

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

АЛЕКСАНДР ОСИПОВИЧ АГАНЬЯНЦ

ОТНОШЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ФОТОРОЖДЕНИЯ π^- И
 π^+ -МЕЗОНОВ НА РАЗЛИЧНЫХ ЯДРАХ ПРИ ЭНЕРГИИ
2 И 3 ГЭВ И ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

(на русском языке)

01.04.16 -физика атомного ядра и космических лучей

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации, представленной на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

ЕРЕВАН— 1975

Работа выполнена в Ереванском физическом институте.

Научный руководитель

член-корреспондент АН Арм.ССР Г.А. Вартапетян

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Т.Л. Асатиани,

кандидат физико-математических наук Ю.М. Зайцев .

Ведущее предприятие - Харьковский физико-технический институт.

Автореферат разослан "___" _____ 1975 г.

Защита диссертации состоится "___" _____ 1975 г.

на заседании Ученого Совета Ереванского физического института.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕФИ.

Отзывы в двух экземплярах просим выслать по адресу:

375036, Ереван, 36, ул.Маркварьяна 2, ученому секретарю ЕФИ.

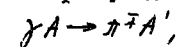
УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА,

КАНДИДАТ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

/В.А.ШАХБАЗЯН/

Взаимодействие фотонов высоких энергий с ядрами позволяет исследовать, как свойства элементарных частиц, так и свойства и структуру самого ядра.

Некогерентное фоторождение π^{\pm} -мезонов на ядрах



как впервые отметил Р. Глаубер [1], чувствительно к разнице распределений нейтронов и протонов в поверхностном слое, т.е. к нейтронному распределению, т.к. протонное, в какой-то мере, известно [2].

Исследование распределения нейтронов, в особенности, в ядрах с большим их избытком, необходимо для:

понимания структуры ядра,

построения оптического потенциала ядра, который используется при вычислении различных характеристик процессов ядерного рассеяния,

определения полных сечений нестабильных частиц по рассеянию в ядре,

изучения процессов захвата и др.

Результаты работ, посвященных исследованию нейтронного распределения в тяжелых ядрах по рассеянию π -мезонов [3,4,5], нейтронов [6], протонов [7] и даже α -частиц [8], по захвату K^- [9], \bar{p} [10] оказались несогласующимися между собой. Эксперимент по некогерентному фоторождению π^+ , проведенный группой SLAC [11] в 1969 г. дал результат, который противоречит всем другим, однако точность его оказалась неудовлетворительной. Несколько позже в 1971 г. группа ЕФИ выполнила подобный эксперимент, но при более низкой энергии (3 и 2 ГэВ) [12,13], который подтвердил и уточнил результат SLAC.

В диссертации затрагиваются вопросы, касающиеся эксперимента ЕФИ; в ней также, учитывая некоторые особенности адронного и фотонного взаимодействий с ядрами, выявляются возможные причины расхождения результатов и показано, что имеющиеся экспериментальные данные по фоторождению π^+ [12] и поглощению π^+ [5] позволяют оценить сразу два параметра нейтронного распределения в ядре свинца.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В главе I, содержащей обзор литературы, описывается известный метод исследования распределения заряда по рассеянию электронов. Приводится формула распределения Ферми (иногда её называют распределением Саксона-Вудса), которая теперь является наиболее употребительной

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}} \quad (I)$$

В ней ρ_0 - плотность в центре ядра, R - радиус половинной плотности, т.е. то расстояние, где плотность равна $1/2 \rho_0$, а -

фактор диффузности, характеризующий толщину диффузного слоя t . Величина t определяется как расстояние, на котором плотность спадает от величины, равной 90 % от плотности в центре, до 10%; $t \approx 4,40$ а.

У ядра свинца эмпирический радиус половинной плотности

$$R = CA^{1/3} = 1,10 A^{1/3} \approx 6,5 \varphi \quad (2)$$

среднеквадратичный радиус:

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = 5,42 \pm 0,07 \varphi$$

параметр диффузности $a = 0,54 \varphi$, а толщина диффузного слоя $t = 2,4 \varphi$.

В этой же главе дана сводка некоторых основных результатов, полученных в разных работах, посвященных исследованию и сравнению нейтронных и протонных распределений.

Если принять, что параметры диффузности нейтронов и протонов ядра PB равны $a_n = a_p$, то:

а) из работ по поглощению адронов высоких энергий следует

$$R_n \approx R_p,$$

б) из данных по фоторождению $R_p > R_n$ (табл. II),

в) из K^- и \bar{p} - захвата

$$R_n > R_p.$$

В том же соотношении находятся соответствующие параметры диффузности, если предположить $R_n = R_p$.

В главе 2 описана экспериментальная аппаратура, при помощи которой проводилось исследование некогерентного фоторождения

π^{\pm} -мезонов, пучковые и фоновые условия, в которых работала аппаратура.

Исследование фоторождения π -мезонов на ядрах проводилось в области максимальной, граничной энергии тормозного спектра. При таком выборе энергии выделение процесса фоторождения на квазисвободном нуклоне ядра с двухчастичной кинематикой становится возможным, если регистрируется одна частица (π -мезон), параметры которой, разумеется, должны быть определены с необходимой точностью.

Магнитный спектрометр [14], который используется для этой цели, создан на базе трех стандартных магнитных элементов (рис. 1), двух квадрупольных линз L_1 и L_2 (МЛ-16) и отклоняющего магнита М (СП-12).

Для регистрации частиц и определения их импульса имелась следующая аппаратура: триггерные счетчики S_1, S_2, S_3, S_4 , пороговый газовый черенковский счетчик C для отделения протонов от π -мезонов с $\frac{AB}{\beta} = 2 \cdot 10^{-3}$ и три годоскопа G_1, G_2, G_3 [15], каждый из которых состоял из ряда сцинтилляционных палочек, соединенных с фотоумножителями. Общее число палочек, содержащихся в годоскопах, составляло 30 штук.

Регистрация частицы осуществлялась при ее прохождении через счетчики S_1, S_2, C, S_3, S_4 , включенные на совпадение. Импульс совпадения - триггер открывал "ворота" многоканальной электронной схемы, которая пропускала сигналы со счетчиков годоскопов.

Аксептанс спектрометра при $\bar{p} = 2,56$ Гэв/с был равен 11% на полувысоте кривой $\Omega(p)$, которая определяет телесный угол, "захватываемый" спектрометром.

Счетчики спектрометра S_1, S_2, C, S_3, S_4 были включены через дискриминаторы-формирователи с частотой пропускания до 100 мГц в 4-х и 5-и кратные схемы совпадений. Помимо этих, имелись схемы, позволяющие регистрировать случайные совпадения по каждому из пяти каналов S_1, S_2, C, S_3, S_4 .

Все счетчики были испытаны на оптическую эффективность под электронным пучком. Эффективность триггерных счетчиков была 99,5 % по каждому каналу, у черенковского - 99%, у годоскопических 97%.

Спектрометр был прокалиброван при помощи пучка электронов. Результаты расчетов и измерений совпали в пределах точности измерений $\sim 2\%$.

В эксперименте использовались два монитора. Первый - это квантометр, регистрирующий полное число эффективных квантов Q , прошедших через мишень. Второй, быстрый монитор, состоящий из трех счетчиков, подсоединенных к соответствующим схемам, позволяет определять долю потока Q , которая прошла через мишень в интервал времени, в течение которого схемы открыты.

Информация с годоскопов фиксировалась на фотопленке при помощи регистрирующей фотокамеры РФК-5. Для этого нами осуществлен непредусмотренный в конструкции РФК-5 ждущий режим работы камеры [16], сущность которого состоит в том, что используется старт-стопное управление двигателем фотокамеры при исходном положении РФК-5 с закрытым кадровым окном. Последнее необходимо для предотвращения засветки фотопленки при длительном ожидании ядерного события.

Триггерные счетчики магнитного спектрометра S_2 и S_3 имеют по одному ФЭУ, а S_1 и S_4 по два, т.к. они предназначены также и для использования в системе "времени пролета".

Световоды в этих счетчиках приклеивались к сцинтилляторам при помощи эпоксидного клея ЭД-5. Нами разработан простой качественный способ приклеивания, позволяющий обойтись без сложных приспособлений, даже в случае гнутых или крупногабаритных световодов [17].

Фоторождение π^+ -мезонов исследовалось на следующих мишенях: $N(CH_2-C)$, Be , C , Al , Si , Ag , Pb . Каждая из этих мишеней имеет равномерную толщину (в пределах $\pm 2\%$), равную $\sim 0,1$ радиационной длины.

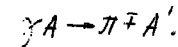
Все мишени были отъюстированы и укреплены на легкой подвижной раме, которая могла приводиться в движение и устанавливаться в нужной позиции с необходимой точностью дистанционно [18].

Возможность быстрой и точной замены мишени позволяла осуществлять в процессе эксперимента периодический контроль загрузочных характеристик ФЭУ и эффективности счета схем путем перехода на углеродную мишень, которая, при равной с другими радиационной длине, содержит большее число ядер (кроме Be) и поэтому используется в качестве стандартного источника частиц при прохождении через нее нормированного числа эффективных квантов тормозного излучения.

Эксперименты с фотонами тормозного излучения, проходят в тяжелых фоновых условиях. Чтобы свести к минимуму вредное влияние перегрузок ФЭУ были приняты следующие меры:

- 1) отобраны ФЭУ с малым уровнем "шумов".
- 2) Счетчики были обнесены защитным слоем бетонных и свинцовых кирпичей, в особенности со стороны γ -пучкопровода.
- 3) Рабочая интенсивность γ -пучка в течение всего эксперимента поддерживалась на таком уровне, чтобы нагрузка каждого счетчика не превышала величины, при которой начинается потеря счета, а доля случайных совпадений не была бы больше 5-10%. Величина рабочей интенсивности γ -пучка при таких условиях составила $1,5 \cdot 10^9$ эффективных квантов в секунду, а нагрузка ближайшего к мишени счетчика была меньше 0,5 мГц.

В главе 3 показано, как была выделена двухчастичная реакция на квазисвободном нуклоне



В ней также приводятся результаты измерений и даны значения параметров нейтронного распределения, которые были извлечены из экспериментальных данных.

Для проверки правильности выбора двухчастичной кинематики была получена кривая выхода π^+ -мезонов, рожденных в ядре углерода, в зависимости от импульса мезона при $E_{\gamma_{max}} = 2,95$ Гэв (рис. 2). Измерения пришлось вести сначала при среднем регистрируемом импульсе $\bar{p} = 2,56$ Гэв/с, затем при $\bar{p} = 2,27$ Гэв/с. Сплошная кривая, переходящая в пунктирную, была рассчитана для двухчастичной реакции на квазисвободном нуклоне $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ с учетом аксептанса спектрометра (11%), фермиевского импульсного распределения нуклонов в ядре с $p_{max} = 200$ Мэв/с, поперечных размеров пучка в области мишени, дифференциального

эффективного сечения фоторождения π^+ -мезонов на протоне, взятого из работы [19], и тормозного спектра с $E_{\gamma_{\max}} = 2,95$ Гэв. Спектр тормозного излучения был получен в результате измерений энергии E_{γ} при помощи парного спектрометра.

Из рисунка 2 видно, что экспериментальные точки, начиная с некоторого значения P_T (вертикальная пунктирная линия), поднимаются выше горизонтальной пунктирной кривой, что свидетельствует о вкладе неупругих каналов. Таким образом, диапазон импульсов частиц, который соответствует двухчастичной кинематике, простирается от величины, приблизительно равной 2,7 Гэв/с, до 2,45 Гэв/с (пунктирная прямая), т.е. совпадает с диапазоном импульсов "захватываемых" спектрометром, если он настроен на $\bar{P} = 2,56$ Гэв/с.

Проведенные по методу Монте-Карло расчеты помогли определить диапазон энергий ΔE_{γ} в спектре тормозного излучения, "захватываемый" спектрометром, т.е. $\bar{E}_{\gamma} = 2,85 \pm 0,07$ Гэв, $|\bar{E}| = 0,58 \pm 0,03$ (Гэв/с)² и величину абсолютного сечения фоторождения по числу зарегистрированных спектрометром π^+ -мезонов.

Измерения выхода π^+ были проведены при $E_{\gamma_{\max}} = 2,95$ Гэв и $|\bar{E}| = 0,58$ (Гэв/с)², затем магнитные элементы спектрометра были переполяризованы и в тех же условиях проводились измерения с π^- . Выход π^- почти в три раза меньше $-\pi^+$. Это видно из таблицы I, которая представляет измеренные дифференциальные эффективные сечения π^+ -мезонов и отношение приведенных сечений образования π^- и π^+ . Последнее также демонстрирует рис. 3.

Из таблицы I и рисунка 3 видно, что приведенное отношение сечений

$$Q = \frac{\frac{1}{N} \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow \pi^+ A')}{\frac{1}{N} \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow \pi^- A')} \quad (3)$$

постоянно для ядер Be, C, Al, Cu и уменьшается у Az и Pb . Такое поведение отношения Q не меняется, если увеличить энергию $E_{\gamma_{\max}}$ до 3,1 Гэв, т.е. на 150 Мэв (табл. I и рис. 4), при прежнем значении среднего импульса $\bar{P} = 2,56$ Гэв/с. По-видимому, примесь неупругости, которая появляется при этой энергии, еще настолько мала, что не может изменить отношение Q .

Этот факт говорит о том, что если отдельно сечение рождения π^+ или π^- в какой-то мере критично к точности установки необходимого $E_{\gamma_{\max}}$, то отношение Q менее чувствительно к этому.

Несколько позже, в 1974 г. были проведены также измерения при $E_{\gamma_{\max}} = 2,05$ Гэв и $|\bar{E}| = 0,58$ (Гэв/с)² на углероде и свинце [13]. Отношение Q совпало с результатом при $E_{\gamma_{\max}} = 2,95$ Гэв.

Таким образом, все данные группы ЕФИ [12, 13] и SLAC [11] говорят об изменении отношения Q на тяжелых ядрах по сравнению с легкими.

Соответствующая обработка полученных результатов позволила сделать следующие выводы:

а) у легких ядер Be, C, Al, Cu распределения плотности нейтронов и протонов одинаковы;

б) если предположить, что уменьшение отношения Q у тяжелых ядер A_Z и P_B связано с существованием разности параметров нейтронных и протонных распределений, то у A_Z и P_B $R_p > R_n$ при $a_n = a_p$ (табл. II).

В главе 4, учитывая некоторые особенности адрон-адронного и фотон-адронного взаимодействия, выявляются возможные причины расхождения результатов.

Эксперименты по фоторождению π^+ [12] и поглощению π^+ [5] являются наиболее чувствительными к распределению протонов и нейтронов, каждый из них был проделан дважды и совершенно разными группами, причем результаты повторялись. Поэтому для выявления причин расхождения результатов удобно и правильно привлечь для рассмотрения возможности и результаты именно этих двух экспериментов, которые, как это показано, отличаются глубиной "прощупывания" ядра. Это означает, что информация о разнице плотностей нейтронов и протонов приносится с разных глубин ядра, т.е. плотность нейтронов $\rho_n(z)$ определяется в двух различных областях радиальной переменной z распределения Ферми

$$\rho_n(z) = \frac{\rho_{0n}}{1 + \exp \frac{z - R_n}{a_n}} \quad (4)$$

Подобное обстоятельство позволяет интерпретировать полученные результаты по-новому, вследствие чего упоминавшиеся противоречия результатов кажутся несостоятельными. Описание распределения нуклонов в ядре - двухпараметрическое (R и a), а в эксперименте, чувствительном к разнице распределений только

в одной области переменной z , измеряется одна из этих величин, поэтому любой из этих параметров определяется при заданном, произвольном значении другого. Результаты экспериментов оказались неодинаковыми, т.к. данные экспериментов рассматривались независимо. Используя совокупность данных двух (или более) разных экспериментов, которые чувствительны к разнице плотностей нейтронов и протонов в двух различных областях радиальной переменной z распределения Ферми, можно найти сразу два параметра распределения нейтронов, удовлетворяющих экспериментальным данным. Оценочные величины этих параметров равны следующим значениям:

$$R_n = 6,18 \text{ ф}, \quad a_n = 0,78 \text{ ф}$$

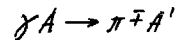
В § 3 четвертой главы показано, что изменение отношения приведенных сечений некогерентного фоторождения π^+ на тяжелых ядрах по сравнению с легкими в какой-то мере может зависеть от специфического вклада ρ^0 -мезонов в сечение фоторождения π^+ . Однако он оказался незначительным при энергии $\bar{E}_\gamma = 2,85$ Гэв.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

I. Создан магнитный спектрометр с соответствующей детектирующей и регистрирующей аппаратурой, с которым проведены различного рода калибровочные и контрольные измерения с электронным и π -мезонным пучками. Исследована работа детекторов в условиях больших загрузок. Найдены оптимальные параметры интенсивности γ -пучка и загрузок детекторов. Налажен

контроль различных характеристик γ -пучка и работы аппаратуры спектрометра.

2. При помощи магнитного спектрометра проведен эксперимент по фоторождению



при энергии $E_{\gamma_{\max}} = 2,95$ Гэв и $|\bar{E}| = 0,58$ (Гэв/с)² на ядрах Be, C, Al, Cu, Ag, Pb и при энергии $E_{\gamma_{\max}} = 2,05$ Гэв и $|\bar{E}| = 0,58$ (Гэв/с)² на ядрах C и Pb.

Получено отношение приведенных на нуклон сечений фоторождения π^- и π^+

$$Q = \frac{\frac{1}{N} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma A \rightarrow \pi^- A')}{\frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma A \rightarrow \pi^+ A')} ;$$

у ядер Be, C, Al, Cu отношение Q постоянно, у ядер Ag, Pb уменьшается (табл. I и рис. 3).

Проведен контрольный эксперимент по фоторождению при $E_{\gamma_{\max}} = 3,1$ Гэв и неизменном значении импульса, соответствующего основной траектории спектрометра, который показал, что отношение Q не критично к точности установки необходимого $E_{\gamma_{\max}}$.

3. У легких ядер Be, C, Al, Cu распределения нейтронов и протонов совпадают

$$R_n = R_p, \quad a_n = a_p.$$

Если предположить, что уменьшение отношения Q у тяжелых ядер связано с различием параметров нейтронных и протонных распределений, то расчеты дают для ядра Pb:

$$R_p - R_n = 0,35 \pm 0,13 \text{ ф.}, \text{ если принять } a_n = a_p = 0,545 \text{ ф.},$$

или $a_p - a_n = 0,37 \pm 0,13 \text{ ф.}$ при $R_n = R_p = 1,14 A^{1/3} \text{ ф.}$, а для Ag соответственно $R_p - R_n = 0,14 \pm 0,13 \text{ ф.}$ и $a_p - a_n = 0,13 \pm 0,13 \text{ ф.}$

4. Изменение отношения приведенных сечений некогерентного фоторождения π^+ на тяжелых ядрах по сравнению с легкими в какой-то мере может зависеть от специфического вклада ρ^0 мезонов в сечение фоторождения π^+ .

5. Если принять, что параметры диффузности нейтронного и протонного распределений в ядре Pb равны $a_n = a_p$, то:

а) из работ по поглощению адронов высоких энергий следует

$$R_n \approx R_p,$$

б) из данных по фоторождению π^+

$$R_p > R_n,$$

в) из K^- и \bar{p} -захвата

$$R_n > R_p.$$

В том же соотношении находятся соответствующие параметры диффузности, если предположить $R_n = R_p$.

Указанные три процесса чувствительны к разнице плотностей нейтронов и протонов соответственно в трех различных областях радиальной переменной r распределения Ферми и поэтому использование совокупности имеющихся данных двух (или более) различных экспериментов позволяет оценить сразу два параметра распределения нейтронов R_n и a_n в ядре Pb и, таким образом, снять существующее противоречие.

Результаты, приведенные в диссертации, были доложены на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра в Дубне (1971 г.), на сессии ОЯФ АН СССР в Ленинграде (1975 г.) и опубликованы в журналах "Ядерная физика", "Приборы и техника эксперимента" [12 + 14, 16+18].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р.Глаубер. УФН, т.103, вып.4, 672 (1971)
2. Р. Хофштадтер. Электромагнитная структура ядер и нуклонов. ИЛ.1958, УФН, т.81, в.1, 192.
Л.Элтон. Размеры ядер, ИЛ, 1962.
3. А.Абашян et al. Phys.Rev. V.104, N.3, 885, (1956).
4. Е.Н.Ауербач et al. Phys.Rev.Lett., v.21, N.3, 162 (1968).
5. W.Allardyce, C.J.Batty et al. RPP/NS8 (1972).
6. Т.Сор et al. Phys.Rev. V.98, N.5 (1955);
R.W.Williams Phys.Rev. V.98, N.5, 1387(1955).
7. Greenless et al. Phys.Rev.C V.1, N.4 (1970).
8. С.С.Ватти, Е.Фридман. Phys.Lett., V.34B, N.1, 7 (1971).
9. С.Е.Виганд. Phys.Rev.Lett., V22, N.23, 1235 (1969).
10. М.Леон, Р.Сeki. Phys.Lett, V.48B, N.3, 173 (1974).
11. А.М.Бояарский et al. Phys.Rev.Lett., 23, 1343(1969).
12. Л.О. Абрамян, А.О.Аганьянц, Ф.В. Адамян, Г.А. Вартапетян и др. ЯФ, т.16, в.4 (1972). Научное сообщение ЕФИ-29(73).
13. Л.О. Абрамян, А.О. Аганьянц, Г.А. Вартапетян, С.Р. Геворкян, А.Г. Худавердян. ЯФ, т.21, в.6 (1975)
14. Л.О. Абрамян, А.О.Аганьянц, Ф.В. Адамян, Г.А. Вартапетян и др. ПТЭ, № 2, 60 (1973)

15. Л.О. Абрамян, А.О. Аганьянц, Г.А. Вартапетян и др. ПТЭ, № 2, 75 (1973)
16. А.О. Аганьянц, Г.А. Вартапетян и др. ПТЭ, № 1 (1972)
17. А.О.Аганьянц, П.Х. Казарян, А.Г. Худавердян, ПТЭ, № 5(1973)
18. Л.С. Хуршудян, А.О. Аганьянц. ПТЭ, № 4 (1971)
19. Р.Уосс. DESY-HERA 70-1, 1970.

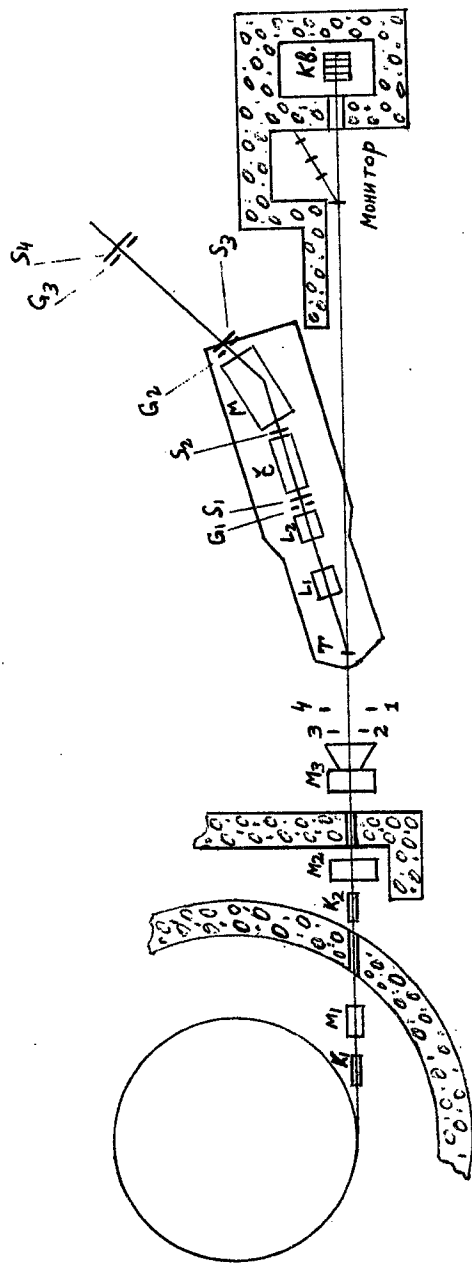


Рис. 1 Схема расположения экспериментальной установки.

K_1, K_2 - коллиматоры, M_1, M_2 - очисающие магниты, M_3 - магнит парного спектрометра, M - отклоняющий магнит, 1, 2, 3, 4 - счётчики парного спектрометра, Т - мишень, L_1, L_2 - магнитные линзы, G_1, G_2, G_3 - Г-додоскопы, S_1, S_2, S_3, S_4 - триггерные счётчики, С - газовый черенковский счётчик, Кв. - квантометр.

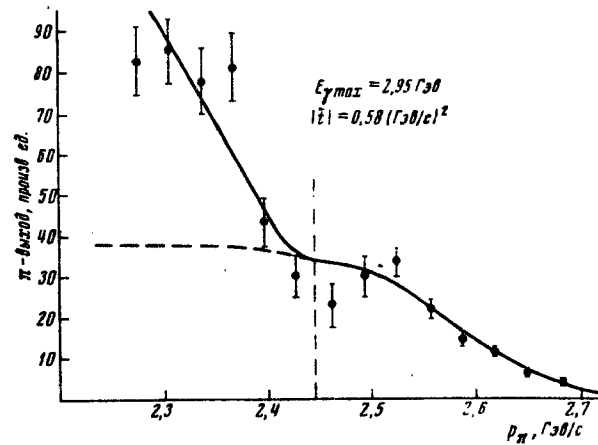


Рис. 2 Кривая выхода π^+ -мезонов, рожденных в ядре углерода. Вертикальным пунктиром показана нижняя граница рабочей области; сплошная кривая, переходящая в пунктирную, рассчитана методом Монте-Карло.

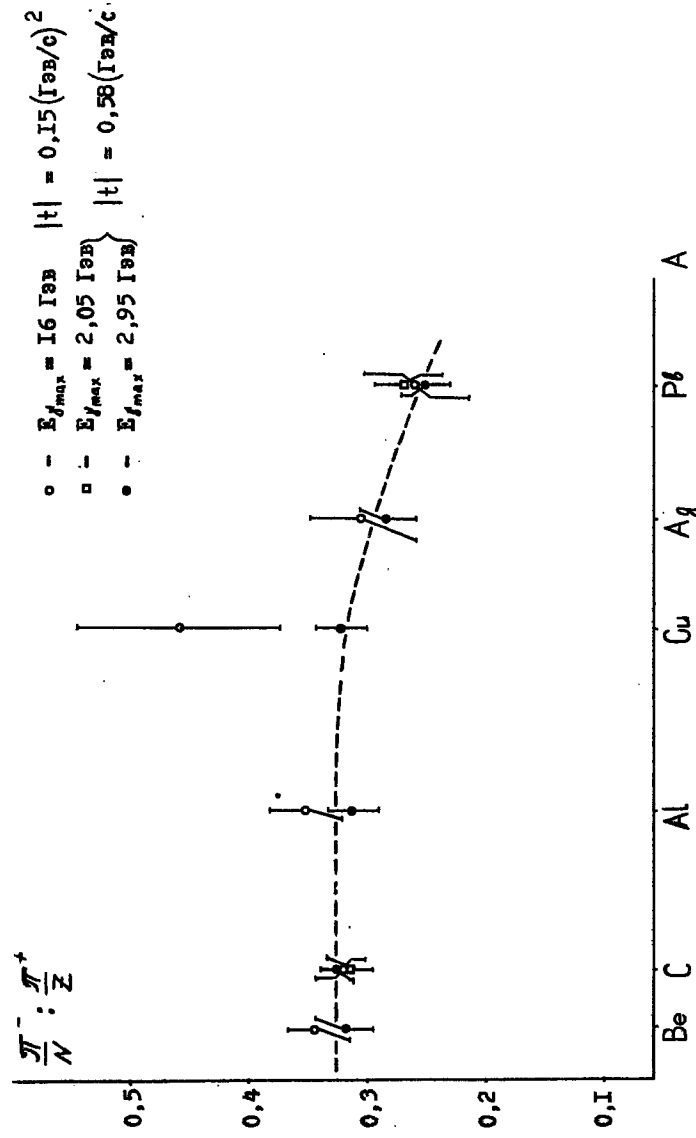


Рис. 3 Зависимость отношения приведенных сечений фоторождения π^- и π^+ от атомного номера ядра A ; N и Z - числа нейтронов и протонов в ядре.

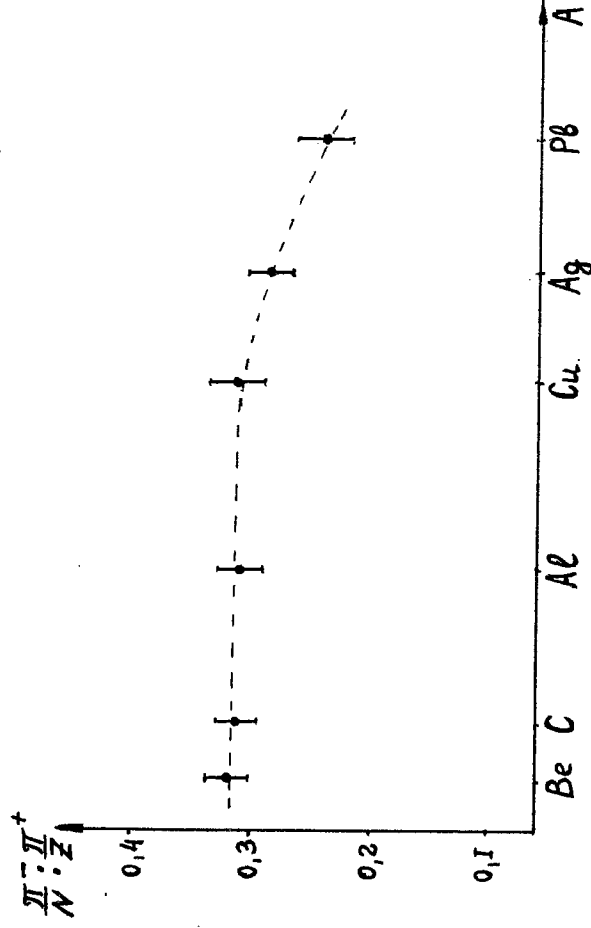


Рис. 4 Зависимость отношения приведенных сечений фоторождения π^- и π^+ от атомного номера ядра A при $E_{\gamma_{max}} = 3,1 \text{ ГэВ}$.

Тех. редактор А.С.Абрамян

Классификация ВФ-03326 Тираж 180

Отпечатано на ротапринтере

в Институте физики, Ереван-36, пер.
Чаркяна 2