

Б-287

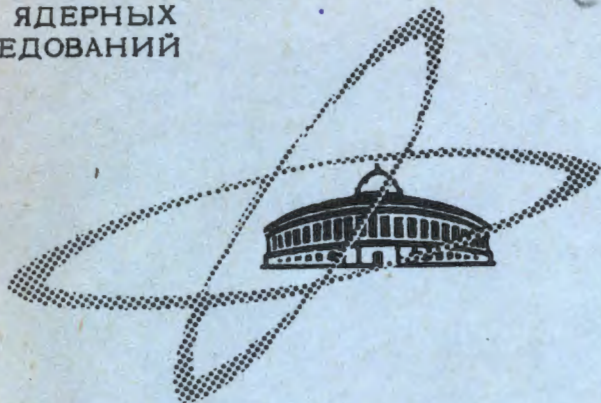
ЯФ, 1967, т. 6, в. 1

с. 158-164

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3004



Ю.А. Батусов, В.И. Кочкин, В.М. Мальцев

РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ
π - МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР

1966

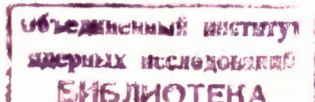
P2 - 3004

Ю.А. Батусов, В.И. Кочкин, В.М. Мальцев

РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ
" - МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

4608/2 нр.



1. В в е д е н и е

Исследование процессов двойной перезарядки π^- -мезонов при столкновении их с ядрами позволяет получить информацию о взаимодействии заряженных и нейтральных π^- -мезонов с нуклонами ядра. Знание механизма таких реакций позволит сделать некоторые заключения о структуре ядер, даст возможность получить дополнительные сведения о распределении ядерной плотности и заряда по ядру, позволит провести изучение корреляций одноименно заряженных пар нуклонов и исследовать возбуждение подобных изоспиновых состояний. Реакции двойной перезарядки могут быть использованы для образования новых легких ядер с избытком нейтронов или протонов.

Задача о двойной перезарядке π^- -мезона в настоящее время, однако, не может быть точно решена, и поэтому приходится пока ограничиваться попытками найти хотя бы приближенное решение, о правильности которого можно будет судить из сравнения с экспериментальными данными.

В настоящее время двойную перезарядку π^- -мезонов на ядрах в литературе либо рассматривают в предположении, что этот процесс происходит на коррелированных комплексах нуклонов внутри ядра (это может быть пара нуклонов, часть ядра — например, "а-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 ($10 \div 40$) Мэв и область высоких (от 40 до нескольких сотен Мэв) энергий.

В области низких энергий расчеты процесса двойной перезарядки π^- -мезонов основаны или на построении оптического потенциала^{/1,2/}, или на использовании теории возмущения^{/3/} (причем в расчете учитывается только одна диаграмма, дающая наибольший вклад).

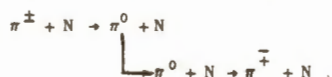
Характерной чертой всех работ, посвященных теоретическому рассмотрению процесса двойной перезарядки π^- -мезонов на ядрах в области высоких энергий, является применение импульсного приближения. Отличие же одного расчета от другого состоит в основном в различном описании пион-нуклонного взаимодействия и в различном учете возбуждения конечного ядра^{/4-6/}.

Недостатком всех теоретических работ, посвященных двойной перезарядке π -мезонов на ядрах при высокой энергии, 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.

Одной из моделей, свободных от этих недостатков, является каскадная модель взаимодействия π -мезонов с ядром.

2. Описание каскадной модели

Двойная перезарядка π -мезона на ядре в каскадной модели рассматривается 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 $r_0 = 1.1 \text{ ф}$, а A — массовое число ядра мишени), заполненная с равномерной плотностью ферми-газом невзаимодействующих нуклонов. Распределение по импульсам нуклонов внутри ядра принималось гауссовским^{/7/}. Потенциал ядра для нуклона рассматривался в виде прямоугольной ямы глубиной $E_F = 30 \text{ Мэв}$ ^{/8/}, а соответствующая глубина потенциальной ямы для π -мезона принималась равной $V_{\pi} = 25 \text{ Мэв}$ ^{/9/}. Это обстоятельство позволило 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 нереализуемым.

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

Каждый π -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 π -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 π -мезона, поглощение в ядре и перезарядка. Вероятности всех этих процессов задавались экспериментальными значениями поперечных сечений соответствующих каналов^{/10-13/}, а угловые распределения после взаимодействия с нуклоном — экспериментально определенными величинами фазовых сви-

гов /14/, как функции от импульса налетающей частицы в системе центра инерции (угол рассеяния определялся относительно направления взаимодействующего с ядром π -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 записывающихся интегро-дифференциальных уравнений, моделирующих процесс двойной перезарядки π -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.

3. 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 /15,16/, 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, испытывавшие 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, испытывавших 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:

$$\beta_{el} = \frac{\sigma_0^{el}(T'_{in}) - \frac{1}{2} \sigma_0^{abs}(T'_{in}) - \frac{1}{2} [\sigma_{II}^{неупр}(T'_{in}) - \sigma_{II}^{неупр}(T'_{in})]}{\sigma_0^{el}(T'_{in}) + \sigma_{II}^{ex}(T'_{in}) + \frac{3}{4} \sigma_{II}^{abs}(T'_{in}) + \frac{1}{2} [\sigma_{II}^{неупр}(T'_{in}) + \sigma_{II}^{неупр}(T'_{in})]}$$

$$\beta_{\text{abs}} = \frac{\sigma_{ij}^{\text{abs}}(T'_{\text{in}})}{\sigma_0^{\text{el}}(T'_{\text{in}}) + \sigma_{ij}^{\text{ex}}(T'_{\text{in}}) + \frac{3}{4} \sigma_{ij}^{\text{abs}}(T'_{\text{in}}) + \kappa [\sigma_{ij}^{\text{неупр.}}(T'_{\text{in}}) + \sigma_{ij}^{\text{неупр.}}(T'_{\text{in}})]},$$

$$\beta_{\text{неупр.}} = \frac{\sigma_{ij}^{\text{неупр.}}(T'_{\text{in}})}{\sigma_0^{\text{el}}(T'_{\text{in}}) + \sigma_{ij}^{\text{ex}}(T'_{\text{in}}) + \frac{3}{4} \sigma_{ij}^{\text{abs}}(T'_{\text{in}}) + \kappa [\sigma_{ij}^{\text{неупр.}}(T'_{\text{in}}) + \sigma_{ij}^{\text{неупр.}}(T'_{\text{in}})]},$$

где σ_0^{el} — сечение упругого π^0 -р-рассеяния, σ_0^{abs} — сечение "поглощения" π^0 -мезона на один нуклон, $\sigma_{ij}^{\text{неупр.}}$ и $\sigma_{ij}^{\text{неупр.}}$ — сечения неупругого рассеяния π^+ и π^- -мезона на протоне, σ_{ij}^{ex} — сечение перезарядки π^- -мезона на протоне, σ_{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 устранил его из дальнейшего розыгрыша каскада.

4. Результаты расчета

Расчет позволяет вычислить полные сечения двойной перезарядки при различных энергиях первичных π^- -мезонов, получить зависимость 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 0 до 300 Мэв^{x/}.

Результаты расчетов приведены на рис. 1-4. Первые эксперименты по изучению реакций двойной перезарядки π^- -мезонов были выполнены методом ядерных фотоэмульсий^{/15/}. 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 ($\bar{z} = 41$) в качестве среднего принималось ядро Nb⁹⁴, а для легких ($\bar{z} = 7$) — N¹⁴.

На рис. 1 представлены расчеты полных сечений двойной перезарядки положительных (рис. 1а) и отрицательных (рис. 1б) π^- -мезонов в зависимости от энергии налетающего π^- -мезона для тяжелого (Nb⁹⁴) и легкого (N¹⁴) 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:

^{x/} Одновременно рассчитываются аналогичные характеристики для неупругого рассеяния π^- -мезонов на ядрах.

- 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;
- 2) избытком нейтронов в ядре Nb^{94} , что увеличивает сечение двойной перезарядки π^+ -мезонов^{х/}.

Зависимость полного сечения двойной перезарядки π^+ - и π^- -мезонов от энергии по усредненным результатам для ядер в фотоэмульсии представлена на рис. 2 (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 $J = \frac{3}{2}$, $T = \frac{3}{2}$.

Расчеты энергетических распределений вторичных π^- -мезонов (рис. 3) 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. 3) неизотропны. 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. 4. 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 $A = (40 \div 100)$. 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 (E_F). Вариация этих параметров производилась при вычислении сечения двойной перезарядки π^+ -мезонов с энергией 130 Мэв на ядре Nb^{94} . Результаты представлены на рис. 5. Видно, что в довольно широких пределах изменения величины V_π сечение мало изменяется (рис. 5в). Более заметно влияние параметра E_F (рис. 5г). Однако из экспериментальных данных^{х/} следует, что значение этого параметра не сильно отличается от 30 Мэв.

Параметр r_0 изменялся в пределах от $0,5 \cdot 10^{-13}$ см до $1,5 \cdot 10^{-13}$ см. Расчет показывал, что влияние разницы в массах нейтрона и протона на сечения реакций двойной перезарядки не учитывалось.

зывает, что вероятность двойной перезарядки π -мезонов в ядре при этом изменяется слабо (рис. 5а).

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.

Результаты экспериментов /17-18/ показывают удовлетворительное согласие энергетических распределений вторичных мезонов и полного сечения двойной перезарядки π^\pm -мезонов с результатами расчета. Однако в угловых распределениях наблюдается значительное расхождение. Возможно, это расхождение будет устранено учетом другого канала реакции по схеме $\pi^\pm + (NN) \rightarrow \pi^\mp + (NN)$. Необходимо также учесть диффузный край ядра и преломление π -мезонов на границе ядра.

В заключение авторы выражают благодарность В.М. Сидорову за многочисленные обсуждения и интерес к данной работе.

Л и т е р а т у р а

1. A.K. Kerman, R. Logan. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 627 (1964).
2. D.S. Koltun, A. Reitan. Phys. Rev., 139, B1372 (1965).
3. T. Kohmura. Prog. Theor. Phys., 33, 480 (1965); 34, 963 (1965).
4. R.G. Parsons, J.S. Trefil, S.D. Drell. Phys. Rev., 138, B847 (1965).
5. F. Becker, Z. Maric. Nuovo Cim., 36, 1395 (1965).
6. S. Barshay, G. Brown. Phys. Lett., 16, 165 (1965).
7. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров и др. Препринт ОИЯИ, Д-270, Дубна, 1960.
8. Г. Бете, Ф. Моррисон. Элементарная теория ядра. ИЛ, стр. 207-209, 1958.
9. Л.М. Барков, Б.А. Никольский. УФН, 61, 341 (1967).
10. Н.П. Клепиков, В.А. Мещеряков, С.Н. Соколов. Препринт ОИЯИ, Д-584, Дубна, 1960.
11. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ, Р-724, Дубна, 1961.
12. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander, A. Turkevich. Phys. Rev., 110, 204 (1958).
13. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, И. Патера. Препринт ОИЯИ, Р-1577, Дубна, 1964.
14. J.M. McKinley. Rev. Mod. Phys., 35, 788 (1963).
15. В.В. Чавчанидзе. Изв. АН СССР, 19, 629 (1955).
16. В.М. Мальцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 39, 1625 (1960).
17. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ, 46, 817 (1964).
18. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Мальцев, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. XII Международн. конф. по физике высоких энергий, Дубна, 1964, стр. 64-66. Атомиздат, Москва, 1966.
19. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба, Г. Ионице, Е. Лозняну, В. Мухул. ЯФ (в печати). Препринт ОИЯИ, Р-2806, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 ноября 1966 г.

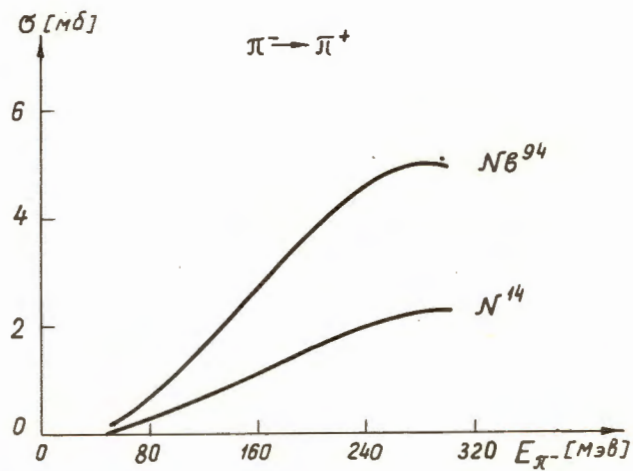
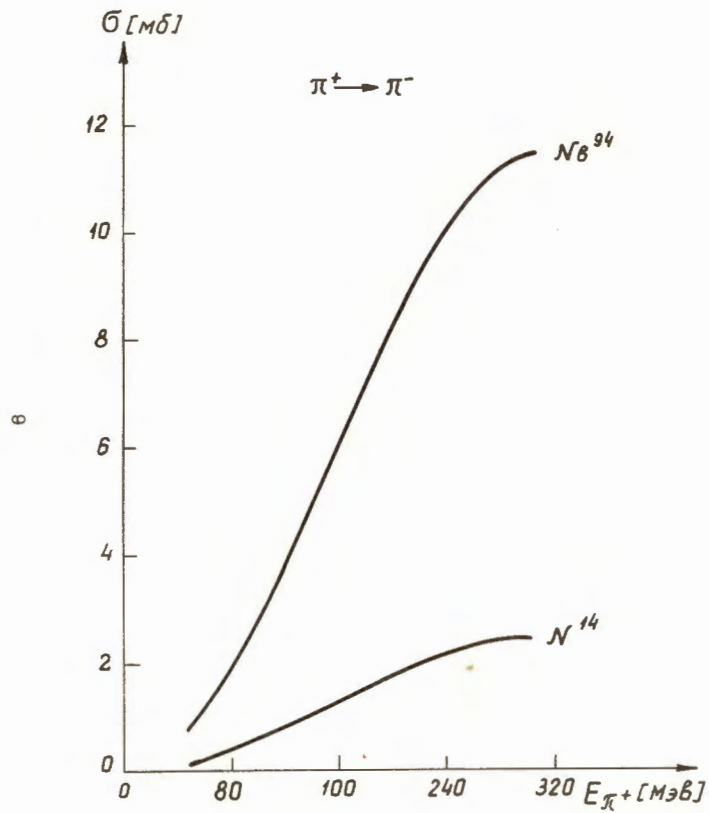


Рис. 1.

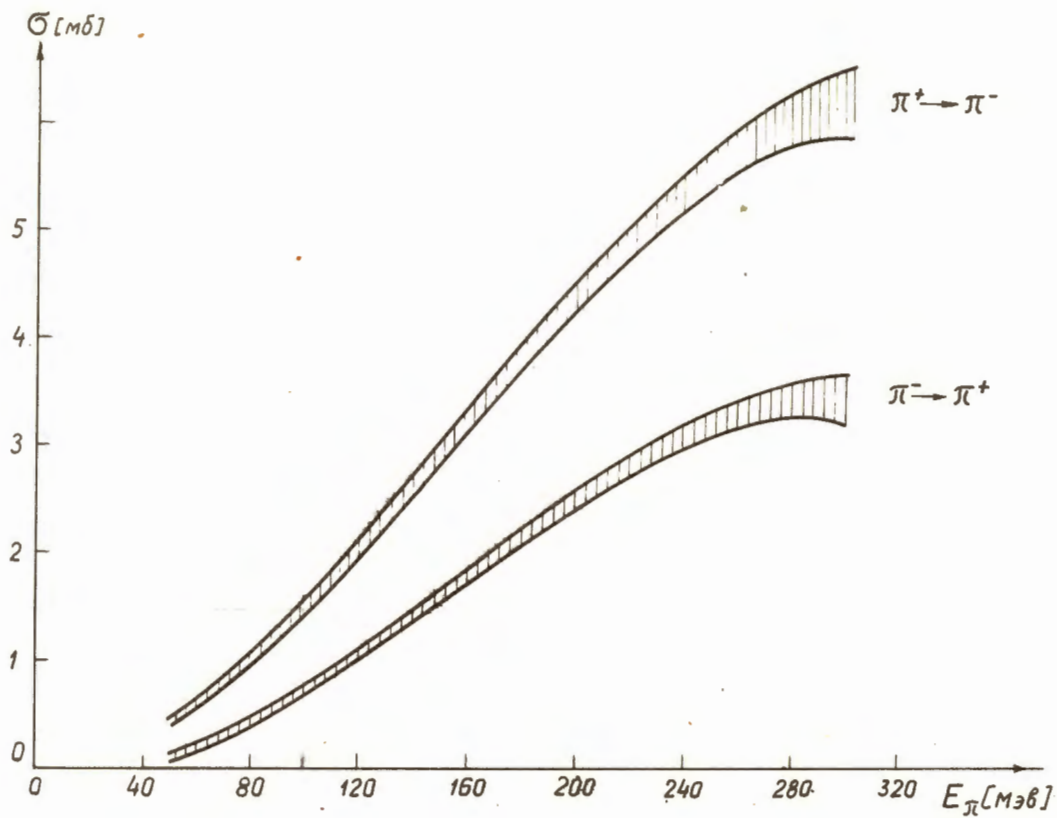


Рис. 2.

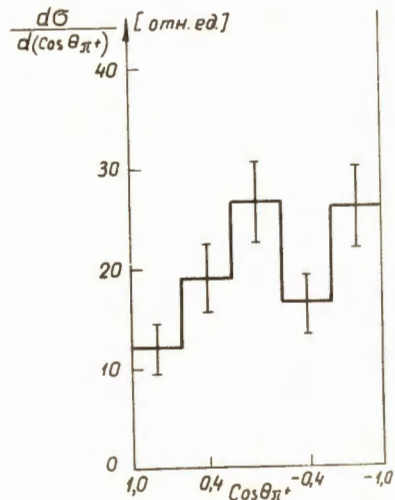
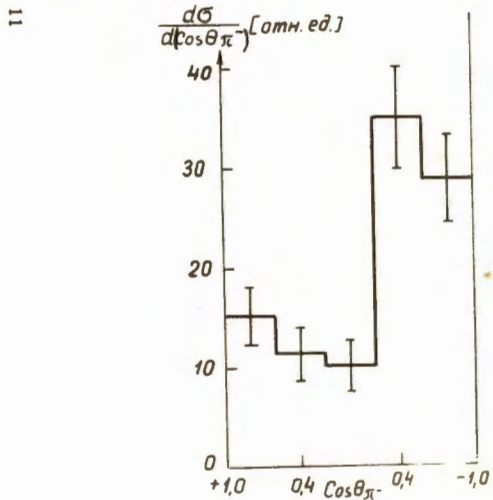
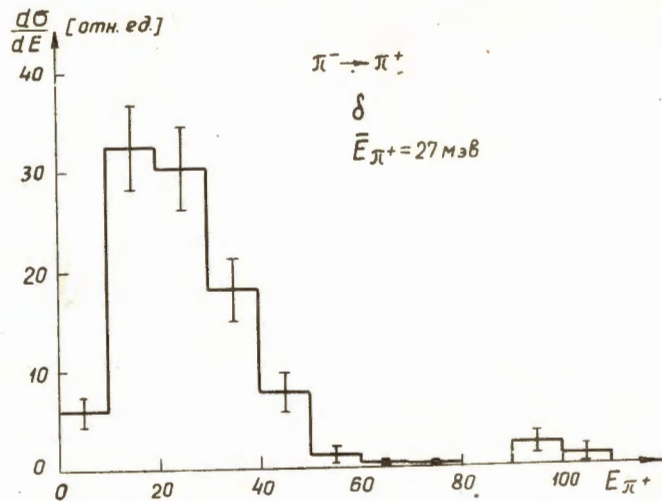
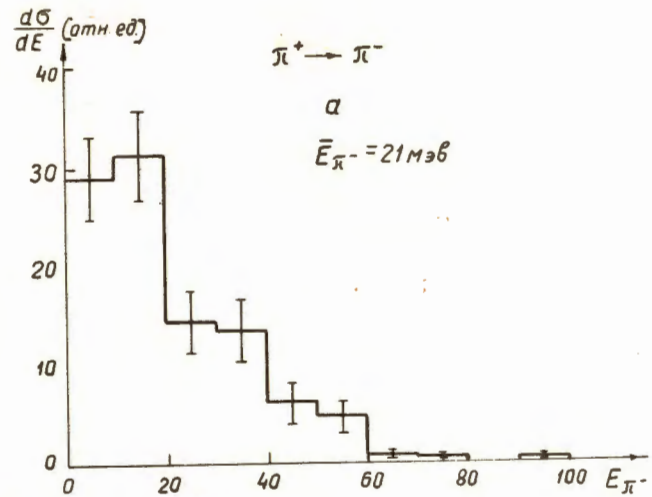


Рис. 3.

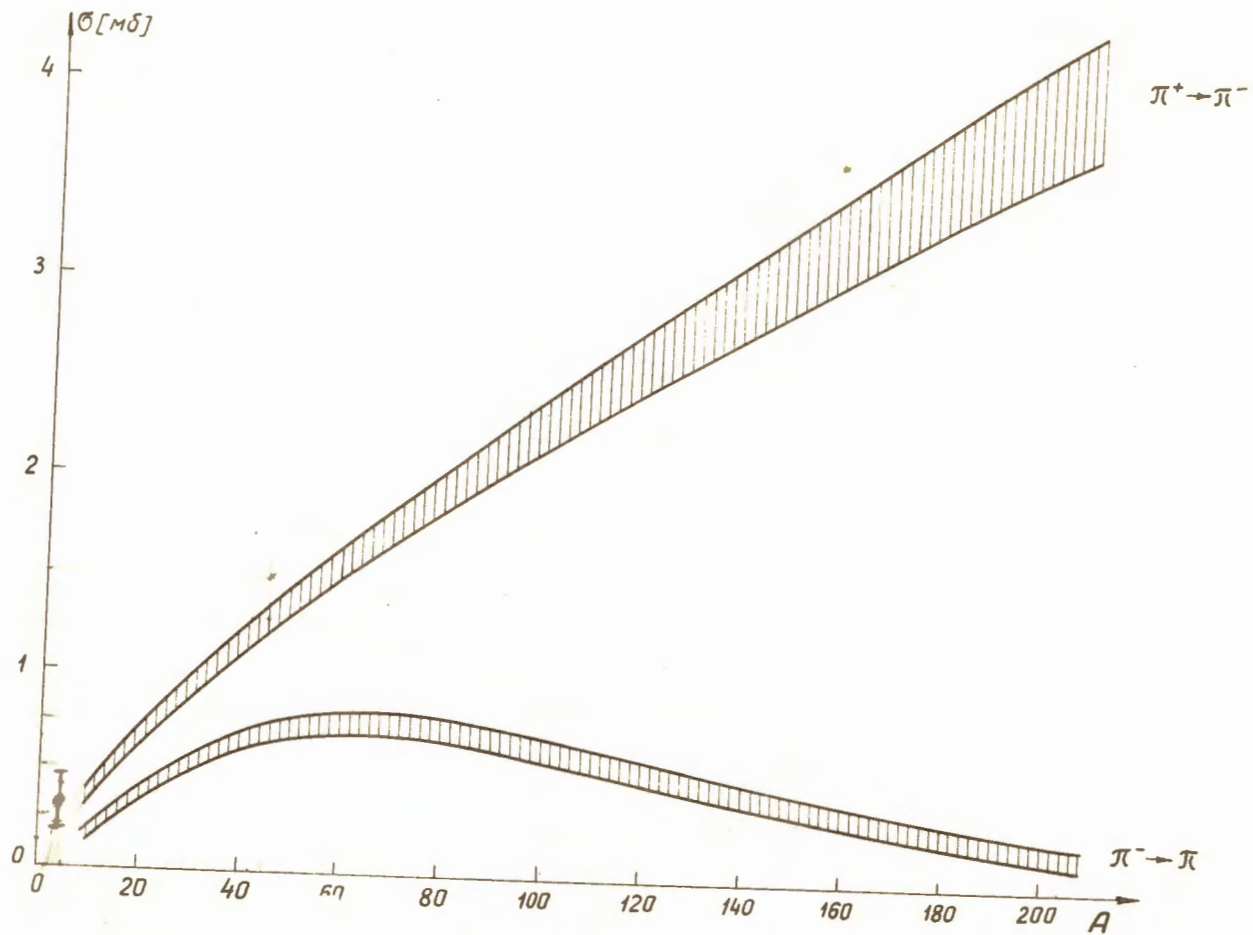


Рис. 4.

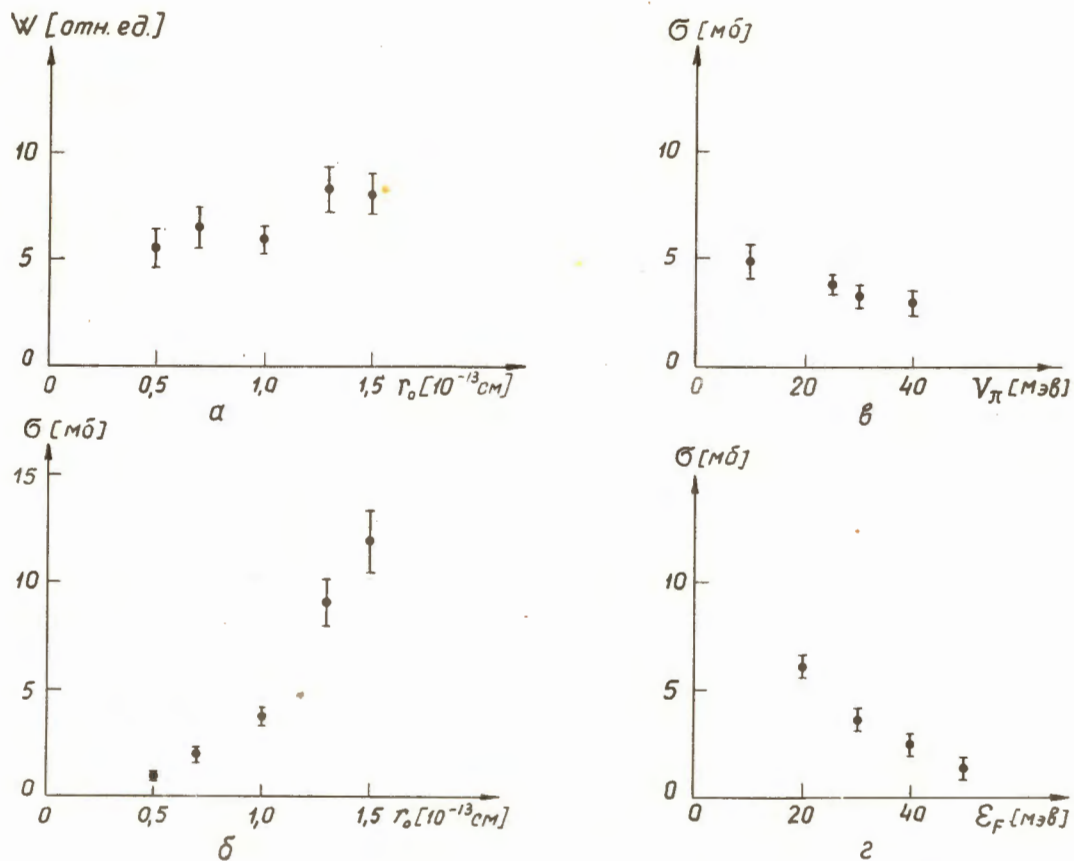


Рис. 5.