

1452



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР**

**В.А. Беляков, А. Бояджиев, Н.М. Вирясов, В.М. Мальцев**

**P - 1452**

**МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ЧАСТИЦ В ЯДРЕ УГЛЕРОДА**

**Дубна 1963**

В.А. Беликов, А. Бояджиев, Н.М. Вирясов, В.М. Мальцев

P-1452

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ЧАСТИЦ В ЯДРЕ УГЛЕРОДА

Направлено в Acta Physica Polonica

Дубна 1963

### А н н о т а ц и я

Рассмотрены внутриядерные каскады, возбуждаемые быстрыми  $\pi^-$ -мезонами в углероде. Результаты расчетов по методу Монте-Карло сравниваются с экспериментальными данными. Получено хорошее согласие расчета с экспериментом для спектров  $K^-$ -мезонов, гиперонов,  $\pi^-$ -мезонов и нуклонов, образуемых в результате каскада. Приводятся схемы каскадов для  $\Lambda^-$ -гиперонов и  $K^-$ -мезонов. Показано, что каскадная модель взаимодействия удовлетворительно согласуется с опытом.

На основании рассчитанного спектра  $\pi^0$ -мезонов делается попытка выделить источники  $\gamma$ -квантов, отличные от канала  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

### Abstract

The intranuclear cascades induced by fast  $\pi^-$  mesons in carbon are considered. The results of the calculations by the Monte-Carlo method are compared with the experimental data. A good fit between calculation and experiment has been obtained for the spectra of  $K^-$  mesons, hyperons,  $\pi^-$  mesons and nucleons produced as a result of a cascade. The schemes of the cascades for  $\Lambda^-$ -hyperons and  $K^-$ -mesons are given. It is shown that the cascade model of the interaction is in satisfactory agreement with experiment.

On the basis of the calculated  $\pi^0$  meson spectrum an attempt is made to single out the sources of  $\gamma$ -quanta different from the channel,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

## В в е д е н и е

Во всех выполненных до сих пор расчетах каскадов, вызываемых быстрыми частицами, наличие  $K^-$ -мезонов и гиперонов либо совсем не учитывалось, либо их образование учитывалось на каком-то этапе развития каскада без учета их дальнейшего взаимодействия с нуклонами родительского ядра<sup>1-4/</sup>. Конечно, такое рассмотрение не могло дать полной картины развития внутриядерного каскада и не могло дать правильных характеристик рождения частиц. В первую очередь это относится к характеристикам рождения странных частиц. Для извлечения определенных заключений о характеристиках механизма образования и взаимодействия частиц в ядрах необходимо выполнять такой расчет каскада, в котором  $K^-$ -мезоны и гипероны участвовали бы в процессе наравне с пионами и нуклонами.

### 2. Постановка задачи

В пропановой пузырьковой камере, облученной пучком  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 7 Гэв/с, исследовалось рождение  $\Lambda^-$ -гиперонов и  $K^0$ -мезонов на ядрах углерода<sup>5/</sup> и на протонах<sup>6/</sup>. Для сравнения с экспериментом нами выполнены расчеты каскадов, образуемых пионами такой энергии в ядре углерода. Из-за усреднения по изотопическому спину в расчете каскада учитывалось пять сортов частиц: нуклоны,  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезоны,  $\Lambda^-$  и  $\Sigma^-$ -гипероны.

Ядерной моделью в расчете служила модель равномерного по плотности ферми-газа, заполняющего сферу радиуса  $R = r_0 A^{1/3}$ , где  $r_0 = 1,37 \cdot 10^{-13}$  см,  $A$  — массовое число.

Задание координат положения частицы внутри ядра, углов полета, массы и импульса полностью определяло каждую из частиц.

Для взаимодействия частиц с нуклонами ядра требовалось выполнение закона сохранения энергии. Возможные каналы реакций, использованные в расчете, приведены ниже. Они выбирались обычным образом, т.е. с учетом сохранения барионного числа и странности. Вероятности каждого из этих каналов задавались известными из эксперимента сечениями. Вместе с импульсными спектрами и угловыми распределениями в неупругих каналах они служили входными характеристиками взаимодействий<sup>х/</sup>.

В расчете учитывалось, что  $\pi^-$ -мезоны могут иметь энергию от 0 до 7 Гэв

<sup>х/</sup> Характеристики, не известные из опыта, брались по аналогии с близкими по характеру реакциями, характеристики которых известны.

и что входные характеристики не могут быть постоянными во всем этом интервале, поэтому рассматривались два варианта:

1/ входные характеристики постоянны для всех  $\pi^-$ -мезонов от 0 до 3 Гэв и отличны, но так же постоянны, для  $\pi^-$ -мезонов от 3 Гэв до 7 Гэв; и 2/ входные характеристики одинаковы для всех первичных  $\pi^-$ -мезонов и отличны от них, но постоянны для всех вторичных  $\pi^-$ -мезонов. Лучшее согласие с экспериментом дал второй вариант.

Входные характеристики остальных, учитывавшихся в расчете, частиц K-мезонов; нуклонов,  $\Lambda$  и  $\Sigma$ -гиперонов, образующихся в результате как первичного, так и одного из последующих взаимодействий внутри ядра, считались постоянными во всем энергетическом интервале, разрешенном для каждой из этих частиц.

### Схема расчета

В данном случае мы имеем дело с ветвящимся случайным процессом, который начинается с момента влета  $\pi^-$ -мезона в ядро. Вероятность, что частица провзаимодействует с ядром, определяется плотностью вероятности

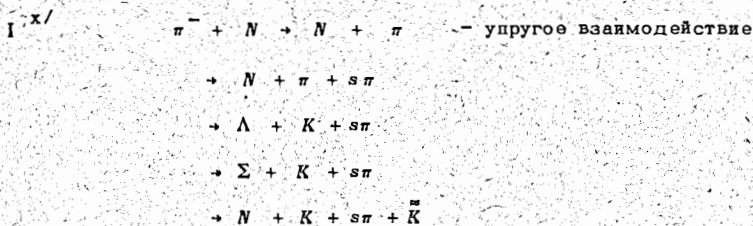
$$W = e^{-\frac{\kappa}{\ell}}$$

где  $\kappa$  — длина секущей, а  $\ell$  — длина свободного пробега частицы. Отсюда условием, что частица покинет ядро без взаимодействия, будет,

$$\beta > e^{\frac{\kappa}{\ell}}$$

где  $\beta$  — случайное число с равномерным законом распределения в интервале /0,1/.

Для случая, когда столкновение состоится, подсчитываются координаты столкновения, характеристики партнеров, участвующих в столкновении, полная энергия в системе центра масс /с.д.м./ и эффективная энергия падающей частицы в зависимости от ее массы. После этого определяется, какой именно класс взаимодействия осуществляется и какой канал в этом классе. Рассматривались следующие каналы реакции:



Для этого взаимодействия были заданы энергетические и угловые спектры сечения и пороги в двух точках при энергии 7 Бэв/с и 1,5 Бэв/с.



$$\text{II} \quad N + N \rightarrow \Lambda + K + N$$

$$\text{III} \quad \Lambda + N \rightarrow \Lambda + N \\ \rightarrow \Sigma + N$$

$$\text{IV} \quad \Sigma + N \rightarrow \Lambda + N \\ \Sigma \rightarrow \Lambda + \gamma$$

$$\text{V} \quad K + N \rightarrow \Lambda + \pi$$

Каналы "разыгрывались" случайным образом, но с сохранением соотношения между сечениями, которые заданы из эксперимента.

В кинематическом расчете вычислялись кинетическая энергия и углы вылета частицы в лабораторной системе /Л.С./, причем учитывался принцип Паули и фермиевское движение нуклонов внутри ядра. Если оказывалось, что энергия партнера  $E_N$  меньше энергии Ферми  $E_F$ , то взаимодействовать продолжала только падающая частица с новыми координатами и с неизменными остальными характеристиками. Если оказывалось, что  $E_N > E_F$ , то взаимодействовать продолжали обе частицы.

В случае, если осуществлялось неупругое взаимодействие, углы и энергии выбирались по заданным спектрам. В программе имелся особый блок /операторы 19-25/, который давал возможность выполнять закон сохранения энергии в каждом элементарном акте без искажения заданных энергетических спектров.

После каждого взаимодействия прослеживалась одна из получаемых частиц, а характеристики остальных запоминались в специальном блоке /операторы 42-46,49/ откуда вынимались в порядке следования.

Частицы выходили из ядра, если: 1/ выполнялось условие для выхода из ядра, или 2/ частица уже имела пять взаимодействий. Считалось всего 5 поколений, т.к. результаты после четырех и пяти поколений существенно не отличались, т.е. больше 5 взаимодействий практически не бывает. Для контроля выводились спектры частиц сразу после первого взаимодействия, т.е. осуществлялся процесс взаимодействия пион-нуклон. Полученные угловые и энергетические распределения совпадают с экспериментальными из работы /6/.

В расчете прослеживалось 10.000 падающих  $\pi$ -мезонов. Длительность расчета на "М-20" составляла 48 минут.

Рассмотрим часть блок-схемы программы каскада /рис. 1/, которая ради экономии места содержит лишь общие блоки и только два из возможных каналов взаимодействия. Датчик случайных чисел, а также все обращения к нему тоже опущены.

Оп. 1<sup>x/</sup> получает начальные координаты, углы, массу, импульс и полное сечение взаимодействия  $\pi$ -мезона.

Оп. 2 присваивает номер поколения, получает длины свободного пробега.

Оп. 3 производит проверку на выход из ядра в зависимости от длины свободного пробега. Если частица покидает ядро, то Оп. 3 стирает Оп. 45 и передает управление /ПУ/ в Оп. 50. Если частица продолжает взаимодействовать, то

Оп. 4 вычисляет координаты точки следующего столкновения, характеристики партнера /импульс, углы/, абсолютное значение скорости с.п.м. и ее углы в ЛС<sup>xx/</sup>, полную энергию частицы в с.п.м. и импульс частицы, когда партнер покоится.

Оп. 5 в зависимости от частицы ПУ на соответствующее взаимодействие.

Предположим, что частица  $\pi$ -мезон, имеет место 1 взаимодействие.

Оп. 6 В зависимости от энергии  $\pi$ -мезона ПУ в 1а, 1б, или 1в взаимодействии.

Пусть будет 1а взаимодействие, тогда

Оп. 7 "разыгрывает" канал реакции в соответствии с заданными из эксперимента сечениями.

Сначала рассмотрим канал  $\pi^- + N \rightarrow N + \pi$  упругого взаимодействия.

Оп. 8 вычисляет полную энергию и импульс частицы и партнера, угол рассеяния партнера в с.п.м.

Оп. 9 формирует команду передачи управления в Оп. 11 и Оп. 15, делая их пригодными для упругого взаимодействия.

Оп. 10 вычисляет полную энергию и импульс в лс.

Оп. 11 ПУ дальше, если взаимодействие упругое и ПУ в Оп. 15, если взаимодействие неупругое.

Оп. 12 формирует Оп. 11 для неупругого взаимодействия.

Оп. 13 стирает Оп. 45. Учитывает принцип Паули: в случае, если импульс партнера  $P_p$  меньше импульса Ферми  $P_F$ , то ПУ в Оп. 41, а в Оп. 42 засылает команду возврата в Оп. 2, а если  $P_p \geq P_F$ , то

Оп. 14 заносит в соответствующие ячейки полное сечение и массу партнера.

---

<sup>x/</sup> Сокращение Оп. принято для термина "оператор". Приведенная на рис. 1 блок-схема программы состоит из операторов, расположенных в определенной последовательности.

<sup>xx/</sup> В лабораторной системе.

Оп. 15 вычисляет углы вылета частиц в лс.

Оп. 16 получает угол рассеяния частицы, энергию в с.м и ПУ в Оп. 10, а в Оп. 15 изменяет команду передачи управления, чтобы ПУ в Оп. 17.

Оп. 17 заносит в соответствующую ячейку полное сечение, стирает Оп. 45 и ПУ в Оп. 41, а в Оп. 42 заносит команду возврата в Оп. 2.

Рассмотрим еще канал  $\pi^+ N \rightarrow \Lambda + K + \pi$  из 1а взаимодействия.

Оп. 18 "разыгрывает" импульс  $P_{\Lambda}$  и получает энергию  $E_{\Lambda}$  - гиперона в с.м.

Оп. 19 проверяет, есть ли в особой накопительной таблице записаны импульсы для K- мезонов, и в случае, если есть, берет первое и ПУ в Оп. 21, а если нет, то

Оп. 20 вычисляет энергию K- мезона  $E_K$  и сумму энергий  $E_{\Lambda} + E_K$ .

Оп. 22 проверяет закон сохранения энергии. В случае, если закон не соблюден запоминает импульс в таблице на последнем месте и ПУ в Оп. 24, а если закон соблюден, то

Оп. 23 сдвигает следующие  $P_K^{(i)}$  на строку выше, чтобы сохранилась очередность после взятия из таблицы первого из записанных импульсов и ПУ в Оп. 26.

Оп. 24 проверяет, есть ли свободное место в накопительной таблице и в случае, если есть, ПУ в Оп. 19, а если свободного места нет, то

Оп. 25 считает сколько таких случаев на 10.000 испытаний и ПУ в Оп. 1.

Оп. 26. получает угол рассеяния K- мезона в с.м. и полное сечение и ПУ в Оп. 10, а в Оп. 15 исправляет команду ПУ, чтобы управление передалось в Оп. 27.

Оп. 27 стирает Оп. 42, чтобы характеристика частицы запомнилась, заносит в Оп. 45 команду возврата в Оп. 28 и ПУ в Оп. 41.

Оп. 28 получает угол рассеяния  $\Lambda$ -гиперона в с.м. и полное сечение.

Оп. 29 проверяет, остается ли энергия для рождения  $\pi$ -мезонов, и в случае, если остается, ПУ в Оп. 32, а если нет, то

Оп. 30 остаток энергии отдает  $\Lambda$ -гиперону и ПУ в Оп. 10, а в Оп. 15 заносит команду возврата в Оп. 31.

Оп. 31 ПУ в Оп. 41, а в Оп. 42 заносит команду ПУ в Оп. 2.

Оп. 32. Засылает  $E_{\Lambda}$  и  $P_{\Lambda}$  в соответствующие ячейки и ПУ в Оп. 10, а в Оп. 15 заносит команду ПУ в Оп. 33.



Оп. 33 стирает Оп. 42, ПУ в Оп. 41, а в Оп. 45 заносит команду ПУ в Оп. 34.

Оп. 34 получает импульс, энергию  $\pi$ -мезона, суммарную энергию  $E_{\Lambda} + E_k + E_{\pi}$ .

Оп. 35 проверяет, остается ли энергия на другие  $\pi$ -мезоны; в случае, если остается, ПУ в Оп. 38, а если не остается, то

Оп. 36 отдает остаток энергии  $\pi$ -мезону, полученному последним и ПУ в Оп. 37.

Оп. 37 ПУ в Оп. 41, а в Оп. 42 - возврат в Оп. 2.

Оп. 38 получает угол рассеяния  $\pi$ -мезона в с.д.м. и полное сечение и ПУ в Оп. 10, а в Оп. 15 дает команду на возврат в Оп. 39.

Оп. 39 стирает Оп. 42, ПУ в Оп. 41, а в Оп. 45 - возврат в Оп. 40.

Оп. 40 вычисляет энергию следующего  $\pi$ -мезона и ПУ в Оп. 35.

Оп. 41 проверяет номер поколения  $N$ . В случае, если  $N \geq N_{max}$  Оп. 41 ПУ в Оп. 49, а если  $N < N_{max}$ , то

Оп. 42 передает управление командам, формируемым в других операторах.

Оп. 43 проверяет, есть ли место в блоке запоминания характеристик частиц. В случае, если места нет, он дает команду на остановку /этого на практике не случилось/, а если место есть, то

Оп. 44 запоминает характеристики частиц.

Оп. 45 передает управление командам, формируемым в других операторах.

Оп. 46 проверяет, пуст ли блок запоминания, и в случае, если он не пуст, ПУ в Оп. 49, а если он пуст, то

Оп. 47 ПУ в Оп. 1, если число испытаний  $n < \bar{n}^x$ , а если  $n \geq \bar{n}$ , то

Оп. 48 печатает спектры на ленту и ПУ в Оп. 1.

Оп. 49 вынимает из блока запоминаний и заносит характеристики очередной частицы в рабочий блок, освобождая занимаемое этой частицей место и ПУ и Оп. 2.

Оп. 50 формирует Оп. 51, делая его пригодным для соответствующей частицы.

Оп. 51. Получает энергетические и угловые спектры и ПУ в Оп. 45.

---

$\bar{n}^x = 1.000$ . После каждой тысячи спектры выводились, чтобы можно было следить за их изменениями.

## Результаты расчета

1. Интегральные сечения. Расчет выполнен для  $N = 10^4$  первоначальных пионов. Из них  $N_{nl}$  пионов покинули ядро углерода без взаимодействия, а  $N_{el}$  пионов вышли из ядра, испытав одно или несколько упругих столкновений с ядерными нуклонами. Поскольку величина геометрического сечения ядра углерода  $\sigma_{\text{геом.}} = \pi r_0^2 A^{2/3}$ , где  $r_0 = 1,37 \cdot 10^{-13}$  см, известна, то можно определить полные сечения взаимодействия пионов с углеродом, т.е. сечение реакции

$$\sigma_r = \pi r_0^2 A^{2/3} \left(1 - \frac{N_{nl}}{N_t}\right);$$

сечение квазиупругого, недифракционного рассеяния пионов

$$\sigma_{\text{ел.}} = \sigma_r \cdot \frac{N_{el}}{N_t - N_{nl}};$$

сечение неупругого взаимодействия

$$\sigma_{in} = \sigma_r \left(1 - \frac{N_{el}}{N_t - N_{nl}}\right)$$

сечение образования странных частиц

$$\sigma_{st} = \sigma_r \frac{N_{st}}{2(N_t - N_{nl})},$$

где  $N_{st}$  - полное число странных частиц, образованных в результате внутриядерного каскада, и т.д.

Результаты расчета интегральных сечений и сравнение с опытом приведены в таблице 1.

## 2. Схема образования $\Lambda$ -гиперонов.

Нами были подробно проанализированы процессы образования и последующего взаимодействия  $\Lambda$ -гиперонов в ядре углерода. При расчетах на электронно-счетной машине ветвящийся процесс прослеживался вплоть до 5-го "поколения", но сравнение расчетных данных с опытными показало, что практически можно ограничиваться только первыми двумя. Например, для  $\Lambda$ -гиперонов, образованных в  $\pi$ -C-взаимодействиях, доля, приходящаяся на первые два "поколения", равна 97%. Исходя из этого, на приводимой на рис. 2 схеме образования и взаимодействия  $\Lambda$ -гиперонов использованы данные только по 2 "поколениям". Приведенные на схеме проценты получены из условия нормировки, сделанной на число  $\Lambda$ -гиперонов, покинувших ядро углерода. Все соотношения между числами  $\Lambda$ -гиперонов могут быть получены прямо из схемы.

В частности, на основании этой схемы можно качественно объяснить отмечавшийся в [5] факт, что в импульсном спектре  $\Lambda$ -гиперонов в л.с. имеется некоторое размытие в сторону меньших импульсов по сравнению с аналогичным распределением из  $\pi$ -p взаимодействий. Этот факт не вполне очевиден. В самом деле, импульсное распределение  $\Lambda$ -гиперонов из канала I должно в точности повторять распределение для  $\pi$ -p взаимодействий;  $\Lambda$ -гипероны из канала IV не могут существенно влиять на спектр из-за их малого числа;  $\Lambda$ -гипероны из каналов

V и VI могут дать лишь очень небольшой вклад в мягкую часть спектра, поскольку средний импульс  $\Lambda$ -гиперонов от этих каналов должен быть лишь немного меньше среднего импульса  $\bar{K}^0$  и  $\Sigma^+$  частиц, а эта величина в нашем случае равна  $\sim 2,0$  Бэв/с для обеих частиц. К небольшому смягчению импульсного спектра может привести канал II, т.к., например, авторы работы /8/ оценили, что при упругом рассеянии импульс  $\Lambda$ -гиперонов существенно уменьшается в половине случаев. Наибольший вклад в мягкую часть спектра дает, по-видимому, канал III, т.е. рождение  $\Lambda$ -гиперонов через вторичные  $\pi^-$ -мезоны, т.к., например, в /10/ показано, что при импульсе падающих  $\pi^-$ -мезонов 2,8 Бэв/с максимум импульсного распределения  $\Lambda$ -гиперонов падает на 600 Мэв/с; в нашем же случае средний импульс вторичных  $\pi^-$ -мезонов равен  $\sim 1,5$  Бэв/с.

Из сказанного ясно, что смягчение спектра  $\Lambda$ -гиперонов от  $\pi^-$ -С взаимодействий по сравнению со спектром от  $\pi^-$ -р взаимодействий не должно быть большим.

Сравнение расчетных спектров для  $\Lambda$ -гиперонов с экспериментальными проведено в работе /5/. Для примера на рис. 3 дан импульсный спектр  $\Lambda$ -гиперонов в лабораторной системе. Вероятность совпадения расчетного и экспериментального распределений по критерию Колмогорова-Смирнова при 5% уровне значимости равна 93%.

#### Схема образования K-мезонов

Аналогичные расчеты были выполнены для процессов с участием K-мезонов. Так же, как и для  $\Lambda$ -гиперонов, несмотря на то, что расчет велся до 5 "поколений", для простоты схемы учитывались только 2 "поколения". На рис. 4 приведена схема процессов образования и взаимодействия K-мезонов.

Приводимые на схеме проценты получены опять из условия нормировки, сделанной только на K-мезоны, выходящие из ядра.

С помощью анализа, аналогичного проведенному для  $\Lambda$ -гиперонов, можно показать, что смягчение спектра K-мезонов из ядра углерода по сравнению со спектром от  $\pi^-$ -р взаимодействий должно быть немного большим, чем смягчение спектра  $\Lambda$ -гиперонов. Это согласуется с экспериментальными данными /5/. С теми же данными согласуются угловое и импульсное распределения K-мезонов.

---

<sup>x/</sup> Спектр  $\Lambda$ -гиперонов от  $\Sigma^-$  частиц предполагается аналогичным их спектру от  $\bar{K}^0$ -мезонов.

Экспериментальных данных о спектрах  $\pi^-$ -мезонов и нуклонов из  $\pi^-$ -С-взаимодействий очень мало. Некоторые особенности звездообразования в  $\pi^-$ -С-взаимодействиях без учета рождения странных частиц изучались в /11/. Приводимые в этой работе спектры  $\pi^-$ -мезонов согласуются с полученными нами по расчету. Результаты расчета согласуются так же со спектрами  $\pi^-$ -мезонов и нуклонов, построенными нами в результате измерения части использованных в данной работе углеродных звезд.

Нами исследовалось изменение угловых и импульсных распределений при переходе от взаимодействий с нуклоном к взаимодействиям с ядром. Для этого проведено сравнение расчетных угловых и импульсных распределений  $\pi^-$ -мезонов и нуклонов в лабораторной системе с аналогичными экспериментальными распределениями для взаимодействий пион-нуклон /12/.

Сравнение  $\pi^-$ -мезонных характеристик

На рис. 5 представлено импульсное распределение  $\pi^-$ -мезонов  $x^1$  в л.с. из расчета и из  $\pi^-$ -р эксперимента. Расчетный средний импульс  $\pi^-$ -мезонов из  $\pi^-$ -С-взаимодействий равен 720 Мэв/с, а из  $\pi^-$ -р эксперимента - 744 Мэв/с, т.е. смягчение импульсного спектра  $\pi^-$ -мезонов из ядра углерода по сравнению с  $\pi^-$ -мезонами от взаимодействия с нуклоном очень невелико. Значительно резче влияние ядра сказывается на угловых распределениях  $\pi^-$ -мезонов в л.с. /рис.6/ Если в  $\pi N$ -взаимодействия в угловом интервале по  $\cos\theta$  от +1 до +0,8 имеется 86% всех  $\pi^-$ -мезонов, то из ядра в этот же интервал попадает только 86%; доля  $\pi^-$ -мезонов, летящих назад, в интервал -1,0 - -0,8 возрастает с 3% до 9%.

Средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов по расчету методом Монте-Карло получена равной

$$\bar{n}_{\pi^-} = 5,2.$$

Оценка по экспериментальным данным /5/ дает

$$n = 5,4.$$

Такое же значение средней множественности можно получить на основании экспериментальных данных по  $\pi^-$ -С взаимодействиям, полученным в /11/, если учесть наличие  $\pi^0$ -мезонов.

---

<sup>x/</sup> По условиям расчета спектр брался от 0 до 3,0 Гэв/с.

### Сравнение нуклонных характеристик

Импульсное и угловое распределения нуклонов в л.с. приводятся на рис. 7 и 8. Там же для сравнения даются экспериментальные спектры нуклонов<sup>x/</sup> из  $\pi$ -p-взаимодействий<sup>/13/</sup>. Средний импульс нуклонов по расчету равен 777 Мэв/с, а средний импульс протонов из эксперимента<sup>/13/</sup> равен 1160 Мэв/с, т.е. спектр нуклонов из  $\pi$ -C-взаимодействий существенно мягче их спектра от взаимодействия пион-нуклон. Это легко объясняется наличием большого числа малозергичных нуклонов, возникших в результате взаимодействий вторичных частиц в том же ядре. Оценки показывают, что доля нуклонов из вторичных взаимодействий в ядре углерода составляет 70% от общего числа вылетающих нуклонов.

Наличием большой доли нуклонов от вторичных процессов объясняется и тот факт, что в угловом распределении /рис. 8/ нуклонов из  $\pi$ -C-взаимодействий пик вперед значительно менее отчетливо выражен по сравнению с пиком от пион-нуклонных взаимодействий.

На основании приведенных в данной работе аргументов можно сделать вывод, что каскадный механизм взаимодействия не противоречит экспериментальным данным для легкого ядра, в частности, для углерода<sup>xx/</sup>.

### Жесткое $\gamma$ -излучение

Принимая теперь, что каскадная модель верна, можно попытаться на основании результатов расчета найти спектр  $\pi^0$ -мезонов и оценить возможность существования источников  $\gamma$ -квантов, отличных от  $\pi^0$ -мезонов.

В последнее время большое внимание уделяется поиску радиационных распадов различных частиц, образующихся в результате взаимодействий пион-нуклон или пион-ядро /см., например, /15-17//, где это делается при такой же энергии. Для того, чтобы выделить дополнительные источники  $\gamma$ -квантов, т.е. отличные от  $\pi^0$ -мезонов, необходимо из суммарного спектра  $\gamma$ -квантов, полученного на опыте, вычлсть фоновый спектр  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . С этой целью был выполнен расчет  $\gamma$ -спектров от распада  $\pi^0$ -мезонов для определенных угловых интервалов.

<sup>x/</sup> Ланиус. Женевская конференция по физике высоких энергий 1962 г. стр. 617. Спектр дается в интервале от 0,2 Гэв/с до 2,0 Гэв/с в соответствии с данными работы<sup>/13/</sup>.

<sup>xx/</sup> В работе /14/ на основе анализа взаимодействий  $\pi$ -ядро при 7,3 Гэв/с также сделан вывод о справедливости каскадной теории. Это заключение подтверждается и в недавно появившейся работе /11/.

Нами вычислено среднее число  $\pi^0$ -мезонов, приходящихся на одно неупругое взаимодействие  $\pi^-$ -мезона с углеродом; получен их энергетический спектр и угловое распределение.

Энергетические спектры  $\pi^0$ -мезонов для пяти угловых интервалов в лабораторной системе приведены на рис. 9. Подчеркнем, что мы не использовали здесь статистическую теорию множественного образования частиц, поэтому рассчитанные спектры  $\pi^0$ -мезонов не искажены дефектами, присущими этой теории.

Образованные в результате внутрядерного каскада  $\pi^0$ -мезоны испытывают быстрый распад на  $\gamma$ -кванты. Если пренебречь  $\gamma$ -излучением с энергией меньше 0,2 Гэв/, т.е.  $\gamma$ -квантами, испускаемыми под большими углами к направлению движения  $\pi^0$ -мезонов, то энергетический спектр жесткого  $\gamma$ -излучения  $F_\gamma(k, \cos\theta)$  в некотором угловом интервале  $\Delta \cos\theta$  около направления  $\cos\theta$  в л.с. может быть выражен через соответствующий спектр  $\pi^0$ -мезонов в этом же угловом интервале  $I_\pi(p, \cos\theta)$  посредством соотношения /18/

$$F_\gamma(k, \cos\theta) = \frac{2}{3} \pi(\cos\theta) \int_0^{p_{max}} I_\pi(p, \cos\theta) \frac{dp}{\sqrt{p^2 + \mu^2}},$$

где

$$\int_0^{p_{max}} I_\pi(p, \cos\theta) dp = 1$$

$\pi(\cos\theta)$  - среднее число пионов, приходящихся на одно неупругое взаимодействие  $\pi^-$ -мезона с углеродом в угловом интервале  $\Delta \cos\theta$  около направления  $\cos\theta$ ;  $\mu$  - масса пиона;  $p_{max}$  - максимальный импульс в спектре  $\pi^0$ -мезонов под заданным направлением  $\cos\theta$ ;  $K$  - энергия  $\gamma$ -кванта, испущенного в том же направлении.

Более удобно, однако, пользоваться интегральными спектрами, которые дают число  $\gamma$ -квантов с энергией, большей некоторого значения  $\omega$ , излученных в направлении  $\cos\theta$  в угловом интервале  $\Delta \cos\theta$  и приходящихся на одно неупругое взаимодействие  $\pi^-$ -мезона с углеродом

$$\Gamma(\omega, \cos\theta) = \int_0^{p_{max}} F_\gamma(k, \cos\theta) dk.$$

Эти спектры приведены на рис. 10. Чтобы быть уверенными в правильности полученных энергетических спектров, мы сравнили результаты расчета для углового интервала  $\cos\theta = 1,0-0,8$  с соответствующими экспериментальными данными /15 - 17/.

Степень согласия расчета и опыта для этого углового интервала можно видеть из рис. 11. Для других угловых интервалов очень бедная статистика эксперимента, к сожалению, не позволяет выполнить такие сравнения. Однако из сопоставления угловых распределений  $\gamma$ -квантов, приведенных на рис. 12, можно видеть, что если источники  $\gamma$ -квантов, отличные от  $\pi^0$ -мезонов, и существуют, то их суммарный вклад в число  $\gamma$ -квантов, наблюдаемых на опыте, очень мал.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.Н. Пеневу за помощь в работе, В.С. Барашенкову, Ким Хи Ину, Е.Н. Кладнической, А.А. Кузнецову,



М.И. Подгоречкому, Е.С. Соколовой, М.И. Соловьеву и В.Н. Стрельцову за ценные советы и замечания и Е.П. Жидкову, Н.Н. Говоруну и Г.А. Ососкову за помощь в проведении вычислений.

### Т а б л и ц а 1

Сравнение экспериментальных сечений реакций с сечениями, полученными из расчета по методу Монте-Карло

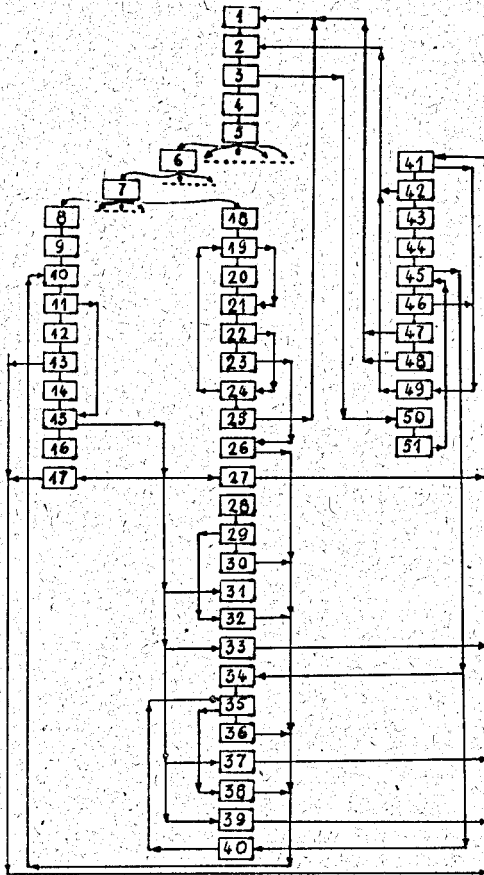
	Расчетное значение /мб./	Экспериментальное значение /мб./
$\sigma_r$	216	$250 \pm 20$ <sup>7/</sup>
$\sigma_{tot}$	23,9	
$\sigma_{in}$	192	$197 \pm 7$ <sup>7/</sup>
$\sigma_{out}$	18,1	$18,2 \pm 2,1$ <sup>5/</sup>

### Л и т е р а т у р а

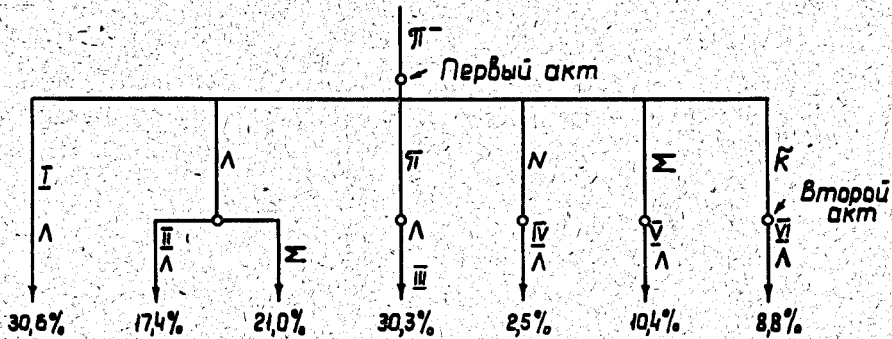
1. N.N.Biswas and M.Ceccarelli, Nuovo Cim. 8, 599 (1958).
2. L.Fonda and R.G.Newton. Bull of Ann. Phys. Soc. v II, 4, 289 (1959).
3. T.Bowen, J.Hardy, G.Reynolds, C.R.Sun, G.Tagliaferri, A.E.Werbruck, W.H.Moore, Phys. Rev., 119, 2030 (1960).
4. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev and E.K.Mikhul. Nucl. Phys., 24, 642 (1961).
5. В.А. Боляков, А.В. Бояджиев, Ван Юн-чан, В.И. Векслер, Н.М. Вирясов, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладническая, А.А. Кузнецов, В.М. Мальцев, Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев, Е.С. Соколова, М.И. Соловьев. Препринт ОИЯИ /1963/.
6. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, В.И. Векслер, И. Врана, Дин Да-цао, В.Г. Иванов, Е.Н. Кладническая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Чен Лин-янь. ЖЭТФ 40, 464 /1961/.
7. Б.П. Банник, А.М. Гальпер, В.Г. Гришин, Л.П. Котенко, Л.А. Кузин, Е.П. Кузнецов, Г.И. Мерзон, М.И. Подгоречкий, Л.В. Сильвестров. ЖЭТФ, 41, 1394 /1961/.
8. R.L Stannard. Phys. Rev. 121, 1513 (1961)
9. В.А. Арбузов, Е.Н. Кладническая, В.Н. Пенев, Р.Н. Фаустов. Препринт ОИЯИ Д-820 /1961/.
10. Я.Я. Шаламов, В.А. Шабанов, А.Ф. Грашин. ЖЭТФ 40, 1302 /1961/.
11. О. Чижевский. Препринт, Варшава 1962 г.
12. В.А. Боляков, Ван Шу-фень, В.В. Глаголев, Н. Далхажав, Р.М. Лебедев, Н.Н. Мельникова, В.А. Никитин, В. Петржилка, В.В. Свиридов, М. Сук, К.Д. Толстов. Препринт ОИЯИ Р-530.

13. Ланюс. Женевская конференция по физике высоких энергий, 1962 г. стр. 617.
14. I.Ciulli, V.V.Glagolev, V.V.Nikitin, V.Petrzilka, V.A.Sviridov and K.D.Tolstov Nuovo Cim: 25, 1197 (1962).
15. В.Б. Любимов, Му-Цзинь, М.И. Подгорский, С.И. Портнова, В.Н. Стрельцов, З. Трка. ЖЭТФ, 44, 780 /1963/.
16. В.Б. Любимов, А.В. Никитин, З. Трка. Препринт ОИЯИ Р-974 /1962/.
17. В.А. Беляков, Ван Юн-чай, Н.М. Вирясов, Ду Юань-цай, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладнишкая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев, Е.С. Соколова, М.И. Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-1138.
18. R.Sternheimer, Phys. Rev. 99, 277 (1959).

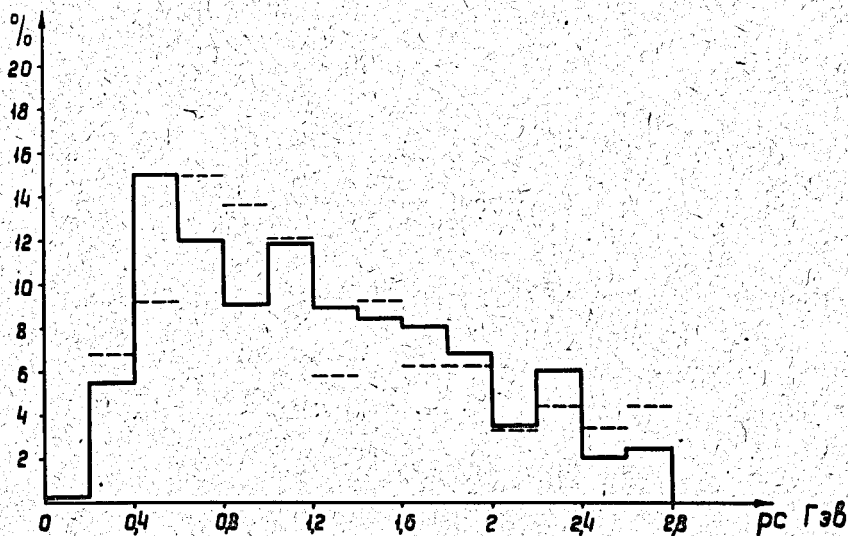
Рукопись поступила в издательский отдел  
23 октября 1963 г.



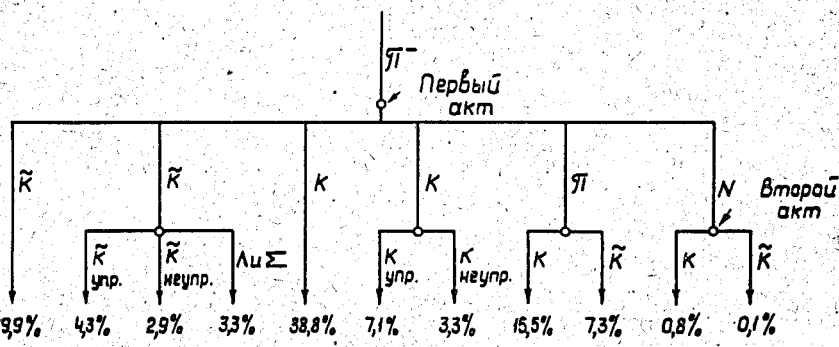
Р и с. 1. Схема расчета каскада в ядре углерода, вызываемого быстрыми пионами.



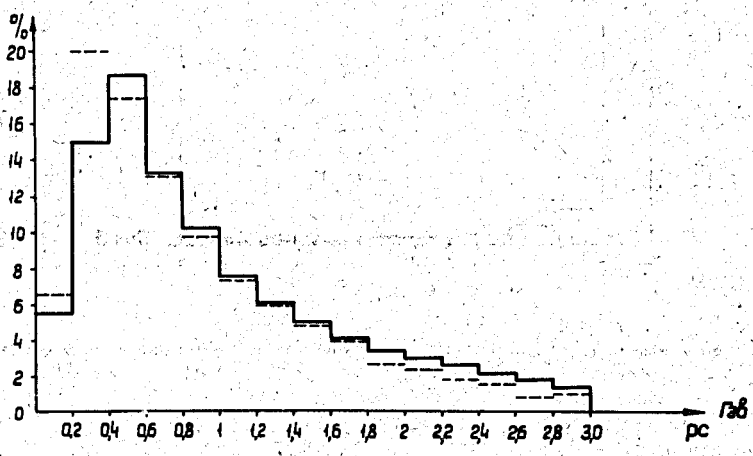
Р и с. 2. Схема образования и взаимодействия  $\Lambda$ -гиперонов в ядре углерода.



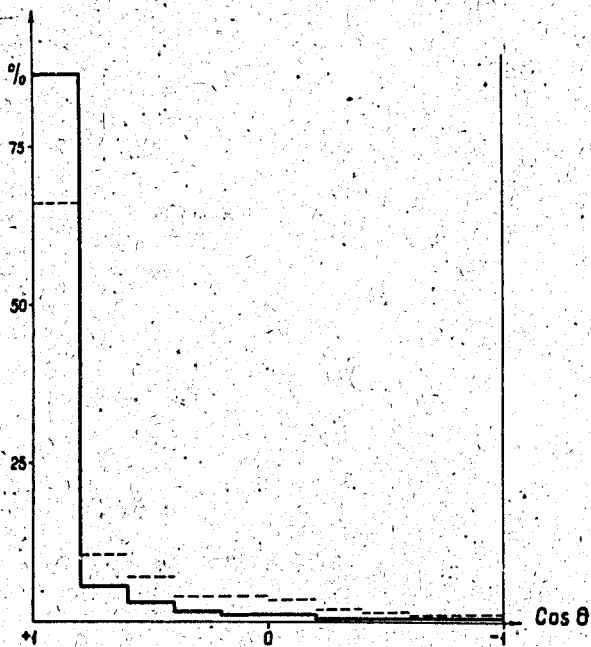
Р и с. 3. Сравнение экспериментального /сплошная кривая/ и расчетного /пунктир/ спектров в лабораторной системе  $\Lambda$ -гиперонов из ядра углерода.



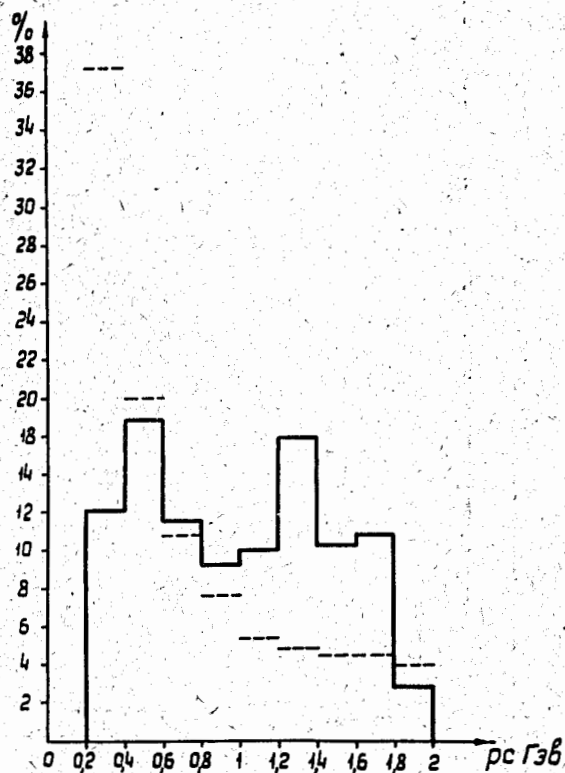
Р и с. 4. Схема образования и взаимодействия  $K$ -мезонов.



Р и с. 5. Импульсные распределения  $\pi$ -мезонов в лабораторной системе. Сплошная линия относится к  $\pi$ -мезонам от  $\pi$ - $p$ -взаимодействий /эксперимент/, пунктир - к  $\pi$ -мезонам от  $\pi$ - $C$ -взаимодействий /расчет/.

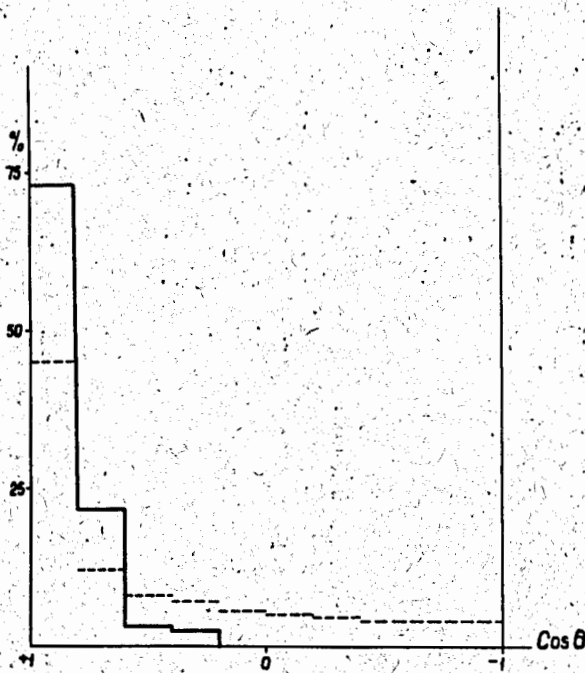


Р и с. 6. Угловые распределения  $\pi$ -мезонов в л.с. Обозначения как на рис. 5.

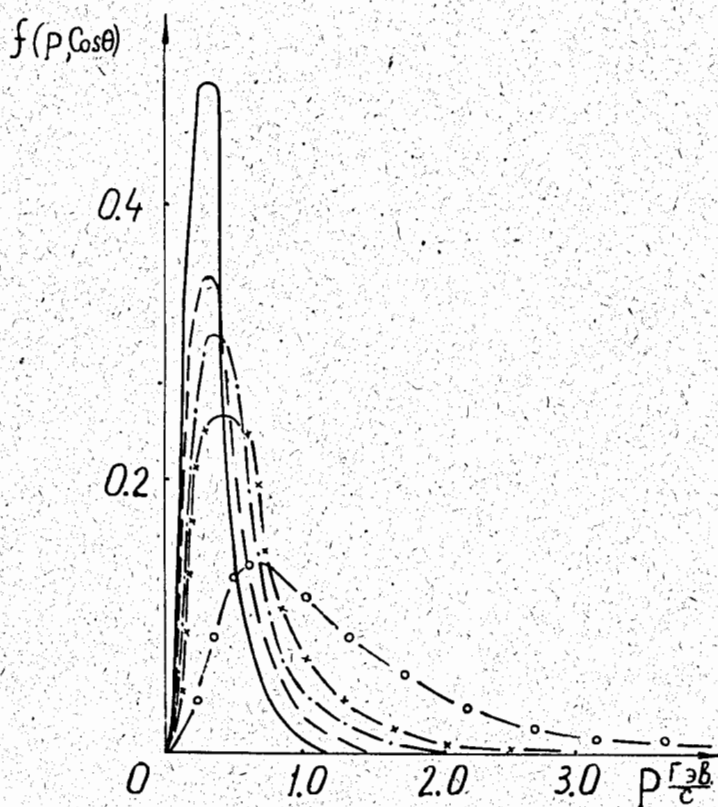


Р и с. 7. Импульсные распределения нуклонов в лабораторной системе. Сплошная линия относится к протонам от  $\pi$ - $P$ -взаимодействий (эксперимент), пунктир - к нуклонам от  $\pi$ - $C$  взаимодействий (расчет).





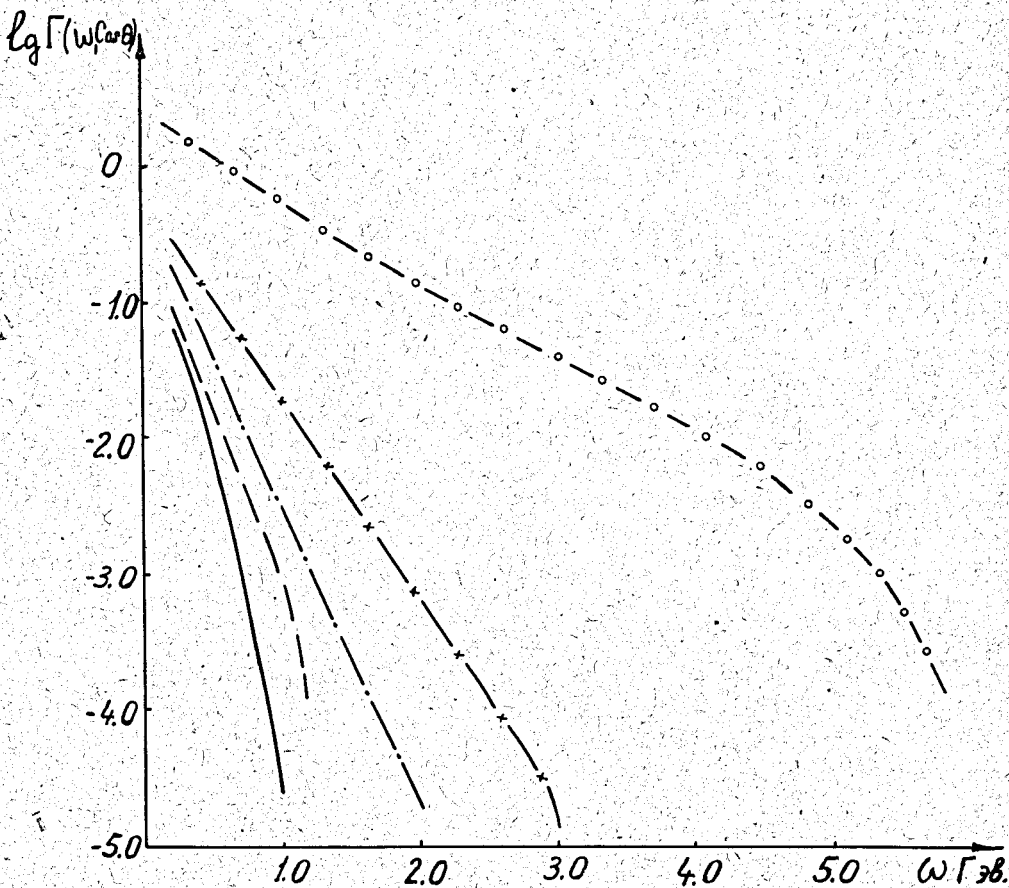
Р и с: 8. Угловые распределения нуклонов в лабораторной системе. Обозначения как на рис. 7.



Р и с. 8. Импульсные спектры  $\pi^-$ -мезонов, образованных  $\pi^-$ -мезонами с энергией 7 Бэв в углероде для различных угловых интервалов относительно направления первоначального  $\pi^-$ -мезона. Сплошная кривая соответствует

$\text{Cos } \theta = 0 \div 0,2$ ; ---  $\text{Cos } \theta = 0,2 \div 0,4$ ; -.-.-  $\text{Cos } \theta = 0,4 \div$

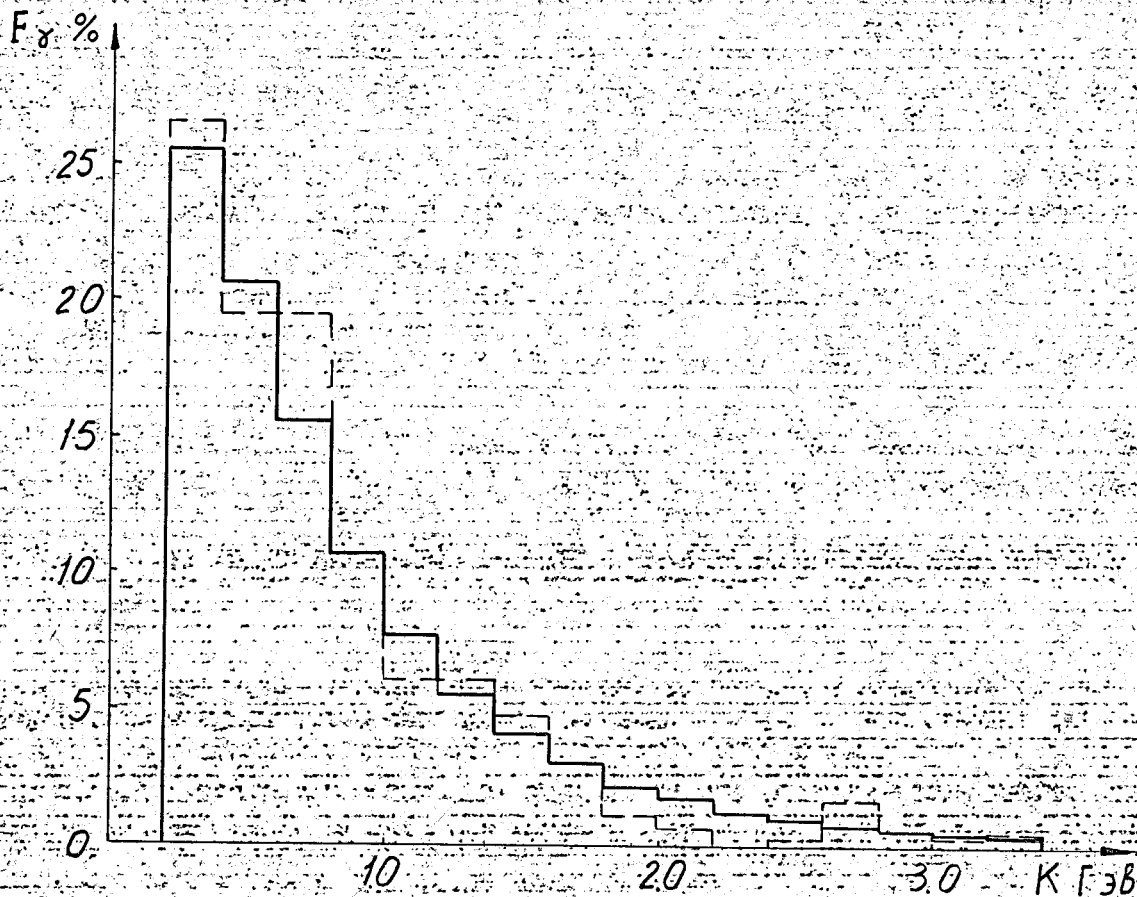
$0,6$ ; -x-x-  $\text{Cos } \theta = 0,6 \div 0,8$ ; -o-o-  $\text{Cos } \theta = 0,8 \div 1,0$ .



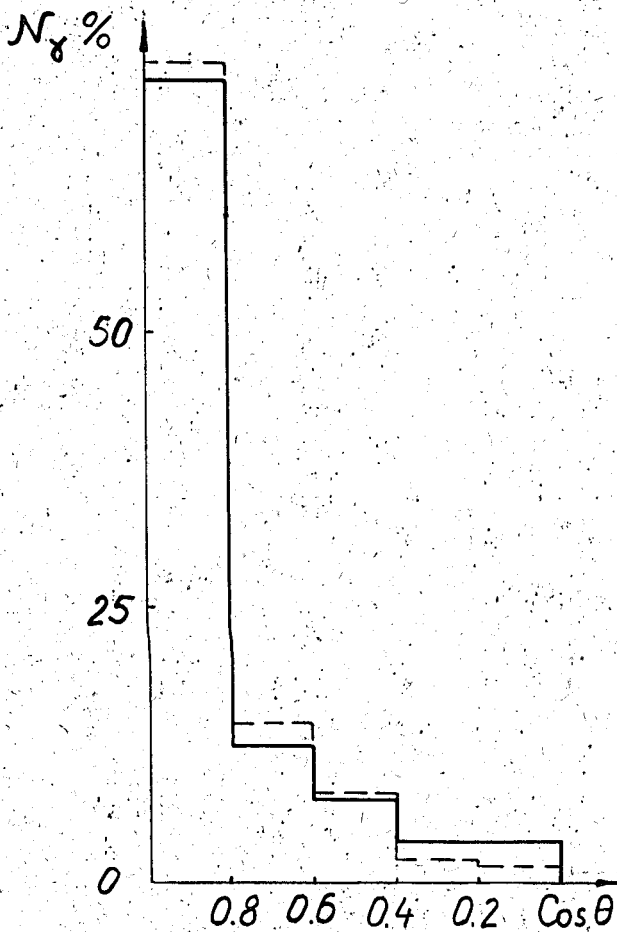
Р и с. 10. Интегральные спектры - число  $\gamma$ -квантов с энергией, большей некоторого  $\omega$ , излученных в направлении  $\cos \theta$  в угловом интервале  $\Delta \cos \theta = 0,2$  и приходящихся на одно неупругое взаимодействие  $\pi$ -мезона с углеродом. Сплошная кривая соответствует  $0 - 0,2$ ;

----  $\cos \theta = 0,2 \div 0,4$ ; -.-.-  $\cos \theta = 0,4 \div 0,6$

-x-x-  $\cos \theta = 0,6 \div 0,8$ ; -o-o-  $\cos \theta = 0,8 \div 1,0$ .



Р и с. 11. Энергетический спектр  $\gamma$ -квантов, излученных в угловой интервал  $\cos \theta = 0,8 - 1,0$  с энергией, большей 0,2 Гэв. Пунктирная гистограмма — соответствующий экспериментальный спектр  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов, образованных на углеводе  $\pi^-$ -мезонами с энергией 7 Гэв [15,16,17] / л.с. /



Р и с. 12. Угловое распределение  $\gamma$ -квантов, образованных на углероде  $\pi^-$ -мезонами с энергией 7 Гэв. Пунктирная гистограмма соответствует экспериментальным данным работ /15-17/.