раз больше.

Используя электроны Оке и подбарьерные α - частицы в σ_K -звездах в качестве признаков захвата K^- мезонов соответственно тяжелыми и легкими ядрами, можно выделить достоверные случаи захвата K^- мезонов в Ag, Br (группа "Н") и ядрами C, N, O (группа "L"). Звезды, не содержащие ни подбарьерной частицы, ни электрона Оке, образуют смешанную группу (группа "N"). Среднее число лучей в σ_K -звездах оказалось равным 3,0. Поэтому ложный электрон Оке должен наблюдаться в $(10,2 \pm 1,8)\%$ σ_K -звезд, т.е. приблизительно у 43 σ_K -звезд. Распределение звезд по группам оказалось следующим: группа "Н" - 141 - звезда, группа "L" - 138 - звезд, группа "N" - 146 - звезд. При выделении группы "L" в качестве "подбарьерного" частицы брались ^{расшир} $\sqrt{}$ с пробегом в интервале $b_p \leq K \leq 50 \mu$. Ограничение со стороны малых пробегов вводилось для того, чтобы исключить из при рассмотрении различные трудно идентифицируемые явления.

Нетрудно выделить, что возможная примесь σ_K -звезд, образованных при захвате K^- мезонов легкими ядрами, в группе "Н" должна быть незначительной. Оценим величину этой примеси. Частота захвата K^- мезонов в легких ядрах не должна, по-видимому, сильно отличаться от частоты захвата, т.е. должна быть порядка 40% [7,13]. ^{в легких ядрах π и μ -мезонов}. Используя эту цифру для K^- мезонов, получим, что доля захватов легкими ядрами без вылета "подбарьерной" частицы будет равна $(0,4 \cdot 427 - 138) = 32$, т.е. составляет приблизительно 0,2 от полного числа захватов легкими ядрами, а доля таких захватов, имеющих к тому же ложный электрон Оке, будет $\sim 0,4 \cdot 0,2 \cdot 0,1 = 0,008$ от полного числа

σ_k^- - звезд или $\frac{0,008}{0,33} = 2,4\%$ от числа звезд группы "М".

Аналогичный результат можно получить, если для оценки фона ложных электронов σ_k^- в σ_k^- звездах, образовавшихся при захвате K^- - мезонов легкими ядрами, использовать те случаи группы "L", в которых одновременно наблюдаются и "подбарьерная" частица и электрон σ_k^- . Таких случаев было 19. Они дают в качестве оценки примеси σ_k^- звезд, образовавшихся при захвате K^- - мезонов мелкими ядрами, в группе "М" величину порядка $\frac{0,4 \cdot 0,2 \cdot 0,14}{0,33} \approx 3,3\%$, что согласуется с ранее полученной оценкой. Следовательно, при оценке частоты захватов K^- мезонов легкими и тяжелыми ядрами практически отпадает необходимость учитывать фон ложных электронов (σ_k^-).

Определение частоты захвата K^- мезонов легкими и тяжелыми ядрами, эмульсии можно провести, зная частоту появления какого-либо дополнительного признака в σ_k^- звездах групп

xx) Действительно, пусть N_M, N_L, N_N - число σ_k^- звезд в группах "M", "L" и "N" и n_M, n_L, n_N - число звезд в этих группах.

x) Следует отметить, что второй метод определения примеси захватов K^- мезонов легкими ядрами среди σ_k^- звезд группы "М" обладает тем преимуществом, что автоматически учитывает также те небольшое, но-видимому, число захватов K^- мезонов легкими ядрами, когда происходит испускание свободного электрона σ_k^- .

xx) Предполагается, конечно, что указанный третий признак статистически независим от первых двух.

обладающих выбранным признаком. Тогда можно записать:

$$N_H = M_H + M_L$$

$$n_N = \left(\frac{n_H}{N_H}\right) M_H + \left(\frac{n_L}{N_L}\right) M_L$$

где M_H и M_L - число захватов тяжелыми и легкими ядрами среди σ_k - звезд смешанной группы. Из двух написанных уравнений следует:

$$n_N = \frac{n_H}{N_H} (N_H - M_L) + \frac{n_L}{N_L} M_L$$

$$M_L = \frac{n_N - \frac{n_H}{N_H} N_H}{\frac{n_L}{N_L} - \frac{n_H}{N_H}}$$

$$M_H = \frac{n_N - \left(\frac{n_L}{N_L}\right) N_H}{\frac{n_H}{N_H} - \frac{n_L}{N_L}}$$

Таким образом, полное число захватов в тяжелых ядрах есть:

$$N_H + M_H = N_H + \frac{n_N - \frac{n_L}{N_L} N_H}{\frac{n_H}{N_H} - \frac{n_L}{N_L}} = N_H + N_H \frac{\alpha_N - \alpha_L}{\alpha_H - \alpha_L},$$

а в легких ядрах:

$$N_L + M_L = N_L + N_H \frac{\alpha_N - \alpha_H}{\alpha_L - \alpha_H},$$

где через α с соответствующим индексом обозначены частоты появления выбранного признака в группах "H", "L" и "N".

σ_k - звезды считались обладающими дополнительным признаком, если они содержали более четырех серых и черных лучей. Частицы с пробегом $R < 6\mu$ не учитывались.

Полученное значение частоты захвата k^- мезонов тяжелыми ядрами эмульсии приведено в таблице II. В пределах ошибок оно совпадает со значениями частот захвата π^- и μ^- мезонов тяжелыми ядрами эмульсии: $(62 \pm 2,3)\%$ и $(64 \pm 2,5)\%$ соответственно для π^- и μ^- - мезонов [7, 13].

Таблица III: Определение частоты захвата K^- - мезонов легкими и тяжелыми ядрами.

Полное число σ_K - звезд, N_{σ_K}		425
Число σ_K - звезд в группах "H", "L" и "N"	N_H N_L N_N	141 138 146
Число σ_K -звезд в группах "H", "L" и "N" обладающих выбранным признаком.	n_H n_L n_N	27 60 41
Частоты появления выбранного признака в группах "H", "L" и "N"		0,19 0,43 0,28
Полное число захватов в тяжелых ядрах,		233
Частота захвата K^- - мезонов в тяжелых ядрах (с учетом f_K мезонов) ^{x)}		(62 ± 5,4)%

x) Предполагалось, что все безлучевые σ_K - звезды образованы при захвате K^- - мезонов тяжелыми ядрами.

В работе [16] установлено, что захват π^- -мезонов в водородосодержащих веществах (CH_2 и LiH) происходит в основном на тяжелых ядрах, т.е. имеет место так называемый "перехват" в CH_2 захваты на водороде составляют менее 0,1% всех захватов, а в LiH - менее, чем в 0,3%. Если считать согласно [17], вероятность образования мезоатома пропорциональной Z , то вероятность того, что π^- -мезонов в образовавшемся мезоатоме захватится ядром водорода, оказывается менее 0,3% в случае CH_2 и менее 2% в случае LiH . Если предполагать вероятность образования мезоатома не зависящей от Z , а такие указания имеются в работе [18], то вероятность ядерного поглощения π^- -мезона водородом будет менее 0,15% и 0,6% для CH_2 и LiH соответственно.

Для K^- -мезонов "перехват" происходит реже. Действительно, по данным [1] ядерный захват K^- -мезонов свободным протоном приходится на 350 захватов ядрами эмульсии^{х)}.

Тогда, используя приведенный в [19] состав эмульсии и полученную в настоящей работе долю захвата K^- -мезонов в желатине, получим, что вероятность поглощения K^- -мезона ядром водорода в образовавшемся мезоатоме составляет $\sim 6\%$ в случае, если вероятность образования мезоатома пропорциональна Z и 2%, если она не зависит от Z .

Из сравнения этих цифр с аналогичными оценками для π^- -мезонов следует, что для K^- -мезонов в образовавшихся мезоатомах вероятность поглотиться ядром водорода, по крайней мере, в несколько раз больше, чем для π^- -мезонов.

х) Наши результаты (4 захвата K^- -мезона свободным протоном приходится на 1175 захватов ядрами эмульсии) согласуются с этими данными.

IV. Гипероны и гиперфрагменты в σ_k - звездах

I. Σ - гипероны и гиперфрагменты.

Идентификация заряженных Σ - гиперонов в σ_k / звездах и установление факта распада гиперонов на лету или после остановки производились путем визуального излучения характера изменения ионизации и рассеяния вдоль следа исследуемой частицы и наблюдения явлений на конце следа^{x)}.

В таблице IV приведены данные о числе наблюдавшихся Σ гиперонов, различных типах распада Σ - гиперонов и гиперфрагментах^{xx)}.

x) Систематическое выделение ρ_{Σ} - гиперонов не проводилось

xx) Данные по Σ - гиперонам и гиперфрагментам включают также и результаты просмотра части эмульсионной камеры в институте ядерной физики в Варшаве. Общее число σ_k - звезд, к которым относятся эти данные, равно 987, что с учетом поправки на f_k мезоны, дает 1175 взаимодействий остановившихся K - мезонов

Таблица IV: Σ^{\pm} -гипероны и гиперфрагменты в σ_k -звездах.

Тип события	Число случаев	
Σ^- -гипероны, дающие видимые σ_{Σ} звезды	34	
$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	в покое на	17 ^{x)}
	на лету	16
$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	в покое	11
$\Sigma^{\pm} \rightarrow n + \pi^{\pm}$	на лету	5
Гиперфрагменты	11 ^{xx)}	
Сомнительные случаи	38 ^{xxx)}	

x) Случай, в которых пробег вторичного протона совпадал в пределах разброса с ожидаемым значением пробега при распаде остановившегося гиперона [19, 20] относились к распадам в покое

xx) Из 11 достоверно идентифицированных гиперфрагментов 8 претерпевают мезонный распад. Подробное описание гиперфрагментов, допускающих кинематический анализ, дается в [21, 22].

xxx) К сомнительным отнесены случаи, когда нельзя было с уверенностью сказать, является ли данная частица гиперфрагментом, Σ^- -гипероном или π^- -мезоном, 33 случая из 38 сомнительных допускают как одну из возможных интерпретаций Σ^- -гиперон.

Более подробные сведения о найденных гиперонах приведены в приложении I.

Оценку верхней границы частоты испускания заряженных гиперонов в σ_k -звездах можно получить, если отнести к Σ -гиперонам все сомнительные случаи, допускающие как одну из возможных интерпретации Σ^- -гиперон. Учитывая поправки на P_2 гипероны [2, 23, 24, 25, 28] и на эффективность регистрации релятивистской частицы (90%) получим, что на 967 σ_k -звезд (1175 взаимодействий K^- -мезонов в покое) испускается 169 заряженных Σ -гиперонов, Это составляет $\approx 14,5\%$ от общего числа взаимодействий остановившихся K^- -мезонов^{x)}. Полученная цифра удовлетворительно согласуется с результатами работы [2].

2. Λ^0 -частицы

В [29] уже сообщалось о найденных в эмульсионной камере 18⁹ Λ^0 -частицах^{xx)}.

Методом максимального правдоподобия [30, 31] было оценено время жизни Λ^0 -частиц. Наиболее вероятное время жизни Λ^0 -частиц определялось из максимума функции

x) Используемая в этой оценке эффективность регистрации релятивистской частицы (90%) получена для быстрых π -мезонов, испускаемых в σ_k звездах. Эффективность регистрации релятивистской частицы, вылетающей при распаде гиперона, по-видимому, несколько меньше 90%, но в наших грубых оценках (здесь и в дальнейшем) мы будем учитывать это обстоятельство.

xx) При оценке времени жизни и средней энергии Λ^0 -частиц использовались результаты трех групп, просматривавших камеру: ЛВЭ и ЛЯП ОЯЯИ и Института ядерной физики в Варшаве.

688 Gy.

$$\gamma(\tau) = \prod_i \frac{1}{\tau} \frac{e^{-t_i/\tau}}{1 - e^{-T_i/\tau}}$$

где произведение берется по числу найденных случаев, t_i — наблюдаемое время полета Λ^0 -частицы, T_i — время, в течение которого Λ^0 -^{частица} числа могла бы находиться внутри просматривавшейся области эмульсии, τ — неизвестное время жизни Λ^0 -частицы. Для вычисления $\gamma(\tau)$ использовались данные по $10^4 \Lambda^0$ -частицам, приведенные в таблице У х). На рис. 6 приведен график функции $\gamma(\tau)$.

Таблица У: Наблюдаемые и потенциальные пробеги Λ^0 -частиц.

№ пп	E_{Λ^0} (МэВ)	$R_{набл.}$ (мм)	$R_{потенц.}$ (мм)	$t_i \times 10^8$ $\times 10^{10}$ сек.	$T_i \times 10^8$ $\times 10^{10}$ сек.
1.	13,1	1,6	6,41	0,35	1,4
2.	10,1	6,23	8,81	1,54	2,18
3.	14,5	1,63	81,3	0,34	16,8
4.	48,0	10,50	11,5	1,2	1,3
5.	4,9	11,6	12,3	4,11	4,36
6. х)	12,0	1,5	14,95	0,34	3,39

х) Отброшены случаи, для которых не было найдено родительское событие (5 случаев) и случаи распада Λ^0 -частиц в непосредственной близости от β_K -звезд (3 случая) эффективность нахождения которых была отлична от эффективности нахождения других случаев распада Λ^0 -частиц.

7.x)	8,8	1,5	34,0	0,4	9,0
8.	6,0	2,9	11,9	0,93	3,81
8 ^x)	35,5	14,05	38,6	1,84	5,0
10 ^x)	23,2	12,1	23,6	1,98	3,86

Наиболее вероятное время жизни Λ^0 - частиц

$$\tau_{\Lambda^0} = (2,1 \pm 0,8) \times 10^{-10} \text{ сек.}$$

Приведенные ошибки оценены из ширины кривой на полувысоте.

Найденного числа Λ^0 - частиц недостаточно для построения удовлетворительного энергетического спектра. Однако можно попытаться оценить среднюю энергию Λ^0 - частиц испускаемых в σ_k - звездах.

$$\bar{E}_{\Lambda^0} = \frac{\sum_i (E_i / p_i)}{\sum_i 1/p_i}$$

где E_i - кинетическая энергия i -ой наблюдавшейся Λ^0 - частицы, $p_i = 1 - e^{-l_i/L}$

l_i - полный пробег, на котором мог бы наблюдаться распад i -ой Λ^0 - частицы внутри просматривавшейся области эмульсии,

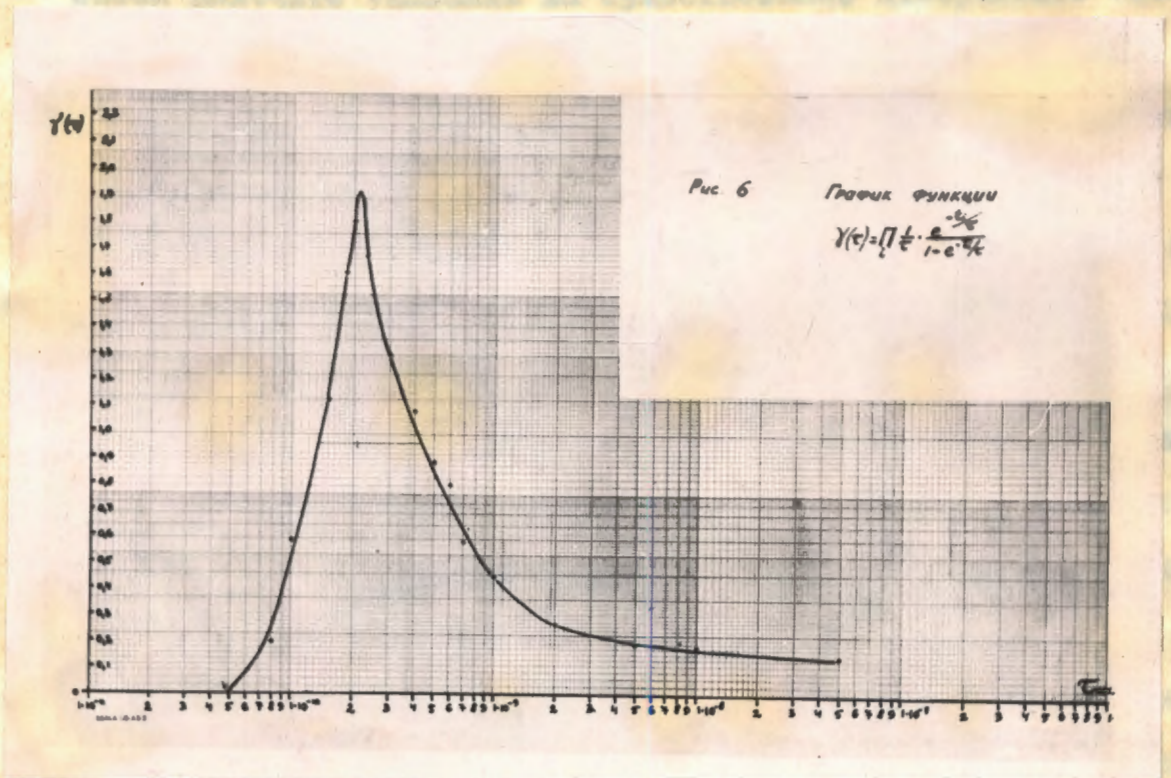
L_i - распадный пробег, вычисленный для данной частицы в предположении, что среднее время жизни Λ^0 - частицы

$$\tau = 2,8 \times 10^{-10} \text{ сек} \quad [32.]$$

х) Звездочками отмечены случаи, сведения о которых были представлены группой ЛЯП ОИЯИ, которая принимала участие в работе [29] и в определении времени жизни Λ^0 - частиц.

По плану длины $E_{\lambda_0} = 18 \text{ МэВ}$ (расчет по 10 округлам)
 Полученные значения являются по-прежнему, как и раньше,
 промежуточные при длине волны лентки могут использоваться от таб-
 лической функции A^2 - частоты, расположенные в 200 полосках
 спектра.

За среднюю наблюдаемого и введенного числа A^2 - частоты
 можно получить значения на соответствующей длине волны



A^2 - частоты. Для оценки вероятности распада в этот
 момент распада A^2 - частоты между двумя соседними бес-
 конечными частотами, ограниченными между собой и сверху.
 При анализе кривой графиков на графике, что все частоты

- х) оценка эффективности в геометрических параметрах (см. в приложении 2).
- ка) См. критерии эффективности, приведенные на стр. 17.

летят в плоскости поперечного сечения параллелепипеда, составленного из просматривавшихся последовательных слоев эмульсии, и оценивалась вероятность распада Λ^0 -частицы в этом сечении. В первом случае вероятность распада равна 59%, во втором - 29%.

Используя эти цифры, получаем, что истинное число Λ^0 -частиц $N_{\text{ист}}(\Lambda^0)$ заключено в следующих пределах:

$$53 < N_{\text{ист}}(\Lambda^0) < 105.$$

Если учесть, что две Λ^0 -частицы наблюдались с эффективностью близкой к 100%, то величина $N_{\text{ист}}(\Lambda^0)$ окажется заключенным в следующих измененных ^{пределах} $44 < N_{\text{ист}}(\Lambda^0) < 90$.

Теперь оценим ожидаемое число Λ^0 -частиц. Заряженные гипероны и гиперфрагменты образуются в 20% взаимодействий остановившихся K^- -мезонов с ядрами фотоэмульсии [2]. Следовательно, образования Λ^0 -частиц в первичном или вторичном процессе следует ожидать в 80% случаев, т.е. в 508 случаях взаимодействия остановившихся K^- -мезонов, зарегистрированных в нашей эмульсионной камере, должно быть образовано 406 Λ^0 -частиц. Сравнивая эту цифру с полученной оценкой верхней границы числа наблюдаемых Λ^0 -частиц, можно видеть, что наблюдаемое число Λ^0 -частиц оказывается существенно меньше ожидаемого. Возможные причины такого расхождения можно искать в существовании нейтральной схемы распада Λ^0 -частицы ($\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$) и в застревании Λ^0 -частицы внутри ядра. Вклад второго процесса, по-видимому, невелик. Проведенные оценки не позволяют сделать какие-либо количественных выводов, однако они могут, по-видимому, служить указанием на существование нейтральной схемы распада Λ^0 -частицы.

У. Двунуклонный захват K^- - мезонов.

Захват K^- - мезонов ядрами происходит в результате одно-нуклонного (реакции типа $K^- + N \rightarrow Y + \pi^-$) и двунуклонного (реакции типа $K^- + 2N \rightarrow Y + N$) взаимодействия K^- - мезонов. Прямым указанием на существование реакций второго типа является испускание в σ_K^- звездах быстрых гиперонов ($E_{\Sigma} > 60$ Мэв)^{x)} и случаи одновременного испускания быстрого гиперона и быстрого протона. Такие случаи наблюдались многими авторами [23, 33, 34, 35] Авторами работы [33] и независимо нами было замечено, что быстрый гиперон чаще, чем медленный, сопровождается быстрым протоном с $E_p > 50$ Мэв. В таблице У1 приведены нами данные^{xx)} и данные работы [33] об относительной частоте испускания быстрых протонов ($E_p > 50$ Мэв) в звездах, где испускаются также быстрые и медленные Σ^- -гипероны.

x) По расчетам Кэпса [36] верхняя граница спектра Σ^+ -гиперонов от однонуклонного захвата равна примерно 80 Мэв, Σ^- -гиперонов - примерно 60 Мэв. Экспериментальные спектры Σ^- -гиперонов, сопровождаемых π^- -мезонами, обнаруживает отчетливую границу при 60 Мэв [1, 2, 37, 38]. Поэтому в дальнейшем к быстрым гиперонам будем относить Σ^- -гипероны с энергией > 60 Мэв.

xx) Данные ЛВЭОНЯИ и Института ядерной физики, Варшава.

Таблица УІ. Относительные частоты случаев с испусканием быстрых протонов.

Тип случая	Процент случаев, когда испускается быстрый протон ($E_p > 50$ Мэв)	Откуда взяты данные
Звезды, в которых испускаются Σ -гипероны с $E_2 > 50$ Мэв	3/12 = 25%	Из настоящей работы
	4/10 = 40%	Из [33]
	7/22 = 32%	Суммарные данные
Звезды, в которых испускаются Σ -гипероны с $E_2 < 50$ Мэв	5/69 = 7%	Из настоящей работы
	1/20 = 5%	Из [33]
	6/89 = 7%	Суммарные данные

Здесь мы так же, как и в работе [33] приняли за границу разделения гиперонов на быстрые и медленные энергии $E_z = 50$ Мэв с тем, чтобы можно было сравнить и объединить наши данные и данные работы [83].

Из таблиц следует, что в звездах первого типа ($E_z > 50$ Мэв) появление значительного числа быстрых протонов связано с механизмом, отличным от механизма образования быстрых протонов в звездах второго типа ($E_z < 50$ Мэв). Действительно, если быстрые протоны в обоих типах звезд были бы образованы в результате одного и того же механизма (например, поглощения или неупругого рассеяния π -мезонов), то среди 89 σ_K -звезд второго типа следовало бы ожидать появления примерно $(28+10)$ σ_K -звезд с быстрым протоном. Фактически же их наблюдается 6. Естественно предположить, что в звездах первого типа быстрый гиперон и быстрый протон образовались в результате реакции $K^+ + 2N \rightarrow Y + N$.

До сих пор считалось, что двунуклонный захват K^- -мезонов составляет не более $10 \div 12\%$ от общего числа взаимодействий остановившихся K^- -мезонов [1, 2, 37, 39^{х)}].

В настоящей работе приведена оценка доли двунуклонного захвата, основанная на анализе наблюдаемого числа π -мезонов, испускаемых в σ_K -звездах. Пусть y - неизвестная доля двунуклонных взаимодействий, α - ожидаемый процент выходящих π -мезонов,

х) В последних работах [38, 40] имеются указания на большую частоту двунуклонных взаимодействий при захвате K^- -мезонов ядрами ($30 \div 50\%$). К сожалению, оценки, приведенные в препринте [38], не являясь, по-видимому, окончательными, а краткое указание, содержащееся в докладе [40] не сопровождается соответствующей мотивировкой.

рассчитанный по известному среднему пробегу взаимодействия π - мезонов в ядерном веществе в предположении определенной (поверхностной или объемной) модели захвата K^- мезонов; β - экспериментально наблюдаемая доля взаимодействий остановившихся K^- мезонов, в которых испускаются π - мезоны. Тогда справедливо соотношение: $(1-\gamma)\alpha = \beta$;

По данным работы [2], заряженные π - мезоны испускаются в $(34 \pm 2)\%$ всех взаимодействий остановившихся K^- мезонов с ядрами эмульсии. Если учесть нейтральные π - мезоны, то доля π - мезонов увеличивается до 51% ($\beta = 0,51$)^x. Отсюда, между прочим, сразу же следует, что число двуночных захватов не может составлять более 49% от общего числа взаимодействий. Ожидаемая доля выходящих π - мезонов^α рассчитывалась в [41] для π - мезонов сопровождающих Σ и Λ^0 гипероны в предположении поверхностей и объемной модели захвата K^- мезонов с усреднением по компонентам эмульсии^{хх}). Мы независимо провели расчет по той же схеме отдельно для групп легких и тяжелых ядер, а затем провели усреднение по полученному в нашей работе проценту разделения захватов K^- мезонов

х) Из общих соображений изотопической инвариантности легко показать, что при взаимодействии K^- мезонов с ядрами, обладающими нулевым изотопическим спином, число образовавшихся заряженных π - мезонов (Σ^- -гиперонов) в два раза больше числа образовавшихся нейтральных π - мезонов (Σ^0 -гиперонов) независимо от типа взаимодействия (см. приложение II). Естественно предположить, что ядра фотоэмульсии практически удовлетворяют этим требованиям, поскольку для них $\frac{N-Z}{A} \ll 1$,

хх) Этот же вопрос обсуждался в работе К.А. Ланиуса, которого авторы благодарят за присылку препринта.

в легких и тяжелых ядрах (см. раздел II). Доля непрореагировавших Π -мезонов, ϕ_T рассчитывались при поверхностном поглощении по формуле:

$$\phi_T = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{x} (1 - e^{-x}) \right]$$

при объемном поглощении - по формуле

$$\phi_T = 3 \left[\frac{1}{2x} - \frac{1}{x^3} + \frac{1+x}{x^3} e^{-x} \right];$$

где $x = 2KR$; $K = \frac{1}{\lambda_t}$;

λ_t - средний свободный пробег, по отношению к неупругому рассеянию, рассеянию с перезарядкой и поглощению Π -мезонов в ядерном веществе^{x)} R - радиус ядра, определяемый согласно [42] выражением:

$$R = 1,4 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

Для группы легких ядер средний атомный вес $\bar{A}_{\text{лег}} = 14$, для группы тяжелых ядер $\bar{A}_{\text{тяж}} = 92$

Результаты наших расчетов совпадают с результатами расчета, проведенного в [41].

После расчета ϕ_T производилось усреднение по спектру Π -мезонов, образующихся при захвате K^- -мезонов в покое. Для этого использовались спектры Π -мезонов, приведенные в [41]. При расчете ^{по} поверхностной модели отношение $\frac{\Lambda^0}{\Sigma^0}$ полагалось

x) Значения λ_t мы брали, как и авторы [41], из работы [43]. Для проверки чувствительности расчета и неточности в определении величины λ_t был сделан расчет ϕ_T с использованием предельных значений λ_t , допускаемых экспериментальными ошибками. Результаты расчета оказались близкими к результатам расчета для средних значений λ_t

равным 21% , при расчете по объемной модели - 50% (согласно [41]).

Некоторая трудность возникает при расчете доли Π - мезонов, выходящих из ядра после неупругого рассеяния. Мы решили просто оценить верхнюю и нижнюю границу α , предполагая, что все неупруго рассеянные Π - мезоны выходят из ядра (верхняя граница) или поглощаются в нем (нижняя граница) Из данных работ [44,45] известно, что в интересующем нас энергетическом интервале примерно 25% провзаимодействованных Π - мезонов испытывают неупругое рассеяние и, теряя энергию , попадают в интервал энергий ниже 35 - 40 Мэв. Поэтому верхнюю границу α мы находим как $f_T + 0,25(1-f_T)$, а нижнюю - просто как f_T . Поскольку коэффициент поглощения Π - мезонов, претерпевших неупругое рассеяние, очень мал, действительное значение α близко к верхней границе, найденной указанным способом.

Для выяснения чувствительности результатов к небольшим изменениям модели поверхностного поглощения специально был рассмотрен также случай, когда K^- - мезоны поглощаются на глубине одного нуклонного радиуса от поверхности ядра. Доля непроизводивших Π - мезонов рассчитывалась по формуле, приведенной в [39] .

$$f_T = \frac{1}{4\eta(1-\delta)} \left\{ [1 + 2\eta(1-\frac{\delta}{2})] e^{-\eta\delta} - [1 - \eta\delta] e^{-2\eta(1-\frac{\delta}{2})} - 2\eta^2\delta(1-\frac{\delta}{2}) [Ei(-2\eta(1-\frac{\delta}{2})) - Ei(-\eta\delta)] \right\},$$

где $\eta = \frac{R}{\lambda}$, $\delta = \frac{d}{R}$;

d - расстояние от поверхности ядра , на котором располагаются точки генерации Π - мезонов (в нашем случае d равно одному нуклонному радиусу). Верхняя и нижняя граница доли вышедших Π - мезонов в этом случае оценивалась так же, как и раньше.

В таблице УП приведены результаты расчета верхней и нижней границы α , верхней и нижней границы доли двухнуклонного захвата k^- -мезонов для трех рассмотренных моделей поглощения k^- -мезонов: поверхностной, объемной и для случая, когда поглощение k^- -мезонов происходит на глубине одного нуклонного радиуса от поверхности ядра.

Таблица УП: Доля двухнуклонного захвата k^- -мезонов в предположении различных моделей однонуклонного захвата.

Модель	α	y
Поверхностное поглощение	$0,64 < \alpha < 0,75$	$0,20 < y < 0,32$
Поглощение происходит на глубине одного нуклонного радиуса.	$0,62 < \alpha < 0,72$	$0,18 < y < 0,29$
Объемное поглощение	$0,32 < \alpha < 0,52$	-

Как видно из таблицы УП, результат, полученный в случае, когда поглощение происходит на глубине одного нуклонного радиуса, мало отличается от результата для поверхностной модели.

Объемная модель вообще не оставляет места для двууклонного захвата. Этот последний результат можно рассматривать как указание на то, что модель объемного захвата, в чистом виде по-видимому, неприменима к одноуклонному поглощению остановившихся k^- -мезонов, поскольку прямые оценки доли двууклонного захвата по быстрым гиперонам дают для величины γ , по крайней мере, 10 - 12%.

С другой стороны, против объемной и в пользу поверхностной модели одноуклонного захвата говорят также и некоторые экспериментальные факты, приведенные в работах [38, 40].

Принимая поверхностную модель одноуклонного захвата, получаем, что $0,20 < X < 0,32$. Учитывая замечание о близости верхней границы к действительному значению α , получаем, что величина γ близка, по-видимому, к 0,30, но не превышает заметно этой величины.

В связи с полученной оценкой доли двууклонного захвата представляет интересней вопрос о прямом образовании Λ^0 -частиц в реакциях одноуклонного захвата при поверхностном поглощении. Согласно [2, 23, 39, 41] реакции типа $k^+N \rightarrow \Lambda^0\pi$ составляют (15 + 35)% от всех одноуклонных реакций захвата.

Заряженные Σ -гипероны с энергией $E_\Sigma < 60$ Мэв испускаются в 14% всех случаев взаимодействий k^- -мезонов [38]. С учетом нейтральных Σ -гиперонов в предположении поверхностной модели получаем, что медленные Σ -гипероны образуются менее

х) Число Σ -гиперонов, образованных в реакциях одноуклонного захвата, меньше 14%, т.к. часть гиперонов с энергией < 60 Мэв возникла при замедлении быстрых Σ -гиперонов ($E_\Sigma > 60$ Мэв) появившихся в результате двууклонного захвата.

чем в 42% всех взаимодействий^{х)}. Следовательно Λ^0 -частицы должны были бы возникать более, чем в 58% всех взаимодействий, что противоречит результатам ^{зани}указанных выше работ. Введение около 30% двунуклонных захватов снимает это противоречие.

Оно возникает снова, если предположить, что медленные Σ -гипероны ($E_{\Sigma} < 60$ Мэв) слабо поглощаются в ядрах. Действительно, в этом случае необходимо считать, что в подавляющем большинстве захватов происходит прямое образование Λ^0 -частиц.

Таким образом, если исходить из поверхностной модели однонуклонного захвата, то следует принять, что двунуклонный захват идет примерно в 30% всех случаев и что Σ гипероны с $E_{\Sigma} < 60$ Мэв сильно поглощаются внутри ядра.

Прямое указание на то, что Σ -гипероны с $E_{\Sigma} < 60$ Мэв поглощаются сильнее, чем сопровождающие их мезоны, следует из сопоставления экспериментальных данных о выходе π -мезонов и Σ -гиперонов при захвате K^- -мезонов. Как уже говорилось, заряженные π -мезоны испускаются в 34%, а заряженные Σ -гипероны с энергией < 60 Мэв — в 14% всех взаимодействий остановившихся K^- -мезонов. Отсюда следует, что Σ гипероны с $E_{\Sigma} < 60$ Мэв поглощаются в 1,5 + 2 раза сильнее, чем сопровождающие их π -мезоны.^{хх)}

Число быстрых Σ -гиперонов с $E_{\Sigma} < 60$ Мэв (заряженных и нейтральных), по данным [39], составляет примерно 3,5% от общего числа захватов K^- -мезонов. Из сопоставления

х) При поверхностном поглощении K^- -мезонов доля выходящих гиперонов (или π -мезонов) должна быть $\geq 0,5$

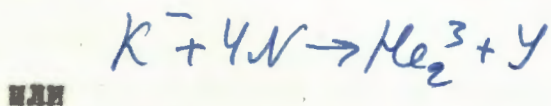
хх) При этом предполагается, что отношение $\frac{\Lambda^0}{\Sigma^{\pm}} = 0,21$ и

$$0,20 < y < 0,32$$

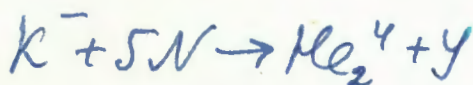
этой цифры с приведенной выше оценкой доли двунуклонных захватов (30%) следует, что либо подавляющее большинство двунуклонных захватов приводит к прямому образованию Λ^0 -частиц, либо образующиеся быстрые Σ -гипероны при последующем прохождении через ядро с большой вероятностью переходят в Λ^0 частицы или теряют энергию, ставшаясь медленными. Иными словами, во втором случае нужно предположить большое сечение взаимодействия быстрых Σ^* гиперонов .

В связи с вопросом о двунуклонном взаимодействии K^- -мезонов с ядрами стоит указать на возможный пример многонуклонного взаимодействия K^- -мезона. Речь идет о быстрой α -частице ($E_\alpha = 104$ Мэв), испущенной в одной из σ_K -звезд. (см. приложение IV.)

В литературе до сих пор не было сообщений об испускании в звездах столь быстрых α -частиц. Испускание α -частицы с энергией 104 Мэв в σ_K -звезде вряд ли можно объяснить как результат поглощения π -мезона, образовавшегося в реакции $K^- + N \rightarrow Y + \pi$. Так, например, в работе [8] на 2553 σ_π звезды не наблюдалось ни одной α -частицы с энергией > 30 Мэв. Одной α -частицы с такой энергией мог выжить образовавшийся при захвате K^- -мезона в ядре быстрый протон с энергией около 160 Мэв. Но не исключено, что мы имеем дело со взаимодействием K^- -мезона с четырьмя или пятью нуклонами ядра:



или



VI. ОБРАЗОВАНИЕ КРИТОФРАГМЕНТОВ.

Мысль о возможности образования криптофрагментов при захвате K^- -мезонов и Σ^- -гиперонов ядрами высказывалась во многих работах [46 - 51]. Прямим доказательством застревания гиперонов внутри ядра и образования криптофрагментов являются, например, случаи образования σ_K и σ_E -звезд с таким большим энерговыделением, что предположение о вылете

Λ^0 -частицы приводит к нарушению закона сохранения энергии [51, 52, 55].

Оценим по имеющимся у нас данным нижний предел частоты образования криптофрагментов. Для этого используем те σ_K -звезды, без заряженного гиперона, где наряду с Π -мезоном испускается по крайней мере один быстрый протон с энергией > 50 Мэв. Такие случаи приведены в таблицах ^{и IX} ~~III~~ ^{и 9} X). Испускание быстрого протона в σ_K -звездах, где нет заряженного гиперона, может произойти в результате реакций $\Lambda^0 + N \rightarrow N + N$ а также и в результате неупругого рассеяния Π^- -мезонов, образовавшихся при захвате K^- -мезона нуклоном (реакции типа $K^- + N \rightarrow Y + \Pi^-$). Оценим возможный вклад от неупругого рассеяния Π^- -мезонов. По данным работы [45] в 26 случаях Π^- -мезоны с начальной энергией 210 Мэв испытывают неупругое рассеяние, давая, по крайней мере, один протон с энергией > 50 Мэв. Мы должны учитывать при этом только те Π^- -мезоны которые

х) Данные получены при просмотре эмульсионной камеры двумя группами: ЛВЭ ОИЯИ и Институтом ядерной физики в Варшаве. Общее число взаимодействий остановившихся K^- -мезонов; к которым относятся эти случаи равно 1175.

Таблица УИ. σ_K - звезды, не содержащие заряженных гиперонов или гиперфрагментов, но имеющие ^{за} заряженные π - мезоны ($E < 60$ Мэв) и быстрые протоны ($E \geq 50$ Мэв)

№ пп	E_{π} (Мэв)	E_p (Мэв)	знак π
1	46	62	(+)
2	33	66	(+)
3	31	68	(-)
4	27	>52	(-)
5	42	80	(-)
6	51	71	(-)
7	33	85	(-)
8	45	54	(-)

Таблица IX. σ_K - звезды, не содержащие заряженных гиперонов или гиперфрагментов, но имеющие заряженные π - мезоны ($E > 60$ Мэв) и быстрые протоны ($E \geq 50$ Мэв)

№ пп	E_{π} Мэв	E_p Мэв	N_N n/n	E_{π} Мэв	E_p Мэв	N_N n/n	E_{π} Мэв	E_p Мэв
1	>60	93	5	>60	52	9	>60	76 48
2	>60	52	6	>60	58	10	>60	>70 >32
3	>60	53 37	7	>60	50	11	>60	84 78
4	>60	88 89	8	>60	51 52	12	>60	58

Образовались одновременно с Λ^0 -частицами т.к. во всех рассматриваемых случаях суммарная энергия π -мезона и протона превышает максимальную энергию π -мезонов, образовавшихся одновременно с Σ -гиперонами. Согласно работе [40]

Λ^0 -частицы образуются в 30% случаев одноклонного захвата K^- -мезонов. По нашим оценкам (см. раздел V)

двуклонный захват K^- -мезонов составляет около 30% всех случаев захвата остановившихся K^- -мезонов ядрами эмульсии. Тогда получим, что среди 1175 взаимодействий K^- -мезонов с ядрами неупругого рассеяние π -мезона, образовавшегося в реакции $K^- + N \rightarrow \Lambda^0 + \pi$, может привести к ионизации протона с энергией > 50 Мэв менее, чем в 6 случаях ($1175 \cdot 0,02 \cdot 0,7 \cdot 0,3 = 6$)

Тогда из 20 случаев, приведенных в таблицах VIII и IX по крайней мере 14 случаев связаны с образованием кринофрагментов. Из работы [56] следует, что реакция $\Lambda^0 + n \rightarrow n + n$, приводящая к образованию только нейтральных частиц, идет в 1,4 раза чаще, чем реакция $\Lambda^0 + p \rightarrow p + n$. Значит, следует ожидать, что, по крайней мере в 20 случаях ($14 \times 1,4$) застревание

Λ^0 -частицы приведет к образованию нейтронов с энергией > 50 Мэв. Эти случаи также следует учесть при оценке частоты образования кринофрагментов. К ним нужно прибавить и такие случаи, когда в первичном акте образовались нейтральный

π -мезон и гиперон, причем гиперон из ядра не вылетел. Как показано в приложении II, при взаимодействии K^- -мезонов с ядрами эмульсии число образовавшихся нейтральных π -мезонов в два раза меньше числа заряженных. Следовательно, для оценки частоты образования кринофрагментов к 34 σ_K^- -звездам ($14 + 20$) в которых наблюдаются заряженный π -мезон и быстрый нуклон с энергией > 50 Мэв, надо прибавить 14 случаев ($\frac{29}{2} \approx 14$), когда вылетает нейтральный π -мезон, а гиперон застревает в

ядре.

Кроме рассмотренных случаев при оценке частоты образования кринофрагментов следует учесть также и те σ_k -звезды, в которых видимое энерговыделение таково, что предположение о вылете нейтрального гиперона приводит к нарушению закона сохранения энергии.

У нас имеется четыре таких σ_k -звезды.

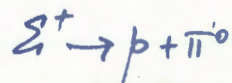
Итак, получаем, что нижний предел частоты образования кринофрагментов при взаимодействии k^- -мезонов с ядрами эмульсии составляет 4% ($\frac{34 + 4}{1175} \approx 4\%$)

В заключение авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность М.И. Подгорецкому за предложенную тему, постоянный интерес к работе и ценные советы, М.Я. Данышу за плодотворные дискуссии, С.А. Бунятову и П. Зелинскому за участие в обсуждениях, Б.П. Баннику и Е. Скинчак за помощь в работе, лаборантам М.А. Балашовой, В.П. Соломахиной, Г.А. Нурушевой, Т.А. Журавлевой, Л.У. Банник за просмотр стопки и помощь в измерениях.

Авторы благодарят также Варнавскую группу (Е. Скинчак, А. Врублевского, А. Филипковского) за предоставление материалов по просмотру второй части стопки.

ПРИЛОЖЕНИЕ IТаблицы гиперонов

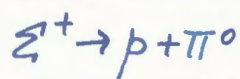
Таблица 1. Распады остановившихся гиперонов по схеме



(17 случаев)

№	$R_{\Sigma}(\mu)$	E_{Σ} Мев	$\frac{NN}{u/n}$	$R_{\Sigma}(\mu)$	E_{Σ} Мев
1	10830	61,0	10	1535	20,1
2	820	14,1	11	75	3,2
3	2910	28,9	12	1615	20,6
4	97	3,9	13	450	9,8
5	30	1,8	14	2420	26,0
6	1650	20,9	15	210	6,2
7	2200	24,6	16	990	15,7
8	2330	25,5	17	1670	21,0
9	460	10,0			

Таблица 2. Распады гиперонов на лету по схеме

(16 случаев)^{x)}

№ ПП	$\Delta R_{\Sigma}(\mu)$	$\frac{NN}{u/n}$	$\Delta R_{\Sigma}(\mu)$
1	286	9	7350
2	10200	10	2970
3	26540	11	230
4	16295	12	890
5	150	13	3120
6	4700	14	580
7	70	15	4015
8	850	16	2780

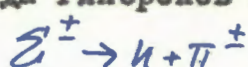
x) В таблице 2 приведены только пробеги до точки распада. Энергия гиперонов не оценивалась.

Таблица 3. Распады остановившихся гиперонов по схеме
(II случаев)



№ пп	$R_{\Sigma}(\mu)$	E_{Σ} (MeV)	$\frac{N}{n}$	$R_{\Sigma}(\mu)$	E_{Σ} (MeV)
1	1550	20,2	7	2415	26,0
2	900	14,8	8	2585	27,0
3	388	9,0	9	3480	32,0
4	2115	24,1	10	430	9,6
5	6100	44,0	11	76	3,3
6	2050	23,7			

Таблица 4. Распады гиперонов на лету по схеме



(5 случаев)^x

№ пп	$\Delta R_{\Sigma}(\mu)$	E_{Σ} (MeV)
1	3300	> 31
2	2330	> 25
3	2320	> 25
4	5240	> 40
5	1370	> 19

В таблице 4 приведены только пробеги до точки распада. Указан нижний предел энергий, определяемый пробегом до распада.

Таблица 5. Σ^- -гипероны, останавливающиеся в эмульсии с образованием видимой Σ^- -звезды.

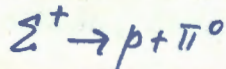
(число лучей ≥ 1) (34 случая)

$\frac{N}{n}$	$R_{\Sigma}(\mu)$	E_{Σ} (MeV)	$\frac{N}{n}$	$R_{\Sigma}(\mu)$	E_{Σ} (MeV)	$\frac{N}{n}$	$R_{\Sigma}(\mu)$	E_{Σ} (MeV)
1	1580	20,3	6	1000	22,7	11	1150	17,0
2	620	12,0	7	11800	64,0	12	950	15,2
3	445	9,8	8	720	13,0	13	4800	38,4
4	6500	45,6	9	2470	26,3	14	7100	48,0
5	760	13,5	10	1740	21,6	15	440	9,7

$\frac{NN}{u/u}$	R_{Σ} (μ)	E_{Σ} (MeV)	$\frac{NN}{u/u}$	R_{Σ} (μ)	E_{Σ} (MeV)	$\frac{NN}{u/u}$	R_{Σ} (μ)	E_{Σ} (MeV)
16 ^x)	570	11,4	25	125	4,5	34	1030	16,0
17 ^x)	17900	81,0	26 ^x)	270	7,2			
18	17500	80,0	27	1100	16,7			
19	11000	61,8	28	1330	18,6			
20	155	5,2	29 ^x)	2480	26,4			
21	17920	81,0	30	8300	52,4			
22	65	3,0	31	1850	22,3			
23 ^x	9350	56,0	32 ^x	132	4,7			
24	670	12,5	33	27000	103,0			

х) Гипероны, отмеченные звездочкой, допускают также следующие дополнительные толкования:

а) Σ^+ - гипероны, распадающиеся на лету по схеме



б) протоны, испытавшие рассеяние на последних 100-150 μ пробега.

ПРИЛОЖЕНИЕ II.

Эффективность регистрации распадов Λ^0 -частиц
и геометрические поправки.

Общий просмотр эмульсионной камеры проводился внутри
полос размером $1,5 \times 10 \text{ см}^2$, где ожидалось торможение практи-
чески всех K^- -мезонов. При поиске Λ^0 -частиц прово-
дилась регистрация одиночных следов протонов следующих типов:

1) следов, целиком лежащих внутри эмульсионного слоя и
имеющих длину проекции $l_{\text{пр}} > 500 \mu$.

2) уходящих следов с любой длиной проекции в данном
эмульсионном слое; след регистрировался, если наблюдалось
именно начало следа. Если нельзя было сделать такого одно-
значного вывода, след не фиксировался.

Начальные точки следов обеих групп просматривались с
большим увеличением ($60 \times 16 \times 1,5$) с целью поиска второго
следа, имеющего малую ионизацию. В тех случаях, когда нельзя
было установить начало следа, принадлежащего первой группе, с
большим увеличением просматривались оба его конца.

Коэффициент регистрации до следов обеих групп, найден-
ный из контрольного просмотра, выполненного двумя наблюдателя-
ми, равен $0,34 \pm 0,07$.

Пусть $N_{\text{ист}}(\Lambda^0)$ - истинное число распадов Λ^0 -частиц
внутри просматривавшихся полос, а $N_{\text{наб}}(\Lambda^0)$ - наблюдавшееся
число распадов. Тогда

$$N_{\text{набл.}} = N_{\text{ист.}} \cdot q_0 \cdot q_1 \cdot q_2 (1-p)$$

где q_0 - коэффициент регистрации следов обеих групп,
 q_1 - доля Λ^0 -частиц, давших протоны распада с пробе-
 гом $> 500 \mu_i$; $(1-p)$ - вероятность распада Λ^0 -частицы
 внутри рассматривавшихся полос, q_2 - эффективность регист-
 рации быстрой частицы.

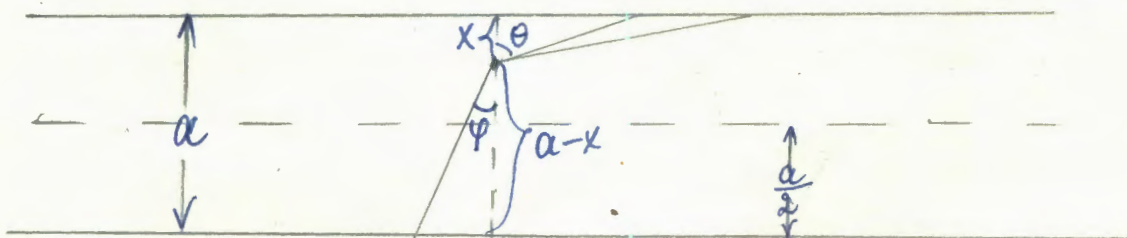
Для средней энергии Λ^0 -частиц, равной 20 Мэв

$$[64] \quad q_1 \text{ равно } 0,83.$$

Эффективность регистрации быстрой частицы оценивалась по π мезонам в σ_k -звездах, она оказалась равной 90%.
 Для оценки геометрической поправки рассмотрим два предельных случая определяющих верхнюю и нижнюю границу $N_{\text{ист.}}$.

Первый случай - случай двух параллельных бесконеч-
 ных плоскостей, между которыми происходит образование
 Λ^0 -частиц (нижняя граница). Оценим вероятность того,
 что Λ^0 -частица не распадается в этом бесконечном слое.

Рис. I.



Вероятность p можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
 p &= \int_0^{\frac{a}{2}} \left[\frac{2dx}{a} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{2} \sin \theta d\theta e^{-\frac{x}{\lambda \cos \theta}} + \frac{2dx}{a} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{2} \sin \theta d\theta e^{-\frac{a-x}{\lambda \cos \theta}} \right] = \\
 &= \frac{1}{a} \int_0^{\frac{a}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta e^{-\frac{x}{\lambda \cos \theta}} dx d\theta + \frac{1}{a} \int_0^{\frac{a}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta e^{-\frac{a-x}{\lambda \cos \theta}} dx d\theta = \\
 &= \frac{1}{a} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d\theta \left[\int_0^{\frac{a}{2}} e^{-\frac{x}{\lambda \cos \theta}} dx + \int_0^{\frac{a}{2}} e^{-\frac{a-x}{\lambda \cos \theta}} dx \right]
 \end{aligned}$$

Здесь λ - средний распадный пробег Λ^0 - частиц

Выражение для ρ можно преобразовать к виду:

$$\rho(\alpha) = \frac{\alpha}{2} + (1-\alpha) \frac{e^{-\rho}}{2} + \frac{1}{2} \beta E_i(-\rho)$$

где

$$\beta = \frac{1}{\alpha} = \frac{a}{\lambda},$$

$$E_i(-\rho) = - \int_{\rho}^{\infty} \frac{e^{-z}}{z} dz$$

В таблице I. даны значения $\rho(\alpha)$ для различных значений

На рис. 2 приведен график функции $\rho = f(\alpha)$.

Для использованной эмульсионной камеры $a = 1,2$ см.

Всего наблюдалась 8 распадов Λ^0 - частиц. Средний распад-
ный пробег, которых равен: $\lambda = \frac{\sum d_n}{n} = 13$ мм;

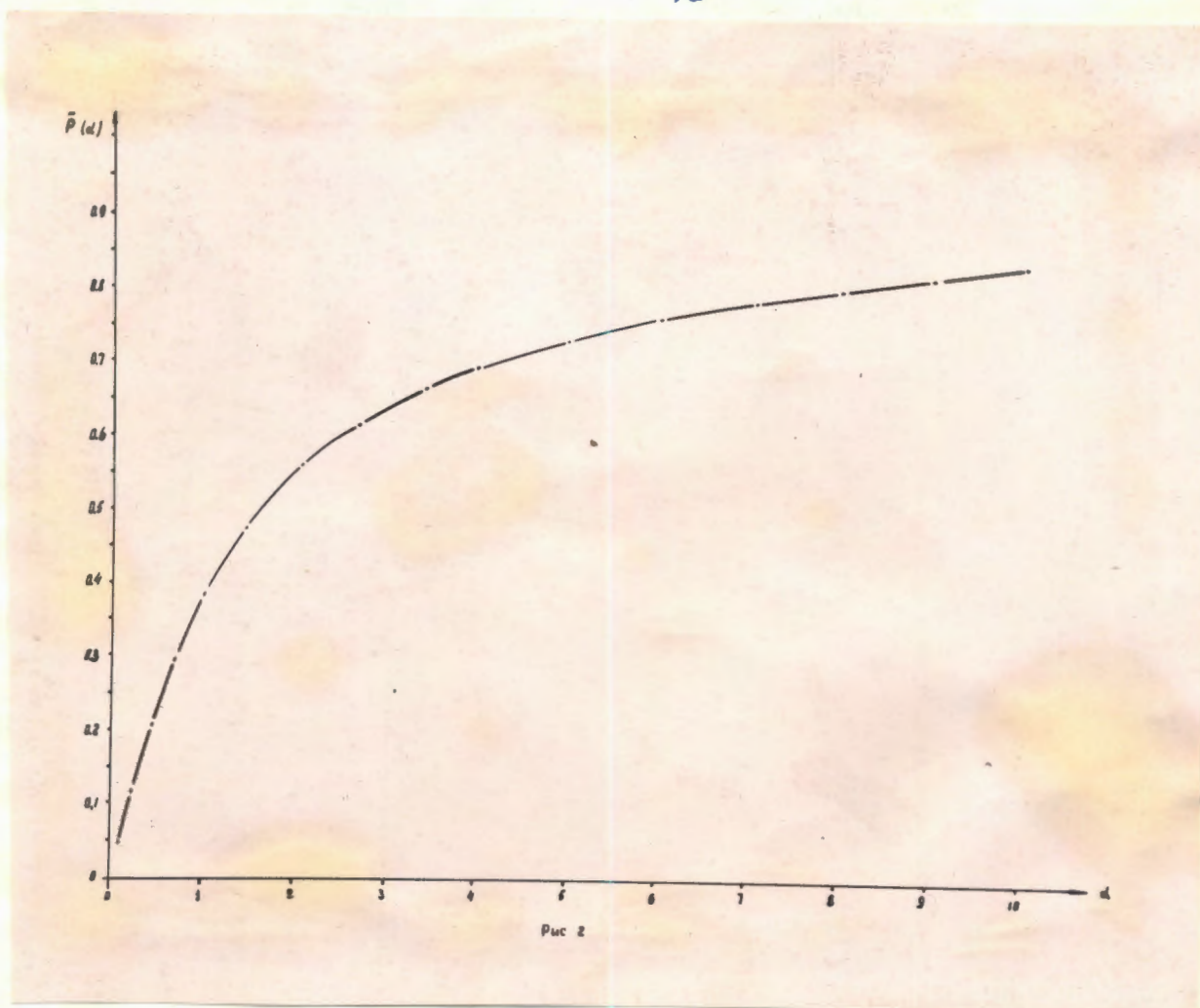


Рис 2

Таблица I

Результаты вычисления

 $p(\alpha)$

$p(\alpha)$	α	β	$\beta E_i(-\beta)$	$(1-\alpha)e^{-\beta}$
0,0500	0,1	10,0	$-0,4157 \cdot 10^{-4}$	$0,4086 \cdot 10^{-4}$
0,1002	0,2	5,0	$-0,5740 \cdot 10^{-2}$	$0,5390 \cdot 10^{-2}$
0,1476	0,3	3,333	$-0,2979 \cdot 10^{-1}$	0,02498
0,1870	0,4	2,500	$-0,6228 \cdot 10^{-1}$	0,04925
0,2494	0,5	2,000	$-0,9780 \cdot 10^{-1}$	0,06765
0,2756	0,6	1,667	-0,1244	0,07552
0,3030	0,7	1,428	-0,1659	0,07194
0,3278	0,8	1,125	-0,2092	0,06492
0,3589	0,9	1,111	-0,2150	0,03292
0,3903	1,0	1,000	-0,2194	0,00000
0,4040	1,2	0,8333	-0,2452	-0,08694
0,4711	1,4	0,7143	-0,2620	-0,1959
0,5044	1,6	0,6250	-0,2700	-0,3212
0,5336	1,8	0,5556	-0,2739	-0,4588
0,5570	2,0	0,5000	-0,2799	-0,6065
0,6070	2,5	0,4000	-0,2810	-1,005
0,6436	3,0	0,3333	-0,2787	-1,434
0,6780	3,5	0,2857	-0,2660	-1,878
0,7015	4,0	0,2500	-0,2611	-2,336
0,7405	5,0	0,2000	-0,2445	-3,275
0,7714	6,0	0,1667	-0,2263	-4,231
0,7905	7,0	0,1428	-0,2176	-5,201
0,8095	8,0	0,1250	-0,2081	-6,178
0,8240	9,0	0,1111	-0,1930	-7,159
0,8375	10,0	0,1000	-0,1823	-8,143

Следовательно, $\alpha = \frac{\lambda}{a} = \frac{1,3}{1,2} \approx 1,07$

из таблицы I и графика функции $p(\alpha)$ следует, что для этого значения α величина $p = 0,41$; $1-p = 0,59$;

Нижняя граница истинного числа распадов Λ^0 - частиц внутри просматривавшихся полос есть:

$$\frac{8}{0,59 \cdot 0,9 \cdot 0,83 \cdot 0,34} = 53;$$

учитывая, что два распада Λ^0 -частицы наблюдались с эффективностью равной практически 100% следует написать:

$$N_{\text{ист}}(\Lambda^0) > \frac{6}{0,59 \cdot 0,9 \cdot 0,83 \cdot 0,34} + \frac{2}{0,59} \approx 44;$$

Для оценки верхней границы числа распадов Λ^0 - частиц рассмотрим второй предельный случай. Предположим, что все образующиеся Λ^0 - частицы летят в плоскости поперечного сечения параллелепипеда, составленного из просматривавшихся полос последовательных эмульсионных слоев (см. рис. I в основном тексте) и оценим вероятность того, что Λ^0 - частица не распадется в этом сечении.

Для простоты прямоугольное сечение параллелепипеда заменено близким к нему квадратным. Найдем вероятность того, что

Λ^0 - частица, образованная в точке A (см. рис. 3) не распадется в плоскости квадрата. Эту вероятность можно записать в виде:

$$\begin{aligned} Y = & \frac{1}{2\pi} \int_0^{\arctg(x/y)} e^{-\frac{x}{\lambda} \cos \varphi} d\varphi + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\arctg \frac{a-x}{y}} e^{-\frac{y}{\lambda} \cos \varphi} d\varphi + \\ & + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\arctg \frac{a-y}{x}} e^{-\frac{x}{\lambda} \cos \varphi} d\varphi + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\arctg \frac{y}{x}} e^{-\frac{y}{\lambda} \cos \varphi} d\varphi + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\arctg \frac{x}{a-y}} e^{-\frac{a-y}{\lambda} \cos \varphi} d\varphi + \\ & + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\arctg \frac{a-x}{a-y}} e^{-\frac{a-y}{\lambda} \cos \varphi} d\varphi + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\arctg \frac{a-y}{a-x}} e^{-\frac{a-x}{\lambda} \cos \varphi} d\varphi + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\arctg \frac{y}{a-x}} e^{-\frac{a-x}{\lambda} \cos \varphi} d\varphi \end{aligned}$$

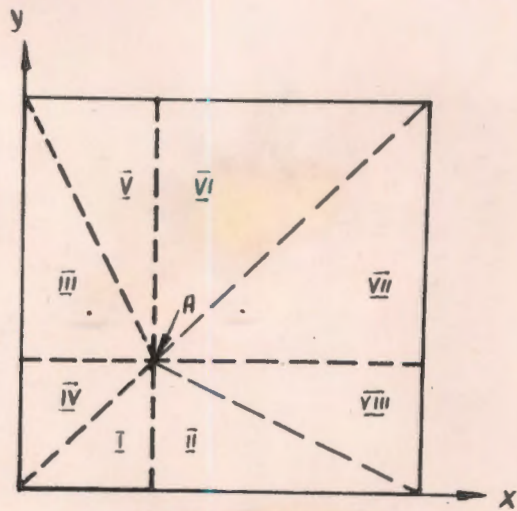


Рис. 3.

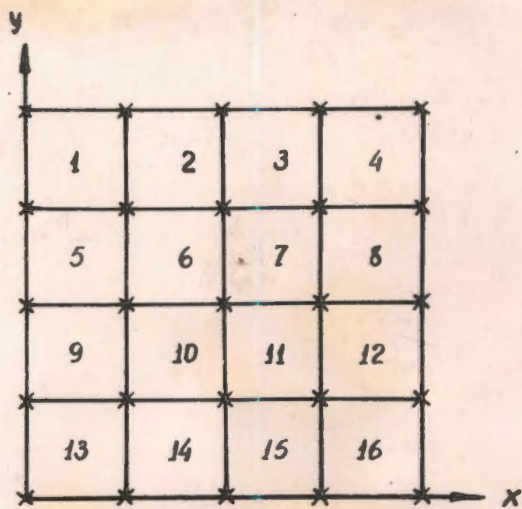


Рис. 4.

Первый интервал ^{φ} в правой части представляет собой вероятность того, что внутри треугольника I (см. рис. 3) распад Λ^0 -частицы не произойдет; второй интервал ^{φ} дает такую же вероятность для треугольника II и т.д.

В рассматриваемом случае сторона квадрата взята равной 13 мм (в реальной камере стороны сечения параллелепипеда равны 15 и 12 мм), а средний распадный пробег Λ^0 -частицы взят равным 16 мм, согласно работе [57].

У вычислялись для 25 точек, являющихся вершинами 16 равных квадратов, на которые было разбито рассматриваемое квадратное сечение (рис. 4). Значения γ в этих точках приведены в таблице 2. Среднее значение $\bar{\gamma}$ можно получить, если после интегрирования по φ выполнить интегрирование полученной функции $f(x, y)$ по площади, представляющей собой квадрат со стороной $a = 13$ мм. Однако $\bar{\gamma}$ оценивалось приближенно, а именно, вычислялось среднее значение γ для каждого маленького квадрата по четырем значениям γ в его вершинах, а затем бралось среднее из 16 полученных значений γ . Т.е. было получено

$$\bar{\gamma} = \frac{\sum \gamma_i}{16} = \frac{11,408}{16} \approx 0,713;$$

Таблица 2 : Вычисленные значения J

$y \backslash x$	0,00	3,25	6,50	9,75	13,00
0,00	0,851	0,786	0,772	0,786	0,851
6,50	0,772	0,656	0,635	0,656	0,772
9,75	0,786	0,676	0,656	0,676	0,786
13,00	0,851	0,786	0,772	0,786	0,851

Вероятность распада соответственно равна:

$$I - 0,71 \quad = 0,29$$

Если $N_{\text{ист}}(N^0)$ - истинное число распадов N^0 частиц внутри просматривавшихся полос, а $N_{\text{набл}}(N^0)$ - наблюдавшееся число распадов то можно записать:

$$N_{\text{ист}}(N^0) < \frac{8}{q_0 \cdot q_1 \cdot q_2 \cdot (1-\gamma)} \approx \frac{8}{0,90 \cdot 0,83 \cdot 0,34 \cdot 0,29} \approx 105$$

С учетом двух распадов N^0 - части, эффективность регистрации которых близка к 100%, получим

$$N_{\text{ист}}(N^0) < \frac{6}{0,90 \cdot 0,83 \cdot 0,34 \cdot 0,29} + \frac{2}{0,90 \cdot 0,83 \cdot 0,34} = 82 + 8 = 90$$

Таким образом, имеем окончательно

$$44 < N_{\text{ист}}(N^0) < 90;$$

ПРИЛОЖЕНИЕ III.

ИЗОТОПИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ РЕАКЦИЙ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ K - МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ

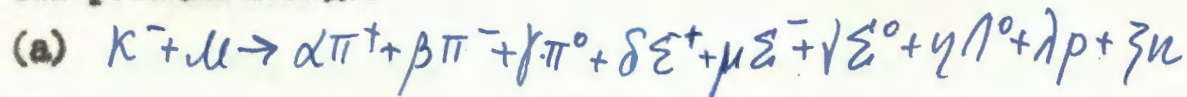
Покажем, что при взаимодействии K^- - мезонов с ядрами, имеющими нулевой изотопический спин, число образующихся нейтральных Π - мезонов (Σ^- -гиперонов) в два раза меньше числа образующихся заряженных π - мезонов (Σ^+ -гиперонов).

Пусть изотопически неполяризованный пучок \tilde{K} - мезонов (пучок содержит равное число K^- и \bar{K}^0 - мезонов) падает на изотопически неполяризованную мишень - ядра с нулевым изотопическим спином. Рассмотрим все реакции взаимодействия K - мезонов с нуклонами ядра, в результате которых образуются заряженные и нейтральные Π - мезоны, Σ -гипероны, Λ^0 - частицы, нуклоны.

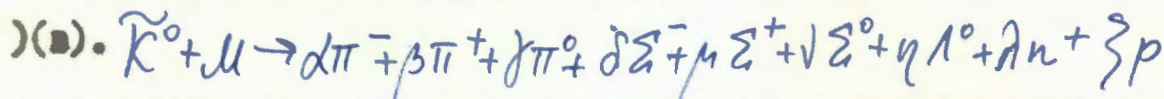
Обозначим через $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \mu, \nu, \eta, \lambda, \zeta$ суммарное число π^+, π^-, π^0 - мезонов, $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$ гиперонов,

Λ^0 -частиц, протонов и нейтронов, соответственно, образующихся

в результате всех этих реакций. Тогда условно можно записать эти реакции в виде:



Изотопически сопряженные реакции записываются в виде:



Из гипотезы изотопической инвариантности взаимодействий следует что поскольку начальное состояние было изотопически неполяризованным, то и конечное состояние должно быть также изотопически неполяризованным, т.е. число π^+ - мезонов должно равняться числу π^- - мезонов и числу π^0 - мезонов. Аналогичные равенства должны выполняться и для Σ^- -гиперонов и для нейтронов и протонов. Следовательно, имеем:

$$\left. \begin{aligned} \alpha + \beta &= 2\gamma \\ \delta + \mu &= 2\nu \end{aligned} \right\}$$

(I)

Теперь предположим, что на мишень падает пучок, состоящий только из K^- -мезонов, т.е. идет одна реакция (а). Из соотношения (I) следует, что

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\alpha + \beta}{2} \\ \nu &= \frac{\delta + \mu}{2} \end{aligned} \quad (2)$$

т.е. число нейтральных π^- -мезонов (Σ^- -гиперонов) в 2 раза меньше числа заряженных π^- -мезонов (Σ^- -гиперонов).

При выводе этих соотношений не делалось никаких предположений (Кроме предположения об изотопической инвариантности) ни о механизме взаимодействия, ни о числе актов взаимодействия внутри ядра. Поэтому полученный результат оказывается применимым как к π^- -мезонам (Σ^- -гиперонам), образовавшимся в первичном акте, так и к π^- -мезонам (Σ^- -гиперонам), вылетающим из ядра после нескольких соударений.

Что касается применимости этих соотношений к ядрам эмульсии, то здесь можно заметить следующее: для ядер эмульсии поэтому естественно предположить, что они практически удовлетворяют требованию равенства нулю изотопического спина, и, следовательно, для них справедливы выведенные соотношения.

$\frac{N-Z}{A} \ll 1$

ПРИЛОЖЕНИЕ IY.

БЫСТРАЯ α -ЧАСТИЦА

При просмотре эмульсионной камеры в одной из σ_k звезд была найдена α -частица с пробегом 2930μ ($E_\alpha = 1104 \text{ МэВ}$) След α -частицы был достаточно плоским: угол погружения в обработанной эмульсии составлял 25° . Для идентификации

α -частицы использовался метод счета δ -электронов вдоль следа. Результат счета сравнивался с интегральными калибровочными кривыми $n_\delta = f(R_{act})$ для протонов и α -частиц, полученными с хорошей статистической точностью (Кривая для протонов была построена на основании счета δ -электронов вдоль 10В следов протонов, кривая для α -частиц рассчитывалась на основании экспериментальной кривой для протонов). Данные по сравнению приведены в таблице I.

Из приведенной таблицы следует, что исследуемый след принадлежит α -частице.

Таблица I: Распределение δ -электронов вдоль следа исследуемой быстрой частицы.

Остаточный пробег R_{μ}	760	1430	2580	2930
ожидаемое для $n_{\delta p}$ протонов	5	18	32	37
ожидаемое для $n_{\delta \alpha}$ α -частицы	20	59	129	152
наблюдаемое у n_δ исследуемой частицы	27	66	134	158

И Н Т Е Р А Т Ы П А

- [1]. C.C. Dilworth, Proc. of the Seventh Annual Rochester Conference, VI-19, 1957.
- [2]. K-Stack Collaboration; International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles, Padova-Venezia, II-15, 1957.
- [3]. M.G.R. Menon, H. Muirhead, O. Roehat, Phil.Mag. 41, 583, 1950.
- [4]. G. Brown, I.S. Huges, Phil. Mag., 2, 777, 1957.
- [5]. J. Heidman, L. Zeprince-Ringuet, C.R. Acad. Science, 226, 1716, 1948.
- [6]. D.H. Perkins, PhilMag,, 40, 601, 1949.
- [7]. V. De-Sabbata, E. Manaresi, G. Puppi, Nuovo Cim., 10, 1704, 1953.
- [8]. F.L. Adelman, Phys.Rev., 85, 249, 1952.
- [9]. K. Lanius, Nucl.Phys. 3, 391, 1957.
- [10]. M.G.F. Cosyns, C.C. Dilworth, G.P.S. Occhialini, M. Schoenberg, N. Page, Prov.Phys.Soc., 62, 801, 1949.
- [11]. A. Bonetti, G. Tomasini, Nuovo Cim., 8, 693, 1951.
- [12]. H. Morinaga, W.F. Fry, Nuovo Cim., 10, 308, 1953.
- [13]. W.F. Fry, Nuovo Cim., 10, 490, 1953.
- [14]. M. Demeur, A. Huleux, G. Vanderhaeghe, Nuovo Cim., 4, 589, 1956.
- [15]. М.У. Подгорещкин, УфН., 51, 253, 1953.
- [16]. W.K.H. Panofsky, H.F. York, Phys.Rev., 78, 89, 1950.
- [17]. E. Fermi, E. Teller, Phys.Rev., 72, 399, 1947.
- [18]. J.C. Sens, R.A. Swanson, V.L. Telegdi, D.D. Yovanovitch, Nuovo Cim., 7, 536, 1958.
- [19]. W.H. Barkas, D.M. Young, UCRL-2579, 1954.
- [20]. W.H. Barkas, F.M. Smith, W. Birnbaum, Phys.Rev., 98, 605, 1955.
- [21]. Б.П. Башник, С.А. Бунатов, ЖЭТФ, 35, 1307, 1958.
- [22]. A. Filipkowski, E. Skraupczak, A. Somogyi, A. Wroblewski, Nucl. Phys., 7, 643, 1958.
- [23]. W.F. Fry, J. Schneps, G.A. Snow, M.S. Swami, D.C. Wold, Phys.Rev., 107, 257, 1957.

- [24]. W. Alles, H.N. *Biswas*, M. Ceccarelli, J. Crussard, *Nuovo Cim.*, 6, 571, 1957.
- [25]. W.H. Barkas, *Proc. of the Seventh Annual Rochester Conf.*, VI-33, 1957.
- [26]. F.C. Gilbert, C.E. Violet, R.S. White. *Phys.Rev.*, 107, 228, 1957.
- [27]. W.F. Fry, J. Schneps, G.A. Snow, M.S. Swami, *Phys.Rev.*, 100, 950, 1955.
- [28]. W.F. Fry, J. Schneps, G.A. Snow, M.S. Swami, *Phys. Rev.*, 100, 1448, 1955.
- [29]. С.А. Бунятов, А. Филипповский, Д.К. Комиссаров, Д.Б. Королевич, Н.Н. Перухова, В.Н. Сидоров, Э.Сквичек, А. Врублевский, *ЖЭТФ*, 34, 1028, 1958.
- [30]. M.S. Bartlett, *Phil.Mag.*, 44, 249, 1959.
- [31]. C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, *Suppl.Nuovo.Cim.*, 12, 297, 1954.
- [32]. P. Eises, R. Fiano, N. Samios, *Nuovo Cim.*, 9, 1700, 1957.
- [33]. G.L. Bacchella, A. Berthelot, A. Bonetti, O. Goussin, F. Levy, M. Rene, D. Revel, J. Sacton, L. Scarsi, G. Tagliaferri, G. Vanderhaeghe, *Nuovo Cim.*, 8, 215, 1958.
- [34]. D.M. Haskin, T. Bowen, M. Schein. *Phys.Rev.*, 103, 1512, 1956.
- [35]. W. Alles, H.N. *Biswas*, M. Ceccarelli, J. Crussard, *International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles*, II-56, 1957. Padova-Venezia.
- [36]. R.H. Capps, *Phys.Rev.*, 107, 239, 1957.
- [37]. S. Goldhaber, *Proc. of the Sixth Annual Rochester Conference*, VI-1, 1956.
- [38]. M.F. Kaplan, *Материалы Женеvской конференции сентября 1958г.*
- [39]. J. Hornbostel, G.T. Zorn, *Phys.Rev.*, 109, 165, 1958.
- [40]. Y. Eisenberg, W. Roch, M. Nicolie, M. Schneidberger, H. Winsler, *Preprint*, 1958.
- [41]. F.H. Webb, E.I. Joff, F.H. Featherstone, W.W. Chupp, S. Goldhaber, *International Conf. on Mesons and Recently Discovered Particles*, Padova-Venezia, II-69, 1957.
We use as *Nuovo cim.*, 8, 899, 1958.
- [42]. K.A. Brueckner, R. Serber, K.M. Watson, *Phys.Rev.*, 84, 258, 1951.

- |43|. R.M. Frank, J.L. Gammel, K.M. Watson, Phys.Rev., 101, 891, 1951.
- |44|. G. Bernardini, E.T. Booth, L.M. Lederman, Phys.Rev., 83, 1073, 1951.
G. Bernardini, E.T. Booth, L.M. Lederman, Phys.Rev., 83, 1277, 1951.
G. Bernardini, E. Levy, Phys.Rev., 84, 610, 1951.
G. Goldhaber, S. Goldhaber, Phys.Rev., 91, 467, 1953.
- |45|. A.H. Morrish, Phys.Rev., 90, 674, 1953.
- |46|. M.W. Friedlander, G. Fujimoto, D. Keebe, M.G.K. Menon, Nuovo Cim., 2, 90, 1955.
- |47|. W.F. Fry, J. Schneps, M.S. Swami, Phys.Rev., 99, 1961, 1955.
- |48|. M. Blau, Phys.Rev., 102, 495, 1956.
- |49|. W.F. Fry, J. Schneps, M.S. Swami, Phys.Rev., 104, 1526, 1956.
- |50|. E.T. George, A.J. Herz, J.H. Neon, N. Solntseff, Nuovo Cim., 3, 94, 1956.
- |51|. S.J. Goldsack, W.O. Lock, Nuovo Cim., 3, 600, 1956.
- |52|. M. Baldo, G. Belliboni, M. Ceccarelli, B. Vitale, Suppl. Nuovo Cim., 12, 289, 1954.
- |53|. M.W. Friedlander, Phil Mag., 49, 418, 1954.
- |54|. K. Goitstein, Zeitschr. Naturforsch. 11a, 152, 1956.
- |55|. A. Bonetti, K^- - Stack Collaboration, International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles, Padova-Venezia, II-79, 1957.
- |56|. F. Ferrari, L. Ponda, International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles, Padova-Venezia, II-103, 1957.
- |57|. L. Alvarez, H. Bradner, P. Falk-Vairant, J.D. Low, P.H. Rosenfeld, F.T. Solmits, R.D. Tripp, Nuovo Cim., 5, 1026, 1957.