

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

С 346
Б-287

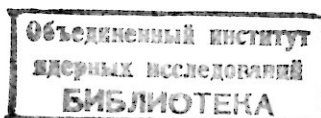
В.А.БАТУСОВ

ДВОЙНАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА П - М Е З О Н О В

Диссертация,
представленная на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математич. наук

В.М.Сидоров



-г.Дубна, 1967г. -

О Г Л А В Л Е Н И Е

	стр.
ВВЕДЕНИЕ.....	4.
<u>ЧАСТЬ I</u>	
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ Π -МЕЗОНОВ.....	8.
ГЛАВА I. ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАБОТ.....	8.
§ 1. Введение.....	8.
§ 2. Расчеты полных и дифференциальных сече- ний двойной перезарядки Π -мезонов при малой энергии.....	10.
§ 3. Расчеты дифференциальных сечений двой- ной перезарядки Π -мезонов при высокой энергии.....	15.
ГЛАВА II. КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ.....	23.
§ 1. Описание модели ядра и характеристики взаимодействия Π -мезона с нуклонами ядра	23.
§ 2. Использование метода Монте-Карло для рас- чета двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах.....	25.
§ 3. Результаты расчета.....	26.
<u>ЧАСТЬ II</u>	
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РЕАКЦИЙ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ Π -МЕЗОНОВ.....	36.
ГЛАВА III. ОБНАРУЖЕНИЕ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ Π -МЕЗОНОВ...	36.
§ 1. Обнаружение двойной перезарядки Π^+ -мезо- нов.....	36.
§ 2. Обнаружение двойной перезарядки Π^- -мезо- нов.....	40.

ГЛАВА IV.	ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ π^+ И π^- -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ В ФОТОЭМУЛЬСИИ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНЫХ π -МЕЗОНОВ 0-176 МЭВ.	44.
§ 1.	Постановка эксперимента.....	44.
§ 2.	Метод поиска событий.....	46.
§ 3.	Полные сечения двойной перезарядки π^+ и π^- -мезонов.....	47.
§ 4.	Энергетические и угловые распределения вторичных π^+ и π^- -мезонов.....	55.
§ 5.	Характеристики "звезд", возникающих в фотоэмульсии в результате двойной перезарядки π^+ и π^- -мезонов.....	64.
§ 6.	Оценка высоты кулоновского барьера.	67.
ГЛАВА V.	ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ π -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ Be , C , Al , Zn , Cd И Pb	73.
§ 1.	Постановка экспериментов.....	73.
§ 2.	Экспериментальные результаты.....	80.
	ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ.....	84.
	ВОЗМОЖНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ π -МЕЗОНОВ НА ОПРЕДЕЛЕННЫХ ЯДРАХ.....	90.
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	94.
	ЛИТЕРАТУРА.....	97.

ВВЕДЕНИЕ

С момента получения мезонных пучков на ускорителях исследования взаимодействий Π -мезонов с нуклонами и сложными ядрами являются предметом широкого и все более возрастающего интереса. Такое положение объясняется тем, что ядерные силы в значительной степени определяются Π -мезонным полем. Поэтому детальное исследование свойств Π -мезонов и их взаимодействий с нуклонами и сложными ядрами может внести значительный вклад в познание природы этих сил.

Наиболее яркие отличительные свойства Π -мезонов от обычно используемых в ядерных исследованиях пучков нуклонов, электронов и γ -квантов, которые дополняют эти исследования, следующие:

- 1) Π -мезон - это сильно взаимодействующий бозон с массой 139,6 Мэв для заряженных мезонов и 135,0 Мэв для нейтральных.
- 2) Он имеет изотопический спин $T=1$ и, следовательно, три зарядовых состояния Π^+ , Π^- и Π^0 .
- 3) Π -мезон является квантом ядерных сил, область действия которого определяется комптоновской длиной волны пиона $\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \sim 1,4 f$.

Можно указать ряд направлений в исследовании взаимодействия Π -мезонов с ядрами, для которых Π -мезоны являются единственным ядерным зондом, позволяющим изучить внутреннюю структуру ядерной материи.

Так например, возможен захват Π^- -мезона на боровскую орбиту ядра с образованием мезоатома. Нуклоны таким свойством не обладают. При исследовании свойств Π -мезоатомов можно изучать распределение зарядов в ядре, подобно опытам с M -мезонами и электронами. Но в отличие от M -мезонов сильно взаимодействующий Π -мезон может быть использован для исследования распределения ядерной плотности. Интересными также являются исследования свойств упругого рассеяния Π -мезонов на ядрах при очень малой энергии (близкой к нулю) ~~или де~~
~~не взаимодействующих~~. Во всех этих случаях низко-энергетический Π -мезон может рассматриваться во многих отношениях как сильно взаимодействующий фотон низкой частоты. Однако заряженные Π -мезоны в отличие от фотонов, проще детектировать и, следовательно, для них проще получить хорошее разрешение по энергии. Поэтому ядерные реакции с участием Π -мезонов легче поддаются кинематическому контролю. Π -мезоны могут, как и фотоны, поглощаться или создаваться в ядрах, обеспечивая при изучении этих процессов контролируемый энергетический баланс. В частности, захват остановившихся Π -мезонов в ядрах дает точное значение выделяющейся при поглощении энергии - 139,6 Мэв.

Сравнение реакций взаимодействия Π^+ и Π^- -мезонов с ядрами дает возможность проводить проверку чистоты состояния по изотопическому спину.

И, наконец, вследствие существования пиона в трех зарядовых состояниях имеется совершенно уникальная возможность исследования реакций двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах.

В схеме сильных взаимодействий для Π -мезонов допускается возможность превращения частицы в античастицу при энергиях меньших, чем порог образования мезонов мезонами. Вследствие этого при взаимодействии с ядрами положительный мезон может превращаться в отрицательный или наоборот. В таких процессах при двойной перезарядке Π -мезонов заряд ядра может измениться на две единицы. Исследование таких переходов с $\Delta T_2 = \pm 2$ в ядрах является важным при изучении структуры ядер, их аналоговых состояний с большим избытком нейтронов или протонов и, возможно, парных корреляций нуклонов в ядрах. Исследования такого рода невозможно проводить с частицами другого сорта.

Таким образом, из этих кратких примеров можно сделать заключение о том, что изучение взаимодействия Π -мезонов с ядрами дает широкие дополнительные возможности для исследования структуры ядра.

Работы, включенные в настоящую диссертацию, были начаты в 1962г., главным образом, для получения экспериментальных сведений о двойной перезарядке Π^+ и Π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии, а также и на отдельных вполне определенных ядрах в интервале энергий первичных Π -мезонов от нуля до порога мезообразования. Вторая задача состояла в проверке различных модельных представлений механизма реакций двойной перезарядки.

К моменту начала данных работ (1962г) сведения о таких реакциях полностью отсутствовали. Результаты работ по исследо-

ванию двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов на различных ядрах опубликованы в печати в 1964-1967 гг и докладывались на международных конференциях по физике высоких энергий (в 1964-1966 гг).

Диссертация состоит из пяти глав, объединенных в две части. В первой части (главы I и II) дан краткий обзор теоретических работ, посвященных двойной перезарядке Π -мезонов, и теоретические оценки, выполненные автором совместно с В.М.Мальцевым и В.И. Кочкиным. Во второй части диссертации описана методика экспериментальных исследований, изложены результаты измерений полных сечений двойной перезарядки мезонов на ядрах в фотоэмульсии и на отдельных ядрах. Получены угловые и энергетические распределения дважды перезарядившихся Π -мезонов. Обсуждаются лучевые распределения "звезд", возникающих в эмульсии в результате двойной перезарядки.

В заключении даются основные результаты и выводы.

Все эксперименты были проведены автором совместно с С.А.Бунятовым, В.М.Сидоровым и В.А.Ярбой. В работе по двойной перезарядке Π^- -мезонов с энергией 50-176 Мэв на ядрах в фотоэмульсии участвовала группа физиков Ясного университета им. Кузи (СРР) Г.Монице, Е.Лезиню и В.Махул.

ЧАСТЬ I

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ П - М Е З О Н О В.

ГЛАВА I

ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАБОТ

§ I. Введение

Вопрос о двойной перезарядке П-мезонов не новый. Он возник еще в 1947 г. при изучении самого первого свойства Π^+ -мезона - распада его на μ -мезон⁽¹⁾. На первых порах существовали попытки объяснить наблюдавшийся в фотоэмульсии $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ -распад двойной перезарядкой отрицательного мезона в сложном ядре. Следовательно, принципиальная возможность таких реакций учитывалась, хотя и указывалось на то, что процесс двойной перезарядки положительных мезонов невероятен.

Позднее, в 1959г., двойная перезарядка была рассмотрена как один из вероятных процессов при взаимодействии Π^+ -мезонов с энергией 280 Мэв на ядрах в фотоэмульсии⁽²⁾.

Особенно широкий интерес, с последующими теоретическими и экспериментальными оценками, приобрела возможность использования процессов двойной перезарядки П-мезонов для исследования структуры ядер в нескольких аспектах. О важности таких исследований было доложено Т.Эринсоном на конференции по физике высокой энергии и структуре ядра в Женеве в 1963 г.⁽³⁾.

Действительно, как было указано в частном сообщении С. Дрелла, А. Де Шали и Х. И. Липкина в 1961 г., в реакциях $\Pi^+ + (A, Z) \rightarrow \Pi^0 + (A, Z + 2)$ и $\Pi^- + (A, Z) \rightarrow \Pi^0 + (A, Z - 2)$ два нейтрона переходят в два протона и наоборот, и поэтому поперечное сечение будет определено зависеть от функций парных корреляций в ядре⁽⁴⁾. Таким образом, уже из первых теоретических работ было ясно, что исследование процессов двойной перезарядки Π -мезонов при столкновении их с ядрами позволяет получить информацию о взаимодействии заряженных и нейтральных Π -мезонов с нуклонами ядра. А знание механизма таких реакций позволит сделать некоторые заключения о структуре ядерной материи и даст возможность получить некоторые сведения о распределении ядерной плотности и заряда по ядру, позволит провести изучение корреляций одноименно заряженных пар нуклонов и исследовать возбуждение подобных изоспиновых состояний. Особый интерес преобретают реакции двойной перезарядки Π -мезонов для образования новых легких ядер с избытком нейтронов или протонов.

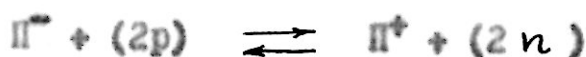
В настоящее время двойную перезарядку Π -мезонов в ядрах в литературе рассматривают в предположении, что этот процесс происходит либо на коррелированных комплексах нуклонов внутри ядра (это может быть пара нуклонов, часть ядра - например " α -кластер" - или все ядро), либо считают, что двойная перезарядка происходит путем последовательных взаимодействий Π -мезона с нуклонами в ядре.

Теоретические работы, посвященные исследованию процессов двойной перезарядки Π -мезонов на различных ядрах, можно условно разделить по энергии первичных мезонов на область малых (10-40) Мэв и область высоких (от 40 до нескольких сотен Мэв) энергий.

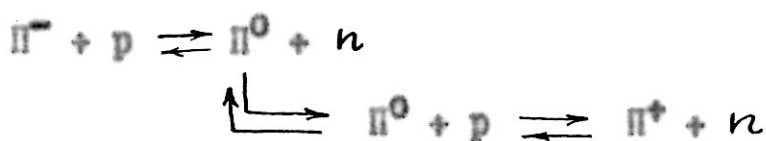
§ 2. Расчеты полных и дифференциальных сечений двойной перезарядки Π -мезонов при малой энергии

Одной из первых теоретических работ, в которой была сделана попытка вычислить сечение двойной перезарядки низкоэнергетических пионов, является работа Кермана и Логана⁽⁵⁾. В ней произведена оценка одиночного и двойного "упругого" зарядово-обменного рассеяния пионов на ядрах, используя оптическую модель. В импульсном приближении авторы построили оптический потенциал, суммируя пион-нуклонные амплитуды рассеяния по нуклонам ядра. Полученные оценки полных сечений двойной перезарядки положительных Π -мезонов с энергией 40 Мэв (без учета кулоновского эффекта) на ядрах железа, олова и свинца по порядку величины равны $1 \mu\text{б}$.

Позднее при описании упругого взаимодействия Π -мезонов низкой энергии с помощью "оптического потенциала" Эрикссон и др.⁽⁶⁾ указали на то, что практически интересным является проявление изоспин-тензорного взаимодействия, которое может вызвать прямую реакцию двойной перезарядки Π -мезонов на двух тесно скоррелированных нуклонах в процессе:



В этих же работах было показано, что до тех пор, пока важны локальные члены во взаимодействии, зависящем от скорости, тензорное взаимодействие мало по сравнению с изовекторным взаимодействием, которое приводит к двойной перезарядке пионов двумя последовательными шагами:



Расчет поперечного сечения двойной перезарядки π -мезонов при низкой энергии пионов (20 + 40) Мэв (рассматривая рассеяние на нуклонных парах ядра-мишени) был выполнен Колтуном и Рейтаном⁽⁷⁾. В данной работе подход к проблеме до некоторой степени был аналогичен анализу, выполненному в работе Кермана и Логана⁽⁵⁾. Используя для пион-нуклонного взаимодействия в S -состоянии полупhenomenологический гамильтониан, предложенный ранее Дреллом и др.⁽⁸⁾, авторы строят во втором борновском приближении амплитуду перехода в виде:

$$\begin{aligned} \langle f, \vec{q}' | T | i, \vec{q} \rangle = & 4\pi (\lambda \mu^{-2})^2 \cdot 2\mu \sum_{i \neq j}^A \int d^3 r_{ij} d^3 R_{ij} \Psi_f^* e^{-i \vec{P} \vec{R}_{ij}} \\ & \times e^{i \vec{Q} \vec{r}_{ij}} e^{i \vec{p} \vec{r}_{ij}} r_{ij}^{-1} \tau_+(i) \tau_+(j) \Psi_i \end{aligned}$$

Здесь используется система центра масс и относительные координаты $\vec{R}_{ij} = \frac{1}{2} (\vec{x}_i + \vec{x}_j)$; $\vec{r}_{ij} = \vec{x}_i - \vec{x}_j$, а $\vec{P} = \vec{q} - \vec{q}'$; $\vec{Q} = \frac{1}{2} (\vec{q} + \vec{q}')$ и $p = (q^2 - \Delta \mu)^{1/2}$,

где \vec{q} и \vec{q}' - первичный и конечный импульсы пиона,

ψ_i и ψ_f - волновые функции ядра,

$\Delta = \omega_q - \omega_{q'}$ - переданная нуклонной паре энергия,

$\tau_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tau_1 + i\tau_2)$ - изоспиновый вектор нуклона и μ - масса

π -мезона. Рассматривается двойная перезарядка пиона из состояния i в состояние f для ядра из A - нуклонов, где первичный π -мезон - положительный.

Первая оценка амплитуды, записанной в таком виде, была сделана в приближении нулевой потери энергии пиона ($q \sim q' \sim 0$).

Тогда

$$\langle f | T | i \rangle \approx 8\pi \lambda^2 \mu^{-2} \sum_{ij} \langle f | \frac{\tau_+(i) \tau_+(j)}{\mu r_{ij}} | i \rangle$$

И амплитуда становится пропорциональной кулоновскому взаимодействию пары протонов, возникающих при двойной перезарядке по схеме:



Для легких ядер ($A < 40$) кулоновская энергия пары может быть вычислена при сравнении энергий связи изобар с $A = 4m + 2$ и $A = 4m + 1$ (m - целое) в незаполненной оболочке⁽⁹⁾:

$$E_{\text{кулон}}^{(2)} = E_B(4m+2n) - E_B(4m+2p) + 2 [E_B(4m+p) - E_B(4m+n)],$$

где E_B - энергия связи, p - протон, n - нейтрон.

По остальным квантовым числам, кроме изотопического спина, матричный элемент диагонален. Это полностью определяет амплитуду процесса и, следовательно, сечение реакции. Для реакции $\pi^+ + O^{18} \rightarrow \pi^- + Ne^{18}$ получена оценка, равная $7,6 \mu^6/\text{ster}$.

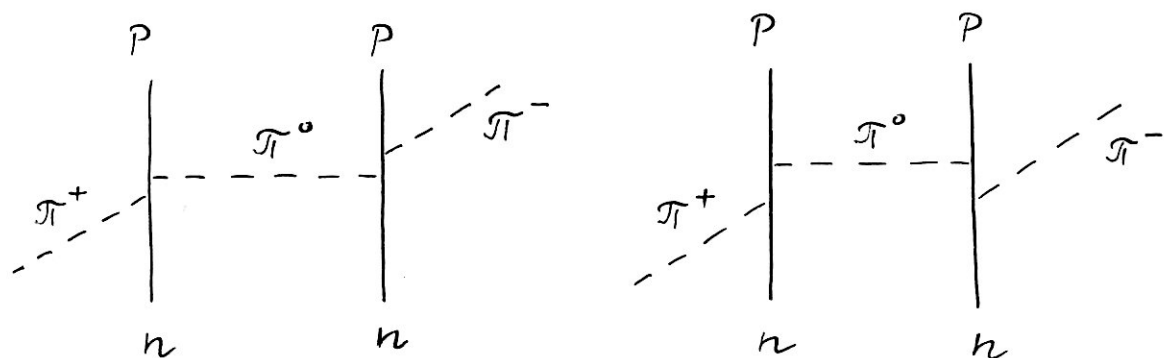
В работе Кохмура⁽¹⁰⁾ двойная перезарядка Π -мезонов рассмотрена в 4-ом порядке теории возмущений по псевдоскалярному нуклон-нуклонному взаимодействию. В нерелятивистском приближении гамильтониан взаимодействия записывается как^(3,11)

$$H = \frac{i G_M}{2 m c} \Psi^+ \sigma \Psi (V_\pi - V_N) \Phi \cdot T$$

а матричный элемент реакции двойной перезарядки Π^+ -мезона на четно-четной ядерной мишени в виде:

$$M = \sum_{l m n} \frac{H_2, \pi_{em}^- H_2, \pi_{ab}^0 H_1, \pi_{em}^0 H_1, \pi_{ab}^+}{\mu^2 c^4 \Delta E_m} - \sum_{l m n} \frac{H_2, \pi_{ab}^0 H_2, \pi_{em}^- H_1, \pi_{em}^0 H_1, \pi_{ab}^+}{\mu^2 c^4 \Delta E_m} - \sum_{l m n} \frac{H_2, \pi_{em}^- H_2, \pi_{ab}^0 H_1, \pi_{ab}^+ H_1, \pi_{em}^0}{\mu^2 c^4 \Delta E_m} - \sum_{l m n} \frac{H_2, \pi_{ab}^0 H_2, \pi_{em}^- H_1, \pi_{ab}^+ H_1, \pi_{em}^0}{\mu^2 c^4 \Delta E_m}$$

где индексы 1 и 2 обозначают соответственно поглощение Π^+ -мезона нуклоном и испускание Π^- -мезона нуклоном, а $\Delta E_m = E_{N_i} - E_{N_m} + E_{\pi^+} - E_{\pi^0}$, причем E_{N_i} - энергия первоначального ядра и E_{N_m} - энергия промежуточного ядра. Такая запись возможна потому, что у всех фейнмановских диаграмм 4-го порядка в нерелятивистском приближении наибольший вклад в матричный элемент реакции двойной перезарядки дают только четыре типа рис.1.



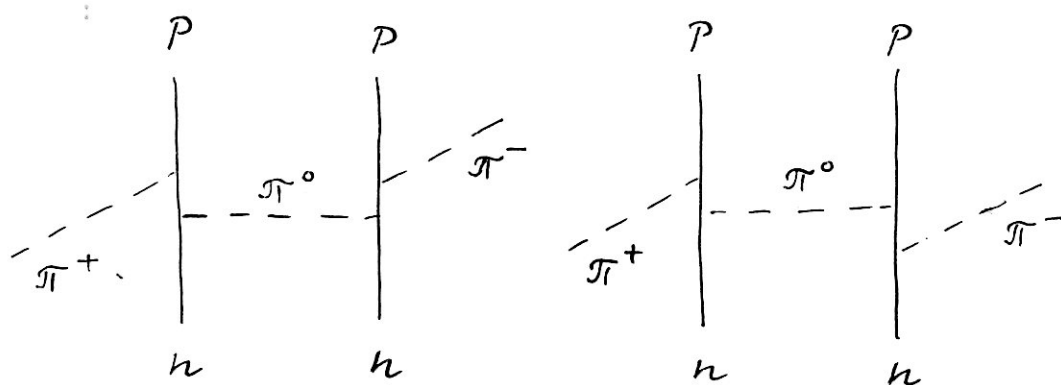


Рис. I. Фейнмановские диаграммы процесса двойной перезарядки π^+ -мезонов в четвертом порядке теории возмущений по псевдоскалярному пион-нуклонному взаимодействию.

Полученная в работе Кохмура⁽¹⁰⁾ оценка для полного сечения двойной перезарядки π^+ -мезона на ядре O^{18} в этом приближении составляет 15 мб при кинетических энергиях первичного и испущенного пиона 10 Мэв. Следует, однако, отметить, что в работе не рассматривался эффект искажения волновой функции падающего пиона кулоновским полем ядра и не учитывалась возможность поглощения перезарядившегося π -мезона внутри ядра-мишени, что должно уменьшить величину полного сечения рассматриваемого процесса.

В последующей работе⁽¹²⁾ Кохмура показал, что при рассеянии с двойной перезарядкой низкоэнергетических пионов важен эффект многократного квазиупругого рассеяния π -мезона на нуклонах ядра.

Результатами такого рассеяния для процессов двойной перезарядки π -мезонов являются уширение углового распределения вторич-

ных пионов, энергетические потери Π -мезона в ядре и уменьшение поперечного сечения процесса под малыми углами в зависимости от массового номера ядра-мишени, что согласуется с результатами экспериментов, выполненных Джилли и др.⁽¹³⁾. Здесь не делается замечание о том, что с этой точки зрения, особенно ценным является получение экспериментального углового распределения вторичных Π -мезонов, испытавших двойную перезарядку в ядре.

§ 3. Расчеты дифференциальных сечений двойной перезарядки Π -мезонов при высокой энергии

Характерной чертой всех работ, посвященных теоретическому рассмотрению процесса двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах в области высоких энергий, является применение импульсного приближения. Отличие же одного расчета от другого состоит, в основном, в различном описании пион-нуклонного взаимодействия и в различном учете возбуждения конечного ядра^(14,15,16).

Так Парсонс, Трефил и Дрелл⁽¹⁴⁾, рассматривая двойную перезарядку Π -мезонов как процесс последовательного взаимодействия пионов с отдельными нуклонами, используют статическую модель Чу и Лоу⁽¹⁷⁾ для экстраполяции амплитуды рассеяния Π -мезона на нуклоне "вне массовой поверхности", что необходимо для описания виртуального пионного пропэгатора между двумя (π - N) рассеяниями:

$$\Pi^+ + A(z) \rightarrow \left\{ \Pi^0 + A(z+1) \right\} \rightarrow \Pi^- + A(z+2).$$

Расчеты были выполнены в энергетической области, где для фазовых сдвигов Π -нуклонного рассеяния преобладает резонанс $J = 3/2, T = 3/2$. Вкладом от всех других каналов пренебрегалось. Кроме того, пренебрегалось поправками от множественного рассеяния более высокого порядка, чем третий и искажением входящих и выходящих пионных волн.

В импульсном приближении матрица рассеяния $T(\vec{k}, \vec{k}_0)$ для Π -мезона с начальным волновым числом \vec{k}_0 и конечным волновым числом \vec{k} дается выражением⁽¹⁸⁾

$$T(\vec{k}, \vec{k}_0) = 2 \int \frac{d^3 \vec{q} \omega_q}{(2\pi)^3 (q^2 - k_0^2 - i\varepsilon)} \sum_{\substack{i, j \\ i \neq j}}^3 [\tilde{t}_i(\vec{k}, \vec{q}) \tilde{t}_j(\vec{q}, \vec{k}_0)]$$

где $\omega_q = (q^2 + 1)^{1/2}$, а \tilde{t}_i - матрица рассеяния для взаимодействия Π -мезона с i -ым нуклоном (единицы выбраны так, чтобы $\hbar = c = m_\pi = 1$). Описанный формализм был использован авторами для расчета дифференциальных сечений реакций $\Pi^+ He^3 \rightarrow \Pi^+ + 3n$ и $\Pi^+ + O^{18} \rightarrow \Pi^- + Ne^{18}$ в энергетической области первичных Π -мезонов (20-180) Мэв. В результате расчета получено, что $\frac{d\sigma}{d\Omega dE}$ в направлении вперед изменяется в пределах $(1 \div 10) \mu b / ster. meV$. Следует заметить, что при расчете двойной перезарядки Π^+ -мезонов на O^{18} были использованы волновые функции начального и конечного ядра, взятые по оболочечной модели ядра.

Расчеты в подобном духе, но с другой трактовкой пион-нуклонного резонансного рассеяния были выполнены Баршаем и Брауном⁽¹⁵⁾. Они рассматривали процесс двойной перезарядки как кол-

лективное возбуждение Π -мезоном высокой энергии члена ядерного мультиплета с высоким изотопическим спином, т.е. возникновение Z -компоненты изотопического спина $T_z + 2$ из низкоэнергетической компоненты T_z . Анализируемый процесс может быть описан как процесс, идущий через образование двух нуклонных изобар $J = 3/2, T = 3/2$ (рис.2),

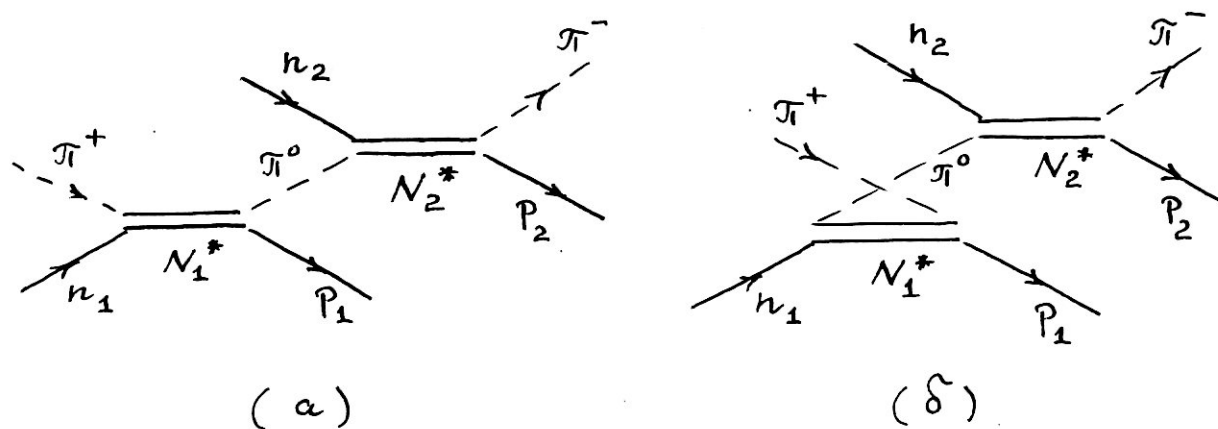


Рис.2. Фейнмановские диаграммы процесса двойной перезарядки Π^+ -мезонов, идущего через образование двух нуклонных изобар $J = 3/2, T=3/2$.

причем вклад в квадрат матричного элемента диаграммы (б) (рис.2) порядка $\sim 10\%$ от вклада диаграммы (а).

Матричный элемент двойной перезарядки Π^+ -мезона через образование двух промежуточных изобар по диаграмме (а) (рис.2) есть

$$M_a = \frac{NG^4 \bar{u}(\vec{p}_2)(k_2)_\mu O_{\mu\nu}(p_2^*)k_\nu u(\vec{n}_2)}{(\omega_1 + E(n_1) - E_1^* - \frac{1}{2} i\gamma^*)} \cdot \frac{\bar{u}(\vec{p}_1)k_\sigma O_{\sigma\lambda}(p_1^*)(k_1)_\lambda u(\vec{n}_1)}{(\omega + E(n_2) - E_2^* + \frac{1}{2} i\gamma_2^*)}$$

$$\times \frac{1}{(2\omega)(\omega_1 + E(n_1) - \omega - E(p_1) + i\varepsilon)}$$

где

$$N = \left(\sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{1}{3}}\right)^2 \left(\frac{m^4}{E(n_1)E(n_2)E(p_1)E(p_2)}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{4\omega_1\omega_2}\right)^{1/2} \left(\frac{(m^*)^2}{E_1^* E_2^*}\right)^{1/2};$$

$$\frac{G^2}{4\pi} = \frac{3m^* \gamma^*}{2\kappa_r^3 (e_r + m)}$$

$O_{\mu\nu}$ - изобарный пропегатор

$$O_{\mu\nu} = \frac{2}{3} \left\{ 3g_{\mu\nu} - \gamma_\mu \gamma_\nu - \frac{4p_\mu^* p_\nu^*}{(m^*)^2} + \frac{\gamma_\mu p_\nu^* + p_\mu^* \gamma_\nu}{(m^*)^2} \right\} \left(\frac{p^* + m^*}{2m^*}\right)$$

Причем (K_1, ω_1) - 4-х импульс первичного пиона,

(K_2, ω_2) - 4-х импульс рассеянного п

(K, ω) - промежуточного пионов.

Отмеченные звездочкой величины относятся к изобарам, K_r - импульс резонанса (π - N) - рассеяния в системе центра масс, а

$e_r = (\kappa_r^2 + m^2)^{1/2}$, m - масса нуклона.

Расчеты были выполнены для ядра Ca^{48} . Двойная перезарядка π^+ -мезона переводила два нейтрона на оболочке $J = 7/2$ в два протона. Были использованы функции гармонического осциллятора в радиусе действия равном $2f$. Окончательные результаты для первичных π^+ -мезонов с энергией 210 Мэв представлены на рис.3.

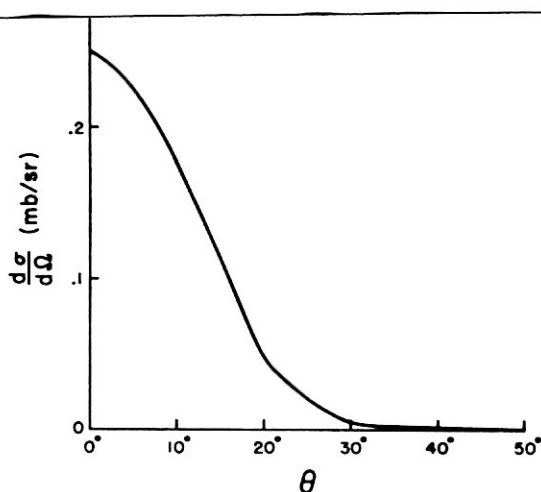


Рис.3. Угловое распределение вторичных π^- -мезонов (предсказываемое в работе Барнаи и др.⁽¹⁵⁾), возникающих в результате двойной перезарядки π^+ -мезонов на Ca^{48} . Энергия первичных π^+ -мезонов равна 210 Мэв.

При энергии налетающих π^+ -мезонов ~ 200 Мэв процессе двойной перезарядки π -мезонов на ядрах с Ip - оболочкой (Li^7, Be^7) был рассчитан Бенкзером и Маричем⁽¹⁶⁾. Сечение реакции рассчитывалось в предположении, что процесс происходит в два этапа, каждый из которых есть простое рассеяние π -мезона на нуклоне с единичным изменением заряда. Причем, на каждом этапе допустима обоснованность импульсного приближения (т.к. энергия π -мезонов ~ 200 Мэв достаточно высока). Эти два элементарных процесса связываются с испусканием нейтрального π -мезона в первом процессе с его последующим поглощением во втором процессе. Такое рассмотрение означает, что реакция двойной перезарядки π^+ -мезона на Li^7 может быть представлена следующей фейнмановской диаграммой (рис.4).

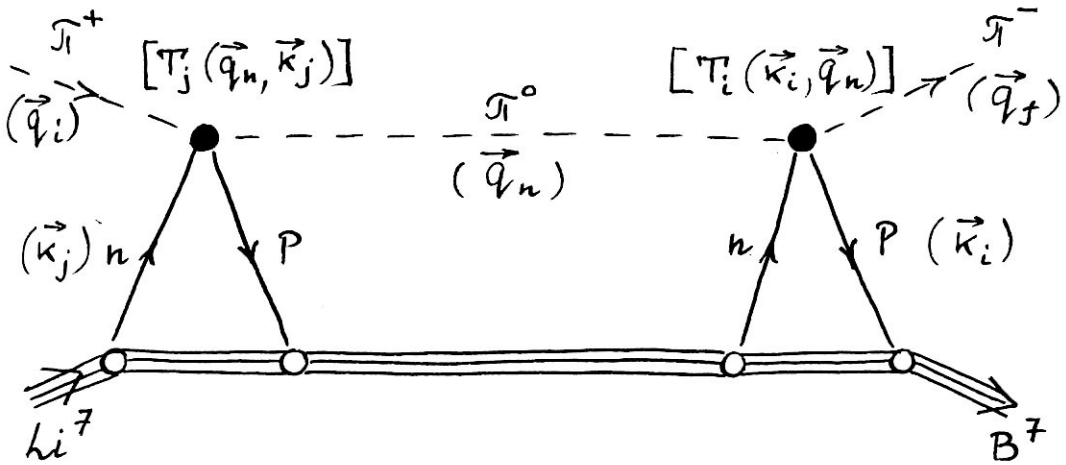


Рис.4. Фейнмановская диаграмма процесса двойной перезарядки π^+ -мезонов в предположении о том, что реакция происходит в два этапа, каждый из которых есть одиночная перезарядка π -мезона на нуклоне.

Тогда матричный элемент этой диаграммы равен:

$$M_{if} = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{n, i \neq j} \int \tilde{\Psi}_f^* (\vec{k}'_1 \dots \vec{k}'_i \dots \vec{k}'_A) T_i \tilde{\Psi}_n (\vec{k}'_1 \dots (\vec{q}_f - \vec{q}_n + \vec{k}_i) \dots \vec{k}'_A) \times \\ \times \tilde{\Psi}_n^* (\vec{k}_1 \dots (\vec{q}_i - \vec{q}_n + \vec{k}_j) \dots \vec{k}_n) T_j \tilde{\Psi}_i (\vec{k}_1 \dots \vec{k}_j \dots \vec{k}_n) \frac{d\sigma}{E_n - E_i + i\eta}$$

где T_i и T_j пион-нуклонный зарядово-обменный оператор:

$$\begin{cases} T_i = a_i + \vec{b}_i \cdot \vec{\sigma} \\ T_j = a_j + \vec{b}_j \cdot \vec{\sigma} \end{cases}$$

(из свойств изотопического спина (π - N) взаимодействия $a_i = a_j = a_c$), а a и b -

функции нуклонного и π -мезонного импульса.

Энергия первоначального состояния E_i есть сумма энергий основного состояния ядра и первичного пиона, энергия E_n -

соответствует сумме энергий промежуточного состояния и Ψ_f , Ψ_n и Ψ_i антисимметризованные ядерные волновые функции соответственно конечная, промежуточная и начальная.

С помощью статической модели Π -нуклонного рассеяния и предположения о замкнутости ядерных состояний в расчет были введены корреляции между двумя нуклонами, принимающими участие в процессе двойной перезарядки. Так как реакция существенно зависит от способа записи пары взаимодействующих нуклонов в волновой функции ядра. Для описания свойств ядра была использована модель независимых частиц в LS -связи с потенциалом гармонического осциллятора. Предположение о замкнутости промежуточных ядерных состояний позволило выполнить усреднение по изменению энергий ядерных состояний в результате взаимодействия и характеризовать изменение энергии величиной среднего возбуждения. В пределе, когда возбуждение обращалось в нуль, матричные элементы работ (16) и (14) совпадали.

В результате этого расчета получено, например, что сечение двойной перезарядки Π^+ -мезона с энергией ~ 200 Мэв на Li^7 при рассеянии вперед равняется $11 \cdot 10^{-2} \frac{mb}{sterad}$.

При рассмотрении всех теоретических работ $(5, 6, 7, 10, 12, 14, 15, 16)$, выполненных для так называемого "упругого" процесса двойной перезарядки Π -мезонов, т.е. для случаев, когда конечное ядерное состояние является изобарным аналогом основного состояния ядра-мишени, можно указать на очень небольшое различие в величинах

сечения двойной перезарядки для малых и больших энергий. Это может быть объяснено тем, что хотя низкоэнергетический пион имеет меньшую вероятность для каждого взаимодействия, зато два последовательных рассеяния происходят с большой вероятностью "в фазе", что увеличивает диагональный матричный элемент. В то же время, быстрое изменение фазы для высокоэнергетических пионов между рассеяниями означает, что могут образовываться в конце реакции не подобные состояния.

Недостатком всех теоретических работ, посвященных двойной перезарядке Π -мезонов на ядрах как при высокой энергии, так и при низкой является то, что в них не рассматриваются эффекты искажения волновой функции падающего Π -мезона и не учитывается возможность поглощения перезарядившегося пиона внутри ядра-мишени, что должно уменьшить величину сечения процесса, вычисляемого в этих работах.

Следует, однако, отметить, что к тому времени, когда были выполнены теоретические работы, не было достаточного количества экспериментальных данных по исследованию процессов двойной перезарядки Π -мезонов. Поэтому усилия теоретиков были направлены на получение хотя бы качественных оценок процесса.

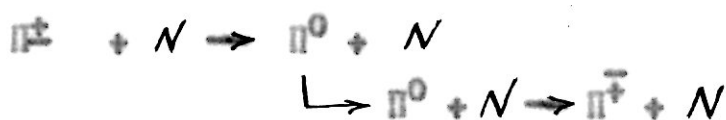
Одной из моделей, учитывающей недостатки предыдущих теоретических работ, является каскадная модель взаимодействия Π -мезонов с ядром⁽¹⁹⁾, по которой были выполнены расчеты полных и дифференциальных сечений двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах в фотоэмульсии.

ГЛАВА II

КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ

§ I. Описание модели ядра и характеристика взаимодействия Π -мезона с нуклонами ядра.

Двойная перезарядка Π -мезона на ядре в каскадной модели рассматривалась нами, как процесс последовательных перезарядок на отдельных нуклонах ядра по схеме:



В простейшем случае в качестве модели ядра принимается сфера с радиусом $R = r_0 A^{1/3}$ (где $r_0 = 1 \text{ f}$, а A - массовое число ядра мишени), заполненная с равномерной плотностью ферми-газом невзаимодействующих нуклонов. Распределение по импульсам нуклонов внутри ядра принималось гауссовским⁽²⁰⁾. Потенциал ядра для нуклона рассматривался в виде прямоугольной ямы, глубиной в $\mathcal{E}_F = 30 \text{ Мэв}$ ⁽²¹⁾, а соответствующая глубина потенциальной ямы для Π -мезона принималась равной $V_{\pi} = 25 \text{ Мэв}$ ⁽²²⁾. Это обстоятельство позволяло учитывать влияние остаточного взаимодействия на выделенный нуклон и Π -мезон. Для нуклонов, участвующих в элементарном акте, считалось обязательным выполнение принципа Паули. При нарушении этого требования взаимодействие считалось нереализующимся.

Для P^+ - мезонов, покидающих ядро, кроме обычного обрезания по энергии, обусловленного глубиной соответствующей потенциальной ямы, учитывалась возможность отражения их от кулоновского барьера на границе ядра.

Каждый P -мезон, взаимодействующий с нуклоном ядра, характеризовался набором чисел, задающих его координаты, углы полета, массу, заряд и кинетическую энергию. В условиях трехмерной геометрии и релятивистской кинематики прослеживалась судьба P -мезона до выхода его из ядра. Причем, принимались во внимание все возможные каналы взаимодействия пионов с нуклонами внутри ядра: упругое рассеяние, неупругое рассеяние с образованием дополнительного P -мезона, поглощение в ядре и перезарядка. Вероятности всех этих процессов задавались экспериментальными значениями поперечных сечений соответствующих каналов^(23,24,25,26), а угловые распределения после взаимодействия с нуклоном — экспериментально определенными величинами фазовых сдвигов⁽²⁷⁾, как функции от импульса налетающей частицы в системе центра инерции (угол рассеяния определялся относительно направления взаимодействующего с ядром P -мезона). Считалось, что для перезарядки справедлива кинематика упругого рассеяния.

Таким образом, после того, как определена модель ядра и заданы характеристики элементарного акта взаимодействия, можно было бы попытаться написать систему зацепляющихся интегро-дифференциальных уравнений, моделирующих процесс двойной перезарядки P -мезонов. Однако, решение такой системы в настоящее время не представлялось

бы возможным. Поэтому для расчета процесса двойной перезарядки использовался метод случайных испытаний или метод Монте-Карло.

§ 2. Использование метода Монте-Карло для расчета двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах

Рассмотрим двойную перезарядку Π -мезонов как случайный двухступенчатый, ветвящийся процесс. Расчет такого процесса методом Монте-Карло не представлял особых трудностей. Мы не будем излагать здесь общих положений метода, которые достаточно известны (28,29), а остановимся лишь на деталях расчета.

Одним из преимуществ данного расчета следует считать строгое выполнение законов сохранения энергии-импульса, которое достигалось тем, что Π -мезоны, испытавшие неупругое рассеяние с рождением дополнительного мезона, полагались выбывшими из рассмотрения. Следующим шагом, значительно упростившим расчет, сократившим время счета и загрузку памяти электронно-вычислительной машины, был отказ от рассмотрения нуклонов, испытавших взаимодействие. Однако, конечные распределения Π -мезонов были получены без каких-либо предположений или упрощений относительно взаимодействия Π -мезонов с нуклонами.

В расчете учитывались различия не только в знаке заряда Π -мезона и нуклона - мишени, но и в классе мезон-нуклонного взаимодействия (например, 0 - класс либо Π^0 -p, либо Π^0 -n - взаимодействие). Для каждого класса определялись нормированные вероятности каналов,

возможные для πN -взаимодействия при кинетической энергии π -мезона T'_{in} : $\beta_{el}(T'_{in})$, $\beta_{abs}(T'_{in})$, $\beta_{неупр.}(T'_{in})$, которые выражаются через сечения мезон-нуклонного взаимодействия. Например, для 0-класса они имеют следующий вид:

$$\beta_{el} = \frac{\tilde{\sigma}_0^{el}(T'_{in}) - \frac{1}{4}\tilde{\sigma}_0^{abs}(T'_{in}) - \frac{1}{2}(\tilde{\sigma}_{ij}^{неупр.}(T'_{in}) - \tilde{\sigma}_{ii}^{неупр.}(T'_{in}))}{\tilde{\sigma}_0^{el}(T'_{in}) + \tilde{\sigma}_{ij}^{ex}(T'_{in}) + \frac{3}{4}\tilde{\sigma}_{ij}^{abs}(T'_{in}) + \frac{1}{2}(\tilde{\sigma}_{ij}^{неупр.}(T'_{in}) + \tilde{\sigma}_{ii}^{неупр.}(T'_{in}))}$$

$$\beta_{abs} = \frac{\tilde{\sigma}_{ij}^{abs}(T'_{in})}{\tilde{\sigma}_0^{el}(T'_{in}) + \tilde{\sigma}_{ij}^{ex}(T'_{in}) + \frac{3}{4}\tilde{\sigma}_{ij}^{abs}(T'_{in}) + \frac{1}{2}(\tilde{\sigma}_{ij}^{неупр.}(T'_{in}) + \tilde{\sigma}_{ii}^{неупр.}(T'_{in}))}$$

$$\beta_{неупр.} = \frac{\tilde{\sigma}_{ij}^{неупр.}(T'_{in})}{\tilde{\sigma}_0^{el}(T'_{in}) + \tilde{\sigma}_{ij}^{ex}(T'_{in}) + \frac{3}{4}\tilde{\sigma}_{ij}^{abs}(T'_{in}) + \frac{1}{2}(\tilde{\sigma}_{ij}^{неупр.}(T'_{in}) + \tilde{\sigma}_{ii}^{неупр.}(T'_{in}))}$$

где $\tilde{\sigma}_0^{el}$ - сечение упругого π^0 -р - рассеяния, $\tilde{\sigma}_0^{abs}$ - сечение "поглощения" π^0 -мезона на один нуклон, $\tilde{\sigma}_{ii}^{неупр.}$ и $\tilde{\sigma}_{ij}^{неупр.}$ - сечение неупругого рассеяния π^+ и π^- -мезона на протоне, $\tilde{\sigma}_{ij}^{ex}$ - сечение перезарядки π^- -мезона на протоне, $\tilde{\sigma}_{ij}^{abs}$ - сечение "поглощения" π^- -мезона на один протон. Аналогичные выражения имеют вероятности каналов для других классов взаимодействий. Переход в определенный канал позволял выбрать или вычислить характеристики π -мезона после взаимодействия, либо устранял его из дальнейшего розыгрыша каскада.

§ 3. Результаты расчета

Расчет позволяет вычислить полные сечения двойной перезарядки при различных энергиях первичных π -мезонов, получить зависи-

мость сечения от атомного номера ядра и рассчитать энергетические и угловые распределения вторичных мезонов на определенных ядрах. Расчеты были выполнены при кинетических энергиях первичных Π -мезонов в интервале от 50 до 300 Мэв^x).

Результаты расчетов приведены на рис. 5-8. Первые эксперименты по изучению реакций двойной перезарядки Π -мезонов были выполнены методом ядерных фотоэмульсий⁽³⁰⁾. В состав фотоэмульсии входят тяжелые (Ag, Br) и легкие (C, N, O) ядра. Поэтому расчеты проводились отдельно для тяжелых и легких ядер и затем результаты усреднялись. Для тяжелых ядер ($\bar{Z} = 41$) условно принимали N^{94} , а для легких ($\bar{Z} = 7$) - N^{14} .

На рис. 5 представлены расчеты полных сечений двойной перезарядки положительных (рис. 5а) и отрицательных (рис. 5б) Π -мезонов в зависимости от энергии налетающего Π -мезона для тяжелого (N^{94}) и легкого (N^{14}) ядра. Можно отметить большую разницу в величинах сечений двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов на тяжелом ядре при одинаковых начальных энергиях Π -мезона, в то время как для полных сечений на легком ядре такая разница отсутствует. Этот результат может быть объяснен совокупным действием следующих факторов:

1. Более высоким кулоновским барьером для тяжелого ядра (~ 13 Мэв), что уменьшает сечение реакции $\Pi^- \rightarrow \Pi^+$, в то время, как кулоновский барьер легкого ядра (~ 4 Мэв) не сильно сказывается на сечениях двойной перезарядки Π^- -мезонов.

x) Одновременно рассчитываются аналогичные характеристики для неупругого рассеяния Π -мезонов на ядрах.

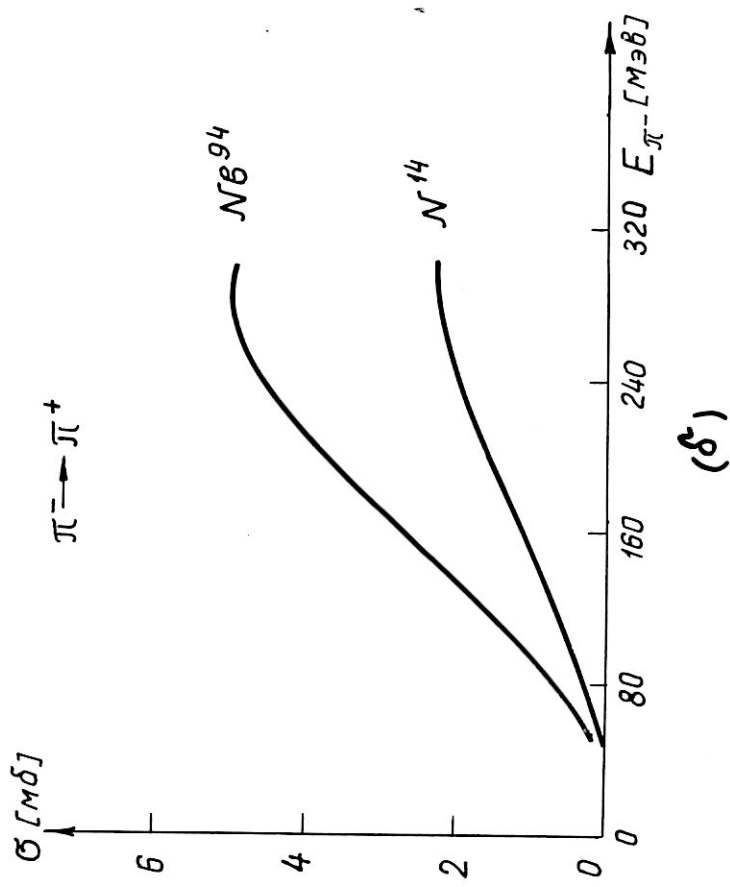
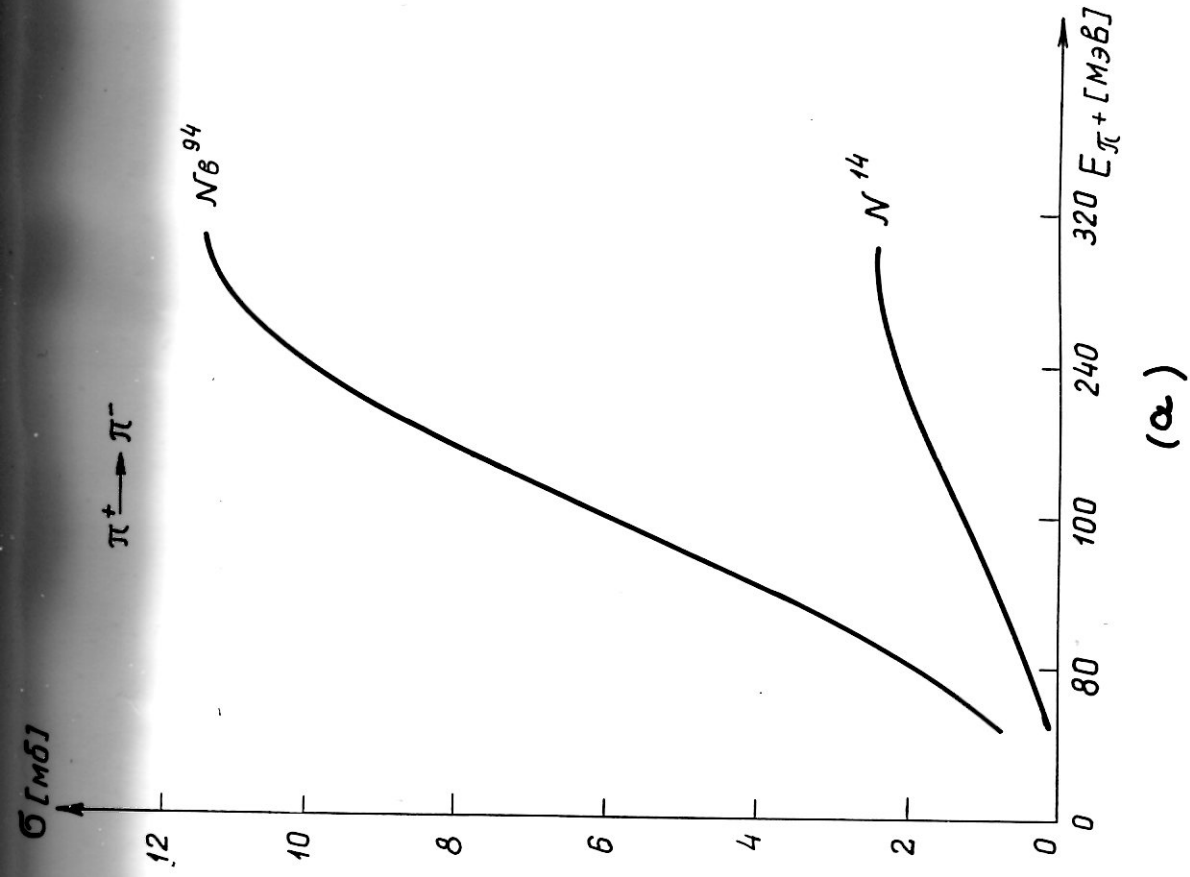


Рис. 5. Результаты расчета полных сечений двойной перезарядки
положительных (а) и отрицательных (б) Π -мезонов для
тяжелого (^{94}Nb) и легкого (^{14}N) ядер.

2. Избытком нейтронов в ядре $N \neq Z$, что увеличивает сечение двойной перезарядки Π^{\pm} -мезонов^х).

Зависимость полного сечения двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов от энергии по усредненным результатам для ядер в фотоэмульсии представлена на рис.6 (штриховкой показан коридор ошибок). Из рисунка видно, что в рассматриваемом энергетическом интервале полное сечение процесса $\Pi^- \rightarrow \Pi^+$ остается меньше полного сечения перезарядки Π^+ -мезонов. Замедление роста полного сечения процесса в области (240-300) Мэв может быть объяснено влиянием резонансного рассеяния Π -мезонов на свободных нуклонах в состоянии $J = 3/2$, $T = 3/2$.

Расчеты энергетических распределений вторичных Π -мезонов (рис.7) при первичной энергии 80 Мэв показывают, что при двойной перезарядке на ядрах в фотоэмульсии Π -мезон теряет значительную часть кинетической энергии. Поэтому вторичные мезоны имеют сравнительно малую энергию ($\bar{E}_{\pi^-} = 21$ Мэв, $\bar{E}_{\pi^+} = 27$ Мэв) и заметно влияние кулоновского барьера.

Угловые распределения вторичных Π^+ и Π^- -мезонов (рис.7) не изотропны. Расчет предсказывает преимущественное испускание вторичных мезонов в заднюю полусферу.

Результаты расчета зависимости полного сечения двойной перезарядки Π^{\pm} -мезонов от атомного номера ядра (A) при энергии 80 Мэв представлены на рис.8.

х) Влияние разницы в массах нейтрона и протона на сечения реакций двойной перезарядки не учитывалось.

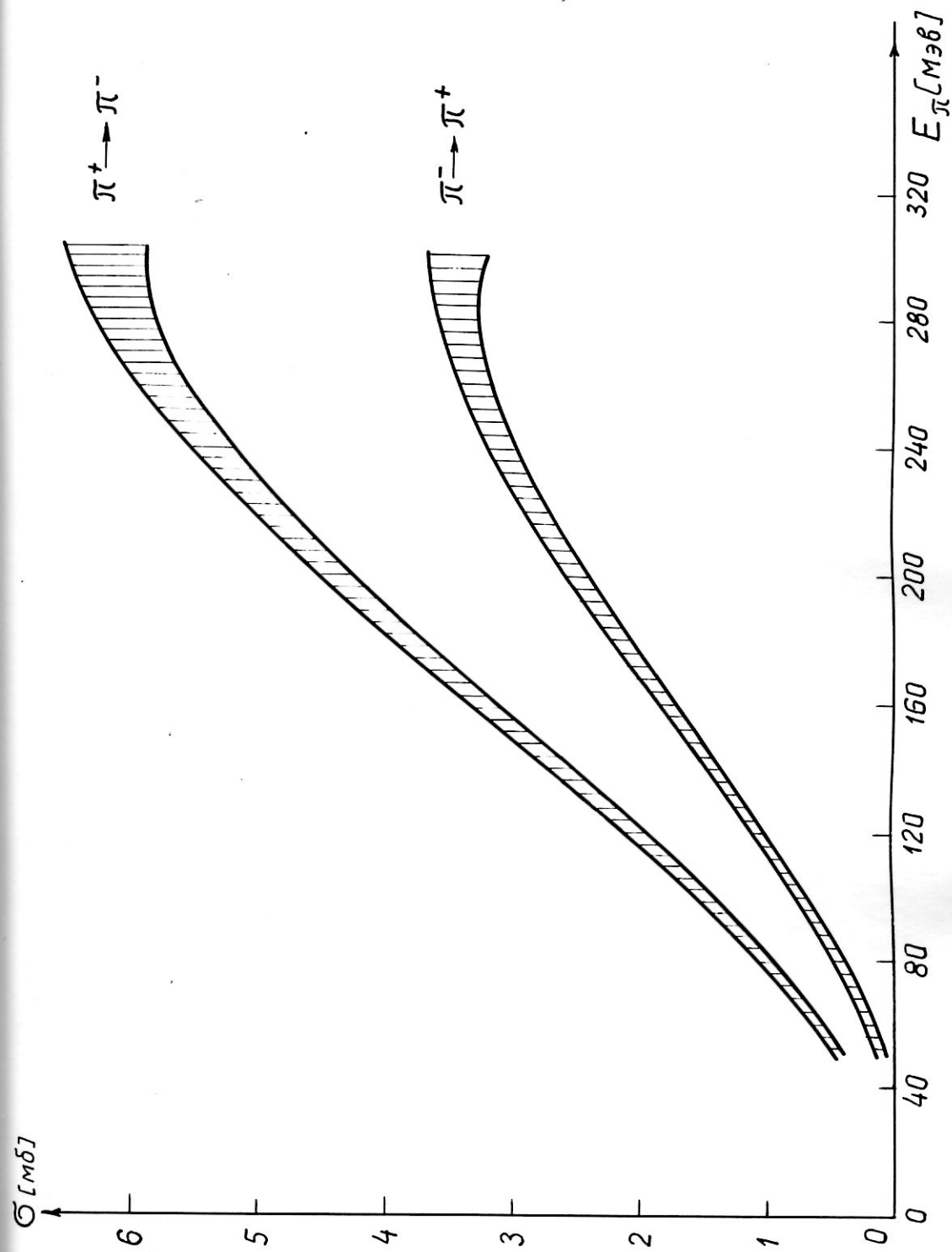


Рис. 6.

Рис. 6. Результаты расчета полных сечений двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии (штриховой показан коридор омибок).

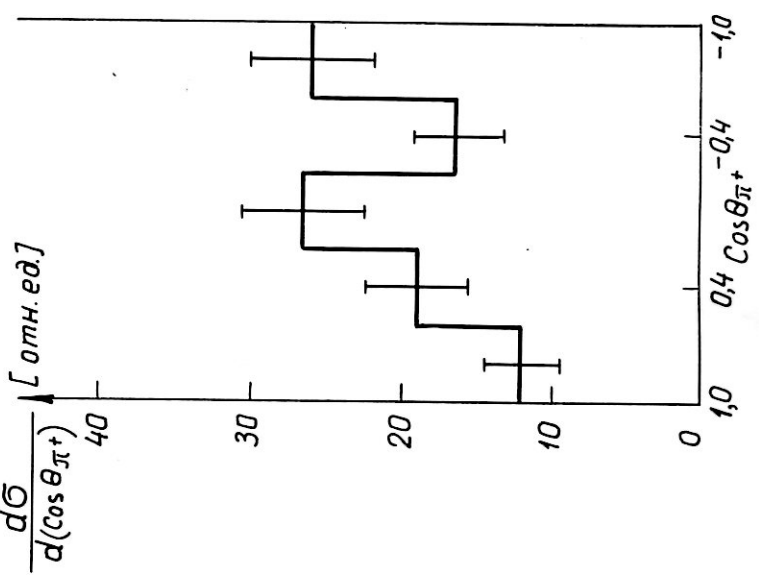
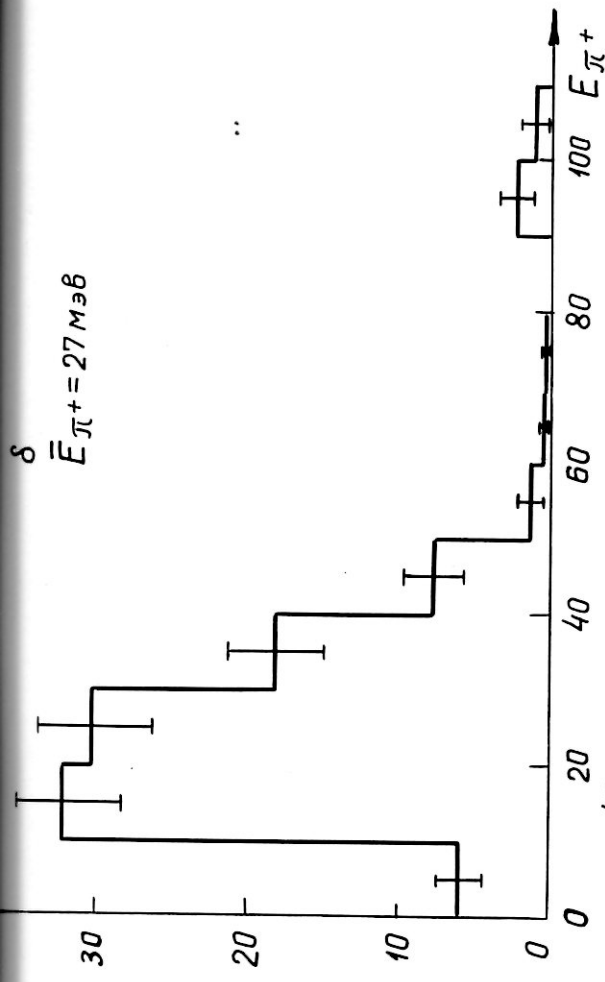
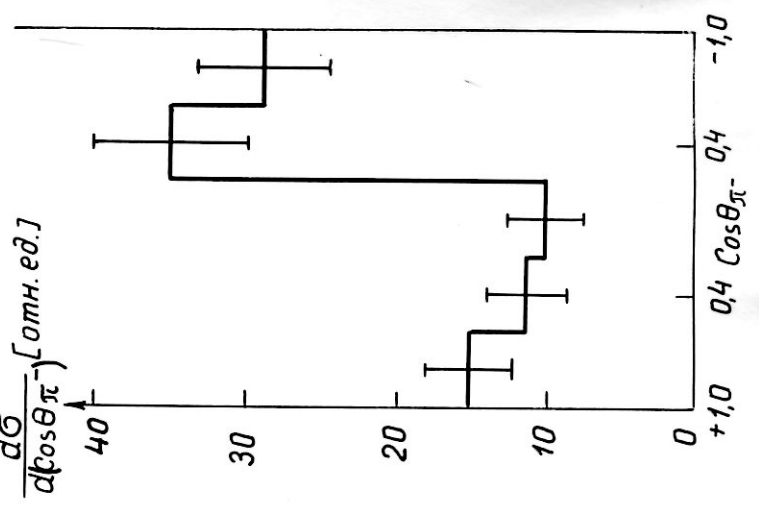
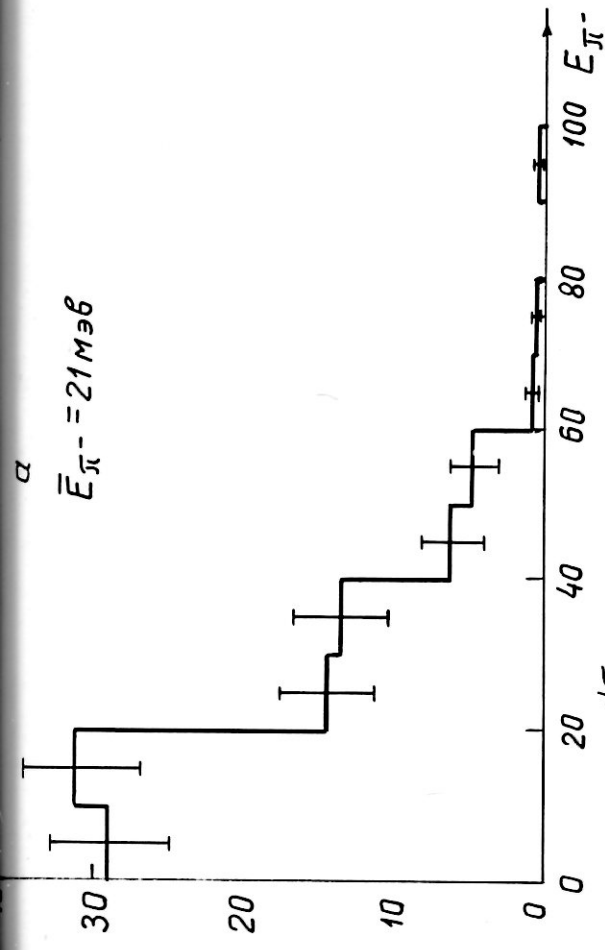


Рис. 7.

Рис. 7. Результаты расчета энергетических и угловых распределений вторичных отрицательных (а) и положительных (б) π -мезонов от двойной перезарядки π -мезонов с энергией 80 Мэв на ядрах в фотозумльсони.

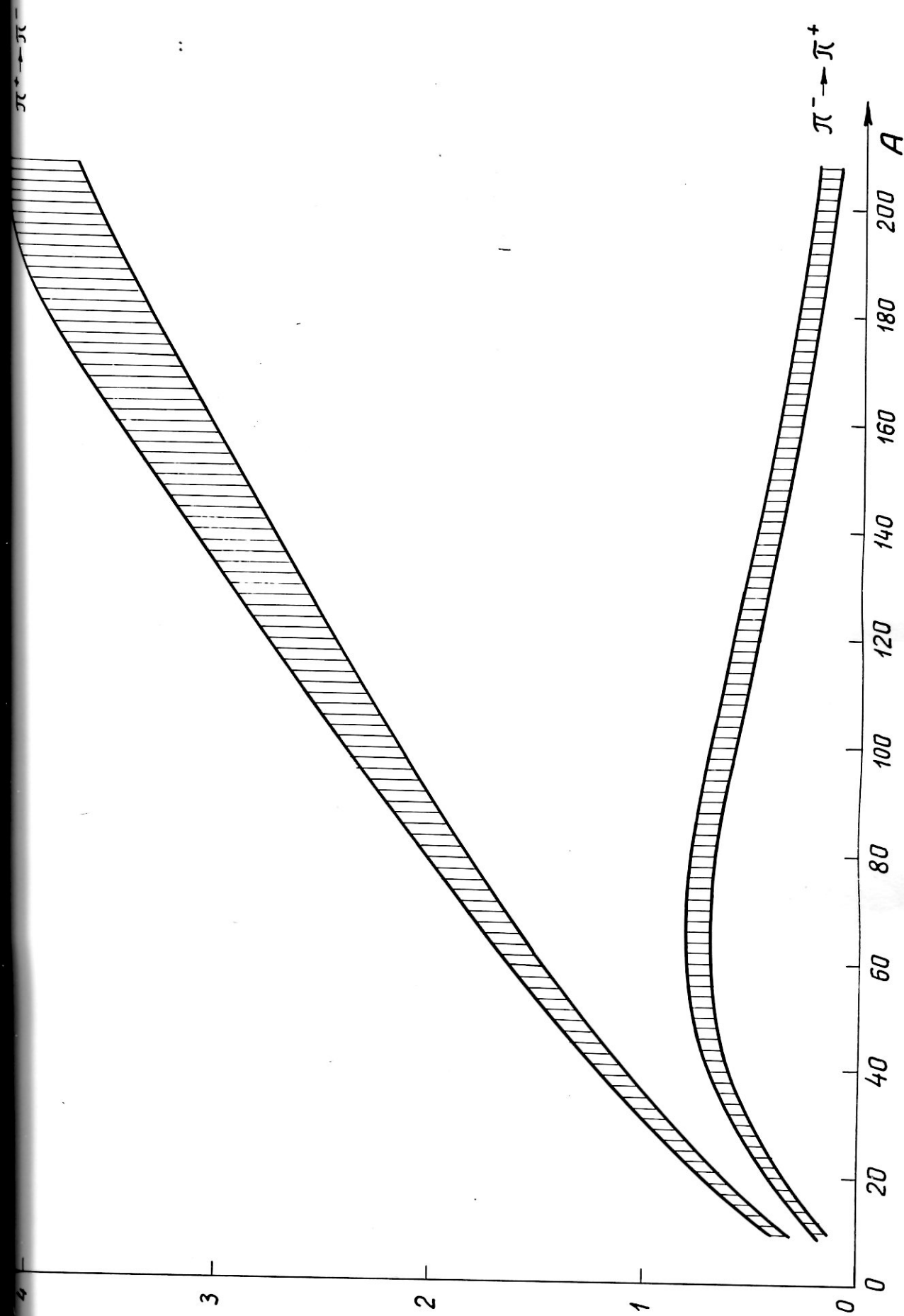


Рис. 8.

Рис. 8. Результаты расчета полных сечений двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов при энергии 80 Мэв для различных значений атомного номера ядра (A). (Трихоной показан коридор ошибок).

Полное сечение двойной перезарядки Π^+ -мезонов монотонно растет с атомным номером ядра, в то время, как сечение для Π^- -мезонов имеет широкий максимум в области $A = (40 + 100)$. Это также является следствием влияния кулоновского взаимодействия.

Для того, чтобы убедиться в устойчивости полученных результатов была произведена вариация параметров расчета. Независимых параметров - три: радиус взаимодействия (r_0) глубина прямоугольной потенциальной ямы для эффективного пион-ядерного взаимодействия (V_π) и глубина потенциальной ямы для эффективного взаимодействия с нуклоном ядра (ϵ_F). Вариация этих параметров производилась при вычислении сечения двойной перезарядки Π^+ -мезонов с энергией 130 Мэв на ядре Nb^{94} . Результаты представлены на рис.9. Видно, что в довольно широких пределах изменения величины V_π сечение мало изменяется (рис.9а). Более заметно влияние параметра ϵ_F (рис.9г). Однако из экспериментальных данных⁽²¹⁾ следует, что значение этого параметра не сильно отличается от 30Мэв.

Параметр r_0 изменялся в пределах от $0,5 \cdot 10^{-13}$ см до $1,5 \cdot 10^{-13}$ см. Расчет показывает, что вероятность двойной перезарядки Π -мезонов в ядре при этом изменяется слабо (рис.9а).

Однако радиус взаимодействия определяет геометрическое сечение ядра $\sigma_2 = \pi r_0^2 A^{2/3}$, поэтому сечение двойной перезарядки сильно изменяется с r_0 (рис.5б) независимо от схемы расчета. Следовательно, можно попытаться определить величину r_0 из сравнения результатов расчета с экспериментальными данными.

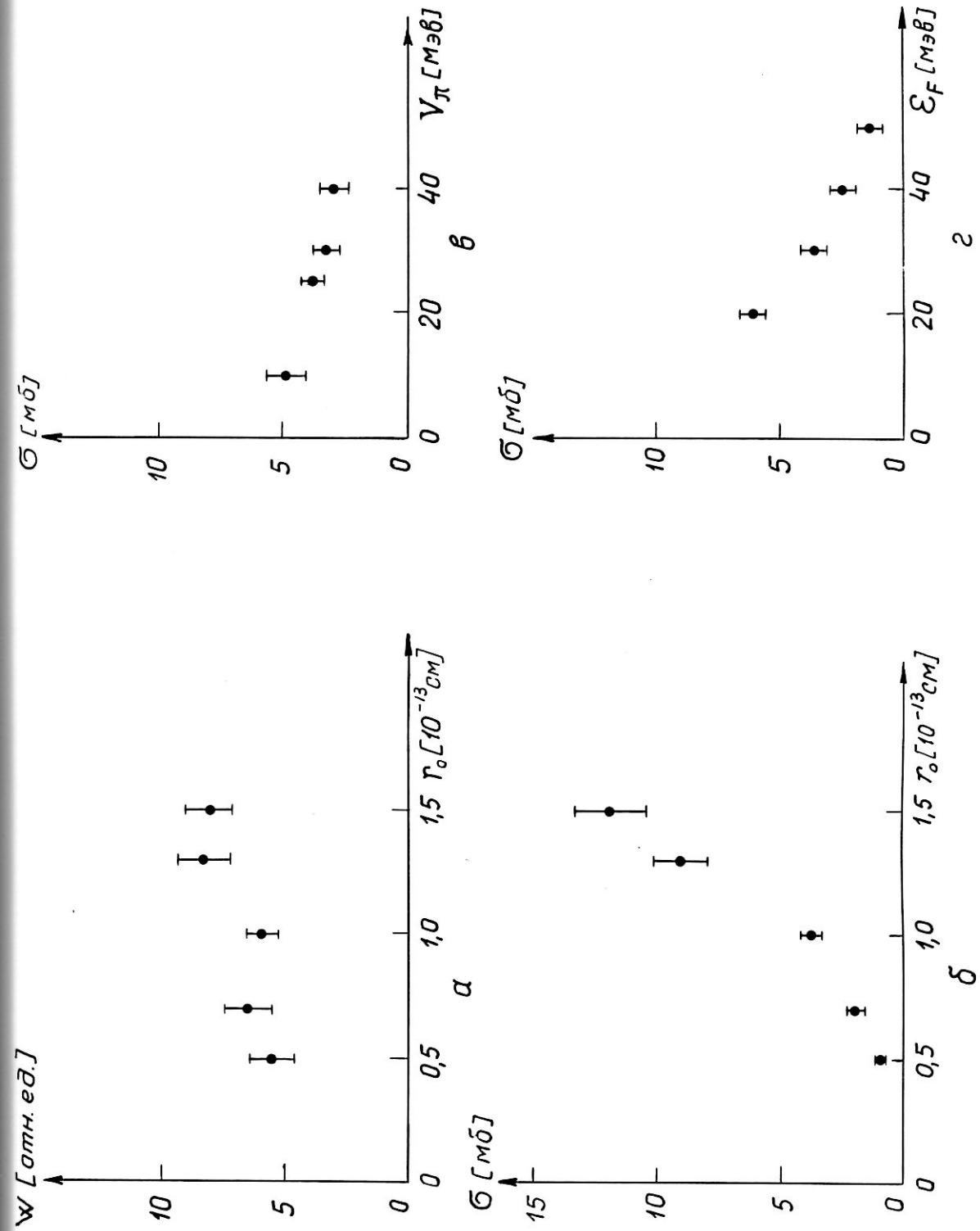


Рис. 9.

Рис. 9. (а) — Вероятность двойной перезарядки π^+ -мезона в ядре ^{94}W для различных значений r_0 при энергии 150 Мэв.

(б, в и г) — Пошье сечения двойной перезарядки π^+ -мезонов с энергией 150 Мэв на ядре ^{94}W для различных значений

$$r_0, V_{\pi} \text{ и } \xi_F.$$

В литературе имеются данные по неупругому рассеянию Π^+ и Π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии. Одной из таких работ является исследование Феррари и др. (31), посвященное исследованию пион-ядерного взаимодействия при 120 Мэв первичной энергии. Полное сечение неупругого рассеяния Π^+ -мезонов на ядрах в фотоэмульсии при этой энергии составляет $(145 \pm 27) \text{ мб}$, а для Π^- -мезонов $(206 \pm 32) \text{ мб}$. Сравнение экспериментальных результатов, полученных в этой работе, с теоретическими расчетами, выполненными по каскадной модели взаимодействия Π -мезонов с ядрами в фотоэмульсии, показывает, что величины полных сечений находятся в полном согласии при выборе следующих параметров: $\mathcal{E}_F = 30 \text{ Мэв}$, $V_{\pi} = 25 \text{ Мэв}$, r_0 для $\Pi^+ \rightarrow \Pi^+$ рассеяния $(1,22 \pm 0,23) \text{ ф}$, а для $\Pi^- \rightarrow \Pi^-$ рассеяния $(1,31 \pm 0,20) \text{ ф}$.

Таким образом, выбранные величины параметров и схема расчета по каскадной модели довольно хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными и это позволяло надеяться на то, что полученные по этой модели характеристики двойной перезарядки Π -мезонов правильно описывает основные особенности этого процесса.

ЧАСТЬ II

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РЕАКЦИЙ ДВОЙНОЙ
ПЕРЕЗАРЯДКИ П-МЕЗОНОВ.

ГЛАВА II

ОБНАРУЖЕНИЕ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ П-МЕЗОНОВ

§ I. Обнаружение двойной перезарядки
П⁺-мезонов.

При изучении образования мезонов мезонами в ядерной эмульсии, облученной П⁻-мезонами с энергией 250-300 Мэв, зарегистрировано большое число звезд со вторичными П⁺-мезонами⁽³²⁾. Одной из причин, объясняющих такие события, является парное образование мезонов на отдельных нуклонах в сложных ядрах по реакции:



в котором вторичный отрицательный мезон поглощается в том же ядре, либо перезарядка в том же ядре одного из П⁰-мезонов от реакции:



В работе⁽³⁰⁾ было отмечено, что возможны и другие процессы, в результате которых при столкновении П⁻-мезона с ядром может быть образован П⁺-мезон - процессы двойной перезарядки по схеме



или



Трудности выделения эффектов от реакций (3) и (4), по-видимому, являлись основной причиной того, что они не были изучены.

Используя экспериментальный материал, накопленный при изучении образования мезонов мезонами, мы попытались выделить процессы (3) и (4), которые ранее экспериментально не наблюдались. Однако прежде всего было необходимо убедиться в том, что вторичные Π^+ -мезоны возникают и при энергиях значительно меньших, чем порог мезообразования (~ 170 Мэв). В этом случае Π^+ -мезоны могли образоваться только в процессе двойной перезарядки и, следовательно, реакции (3) и (4) в таком опыте можно было наблюдать в чистом виде.

Такой эксперимент был выполнен на синхротроне Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований. Изучался зарядовосимметричный процесс. Эмульсионная камера размером $10 \times 10 \times 2$ см³, составленная из слоев эмульсии типа НИКФИ-БР толщиной 400μ , была облучена в пучке Π^+ -мезонов с энергией 80 Мэв. Π^+ -мезоны останавливались в эмульсии после прохождения 7,5 см. Плотность облучения равнялась $1,2 \cdot 10^9$ мезон/м².

В проявленных эмульсионных слоях искались остановившиеся Π^- -мезоны по характерным δ -звездам. Безлучевые остановки мезонов не регистрировались. Следы зарегистрированных Π^- -мезонов продолжались в эмульсионной камере до выхода их из звезд, образованных в эмульсии. Отбирались звезды, имеющие первичный след. При просмотре 15 слоев была зарегистрирована 31 такая звезда. Оказалось, что все первичные следы в этих звездах по плотности

ионизации (в пределах 10%) и по направлению ($\pm 3^\circ$) не отличаются от следов пучковых Π^+ -мезонов. Эти события не могли быть объяснены примесью Π^- -мезонов в пучке.

Действительно, если предположить, что в первичном пучке Π^+ -мезонов есть примесь отрицательных мезонов и зарегистрированные звезды со вторичным Π^- -мезоном есть звезды от неупругого рассеяния отрицательных мезонов на ядрах в фотоэмульсии, то в зоне остановок первичного пучка мезонов должно было бы наблюдаться порядка 70 остановок Π^- -мезонов на 1 см^2 .

В 35 слоях эмульсии были просмотрены зоны остановок первичного Π^+ -мезона в поисках остановок отрицательных мезонов. Не было обнаружено ни одной остановки Π^- -мезонов, в то время, как ожидалось 1000, если бы в пучке первичных мезонов была примесь отрицательных мезонов, соответствующая числу зарегистрированных событий.

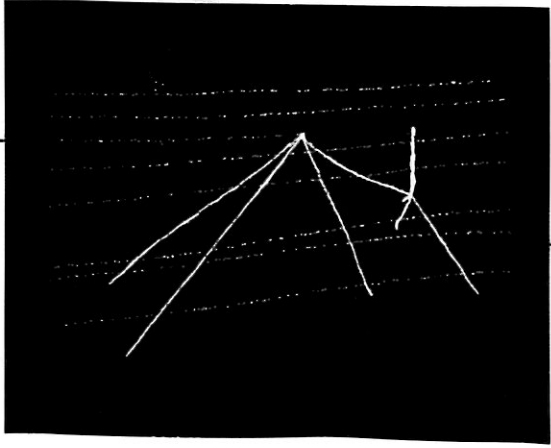
На рис. 10 представлены: микрофотография одного из случаев двойной перезарядки Π^+ -мезона на ядро в фотоэмульсии и два схематических рисунка этого процесса.

Все зарегистрированные случаи относились к интервалу энергий 30-80 Мэв. В интервале энергий первичных Π^+ -мезонов 0-30 Мэв не было найдено ни одного события.

Таким образом эти эксперименты позволили зарегистрировать процесс двойной перезарядки на ядрах в фотоэмульсии ($\bar{\alpha} = 21$).

Двойная перезарядка π^+ -мезонов
на ядрах в фотоэмульсии.

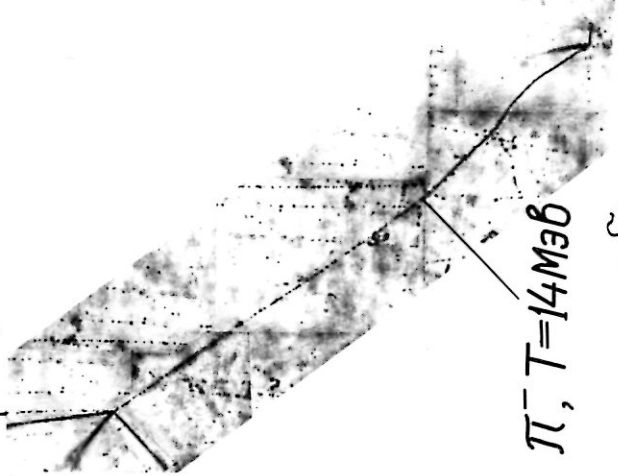
π^+ , $T=60$ мэв



π^+ , $T=16$ мэв

(a)

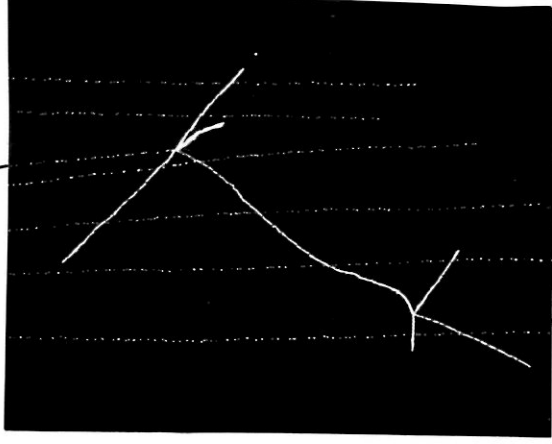
π^+ , $T=62$ мэв



π^- , $T=14$ мэв

(b)

π^+ , $T=79$ мэв



π^- , $T=2$ мэв

(c)

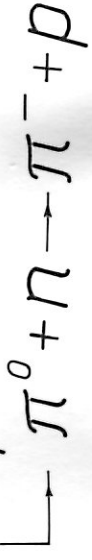


Рис. 10.

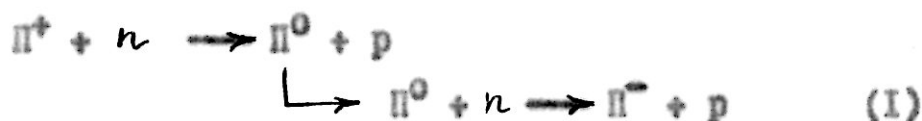
Рис. 10. Примеры трех событий двойной перезарядки Π^+ -мезонов на ядрах в фотомульсии.

(а,с) - схемы событий.

(б) - микрофотографии.

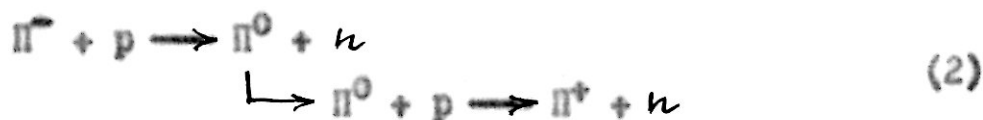
Величина сечения двойной перезарядки Π^+ -мезонов (с учетом геометрической поправки на вероятность регистрации Π^- -мезонов в эмульсионной камере и поправки на безлучевые остановки) в интервале энергий 30-80 Мэв равна $(5 \pm 1) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$. Такая величина сечения позволяет исследовать реакции двойной перезарядки Π -мезонов на различных ядрах и планировать поисковые эксперименты по обнаружению ядер еще неизвестных изотопов.

При дальнейшем изучении двойной перезарядки Π^+ -мезонов было показано⁽³³⁾, что вероятность этого процесса возрастает с ростом энергии первичных мезонов. Зависимость сечения от энергии и спектры вторичных мезонов в первом приближении согласуются с теоретическими расчетами, проведенными в предположении, что двойная перезарядка происходит в ядре в две стадии по схеме:



§ 2. Обнаружение двойной перезарядки Π^- -мезонов.

Для более полного исследования этих процессов представлялось возможным изучить зарядово-симметричную реакцию - двойную перезарядку Π^- -мезонов. Аналогично реакции (1) двойная перезарядка Π^- -мезонов может происходить по схеме:



При этом два протона превращаются в два нейтрона. Для наблюдения этой реакции также был выполнен эксперимент на синхротронной Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Эмульсионная камера размером $10 \times 10 \times 2 \text{ см}^3$ была облучена в пучке π^- -мезонов с энергией 87 Мэв. Плотность облучения равнялась $3 \cdot 10^5$ мезонов/ см^2 . В проявленных эмульсионных слоях искались остановившиеся π^+ -мезоны по характерному виду $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ распада. Следы зарегистрированных π^+ -мезонов продолжались в эмульсионной камере до выхода их из звезд, образованных в эмульсии. Отбирались звезды, имеющие первичный след. При просмотре II слоев было зарегистрировано 27 таких звезд. Так же, как и в работе⁽³⁰⁾, все первичные следы в этих звездах по плотности ионизации и по направлению не отличались от следов пучковых π^- -мезонов.

Все зарегистрированные события относились к интервалу энергий первичных мезонов 40-87 Мэв. Было найдено, что сечение двойной перезарядки π^- -мезонов составляет $(0,09 \pm 0,03) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Оно оказалось меньшим, чем сечение двойной перезарядки π^+ -мезонов, определенное в том же энергетическом интервале.

Характерной особенностью ядерных расщеплений, возникающих при двойной перезарядке π^- -мезонов, является образование звезд с малым числом лучей. Вследствие этого в большинстве звезд ($\sim 85\%$) нет других следов, кроме следа вторичного π^+ -мезона. Среднее число заряженных частиц, приходящееся на одну звезду, не считая π^- -мезонов и электронов, равно 0,18. Соответствующее число для звезд, сопровождающих двойную перезарядку π^+ -мезонов, равно 1,65. На рис. 10-11 показаны характерные случаи двойной перезарядки π^+ и π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии.

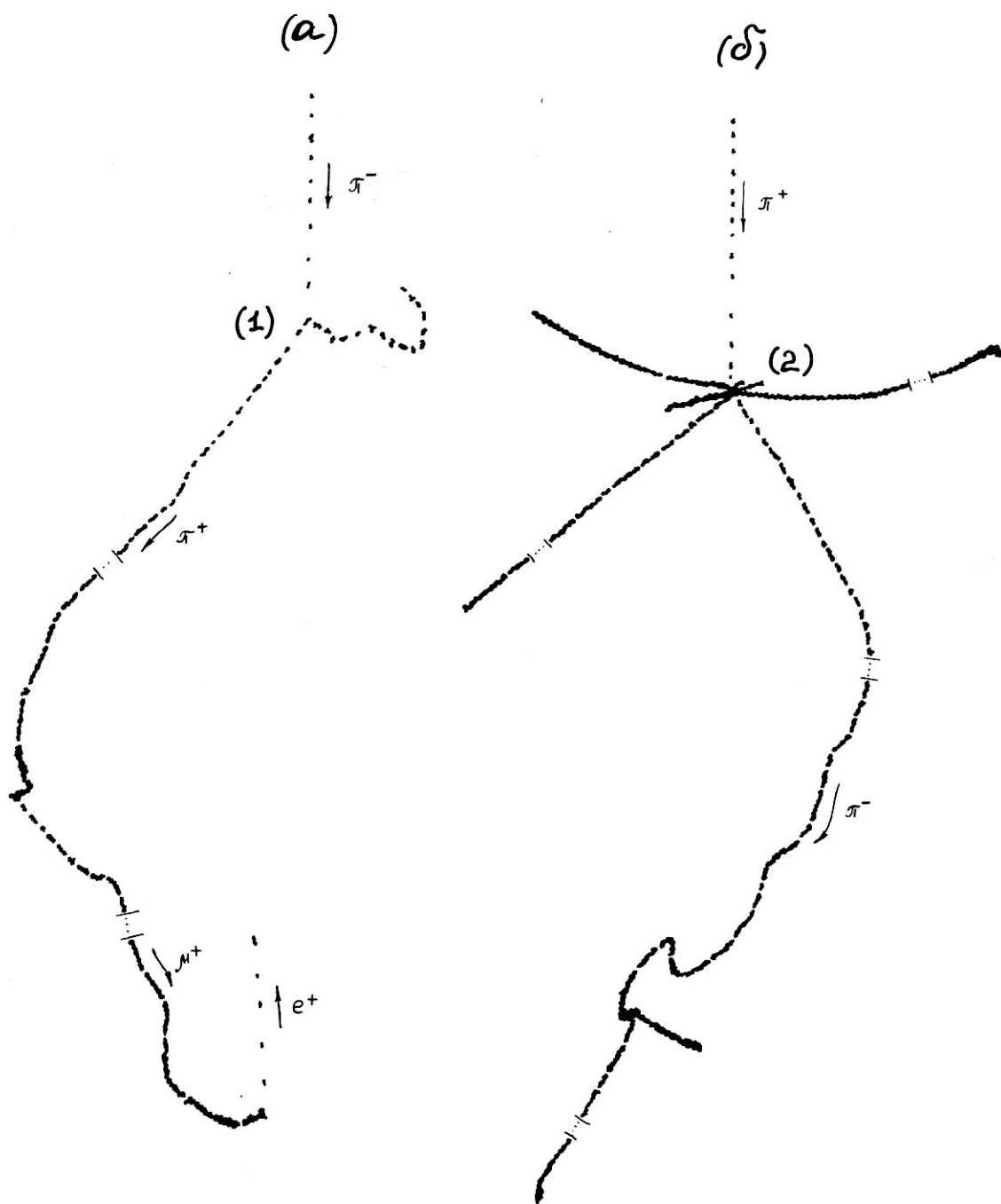


Рис. 11.

Рис. II.

Характерные случаи двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии.

- (а) Двойная перезарядка Π^- -мезона:
отрицательный Π^- -мезон в точке (1) сталкивается с ядром и превращается в Π^+ -мезон, а остаточное ядро испытывает β -распад.
- (б) Двойная перезарядка Π^+ -мезона:
положительный Π^+ -мезон в точке (2) сталкивается с ядром и превращается в Π^- -мезон, а остаточное ядро разрушается.

Таким образом, в работах^(30,33,34) удалось зарегистрировать процесс двойной перезарядки положительных и отрицательных Π -мезонов на ядрах в фотоэмульсии.

Позднее в Страссбурге был повторен такой эксперимент для Π^\pm мезонов. Есть сообщение⁽³⁵⁾, что результат подтверждает данные работы⁽³⁰⁾. При дальнейших исследованиях в работе⁽³³⁾ нами были измерены полные сечения двойной перезарядки Π^\pm -мезонов для шести значений энергии в интервале 40-140 Мэв. Двойная перезарядка Π^- -мезонов исследовалась в работах^(34,36) при энергии 80 и 140 Мэв. В этих работах был сделан вывод о том, что полное сечение двойной перезарядки Π^- -мезонов при этих энергиях меньше, чем для Π^+ -мезонов. Аналогичный результат следует также из работ^(13,37), которые были выполнены в Женеве (*CERN*) при исследовании двойной перезарядки Π -мезонов с первичной энергией 190-255 Мэв под малыми углами на ядрах *He*, *Li*, *Be*, *C* и *Na*.

В дальнейших опытах, проведенных в Дубне, была повышена точность определения сечений двойной перезарядки Π^\pm -мезонов на ядрах в фотоэмульсии и расширена область исследований для Π^- -мезонов до 180 Мэв⁽³⁸⁾.

ГЛАВА IV

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ Π^+ И Π^- -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ В ФОТОЭМУЛЬСИИ В ИНТЕРВАЛЕ ^{энергии} ПЕРВИЧНЫХ П-МЕЗОНОВ

0-176 Мэв.

В данной главе излагаются результаты измерений полных сечений, угловых и энергетических распределений вторичных П-мезонов, возникающих в результате двойной перезарядки положительных и отрицательных мезонов на ядрах в фотоэмульсии. Обсуждается также лучевое распределение „звезд“, сопровождающих эти процессы в фотоэмульсии.

§ I. Постановка эксперимента

Эмульсионные камеры, составленные из слоев НИКОИ-БР, толщиной 400 и 600 мкм, облучались пучками Π^+ и Π^- -мезонов от синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с разбросом по импульсам $\sim 3\%$. Типичная схема опыта представлена на рис.12.

Было облучено по две камеры в пучках Π^+ и Π^- -мезонов с энергиями 50 Мэв, 87 Мэв и 144 Мэв. Размеры этих эмульсионных камер ($5 \times 5 \times 4 \text{ см}^3$, $10 \times 10 \times 2 \text{ см}^3$ и $20 \times 10 \times 4 \text{ см}^3$) выбирались так, чтобы П-мезоны проходили в эмульсии до полной остановки. Одна камера размером $20 \times 10 \times 4 \text{ см}^3$ была облучена в пучке отрицательных П-мезонов с энергией 176 Мэв.

Длительность экспозиции выбиралась таким образом, чтобы плотность мезонных следов в камере составляла приблизительно

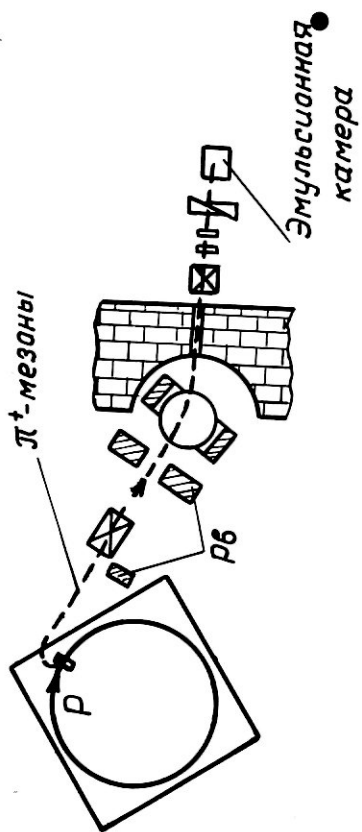


Рис. 12.

Рис. 12. Схема опыта.

$2 \cdot 10^5$ мезонов/см². Такая высокая плотность облучения была необходима для регистрации очень редких событий. Дальнейшее повышение плотности мезонных следов затрудняет эффективный просмотр камер и измерения.

Маркировка слоев нанесением координатной сетки с размером квадрата 1×1 мм² (39) позволяла прослеживать следы мезонов в камере при таком интенсивном облучении.

После маркировки камер фотоэмульсия была проявлена по обычному температурному циклу без предварительной подклейки на стекло.

§ 2. Метод поиска событий

Проявленные эмульсионные слои просматривались на микроскопах при увеличении 105х методом поиска событий "по площади". Регистрировались остановки Π -мезонов: Π^+ -мезоны регистрировались по характерному виду $\Pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ - распада, а Π^- -мезоны - по σ -звездам. С целью поиска событий двойной перезарядки в камерах, облученных Π^+ -мезонами, регистрировались остановки Π^- -мезонов (безлучевые остановки отрицательных мезонов не регистрировались), а при облучении отрицательными Π -мезонами - Π^+ -мезоны.

Следы заряженных мезонов продолжались, затем, в эмульсионной камере до выхода их из звезд, образованных в эмульсии.

Такой способ регистрации позволял на очень высоком фоне от упругого и неупругого взаимодействия Π -мезонов с ядрами в фотоэмульсии^{х)} регистрировать события двойной перезарядки Π -мезонов

х) Например, по данным работы⁽³¹⁾ полные сечения взаимодействия положительных и отрицательных Π -мезонов с ядрами в фотоэмульсии при энергии 120 Мэв соответственно равны ~ 900 и $\sim 800 \cdot 10^{-27}$ см².

с полным сечением порядка 10^{-27} см^2 .

Для дальнейшего анализа отбирались только такие ядерные расщепления, в которых: 1) присутствовал след первичного Π -мезона, 2) направление первичного мезона составляло угол не более $\pm 3^\circ$ с направлением пучка, 3) плотность зерен первичного следа не отличалась (в пределах 10%) от плотности зерен следов пучковых Π -мезонов.

В результате поиска остановившихся Π -мезонов и последующего продолжения их следов во всех семи эмульсионных камерах было зарегистрировано 1115 случаев реакции двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах в фотоэмульсии:

622 случая типа



и 493 случая типа



§ 3. Полные сечения двойной перезарядки

Π^+ и Π^- - мезонов

Полные сечения вычислялись по формуле

$$\sigma_j = \frac{\sum_i \eta_i \cdot \varepsilon_3}{V_j \cdot I_j \cdot N \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}$$

где $\sum_i \eta_i$ - число событий с учетом геометрических поправок;
 V_j - просмотренный объем эмульсионной камеры; I_j - поток Π -мезонов на 1 см^2 , N - число ядер в 1 см^3 эмульсии без водорода

(двойная перезарядка не может произойти на ядре водорода);

ε_1 - эффективность нахождения $\Pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ - распадов или σ -звезд; ε_2 - эффективность продолжения следов Π -мезонов в камере и ε_3 - коэффициент, учитывающий число безлучевых звезд (ρ_π), образующихся при захвате остановившихся Π^- -мезонов в эмульсии. Каждое событие, входящее в тот или иной энергетический интервал, учитывалось с весом $\eta_i = \frac{1}{w_i}$, определенным вероятностью регистрации Π -мезонов (w_i) в камере. Геометрические поправки η определялись аналогично работе⁽⁴⁰⁾ в предположении азимутальной симметрии вторичных Π -мезонов.

При расчете сечений в различных энергетических интервалах учитывалось уменьшение энергии первичных мезонов за счет ионизационных потерь при прохождении в эмульсии.

Число ядер в 1 см^3 (N) эмульсии было определено химическим методом в лаборатории НИКФ и оказалось равным $(4,93 \pm 0,41) \cdot 10^{22}$ (41).

Поток мезонов I_j определялся для каждого энергетического интервала, в котором определялось полное сечение по формуле:

$$I_j = \frac{I_0 \cdot e^{-\int_{l_1}^{l_2} dl / \lambda(l)}}{\varepsilon_1} (1 - \xi)$$

где I_0 - поток первичных мезонов, ε_1 - эффективность регистрации пучковых следов, ξ - примесь μ -мезонов и электронов,

$\lambda(l)$ - длина среднего свободного пробега Π -мезона в эмульсии, в зависимости от расстояния, пройденного им в камере ($l_2 - l_1$).

До энергии 100 Мэв $\lambda(\ell)$ аппроксимируется в виде прямой линии:
 $\lambda(\ell) = 890 - 7,7 \ell$ ⁽⁴²⁾, выше 100 Мэв принималось, что $\lambda(\ell) = \text{const}$, равная по данным работы ⁽⁴³⁾ $(29,6 \pm 1,6)$ см.

Поток первичных мезонов (I_0) определялся методом счета пучковых следов под микроскопом при увеличении 1350х. В поле зрения считалось число пучковых следов на каждые 10 делений шкалки (10 мкм). По двум независимым измерениям определялась эффективность регистрации следов. Она оказалась равной $\epsilon_1 = 0,88$.

Примесь μ -мезонов и электронов в пучке первичных Π -мезонов по данным работы ⁽⁴⁴⁾ равна 18,5% для Π^+ -мезонов и 60% для Π^- -мезонов с энергией 50 и 87 Мэв и 28,3% для Π^- -мезонов с энергией 144 и 176 Мэв ⁽⁴⁵⁾.

Эффективность нахождения остановок Π -мезонов (ϵ_1) была определена по результатам трех независимых просмотров ⁽⁴⁶⁾. Она оказалась равной $(0,63 \pm 0,08)$. Она не зависит от энергии и направления движения вторичных Π -мезонов, возникающих при двойной перезарядке.

Эффективность продолжения следов заряженных мезонов в слоях эмульсионной камеры (ϵ_2) определялась по результатам двух наблюдателей, которыми была выполнена основная часть работы. При использованном увеличении микроскопа 210х, она оказалась равной $(0,90 \pm 0,02)$. Преимущество выбранного метода поиска событий заключается еще и в том, что эффективность прослеживания не зависит от первоначального направления и энергии вторичного Π -мезона. Пропуск небольшой части событий носит случайный характер.

Коэффициент ϵ_3 равен согласно работе⁽⁴⁷⁾ I,43.

Полные сечения двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов были вычислены соответственно для семи и восьми энергетических интервалов. Результаты экспериментов по измерению сечений вместе со средними значениями энергий и их дисперсиями в каждом энергетическом интервале приведены в таблице I. По экспериментальным результатам подбиралась зависимость полного сечения двойной перезарядки от энергии первичных мезонов в форме многочлена

$$\sigma(E) = A + BE + CE^2 + DE^3 + \dots$$

Было установлено, что для реакции (1) в интервале энергий 40-140 Мэв экспериментальные данные хорошо соответствуют простейшей эмпирической зависимости $\sigma = cE^2$, а для реакции (2) в интервале 40-176 Мэв (так же как и в интервале 40-140 Мэв) -

$$\sigma = cE^2 + dE^3 \quad (\text{рис.13}).$$

По результатам измерений полных сечений двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов можно сделать следующие заключения:

1) Все зарегистрированные случаи процесса двойной перезарядки Π -мезонов относятся к интервалу энергий первичных мезонов выше 40 Мэв. В интервале энергий 0 - 40 Мэв не было найдено ни одного события. Таким образом полное сечение двойной перезарядки Π -мезонов в этом интервале не превышает значения $- 10^{-28} \text{ см}^2$.

2) Возрастание величин полного сечения с ростом энергии первичных мезонов от 40 до 176 Мэв наблюдается как для Π^+ , так и для Π^- -мезонов.

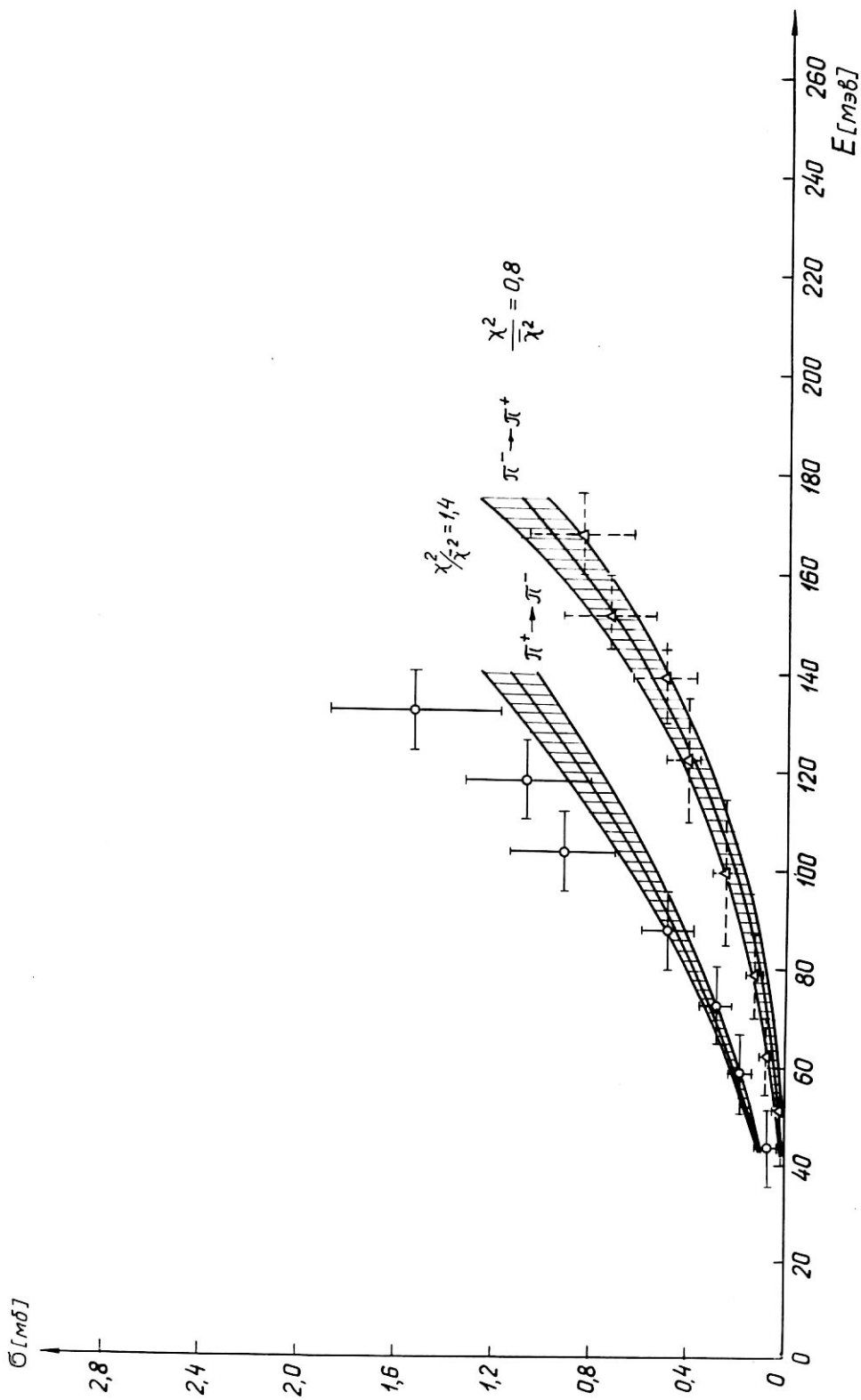


Рис. 13.

Рис. 13. Полные сечения двойной перезарядки Γ -мезонов.



— экспериментальные результаты.

Пунктирные кривые — зависимость полного сечения двойной перезарядки от энергии первичных мезонов в форме многочленов:

$$\sigma(\pi^+ \rightarrow \pi^+) = \sigma E^2, \quad \sigma(\pi^+ \rightarrow \pi^+) = \sigma E^2 + \alpha E^3$$

(Стрелочкой показан коридор ошибок).

Т а б л и ц а I

Процесс $\Pi^+ + A \rightarrow \Pi^+ + A \dots$ (1) $\begin{matrix} E \\ (\text{МэВ}) \end{matrix}$ 44,0±8,0 59,3±8,0 73,0±8,0 87,6±8,0 104,0±8,0 118,5±8,0 132,6±8,0

(1)

(мс) 0,06±0,03 0,18±0,05 0,28±0,06 0,48±0,11 0,91±0,21 1,06±0,25 1,51±0,34

Процесс $\Pi^+ + A \rightarrow \Pi^+ + A \dots$ (2) $\begin{matrix} E \\ (\text{МэВ}) \end{matrix}$ 51,7 $\begin{matrix} +3,3 \\ -11,7 \end{matrix}$ 62,9 $\begin{matrix} +7,1 \\ -7,9 \end{matrix}$ 79,4 $\begin{matrix} +5,9 \\ -9,1 \end{matrix}$ 99,5 $\begin{matrix} +15,5 \\ -14,5 \end{matrix}$ 122,6 $\begin{matrix} +12,4 \\ -12,6 \end{matrix}$ 138,9 $\begin{matrix} +6,1 \\ -8,9 \end{matrix}$ 152,9 $\begin{matrix} +8,0 \\ -7,0 \end{matrix}$ 168,0 $\begin{matrix} +8,0 \\ -8,0 \end{matrix}$

(2)

(мс) 0,02±0,01 0,08±0,02 0,13±0,03 0,25±0,05 0,42±0,08 0,50±0,14 0,73±0,19 0,84±0,21

3) Сечение двойной перезарядки Π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии во всем исследуемом интервале энергий остается ниже, чем сечение двойной перезарядки Π^+ -мезонов. Если реакции двойной перезарядки рассматривать как результат взаимодействия Π -мезонов с отдельными нуклонами или группой нуклонов в ядре, то можно попытаться объяснить эту разницу совокупным действием нескольких причин.

а) Избыток нейтронов в тяжелых ядрах приводит к тому, что двойная перезарядка положительных мезонов более вероятна, чем отрицательных.

б) Испускание вторичных положительных мезонов затруднено наличием кулоновского барьера ядер. Это накладывает дополнительное ограничение на реакцию двойной перезарядки Π^- -мезонов.

В главе II было отмечено, что расчет по каскадной модели предсказывает большую разницу в сечениях двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов на ядрах Nb^{94} , возникающую из-за этих причин.

Необходимо также отметить, что двойная перезарядка Π^+ -мезонов энергетически более выгодна, чем двойная перезарядка Π^- -мезонов из-за разницы в массах нейтрона и протона.

При расчете процессов двойной перезарядки Π -мезонов методом Монте-Карло по каскадной модели⁽¹⁹⁾ влияние кулоновского поля и относительное число протонов и нейтронов в ядрах учитывалось.

Результаты вычислений полных сечений в сравнении с экспериментальными результатами представлены на рис. 14. Теоретически рассчитанные величины сечений удовлетворительно объясняют возрастание

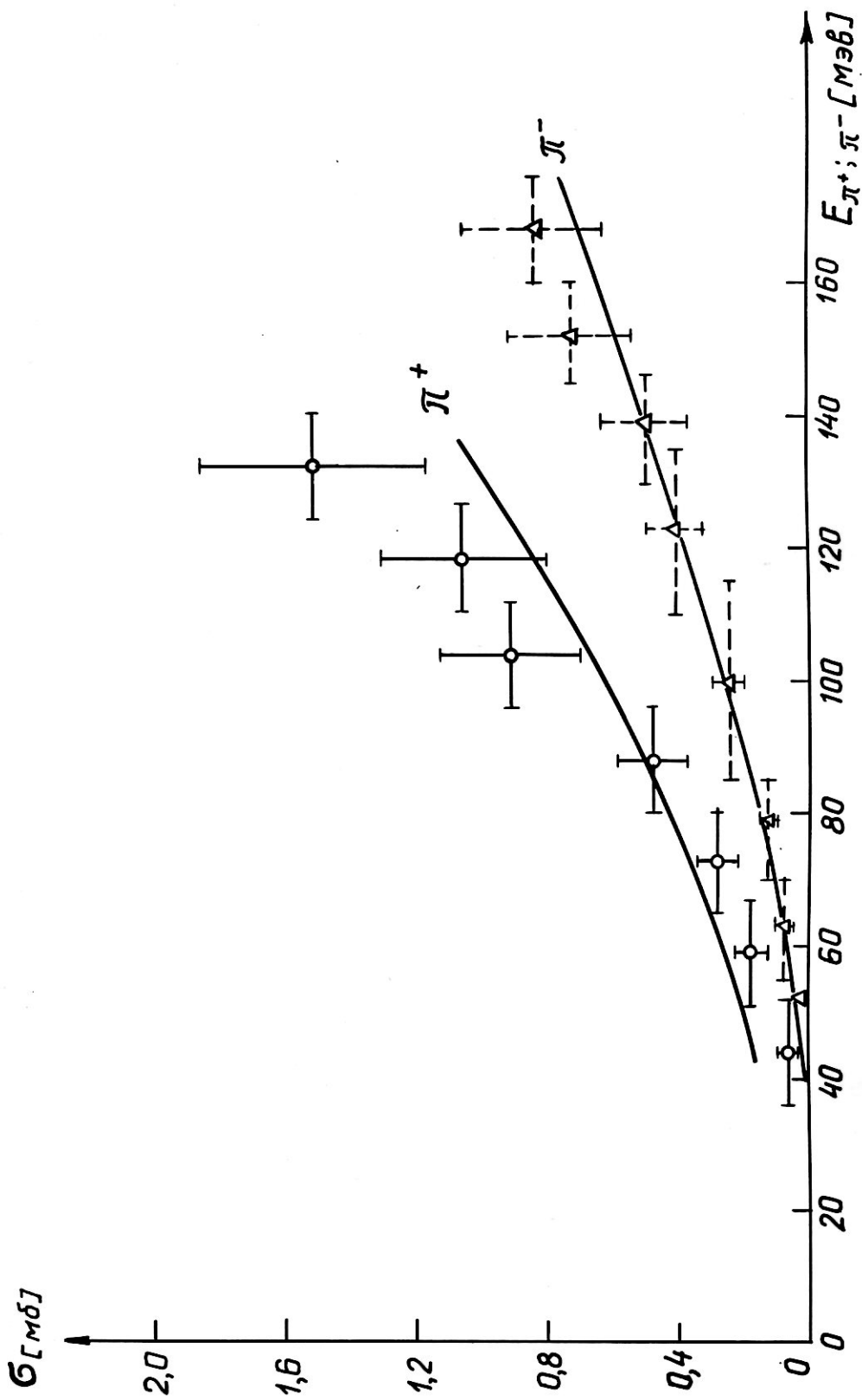


Рис 14.

Рис. 14. Пошны сечения двойной перезарядки П-резонансов



Плазменные кривые - результаты расчета по каскадной модели.

полного сечения с энергией и абсолютную величину сечений. Лучшее согласие достигается при $r_0 = 0,6 \cdot 10^{-13}$ см. Отношение χ^2/χ^2 для двойной перезарядки положительных мезонов (что характеризует степень согласия теории и эксперимента) равно 3,3, а для отрицательных Π -мезонов - 1,5.

Сравнение результатов измерения полных сечений для Π^+ и Π^- -мезонов представлено на рис. 15. Сплошными кривыми показана зависимость отношения полного сечения двойной перезарядки Π^+ -мезонов к полному сечению Π^- -мезонов от первичной энергии $\left(\frac{\sigma(\pi^+ \rightarrow \pi^-)}{\sigma(\pi^- \rightarrow \pi^+)} \right)$, полученная по экспериментальным данным. Пунктирной линией показан расчет по каскадной модели. Видно, что во всем исследуемом энергетическом интервале расчеты верно предсказывают величину этого отношения и его изменение с энергией. Следует отметить, что для легких ядер (например, ${}^7\text{N}^{14}$) расчет дает одинаковую величину сечений как для Π^+ , так и для Π^- -мезонов⁽¹⁹⁾. Поэтому можно считать, что разница в сечениях двойной перезарядки положительных и отрицательных мезонов обусловлена перезарядкой на тяжелых ядрах, имеющих большой кулоновский барьер и избыточное число нейтронов.

§ 4. Энергетические и угловые распределения вторичных Π^+ и Π^- -мезонов

Выбранный способ регистрации событий двойной перезарядки Π -мезонов позволял измерять энергию вторичных Π -мезонов по их остаточному пробегу в эмульсии. Проекция следа Π -мезона в плос-

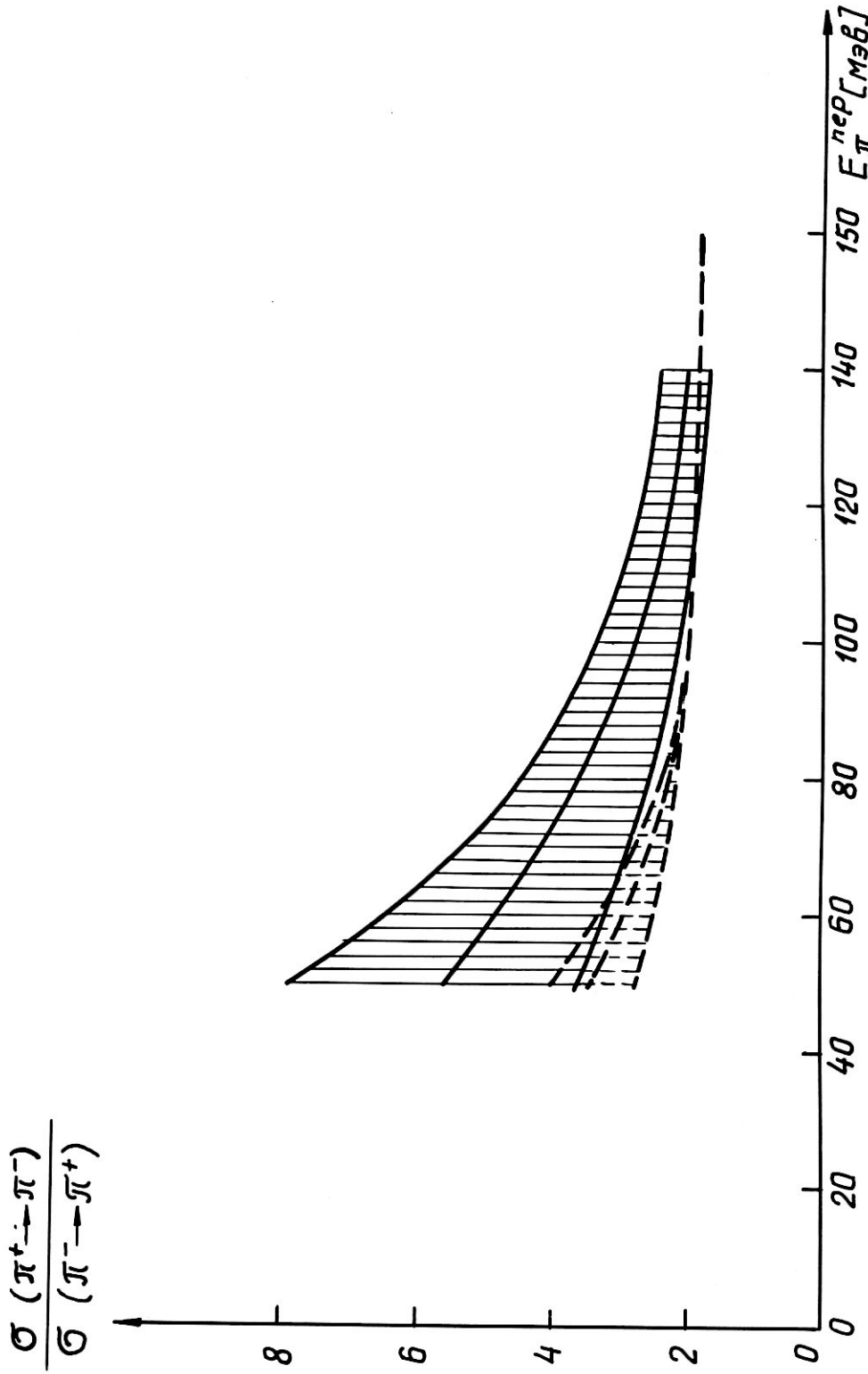


Рис.15.

Рис.15. Зависимость отношения полного сечения двойной переза-
рядки Π^+ -мезонов к полному сечению Π^+ -мезонов от пер-
вичной энергии.

Сплошные линии - эксперимент.

Пунктир - расчет по каскадной модели.

ности эмульсии (l) определялась обычно по координатной сетке с точностью 250 мкм. Проекция на ось Z определялась по количеству пройденных эмульсионных слоев, толщина которых измерялась до облучения с помощью микрометра. Полный пробег вычислялся по формуле $h = (l^2 + z^2)^{1/2}$. В том случае, когда Π -мезон останавливался в одном слое и проходил в эмульсии меньше 1-го мм, его пробег измерялся с помощью градуировочной шкалки на микроскопе МБИ-9.

Энергия первичного Π -мезона в точке взаимодействия вычислялась с учетом его тормозных потерь в эмульсии. Тормозные потери определялись по пройденному в эмульсии расстоянию до точки взаимодействия с помощью таблиц Барнса и др.⁽⁴⁸⁾.

Пространственные углы вылета вторичного Π -мезона относительно направления первичного Π -мезона (Ψ_{π}) определялись на основании измерения углов в плоскости эмульсии (θ) и углов углубления относительно плоскости эмульсии (δ) по формуле:

$$\cos \Psi_{\pi} = \cos \theta \cos \delta \cos \delta_0 \pm \sin \delta \sin \delta_0$$

где δ_0 — угол углубления первичного Π -мезона относительно плоскости эмульсии.

Углы в плоскости эмульсии и углы углубления измерялись на микроскопе МБИ-9. Углы θ измерялись с помощью окулярного угломерного микрометра РИ-1 с точностью 6° . Углубление следов на длине 100 мкм измерялось с помощью микровинта микроскопа с точностью 2 мкм.

Ошибки измерения пробегов и углов приводят к следующим средним ошибкам в измерении энергии Π -мезонов и пространственных углов:

ошибка в энергии порядка 2 Мэв, ошибка в пространственных углах $\sim 1^\circ$.

Энергетические распределения для различных интервалов энергий первичных Π^+ и Π^- -мезонов (60 + 100 Мэв, 100 + 120 Мэв и 120 + 140 Мэв) представлены на рис.16. Величины χ^2/χ^2 характеризуют степень согласия экспериментальных спектров с расчетами, выполненными по каскадной модели⁽¹⁹⁾.

Энергетические распределения вторичных мезонов указывают на то, что при двойной перезарядке Π -мезон теряет в ядре значительную часть кинетической энергии. Этот результат можно объяснить, предполагая, что реакция протекает в две стадии по схеме (1).

Можно отметить, что теоретические кривые правильно описывают форму энергетических распределений.

Видно также, что средняя величина энергии вторичных Π^- -мезонов от реакции (1) заметно изменяется с изменением энергии первичных Π^+ -мезонов - (19,2 \pm 2,0) Мэв для интервала (60+100) Мэв и (31,0 \pm 3,3) Мэв для интервала (120 + 144) Мэв; в то время, как для реакции (2) средняя величина энергии во всех интервалах остается приблизительно постоянной \sim 30 Мэв. Такое различие в средних энергиях (особенно четко оно проявляется при сравнении энергетических распределений реакций (1) и (2) в первом интервале (60+100) Мэв) можно объяснить действием кулоновского поля, затрудняющего выход из ядра вторичных Π^+ -мезонов, имеющих энергию меньшую, чем величина кулоновского барьера. С ростом энергии первичного мезона разница в средних энергиях для реакций

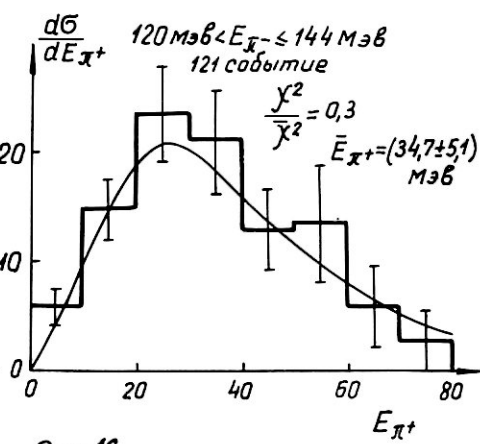
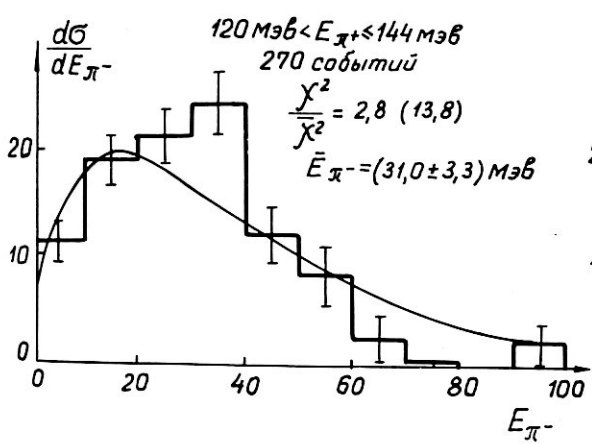
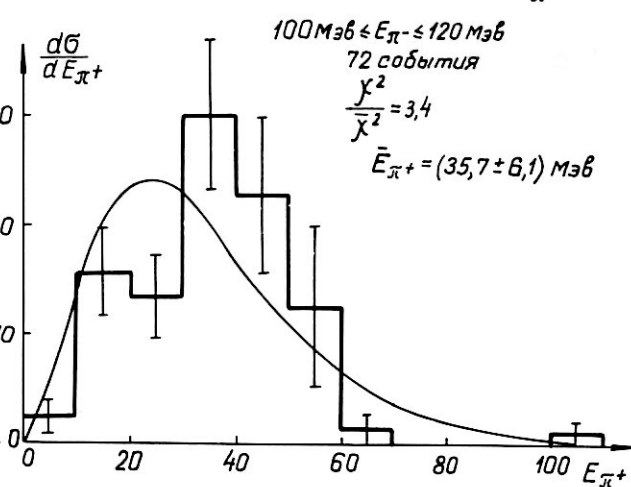
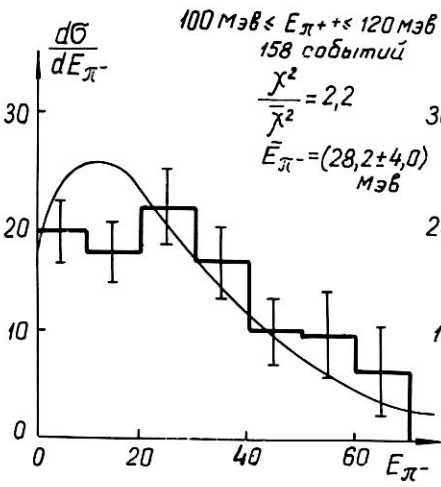
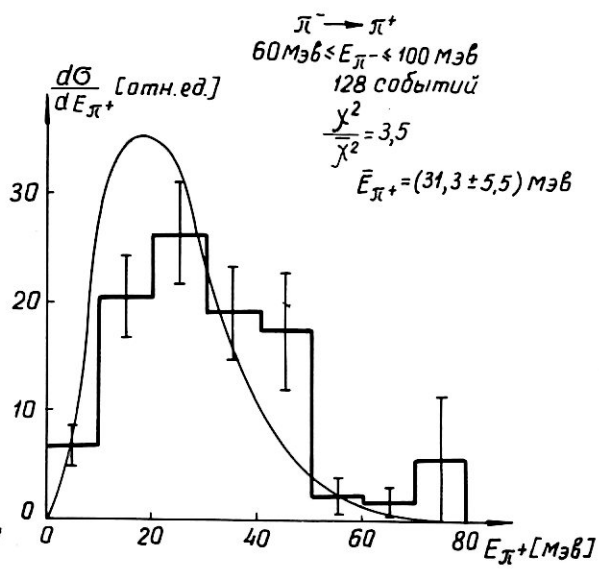
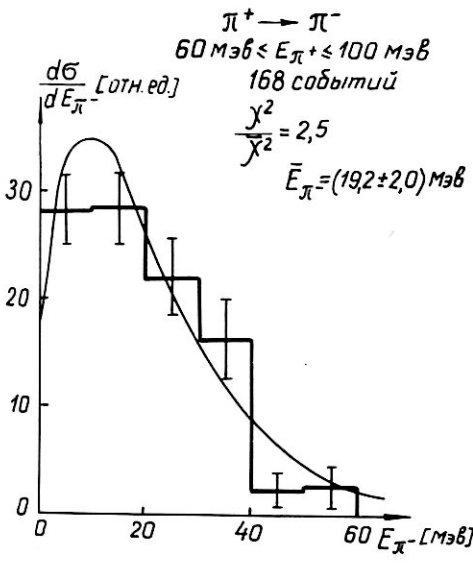


Рис. 16.

Рис.16.

**Энергетическое распределение
вторичных мезонов от двойной
перезарядки для различных ин-
тервалов энергий.**

Гистограммы - эксперимент.

**Плавные кривые - расчет по
каскадной модели.**

(1) и (2) уменьшается, так как действие кулоновского поля ядра влияет существенно только на низкоэнергетическую часть спектра.

Энергетические распределения вторичных Π^+ и Π^- -мезонов представлены на рис. 17. Эти распределения включают случаи, относящиеся к очень широкому интервалу первичных энергий (40 + 144) Мэв. Однако для каждого события двойной перезарядки, зарегистрированного в эмульсионной камере, имелась возможность определить энергии как вторичного, так и первичного мезонов. Поэтому более целесообразно рассматривать энергетические распределения в таком виде, когда энергия вторичного Π -мезона выражена в долях первичной энергии. Такой приём позволяет исключить влияние энергетического разброса первичных мезонов при сравнении спектров. Распределения представлены на рисунке (гистограмма) совместно с результатами расчетов по каскадной модели (плавная кривая). Средние величины отношений энергий вторичных мезонов к энергии первичных мезонов соответственно равны:

$$\left(\frac{E_{\Pi^+}}{E_{\Pi \text{ первич.}}} \right) = 0,32 \pm 0,03 \text{ и } \left(\frac{E_{\Pi^-}}{E_{\Pi \text{ первич.}}} \right) = 0,25 \pm 0,02$$

Они характеризуют большой сброс энергии мезонов в реакциях двойной перезарядки.

Угловые распределения Π^+ и Π^- -мезонов представлены на рис. 18-19. В распределения включены все случаи в интервале энергий первичных мезонов (40 + 144) Мэв. Угловые распределения вторичных мезонов в реакциях двойной перезарядки на ядрах в фотоэмульсии близки к изотропным. Степень согласия экспериментальных

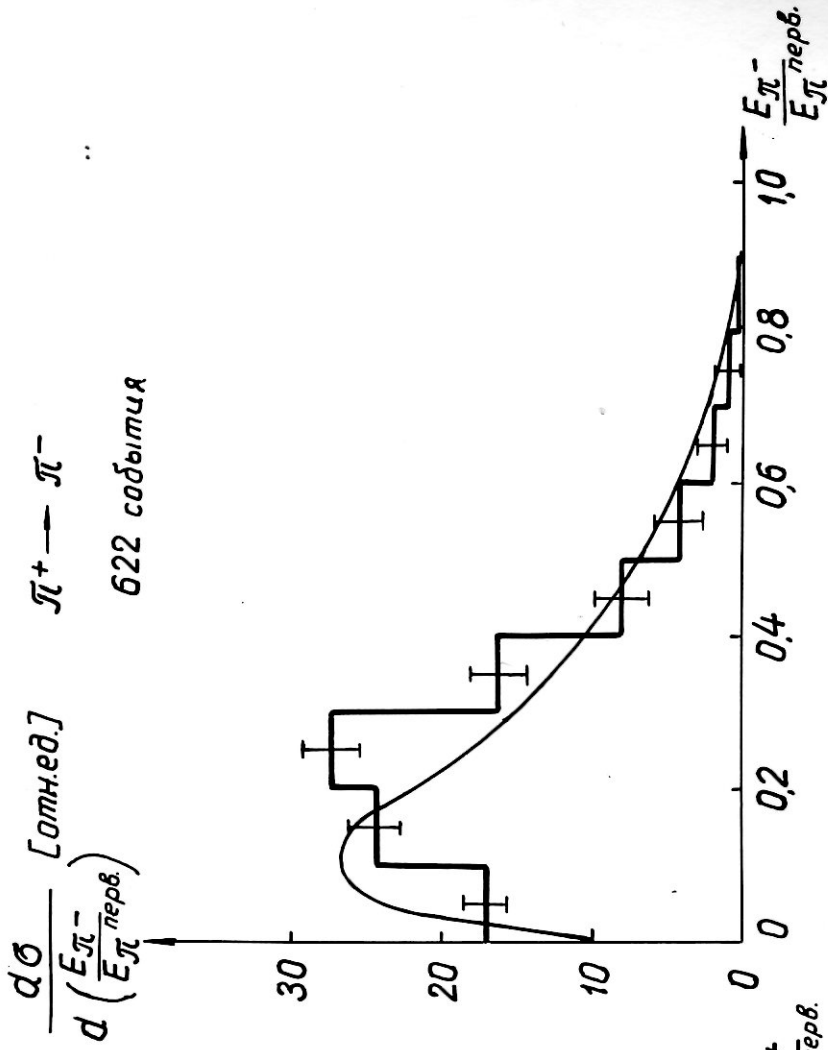
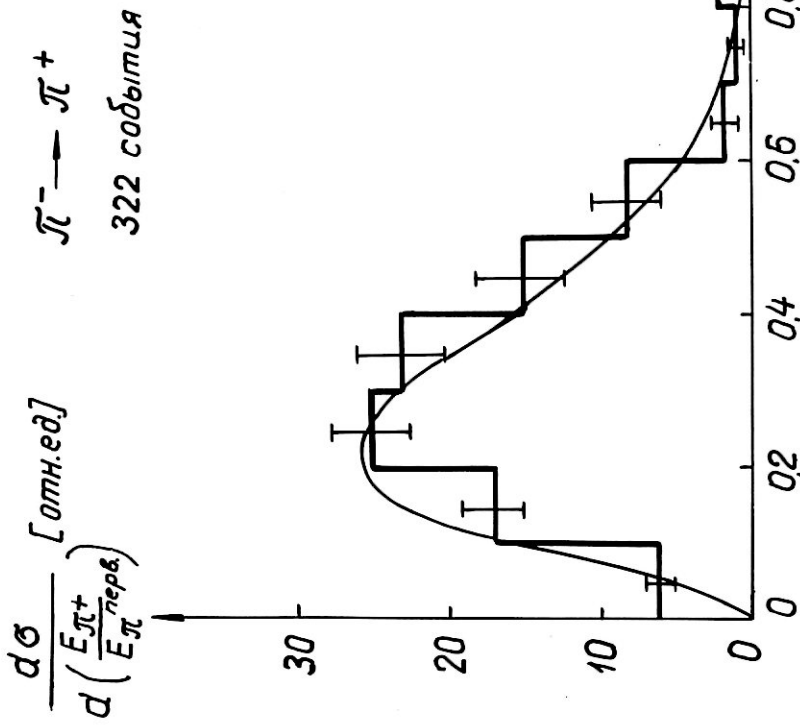


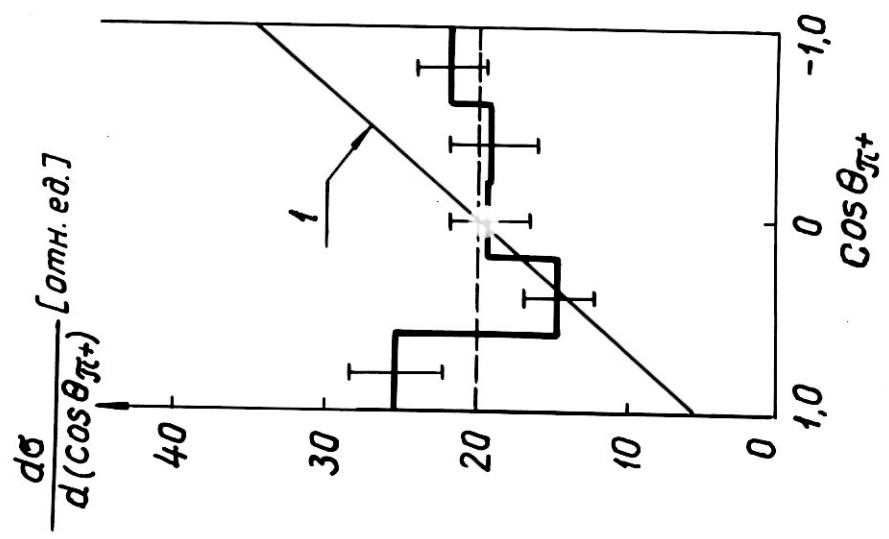
Рис.17.

Рис. 17. Энергетические распределения вторичных мезонов от двойной перезарядки на ядрах в фотоэмульсии.

Гистограммы -- эксперимент.

Плавные кривые -- расчет по каскадной модели.

$\pi^- \rightarrow \pi^+$



$\pi^+ \rightarrow \pi^-$

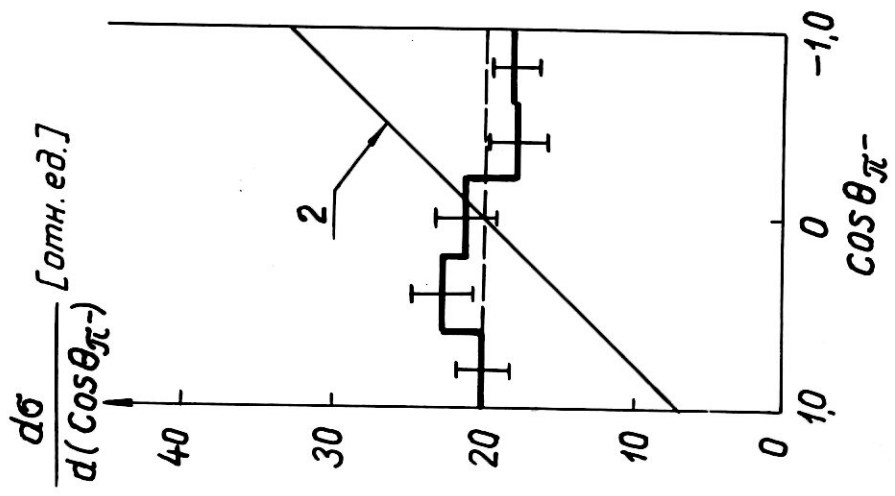


Рис.18.

Рис. 18. Угловое распределение вторичных мезонов от
двойной перезарядки.

Гистограмма - эксперимент.

Кривые 1 и 2 - расчет по каскадной модели.

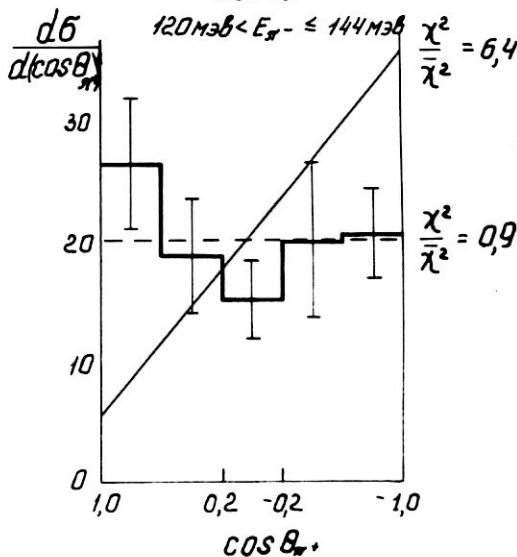
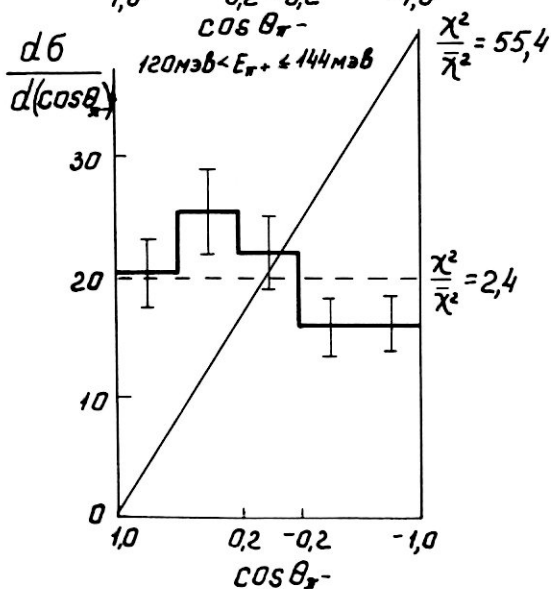
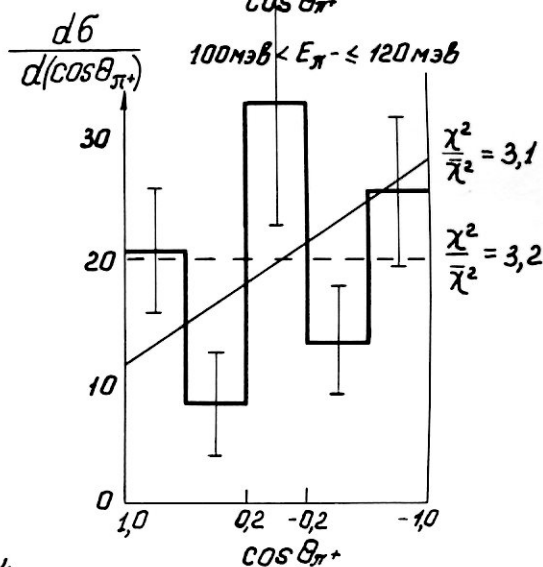
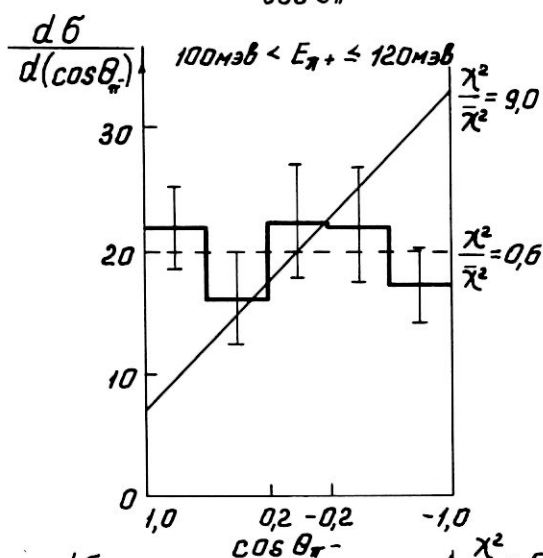
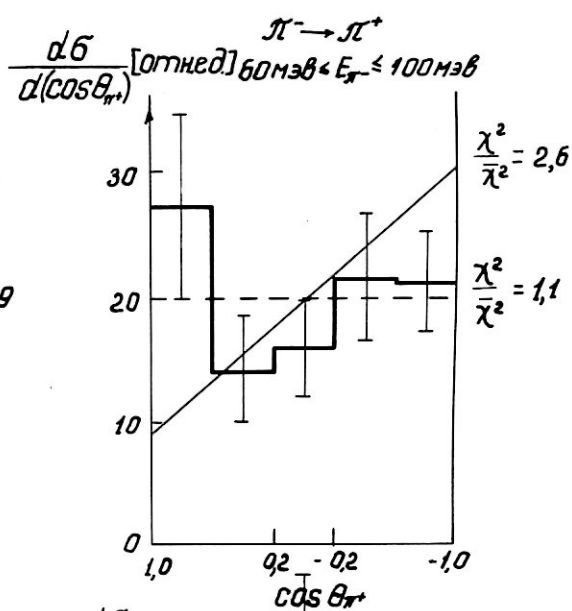
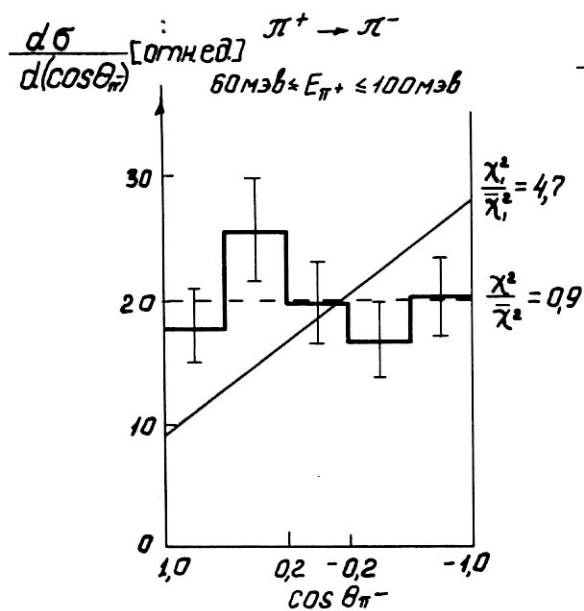


Рис. 19.

Рис.19.

Угловые распределения вторичных мезонов от двойной перезарядки для различных интервалов энергии.

Гистограммы - эксперимент.

Плавные кривые - расчет по каскадной модели.

Пунктир - изотропия.

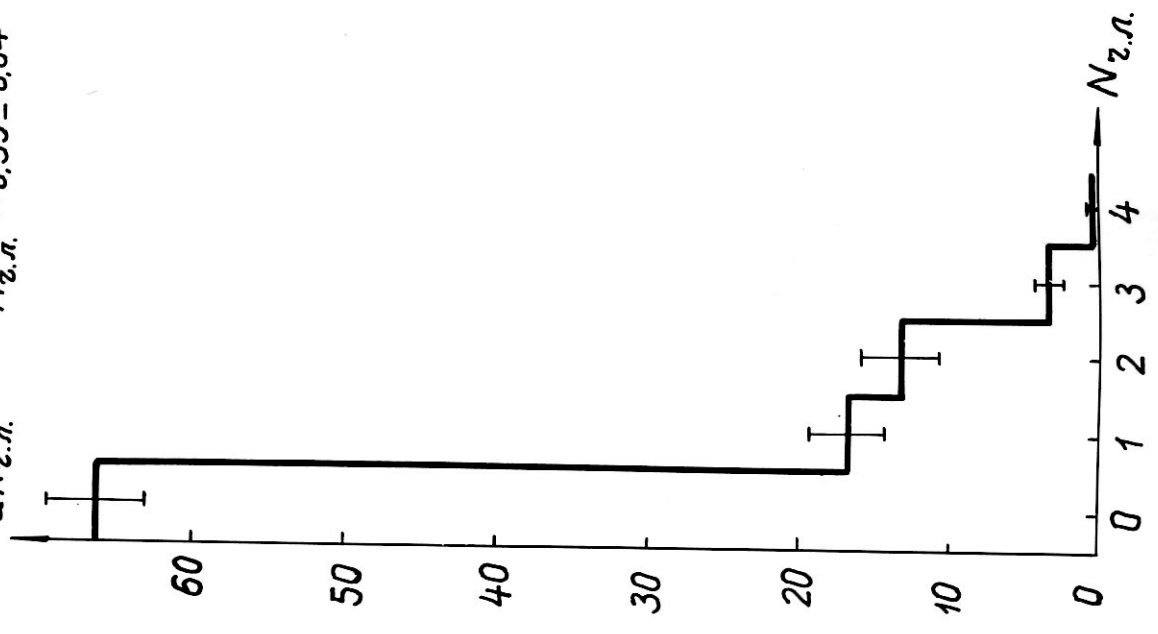
данных с изотропией (пунктир) характеризуются величинами $\frac{\chi^2}{\chi^2} : +$ для Π^+ -мезонов - 2,3, а для Π^- -мезонов - 1,3. Не было найдено никаких-либо корреляционных эффектов в распределении случаев двойной перезарядки на плоскости угол-энергия. В пределах экспериментальных ошибок не заметна разница в распределениях Π^+ и Π^- -мезонов. Необходимо отметить, что угловые распределения, полученные на опыте не удается согласовать с результатами расчета по каскадной модели. (Величина $\frac{\chi^2}{\chi^2}$ для Π^+ -мезонов равна 14,8, а для Π^- -мезонов - 32,2). Вычисленные угловые распределения получаются неизотропными с преимущественным испусканием вторичных Π^+ и Π^- -мезонов в заднюю полусферу (кривые 1 и 2 рис.18). Резкое различие угловых распределений вторичных мезонов с расчетом дает основание полагать, что процессе двойной перезарядки нельзя детально описать с помощью такой простой модели.

§ 5. Характеристики "звезд", возникающих в фотоэмульсии в результате двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов

На рис.20 представлены распределения случаев по числу лучей. В этих распределениях учтены лишь следы тяжелых заряженных частиц с пробегом в эмульсии, превышающим 5 мм. Следы заряженных частиц с меньшим пробегом относились к следам ядер отдачи и не учитывались при построении лучевых распределений. (Исключались также следы электронов).

Характерной особенностью ядерных расщеплений, возникающих при двойной перезарядке Π^- -мезонов в фотоэмульсии, является обра-

$\frac{d\sigma}{dN_{z.l.}} [отн.ед.] \bar{N}_{z.l.} = 0,555 \pm 0,04$



$\pi^+ \rightarrow \pi^-$

$\bar{N}_{z.l.} = 2,07 \pm 0,09$

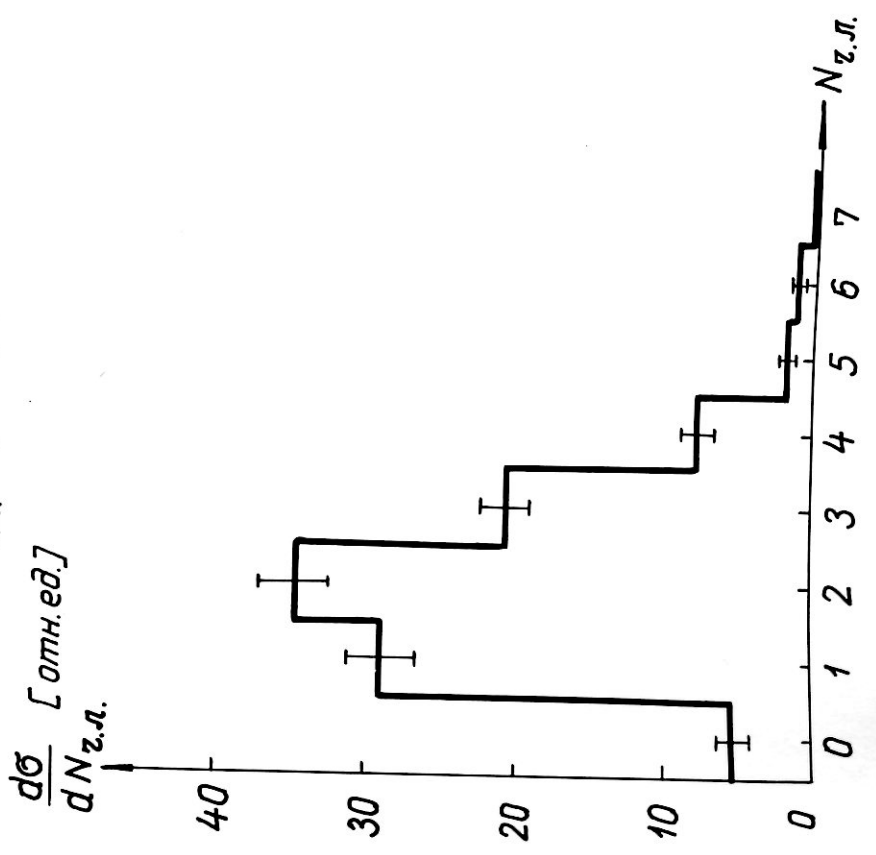


Рис. 20. Распределение событий двойной пересадки
по числу лучей.

зование "звезд" с малым числом лучей. В большинстве таких "звезд" нет каких-либо других следов, кроме следа вторичного Π^+ -мезона (табл. II).

Т а б л и ц а II

Интервал энергии	$\bar{E} = 80$ Мэв (60+100)Мэв	$\bar{E} = 110$ Мэв (100+120)Мэв	$\bar{E} = 130$ Мэв (120+144)Мэв	E (40+144) Мэв
Реакции	<u>Среднее число лучей в "звезде"</u>			
$\Gamma + A \rightarrow \Pi^+ + A^* + \dots$	$0,28 \pm 0,03$	$0,60 \pm 0,10$	$0,76 \pm 0,09$	$0,55 \pm 0,04$
$\Gamma + A \rightarrow \Pi^- + A^* + \dots$	$1,79 \pm 0,14$	$2,01 \pm 0,16$	$2,31 \pm 0,14$	$2,07 \pm 0,09$
$\Gamma + A \rightarrow \Pi^- + A^* + \dots$	$0,52 \pm 0,07$			
$\Gamma + A \rightarrow \Pi^+ + A^* + \dots$	$0,62 \pm 0,09$			

Среднее число заряженных частиц, приходящихся на одну "звезду", не считая Π^- -мезонов и электронов в интервале энергий (40+144) Мэв, равно $0,55 \pm 0,04$. Оно изменяется с изменением энергии первичных мезонов от $0,28 \pm 0,03$ при 80 Мэв до $0,76 \pm 0,09$ при 130 Мэв.

Малое число лучей при двойной перезарядке Π^- -мезонов можно объяснить тем, что в этом процессе два протона первоначального ядра превращаются в два нейтрона. Тяжелые заряженные частицы в расщеплениях могут возникать в результате вторичного рассеяния нейтронов или Π -мезонов внутри ядер или при испарении тяжелых частиц из возбужденного ядра. В противоположность этому, при двойной перезарядке положительных мезонов два нейтрона превращаются в два протона, которые с большой вероятностью выходят из ядра. Вследствие это

го в "звездах" от двойной перезарядки Π^+ -мезонов примерно на два луча больше ($2,07 \pm 0,03$), чем при двойной перезарядке Π^- -мезонов.

Этот эффект заметен и в распределении по эффективной энергии, приходящейся на один луч в одно- и двухлучевых звездах (рис. 21). Из рисунка видно, что тяжелые заряженные частицы от двойной перезарядки Π^- -мезонов гораздо менее энергичны, чем от двойной перезарядки Π^+ -мезонов, в которых кроме частиц от вторичного рассеяния или испарения присутствуют протоны, выбитые непосредственно в процессе двойной перезарядки.

Для сравнения лучевых распределений "звезд" от двойной перезарядки Π^- -мезонов на рис. 22 приводятся распределения "звезд" по числу лучей от неупругого рассеяния Π^+ и Π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии при энергии 80 Мэв. В данном случае, лучевые распределения не отличаются друг от друга.

§ 6. Оценка высоты кулоновского барьера

Можно отметить (рис. 20), что при двойной перезарядке Π^+ -мезонов доля "звезд", имеющих число лучей меньше двух, составляет 34% (5% - ноль-лучевые "звезды" и 29% - однолучевые). Если рассмотреть все возможные реакции двойной перезарядки Π^+ -мезонов на ядрах, входящих в состав фотоэмульсии, то можно убедиться в том, что "звезды" с числом лучей меньше двух не могут быть образованы на легких ядрах (C, N, O) и, следовательно, являются результатом взаимодействия Π^- -мезонов с ядрами брома и серебра. Такое же заключение можно сделать и о двухлучевых событиях без элек-

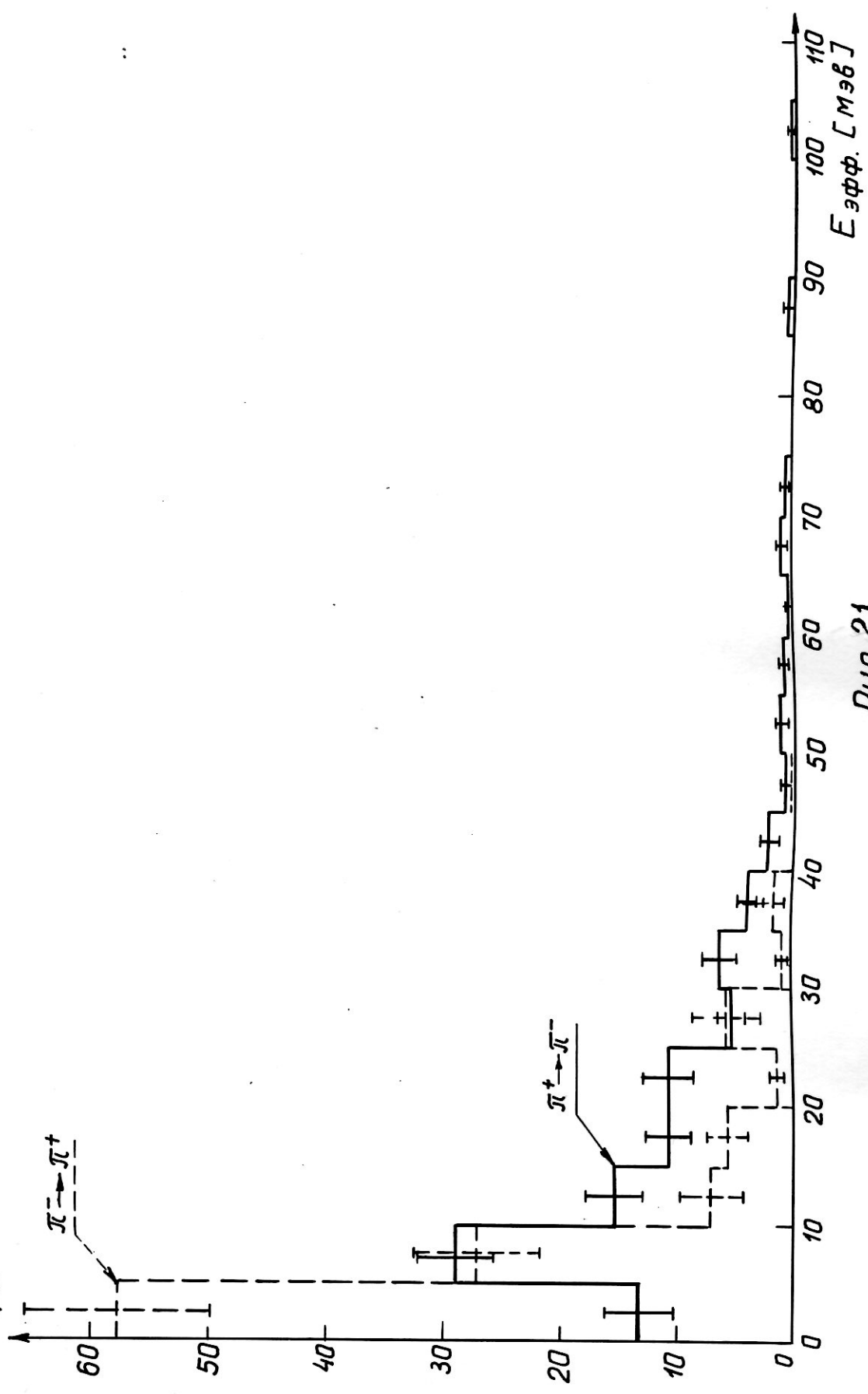


Рис. 21.

Рис. 21. Распределение событий двойной перезарядки P -резонансов по эффективной энергии, приходящейся на один луч в одно- и двухлучевых "звездах".

$\frac{d\sigma}{dN_{\text{ч.л.}}}$ [омн.ед.]

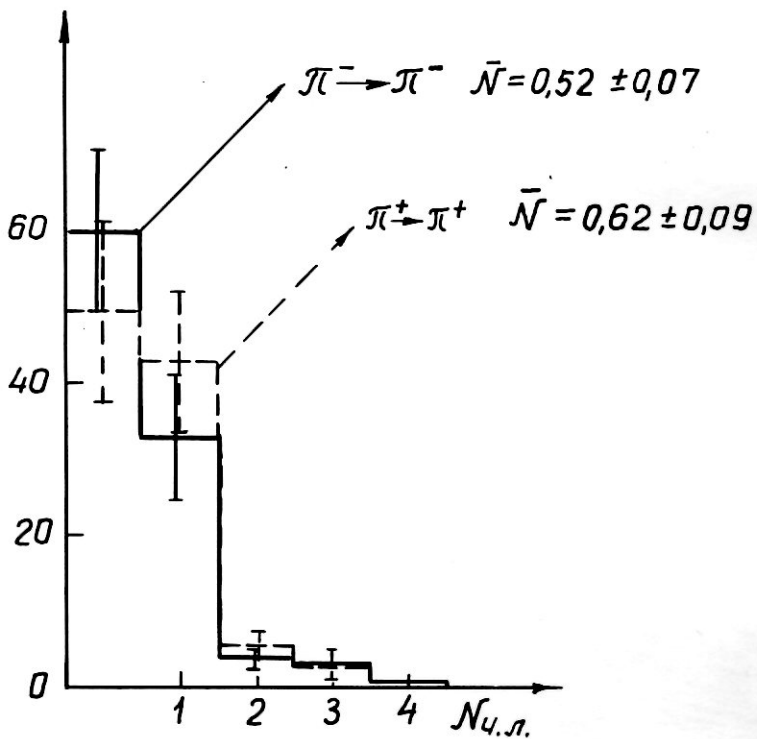


Рис. 22.

Рис. 22. Распределение событий неупруго рассеянных
π-мезонов по числу лучей.

трона в центре звезды. Доля таких событий составляет 20%. Таким образом, по крайней мере, 54% событий могут быть строго отнесены к двойной перезарядке Π^+ -мезонов на тяжелых ядрах серебра и брома, входящих в состав фотоэмульсий,

Из расчетов, выполненных в работах^(19,36), следует, что примерно 80% всех событий двойной перезарядки Π^+ -мезонов в фотоэмульсии обусловлены взаимодействием с тяжелыми ядрами.

Особо отметим взаимодействия с образованием ноль-лучевых "звезд". В этих случаях заряд ядра-мишени увеличивается на две единицы. По схеме последовательных соударений можно попытаться объяснить безлучевые "звезды" такими соударениями, в которых нуклоны отдачи получают энергию меньше, чем кулоновский барьер ядра. Доля таких "звезд" должна сильно зависеть от высоты кулоновского барьера и может быть вычислена. Такой расчет был выполнен. Доля безлучевых "звезд" (в процентах от общего числа) в зависимости от высоты кулоновского барьера представлена на рис. 23. Из эксперимента имеем, что число безлучевых "звезд" составляет 5%. Согласно расчетам этот результат соответствует величине кулоновского барьера равной 13 Мэв, которая согласуется с величиной кулоновского барьера для ядер брома и серебра. Такое же значение получается и из сравнения энергетических распределений вторичных мезонов от двойной перезарядки. В области малых энергий отчетливо заметен сдвиг спектров Π^+ и Π^- -мезонов (рис. 24).

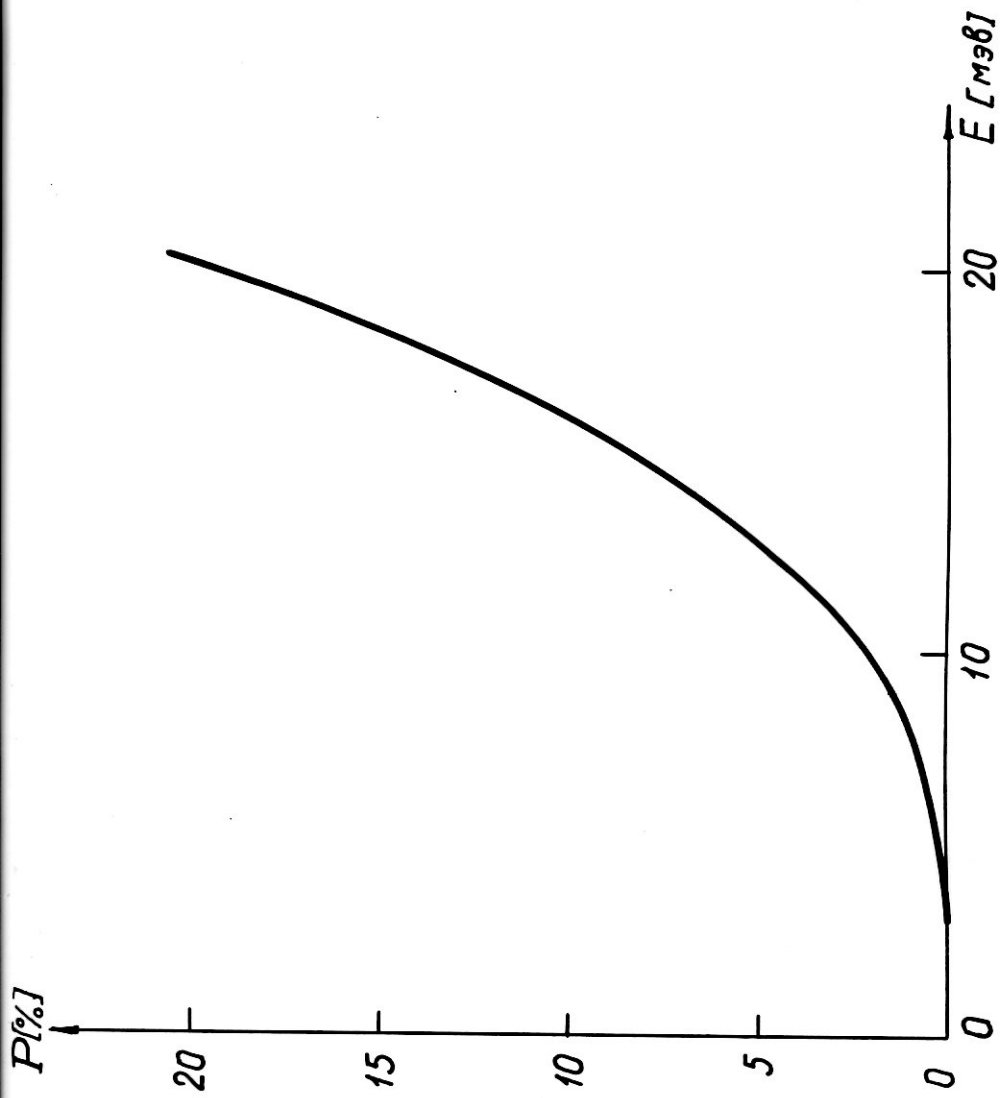


Рис.23.

Рис. 23. Доля безлучевых "звезд" (в процентах от общего числа)
в зависимости от высоты кулоновского барьера ядра.

$$\frac{\chi^2}{\chi^2} = 1,30$$

$$\frac{\chi^2}{\chi^2} = 1,25$$

$\pi^+ \rightarrow \pi^-$
 $\pi^- \rightarrow \pi^+$

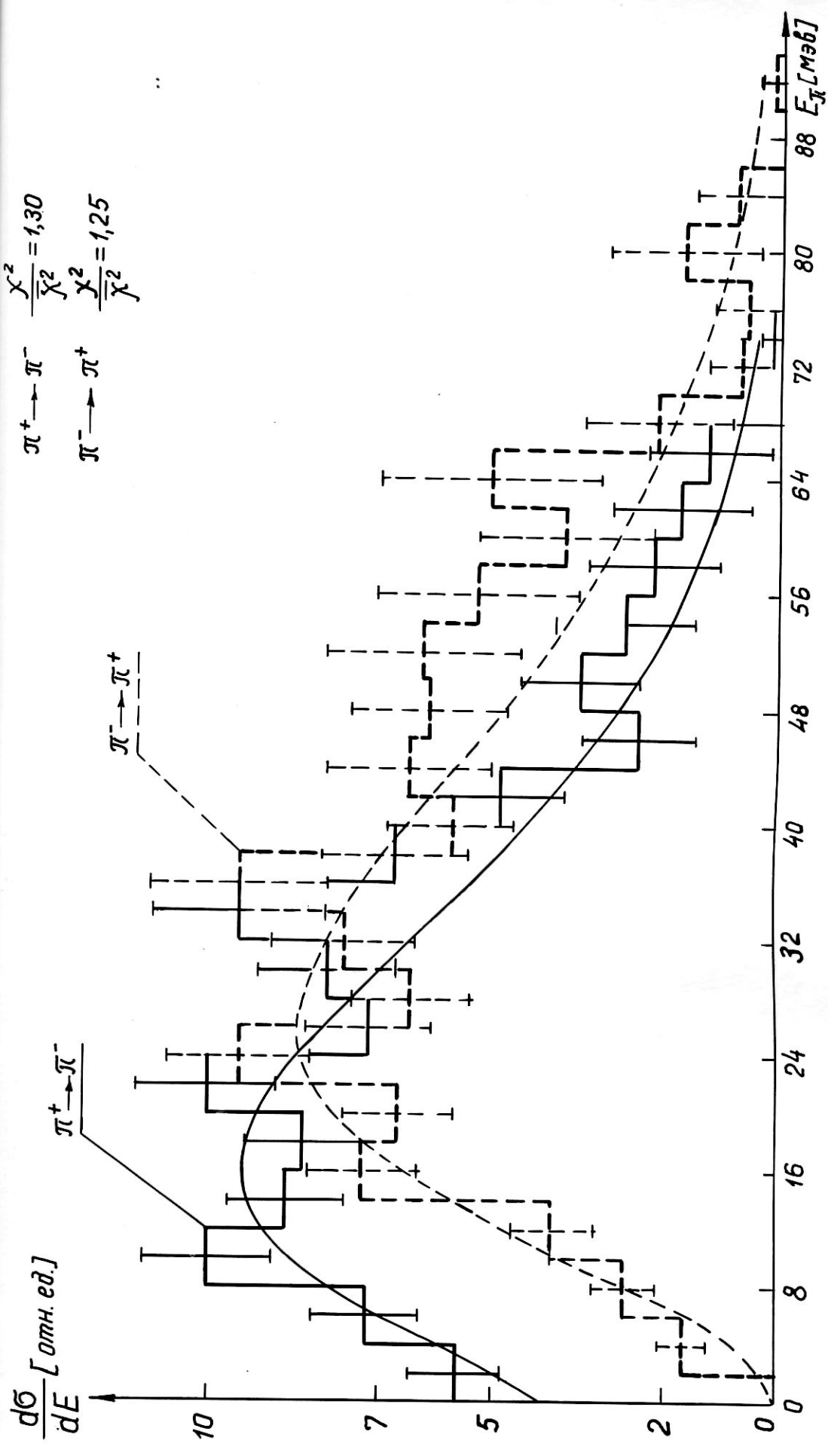


Рис. 24.

Рис.24.

Энергетические распределения вторичных мезонов от двойной перезарядки в области малых энергий.

Кривые проведены по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов.

ГЛАВА У

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ П-МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

Be, C, Al, Zn, Cd и Pb.

В работах (30,34,33,38,49) была исследована двойная перезарядка Π^+ и Π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии ($\bar{Z} = 21$) и получены некоторые характеристики этих процессов. Однако сведения, получаемые из анализа реакций двойной перезарядки в фотоэмульсии, относятся к совокупности ядер и, в лучшем случае, на основе этих сведений могут быть получены результаты, которые относятся к группе легких ядер C, N, O и тяжелых Ag, Br.

Для выяснения механизма двойной перезарядки и для расчета экспериментов по изучению структуры ядер и поисков неизвестных изотопов (3,7,50) важно исследовать реакцию двойной перезарядки на различных, вполне определенных ядрах.

Для измерения полных сечений двойной перезарядки П-мезонов на ядрах Be, C, Al^{Zn, Cd} и Pb была проведена серия экспериментов на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

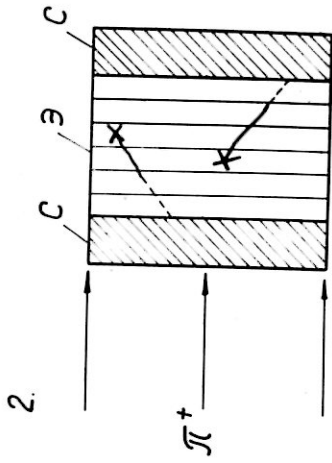
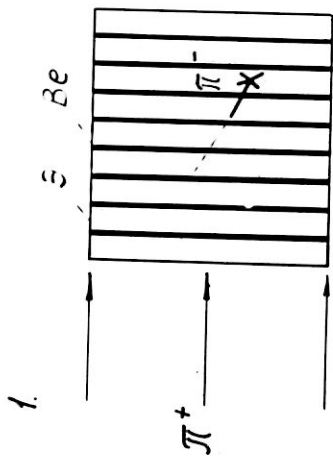
§ I. Постановка экспериментов

Фоновые условия в экспериментальном зале синхротрона таковы, что допустимое время нахождения эмульсионных камер в этом зале составляет примерно 5 часов. При такой экспозиции в эмульсии еще можно эффективно вести поиск остановок П-мезонов (42,51). В опытах по определению сечений с использованием эмуль-

сионных камер в качестве детектора для регистрации, например, 100 мезонов, испытавших двойную перезарядку, необходимое время экспозиции составляет около 30 часов, если сечение $\sim 10^{-28} \text{ см}^2$. Поэтому для измерения полных сечений двойной перезарядки положительных Π -мезонов с энергией 80 Мэв на ядрах Be, C, Al, Zn, Cd и Pb и отрицательных Π -мезонов с энергией 140 Мэв на ядрах Be, C и Pb были проведены специальные эксперименты в следующих постановках.

Постановка опыта № I

Камеры собирались из эмульсионных слоев типа ПИКФЭ-БР2, переложенных пластинками бериллия или свинца (рис. 25а). (Диаметр слоя эмульсии и металлических пластинок равен ϕ 5 см, толщина слоя эмульсии 600 μ ; Be - 300 μ и Pb - 60 μ). Получался так называемый "сэндвич", состоящий из 50 слоев эмульсии и 50 металлических пластинок. Такая камера затем облучалась в пучке положительных или отрицательных Π -мезонов перпендикулярно плоскости эмульсионных слоев. Всего было облучено 4 камеры - "сэндвича": 2 камеры с пластинками Be и Pb в пучке Π^+ -мезонов с энергией 87 Мэв и 2 камеры с Be и Pb в пучке Π^- -мезонов с энергией 144 Мэв. После разборки камер, маркировки слоев эмульсии и проявления, в эмульсионных слоях под микроскопом проводились поиски остановок Π^+ и Π^- -мезонов. Остановившиеся в эмульсии мезоны регистрировались и прослеживались в такой камере. Отбирались случаи, в которых вторичный мезон был образован в результате двойной перезарядки в пластинках бериллия или свинца (т.е. след мезона не имел продолжения в следующем эмульсионном слое).



3.

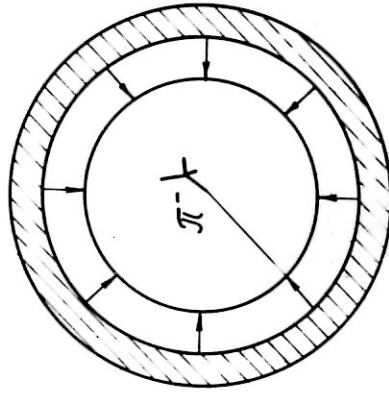
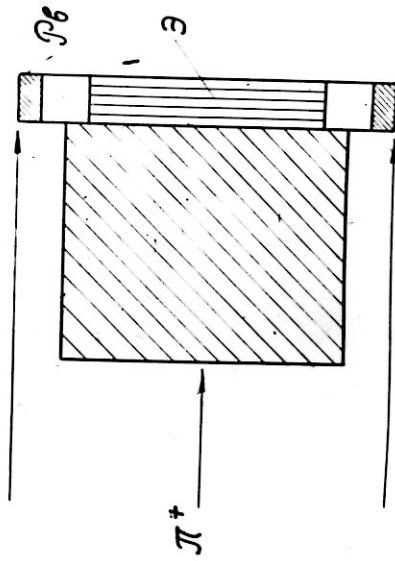


Рис. 25.

Рис.25. Схема опытов:

- 1 - толщина эмульсионного слоя 600μ *
пластинки берилли - 300μ *
свинец - 60μ †
- 2 - размеры углеродных инаеи $5 \times 5 \times 1 \text{ см}^3$ ‡
- 3 - размеры эмульсионной камеры:
диаметр - 5 см,
толщина - 1 см.

Контрольным опытом для такого способа регистрации являлся поиск событий двойной перезарядки Π -мезонов в обычной эмульсионной камере с прослеживанием вторичных мезонов "через слой".

Такой просмотр был проведен в камере, собранной из эмульсионных слоев, толщиной 400 мкм. Оказалось, что вероятность регистрации событий двойной перезарядки Π -мезонов близка к единице и равна $(0,9^{+0,1}_{-0,2})$.

Полные сечения процесса двойной перезарядки в данной постановке опыта вычислялись по формуле, описанной в предыдущей главе.

Кроме обычных поправок, необходимых при определении сечений методом эмульсионных камер⁽⁵²⁾, в этом эксперименте вводились поправки, учитывающие остановки мезонов в металлических пластинках (10-20)% и примесь Π -мезонов космического происхождения.

При постановке опыта по схеме I камеры находились в собранном виде в течение получаса. Время экспозиции в обоих пучках (Π^+ и Π^- -мезонов) составляло примерно 1 мин. Поэтому фон от Π -мезонов космического происхождения, в основном, исключался прослеживанием следов вторичных Π -мезонов в эмульсионной камере.

Особый случай представляют следы вторичных мезонов, полностью укладывающиеся в одном эмульсионном слое. В этом случае фон оценивался по числу Π -мезонов космического происхождения в одном слое обычной эмульсионной камеры, собранной из эмульсионных слоев той же партии и облученной в одно и то же время.

В данной постановке опыта необходимо также вводить поправку на случаи, в которых вторичный Π -мезон не выходит из металлической

пластинки. Мы оценили величину этой поправки по формулам, выведенным в работах Барбоура⁽⁵³⁾ и Зонге и др.⁽⁵⁴⁾. Оказалось, что такая поправка существенна только для вторичных Π -мезонов, имеющих энергию до 15 Мэв; для вторичных Π -мезонов с энергией до 5 Мэв она равна 13%, а для Π -мезонов с энергией до 15 Мэв падает до 2%.

В предыдущих главах было показано, что спектр перезарядившихся Π -мезонов хорошо описывается кривыми, вычисленными методом Монте-Карло по каскадной модели⁽¹⁹⁾. Поэтому в тех случаях, когда размеры эмульсионной камеры не позволяли регистрировать спектр вторичных мезонов полностью, вводилась поправка, основанная на этих расчетах. Такая поправка составляла $(3 \pm 20) \%$ в различных опытах.

Постановка опыта № 2

Эмульсионная камера, собранная из слоев НИКОИ-БР, толщиной 600μ , размером $(5 \times 5 \times 1) \text{ см}^3$, помещалась между двумя блоками из углерода размером $(5 \times 5 \times 1) \text{ см}^3$ и облучалась в пучке Π^- -мезонов с энергией 144 Мэв в течение 100 сек, как показано на рис. 25в. Вторичные Π^+ -мезоны регистрировались в камере и прослеживались. Те из них, следы которых выходили из камеры в направлении углеродной мишени, относились к событиям двойной перезарядки на углероде. Для определения истинного числа случаев двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах углерода проводился фоновый опыт без углеродных мишеней. Величина сечения двойной перезарядки Π -мезонов на углероде определялась относительным методом. Для вычисления абсолютного сечения в той же геометрии ставился опыт с фотозмульсией. Поправка на

нерегистрируемую часть спектра в такой постановке эксперимента составляет 20%.

Постановка опыта № 3

В пучок Π^+ -мезонов с энергией 87 Мэв помещались кольцевые мишени из исследуемого вещества. Эмульсионная камера - детектор устанавливалась в центре кольца (размеры камеры $\varnothing 5 \times 1 \text{ см}^3$) и защищалась от прямого мезонного пучка поглотителем из меди толщиной 350 г/см^2 (рис. 25с). Мезоны, испытавшие двойную перезарядку в мишени и испущенные под углом 90° , останавливались в эмульсии и регистрировались. Размеры эмульсионной камеры и мишеней выбирались таким образом, чтобы вторичные мезоны останавливались в центральной области эмульсионной камеры - детектора. Это облегчало их поиски и регистрацию.

Кольцевые мишени, эмульсионная камера - детектор и свинцовые фильтры помещались в цилиндрическую кассету (рис. 25с). Кассета помещалась в коллиматор и облучалась в пучке Π^+ -мезонов с энергией 87 Мэв в течение 2-х часов. Облучения были проведены с мишенями из Be , Al , Zn , Cd и Pb , а также фоновое облучение - без мишени.

В такой постановке опыта при небольшом объеме эмульсионной камеры обеспечивается большой телесный угол для регистрации вторичных мезонов (до 0,46 радиан) и имеется возможность интенсивного облучения мишени. Зависимость величины телесного угла от пробега вторичного мезона в фотозульсии представлена на рис. 26.

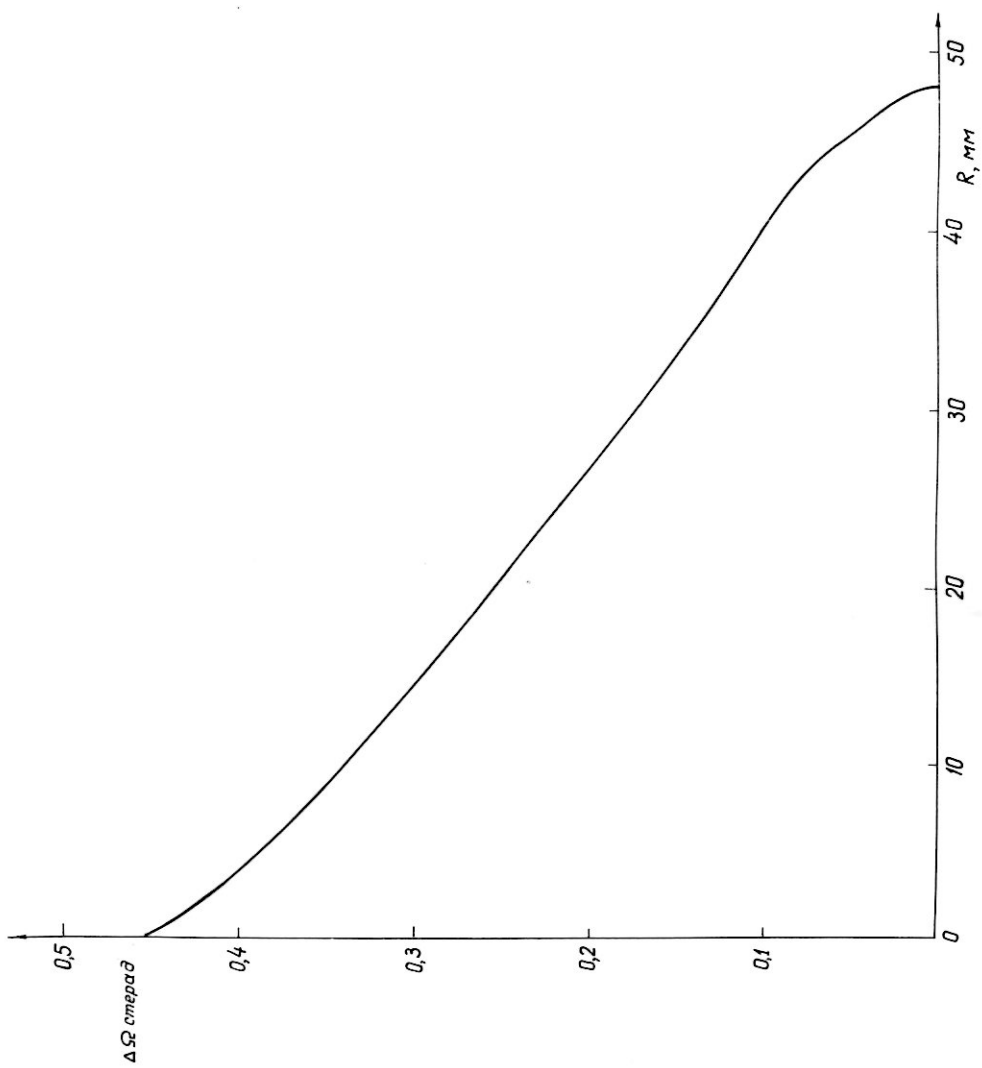


Рис. 26.

Рис. 26. Величине телесного угла для различных пробегов
вторичных μ -мезонов в опытах с кольцевыми мише-
выми.

При вычислении полного сечения угловое распределение вторичных мезонов от двойной перезарядки предполагалось изотропным. (Опыты с фотоэмульсионной⁽⁴⁹⁾ не противоречат такому предположению).

Фон от мезонов космического происхождения и от рассеянных мезонов на стенках коллиматора и в поглотителе исключался прослеживанием в фотоэмульсионной камере.

§ 2. Экспериментальные результаты

Полные сечения двойной перезарядки Π^+ -мезонов с энергией 80 Мэв для ядер Be, C, Al, Zn, Cd, и Pb и Π^- -мезонов с энергией 140 Мэв для ядер Be, C и Pb, измеренные в этих экспериментах, представлены на рис. 27 и 28 и в таблицах III и IV.

Таблица III

Полные сечения реакции двойной перезарядки Π^+ -мезонов с энергией 80 Мэв на ядрах:

Постановка опыта	Ядро	Полные сечения в мб.	Число событий
№ I (Камеры с металлическими пластинками)	Be ⁹	0,10 ± 0,03	28
	Pb ²⁰⁸	4,4 ± 1,3	45
№ 3 (Кольцевые мишени)	C ¹²	0,01 ^{+1,16} _{-0,01}	1
	Al ²⁷	0,9 ± 0,3	16
	Zn ⁶⁴	0,9 ± 0,9	2
	Cd ¹¹⁴	0,6 ^{+1,0} _{-0,6}	2
	Pb ²⁰⁸	3,5 ± 2,0	7

σ [мбн.]

$\pi^- \rightarrow \pi^+$

При энергии первичного π^- -мезона 140 мэв

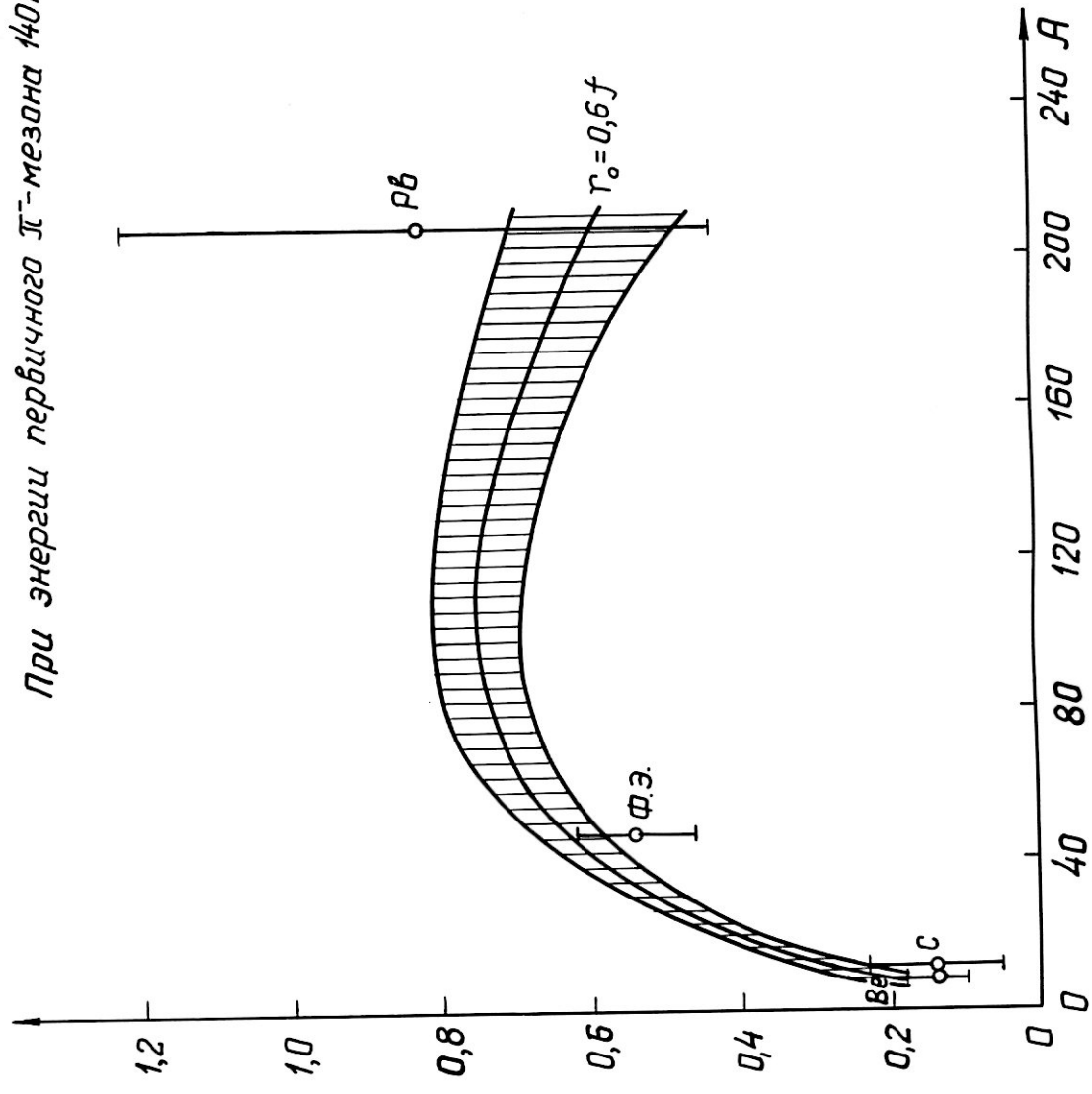


Рис. 27.

Рис. 27. Зависимость полного сечения двойной перезарядки Π'' -резонанса с энергией 140 кэв от атомного номера ядра; кривая — результат расчетов, выполненных методом Монте-Карло по каскадной модели. (Стрелочкой показан коридор ошибок).

$\pi^+ \rightarrow \pi^-$
 при энергии первичного π^\pm -мезона 80 МэВ

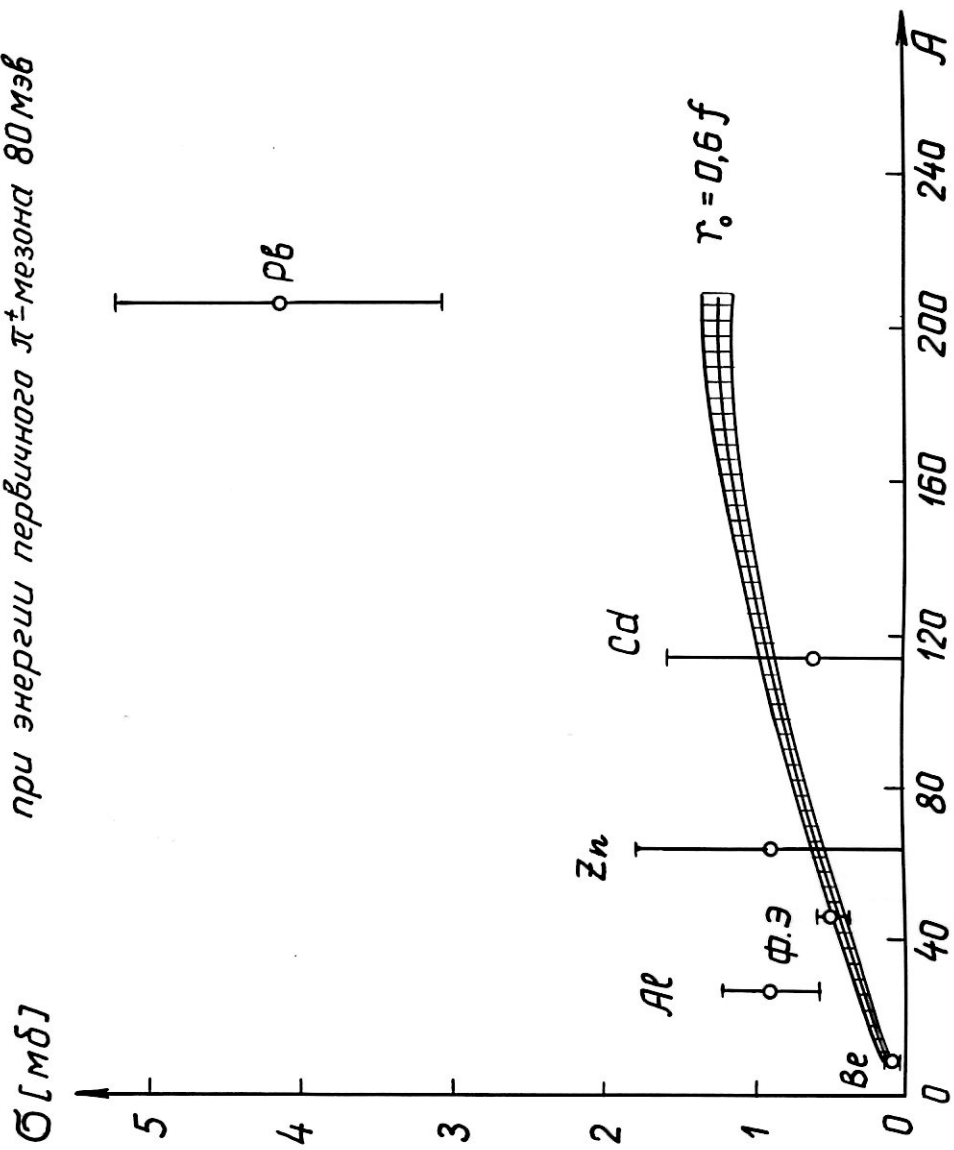


Рис. 28.

Рис. 26. Зависимость полного сечения двойной перезарядки Π^+ -мезонов с энергией 80 Мэв от атомного номера ядра; кривая — результат расчетов, выполненных методом Монте-Карло по настальной модели. (Трикозмой показан коридор ошибок).

Таблица IY

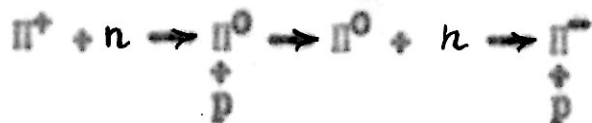
Полные сечения реакции двойной перезарядки Π^{\pm} -мезонов с энергией 140 Мэв на ядрах:

Постановка опыта	Ядро	Полные сечения в мб	Число событий
№ 1 (Каморы с металлическими пластинками)	Be^9	$0,14 \pm 0,04$	41
	Pb^{208}	$0,82 \pm 0,39$	10
№ 2 (Нивень-углеродные блоки)	C^{12}	$0,14 \pm 0,09$	7

Полные сечения для Be и Pb получены первым способом, а для C, Al, Zn и Cd - с помощью кольцевой мишени. Для Pb при энергии первичных мезонов 80 Мэв измерения выполнены двумя этими способами. (На рис.28 приведен усредненный результат).

Результаты опытов свидетельствуют о том, что сечение двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов возрастает с увеличением атомного номера ядра.

На рисунках 27 и 28 проведено сравнение с расчетами, выполненными методом Монте-Карло по схеме:



Кривые, приведенные на рисунках, соответствуют $\tau_0 = 0,6 \cdot 10^{-13}$ см. Можно отметить качественное согласие с результатами расчетов.

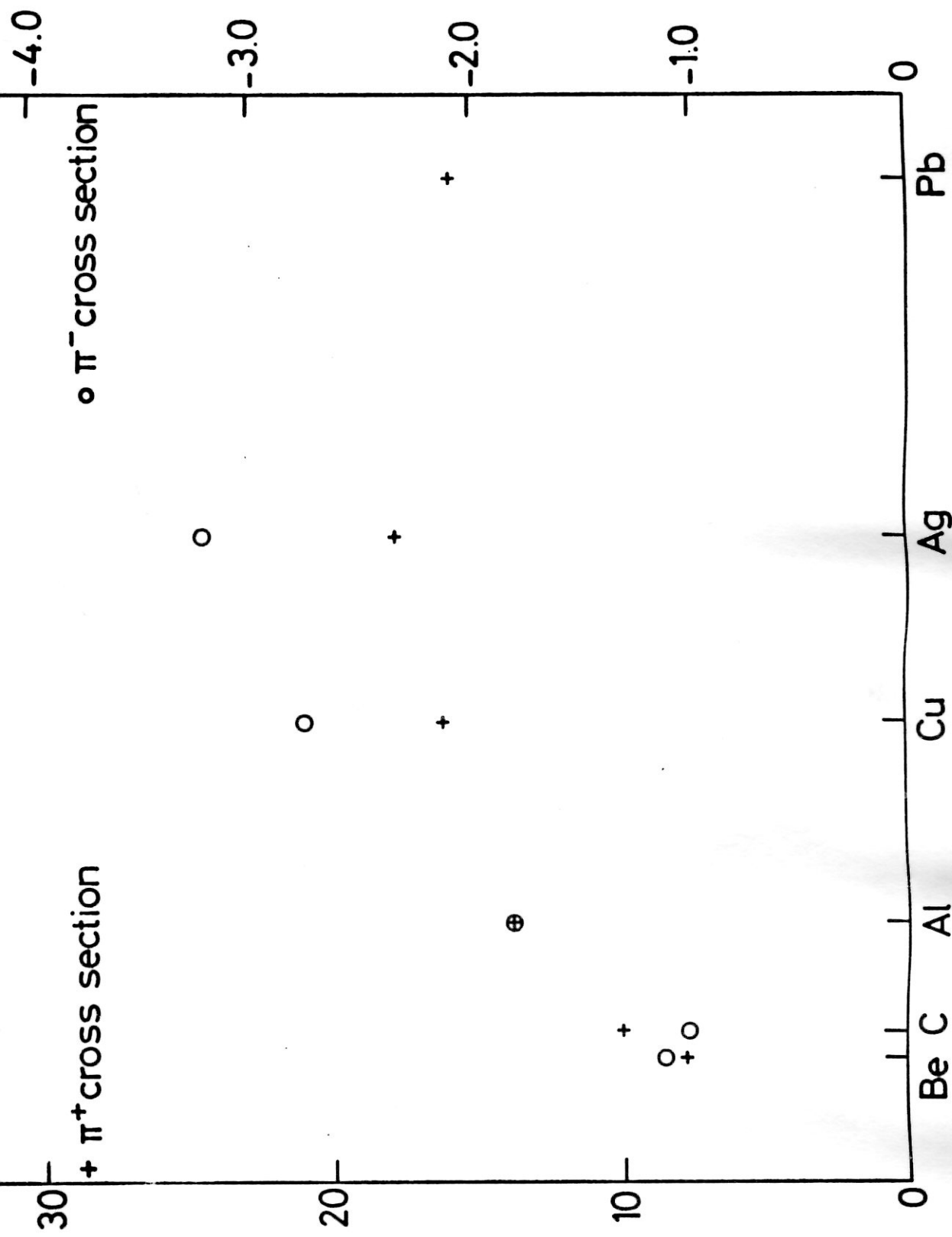
Интересно отметить, что зависимость полных сечений двойной перезарядки мезонов от атомного номера ядра хорошо согласуется с

аналогичной зависимостью образования мезонов на различных ядрах (рис.29-30).

Обсуждение экспериментальных результатов

Таким образом в настоящее время при исследовании двойной перезарядки положительных и отрицательных Π -мезонов получены наиболее полные экспериментальные данные в интервале энергий 40-176 Мэв. При этих энергиях измерены полные сечения процесса двойной перезарядки на ядрах Be, C, Al, Zn, Cd и Pb и на ядрах в фотоэмульсии. На ядрах фотоэмульсии измерены также угловые и энергетические распределения вторичных Π -мезонов. Эти данные позволяют провести сравнение с теоретическими расчетами, выполненными в различных предположениях о механизме процессов двойной перезарядки.

В настоящее время задача о двойной перезарядке Π -мезона на ядре не может быть точно решена ввиду отсутствия общей теории "ядерных сил". Поэтому для теоретических расчетов этих процессов пока приходится привлекать различные модельные представления такие, как "оболочечная" модель ядра⁽⁹⁾, "оптическая" модель ядра^(5,6), импульсное приближение⁽¹⁴⁻¹⁶⁾ и статистические модели^(14,16) взаимодействия Π -мезонов с ядром. От решений, получаемых с помощью таких моделей, нельзя ожидать точных количественных результатов, однако, они важны для оценки масштаба величин сечений и выбора схемы взаимодействия, приводящего к двойной перезарядке Π -мезонов.



Puc. 29.

Рис. 29. Зависимость дифференциального сечения образования

Π^+ и Π^- -мезонов протоном 600 МэВ от атомного номера ядра.

+ — поперечные сечения для Π^+ -мезонов,

o — поперечные сечения для Π^- -мезонов.

(Работа выполнена в CERN).

Pion Production Cross-Sections for Various Nuclei

Element	A	A ^{2/3}	Lab. differential cross-sections (mb/st)	
			π^+	π^-
Be	9	4,3	7,8	1,1
C	12	5,2	10	1
Al	27	9	13,8	1,8
Cu	63,5	16	16,2	2,6
Ag	107,8	22,5	17,8	3,2
Pb	207,2	35	15,9	4,2

Рис.30.

Таблица результатов дифференциальных сечений образования Π^+ и Π^- -мезонов протонами 600 Мэв на различных ядрах.

(Работа выполнена в *CERN*)

О правильности того или иного приближенного решения можно судить из сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Прежде всего необходимо отметить, что эксперименты, описанные в диссертации, показали, что полные и дифференциальные сечения процесса двойной перезарядки Π -мезонов по порядку величин не противоречат теоретическим расчетам, выполненным в работах (67, 10) в области энергии первичных Π^+ -мезонов (10-40) Мэв на ядрах O^{18} . Действительно, если учесть, что угловое распределение вторичных Π^- -мезонов от реакций $\Pi^+ \rightarrow \Pi^-$ в исследуемом интервале первичных энергий близко к изотропному, то из экспериментальных данных можно получить дифференциальное сечение реакции двойной перезарядки Π^+ -мезонов на ядрах в фотоэмульсии с энергией (44 ± 8) Мэв под углом 0° равным $(4,8 \pm 2,4) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 / \text{стерад}$.

В работе Колтуна и Рейтана⁽⁷⁾ дифференциальное сечение реакции $\Pi^+ + O^{18} \rightarrow \Pi^- + Ne^{18}$ под 0° при первичной энергии Π -мезона $(20 + 40)$ Мэв равно $7,6 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 / \text{стерад}$.

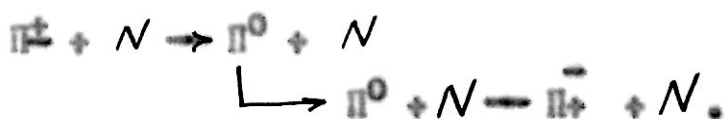
Это сравнимые величины, хотя надо иметь ввиду, что экспериментальная величина дифференциального сечения получена при более высокой энергии первичных Π -мезонов и относится к тяжелым и легким ядрам, входящим в состав фотоэмульсии.

Больших расхождений в величинах дифференциальных сечений двойной перезарядки Π^+ -мезонов, вычисленных в теоретических работах и полученных экспериментально, не было найдено и в области

более высоких энергий. Так, например, в работах Беннера и Мари-ча⁽¹⁶⁾ из расчета реакции $\pi^+ + \text{Li}^7 \rightarrow \pi^- + \text{B}^7$ при энергии первичного мезона 200 Мэв получена величина $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{0^\circ} = 1,1 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад}$. Такого же порядка получается и сечение двойной перезарядки π^+ -мезонов в опытах, описанных в диссертации: $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_0$ на ядрах в фотоэмульсии при энергии (133 ± 8) Мэв равно $(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад}$. А в экспериментальной работе Джилли и др.⁽¹³⁾ эта же величина на ядре Li^7 при энергии первичных π^+ -мезонов 195 Мэв получена равной $(0,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад}$.

К сожалению, не имеется аналогичных теоретических расчетов сечений двойной перезарядки отрицательных π -мезонов на ядрах.

В работах⁽¹⁴⁻¹⁶⁾ не были сделаны и расчеты двойной перезарядки π -мезонов на ядрах в фотоэмульсии. Поэтому для описания экспериментальных данных и для выяснения механизма реакций двойной перезарядки в наших работах была привлечена каскадная модель взаимодействия π -мезонов с ядром по схеме:



По этой модели были рассчитаны полные и дифференциальные сечения реакций методом Монте-Карло.

Сравнение результатов расчета с экспериментом показало удовлетворительное согласие энергетических распределений вторичных мезонов и полных сечений двойной перезарядки π^+ и π^-

мезонов с принятой схемой последовательных перезарядок Π -мезона в ядре. Это означает, что если описывать взаимодействие Π -мезонов с ядром с помощью "оптического потенциала" (как это сделано в работах Эриксона⁽⁶⁾), то можно сделать вывод о том, что в исследуемом энергетическом интервале первичных Π -мезонов основной вклад в потенциал будут давать члены, ответственные за изовекторное взаимодействие, приводящее к двойной перезарядке Π -мезонов двумя последовательными шагами.

Однако сравнение угловых распределений, полученных на опыте с расчетами по каскадной модели⁽¹⁹⁾ и с расчетами Барналя⁽¹⁵⁾ обнаруживает большое расхождение. Угловые распределения вторичных Π -мезонов от двойной перезарядки мезонов на ядрах в фотоэмульсии близки к изотропным. В то время, как по каскадной модели расчет предсказывает преимущественное испускание вторичных мезонов в заднюю полуферу, а по расчетам Барналя - в переднюю полуферу.

Это расхождение, по-видимому, можно пытаться объяснить наличием другого канала реакции по схеме $\Pi^{\pm} + (N) \rightarrow \Pi^{\mp} + (N)$. Необходимо также ввести дальнейшие уточнения и в схему расчета. Например, необходимо учесть диффузный край ядра и преломление Π -мезонов на его границе.

Дальнейшие экспериментальные исследования угловых и энергетических распределений вторичных мезонов от двойной перезарядки на определенных ядрах ^{дадут} дополнительную информацию о механизме

этого процесса и, несомненно, будут стимулировать новые теоретические расчеты.

Возможные исследования реакций
двойной перезарядки Π -мезонов на определенных ядрах.

Ввод в эксплуатацию сильноточных ускорителей типа "мезонных фабрик" позволит в будущем еще эффективнее использовать уникальные свойства Π -мезонов для более глубокого исследования структуры сложных ядер и в изучении свойств природы "сильного взаимодействия" между мезонами и барионами.

Интенсивные пучки мезонов позволят более эффективно использовать реакции двойной перезарядки на различных ядрах в таких исследованиях.

Особо отметим, что полное сечение двойной перезарядки Π^\pm -мезонов при энергии 80 Мэв на ядрах Be равно $(0,10 \pm 0,03) \cdot 10^{-27}$ см²; для Π^- -мезонов при энергии 140 Мэв $(0,14 \pm 0,04) \cdot 10^{-27}$ см².

В работе *Джилли* и др. (13) было измерено дифференциальное сечение двойной перезарядки Π^+ -мезонов с энергией 195 Мэв на ядрах Be для жесткой части спектра под углом 0°. По данным этой работы оно составляет $(1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-29}$ см²/стерад, а для Π^- -мезонов с энергией (195+245) Мэв при таких ^{же} условиях $\leq (2+4) 10^{-30}$ см²/стерад (37).

Таким образом полное сечение двойной перезарядки отрицательных мезонов на Be не слишком мало и, вероятно, будет возможно использовать этот процесс для получения сведений о тяжелых изотопах He и H.

Действительно, если при взаимодействии Π^- -мезона с ядром произойдет двойная перезарядка и не будет наблюдаться других заряженных частиц, то остаточным ядром может быть только He:



В зависимости от того, сколько нейтронов будет испущено, могут образоваться различные изотопы He.

В последние годы вопрос о существовании нейтроноизбыточного ядра He^8 привлек внимание многих исследователей.

Возможность существования He^8 была рассмотрена Я.Б.Зельдовичем⁽⁵⁵⁾ и В.И.Гольданским⁽⁵⁶⁾ в 1960 г.⁽⁵⁷⁾. Однако все экспериментальные работы^(57,61), выполненные и опубликованные до 1965 г., не давали окончательного заключения о существовании такого изотопа гелия.

И только в 1966 г. был окончательно установлен факт существования n -стабильного изотопа He^8 и изучены его распадные свойства, время жизни и масса⁽⁶²⁻⁶⁸⁾. Статистика событий, идентифицированных как гелий-8, однако, мала, поэтому поиски и изучение данного ядра представляется интересными. Если же в реакции двойной перезарядки Π^- -мезонов на ядрах бериллия будут наблюдаться две заряженные частицы кроме Π^+ -мезона, то они несомненно принадлежат изотопам водорода. Такие реакции позволят исследовать вопрос о существовании сверхтяжелых изотопов водорода. В принципе, например, возможна трехчастичная реакция:



Эффективным методом исследования таких реакций могут быть искровые камеры в магнитном поле с бериллиевыми электродными пластинками.

Другой возможностью для исследования двойной перезарядки Π -мезонов на определенных ядрах является использование пропановых и гелиевых пузырьковых камер в магнитном поле. В таких камерах можно изучать процессы двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах углерода и гелия.

Наиболее интересным является изучение процесса



Вопрос о существовании связанной системы четырех нейтронов (тетранейтрона) представляет особый интерес. Если n^4 ядерно-стабилен, то почти наверное существует и более тяжелые нейтронные ядра, а в пределе - и большие нейтронные "капли". Следовательно, стабильность n^4 означала бы существование нейтронных ядер, предсказанных Я.Б.Зельдовичем⁽⁵⁵⁾.

Выполненные к настоящему времени экспериментальные и теоретические работы по поиску тетранейтрона^(37,69-75) говорят против существования такого ядра. Отметим две работы по поиску n^4 , выполненные с помощью двойной перезарядки Π^- -мезонов на ядрах He^4 .

В первой Дэвис и др.⁽⁷³⁾ исследовали реакцию $\Pi^- + \text{He}^4 \rightarrow \Pi^+ + n^4$ при импульсе налетающих Π^- -мезонов 200 и 270 Мэв/с.

Вторичные Π^+ -мезоны выделялись наблюдением $\Pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ - распадов телескопом сцинтилляционных счетчиков. Не было найдено никаких доказательств существования связанного или несвязанного тетранейтрона. Верхняя граница поперечного сечения образования n^4 под углом 90° для обоих первичных импульсов Π^- -мезонов равна $\sim 1 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад}$.

Вторая работа была выполнена в *CERN* Джилли и др. (37), которые использовали для регистрации вторичных Π^+ -мезонов под 0° двойной спектрометр с *DISC* -черенковскими счетчиками. Им также удалось получить только верхнюю оценку двухчастичной реакции при энергии налетающих Π^- -мезонов (170 + 215) Мэв.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{0^\circ} (\Pi^- + \text{He}^4 \rightarrow n^4 + \Pi^+) \leq 2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2/\text{стерад}.$$

В этой работе была исследована область энергий связи тетранейтрона - $20 \text{ Мэв} \leq E_{\text{св.}} (n^4) \leq 10 \text{ Мэв}$. Однако, все экспериментальные результаты, говорящие против существования связанного состояния у тетранейтрона, в настоящее время не удалось выполнить с достаточной точностью. Тем не менее, если результаты этих экспериментов подтвердятся, то будет представлять интерес исследование возможных виртуальных состояний. Такие исследования важны для уточнения положения границы устойчивости и определения изотопических спинов возбужденных состояний изобарных устойчивых ядер. Таким образом, исследования реакций двойной перезарядки Π^- -мезонов открывает новые возможности для исследования структуры ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты и выводы, полученные в диссертации, можно кратко сформулировать следующим образом.

1. Обнаружены процессы двойной перезарядки положительных и отрицательных мезонов на ядрах в фотоэмульсии.

2. Зарегистрировано 1115 случаев реакции двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах в фотоэмульсии в интервале энергий (0-176) Мэв:

622 случая типа



и 493 случая типа



3. Измерены полные сечения реакции (1) при семи значениях энергии в интервале (40-144) Мэв и полные сечения реакции (2) для восьми энергетических интервалов при первичной энергии (40-176) Мэв. Результаты представлены в таблице I и на рис. 13, 14.

4. Измерены полные сечения двойной перезарядки Π^+ -мезонов с энергией 80 Мэв на ядрах Be, Al, Zn, Cd и Pb и Π^- -мезонов с энергией 140 Мэв на ядрах Be, C и Pb.

5. По результатам измерений полных сечений двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов сделаны следующие заключения:

а) Возрастание величины полного сечения с ростом энергии первичных мезонов от 40 до 176 Мэв наблюдается как для Π^+ , так и для Π^- -мезонов;

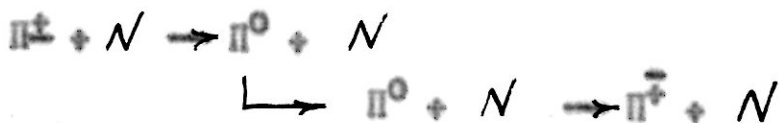
б) Сечение двойной перезарядки Π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии во всем исследуемом интервале энергий остается ниже, чем сечение двойной перезарядки Π^+ -мезонов;

в) Все зарегистрированные случаи процесса двойной перезарядки Π -мезонов относятся к интервалу энергий первичных мезонов выше 40 Мэв. В интервале энергий 0-40 Мэв не было найдено ни одного события. Таким образом, полное сечение двойной перезарядки Π -мезонов в этом интервале не превышает значения 10^{-28} см²;

г) Показано, что сечение двойной перезарядки положительных и отрицательных Π -мезонов возрастает с увеличением атомного номера ядра.

6. Исследованы энергетические и угловые распределения вторичных Π^+ и Π^- -мезонов от двойной перезарядки Π -мезонов на ядрах в фотоэмульсии и измерены распределения "звезд" по числу лучей.

7. Проведены расчеты методом Монте-Карло в предположении, что двойная перезарядка Π -мезонов происходит в две стадии по схеме:



Такие расчеты удовлетворительно объясняют возрастание полных сечений с энергией и с атомным номером ядра, абсолютную величину

сечений, энергетические распределения вторичных мезонов и разницу в сечениях двойной перезарядки Π^+ и Π^- -мезонов.

Из сравнения с экспериментом показано, что угловые распределения не согласуются с предсказаниями каскадной модели.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность моему научному руководителю В.М.Сидорову, научным сотрудникам С.А.Бунятову и В.А.Ярбе, совместно с которыми были выполнены описанные в диссертации эксперименты. Я благодарен В.И.Кочкину и В.М.Мальцеву - соавторам работы по теоретическому расчету процессов двойной перезарядки Π -мезонов методом Монте-Карло.

Я рад поблагодарить сотрудников Ясского университета Г.Монице, Е.Лозиницу и В.Михул, совместно с которыми были проведены исследования реакции двойной перезарядки Π^- -мезонов с ядрами в фотозумльсии при энергии 176 Мэв.

Приношу большую благодарность группе лаборантов, выполнявших весьма трудоемкую работу по просмотру фотозумльсий и измерениям. Особенно мне хочется поблагодарить Д.А.Флягину, В.В.Крикунову и В.Ф.Зулькарнееву, успешно выполнивших основную, наиболее сложную часть работы.

Пользуясь случаем выразить благодарность профессорам В.П.Джелепову и Л.И.Ланидусу за постоянное содействие в проведении всего цикла исследований.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. F.C.Frank. Nature 160, 525 (1947).
2. В.А.Батузов, Н.П.Богачев, В.М.Сидоров, И.Чулли.
ДАН 128,491 (1959).
3. T.Ericson. Int.Conf. on High Energy Phys. and Nuclear
Structure. Preprint CERN 63-28, 1963, p.47.
4. D.H.Wilkinson. Proc.Phys.Soc., 80, 997, (1962).
5. A.K.Kerman, R.Logan. Bull. of the Am. Phys.Soc., 9,627(1964).
6. M.Ericson, T.E.O.Ericson. Annals of Phys., 36,323 (1966).
T.E.O.Ericson. Invited Talk at the Topical Conf.
"Use of Elementary Particles in Nuclear Structure Research.
Brussels,Sept., 14-16 (1965) 65/1635/5-TH 622.
7. D.S.Koltun, A.Reitan. Phys.Rev.139, B 1372 (1965)
8. S.D.Drell, M.H.Friedman, F.Zachariassen. Phys.Rev.104,236
A.Klein. Phys.Rev. 99,998 (1955). (1955)
9. L.A.Konig et. Nucl.Phys., 31, 18 (1962).
10. T.Kohmura. Prog.Theor.Phys.,33,480 (1965).
11. L.L.Feldy. Phys.Rev., 84,168 (1951).
12. T.Kohmura. Prog.Theor.Phys., 34,963(1965).
13. L.Gilly, M.Jean, R.Meunier, M.Spignel, J.P.Stroot,
P.Duteil, A.Rode. Phys.Lett., 11,244(1964).
14. R.G.Parsons, J.S.Trefil, S.D.Drell. Phys.Rev., 138,847(1965).
15. F.Becker, Z.Maric. Nuovo Cim., 36, 1395 (1965).
16. S.Barshay, G.Brown. Phys.Lett., 16, 165 (1965).
17. G.F.Chew, F.S.Low. Phys.Rev., 101, 1571 (1956).
18. G.F.Chew, M.L.Goldhaber. Phys.Rev., 87, 778(1952).
S.D.Drell, L.Verlet. Phys.Rev., 99, 849 (1955).

19. Ю.А. Батусов, В.И. Кочкин, В.М. Мальцев. ЯФ № 6-7 (1967).
Препринт ОИЯИ Р2-3004 (1966), Дубна. ✓
20. Л.С. Аягирей, И.К. Взорев и др. Препринт ОИЯИ, Д-270 (1960)
Дубна.
21. См., например, Г. Бете, Ф. Моррисон. Элементарная теория ядра.
ИЛ (1958), стр. 207-209.
22. Л.М. Барнов, Б.А. Никольский, УФН, 61, 341 (1957)
23. Н.П. Клепиков, В.А. Мешеряков, С.Н. Соколов.
Препринт ОИЯИ, Д-584 (1960), Дубна.
24. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев.
Препринт ОИЯИ, Р-724 (1961), Дубна.
25. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J. M. Miller, G. Fiedlander,
A. Turkevich. Phys. Rev., 110, 204 (1958).
26. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, И. Патера.
Препринт ОИЯИ, Р-1577 (1964), Дубна.
27. J. M. McKinley. Rev. Mod. Phys., 35, 788 (1963).
28. В.В. Чавчавадзе. Изв. АН СССР 19, 629 (1955).
29. В.М. Мальцев, Ю.Д. Прокошин КЭТФ, 39, 1625 (1960).
30. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба.
КЭТФ, 46, 817 (1964)
31. G. Ferrari, L. Ferretti et al. Suppl. Nuovo Cim., 4, 914 (1956).
32. Ю.А. Батусов, Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба.
ДАН, 133, 52 (1960).
33. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Мальцев, В.М. Сидоров, В.А. Ярба.
XII Международная конференция по физике высоких энергий,
Дубна, стр. 64-66; Атомиздат, Москва, 1966г.
34. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба.
ЯФ, 1, 383 (1965).
35. J. P. Massue, G. Bauman, H. Braun, P. Gueri. Congres Int. de
Physique Nucl., Paris, juillet 1964, Comp. Rendus, p. 326.
36. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба.
ЯФ, 3, 309 (1966).

37. L.Gilly, M.Jean, M.Meunier, M.Spighel, J.P.Stroot, P.Duteil.
Phys.Lett., 19, 335 (1965).
38. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Мошце, Е.Лозняну, В.Никул,
В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЯФ 5, 354 (1967).
39. В.М.Сидоров, М.И.Трухин. ПТЭ, 6, 109 (1957).
40. В.В.Алперс, Л.М.Барков, Р.И.Герасимова, И.И.Гуревич,
К.И.Мухин, Б.А.Никольский, Э.П.Топоркова.
ИЭТО 30, 1025 (1956).
41. М.Ф.Родичева. Труды НИКФН, 32, 29 (1959).
42. С.А.Бунятов. Диссертация. ЛЯП ОИЯИ (1965).
43. Л.С.Дульнова, Т.А.Романова, И.Б.Соколова, Л.В.Сухов, К.Д.Тол-
стой, И.Г.Шафранова. ДАН 107, 43 (1956).
44. М.П.Баддин, О.И.Иванов, В.А.Моисеенко, Р.Л.Соколов
ИЭТО 46, 415, (1964).
45. В.С.Роганов, Ю.Н.Грашин, Б.А.Долгошеин, В.Г.Кириллов-Угрюмов,
А.А.Кропин, А.В.Самойлов, С.Сомов. АЭ, 18, 384 (1965).
46. С.Н.Соколов, К.Д.Толстов. Препринт ОИЯИ, Р-1085, Дубна (1962).
47. A.Alumkal, A.G.Barkow, G.Kane, R.E.McDaniel. Z.O'Freil.
Nuovo Cim., 17, 316 (1960).
48. W.H.Barkas, P.H.Barett, P.Cuer, H.Heckman, F.M.Smith,
H.K.Ticho. Nuovo Cim., 8, 185 (1958). Preprint UCRL-2426.
49. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба
ЯФ. (1967). Препринт ОИЯИ Р1-3248 (1967)
Дубна.
50. А.И.Базь, В.И.Гольданский, Я.Б.Зельдович.
УФН 85, 445 (1965).
51. В.М.Сидоров. Диссертация. ЛЯП ОИЯИ (1962).
52. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба
ЯФ 1, 526 (1965)
53. I.V.Barbour. Phys.Rev., 23, 535 (1954).

54. Cl.Zanger et J.Rossel. Helv.Phys.Acta, 29, 507 (1956).
55. Я.Б.Зельдович. КЭТО 38, 1123 (1960).
56. В.И.Гольданский. КЭТО 38, 1637 (1960).
57. А.И.Базь, В.И.Гольданский, Я.Б.Зельдович. УФН 72, 211 (1960)
58. О.В.Ложкин, А.А.Рисний-Корсаков. КЭТО 40, 1519 (1961)
59. В.М.К.Nefkens. Phys.Rev.Lett., 10, 243 (1963).
60. S.L.Whetstone, Jr. and T.D.Thomas. Phys.Rev.Lett., 15, 298 (1965).
61. А.И.Базь, В.И.Гольданский, Я.Б.Зельдович. УФН 85, 463 (1965).
62. В.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба.
Phys. Lett. 22, 487 (1966).
63. A.M.Poskanzer, R.A.Esterlund, R.McPherson. Phys.Rev.Lett. 15, 1030 (1966).
64. J.Cerny, S.W.Casper, G.W.Butler, R.G.Pehl, F.S.Goulding, D.A.Landis, C.De'tras. Phys.Rev.Lett., 16, 469(1966).
65. S.W.Casper, J.Cerny, R.Gatti. to be published.
66. G.C.Deka, K.C.Deka, K.Pathak. Nuovo Cim., 45B, 63 (1966).
67. В.М.К.Nefkens, D.C.Sutton, M.H.Thompson. Nucl.Phys. 88, 523 (1966)
68. M.Sowinski, J.Chwaszczowska, M.Dakowski, T.Krogulski, K.Plasecki, W.Przyborski. Report INR No.765/IA/PL, Warsaw (1966).
69. J.Schiffer, R.Vaundenbesch. Phys.Lett., 5, 292 (1963).
70. S.Cierjacks, G.Markus, W.Michaelis, W.Ponitz. Phys.Rev. 137, 2B, 345 (1965).
71. O.D.Brill, N.I.Venikov, A.A.Kuraschov, A.A.Oglobin, V.M.Pankratov, V.P.Rudakov. Phys.Lett., 12, 51(1964).
72. R.C.Cohen, A.D.Kanaris, S.Margulis, J.L.Rosen.Phys.Lett., 16, 292 (1965).
73. R.E.P.Davis, A.Beretvas, N.E.Booth, C.Dolnich, R.I.Esterling, R.S.Hill, M.Raymond, D.Sherden. Bull.Am.P.S. 9, 627(1964).
74. T.C.Tang, B.F.Bayman, Phys.Rev.L. 15, 165(1965).
75. K.Okamoto, B.Davies. Phys.Lett., 24B, 18(1967).