

5-20

6



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

---

М.П. Баландин, О.И. Иванов, В.А. Моисеенко, Г.Л. Соколов

P-1288

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ  
 $\pi^+$  и  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ ПРИ ЭНЕРГИИ 40-70 МЭВ  
В ЯДРАХ УГЛЕРОДА С ПОМОЩЬЮ  
ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ

*ЖЭТФ, 1964, т 46, в 2, с 415-430.*

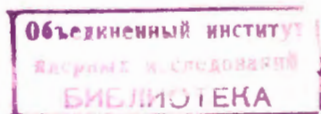
М.П.Баландин, О.И.Иванов, В.А.Моисеенко, Г.Л.Соколов

P-1286

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ  
 $P^+$  и  $P^-$ -МЕЗОНОВ ПРИ ЭНЕРГИИ 40-70 МЭВ.  
В ЯДРАХ УГЛЕРОДА С ПОМОЩЬЮ  
ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ

1957/1/1 mp.

Направлено в ЖЭТФ



Дубна 1963



С помощью 30-сантиметровой пропановой пузырьковой камеры исследовались процессы поглощения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов одинаковой энергии ядрами углерода. Суммарные сечения поглощения и перезарядки  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов в ядрах углерода оказались соответственно равными:  $98_{-10}^{+17} \times 10^{-27} \text{ см}^2$  и  $99_{-19}^{+24} \times 10^{-27} \text{ см}^2$ .

Угловое распределение заряженных частиц относительно направления падающих мезонов оказалось изотропным при поглощении  $\pi^-$ -мезонов и анизотропными при поглощении  $\pi^+$ -мезонов. В работе высказываются предположения о причинах этого различия. Построен энергетический спектр заряженных частиц, вылетевших из ядра углерода при поглощении  $\pi^-$ -мезонов, в предположении, что эти частицы являются протонами.

Приведены распределения событий поглощения  $\pi^\pm$ -мезонов по числу лучей. Написаны теоретические выражения этих распределений в зависимости от четырех параметров  $\eta$ ,  $\xi$ ,  $\zeta$ ,  $\kappa$ . Хорошее согласие теоретических и экспериментальных распределений событий поглощения по числу лучей позволяет сделать вывод о том, что в пределах точности эксперимента поглощение идет только парами нуклонов. Величина параметра  $\eta$ , определяющего вероятность поглощения  $\pi^\pm$ -мезонов в  $(np)$ -парах, оказалась равной  $0,65 \pm 0,10$ . Три других параметра характеризуют взаимодействие внутренних первичных нуклонов, получивших полную энергию  $\pi^\pm$ -мезонов, с остальными нуклонами ядра. Значение параметра  $\kappa$  указывает на то, что при одинаковой энергии взаимодействия внутренних первичных нуклонов и попадающих в ядро извне внешних первичных нуклонов с нуклонами ядер углерода различны. Делаются предположения о причинах такого различия.

A b s t r a c t

A 30-cm propane bubble chamber has been used to study the processes of  $\pi^+$  and  $\pi^-$ -meson absorption of equal energy by carbon nuclei. The summary cross sections of  $\pi^+$  and  $\pi^-$  meson absorption and charge exchange turned out to be equal to  $98_{-10}^{+17} \times 10^{-27} \text{ cm}^2$ , and  $99_{-19}^{+24} \times 10^{-27} \text{ cm}^2$ , respectively.

The angular distribution of charged particles with respect to the direction of incident mesons proved to be isotropic in  $\pi^-$ -meson absorption and anisotropic in  $\pi^+$ -meson absorption. The assumptions on the reasons of this difference are made. The energy spectrum is given for charged particles emitted from the carbon nucleus in  $\pi^-$ -meson absorption under the assumption that these particles are protons.

The distributions of  $\pi^\pm$ -meson absorption are given according to the number of stars. Theoretical expressions for these distributions with respect to four parameters  $\eta$ ,  $\xi$ ,  $\zeta$ ,  $\kappa$  are presented. Good agreement of theoretical and experimental distribution of absorption events according to the number of prongs allows to draw a conclusion that within the accuracy of the experiment absorption occurs only in nucleon pairs. The value of the parameter  $\eta$  which determines the probability of  $\pi^\pm$ -meson absorption in  $(np)$ -pairs turned out to be  $0.65 \pm 0.10$ . Three other parameters characterize the interaction of internal primary nucleons which obtained total  $\pi^\pm$ -meson energy with the remaining nuclear nucleons. The value of the parameter  $\kappa$  shows that with equal energies of internal primary nucleons and external primary nucleons, hitting the nuclei from outside, their interactions with the nucleons of the carbon nuclei are different. The assumptions are made on the reasons of such a difference.

## В в е д е н и е

В настоящее время в литературе имеется большое количество работ<sup>/1-15/</sup>, посвященных исследованию процессов поглощения  $\pi^{\pm}$ -мезонов различными ядрами в широком интервале энергий. В процессе поглощения  $\pi^-$ -мезона ядром можно различать две стадии. Первая стадия - передача полной энергии  $\pi^-$ -мезона комплексу нуклонов, в результате чего в ядре возникают быстрые нуклоны, которые в дальнейшем будут именоваться внутренними первичными нуклонами. Вторая стадия - взаимодействие внутренних первичных нуклонов с остальными нуклонами ядра, приводящее к вылету из него нескольких частиц.

Авторы большинства работ сходятся на том, что на первой стадии полная энергия  $\pi^-$ -мезона передается внутри ядра в основном паре нуклонов. Однако только в одной работе<sup>/14/</sup> определяется вероятность поглощения  $\pi^-$ -мезонов парами одноименных и разноименных нуклонов в ядрах углерода и алюминия. В работах<sup>/4,7,8,11,13,15/</sup> приводятся только оценки вероятности поглощения парами разноименных нуклонов.

В большинстве имеющихся работ не содержится данных о взаимодействии внутренних первичных нуклонов с остальными нуклонами ядра на второй стадии процесса поглощения  $\pi^-$ -мезона. В работе<sup>/15/</sup>, где авторы пользуются методом Монте-Карло для объяснения экспериментальных результатов, предполагается, что внутренние первичные нуклоны взаимодействуют с остальными нуклонами ядра, как со свободными. При этом учитывается принцип Паули и импульсное распределение нуклонов внутри ядра.

В настоящей работе исследовалось поглощение  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов при энергии 40-70 Мэв ядрами углерода. Для получения сведений о первой и второй стадии процессов поглощения производился анализ распределений событий поглощения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов по числу лучей. С этой целью были написаны теоретические выражения распределений событий поглощения  $\pi^-$ -мезонов по числу лучей в зависимости от 4-х параметров  $\eta, \xi, \zeta, \kappa$ . При этом предполагалось, что полная энергия  $\pi^-$ -мезона на первой стадии поглощения передается только паре нуклонов, а на второй стадии поглощения из ядра углерода на один первичный нуклон вылетают одна или две частицы. Одновременное изучение поглощения  $\pi^-$ -мезонов разных знаков при одинаковой энергии позволило найти значения параметров  $\eta, \xi, \zeta, \kappa$ . Величины параметров находились методом наименьших квадратов с помощью электронной счётной машины типа М-20.

Предлагаемый в работе новый метод анализа экспериментальных распределений событий поглощения  $\pi^-$ -мезонов по числу лучей отличается от метода Монте-Карло. Различие состоит в том, что в описываемом методе не делается никаких предположений о характере взаимодействия внутренних первичных нуклонов с остальными нуклонами ядра и о модели ядра.

Найденная величина параметра  $\eta$ , определяющего вероятность поглощения  $\pi^-$ -мезона в паре разноименных нуклонов, согласуется с оценкой, приведенной в работе<sup>/5/</sup>, и несколько расходится с результатом работы<sup>/14/</sup>. Наблюдаемое расхождение в значениях па-



параметра  $\eta$  может быть обусловлено различием в энергиях  $\pi^-$ -мезонов в данных работах. Три других параметра  $\xi$ ,  $\zeta$ ,  $\kappa$  характеризуют взаимодействие внутренних первичных нуклонов с остальными нуклонами ядра. Полученное значение параметра  $\kappa$  указывает на то, что взаимодействия внутренних первичных нуклонов и попадающих в ядро извне внешних первичных нуклонов с нуклонами ядер углерода различны при одинаковых энергиях первичных нуклонов.

Наряду с проведением анализа распределений событий поглощения  $\pi^\pm$ -мезонов ядрами углерода в зависимости от числа лучей в работе определялись суммарные сечения поглощения и перезарядки  $\pi^\pm$ -мезонов в ядрах углерода, а также находились энергетические и угловые распределения заряженных частиц, вылетающих из ядер углерода. Суммарные сечения поглощения и перезарядки  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов оказались одинаковыми, что находится в соответствии с гипотезой зарядовой симметрии ядерных сил.

#### Техника эксперимента

Исследование поглощения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов ядрами углерода производилось с помощью пропановой пузырьковой камеры прямоугольной формы. Пузырьковая камера длиной (по пучку) 30 см, высотой 12 см и шириной 10 см была помещена за четырехметровой бетонной защитой в пучок  $\pi^\pm$ -мезонов от синхроциклотрона Объединенного института ядерных исследований. Образование  $\pi^\pm$ -мезонов происходило в мишени из бериллия, помещенной внутрь вакуумной камеры синхроциклотрона на пучок протонов с энергией 870 Мэв. Вывод пучка  $\pi^\pm$ -мезонов от синхроциклотрона и расположение пузырьковой камеры в данном эксперименте показаны на рис. 1.

Пузырьковая камера располагалась в термостате. Во время работы температура пропана составляла  $67^\circ\text{C}$ , начальное давление—33 атм и расширение— $(2,6 \pm 0,1)\%$ . Колебания температуры и давления не превышали соответственно  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  и  $\pm 0,2$  атм. Фотографирование следов заряженных частиц производилось через вертикально расположенное стекло пузырьковой камеры на пленку шириной 3,5 см стереофотоаппаратом с двумя объективами "Юпитер-8" ( $F = 5,24$  см). Расстояние от средней плоскости пузырьковой камеры до пленки в фотоаппарате составляло 81,2 см, а расстояние между оптическими осями объективов имело величину 12 см, и база фотографирования была расположена вертикально. Работа производилась при непрерывном режиме ускорителя. Цикл работы пузырьковой камеры составлял десять секунд, и управление ею осуществлялось дистанционно. Было получено примерно по 2500 стереофотографий на пучках  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов, просмотр которых производился на стереолупах.

Энергия  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов в пучке определялась по дифференциальным кривым пробегов, полученным с помощью пузырьковой камеры, и независимо от этого — методом звездного детектора<sup>/15/</sup>. На рис. 2 представлены дифференциальные кривые пробегов  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов в пропане, полученные с помощью пузырьковой камеры. При снятии этих кривых в непосредственной близости от пузырьковой камеры на пути  $\pi^-$ -мезонов помещался фильтр из полиэтилена толщиной 10 см. Распределения пробегов  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов в пропане оказались одинаковыми со средней энергией 84 Мэв и разбросом на полувысоте  $\pm 6$  Мэв.

Поглощение  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов ядрами углерода происходит согласно реакции

$$\pi^\pm + C_6^{12} \rightarrow X, \quad (1)$$

где под  $X$  подразумевается система, в которую не входят частицы легче нуклона. Внешне реакция типа 1 проявляется либо изломом, либо разветвлением следа частицы, либо его исчезновением, когда след частицы оканчивается в камере так, что плотность пузырьков при этом не соответствует ее остановке. Аналогичным образом проявляется еще целый ряд процессов, вызванных  $\pi^\pm$ -мезонами, а также имеющимися в пучке в качестве примеси электронами, позитронами и  $\mu^\pm$ -мезонами. К таким процессам относятся следующие:

$$\pi^\pm + C_6^{12} \rightarrow \pi^0 + Y, \quad (2) \quad \pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p, \quad (9)$$

$$\pi^\pm + p \rightarrow \pi^0 + n, \quad (3) \quad \mu^\pm + p \rightarrow \mu^\pm + p, \quad (10)$$

$$\pi^\pm + \mu^\pm + \nu \rightarrow e^\pm + \bar{\nu} + \nu + \nu, \quad (4) \quad e^\pm + p \rightarrow e^\pm + p, \quad (11)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}, \quad (5) \quad \pi^\pm + C_6^{12} \rightarrow \pi^\pm + C_6^{12}, \quad (12)$$

$$\pi^\pm + e^\pm \rightarrow \pi^\pm + e^\pm, \quad (6) \quad \mu^\pm + C_6^{12} \rightarrow \mu^\pm + C_6^{12}, \quad (13)$$

$$\mu^\pm + e^\pm \rightarrow \mu^\pm + e^\pm, \quad (7) \quad e^\pm + C_6^{12} \rightarrow e^\pm + C_6^{12}, \quad (14)$$

$$e^\pm + e^\pm \rightarrow e^\pm + e^\pm, \quad (8) \quad \pi^\pm + C_6^{12} \rightarrow \pi^\pm + Y. \quad (15)$$

В процессах типа 2-15  $Y$  может представлять совокупность нуклонов и более тяжелых частиц или ядро  $C_6^{12}$  в возбужденном состоянии.

Процессы вида 2-15 отличаются от поглощения  $\pi^\pm$ -мезонов ядрами углерода тем, что содержат в конце частицы легче нуклона. Поэтому отбор событий типа 1 сводится к выявлению таких частиц в конце процессов. Иногда следы частиц легче нуклона в конце процессов обнаруживаются во время просмотра фотографий на стереолупах по определенным опознавательным признакам. Это бывает в тех случаях, когда электроны и позитроны испытывают сильное рассеяние или когда  $\mu^\pm$ -мезоны и  $\pi^\pm$ -мезоны останавливаются в пропане пузырьковой камеры. В остальных случаях производилась дополнительная обработка событий на репроекторе и микроскопе. На репроекторе измерялись длины следов частиц и их углы в сферической системе координат с осью  $z$  по направлению проходящего через пузырьковую камеру пучка частиц. При этом вводились поправки, учитывающие искажения длин и углов следов частиц, вызванные усадкой пленки и преломлением в пропане. С помощью микроскопа определялась относительная плотность пузырьков в следах частиц в начале и в конце процесса. Кроме того, в каждом отдельном случае мы вычисляли энергию частицы в начале процесса, считая ее  $\pi^-$ -мезоном. Используя полученные данные, по кинематическим соотношениям из всех событий с двумя лучами мы выделяли процесс вида 9. В остальных событиях, содержащих одну или несколько выходящих из пузырьковой камеры ионизирующих частиц, по длинам следов определялась суммарная минимальная кинетическая энергия всех частиц в конце процесса. Это определение проводилось с учетом энергии выхода частиц из ядра углерода при двух предположениях: 1) все следы в конце процесса образованы протонами; 2) один след, который обладает наименьшей плотностью пузырьков среди всех следов, уходящих из камеры, принадлежит  $\pi^-$ -мезону, а все



остальные — протонам. Считалось, что взаимодействие не сопровождается поглощением  $\pi^-$ -мезона, если суммарная минимальная энергия всех частиц в конце процесса при первом предположении оказывалась больше полной энергии  $\pi^-$ -мезона в начале процесса. Если же суммарная минимальная энергия всех частиц в конце процесса при втором предположении была больше кинетической энергии  $\pi^-$ -мезона в начале процесса, то такое событие относилось к поглощению  $\pi^-$ -мезона ядром углерода. В тех случаях, когда подведение баланса энергии не приводило к определенным результатам, процессы, содержащие ионизирующие частицы, выходящие из пузырьковой камеры, относились к группе неопознанных событий. Среди оставшихся событий со следами, оканчивающимися в пузырьковой камере, либо имеющими вид исчезновений, могут быть только события вида 1,2,3. Из этой группы событий не представлялось возможным выделить процессы типа 2,3 вследствие малой вероятности образования в пропане электронно-позитронных пар  $\gamma$ -квантами от распада  $\pi^0$ -мезонов (радиационная длина в пропане 104 см). Поэтому отобранные события представляют совокупность процессов типа 1,2,3.

Было произведено два независимых просмотра полученных стереофотографий. Отмечались только те события, которые происходили на расстоянии не менее 1 см от внутренних стенок пузырьковой камеры и не более 20 см от входа частиц в пропан. Энергия  $\pi^+$ -мезонов в начале рабочей области была 70 Мэв, а в конце — 40 Мэв. При первом просмотре было обнаружено на пучке  $\pi^+$ -мезонов 372 события типа 1,2, а при втором — найдено дополнительно 15. Соответственно на пучке  $\pi^-$ -мезонов было обнаружено 306 событий типа 1,2,3 и найдено дополнительно 16. Количество неопознанных событий на пучках  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов после двух просмотров составляло соответственно 39 и 27. Если предположить, что вероятность обнаружения событий носит случайный характер, то эффективность регистрации событий на пучке  $\pi^+$ -мезонов составляет 96%, а на пучке  $\pi^-$ -мезонов 95%. При такой эффективности обнаружения событий после двух просмотров регистрируется 99,8% всех процессов вида 1,2 на пучке  $\pi^+$ -мезонов и 99,7% всех процессов вида 1,2,3 на пучке  $\pi^-$ -мезонов.

#### Экспериментальные результаты и их обсуждение

1. Суммарное сечение процессов поглощения и перезарядки в углероде  $\pi^\pm$ -мезонов при энергии 40–70 Мэв.

Как указывалось выше, отобранные события представляют совокупность процессов типа 1,2 на пучке  $\pi^+$ -мезонов и 1,2,3 — на пучке  $\pi^-$ -мезонов. Количество событий, обусловленных процессом типа 3, может быть определено на основании данных [17,18,19] о сечении этого процесса в интервале энергий 30–65 Мэв. В настоящей работе величина сечения  $\sigma_3^-$  процесса типа 3 была принята равной  $(10 \pm 1,5) \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>. Число событий, отвечающих процессу типа 2, не может быть определено ввиду отсутствия точных экспериментальных данных о сечении этого процесса. Поэтому в настоящей работе определялись суммарные сечения  $\sigma_{1,2}^+$  и  $\sigma_{1,2}^-$  процессов вида 1,2 соответственно на пучках  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов. Для этого, в свою очередь, находились плотность пропана и примесь  $\mu^\pm$ -мезонов, электронов и позитронов в пучке частиц, проходящих через пузырьковую камеру.

Плотность пропана  $\rho$  определялась для температуры  $67^\circ\text{C}$  и начального давления 33 атм, а затем пересчитывалась для давления, которое образуется при расширении во время прохождения ионизирующих частиц через пузырьковую камеру. В результате, величины  $\rho$  оказались равными соответственно  $(0,45231 \pm 0,0004) \text{ г/см}^3$  и  $(0,441 \pm 0,001) \text{ г/см}^3$ .

Примесь  $\mu^\pm$ -мезонов  $\gamma_\mu^\pm$  по отношению к числу  $\pi^\pm$ -мезонов в пучке частиц находилась по дифференциальным кривым пробегов  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$ -мезонов, полученным с помощью звездного детектора в режиме остановок. В месте выхода пучка частиц из пропана величина  $\gamma_\mu^+$  составляла  $(18 \pm 2)\%$ , а  $\gamma_\mu^- = (36 \pm 3)\%$ .

Для определения примеси электронов и позитронов производился подсчет на одной десятой части всех стереофотографий числа  $N_\delta^\pm \delta$  электронов с энергией больше 1,3 Мэв, образуемых с вероятностью  $\Phi$  частицами, проходящими 30 см пропана. Величина  $\Phi$  находилась из расчета, что энергия частиц постоянна и соответствует их энергии в середине пузырьковой камеры. При этом предположении для 51 Мэв  $\pi^\pm$ -мезонов  $\Phi_\pi = 0$ , для 70 Мэв  $\mu^\pm$ -мезонов  $\Phi_\mu = 0,137$ , для 151 Мэв электронов и позитронов  $\Phi_e = 1,063$ . Вычисление примеси электронов и позитронов  $\gamma_e^\pm$  по отношению ко всем  $N^\pm$  частицам в пучке на одной десятой части всех стереофотографий производилось по формуле:

$$\gamma_e^\pm = \frac{N_\delta^\pm - N^\pm \cdot \gamma_\mu^\pm \cdot \Phi_\mu}{N^\pm (\Phi_e - \gamma_\mu^\pm \cdot \Phi_\mu)}$$

В месте выхода пучка частиц из пропана величина  $\gamma_e^+ = (0,5 \pm 0,3)\%$ , а  $\gamma_e^- = (24 \pm 4)\%$ .

Найденные значения  $\gamma_e^\pm$  и  $\gamma_\mu^\pm$  использовались для вычисления суммарной длины следов  $\pi^\pm$ -мезонов в выделенной области пузырьковой камеры. Для этого производилось измерение длин следов всех частиц на каждой десятой стереофотографии. На основании полученных данных и числа  $S^\pm$  событий типа 1,2 на пучках  $\pi^\pm$ -мезонов были определены исправленные на эффективность обнаружения событий следующие величины сечений:

$\sigma_{1,2}^+ = 98^{+17}_{-10} \times 10^{-27} \text{ см}^2$ ;  $\sigma_{1,2}^- = 99^{+24}_{-19} \times 10^{-27} \text{ см}^2$ . При вычислении ошибок сечений учитывались неточности в  $\rho$ ,  $\gamma_\mu^\pm$ ,  $\gamma_e^\pm$ ,  $S^\pm$ , погрешность в определении содержания ядер углерода в  $\text{см}^3$  технического пропана, а также погрешности в определении числа частиц, входящих в рабочую область пузырьковой камеры, и в длине следа частицы. Неопознанные события включались в верхнюю ошибку сечений.

С целью проверки правильности определения суммарной длины следов  $\pi^\pm$ -мезонов в выделенной области пузырьковой камеры находились полные сечения  $\sigma_7^\pm$ -упругого рассеяния  $\pi^\pm$ -мезонов на водороде, величины которых при длине следов протонов  $\geq 1$  мм оказались следующими:  $\sigma_7^+ = 12,1^{+1,8}_{-1,7} \times 10^{-27} \text{ см}^2$ ;  $\sigma_7^- = 0,6^{+0,5}_{-0,3} \times 10^{-27} \text{ см}^2$ . Полученные значения сечений  $\sigma_7^\pm$  хорошо вписываются в совокупность экспериментальных данных, приведенных в работах <sup>7/19-22/</sup> при энергии  $\pi^\pm$ -мезонов в интервале 33-70 Мэв. Этот результат указывает на то, что в величинах сечений  $\sigma_{1,2}^\pm$  не содержится грубых ошибок из-за неточного определения суммарной длины следов  $\pi^\pm$ -мезонов в камере. Равенство сечений  $\sigma_{1,2}^+$  и  $\sigma_{1,2}^-$ , полученных в данной работе для одинаковых энергий  $\pi^\pm$ -мезонов, находится в согласии с гипотезой зарядовой симметрии ядерных сил.



## 2. Распределение событий типа 1 по числу лучей

Лучом считался след ионизирующей частицы в конце процесса, имеющий длину не меньше 2 мм. При таком определении луча наблюдались на пучке  $\pi^+$ -мезонов события типа 1, 2 с числом лучей  $i$  от 0 до 4, а на пучке  $\pi^-$ -мезонов события типа 1, 2, 3 с числом лучей от 0 до 3. Процесс типа 3 может быть легко исключен из экспериментального распределения событий по числу лучей, так как этот процесс проявляется только в виде исчезновения следа  $\pi^-$ -мезона и сечение его достаточно хорошо известно.

Строгое разделение событий типа 1, 2 не может быть произведено ввиду отсутствия в настоящее время достаточно полных экспериментальных данных о процессе типа 2. Однако не будет сделано грубой ошибки, если все события, имеющие вид исчезновений  $\pi^+$ -мезонов, отнести к процессу типа 2, который в основном должен проявляться подобным образом. Это предположение оправдано тем, что сечение процесса исчезновения  $\pi^+$ -мезонов, найденное в данной работе  $\sigma_{\text{исч.}}^+ = 3,8_{-1,2}^{+1,3} \times 10^{-27} \text{ см}^2$ , не противоречит сечению процесса типа 2, полученному в работе /23/. Разделение событий типа 1, 2 на пучке  $\pi^-$ -мезонов производилось при предположении, что процесс типа 2 проявляется в виде событий с числом лучей 0 и имеет сечение такое же, как на пучке  $\pi^+$ -мезонов. Полученные распределения событий вида 1 по числу лучей на пучках  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов представлены на рис. 3. Распределения характеризуются средним числом лучей  $i^+ = 2,22_{-0,11}^{+0,13}$  на пучке  $\pi^+$ -мезонов и  $i^- = 0,94_{-0,13}^{+0,14}$  на пучке  $\pi^-$ -мезонов.

## 3. Распределение средней энергии протонов в событиях типа 1 в зависимости от числа лучей.

Из работы /9/ известно, что при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами азота подавляющее большинство образующихся  $\alpha$ -частиц имеет энергию в интервале до 15 Мэв. Если предположить, что при поглощении  $\pi^{\pm}$ -мезонов с энергией 40-70 Мэв ядрами углерода большинство  $\alpha$ -частиц имеет энергию в том же интервале, то следы  $\alpha$ -частиц не будут приниматься за луч, так как длина их в пропане не будет превышать 0,5 мм. Таким образом, следы ионизирующих частиц, регистрируемые как луч, принадлежат более легким однозарядным частицам. Так как методика эксперимента не позволяет различать эти частицы, в дальнейшем предполагалось, что все лучи являются следами протонов. При этом предположении по длине луча определялась энергия частиц, остановившихся в пузырьковой камере, и нижнее значение энергии частиц, выходящих из нее. На основе полученных данных были вычислены усредненные значения минимальных энергий протонов  $T_{\text{min}}$  в событиях вида 1 в зависимости от числа лучей. Результаты этих вычислений сведены в таблицу 1. В этой таблице приводятся также усредненные значения максимальных энергий протонов  $T_{\text{max}}$ , при определении которых энергия выходящих из пузырьковой камеры частиц полагалась равной 90 Мэв. В том случае, когда кинетическая энергия всех частиц, образующих следы, с учетом энергии выхода их из ядра углерода оказывалась больше полной энергии  $\pi^{\pm}$ -мезонов, значение суммарной энергии выходящих протонов определялось по балансу энергии.

На основании данных, полученных в результате измерения энергии частиц по длине луча в пузырьковой камере, был построен также энергетический спектр протонов в событиях типа 1 на пучке  $\pi^-$ -мезонов (рис. 4). Искажения этого спектра, обусловленные выходящими из пузырьковой камеры протонами не учитывались, так как количество таких протонов в приведенном спектре невелико. На пучке же  $\pi^+$ -мезонов такими искажениями энергетического спектра протонов пренебрегать нельзя ввиду значительного количества выходящих из пузырьковой камеры частиц. Поэтому энергетический спектр протонов на  $\pi^+$ -мезонах в работе не приводится.

#### 4. Угловые распределения лучей в событиях типа 1

На рис. 5 представлены распределения лучей в опознанных событиях типа 1 по углу  $\theta$ , являющемуся проекцией угла  $\Theta$  между следом  $\pi^+$ -мезона и следом частицы в конце процесса на плоскость, параллельную плоскости пленки. Как видно из приведенного рисунка, угловые распределения лучей существенно отличаются друг от друга. Количественно это различие можно характеризовать степенью анизотропии  $a = \frac{P_V - P_H}{P_V + P_H}$ , где  $P_V$  и  $P_H$  - суммарное число лучей соответственно в переднюю и заднюю полусферы относительно направления  $\pi^+$ -мезонов. Степень анизотропии для всех опознанных событий на пучке  $\pi^+$ -мезонов оказалась  $a^+ = 0,164 \pm 0,034$ , а на пучке  $\pi^-$ -мезонов  $a^- = 0,030 \pm 0,065$ . Чтобы проследить, как изменяется анизотропия в зависимости от числа лучей  $i$  во взаимодействиях, вычислялись величины  $a_i^+$  для событий с различным числом лучей. Результаты вычислений с ошибками, обусловленными статистикой, сведены в таблицу 2. Для сравнения в этой же таблице приводятся величины анизотропии, полученные в работах /10,11/.

В работе /10/ было высказано предположение, что одним из главных источников наблюдаемой анизотропии является выбивание протонов из ядер углерода  $\pi^+$ -мезонами перед их поглощением. Для проверки этого предположения в данной работе определялось  $\sigma_{ну}$  сечение неупругого рассеяния  $\pi^+$ -мезонов, приводящего к вылету из ядер углерода протонов с пробегом в пропане  $\geq 2$  мм. Верхнее значение  $\sigma_{ну}$  оказалось равным  $6 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>. При найденной величине  $\sigma_{ну}$  количество событий поглощения, содержащих протоны с пробегом в пропане  $\geq 2$  мм, выбитые из ядер углерода  $\pi^+$ -мезонами перед их поглощением, не превышает 1% от всех событий поглощения. Поэтому такой процесс не может являться главным источником наблюдаемой анизотропии.

По-видимому, существуют два основных источника анизотропии протонов, вылетающих из ядер углерода при поглощении  $\pi^+$ -мезонов.

1. В системе центра масс  $\pi^+$ -мезона и поглощающей его пары одноименных нуклонов внутренние первичные протоны летят с большей вероятностью в переднюю полусферу относительно направления движения  $\pi^+$ -мезона, чем в заднюю. Это можно видеть из рассмотрения реакции  $n + p \rightarrow \pi^+ + n + n$ , обратной реакции поглощения  $\pi^+$ -мезона парой одноименных нуклонов. В системе центра масс сталкивающихся нуклонов в этой реакции  $\pi^+$ -мезоны летят с большей вероятностью в заднюю полусферу относительно направления падающего нейтрона, чем в переднюю.



2. Наличие импульса у падающего  $\pi^+$ -мезона приводит к тому, что протоны из ядер углерода вылетают с большей вероятностью в переднюю полусферу относительно направления  $\pi^+$ -мезона, чем в заднюю.

Перечисленные источники анизотропии должны иметь место также при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами углерода. Однако знаки анизотропии внутренних первичных протонов, обусловленной первым источником анизотропии при поглощении  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов, должны быть противоположными. Это приводит к различным знакам анизотропии заряженных частиц от первого и второго источников анизотропии при поглощении  $\pi^-$ -мезонов. В результате суммарная анизотропия заряженных частиц при поглощении  $\pi^-$ -мезонов должна быть меньше, чем при поглощении  $\pi^+$ -мезонов.

В данной работе было построено также распределение найденных на пучке  $\pi^+$ -мезонов событий типа 1 с числом лучей равным 2 в зависимости от угла  $\beta$  между лучами. Полученное распределение представлено на рис.6. Наблюдаемый на этом рисунке максимум при  $\beta \approx 150^\circ$  можно объяснить, предположив, что поглощение  $\pi^-$ -мезонов внутри ядер углерода происходит парами нуклонов.

#### Анализ распределений событий вида 1 по числу лучей

Распределения событий вида 1 по числу лучей зависят: от рассеяния  $\pi^\pm$ -мезонов перед поглощением на нуклонах, которое приводит к вылету из ядер заряженных частиц, от количественного и качественного состава групп нуклонов, получающих энергию  $\pi^\pm$ -мезонов при их поглощении, и от последующего распределения этой энергии между остальными нуклонами ядра. Анализ событий вида 1 по числу лучей проводился при следующих предположениях.

1. На первой стадии процесса поглощения  $\pi^\pm$ -мезонов их полная энергия передается только парам нуклонов. В результате этого в ядре возникают два быстрых внутренних первичных нуклона и остаток из 10 нуклонов.

2. Взаимодействие внутренних первичных нуклонов с нуклонами остатка ядра приводит на второй стадии к вылету из него только нейтронов и однозарядных частиц. Для простоты изложения в дальнейшем все однозарядные частицы будут называться протонами. Рассматриваются такие процессы, в которых из ядра углерода вылетают:

##### на один первичный протон

- а) один протон
- б) один нейтрон
- в) протон и нейтрон
- г) два протона

##### на один первичный нейтрон

- а') один нейтрон
- б') один протон
- в') протон и нейтрон
- г') два нейтрона.

3) Вылет протонов и нейтронов, обусловленных рассеянием  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов в ядрах углерода перед их поглощением, не учитывался ввиду малой вероятности этих процессов.

Для описания распределений событий вида 1 по числу лучей введем следующие параметры.

$\eta^{\pm}$  - вероятность передачи полной энергии  $\pi^{\pm}$ -мезонов на первой стадии процесса поглощения парам разноименных нуклонов ( $n\bar{p}$ ). Если принять вероятность поглощения  $\pi^{\pm}$ -мезонов в ядре углерода равной 1, то, согласно предположению 1, вероятность передачи полной энергии  $\pi^{\pm}$ -мезонов парам одноименных нуклонов будет  $(1 - \eta^{\pm})$ .

$\xi$  - отношение вероятности процесса в) [ в' ) ] к числу нейтронов [ протонов ] в остатке ядра.

$\zeta$  - отношение вероятности процессе г) [ г' ) ] к числу протонов [ нейтронов ] в остатке ядра.

$\kappa$  - отношение вероятности процесса б) [ б' ) ] к произведению суммы вероятностей процессов а) и б) [ а' ) и б' ) ] на число нейтронов [ протонов ] в остатке ядра.

Используя введенные параметры  $\eta$ ,  $\xi$ ,  $\zeta$ ,  $\kappa$ , можно представить вероятности  $W_i^{\pm}$ -событий типа 1 с числом лучей  $i$  в виде:

$$W_0^+ = 25 \cdot \eta^+ \cdot \kappa^2 \cdot (1 - 5\xi - 5\zeta)^2 + (1 - \eta^+) \cdot [ 4 \cdot \kappa \cdot (1 - 6\kappa)(1 - 6\xi - 4\zeta)(1 - 4\xi - 6\zeta) + 16\kappa \cdot \zeta(1 - 4\xi - 6\zeta) ]$$

$$W_1^+ = \eta^+ \cdot [ 10\kappa \cdot (1 - 5\kappa)(1 - 5\xi - 5\zeta)^2 + 50\kappa \cdot \xi \cdot (1 - 5\xi - 5\zeta) ] +$$

$$+ (1 - \eta^+) [ 24 \cdot \kappa^2 \cdot (1 - 6\xi - 4\zeta)(1 - 4\xi - 6\zeta) + (1 - 4\kappa)(1 - 6\kappa)(1 - 6\xi - 4\zeta)(1 - 4\zeta)(1 - 4\xi - 6\zeta) +$$

$$+ 24 \cdot \kappa \cdot \xi \cdot (1 - 4\xi - 6\zeta) + 4\zeta \cdot (1 - 4\kappa)(1 - 4\xi - 6\zeta) + 4\xi \cdot (1 - 6\kappa)(1 - 6\xi - 4\zeta) + 16 \cdot \xi \cdot \zeta ] ;$$

$$W_2^+ = \eta^+ \cdot [ (1 - 5\kappa)^2 \cdot (1 - 5\xi - 5\zeta)^2 + 10 \cdot \xi \cdot (1 - 5\kappa) \cdot (1 - 5\xi - 5\zeta) + 50\kappa \cdot \zeta \cdot (1 - 5\xi - 5\zeta) + 25 \cdot \xi^2 ] +$$

$$+ (1 - \eta^+) \cdot [ 6\kappa \cdot (1 - 4\kappa)(1 - 6\xi - 4\zeta)(1 - 4\xi - 6\zeta) + 24 \cdot \kappa \cdot \xi \cdot (1 - 6\xi - 4\zeta) +$$

$$+ 6\xi \cdot (1 - 4\kappa)(1 - 4\xi - 6\zeta) + 6\zeta \cdot (1 - 6\kappa)(1 - 6\xi - 4\zeta) + 24 \cdot \zeta^2 + 24 \cdot \xi^2 ] ;$$

$$W_3^+ = \eta^+ \cdot [ 10\zeta \cdot (1 - 5\kappa)(1 - 5\xi - 5\zeta) + 50 \cdot \xi \cdot \zeta ] + (1 - \eta^+) [ 36 \cdot \kappa \cdot \zeta \cdot (1 - 6\xi - 4\zeta) + 36 \cdot \xi \cdot \zeta ] ;$$

$$W_4^+ = 25 \cdot \eta^+ \cdot \zeta^2 ;$$

$$W_0^- = \eta^- \cdot [ (1 - 5\kappa)^2 \cdot (1 - 5\xi - 5\zeta)^2 + 10 \cdot \zeta \cdot (1 - 5\kappa)(1 - 5\xi - 5\zeta) + 25 \cdot \zeta^2 ] +$$

$$+ (1 - \eta^-) \cdot [ (1 - 4\xi - 6\zeta)(1 - 6\xi - 4\zeta)(1 - 4\kappa) \cdot 6\kappa + 36 \cdot \kappa \cdot \zeta \cdot (1 - 4\zeta - 6\xi) ] ;$$

$$W_1^- = \eta^- \cdot [ 10\kappa \cdot (1 - 5\kappa)(1 - 5\xi - 5\zeta)^2 + 50\kappa \cdot \zeta \cdot (1 - 5\xi - 5\zeta) + 10\xi \cdot (1 - 5\kappa)(1 - 5\xi - 5\zeta) +$$

$$+ 50 \cdot \xi \cdot \zeta ] + (1 - \eta^-) [ 24 \cdot \kappa^2 \cdot (1 - 4\xi - 6\zeta)(1 - 6\xi - 4\zeta) + (1 - 4\kappa)(1 - 6\kappa)(1 - 4\xi - 6\zeta)(1 - 6\xi - 4\zeta) +$$

$$+ 6\zeta \cdot (1 - 6\kappa)(1 - 4\zeta - 6\xi) + 6 \cdot \xi \cdot (1 - 4\kappa)(1 - 4\xi - 6\zeta) + 24 \cdot \kappa \cdot \xi \cdot (1 - 4\zeta - 6\xi) + 36 \cdot \xi \cdot \zeta ] ;$$

$$W_2^- = \eta^- \cdot [ 25 \cdot \kappa^2 \cdot (1 - 5\xi - 5\zeta)^2 + 50\kappa \cdot \xi \cdot (1 - 5\xi - 5\zeta) + 25 \cdot \xi^2 ] +$$



$$+ (1 - \eta^-)[4\kappa \cdot (1 - 6\kappa)(1 - 4\xi - 6\zeta)(1 - 4\zeta - 6\xi) + 24 \cdot \kappa \cdot \xi \cdot (1 - 4\xi - 6\zeta) + 4\xi \cdot (1 - 6\kappa)(1 - 4\zeta - 6\xi) + 4\zeta \cdot (1 - 4\kappa)(1 - 4\xi - 6\zeta) + 24 \cdot \xi^2 + 24 \cdot \zeta^2];$$

$$W_3^- = (1 - \eta^-) \cdot [16 \cdot \xi \cdot \zeta + 16 \cdot \kappa \cdot \zeta \cdot (1 - 4\xi - 6\zeta)].$$

Полагая в написанных выражениях  $\eta^+ = \eta^- = \eta$ , можно из экспериментальных распределений событий типа 1 по числу лучей определить методом наименьших квадратов величины параметров  $\eta, \xi, \zeta, \kappa$ . Представляет интерес рассмотрение зависимости указанных параметров от минимальной длины луча. Для этого были дополнительно построены распределения событий типа 1 по числу лучей при минимальных длинах луча 4, 5, 6, 7, 11 мм. Величины параметров  $\eta, \xi, \zeta, \kappa$  вычислялись для каждого из полученных распределений событий типа 1 по числу лучей. Зависимость этих параметров от кинетической энергии протона  $T_{min}$ , пробег которого в пропане равен минимальным длинам луча 2, 4, 5, 6, 7, 11 мм, представлена на рис. 7. При выбранных минимальных длинах лучей взвешенные суммы квадратов отклонений  $\chi^2$  экспериментальных данных от теоретических величин  $W_i^\pm$  принимают соответственно значения: 9,7; 1,6; 0,8; 3,2; 4,3; 5,2. Сравнивая полученные значения со средней величиной  $\overline{\chi^2} = 5$ , которая характеризует  $\chi^2$ -распределение, можно заключить, что положенные в основу теоретического анализа предположения не противоречат экспериментальным данным. Поэтому имеет смысл рассмотреть более детально зависимость каждого из параметров от  $T_{min}$ .

С изменением  $T_{min}$  распределения событий типа 1 по числу лучей сильно деформируются. Эту деформацию можно видеть из сопоставления распределений событий типа 1 по числу лучей при минимальных длинах лучей 2 мм и 11 мм, приведенных соответственно на рис. 3 и 8. Несмотря на это, величины параметра  $\eta$  в пределах экспериментальных ошибок ложатся на прямую, проведенную на уровне среднего взвешенного  $\eta = 0,65$ . Наблюдаемая независимость параметра  $\eta$  от  $T_{min}$  означает, что сделанные при анализе предположения правильно отражают физику процесса поглощения  $\pi^\pm$ -мезонов ядрами углерода. В связи с этим распределения событий типа 1 по числу лучей независимо от  $T_{min}$  следует характеризовать одним средневзвешенным значением  $\eta = 0,65 \pm 0,10$ . Ошибка  $\Delta\eta$  вычислялась не как ошибка средневзвешенного  $\Delta\eta_1$ , а по формуле  $\Delta\eta = \sqrt{(\Delta\eta_1)^2 + (\Delta\eta_2)^2}$ , включающей, кроме  $\Delta\eta_1$ , среднюю ошибку  $\Delta\eta_2$  параметра  $\eta$  при различных значениях  $T_{min}$ , так как соответствующие величины  $\eta$  не являются независимыми.

Значения параметров  $\xi$  и  $\zeta$ , как видно из рис. 7, обращаются в нуль при  $T_{min}$  около 25 Мэв. Это означает, что энергия одного из двух нуклонов, вылетающих из ядра углерода на один первичный нуклон в процессах  $\nu, \nu'$  и  $\gamma, \gamma'$ , не превышает 25 Мэв. Энергия другого нуклона, как правило, должна быть больше 25 Мэв, так как в противном случае распределения событий вида 1 по числу лучей находились бы в противоречии со сделанными при их анализе предположениями.

При  $T_{min} = 0$ , как показывает линейная экстраполяция, параметры  $\xi$  и  $\zeta$  достигают каждой величины порядка 0,1. Такой результат может служить некоторым указанием на то,

что вероятность взаимодействия внутреннего первичного нуклона с нуклонами остатка ядра, когда энергетически возможен вылет из ядра двух или более нуклонов на один первичный нуклон при  $T_{min} = 0$  составляет величину порядка 1. Это означает, что при  $T_{min} = 0$  либо вероятность процессов а), [а') и б), [б') близка к нулю, либо в процессах а), [а') и б), [б') остаточное ядро в большинстве случаев образуется в возбужденном состоянии. Аналогичный вывод можно сделать, если проэкстраполировать представленную на рис. 9 зависимость средних чисел лучей  $i^+$  и  $i^-$  от  $T_{min}$  в область  $T_{min} < 9$  Мэв. Линейная экстраполяция показывает, что сумма  $i^+$  и  $i^-$  принимает значение порядка 4 при  $T_{min} = 0$ . Этот результат подтверждает вывод, сделанный при экстраполяции зависимости параметров  $\xi$  и  $\zeta$  от  $T_{min}$ , так как сумма  $i^+$  и  $i^-$  представляет среднее число заряженных и нейтральных частиц в событиях вида 1, в чем нетрудно убедиться, если придерживаться представлений, лежащих в основе анализа распределений этих событий по числу лучей.

Величины параметра  $\kappa$  в пределах экспериментальных ошибок не отличаются от нуля. Это указывает на то, что из двух разноименных нуклонов в процессах в) и в'), более энергичным в большинстве случаев является нуклон, одноименный с внутренним первичным нуклоном. Для подкрепления полученного результата на основе представлений, развитых при анализе распределений событий типа 1 по числу лучей, рассчитывалось число протонов  $P^\pm$  в интервале энергий 9-25 Мэв. Расчетные значения  $P^+$  и  $P^-$  находились при трех различных предположениях о долях протонов  $K_{B)^\pm}^\pm$ ,  $K_{B')^\pm}^\pm$ ,  $K_{Г)^\pm}^\pm$  в интервале энергий 9-25 Мэв от полного числа протонов соответственно в процессах в), в') и г):

$$\begin{aligned} \text{I} \quad K_{B')^\pm}^\pm &= 1 ; & K_{B)^\pm}^\pm &= 0 ; & K_{Г)^\pm}^\pm &= 0,5 , \\ \text{II} \quad K_{B')^\pm}^\pm &= 0,5 ; & K_{B)^\pm}^\pm &= 0,5 ; & K_{Г)^\pm}^\pm &= 0,5 , \\ \text{III} \quad K_{B')^\pm}^\pm &= 0 ; & K_{B)^\pm}^\pm &= 1 ; & K_{Г)^\pm}^\pm &= 0,5 . \end{aligned}$$

Результаты расчетов приводятся в таблице 3 вместе с экспериментальными данными. Из таблицы видно, что наилучшее согласие экспериментальных и расчетных данных наблюдается при первом предположении. Этот результат подтверждает вывод, сделанный при обсуждении параметра  $\kappa$ .

#### Анализ распределений средней энергии протонов в событиях вида 1 в зависимости от числа лучей

Опираясь на представления, развитые при анализе распределений событий вида 1 по числу лучей  $i$ , можно написать выражения для средней энергии протонов  $T_i^\pm$  в этих взаимодействиях, если ввести понятия:

- 1) эффективной энергии  $U_1$  протона в процессах а) и б') ;
- 2) эффективной энергии  $U_2$  протона в процессе в);
- 3) эффективной энергии  $U_3$  протона в процессе в').

Из-за неразличимости протонов в процессе г) имеет смысл говорить только об энергии обоих протонов, которую приближенно можно считать равной сумме эффективных энергий  $U_2$  и  $U_3$ .



Нетрудно видеть, что выражения для  $T_i^{\pm}$  являются функциями 7 параметров  $T_i^{\pm} = F_i(\eta, \xi, \zeta, \kappa, U_1, U_2, U_3)$ , из которых  $U_1, U_2, U_3$  неизвестны. Величины неизвестных параметров  $U_1, U_2, U_3$  в данной работе находились из трех уравнений для  $T_3^+, T_1^-, T_2^-$ . С целью упрощения расчетов полагалось  $\xi = \zeta = 0,055$  и  $\kappa = 0$ . В пределах граничных значений  $T_3^+, T_1^-, T_2^-$  было получено несколько групп величин параметров  $U_1, U_2, U_3$ . Для каждого набора параметров  $U_1, U_2, U_3$  вычислялись средние энергии протонов  $T_1^+, T_2^+, T_4^+, T_3^-$ . Наилучшее согласие расчетных данных с экспериментальными, как показывает их сопоставление, наблюдается при значениях эффективных энергий протонов в следующих пределах:  $U_1 = 65-75$  Мэв,  $U_2 = 39-46$  Мэв,  $U_3 = 14-16$  Мэв. Для примера в таблице 1 приводятся расчетные величины средней энергии протонов в событиях вида 1, соответствующие следующим значениям параметров:  $U_1 = 75$  Мэв,  $U_2 = 41$  Мэв,  $U_3 = 14$  Мэв.

Величина параметра  $U_1$  не противоречит заключению о том, что при  $T_{min} = 0$  либо вероятность процессов а) [а')] и б) [б')] близка к нулю, либо в процессах а) [а')] и б) [б')] остаточное ядро в большинстве случаев образуется в возбужденном состоянии. Наблюдаемое различие в величинах эффективных энергий  $U_2$  и  $U_3$  подтверждает сделанный ранее вывод о том, что из двух разноименных нуклонов, вылетающих из ядра углерода в процессах в) и в'), более энергичным в большинстве случаев является нуклон, одноименный с первичным. Энергия такого нуклона, как правило, превышает 25 Мэв.

В свете полученных результатов легко объяснить представленный на рис. 4 энергетический спектр протонов, вылетающих из ядер углерода при поглощении  $\pi^-$ -мезонов. Согласно представлениям, развитым при анализе распределений событий типа 1 по числу лучей, протоны в этом спектре должны быть обусловлены главным образом процессом в'). В связи с тем, что протоны в этом процессе, как указывалось выше, вылетают из ядра в основном в интервале энергий 9-25 Мэв и ширина этого интервала существенно меньше ширины энергетического спектра, в приведенном спектре наблюдается резкий обрыв при энергии 25 Мэв.

Представляет интерес сравнение при одинаковой энергии взаимодействия внутренних первичных нуклонов и попадающих в ядро извне внешних первичных нуклонов с нуклонами ядер углерода. В настоящей работе средняя энергия внутренних первичных нуклонов принимается равной 97 Мэв. Взаимодействие внешних первичных протонов и нейтронов при энергии, близкой к 97 Мэв, исследовалось соответственно в работах /24/ и /25/. Полученные в этих работах энергетические и угловые распределения протонов (нейтронов) указывают на то, что внешние первичные нейтроны (протоны) взаимодействуют с протонами (нейтронами) внутри ядер углерода как со свободными, если учесть принцип Паули, импульсное распределение нуклонов внутри ядра и вторичные столкновения вылетающих из ядер углерода протонов (нейтронов). Если считать взаимодействия внутренних и внешних первичных нуклонов с нуклонами ядер углерода одинаковыми, то, используя результаты работ /24,25/, можно показать, что в настоящей работе должны выполняться следующие соотношения:  $\kappa = 0,07$ ,  $U_2 = U_3$ ,  $K_{B'}^{\pm} = K_{B}^{\pm} = K_{\Gamma}^{\pm} = 0,5$ . Эти соотношения находятся в противоречии с результатами настоящей работы. Таким образом, можно сделать вывод, что взаимодействия внешних и внутренних первичных нуклонов с нуклонами ядер углерода различны. Это различие

может быть обусловлено структурой ядра углерода. Действительно, при поглощении  $\pi^{\pm}$ -мезонов с энергией 55 Мэв в ядрах углерода угловое распределение внутренних первичных нуклонов относительно прямой, соединяющей их центры, должно быть анизотропным. При наличии структуры ядра эта анизотропия должна приводить к различию в угловых и энергетических распределениях нуклонов, выбиваемых из ядра внутренними и внешними первичными нуклонами.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Б.М.Понтекорво за постоянный интерес к работе и ценные советы; М.Г.Мещерякову, С.С.Герштейну, В.Г.Соловьеву за обсуждение результатов работы; Ю.Д.Прокошкину за вывод пучков  $\pi^{\pm}$ -мезонов; Е.П. Жидкову, А.Ф.Лукьянцеву за помощь при обработке экспериментальных данных на электронной счетной машине. Мы рады поблагодарить В.И. Трифонова, А.И.Шарова за помощь при проведении эксперимента и Э.А.Бурову за обработку стереофотографий, а также коллективы сотрудников под руководством И.А.Панкова и К.А.Байчера, изготовившие пучковую камеру.

Рукопись поступила в издательский  
отдел 3 мая 1963 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. G.Bernardini, F.Levy. Phys. Rev. 84, 610 (1951).
2. B.Rankin, H.Bradner. Phys. Rev. 87, 553 (1952).
3. A.Minguzzi, A.Minguzzi-Ranzi. Nuovo Cim. 10, 1100 (1958).
4. A.Shapiro. Phys. Rev. 84, 1063 (1951).
5. H.Byfield, J.Kessler, L.M.Lederman. Phys. Rev. 86, 17 (1952).
6. F.James Tracy. Phys. Rev. 91, 960 (1953).
7. Н.И. Петров, В.Г. Иванов, В.А. Русаков. ЖЭТФ 37, 957 /1959/
8. F.H.Tenney, J.Tinlot. Phys. Rev. 92, 974 (1953).
9. P.Ammiraju, L.M.Lederman. Nuovo Cim. 4, 283 (1956).
10. Ж.В. Лаберриг-Фролова, М.П. Баландин, С.З. Отвиновский. ЖЭТФ 37, 634 /1959/.
11. Р.Г. Салуквадзе, Д. Нягу. ЖЭТФ, 41, 78 /1961/.
12. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао, Л.Н. Дубровский, Е.Н. Кладницкая, М.И.Соловьев. ЖЭТФ 35, 819 /1958/.
13. Г.А. Блинов, М.Ф. Ломанов, Я.Я. Шаламов, В.А. Шебанов, В.А. Шеголев. ЖЭТФ 35, 880 /1958/.
14. S.Ozaki, R.Weinstein, G.Glass, E.Loh, L.Neimala, A.Wattenberg. Phys. Rev. Lett. 4, 533 (1960).
15. De Sabbata, E.Manaresi, G.Puppi. Nuovo Cim. 10, 1704 (1953).
16. A.F.Dunaitsev, Yu D.Prokoshkin and Tang Syao-wei. Nucl. Instr. and Meth. 8, 11 (1960).
17. W.Spry. Phys. Rev. 95, 1295 (1954).
18. J.H.Tinlot, A.Roberts. Phys. Rev. 95, 137 (1954).
19. D.Bodansky, A.M.Sachs, J.Steinberger. Phys. Rev. 93, 1367 (1954).
20. S.Leonar, D.H.Stock. Phys. Rev. 93, 568 (1954).
21. C.E.Angell, J.P.Perry. Phys. Rev. 92, 8351 (1953).
22. J.Orear, J.J.Lord, A.B.Weaver. Phys. Rev. 93, 575 (1954).



23. A.Roberts, J.Tinlot. Phys. Rev. 90, 951 (1953).  
 24. J.Hofmann and K.Strauch. Phys. Rev. 90, 449 (1953).  
 25. J.Hadley and H.York. Phys. Rev. 80, 345 (1950).

Т а б л и ц а № 1

| <i>i</i>                          | $\pi^+$ - мезоны |    |    |      | $\pi^-$ - мезоны |    |    |
|-----------------------------------|------------------|----|----|------|------------------|----|----|
|                                   | 1                | 2  | 3  | 4    | 1                | 2  | 3  |
| $T_{min}$ ( $\frac{Mэв}{луч}$ )   | 46               | 49 | 34 | 26   | 31               | 26 | 20 |
| $T_{max}$ ( $\frac{Mэв}{луч}$ )   | 57               | 62 | 40 | 28   | 37               | 30 | 20 |
| $T_{расч.}$ ( $\frac{Mэв}{луч}$ ) | 64               | 53 | 37 | 27,5 | 35               | 27 | 23 |

Т а б л и ц а № 2

| <i>i</i>         | $\pi^+$ - мезоны           |                            |                            |                            | По всем<br>лучам           | $\pi^-$ - мезоны           |                            |                             | По всем<br>лучам           |
|------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|-----------------------------|----------------------------|
|                  | 1                          | 2                          | 3                          | 4                          |                            | 1                          | 2                          | 3                           |                            |
| Данная<br>работа | $0,113 \pm$<br>$\pm 0,136$ | $0,129 \pm$<br>$\pm 0,050$ | $0,213 \pm$<br>$\pm 0,061$ | $0,204 \pm$<br>$\pm 0,094$ | $0,164 \pm$<br>$\pm 0,034$ | $0,055 \pm$<br>$\pm 0,089$ | $0,011 \pm$<br>$\pm 0,104$ | $-0,067 \pm$<br>$\pm 0,258$ | $0,030 \pm$<br>$\pm 0,065$ |
| Работа<br>/10/   | 1,00<br>-0,56              | $0,36^{+0,09}$<br>$-0,10$  | $0,36 \pm$<br>$\pm 0,08$   | $0,18 \pm$<br>$\pm 0,09$   | $0,29 \pm$<br>$\pm 0,05$   | -                          | -                          | -                           | -                          |
| Работа<br>/11/   | $0,250 \pm$<br>$\pm 0,199$ | $0,130 \pm$<br>$\pm 0,073$ | $0,095 \pm$<br>$\pm 0,077$ | $0,071 \pm$<br>$\pm 0,108$ | $0,110 \pm$<br>$\pm 0,045$ | -                          | -                          | -                           | -                          |

Т а б л и ц а № 3

|       | Экспериментальные<br>значения | Расчетные значения |                  |                   |
|-------|-------------------------------|--------------------|------------------|-------------------|
|       |                               | Предположение I    | Предположение II | Предположение III |
| $P^+$ | 199                           | 201                | 266              | 332               |
| $P^-$ | 138                           | 139                | 94               | 50                |

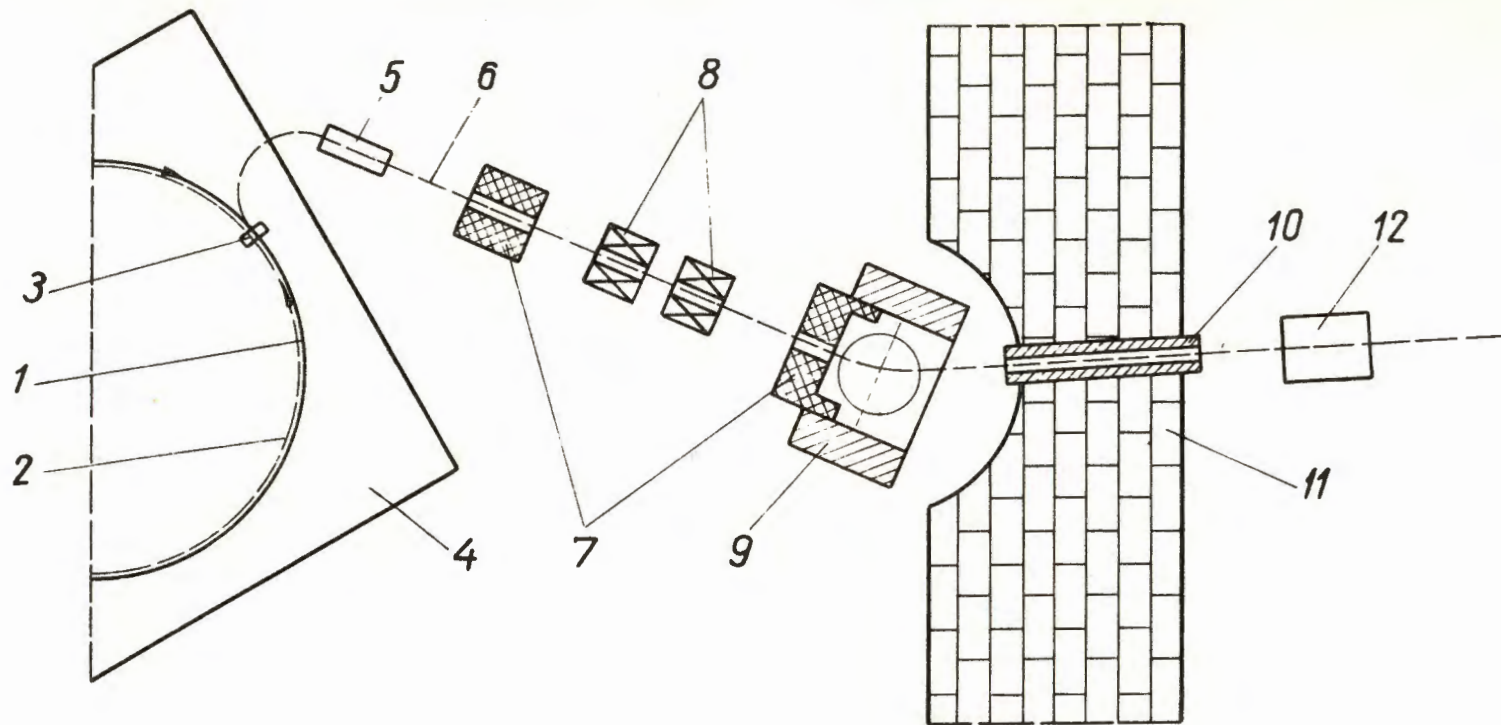


Рис. 1. Схема опыта.

1 - пучок протонов при выводе  $\pi^+$ -мезонов, 2 - пучок протонов при выводе  $\pi^-$ -мезонов, 3 - бериллиевая мишень, 4 - вакуумная камера синхроциклотрона, 5 - стальные насадки, соединенные с ярмом электромагнита синхроциклотрона, 6 - пучок  $\pi^\pm$ -мезонов, 7 - свинцовая защита, 8 - квадрупольные фокусирующие линзы, 9 - отклоняющий электромагнит, 10 - стальной коллиматор, 11 - чугунные плиты в окне четырехметровой бетонной защиты, 12 - пропановая пузырьковая камера.



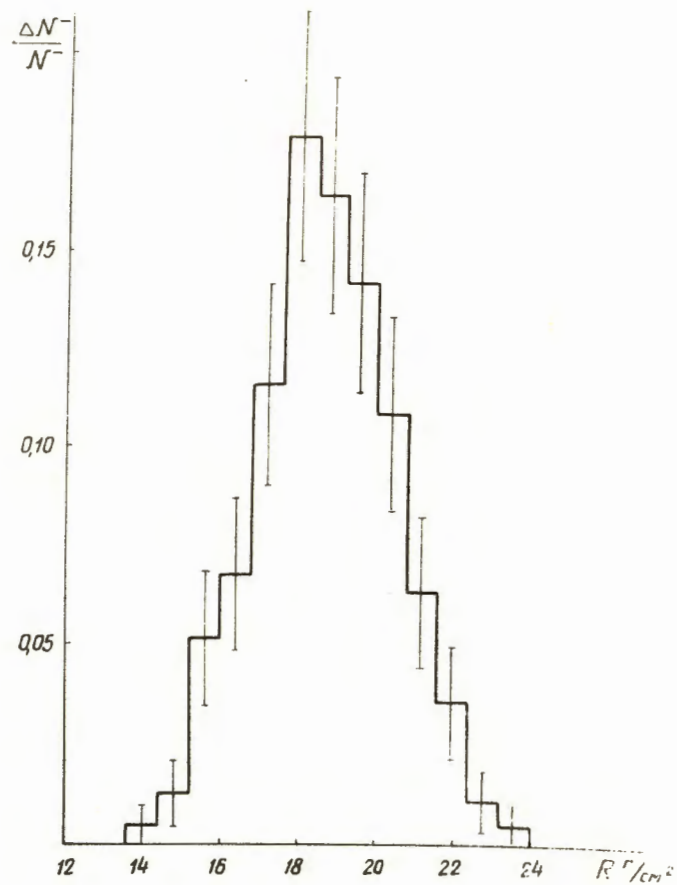
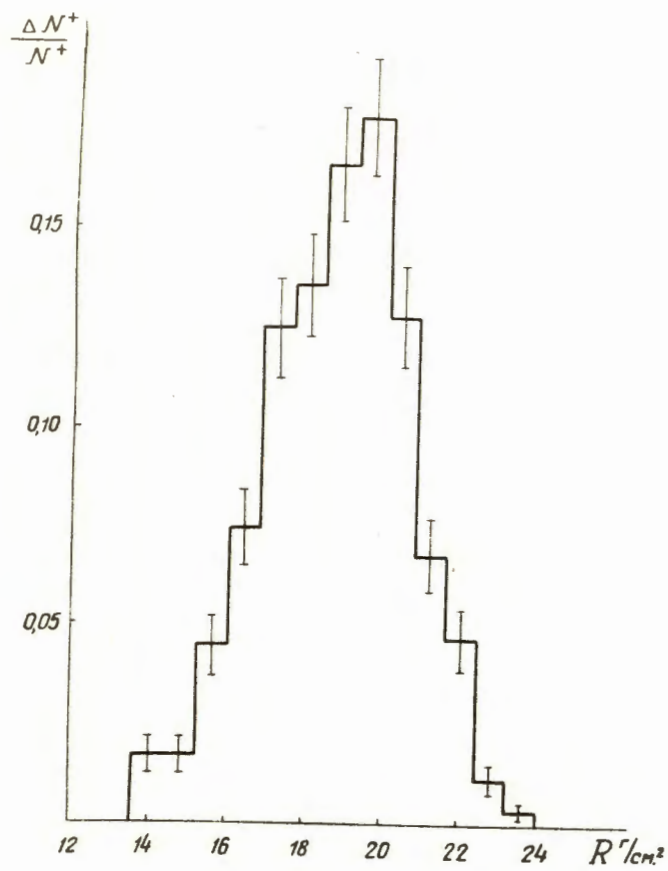


Рис. 2. Дифференциальные кривые пробегов  $\pi^\pm$ -мезонов.  
 $R$  - пробег  $\pi^\pm$ -мезонов в  $\text{г}/\text{см}^2$  пропана;  $\frac{\Delta N^\pm}{N^\pm}$  - относительное число остановок  $\pi^\pm$ -мезонов  
 в интервале  $0,8 \text{ г}/\text{см}^2$  пропана (со статистическими ошибками).

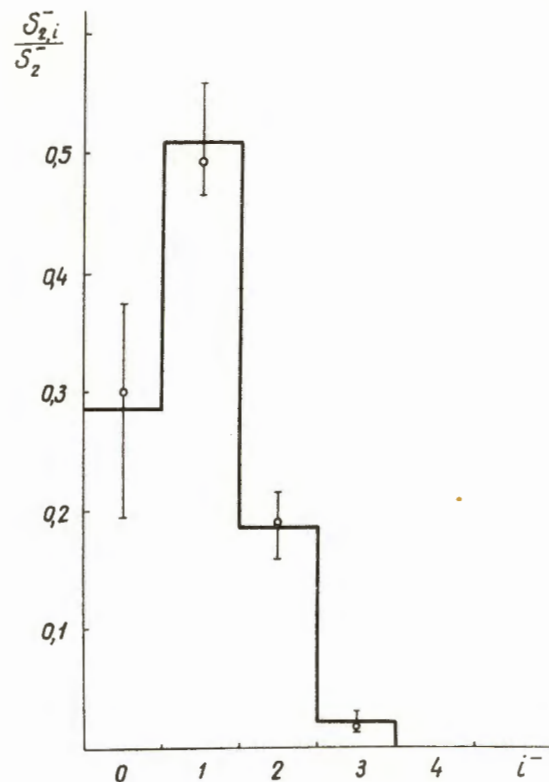
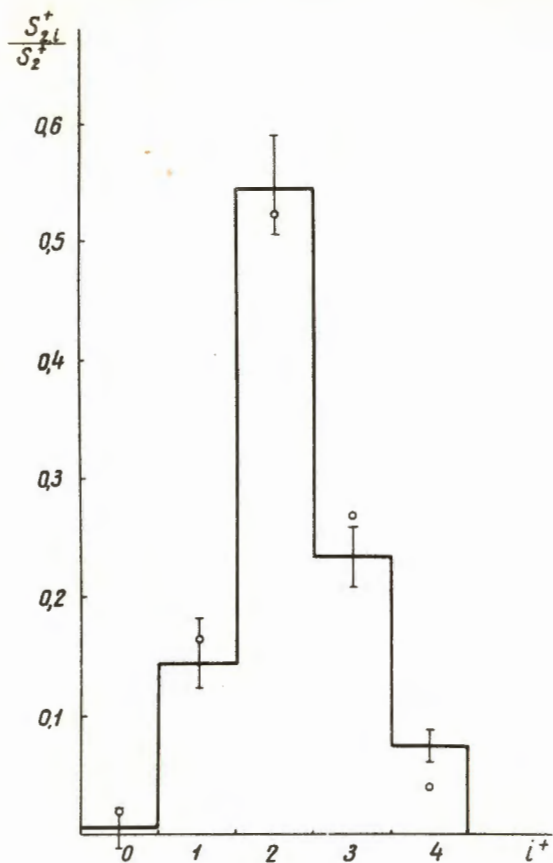


Рис. 3. Распределение взаимодействий, сопровождающихся поглощением  $\pi^\pm$ -мезонов в зависимости от числа лучей при длине луча  $\gg 2$  мм.  $S_{2,i}^\pm$  - число лучей во взаимодействиях;  $\frac{S_{2,i}^\pm}{S_2^\pm}$  - относительное число взаимодействий с числом лучей  $i^\pm$ . Приведенные ошибки обусловлены статистикой и неизвестными событиями. Кружочками отмечены расчетные значения  $\frac{S_{2,i}^\pm}{S_2^\pm}$ .



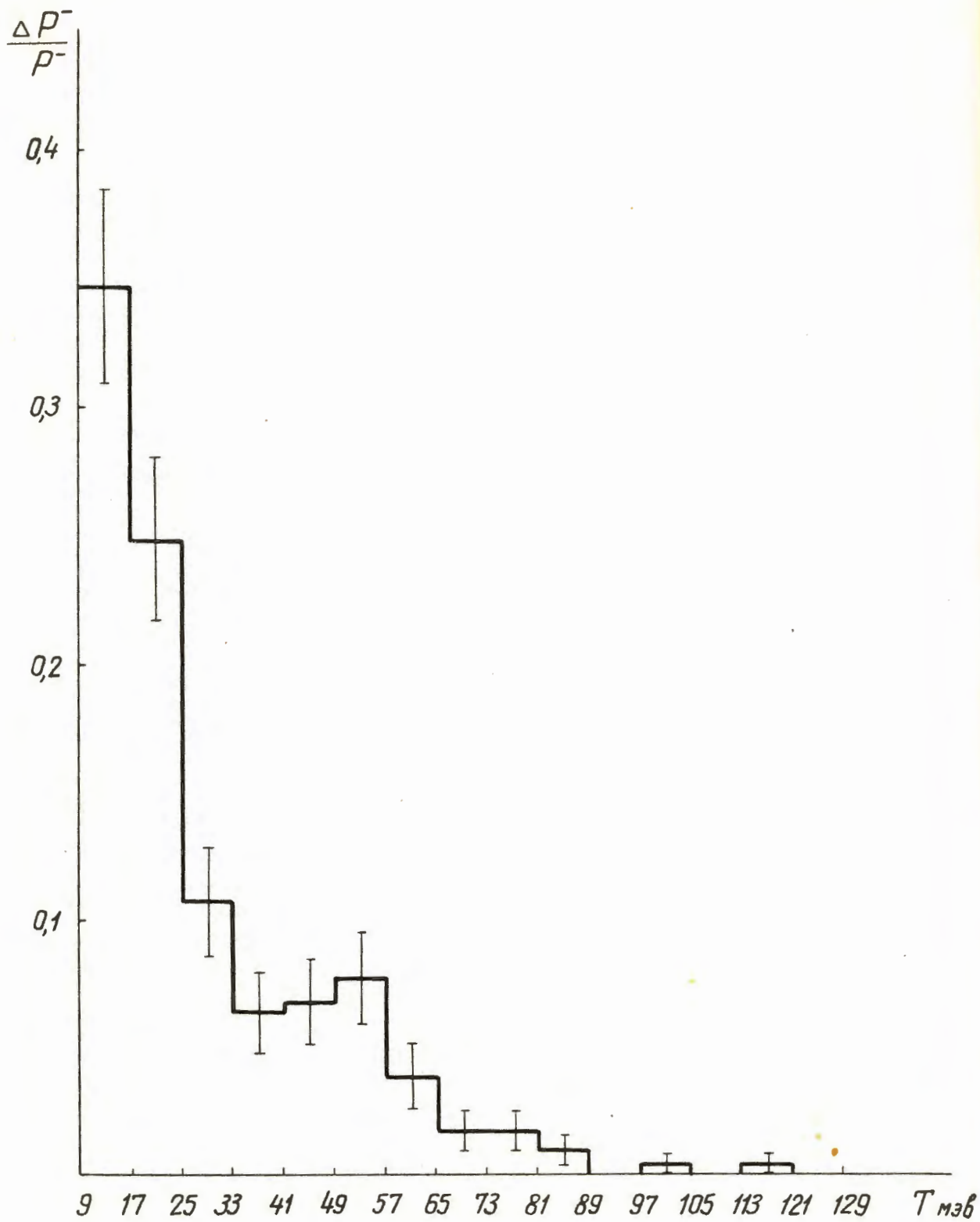


Рис. 4. Энергетический спектр протонов при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядром углерода.  
 $T$  - кинетическая энергия протона в Мэв,  $\frac{\Delta P^-}{P^-}$  - относительное число протонов в интервале энергий 8 Мэв (со статистическими ошибками).

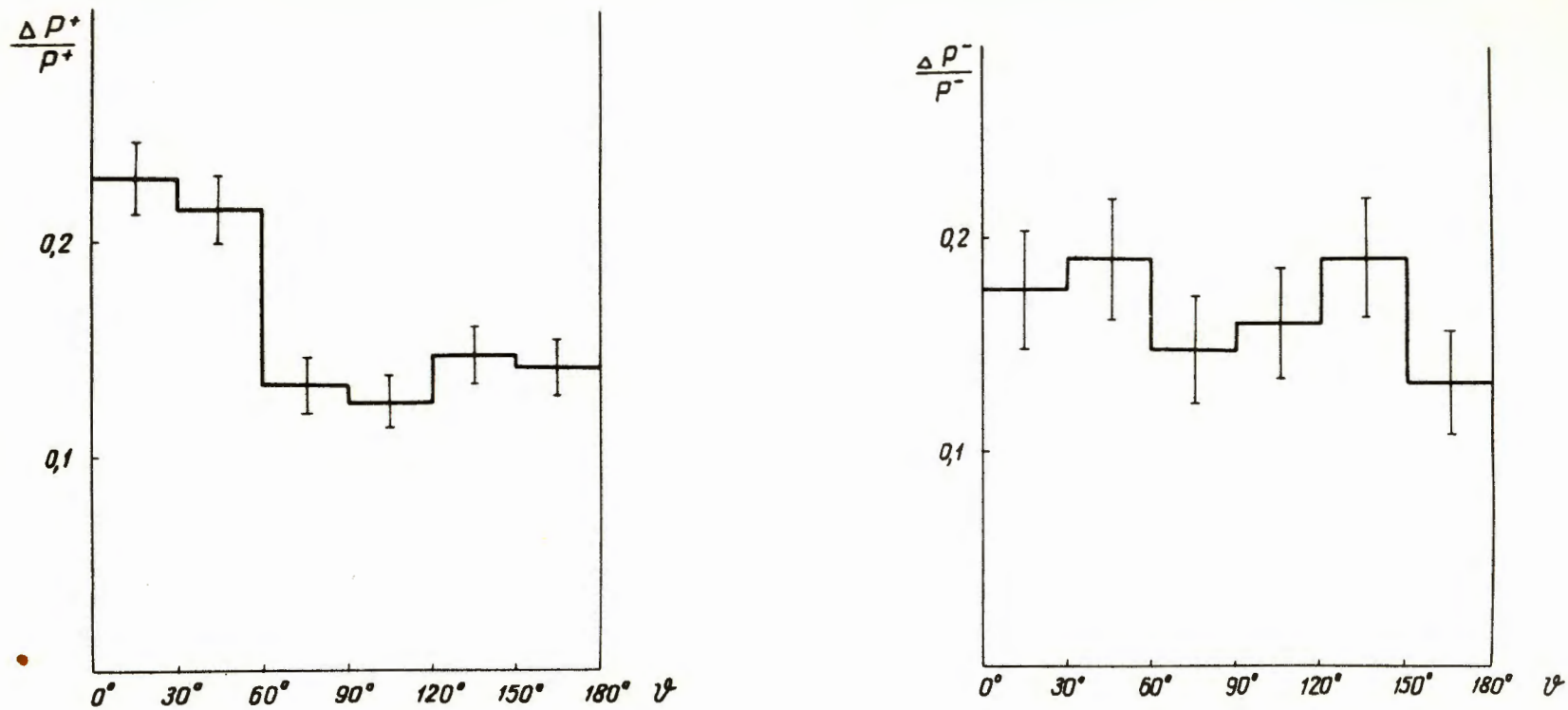


Рис. 5. Угловое распределение лучей в опознанных событиях, сопровождающихся поглощением  $\pi^\pm$ -мезонов ядром углерода.  
 $\theta$  - проекция пространственного угла между следом  $\pi^\pm$ -мезона и лучом на плоскость, параллельную плоскости пленки;  $\frac{\Delta P^\pm}{P^\pm}$  - относительное число лучей в интервале угла  $\theta$   $30^\circ$  (со статистическими ошибками).



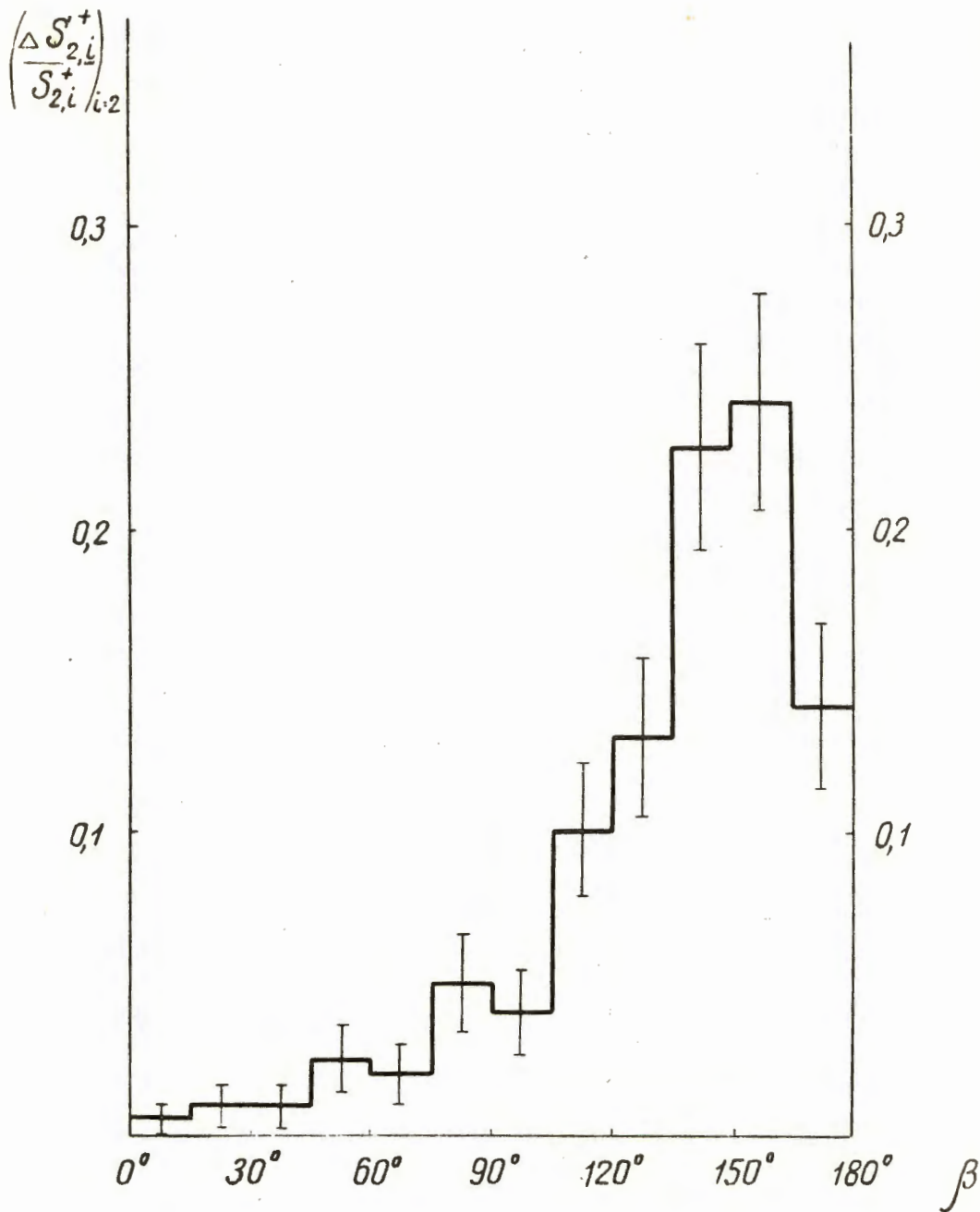


Рис. 6. Распределение двухлучевых событий, сопровождающихся поглощением  $\pi^{+-}$  мезонов ядром углерода в зависимости от пространственного угла между лучами.

$\beta$  - пространственный угол между лучами;  $(\frac{\Delta S_{2,i}^+}{S_{2,i}^+})_{i=2}$  - относительное число событий в интервале угла  $\beta$   $15^\circ$  при длине луча  $\geq 2$  мм. Приведенные ошибки являются статистическими.

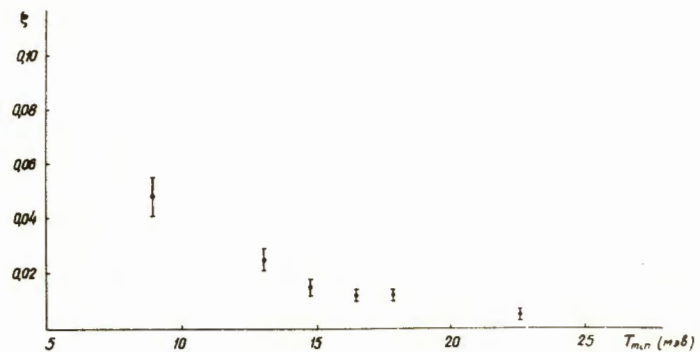
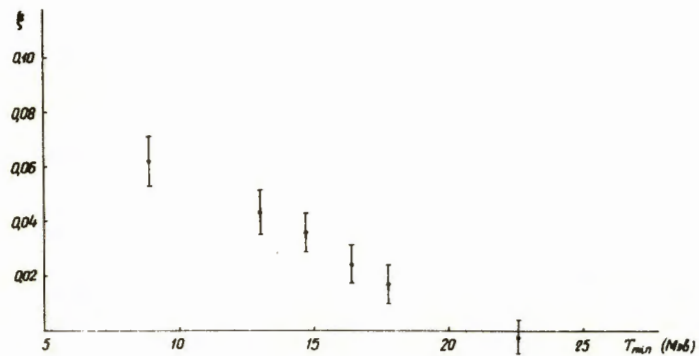
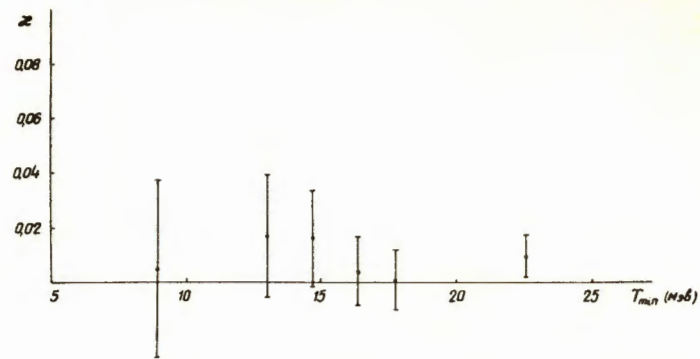
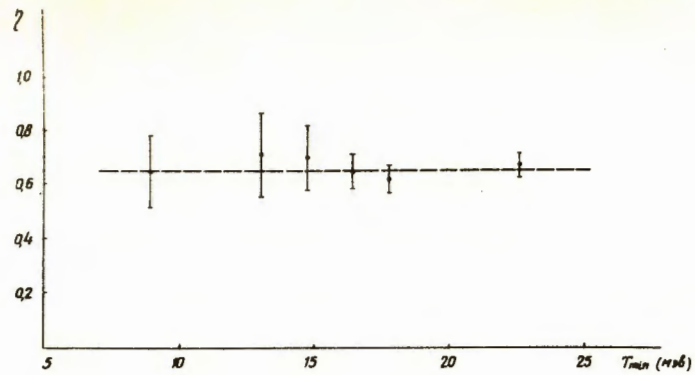


Рис. 7. Зависимость параметров  $\eta$ ,  $\xi$ ,  $\zeta$ ,  $\kappa$  от кинетической энергии  $T_{min}$  протона, пробег которого в пропане равен минимальной длине луча.



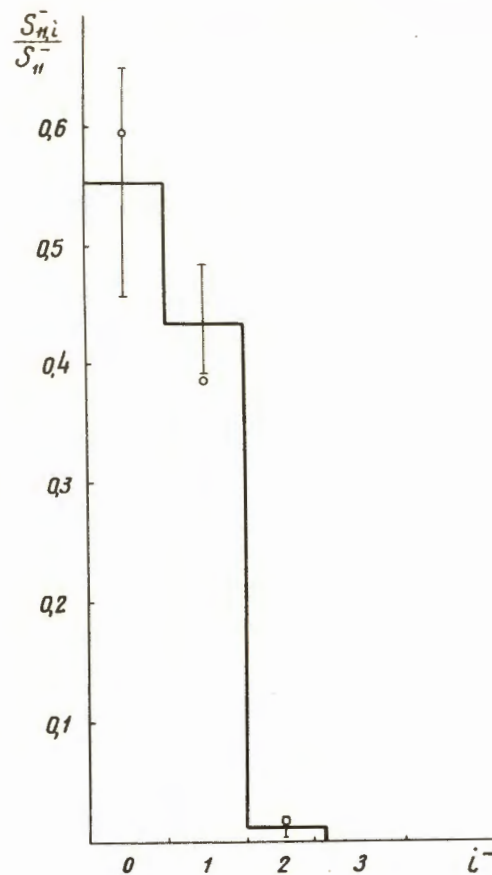
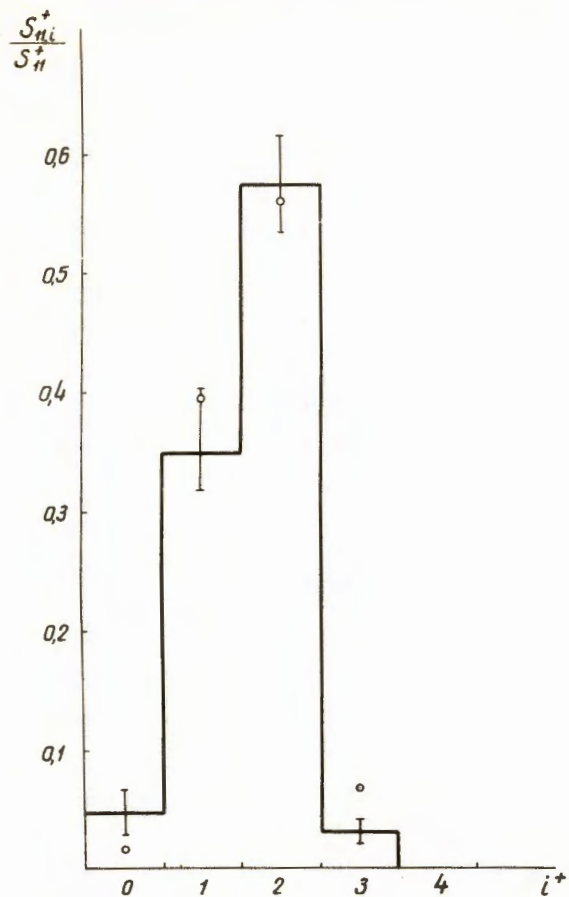


Рис. 8. Распределение взаимодействий, сопровождающихся поглощением  $\pi^\pm$ -мезонов в зависимости от числа лучей при минимальной длине луча  $\geq 11$  мм.  
 $i^\pm$  - число лучей во взаимодействиях;  $\frac{S_{ni}^\pm}{S_n^\pm}$  - относительное число взаимодействий с числом лучей  $i^\pm$ . Приведенные ошибки обусловлены статистикой и неизвестными событиями. Кружочками отмечены расчетные значения  $\frac{S_{ni}^\pm}{S_n^\pm}$ .

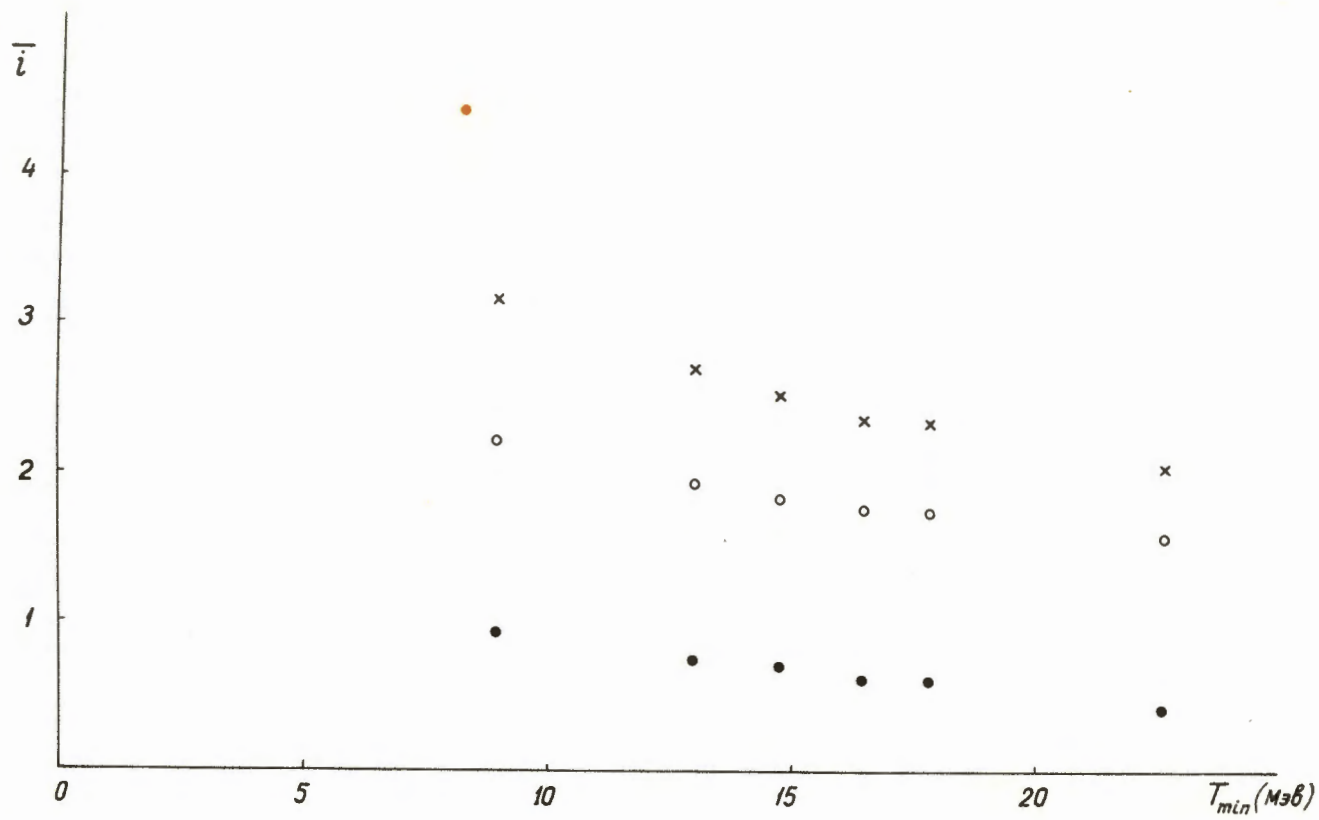


Рис. 9. Зависимость средних чисел лучей от кинетической энергии  $T_{min}$  протона, пробег которого в пропане равен минимальной длине луча.  
 ● - среднее число лучей во взаимодействиях, сопровождающихся поглощением  $\pi^-$ -мезонов ядрами углерода; ○ - то же на пучке  $\pi^+$ - мезонов; × - среднее число заряженных и нейтральных частиц во взаимодействиях, сопровождающихся поглощением  $\pi^\pm$ -мезонов ядрами углерода.